



HAL
open science

Etude expérimentale et numérique du contrôle de transition de couche limite par actionneurs à plasma froid surfacique

Natacha Szulga

► **To cite this version:**

Natacha Szulga. Etude expérimentale et numérique du contrôle de transition de couche limite par actionneurs à plasma froid surfacique. Modélisation et simulation. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE), 2016. Français. NNT: . tel-01454974

HAL Id: tel-01454974

<https://hal.science/tel-01454974>

Submitted on 3 Feb 2017

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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Natacha Szulga

le mercredi 30 novembre 2016

Titre :

Etude expérimentale et numérique du contrôle de transition de couche limite
par actionneurs à plasma froid surfacique

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

EDyF - ONERA/DMAE

Directeur/trice(s) de Thèse :

Grégoire Casalis (Directeur)

Maxime Forte (Co-Directeur)

Olivier Vermeersch (Co-Encadrant)

Jury :

Eric Moreau (Rapporteur)

Annie Leroy (Rapporteure)

Christophe Airiau (Examineur)

Jean-Christophe Robinet (Examineur)

Yann Doutreleau (Examineur)

Maxime Forte (Co-Directeur)

Olivier Vermeersch (Co-Encadrant)

Remerciements

Je pourrais ici écrire un long paragraphe introductif pour dire à quel point la thèse est un travail de longue haleine mais formateur, mais cette phrase se suffit à elle-même. Néanmoins, j'aimerais profiter de cet espace pour remercier les personnes sans qui je n'aurais pas pu mener mon travail à son terme.

J'aimerais d'abord remercier ceux qui m'ont encadrée au long de ces trois ans : Grégoire Casalis, Maxime Forte et Olivier Vermeersch. Merci à eux pour tout ce qu'ils m'ont apporté au niveau scientifique, pour leur confiance, leurs conseils et leur patience.

Je tiens aussi à remercier Annie Leroy, Eric Moreau, Jean-Christophe Robinet, Christophe Airiau et Yann Doutreleau d'avoir accepté de faire partie de mon jury de soutenance. En particulier, je remercie Annie Leroy et Eric Moreau, mes rapporteurs, pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit et pour leurs remarques.

Mes trois années de thèse se sont déroulées au sein du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE) de l'ONERA. J'aimerais y remercier tout son personnel, en particulier Pierre Millan pour m'avoir accueillie dans son département, l'ensemble de l'unité Instabilité Transition Acoustique (ITAC) à laquelle j'étais rattachée pendant ma thèse et Corinne Plantade et Valérie Duplessis pour leur aide du point de vue administratif.

Certaines parties de cette thèse n'auraient pas vu le jour sans l'aide de certaines personnes. Merci à Estelle Piot et Francis Micheli pour avoir pris le temps de me guider lors de la mise en oeuvre des mesures LDV. Merci aussi à Nicolas Fasano pour tout le travail qu'il a effectué sur la maquette de plaque plane et son installation dans la soufflerie TRIN2.

Ma thèse a aussi été l'occasion de faire de belles rencontres liées au doctorat, mais pas seulement à l'ONERA.

Je souhaite remercier l'ensemble des doctorants et post-doctorants, et en particulier ceux du premier étage, qui ont su animer le couloir des doctorants et garder une cohésion de groupe aussi forte que possible. J'espère n'oublier personne dans cette liste : Sheddia, Cécile, David, Jean-Michel, Bertrand, Maxime I., Vincent, François L., François N., Jérôme, Pierre, Stéphanie, Jérémie, Guillaume, Maxime B., Gustavo, Rémi, Florian, Sylvain, Loïc J., Jeanne, Loïc V. et Emilie. A ceux qui ne sont pas encore docteurs : continuez à cultiver cet esprit de cohésion qui aide à passer à travers les moments de thèse difficiles ! Je remercie aussi tout particulièrement Antoine avec qui j'ai beaucoup échangé au sujet des actionneurs DBD et des chats.

Non, le doctorant n'est pas un être qui vit enfermé dans son labo, à mi-chemin entre le savant fou et l'ours en hibernation. Il y a une vie en dehors du labo ! Et c'est en dehors du labo (mais vraiment pas loin) que j'ai rencontré les membres du Comedy Club Scientifique. Je remercie toute l'équipe : Matthieu, Andréa, Manon, Adrien, Assia, Alexandra, Stéphane et Jodël. Nos réunions ont été une vraie bouffée d'oxygène, j'espère pouvoir continuer à raconter le monde différemment avec vous pour quelques temps encore.

Dans un autre registre, je remercie Archibald-Guillaume, Tessrane-Arcady, Aldarac-Teddy et notre MJ-Charles. Nos aventures dans le royaume d'Alliance m'ont permis de

m'évader et d'oublier pour un moment mes tracas de thésarde. J'espère pouvoir rendre la pareille à ceux d'entre vous qui n'ont pas encore soutenu. Je te remercie particulièrement, toi, Charles car, en plus d'être un MJ exceptionnel, tu as su me soutenir tout au long de ma thèse.

Enfin, je remercie aussi ma famille et en particulier mes parents qui m'ont toujours soutenue dans ce que j'ai fait.

Table des matières

Intoduction	1
I Etat de l'art	5
1 Couche limite et transition laminaire-turbulent	7
1.1 Définition et évolution de la couche limite le long d'un obstacle	7
1.2 Grandeurs caractéristiques de la couche limite	8
1.3 Couche limite laminaire	9
1.4 Couche limite turbulente	11
1.5 Transition laminaire - turbulent	13
2 Actionneurs à plasma de type DBD	19
2.1 Principe physique des actionneurs de type DBD	20
2.2 Consommation électrique d'un actionneur DBD	22
2.3 Jet pariétal généré par l'actionneur DBD	24
2.4 Echauffement dû à l'actionneur DBD	33
2.5 Modélisations existantes de la force EHD	34
3 Contrôle de transition laminaire-turbulent	43
3.1 Stratégies de contrôle de transition	43
3.2 Contrôle de transition à l'aide d'actionneurs DBD	44
II Contrôle d'une couche limite 2D autour d'un profil ONERA-D	51
4 Influence des DBD sur la stabilité d'une couche limite 2D autour d'un profil d'aile	53
4.1 Dispositif expérimental	54
4.2 Etude expérimentale et numérique de la couche limite non manipulée . . .	60
4.3 Etude expérimentale de l'écoulement manipulé par un actionneur DBD . .	66
4.4 Conclusion : importance de la fréquence d'action	75
5 Etude de l'effet des actionneurs DBD sur les profils de vitesse moyenne	77
5.1 Effet de la force EHD sur les profils de vitesse moyenne	77
5.2 Etude de la stabilité des profils mesurés	81
5.3 Conclusion	85
6 Etude numérique	87
6.1 Développement d'un modèle de force volumique	87
6.2 Validation du modèle	90
6.3 Conclusion	99

Discussion des résultats du contrôle de transition sur l'ONERA-D	101
III Contrôle de transition sur plaque plane	103
7 Choix de la configuration expérimentale	105
7.1 Présentation de la maquette et de la soufflerie	105
7.2 Instrumentation	107
7.3 Choix des paramètres aérodynamiques	108
7.4 Choix des actionneurs et de leurs positions	109
8 Effet d'un actionneur DBD sur la couche limite proche des électrodes	113
8.1 Validation de l'utilisation de la LDV	114
8.2 Profils de vitesse moyenne à l'intérieur du plasma	118
8.3 Calcul de l'ajout de vitesse dû à l'actionneur	130
8.4 Conclusion	134
9 Effet de plusieurs actionneurs sur la stabilité de la couche limite	135
9.1 Influence de la position d'un actionneur DBD sur le recul de transition . . .	136
9.2 Contrôle de transition multi-actionneurs	140
9.3 Effet des actionneurs DBD sur les ondes TS	142
9.4 Conclusion	144
Discussion des résultats de la campagne expérimentale sur plaque plane	147
IV Conclusion	149
Conclusion générale	151
Annexes	II
A Mesure de vitesse à l'aide d'une sonde fil chaud une composante	II
B A propos des polynômes qui composent la distribution de force volumique	IV
B.1 $a(x)$	IV
B.2 $b(y)$	V
C Mesure du taux de turbulence de la soufflerie TRIN2	VI
C.1 Dispositif expérimental	VI
C.2 Méthode et Résultats	VII
D Profils de vitesse complémentaires mesurés à l'intérieur de la zone de plasma	IX
D.1 $P/L = 20W m^{-1}$	X
D.2 $P/L = 40W m^{-1}$	XI
D.3 $P/L = 60W m^{-1}$	XII
D.4 $P/L = 80W m^{-1}$	XIII
Références	XXI
Liste des acronymes	XXII

Glossaire	XXIII
Liste des symboles	XXIV

Liste des figures

1.1	Schéma de l'évolution type d'une couche limite bidimensionnelle le long d'une plaque plane. 1 : couche limite laminaire, 2 : zone de transition, 3 : couche limite turbulente. U_∞ représente la vitesse incidente.	8
1.2	Profil de vitesse autosimilaire de Blasius.	10
1.3	Profils de vitesse moyenne adimensionnés dans une couche limite laminaire (–) et turbulente (–).	12
1.4	Les différents chemins de transition menant à la turbulence. D'après [56].	13
1.5	Visualisation d'une couche limite sur plaque plane dans l'eau, Werlé (1980)	13
1.6	Signal provenant d'une sonde à fil chaud positionnée à plusieurs endroits d'une couche limite, d'après [10].	14
1.7	Evolution qualitative des grandeurs de couche limite, d'après [10].	15
1.8	Visualisation infrarouge d'une transition sur le bord d'attaque d'une aile en flèche équipée d'un dispositif anti-contamination. D'après [19].	15
1.9	Illustration de la méthode e^N . D'après [2].	18
2.1	Schéma d'un actionneur Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) vu de côté	20
2.2	Photographie vue de dessus d'un actionneur DBD, d'après [20].	20
2.3	Tension d'alimentation (en noir) et courant de décharge (en rouge) d'un actionneur DBD sur une période, d'après [21].	21
2.4	Photographies vue de dessus de la décharge générée par un actionneur DBD à différents stades d'évolution de la tension d'alimentation, d'après [12].	22
2.5	Diagramme de Lissajous pour un actionneur DBD dont l'amplitude de tension d'alimentation est de 8,8 kV et pour deux fréquences différentes. D'après [35].	23
2.6	Evolution de la puissance consommée par un actionneur DBD en fonction de f_p à V_p fixé, d'après [21].	23
2.7	Evolution de la puissance consommée par un actionneur DBD en fonction de V_p à f_p fixée.	24
2.8	Poussée induite par un actionneur DBD en fonction de la puissance électrique consommée, d'après [17].	25
2.9	Schéma d'un actionneur DBD et du volume de contrôle considéré pour le calcul de la force ElectroHydroDynamique (EHD). D'après [14].	25
2.10	Composantes du champ de force volumique, [37]. Le contour "10% isoline" représente la frontière du domaine où s'exerce la force volumique. L'abscisse 0 correspond au bord aval de l'électrode active (x_{DBD}).	27
2.11	Evolution temporelle de la composante f_x	28
2.12	Paramètres géométriques d'un actionneur DBD. E_a : épaisseur de l'électrode active, L_a : largeur de l'électrode active, L_m : largeur de l'électrode de masse, g : largeur de l'espace inter-électrodes, a : épaisseur du diélectrique.	28

2.13	Evolution du maximum de vitesse de vent ionique en fonction de plusieurs paramètres géométriques. D'après [21].	29
2.14	Evolution temporelle de la force EHD pour deux géométries d'électrodes active. D'après [13].	30
2.15	Evolution du maximum de vent ionique en fonction de la puissance consommée par un actionneur DBD pour plusieurs épaisseurs a . D'après [29].	31
2.16	Intensité lumineuse générée par un actionneur DBD pour deux signaux différents, d'après [16].	32
2.17	Evolution temporelle des composantes horizontale (U) et verticale (V) du vent ionique pour différentes formes du signal d'alimentation.	33
2.18	Evolution longitudinale de l'échauffement de paroi dû à un actionneur DBD à électrode active plate pour plusieurs épaisseurs de diélectrique, d'après [69] et [30].	34
2.19	Zone de champ électrique généré par l'actionneur DBD approchée par Shyy <i>et al.</i> [63].	35
2.20	Géométrie de calcul et stations considérées par Shyy <i>et al.</i> [63].	35
2.21	Profils de vitesse calculés par le modèle de Shyy <i>et al.</i> . D'après [63].	36
2.22	Densité de charges (à gauche) et distribution de force volumique (à droite) calculées avec le modèles développé par Suzen <i>et al.</i> . D'après [68].	37
2.23	Courant de décharge (en rouge) et tension d'alimentation (en bleu) calculé par le modèle d'Unfer <i>et al.</i> D'après [70].	39
2.24	Composante horizontale (à gauche) et verticale (à droite) du champ de force volumique calculé par le modèle d'Unfer <i>et al.</i> D'après [70].	39
2.25	Composantes horizontales et verticales du champ de force EHD. En haut : calculé par les équations du plasma, en bas : modélisé. D'après [65].	40
2.26	Composante horizontale du champ de vitesse obtenue en haut : avec la distribution de force calculée, en bas : avec la modélisation. D'après [65].	40
3.1	Signal RMS d'une sonde fil chaud pour différents cas avec et sans action. $U_\infty = 7 \text{ m s}^{-1}$. D'après [62].	45
3.2	Profils de vitesse calculés dans le cas d'un ajout de vitesse dans le sens de l'écoulement a) juste avant l'actionneur, b) juste après l'actionneur, c) loin en aval de l'actionneur. D'après [57].	45
3.3	Installation des deux actionneurs DBD pour l'expérience de Kurz <i>et al.</i> D'après [40].	47
3.4	Vitesse instantanée observée 10% de corde après l'actionneur aval sans algorithme de contrôle en fonction du temps. Le phénomène de battement est observé après $t = 5 \text{ s}$. D'après [38].	48
3.5	Evolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud pour différentes configurations sans actionneur, avec l'actionneur de perturbation seul et avec l'actionneur de perturbation et de contrôle. D'après [40].	48
3.6	Signaux d'alimentation des actionneurs utilisés par Kurz <i>et al.</i> [38]. (a) Signal d'alimentation de l'actionneur de perturbation. (b) Signal d'alimentation de l'actionneur pour le contrôle hybride.	49
3.7	Effet des différents modes d'action sur la position de transition de la couche limite. D'après [38].	50
4.1	Représentations de la soufflerie TRIN1.	54
4.2	Vues de la maquettes ONERA-D.	55
4.3	Chaîne d'acquisition des mesures fil chaud.	56

4.4	Paramètres géométriques des actionneurs DBD étudiés. L_a : largeur de l'électrode active, L_m : largeur de l'électrode de masse, g : largeur de l'espace inter-électrodes, a : épaisseur du diélectrique, x_{DBD} : marqueur de position de l'actionneur.	57
4.5	Evolution de la puissance par unité de longueur d'électrode en fonction de V_p pour différentes fréquences f_p pour l'actionneur situé à 33% de corde.	58
4.6	Vent ionique mesuré à l'aval de l'actionneur situé à 33 % de corde sans écoulement	59
4.7	Evolution des fluctuations du signal fil chaud en fonction de la vitesse U_∞ à 30, 40 et 50 % de corde.	61
4.8	Evolution des fluctuations du signal fil chaud le long de la corde du profil pour $U_\infty = 21$ et 24 m s^{-1}	62
4.9	Coefficients de pression mesurés le long du profil ONERA-D. $AoA = 1,5^\circ$	62
4.10	Coefficients de pression interpolés pour $AoA = 1,5^\circ$	63
4.11	Profils de vitesse moyenne naturels calculés avec 3C3D et mesurés expérimentalement à plusieurs endroits de la couche limite $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	63
4.12	Grandeurs intégrales de couche limite évaluées à partir de profils de vitesse mesurés et calculés par 3C3D. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	64
4.13	Evolution des facteurs N le long de l'extrados de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et $AoA = 1,5^\circ$	65
4.14	Evolution des facteurs N le long de l'extrados de l'ONERA-D pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$ et $AoA = 1,5^\circ$	65
4.15	Evolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud pour un profil lisse et avec actionneurs éteints.	67
4.16	Evolution des fluctuations du signal fil chaud sans et avec action à 33 % de corde. $f_p = 2 \text{ kHz}$	68
4.17	Evolution des fluctuations du signal fil chaud le long de la corde sans et avec action. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et $f_p = 2 \text{ kHz}$	69
4.18	Evolution du facteur N le long de la corde de l'ONERA-D pour une fréquence de 2 kHz. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Les lignes verticales correspondent à la position des DBD.	70
4.19	Evolution du signal RMS fil chaud sans et avec action à 33 % de corde. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	72
4.20	Evolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud le long de la corde du profil ONERA-D avec et sans action à 33 % de corde. $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$ et $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$	73
4.21	Evolution des fluctuations du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la corde du profil ONERA-D avec et sans action à 13 % de corde. $P/L = 31 \text{ W m}^{-1}$ et $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	73
4.22	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour certaines fréquences d'ondes Tollmien-Schlichting (TS). $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	74
4.23	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour certaines fréquences d'ondes TS. $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$	74
5.1	Profils de vitesse moyenne à $x/c = 43 \%$ pour différents cas avec et sans action de la DBD à $x_{DBD}/c = 33 \%$, $f_p = 2 \text{ kHz}$. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	78
5.2	Différentiels de vitesse estimé entre les profils mesurés avec et sans action à $x/c = 43 \%$ (figure 5.1) et mesuré "sans écoulement". $f_p = 2 \text{ kHz}$, $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$	79

5.3	Profils de vitesse moyenne mesurés à $x/c = 23\%$ pour différents cas avec et sans action de la DBD à $x_{\text{DBD}}/c = 13\%$, $f_p = 2\text{ kHz}$. $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$	80
5.4	Différentiel de vitesse estimé à partir des profils de vitesse mesurés avec et sans action à $x/c = 23\%$ (figure 5.3).	80
5.5	Evolution des taux d'amplification α_i en fonction de la fréquence pour des profils de vitesse mesurés à $x/C = 43\%$ avec et sans action. (DBD à $x/c = 33\%$)	83
5.6	Evolution des taux d'amplification α_i en fonction de la fréquence pour plusieurs profils de vitesse avec et sans action à 23% de corde.	84
6.1	Composante longitudinale de la force volumique et son étendue estimées par Kriegseis <i>et al.</i> [37].	88
6.2	Polynômes a et b de l'équation (6.2)	89
6.3	Composante horizontale du champ de force volumique comme décrite par l'équation (6.2). $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$	90
6.4	Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse naturels mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D à $x/c = 43\%$	91
6.5	Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$	92
6.6	Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 76\text{ W m}^{-1}$	92
6.7	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$. Configuration non manipulée.	93
6.8	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$ et une action à 33 % de corde et $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$	94
6.9	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$ et une action à 33 % de corde et $P/L = 76\text{ W m}^{-1}$	94
6.10	Profils de vitesse moyenne mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$. $\Delta T = 40\text{ }^\circ\text{C}$	95
6.11	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$ avec et sans chauffage à 33% de corde.	96
6.12	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$ dans des cas avec action à 33% de corde et $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$ avec et sans chauffage. . .	97
6.13	Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$ avec chauffage de paroi à 33% de corde ($\Delta T = 20\text{ }^\circ\text{C}$) avec et sans force volumique.	98
7.1	Schéma de la soufflerie TRIN2	106
7.2	Vue isométrique de la plaque plane munie de trois actionneurs.	106
7.3	Schéma technique avec cotes de la plaque plane munie de trois actionneurs DBD, vue de dessus.	107
7.4	Montage autour de la soufflerie TRIN2.	108
7.5	Evolution du signal RMS d'une sonde à fil chaud le long de la plaque plane pour différents nombres de Reynolds unitaires Re_m . $AoA = 0.13\text{ }^\circ$	109
7.6	Puissance consommée en fonction de l'amplitude de la tension d'alimentation. Les mesures sont représentées par les symboles. Les courbes en traits pleins représentent les tendances d'évolution pour chaque fréquence. . . .	110
7.7	Vitesse extérieure et coefficients de pression le long de la plaque plane. . . .	111
7.8	Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $U_\infty = 35\text{ m s}^{-1}$ ($Re_m = 2,4 \cdot 10^6$ m). Les lignes verticales symbolisent l'emplacement des actionneurs DBD.	112

8.1	Profils de vitesse moyenne adimensionnés et cadences mesurés à $x = 650$ mm du bord d'attaque sans action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$	114
8.2	Profils de vitesse moyenne adimensionnés sans action mesurés par anémométrie fil chaud. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$	115
8.3	Profils de vitesse moyenne adimensionnés mesurés 50 mm à l'aval de l'actionneur pour deux cas d'action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$	116
8.4	Cadences mesurées à $x_{\text{DBD}} + 50$ mm.	116
8.5	Profils de vitesse moyenne adimensionnés mesurés 100 mm à l'aval de l'actionneur pour deux cas d'action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$	117
8.6	Cadences mesurées à $x_{\text{DBD}} + 100$ mm.	117
8.7	Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$	119
8.8	Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$	120
8.9	Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$	121
8.10	Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$	122
8.11	Evolution des cadences pour les profils de vitesse à $x_{\text{DBD}} + 6$ mm.	123
8.12	Histogrammes des vitesses mesurées par Laser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) à $x = x_{\text{DBD}} + 6$ mm.	124
8.13	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$	126
8.14	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$	127
8.15	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$	128
8.16	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$	129
8.17	Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$	130
8.18	Vitesse ajoutée dans la couche limite par l'actionneur DBD. $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$	131
8.19	Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$	132
8.20	Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$	133
9.1	Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas avec et sans action de la DBD1. $P/L = 48 \text{ W m}^{-1}$. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	136
9.2	Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec un seul actionneur à trois positions différentes. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	137
9.3	Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane avec et sans action de la DBD1 à $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	139
9.4	Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Les lignes verticales symbolisent l'emplacement des actionneurs DBD1, 2 et 3.	139
9.5	Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. La ligne verticale symbolise l'emplacement de l'actionneur DBD1.	139
9.6	Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec action de deux DBD. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$	141

9.7	Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec action des 3 DBD. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$	142
9.8	Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 40 W m^{-1}$. $x = 550 mm$. $y = 1 mm$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$	143
9.9	Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action, juste avant la transition. $P/L = 40 W m^{-1}$. $y = 1 mm$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$	143
9.10	Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 2 \times 18 W m^{-1}$. $x = 550 mm$. $y = 1 mm$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$	144
9.11	Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 3 \times 12 W m^{-1}$. $x = 550 mm$. $y = 1 mm$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$	144
A.1	Sonde fil chaud une composante	II
A.2	Montage électrique de type pont de Weatstone, incluant une sonde fil chaud.	II
C.1	Photographie des sondes utilisées pour la mesure des taux de turbulence dans la soufflerie TRIN2	VII
C.2	Densité spectrale de puissance de la sonde à fil chaud en milieu de veine. $U_\infty = 34 m s^{-1}$	VII
C.3	Tu et Nt dans la veine de la soufflerie TRIN2, mesurés en entrée et en milieu de veine en fonction de U_∞	VIII
D.1	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD2 pour une puissance consommée $P/L = 20W m^{-1}$	X
D.2	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD2 pour une puissance consommée $P/L = 40W m^{-1}$	XI
D.3	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD2 pour une puissance consommée $P/L = 60W m^{-1}$	XII
D.4	Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80W m^{-1}$	XIII

Liste des tableaux

4.1	Caractéristiques des actionneurs DBD utilisés.	57
4.2	Vitesses critiques à 30, 40 et 50 % de corde.	60
4.3	Correspondances entre V_p et P/L utilisées pour $f_p = 2$ kHz.	67
4.4	Tableau des puissances P/L utilisées en $W m^{-1}$ en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p	71
6.1	Tableau récapitulatif des différences de géométrie d'actionneurs et de distribution de force volumique entre Krigeseis <i>et al.</i> [37] et cette étude pour une puissance P/L = $60 W m^{-1}$	89
8.1	Tableau des paramètres électriques de l'actionneur utilisé dans le chapitre 8	113
9.1	Tableau des puissances P/L utilisées en $W m^{-1}$ en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p	136
9.2	Tableau des puissances P/L utilisées par actionneur en $W m^{-1}$ en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p	140
D.1	Tableau des paramètres électriques de l'actionneur utilisé dans l'annexe D .	IX

Introduction

Ces vingt dernières années ont vu le trafic aérien augmenter rapidement. L'agence européenne pour l'environnement, dont le but est de fournir des informations sur l'environnement en Europe, recense par exemple que le transport de passagers par voie aérienne a plus que doublé entre 1995 et 2015, passant de 1 041 967 à 2 538 574 millions de passagers-km transportés. Dans ce cadre, l'ACARE (Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe) développe des programmes pour concilier la volonté de réduire l'impact de l'aviation sur l'environnement tout en respectant la demande croissante pour ce type de transport. Le dernier en date, FlightPath 2050 fixe au niveau européen des objectifs de réduction des émissions d'oxydes d'azote (NOx) de 90 %, de celles de dioxyde de carbone (CO₂) de 75 % et du bruit perçu de 65 % par rapport à leurs niveaux en l'an 2000. Pour répondre à ces exigences, il devient donc nécessaire de réduire la consommation en carburant des avions. Si modifier l'architecture des moteurs permet de le faire¹, il est aussi possible de réduire la traînée de frottement d'un avion pour parvenir à cette fin. En effet, lorsqu'un objet est en mouvement dans un fluide, une couche limite se forme le long de sa paroi. Lors de son développement, elle passe d'un état laminaire à un état turbulent par un phénomène appelé transition. Or, une couche limite turbulente génère cinq fois plus de frottement qu'une couche limite laminaire. Reculer la transition permet donc d'obtenir une couche limite qui génère globalement moins de frottement, et donc une traînée moins importante. Ce contrôle, qui vise à retarder le passage du régime laminaire au régime turbulent, peut être appliqué aux ailes et dans ce cadre, plusieurs stratégies sont possibles : la géométrie du profil peut être définie de sorte à ce que la transition soit naturellement éloignée du bord d'attaque, la maîtrise des différentes aspérités causées par les rivets ou les raccords permettent d'éviter de la déclencher trop tôt ou encore des dispositifs de contrôle actifs, nécessitant un apport d'énergie extérieur, peuvent être implantés dans la structure de l'aile pour reculer la transition. En combinant un profil d'aile adapté à la laminarité et un dispositif de contrôle actif, la transition peut être reculée encore plus loin vers le bord de fuite de l'aile.

Parmi les systèmes actifs existants, l'aspiration de couche limite est un système qui a déjà fait ses preuves. Dès les années 1960, la NASA démontre son efficacité et effectue des démonstrations qui ont permis un recul conséquent de la transition lorsqu'une aspiration de couche limite est faite au bord d'attaque de l'aile de l'avion. En Europe, l'aspiration de paroi a aussi été testée en vol dans le cadre de l'élaboration d'une dérive laminaire sur un A320 dans les années 1990. Cependant, cette technologie est difficile à implanter pour des questions structurelles, ce qui freine son déploiement en masse sur des avions de ligne classiques. Ceci justifie l'intérêt porté aux actionneurs à plasma de type [Décharge à Barrière Diélectrique \(DBD\)](#) pour le contrôle de transition laminaire-turbulent. Ils ont l'avantage d'être légers et de ne comporter aucune partie mécanique mobile puisqu'ils sont composés uniquement d'électrodes apposées sur un matériau di-

1. Les concepts dits "open rotor" ou CROR permettent par exemple de réduire la consommation en carburant de 25 à 30 % tout en gardant des poussées similaires aux moteurs "classiques".

électrique. Leur temps de réponse court permet de faciliter un contrôle de transition “à la demande” et une modulation de leur puissance. Cependant, leur fonctionnement exige une alimentation en haute tension alternative, ce qui peut créer des problèmes de compatibilité électro-magnétique avec les autres systèmes requérant de l’énergie électrique.

Roth *et al.* [59] sont les premiers à utiliser les actionneurs DBD en vue d’une application aérodynamique. Ils montrent notamment que la force ElectroHydroDynamique (EHD) générée par cet actionneur peut avoir une incidence sur un écoulement grâce à un ajout de quantité de mouvement tangentiellement à la paroi. De plus, les travaux de Forte *et al.* [20] montrent que cette force est instationnaire et pulsée à la même fréquence que celle du signal de tension alternatif qui alimente l’actionneur. Ceci peut poser problème dans le cadre du contrôle d’une transition causée par la croissance d’instabilités modales puisqu’une force instationnaire “non maîtrisée” peut conduire au forçage des instabilités et par conséquent, peut avancer la transition. Dans le cadre d’un contrôle par effet moyen où l’objectif est de reculer la transition en modifiant les profils de vitesse moyenne, il faut apporter une force “quasi-stationnaire” dans la couche limite. Pour ce faire, la fréquence du signal d’alimentation de l’actionneur doit être choisie en dehors de la gamme de fréquences des instabilités qui s’y développent. Dans le cadre du contrôle d’une transition sur plaque plane, Duchmann *et al.* [15] utilisent un actionneur fin, dont le diélectrique fait 300 μm d’épaisseur, ce qui leur permet de choisir une fréquence de 6 kHz pour le signal d’alimentation. Or, dans leur cas d’étude à une vitesse infinie amont de 20 m s^{-1} , les fréquences des ondes Tollmien-Schlichting (TS) qui se développent dans la couche limite sont de l’ordre de 500 Hz ou moins. L’actionneur n’induit donc pas de forçage des ondes TS et la transition est reculée de 50 mm au maximum. Cependant, les décharges obtenues avec des actionneurs fins deviennent instables (jusqu’à endommager le diélectrique) à des tensions plus faibles que les décharges obtenues pour des actionneurs plus épais [20]. Ceci limite l’intensité de la force volumique qu’un actionneur DBD fin peut produire. Jousset *et al.* [31] utilisent trois actionneurs dont le diélectrique est plus épais (610 μm) positionnés à différentes abscisses d’une plaque plane. Dans cette étude, les fréquences du signal d’alimentation varient entre 250 et 1500 Hz. Le déplacement de transition occasionné est mesuré pour chaque actionneur. Cette étude montre que, selon l’endroit où est placé l’actionneur, la transition peut être avancée, reculée ou rester inchangée par rapport à sa position naturelle. Même si l’excitation des ondes TS par la force instationnaire générée par les actionneurs est évoquée pour expliquer les avancées de transition observées, aucune étude de stabilité ne vient appuyer cette hypothèse.

Au niveau numérique, plusieurs modèles des phénomènes physiques générés par les actionneurs DBD ont vu le jour. Ils se classent en deux catégories : les modèles phénoménologiques qui sont développés à partir de la physique et de la chimie du plasma et de la décharge ou les modèles empiriques qui s’appuient sur des mesures du champ de vitesse généré par un actionneur. Unfer *et al.* [70] proposent un modèle phénoménologique qui s’appuie sur une chimie simplifiée de l’air. Il permet d’obtenir notamment l’évolution temporelle de la force EHD développée par un actionneur ainsi que celle du courant de décharge. Ce modèle peut être couplé aux équations de Navier-Stokes en considérant plusieurs échelles temporelles différentes entre les phénomènes liés à l’ionisation et les phénomènes fluidiques. Du côté des modèles empiriques, Kriegseis *et al.* [37] ont mesuré le champ de vitesse moyen induit par un actionneur DBD fin dans de l’air au repos et en ont déduit le champ de force volumique correspondant. Ceci leur permet d’implanter une distribution de force volumique empirique dans un code RANS pour calculer son effet sur une couche limite [15]. Cependant, leur modèle n’est valable que pour leur géométrie d’actionneur.

En résumé, des travaux expérimentaux ont montré que les actionneurs à plasma de type **DBD** étaient capables de reculer ou d'avancer la transition causée par des ondes **TS**. Au niveau numérique, des modèles permettant de représenter la distribution de force volumique existent mais ils peuvent poser des problèmes de couplage lorsqu'ils sont phénoménologiques ou ne sont adaptés qu'à une seule géométrie d'actionneurs quand ils sont empiriques. D'autre part, dans le cadre d'actionneur épais, il n'existe pas d'études liant le déplacement de la transition laminaire-turbulent causée par un actionneur à une étude de la stabilité de la couche limite. C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à étudier expérimentalement et numériquement l'effet d'actionneurs à plasma de type **DBD** sur la stabilité de couches limites bidimensionnelles et incompressibles en vue du contrôle de transition.

Après une étude bibliographique (partie I), le plan de ce manuscrit reprend la démarche développée tout au long de ce doctorat. Dans un premier temps, elle a consisté à étudier l'effet de la fréquence du signal d'alimentation de l'actionneur **DBD** sur le déplacement de la transition (chapitre 4). Cette étude a été menée expérimentalement sur une couche limite bidimensionnelle se développant le long de l'extrados d'un profil d'aile. Pour cela, trois actionneurs **DBD** sont positionnés sur la maquette et sont allumés indépendamment les uns des autres pour plusieurs couples tension-fréquence du signal d'alimentation. Les fréquences d'alimentation sont dans un premier temps choisies supérieures à la fréquence des ondes **TS** qui provoquent la transition afin de ne pas les amplifier davantage. La position de la transition est évaluée en mesurant les fluctuations du signal issu d'une sonde à fil chaud le long de la maquette pour des cas avec et sans action. La stabilité de la couche limite naturelle est ensuite calculée afin de pouvoir corrélérer les fréquences des signaux d'alimentation à celles des ondes **TS** dans les cas où la transition est reculée comme dans ceux où elle est avancée. Ceci permet d'affiner le critère de choix de la fréquence d'action.

L'étape suivante (chapitre 5) consiste en l'étude de l'effet de l'actionneur **DBD** sur les profils de vitesse moyenne de la couche limite. Pour cela, des mesures de profils de vitesse moyenne ont été réalisées assez loin à l'aval des actionneurs pour des cas avec et sans action. Les profils mesurés avec action sont comparés à ceux sans action pour quantifier l'ajout de vent ionique. Il est notamment comparé au vent ionique mesuré sans écoulement extérieur. Un code de stabilité basé sur le système d'Orr-Sommerfeld a été adopté afin de pouvoir calculer la stabilité des profils de vitesse mesurés dans des cas avec et sans action. L'objectif est d'identifier les fréquences des ondes **TS** affectées par la force volumique moyenne générée par un actionneur **DBD**.

La troisième étape (chapitre 6) consiste à développer un modèle de force volumique moyenne représentatif des actionneurs utilisés dans cette étude. L'objectif est de concevoir un modèle capable de prévoir la stabilité d'une couche limite soumise à l'action d'un actionneur **DBD** qui recule la transition. Pour cela, un modèle de champ de force volumique stationnaire a été développé à l'aide des mesures de profil de vitesse effectuées précédemment ainsi que des travaux de Kriegseis *et al.* [37]. Ce modèle est ensuite implanté dans un code de couche limite afin de pouvoir réaliser des études de stabilité linéaire. La comparaison de la stabilité de la couche limite calculée avec les résultats de la campagne expérimentale précédente conduit à définir des pistes d'amélioration possible pour le modèle de force volumique. Ceci justifie la mise en place d'une deuxième campagne expérimentale sur plaque plane afin de mesurer l'effet d'un actionneur **DBD** sur les profils de vitesse moyenne au plus près de l'actionneur grâce à une métrologie adaptée.

Dans un quatrième temps (chapitre 7), une nouvelle configuration expérimentale a

été établie de sorte à étudier uniquement l'impact de l'effet moyen d'actionneurs [DBD](#) sur une couche limite se développant le long d'une plaque plane. En particulier, les paramètres aérodynamique (incidence, vitesse en entrée de veine) ont été choisis de manière à ce que la position de la transition naturelle soit pertinente avec les caractéristiques de la maquette. D'autre part, une analyse de stabilité linéaire de la couche limite naturelle a été réalisée afin de choisir les fréquences du signal d'action en accord avec les conclusions du chapitre 4.

Le chapitre suivant (chapitre 8) présente les profils de vitesse moyenne mesurés à proximité et à l'intérieur de la zone de plasma générée par un actionneur [DBD](#). En vue de l'amélioration du modèle de force volumique, ces profils sont mesurés en présence d'un écoulement extérieur. Pour cela, comme l'anémométrie fil chaud ne permet pas d'effectuer de mesures près de l'actionneur en fonctionnement, une technique optique, la [Laser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler \(LDV\)](#), est employée. Pour notre configuration, elle est d'abord validée en-dehors de la zone de plasma avant d'y être employée pour mesurer des profils de vitesse moyenne avec et sans action. L'effet du vent ionique est ensuite quantifié à l'aide de ces mesures en soustrayant les profils mesurés sans action à ceux mesurés avec action.

Enfin, dans le dernier chapitre (chapitre 9), l'étude de l'effet de plusieurs actionneurs sur la transition d'une couche limite se développant le long d'une plaque plane est étudié. Les signaux d'alimentation sont choisis de manière à ce que l'effet moyen de l'actionneur soit dominant et que la transition soit reculée dans tous les cas. Dans un premier temps, les trois actionneurs disposés sur la plaque plane sont allumés successivement et leur impact sur la position de la transition est évalué. Ils sont ensuite allumés par deux et par trois pour procéder à un contrôle multi-actionneurs, et le recul de transition est à nouveau évalué pour ces configurations. Des analyses spectrales de signaux issus d'une sonde à fil chaud sont ensuite réalisées afin de déterminer ce qu'il advient des ondes [TS](#) lors du fonctionnement des actionneurs.

Première partie

Etat de l'art



Chapitre 1

Couche limite et transition laminaire-turbulent

Sommaire

1.1 Définition et évolution de la couche limite le long d'un obstacle	7
1.2 Grandeurs caractéristiques de la couche limite	8
1.3 Couche limite laminaire	9
1.4 Couche limite turbulente	11
1.5 Transition laminaire - turbulent	13

Ce chapitre a pour objectif de rappeler le concept de couche limite et de présenter son évolution le long d'un obstacle tel qu'il en sera question dans le reste du manuscrit. Les caractéristiques des couches limites laminaire et turbulente sont rappelées ainsi que les mécanismes qui mènent à la transition. Des méthodes expérimentales de mesure de la position de transition ainsi que des méthodes de calcul visant à la prévoir sont exposées.

1.1 Définition et évolution de la couche limite le long d'un obstacle

La couche limite est un concept introduit pour la première fois par Prandtl en 1904 [55]. Elle peut se définir comme la zone de l'écoulement qui fait l'interface entre un obstacle et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif. Dans cette zone, la vitesse du fluide par rapport à l'obstacle est d'abord nulle à la paroi : c'est la condition d'adhérence. Puis, elle évolue progressivement jusqu'à atteindre la vitesse de l'écoulement libre. Dans cette zone, les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels. La couche limite s'épaissit progressivement le long de l'obstacle dans le sens de l'écoulement et est traditionnellement découpée en plusieurs zones représentées sur le schéma de la figure 1.1 : la couche limite laminaire [1], une zone de transition [2] et la couche limite turbulente [3]. Chacune de ces zones est présentée dans les sections suivantes.

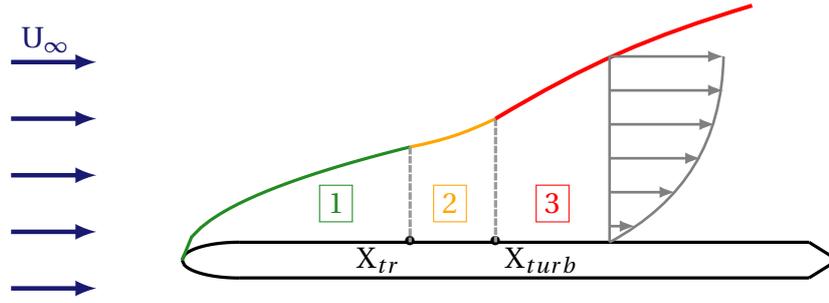


FIGURE 1.1 – Schéma de l'évolution type d'une couche limite bidimensionnelle le long d'une plaque plane. **1** : couche limite laminaire, **2** : zone de transition, **3** : couche limite turbulente. U_∞ représente la vitesse incidente.

1.2 Grandeurs caractéristiques de la couche limite

En plus de la définition évoquée section 1.1, la couche limite peut être caractérisée par plusieurs grandeurs intégrales qui dépendent de l'évolution spatiale et de l'épaisseur de couche limite δ . Cette dernière représente la distance sur laquelle l'écoulement passe d'une vitesse tangentielle à la paroi de l'obstacle nulle à celle de l'écoulement libre. En pratique, on utilise plutôt l'épaisseur de couche limite à 99% notée δ_{99} qui correspond à la distance à laquelle la vitesse atteint 99% de la vitesse extérieure. A partir de cette grandeur, on définit entre autres :

1. L'épaisseur de déplacement δ_1 est une grandeur définie par l'intégrale (1.1).

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho(y)U(y)}{\rho_e U_e} \right) dy \quad (1.1)$$

où δ est l'épaisseur de couche limite, ρ et ρ_e sont les masses volumiques respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de la couche limite, U et U_e sont les vitesses longitudinales et y est la distance suivant l'axe normal à la paroi (dans le sens de l'épaisseur de la couche limite). On note que, dans le cas d'une couche limite incompressible, les masses volumiques ρ et ρ_e sont égales et l'expression se simplifie en :

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U(y)}{U_e} \right) dy \quad (1.2)$$

Physiquement, δ_1 représente la hauteur de laquelle il faudrait déplacer la paroi pour obtenir un écoulement de fluide parfait de même débit. Cousteix [9], notamment, appelle la paroi ainsi translatée surface de déplacement.

2. L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 représente la hauteur à laquelle il faudrait déplacer la surface de déplacement pour que le débit de quantité de mouvement soit identique au cas d'un écoulement de fluide parfait. Cette épaisseur caractéristique se calcule grâce à l'intégrale (1.3).

$$\delta_2 = \int_0^\delta \left(\frac{\rho(y)U(y)}{\rho_e U_e} \left(1 - \frac{\rho(y)U(y)}{\rho_e U_e} \right) \right) dy \quad (1.3)$$

Comme dans le cas de δ_1 , cette expression se simplifie dans le cas d'une couche limite incompressible :

$$\delta_2 = \int_0^\delta \left(\frac{U(y)}{U_e} \left(1 - \frac{U(y)}{U_e} \right) \right) dy \quad (1.4)$$

3. Le facteur de forme H_{12} (équation (1.5)) est défini comme le rapport de l'épaisseur de déplacement sur l'épaisseur de quantité de mouvement. Il est classiquement compris entre 1,3 et 2,6 suivant la région de la couche limite considérée mais peut valoir jusqu'à 4 en fonction du gradient de pression.

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (1.5)$$

1.3 Couche limite laminaire

1.3.1 Equations

Dans cette région de la couche limite, la mise en équation se fait à partir des équations de Navier-Stokes. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, incompressible et stationnaire, les équations de continuité et de quantité de mouvement s'écrivent (équations (1.6)).

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.6a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1.6b)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (1.6c)$$

où x et y représentent respectivement les coordonnées cartésiennes tangentielle et normale à la paroi, u et v les composantes de la vitesse respectives, P la pression, ρ la masse volumique du fluide et ν sa viscosité cinématique.

À l'intérieur de la couche limite, des hypothèses, nommée hypothèses de couche limite, permettent de simplifier les équations (1.6). Elles stipulent que le nombre de Reynolds (Re) est assez grand et que l'épaisseur de la couche limite est assez faible devant le rayon de courbure de la paroi sur laquelle elle se développe. Dans ce cas, on peut montrer que $\frac{y}{x} \propto Re^{-1/2}$ et $\frac{v}{u} \propto Re^{-1/2}$. Ces hypothèses permettent de simplifier le système d'équations (1.6) pour établir le système d'équations (1.7) appelé *modèle de Prandtl*.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.7a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.7b)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (1.7c)$$

En particulier, l'équation (1.7c) permet de remarquer que la pression statique ne varie pas dans l'épaisseur de couche limite lorsqu'on se déplace le long d'une normale à la paroi.

1.3.2 Solution particulière du modèle de Prandtl

Dans certains cas particuliers, le système (1.7) admet des solutions de similitude qui permettent de modéliser le comportement de l'écoulement au sein de la couche limite laminaire. Ces solutions se basent sur l'hypothèse de similitude suivante : les profils de vitesse moyenne à chaque station x d'une couche limite laminaire sont liés entre eux par une relation affine. Il est donc possible de les déduire les uns des autres.

En particulier, dans le cas d'une plaque plane infiniment fine placée à incidence nulle dans un écoulement uniforme de vitesse U_∞ , Blasius établit en 1950 [6] une solution autosimilaire. Cette solution est représentative d'une couche limite laminaire qui se développe en l'absence de gradient de pression longitudinal et est solution de l'équation différentielle de Blasius (1.8).

$$f''(\eta) + \frac{1}{2}f'(\eta) \int_0^\eta f(s) ds = 0 \quad (1.8)$$

où η est la variable adimensionnée telle que $\eta = \frac{y}{x} \sqrt{\text{Re}_x}$, et $f(\eta) = \frac{U}{U_\infty}$. La solution autosimilaire de Blasius est représentée par les relations suivantes portant sur les grandeurs de couche limite :

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{4,92}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (1.9a)$$

$$\frac{\delta_1(x)}{x} = \frac{1,72}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (1.9b)$$

$$\frac{\delta_2(x)}{x} = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (1.9c)$$

$$H_{12} = 2,591 \quad (1.9d)$$

$$C_f(x) = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (1.9e)$$

Le système d'équations (1.9) représente l'évolution de l'épaisseur de couche limite, de l'épaisseur de déplacement, de l'épaisseur de quantité de mouvement, du facteur de forme et du coefficient de frottement (C_f) dans le sens de l'écoulement d'une couche limite laminaire. Ces relations font apparaître le nombre de Reynolds Re_x basé sur la distance x depuis le bord d'attaque de la plaque plane ($\text{Re}_x = \frac{U_\infty x}{\nu}$).

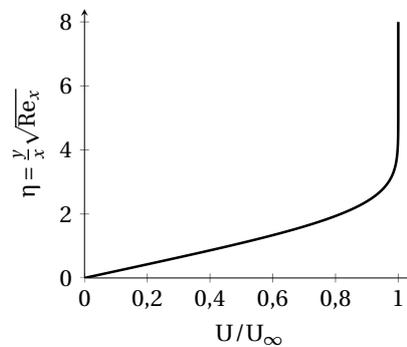


FIGURE 1.2 – Profil de vitesse autosimilaire de Blasius.

La figure 1.2 représente un profil de vitesse moyenne autosimilaire de Blasius. La vitesse représentée sur l'axe des abscisses est adimensionnée par la vitesse extérieure à la

couche limite suivant la normale à la paroi. Dans le cas où le gradient de pression est nul, cette vitesse extérieure est égale à U_∞ .

D'autres solutions autosimilaires ont été développées dans le cas où le gradient de pression est non nul. Falkner et Skan [18], par exemple, généralisent la solution autosimilaire de Blasius dans des cas d'écoulement autour d'un coin de demi angle $\pi\beta/2$. Dans ce cas, la vitesse extérieure U_e s'écrit :

$$U_e(x) = U_\infty \left(\frac{x}{L}\right)^m \quad (1.10)$$

où L est une longueur caractéristique de l'obstacle autour duquel se forme la couche limite et m est tel que $\beta = \frac{2m}{m+1}$. Ce dernier paramètre permet de représenter différents angles d'attaque d'une plaque plane dans un écoulement. Le cas $m = 0$ correspond à un cas où l'incidence est nulle et permet de retrouver la solution auto similaire de Blasius.

1.4 Couche limite turbulente

1.4.1 Equations

La couche limite turbulente correspond à la zone 3 de la figure 1.1 (section 1.1). Dans cette zone, toutes les grandeurs physiques caractéristiques de l'écoulement présentent des fluctuations par rapport à l'état de base laminaire. La mise en équation de la couche limite turbulente se fait à partir des équations (1.6) en séparant grandeurs moyennes et fluctuantes. On écrit alors pour chacune $x = X + x'$ où X est la grandeur moyenne et x' la grandeur fluctuante. On obtient alors le système (1.11) :

$$\frac{\partial(U + u')}{\partial x} + \frac{\partial(V + v')}{\partial y} = 0 \quad (1.11a)$$

$$(U + u') \frac{\partial(U + u')}{\partial x} + (V + v') \frac{\partial(U + u')}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2(U + u')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(U + u')}{\partial y^2} \right) \quad (1.11b)$$

$$(U + u') \frac{\partial(V + v')}{\partial x} + (V + v') \frac{\partial(V + v')}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2(V + v')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(V + v')}{\partial y^2} \right) \quad (1.11c)$$

Notamment, les équations des grandeurs moyennes sont appelées équations de Reynolds. Elles permettent d'obtenir le modèle de Prandtl moyenné (1.12), constitué des équations du mouvement moyen.

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1.12a)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} \quad (1.12b)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (1.12c)$$

Comme dans le cas de la couche limite laminaire, l'équation (1.12c) permet de remarquer que la pression ne varie pas à travers la couche limite turbulente lorsqu'on se déplace le long d'une normale à la paroi.

1.4.2 Solution particulière

Le modèle de Prandtl moyenné (1.12) fait apparaître un terme supplémentaire dans l'équation (1.12b) par rapport au modèle laminaire (équation (1.7b)). Il s'agit d'un terme de tension turbulente $\tau^t = -\rho \overline{u'v'}$, composante du tenseur de Reynolds. Il traduit le frottement turbulent. Cependant, ce terme ajoute une inconnue supplémentaire au système d'équations régissant l'écoulement. Ce système d'équations devient alors ouvert et il est impossible de le résoudre de manière analytique. Les modèles de turbulence permettent de le fermer en ajoutant une ou plusieurs équations au système. Cependant, Prandtl introduit en 1926 [54] un modèle empirique qui représente le profil de couche limite turbulente par la loi (1.13) :

$$\frac{U}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{1/n} \quad (1.13)$$

où U_e est la vitesse extérieure à la couche limite, égale à U_∞ dans le cas d'une plaque plane, U est la vitesse moyenne locale et $n = 7$. Ainsi, les grandeurs intégrales de couche limite dans le cas turbulent évoluent selon les équations (1.14) :

$$\delta_{99} = \frac{0,382x}{\text{Re}^{1/5}} \quad (1.14a)$$

$$\delta_1 = \frac{0,0477x}{\text{Re}^{1/5}} \quad (1.14b)$$

$$\delta_2 = \frac{0,371x}{\text{Re}^{1/5}} \quad (1.14c)$$

$$C_f = \frac{0,0576x}{\text{Re}^{1/5}} \quad (1.14d)$$

Une couche limite turbulente est caractérisée par un facteur de forme entre 1,3 et 1,4, soit environ deux fois moins que le facteur de forme d'une couche limite laminaire. La figure 1.3 compare les profils de vitesse moyenne de Blasius (couche limite laminaire) et de Prandtl (couche limite turbulente). Le gradient de vitesse à la paroi est beaucoup plus important dans une couche limite turbulente que dans une couche limite laminaire. Or, le frottement visqueux à la paroi est proportionnel au gradient de vitesse à la paroi. Donc, pour une même épaisseur de couche limite, le frottement visqueux est plus important dans la région turbulente que dans celle laminaire. C'est pourquoi, favoriser une couche limite laminaire en retardant la transition laminaire-turbulent est une solution envisagée pour réduire la traînée de frottement.

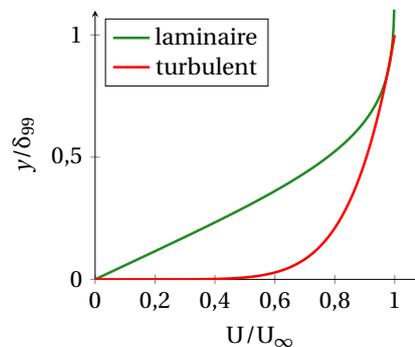


FIGURE 1.3 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés dans une couche limite laminaire (—) et turbulente (—).

1.5 Transition laminaire - turbulent

1.5.1 Mécanismes de la transition

La transition est le phénomène au cours duquel la couche limite passe de l'état laminaire à l'état turbulent. Selon Reshotko [56], il existe plusieurs mécanismes de transition décrits figure 1.4.

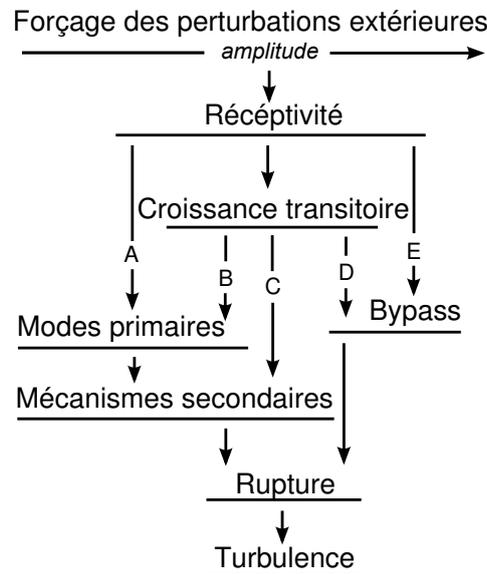


FIGURE 1.4 – Les différents chemins de transition menant à la turbulence. D'après [56].

Le mécanisme ou chemin emprunté dépend du taux de perturbations, qu'elles soient présentes au sein de l'écoulement extérieur (perturbations acoustiques, de vorticité) ou à la paroi (rugosités de surface, vibrations). Ces perturbations excitent les modes propres de la couche limite au niveau du bord d'attaque de l'obstacle : c'est le ph nomen  de réceptivité. Les conditions initiales obtenues en fin de réceptivité (Reshotko [56]) et la géométrie de l'obstacle (Cousteix [10]) influent sur la manière dont la transition est déclenchée.

Dans le cas d'une couche limite bidimensionnelle avec un faible taux de perturbations, le chemin A de la figure 1.4 est emprunté. Il s'agit de l'amplification linéaire des perturbations modales qui naissent lors de la phase de réceptivité. L'excitation des modes propres de la couche limite prend la forme d'ondes quasi-périodiques dans une seconde phase [61]. Ces ondes d'instabilités visqueuses sont appelées ondes de Tollmien-Schlichting (TS) [22]. Certaines de ces ondes sont amorties, d'autres amplifiées et leur évolution en amplitude est bien décrite par la théorie de stabilité linéaire (voir section 1.5.3).

La figure 1.5 montre une visualisation des ondes TS qui mènent à la transition. La

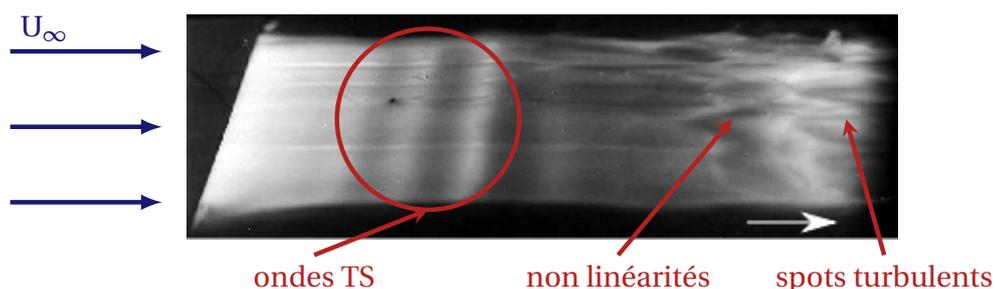


FIGURE 1.5 – Visualisation d'une couche limite sur plaque plane dans l'eau, Werlé (1980)

zone de la couche limite où se produit la transition laminaire-turbulent est caractérisée par l'apparition de spots turbulents. Les fluctuations du signal d'une sonde positionnée dans cet écoulement permet de les observer. L'allure de ce signal et la localisation de la transition laminaire-turbulent font l'objet de la section suivante.

1.5.2 Observation expérimentale de la transition

Plusieurs méthodes expérimentales de détection de la transition existent et sont décrites par Arnal *et al.* [2]. Les paragraphes suivants établissent une liste non exhaustive de ces méthodes.

Mesure des fluctuations de vitesse

Cette première méthode consiste à placer une sonde, par exemple une sonde à fil chaud, à l'intérieur de la couche limite. En la déplaçant dans le sens de l'écoulement, il est possible de surveiller l'émergence des premiers spots turbulents (figure 1.6). Ces derniers indiquent le début de la zone de transition et sont détectables par l'augmentation soudaine du niveau des fluctuations du signal analogique renvoyé par la sonde. Plus la sonde est positionnée à l'aval du début de la transition, plus les spots turbulents deviennent nombreux jusqu'à ce que l'écoulement devienne complètement turbulent. On définit alors empiriquement le facteur d'intermittence γ qui rend compte de la portion de temps pendant laquelle le signal de la sonde est turbulent. γ vaut 0 si l'écoulement est purement laminaire, c'est-à-dire que le taux de fluctuations du signal est faible, et vaut 1 lorsque l'écoulement est complètement turbulent. Dans le cas des signaux présentés figure 1.6, le facteur d'intermittence passe successivement de haut en bas, d'environ 0,3 à 0,5 puis à environ 0,75. Cette méthode expérimentale permet de déterminer avec précision l'abscisse de transition X_{tr} .

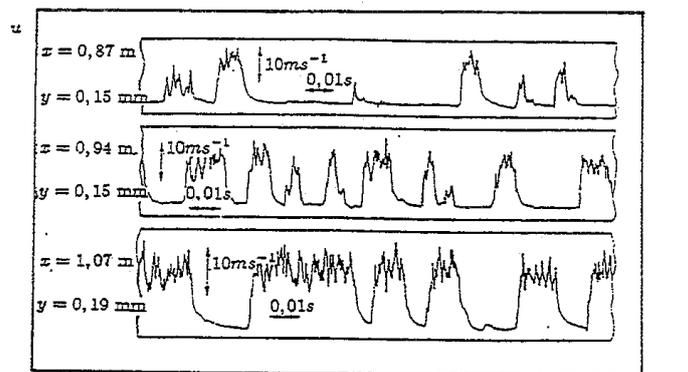


FIGURE 1.6 – Signal provenant d'une sonde à fil chaud positionnée à plusieurs endroits d'une couche limite, d'après [10].

Evaluation des grandeurs intégrales

Cette méthode consiste à mesurer des profils de vitesse moyenne à plusieurs endroits de la couche limite pour en calculer les grandeurs intégrales présentées section 1.2. L'évolution longitudinale des grandeurs de couche limite, représentée figure 1.7, permet de repérer le début de la transition. En toute généralité, on dit que la transition se déclenche lorsqu'il est possible de mesurer le premier écart par rapport à l'évolution naturelle d'une

des grandeurs intégrales. Typiquement, la décroissance du facteur de forme H_{12} ou le minimum du coefficient de frottement à la paroi C_f sont des témoins du début de la transition.

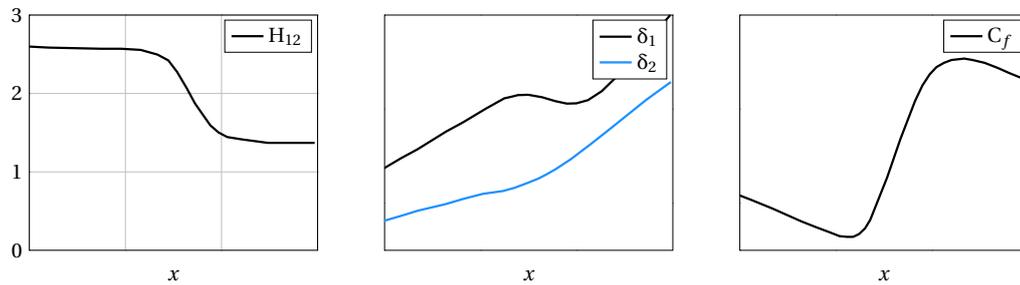


FIGURE 1.7 – Evolution qualitative des grandeurs de couche limite, d'après [10].

Thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge est une technique de mesure optique permettant de mesurer la température à la paroi d'un obstacle. Pour un obstacle placé dans un écoulement et sur lequel se développe une couche limite, le flux de chaleur à la paroi est en majeure partie dû à la convection. Il dépend d'un coefficient d'échange convectif qui est proportionnel au coefficient de frottement à la paroi C_f . Une image réalisée par thermographie infrarouge montrera donc un changement de niveaux de gris significatif dans les zones où le coefficient de frottement augmente fortement. Cette zone correspond à la transition. La figure 1.8 est une photographie annotée d'une visualisation infrarouge de l'écoulement autour du bord d'attaque d'une aile en flèche attachée à un plancher de soufflerie. L'écoulement va du bas vers le haut. Dans ce cas, un dispositif anti-contamination (qui est en fait un élément géométrique apposé sur la surface du bord d'attaque) permet d'éviter la contamination de l'écoulement du bord d'attaque. Une transition de type crossflow est alors observé en aval de cet élément.

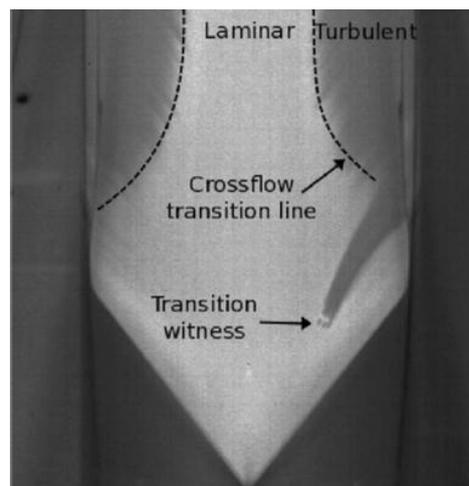


FIGURE 1.8 – Visualisation infrarouge d'une transition sur le bord d'attaque d'une aile en flèche équipée d'un dispositif anti-contamination. D'après [19].

La thermographie infrarouge a l'avantage de permettre une cartographie surfacique de la transition sur une géométrie donnée. Dans le cas d'une aile sans flèche (cas 2D à faible niveau de perturbations extérieures), l'ensemble des points de transition est une

ligne parallèle au bord d'attaque. Cependant, il est difficile d'obtenir des cas bidimensionnels parfaits lors d'expériences : l'état de surface de la géométrie et en particulier celui de son bord d'attaque, qui n'est pas toujours homogène, joue un rôle non négligeable dans le développement des instabilités. De ce fait, la ligne de transition bidimensionnelle attendue peut s'en trouver déformée.

1.5.3 Prédiction de la transition

Dans le cas d'une transition de couche limite bidimensionnelle incompressible causée par la croissance d'ondes TS, la prédiction de la transition se fait à l'aide d'une étude de stabilité linéaire [2]. L'équation d'Orr-Sommerfeld (début du XX^{ème} siècle) permet de réaliser une telle étude. Elle est établie à partir des équations de Navier-Stokes adimensionnées pour les perturbations de l'écoulement. Dans ce cas, elles sont écrites pour des perturbations bidimensionnelles car le théorème de Squire [67] permet de ne considérer que celles-ci pour déterminer une condition d'instabilité. Ces équations s'écrivent, pour le cas d'un écoulement bidimensionnel parallèle, incompressible et qui a pour caractéristiques $(U(y), V = 0)$:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \quad (1.15a)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + U \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{dU}{dy} v' + \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1.15b)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + U \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1.15c)$$

où u' , v' et p' sont les fluctuations des grandeurs u, v, p respectivement les composantes de la vitesse et la pression au sein de l'écoulement. De même U, V, P sont les grandeurs moyennes de l'écoulement.

Les modes normaux de la couche limite s'écrivent dans le cas bidimensionnel :

$$q'(x, y, t) = \hat{q}(y) \cdot \exp(i(\alpha x - \omega t)) + \text{C.C.} \quad (1.16)$$

où q' représente toute fluctuation présente dans le système (1.15), α est le nombre d'onde dans la direction de l'écoulement, ω est la pulsation du mode propre et C.C. représente le complexe conjugué de l'expression précédente. α et ω sont complexes *a priori*. L'introduction de l'expression (1.16) pour chaque perturbation dans le système (1.15) permet d'obtenir le système d'Orr-Sommerfeld (1.17).

$$i\alpha \hat{u} + D \hat{v} = 0 \quad (1.17a)$$

$$-i\omega \hat{u} + U i\alpha \hat{u} + \frac{dU}{dy} \hat{v} - \frac{1}{\text{Re}} (D^2 - \alpha^2) \hat{u} = 0 \quad (1.17b)$$

$$-i\omega \hat{v} + U i\alpha \hat{v} + D \hat{p} - \frac{1}{\text{Re}} (D^2 - \alpha^2) \hat{v} = 0 \quad (1.17c)$$

La réduction du système (1.17) conduit à l'équation d'Orr-Sommerfeld (1.18).

$$(D^2 - \alpha^2)^2 \hat{v} - i\text{Re} \left((\alpha U - \omega) (D^2 - \alpha^2) \hat{v} - \alpha \frac{d^2 U}{dy^2} \hat{v} \right) = 0 \quad (1.18a)$$

dont les conditions aux limites sont :

$$\hat{v}(0) = 0 ; D \hat{v}(0) = 0 ; \hat{v}(y \rightarrow \infty) = 0 ; D \hat{v}(y \rightarrow \infty) = 0 \quad (1.18b)$$

L'équation (1.18) constitue un problème aux valeurs propres. Sa résolution permet d'obtenir l'évolution des modes normaux au sein de la couche limite. Elle peut se faire sous plusieurs angles en considérant l'expression des modes (1.16) :

1. En stabilité temporelle, α est réel et fixé et on cherche l'évolution de ω gardé complexe.
2. En stabilité spatiale, ω est réel et fixé et on cherche l'évolution de α complexe. L'étude de cette stabilité, ainsi que la prévision de la transition qui en découle, sont décrites plus en détails dans la suite de la section.

La résolution de l'équation (1.18) permet d'obtenir l'évolution des modes propres au sein de la couche limite. La transition laminaire-turbulent est prévue en comparant les quantités issues de ce calcul avec des valeurs seuil. La méthode e^N [66] suit cette "philosophie". Le facteur N qui donne le nom à cette méthode représente le taux d'amplification des modes à une fréquence donnée. L'amplitude A d'un mode à une station x est telle que $A \propto A_0 e^N$ où A_0 est l'amplitude minimale de ce mode à une station initiale notée x_0 sur la courbe neutre (voir figure 1.9a). Dans le cas d'une étude de stabilité spatiale bidimensionnelle, $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ avec α_r le nombre d'onde longitudinal et α_i le taux d'amplification du mode. Le facteur N s'écrit alors comme dans l'équation (1.19) :

$$N = \ln \left(\frac{A}{A_0} \right) = \int_{x_0}^x -\alpha_i(\xi) d\xi \quad (1.19)$$

La transition se déclenche lorsque, pour une pulsation ω le facteur N atteint une valeur seuil N_t . En pratique, l'évolution du facteur N est déterminée pour plusieurs fréquences $f = \frac{\omega}{2\pi}$. L'enveloppe de ces facteurs N (équation (1.20)) est confrontée à la valeur seuil N_t , ce qui détermine l'abscisse de transition.

$$N_{env} = \max_f (N) \quad (1.20)$$

Un exemple d'évolution des facteurs N est présenté figure 1.9b. Elle montre leur évolution spatiale dans une couche limite pour trois modes de fréquences différentes. L'enveloppe, tracée en trait discontinu, est confrontée au seuil N_t défini par la relation empirique de Mack (1.21) [43] :

$$N_t = -8.43 - 2.4 \ln(Tu) \quad (1.21)$$

où Tu est le taux de turbulence de l'écoulement infini amont. La formule (1.21) est valide pour $10^{-3} \leq Tu \leq 10^{-2}$.

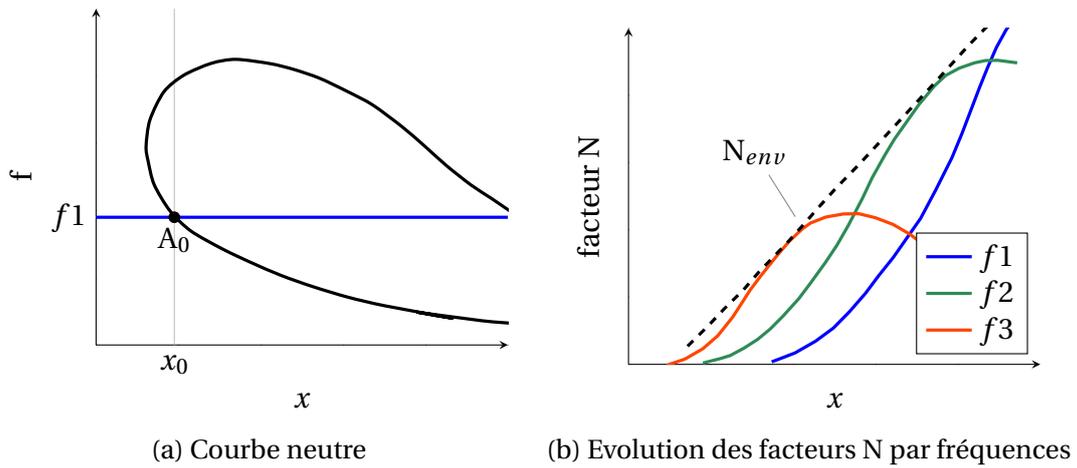


FIGURE 1.9 – Illustration de la méthode e^N . D'après [2].

Chapitre 2

Actionneurs à plasma de type DBD

Sommaire

2.1 Principe physique des actionneurs de type DBD	20
2.2 Consommation électrique d'un actionneur DBD	22
2.3 Jet pariétal généré par l'actionneur DBD	24
2.4 Echauffement dû à l'actionneur DBD	33
2.5 Modélisations existantes de la force EHD	34

En toute généralité, le plasma est un état de la matière qui s'obtient en ionisant un gaz. De la même façon, le processus de déionisation permet de passer de l'état plasma à l'état gazeux. L'ionisation d'un gaz se produit lorsqu'il atteint un niveau d'énergie assez élevé pour que des chocs capables d'arracher des électrons aux molécules qui le composent se produisent. L'électron peut alors s'attacher à une autre molécule ou dériver sous l'effet de forces électromagnétiques. Plusieurs classifications des plasmas sont possibles. La première repose sur le degré d'ionisation du plasma, c'est-à-dire la proportion d'électrons qu'il contient par rapport à l'ensemble des espèces qui le constituent. Un plasma peut être fortement ou faiblement ionisé selon que son degré d'ionisation est très proche ou très faible devant 1. Dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, on ne s'intéresse qu'à des plasma faiblement ionisés. Une autre classification repose sur la température électronique du plasma. Les plasmas chauds sont caractérisés par une température électronique supérieure à 10^7 K tandis que les plasmas froids ont une température électronique inférieure à 10^5 K [25]. Les plasmas étudiés ici font partie de la deuxième catégorie.

Il existe plusieurs types d'actionneurs à plasma utilisés pour le contrôle d'écoulement. On peut citer, par exemple, les **Jet Synthétique par Plasmas (JSPs)**, les **Décharge à Barrière Diélectriques (DBDs)** et les décharges couronne. Leur point commun est de créer un mouvement d'air à partir de la génération d'un plasma entre deux électrodes alimentées par un signal électrique haute tension [48]. Ce chapitre s'intéresse uniquement aux actionneurs de type **DBD** surfacique. Il a pour objectif de présenter les actionneurs **DBD** tels qu'utilisés dans les applications de contrôle d'écoulement. Leur fonctionnement et les phénomènes physiques attachés et pertinents pour le contrôle d'écoulement seront présentés. Une liste non exhaustive de paramètres les influençant ainsi que de modélisations de ces actionneurs sera aussi abordée.

2.1 Principe physique des actionneurs de type DBD

2.1.1 Principe général

Le schéma d'un actionneur DBD, tel qu'il est largement utilisé dans la littérature, est présenté figure 2.1. Il est constitué d'un matériau diélectrique sur lequel sont apposées deux électrodes en vis-à-vis appelées électrode active et électrode de masse. Le rôle du diélectrique est d'empêcher la décharge directe de l'électrode active dans l'électrode de masse. L'électrode active est reliée à une haute tension alternative de l'ordre de la dizaine de kV [48] tandis que l'autre est reliée à un potentiel nul. La grande différence de potentiel entre ces deux électrodes génère un champ électrique intense entre elles. Ceci permet d'ioniser l'air environnant, qu'on appelle désormais plasma. Son étendue est visible sur la photographie 2.2. Les particules chargées de ce plasma vont ensuite dériver sous l'effet de forces de Coulomb et collisionner avec les particules neutres de l'air. Ainsi, elles leur transmettent de la quantité de mouvement, ce qui crée un jet pariétal appelé vent ionique. La suite de ce paragraphe rentre plus en détail dans le fonctionnement d'un actionneur DBD.

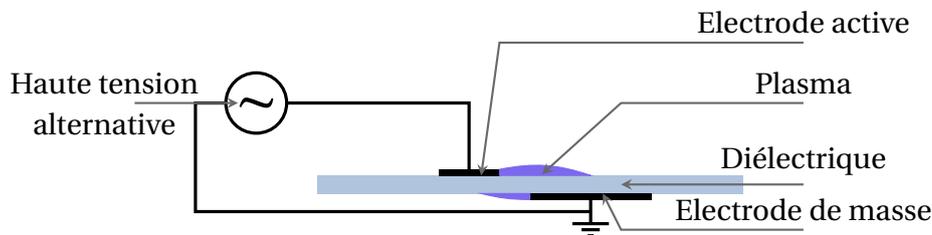


FIGURE 2.1 – Schéma d'un actionneur DBD vu de côté

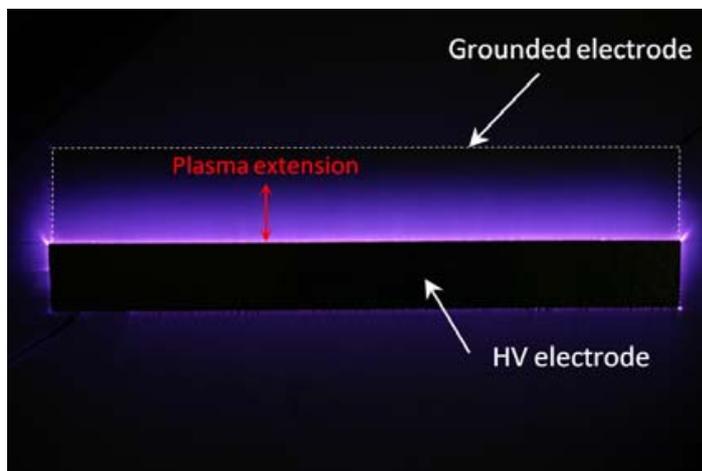


FIGURE 2.2 – Photographie vue de dessus d'un actionneur DBD, d'après [20].

2.1.2 Régimes de décharges d'un actionneur DBD

Une haute tension **alternative** est choisie pour alimenter l'actionneur DBD. Si une tension continue est appliquée aux bornes de l'actionneur, les charges migrent de l'électrode active vers l'électrode de masse. Lors de cette migration, elles se déposent sur le diélectrique et s'y accumulent. Ceci peut provoquer l'apparition d'un arc électrique susceptible d'endommager le diélectrique. L'application d'une tension alternative permet de

changer le sens de déplacement des charges et d'évacuer celles qui se seraient accumulées. Ainsi, le risque de claquage est prévenu [58]. En conséquence d'une tension d'alimentation alternative, l'actionneur DBD présente deux types de décharges suivant que la tension d'alimentation est positive ou négative [21]. Ces deux régimes de fonctionnement peuvent être observés en considérant le courant de décharge, comme sur la figure 2.3. Il présente une plus grande homogénéité lorsque la tension d'alimentation est dans une alternance négative que lorsqu'elle est dans une alternance positive.

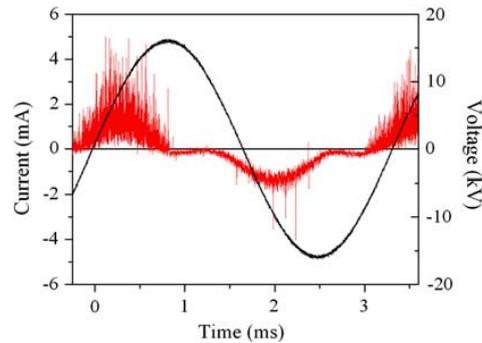
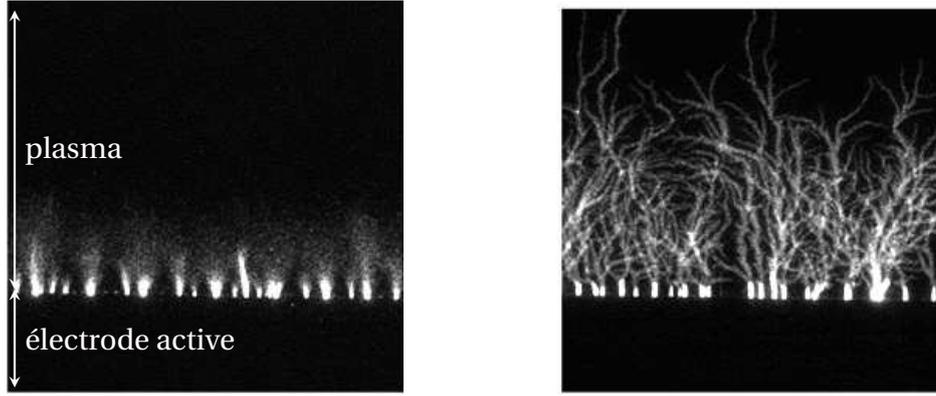


FIGURE 2.3 – Tension d'alimentation (en noir) et courant de décharge (en rouge) d'un actionneur DBD sur une période, d'après [21].

La phase pendant laquelle la tension d'alimentation est dans son alternance positive s'appelle la phase anodique. Shyy *et al.* [63] décrivent que, pendant cette phase, les électrons quittent la surface de l'électrode active pour venir se déposer sur la surface du diélectrique. Ils collisionnent avec les espèces neutres de l'air par chocs élastiques et inélastiques. Ces dernières deviennent alors ionisées. Elles dérivent ensuite sous l'effet des forces de Coulomb pour entrer en collision avec les espèces neutres restantes. Ce phénomène est à l'origine du vent ionique (qui fait l'objet de la section 2.3.1). En parallèle, des espèces chargées positivement migrent de l'électrode active vers l'électrode de masse.

Des *streamers* sont souvent observés lors de la phase anodique [12, 30, 50] : il s'agit de canaux conducteurs pour les charges du plasma, visibles sous la forme de volumes de plasma filamenteux. Les photographies de la figure 2.4 montrent des détails de la décharge générée par un actionneur DBD vue de dessus à deux instants distincts de son cycle de fonctionnement. En particulier, des *streamers* sont visibles sur la figure 2.4b. La phase cathodique a lieu lors de l'alternance négative de la tension d'alimentation. Pendant cette phase, les électrons migrent vers et se déposent sur la surface de l'électrode active qui est en contact avec le diélectrique. L'électrode active émet des électrons de manière continue, ce qui engendre une décharge homogène visible sur la photographie 2.4a.

La présence de ces deux régimes de décharge, assujettis à la fréquence du signal d'alimentation de l'actionneur, est la cause de phénomènes instationnaires dans le fonctionnement de l'actionneur [21]. En particulier, le vent ionique et la force générés par l'actionneur sont pulsés.



(a) Décharge glow pendant l'alternance négative. (b) Superposition de plusieurs streamers pendant l'alternance positive.

FIGURE 2.4 – Photographies vue de dessus de la décharge générée par un actionneur DBD à différents stades d'évolution de la tension d'alimentation, d'après [12].

2.2 Consommation électrique d'un actionneur DBD

Dans le cadre du contrôle d'écoulement, notamment celui qui vise à réduire la traînée de frottement, connaître la consommation électrique des actionneurs DBD est d'un grand intérêt, puisqu'elle peut permettre de réaliser des bilans d'efficacité énergétique. A géométrie d'actionneur fixée, sa consommation électrique dépend des paramètres de sa tension d'alimentation : l'amplitude V_p et la fréquence f_p . Plusieurs études [12, 21, 27, 30, 33, 35, 53] s'intéressent au calcul de la puissance moyenne consommée par un actionneur DBD en fonction de son signal d'alimentation. Deux méthodes permettent de le faire.

1. La première consiste à multiplier la tension d'alimentation instantanée $V(t)$ et le courant de décharge instantané $i(t)$ afin de les intégrer sur plusieurs périodes du signal d'alimentation [21, 27, 33], selon l'équation (2.1).

$$P_{moy} = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) \cdot dt = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) i(t) \cdot dt \quad (2.1)$$

La période de temps T représente un nombre suffisamment grand de périodes du signal d'alimentation. Le courant de décharge $i(t)$ se mesure à travers le câble qui lie l'électrode de masse à la masse. Il peut se déduire de la mesure de la tension aux bornes d'une résistance [21, 33] ou d'un condensateur [27] de valeur connue branché en série de l'électrode de masse.

2. La seconde est la méthode de Manley [46] basée sur les diagrammes de Lissajous. Il s'agit de la représentation des lieux charge - tension d'alimentation de l'actionneur sur un cycle de décharge. Elle est utilisée pour la première fois dans le cas d'actionneurs DBD par Pons *et al.* [53] avant d'être reproduite plus tard par d'autres auteurs [12, 35]. Un exemple de diagramme de Lissajous d'un actionneur DBD est représenté figure 2.5. L'intégration de la charge par rapport à la tension donne l'énergie consommée par l'actionneur sur une période de la tension d'alimentation. La puissance consommée est donnée par l'équation (2.2) [35].

$$P_{moy} = \frac{f_p}{K} \sum_{k=1}^K \left(\oint_k Q(t) \cdot dV \right) \quad (2.2)$$

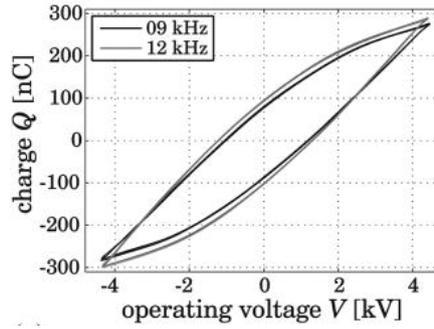


FIGURE 2.5 – Diagramme de Lissajous pour un actionneur DBD dont l’amplitude de tension d’alimentation est de 8,8 kV et pour deux fréquences différentes. D’après [35].

où P_{moy} est la puissance consommée moyenne, K est un nombre suffisamment grand de cycles de décharge, f_p est la fréquence d’alimentation, Q et V sont respectivement la charge et la tension figurant sur le diagramme de Lissajous.

La consommation électrique d’un actionneur DBD dépend de la fréquence f_p et l’amplitude V_p de son signal d’alimentation. Forte *et al.* [21] montrent qu’à V_p fixe, la puissance électrique consommée par l’actionneur dépend linéairement de f_p (voir figure 2.6). De plus, la pente de la loi linéaire est d’autant plus grande que l’amplitude de tension V_p est élevée.

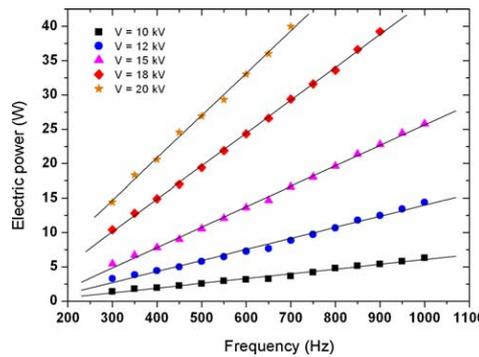


FIGURE 2.6 – Evolution de la puissance consommée par un actionneur DBD en fonction de f_p à V_p fixé, d’après [21].

A fréquence fixée, la puissance évolue de manière quadratique ou cubique avec l’amplitude V_p à partir d’une amplitude de tension V_0 appelée tension d’allumage. La figure 2.7 montre les résultats des mesures de Forte *et al.* [21] (figure 2.7a) et Kriegseis *et al.* [35] (figure 2.7b) à ce sujet. La différence principale entre les actionneurs utilisés dans ces deux cas réside dans l’épaisseur de diélectrique utilisé : elle est de 600 μm pour Kriegseis *et al.* et de 2 mm pour Forte *et al.* Une épaisseur de diélectrique plus fine permet d’utiliser des tensions V_p plus faibles mais à des fréquences f_p plus élevées.

Au final, la puissance moyenne consommée par un actionneur DBD P_{DBD} peut être exprimée par l’équation (2.3).

$$P_{DBD} = K \times f_p \times (V_p - V_0)^n \quad (2.3)$$

où K est une constante qui dépend du matériau diélectrique, des paramètres géométriques de l’actionneur et de son environnement, V_0 est la tension d’allumage de l’actionneur et n est compris entre 2 et 3. Les puissances électriques consommées mises en jeu sont classiquement de l’ordre de la dizaine, voire de la centaine de W m^{-1} [5] pour des fréquences f_p de l’ordre du kHz et des tensions V_p de l’ordre de la dizaine de kV.

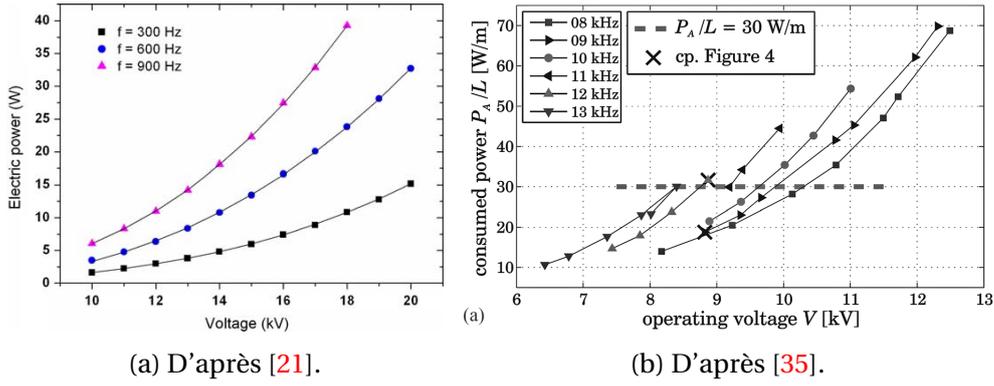


FIGURE 2.7 – Evolution de la puissance consommée par un actionneur DBD en fonction de V_p à f_p fixée.

2.3 Jet pariétal généré par l'actionneur DBD

Dans le cadre du contrôle d'écoulement, la connaissance de la force **ElectroHydroDynamique (EHD)** générée par l'actionneur DBD ainsi que du vent ionique qui en découle est nécessaire. Elle permet d'une part de connaître avec précision son comportement en fonction de la phase du signal d'alimentation de l'actionneur et, d'autre part, de contruire des modèles numériques. Cette section a pour objectif de décrire les phénomènes hydrodynamiques dus à un actionneur DBD et d'explicitier leur dépendances à son signal d'alimentation et la géométrie de ses différents éléments.

2.3.1 Force et vent ionique générés par un actionneur DBD

Le champ électrique généré par l'actionneur DBD permet d'ioniser des molécules d'air environnant. Ces espèces ionisées dérivent ensuite sous l'effet des forces de Coulomb. Elles interagissent avec les espèces neutres de l'air de deux manières différentes : par chocs élastiques ou inélastiques. Les chocs inélastiques ont la particularité de modifier l'énergie interne et donc la structure interne des particules. Ils sont donc susceptibles de créer des espèces ionisées en plus de modifier la quantité de mouvement des particules. Les chocs élastiques, quant à eux, ne permettent que la modification de la vitesse des particules qui collisionnent entre elles. Ce transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les particules neutres de l'air environnant est une manifestation de la force EHD. Le mouvement qui résulte de ce transfert de quantité de mouvement est appelé vent ionique. Dans le cas d'actionneurs à plasma de type DBD, Boeuf *et al.* [7] approchent la force EHD totale (F_{EHD}) par l'équation (2.4) :

$$F_{EHD} \simeq e(n_i - n_e)E \quad (2.4)$$

où E est la valeur du champ électrique entre les électrodes de l'actionneur, e est la charge élémentaire ($e = 1.60217662 \cdot 10^{-19}C$), n_i et n_e sont respectivement la densité d'ions et d'électrons. Cette force est non nulle dans les zones où $n_e \neq n_i$, c'est-à-dire dans les zones non électriquement neutres du plasma. C'est dans ces zones qu'elle donne lieu au vent ionique.

Force EHD totale

Il est possible de mesurer directement la force EHD totale générée par un actionneur DBD à l'aide d'une balance aérodynamique [17, 26] ou de la calculer à partir de mesures

de vitesse réalisées autour d'un volume de contrôle [14, 26] et en appliquant la forme intégrale des équations de quantité de mouvement. La mesure directe de la poussée générée par un actionneur DBD à l'aide d'une balance aérodynamique minore l'estimation de la force EHD car une partie de celle-ci est dissipée par effet visqueux.

Enloe *et al.* [17] mesurent la poussée générée par un actionneur DBD dont l'électrode active est cylindrique à l'aide d'une balance aérodynamique. Ils montrent qu'elle dépend linéairement de la puissance consommée (figure 2.8).

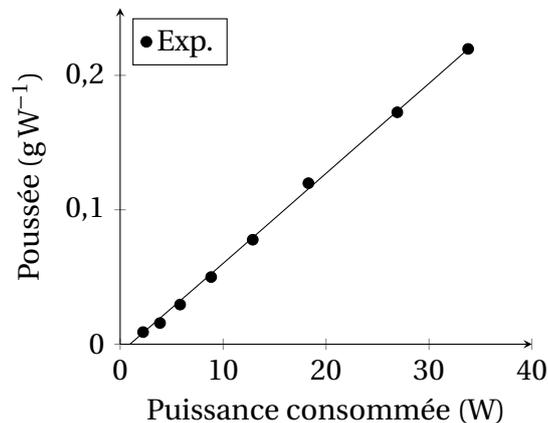


FIGURE 2.8 – Poussée induite par un actionneur DBD en fonction de la puissance électrique consommée, d'après [17].

Hoskison *et al.* [27] utilisent ces deux techniques pour obtenir la moyenne temporelle de la force longitudinale induite par l'actionneur DBD. Ils montrent que les deux techniques de mesure donnent des valeurs de force volumique cohérentes l'une avec l'autre. De plus, à fréquence f_p fixée, la force EHD longitudinale moyenne est d'autant plus importante que l'amplitude de la tension V_p est grande.

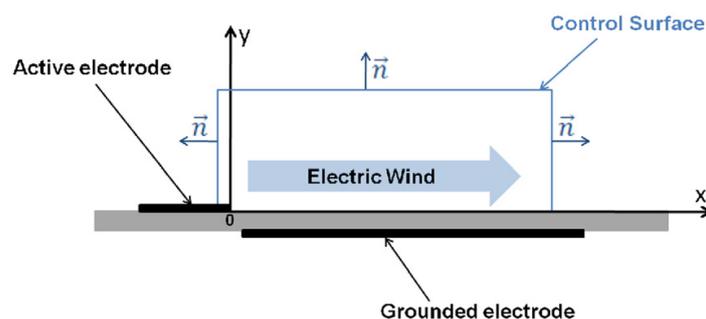


FIGURE 2.9 – Schéma d'un actionneur DBD et du volume de contrôle considéré pour le calcul de la force EHD. D'après [14].

Debien *et al.* [14] mesurent l'évolution des deux composantes de la force EHD dans le temps à partir de mesures de vitesse par Particle Image Velocimetry - Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) en effectuant un bilan de quantité de mouvement sur un volume de contrôle (voir figure 2.9). Il ressort de cette étude que, dans le cas d'un actionneur DBD comme présenté figure 2.9, la composante horizontale de la force EHD est plus intense que la composante verticale. Ses variations sont aussi plus importantes avec une valeur maximale de 345 mN m^{-1} et une valeur minimale de -293 mN m^{-1} [13].

Calcul du champ de force volumique à partir du champ de vitesses moyennes

La détermination du champ de force volumique EHD peut se faire à l'aide de mesures du champ de vitesse qui sont la plupart du temps réalisées à l'aide de techniques optiques (PIV [3, 36] ou Laser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) [49]) faiblement intrusives et sans interactions négatives avec la zone de plasma. Réalisées sans écoulement extérieur, ces mesures donnent accès au champ de vitesses induit par la force EHD proche de l'actionneur : le champ de vent ionique. Le champ de force volumique EHD est ensuite calculé à partir des équations de Navier-Stokes avec l'hypothèse que le gradient de pression est négligeable devant les termes de force volumique EHD. Les équations à résoudre, dans une configuration bidimensionnelle, sont les équations (2.5).

$$f_x = \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.5a)$$

$$f_y = \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.5b)$$

où f_x et f_y sont respectivement les composantes horizontales et verticales du champ de force EHD. L'hypothèse du gradient de pression négligeable est confirmée par Wu *et al.* [71] qui effectuent des mesures PIV synchronisées avec des mesures de pression. Leurs calculs des champs de force volumique selon que le gradient de pression soit pris en compte ou non montre que ce dernier est négligeable. Pour évincer le problème du gradient de pression, il est aussi possible d'utiliser les équations de vorticité [3]. Cependant, cette méthode ne permet d'obtenir que la composante horizontale du champ de force volumique.

Kriegseis *et al.* [37] calculent le champ de force EHD moyen en appliquant les équations (2.5) et l'équation de vorticité à des champs de vitesse mesurés par PIV sans écoulement extérieur. Les deux méthodes donnent des résultats similaires pour la composante horizontale du champ de force f_x , ce que montrent aussi Bénard *et al.* [3]. La résolution des équations (2.5) montre que f_x est supérieure d'un ordre de grandeur à f_y . De plus, en analysant la contribution de chacun des termes de l'équation (2.5a) au champ de force volumique, Kriegseis *et al.* montrent que ce sont les termes convectifs ($\rho u \frac{\partial u}{\partial x}$ et $\rho v \frac{\partial u}{\partial y}$) qui sont en majorité responsables de l'intensité du champ de force horizontal. Dans le cas du calcul de la même composante du champ non moyennée dans le temps, Bénard *et al.* montrent que c'est le terme d'accélération locale $\rho \frac{\partial u}{\partial t}$ qui a le plus de poids [3]. Cependant, comme la moyenne temporelle de ce terme est nulle, il ne compte pas dans le calcul du champ de force moyen.

Dans la même étude, Kriegseis *et al.* définissent le domaine spatial dans lequel s'exerce f_x par une frontière à 10% du maximum de la force volumique. Ce domaine est représenté sur le champ de force de la figure 2.10a. Ils s'intéressent à l'évolution de sa taille ainsi qu'à celle de la position du maximum de f_x en fonction de l'amplitude de la tension V_p à fréquence fixe. Si la position du maximum de f_x ne dépend pas de V_p , l'étendue du champ de force est d'autant plus large que V_p est grande. L'étendue maximale de f_x est atteinte pour $V_p = 11$ kV.

Bénard *et al.* [3] et Neumann *et al.* [49] s'intéressent à l'évolution temporelle du champ de force volumique. En particulier, Bénard *et al.* montrent que la topologie de la composante f_x du champ de force volumique change en fonction du cycle de fonctionnement de l'actionneur. Lorsque le signal décroît, f_x est positive et lorsqu'il croît, elle est négative. De plus, son intensité lors du demi cycle négatif est de l'ordre de 70% de celle du demi-cycle

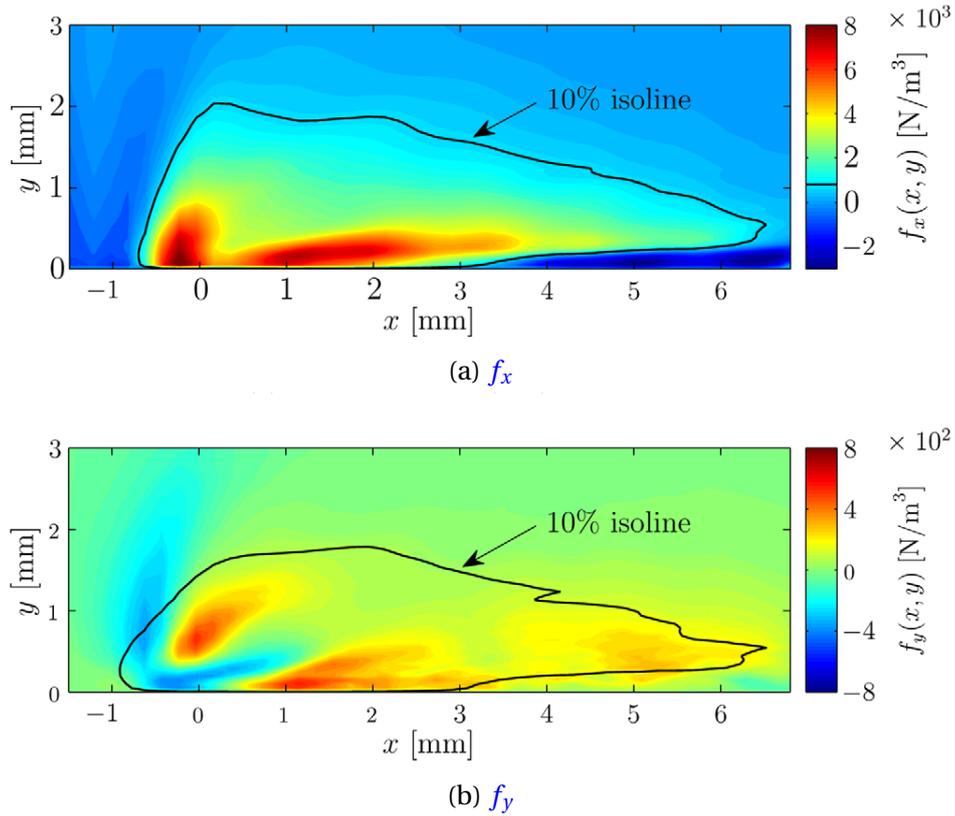
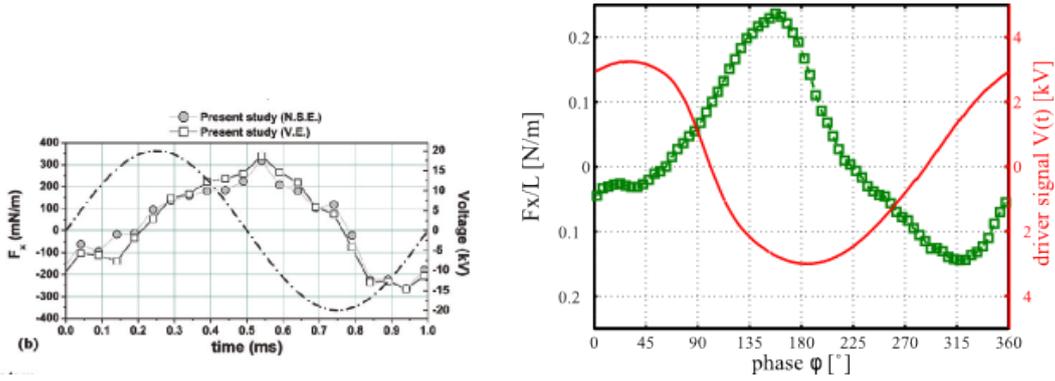


FIGURE 2.10 – Composantes du champ de force volumique, [37]. Le contour “10% isoline” représente la frontière du domaine où s’exerce la force volumique. L’abscisse 0 correspond au bord aval de l’électrode active (x_{DBD}).

positif. Ces observations permettent de soutenir le scénario dit “push-pull” pour l’évolution temporelle de f_x . Ce scénario décrit une alternance de phases où la composante longitudinale de la force EHD est positive puis négative. Cependant, Bénard *et al.* imputent la force négative à de la dissipation dans des efforts visqueux. Dans le demi-cycle positif, la force réellement induite par l’actionneur est positive, mais de valeur plus faible que dans le demi-cycle négatif de la tension d’alimentation. Ceci correspondrait alors à un scénario “push-push” dans lequel les deux phases de fonctionnement produisent une force longitudinale positive.

Kriegseis *et al.* [37] et Bénard *et al.* [3] calculent la composante verticale du champ de force volumique f_y grâce à l’équation (2.5b). Elle est représentée figure 2.10b, calculée par Kriegseis *et al.* L’ordre de grandeur de la composante verticale est dix fois moindre que celui de la composante horizontale du champ de force volumique. On remarque aussi, en amont de l’électrode active (avant l’abscisse 0) et au-dessus de celle-ci, une zone où f_y est négative. Il y a donc un petit phénomène d’aspiration légèrement en amont de l’actionneur.

L’intégration spatiale des champs de force volumique permet d’obtenir la force EHD totale produite par l’actionneur DBD. C’est de cette façon que Bénard *et al.* et Neumann *et al.* calculent l’évolution temporelle de f_x représentées respectivement figures 2.11a et 2.11b. Neumann *et al.* [49] soutiennent eux aussi le scénario “push-pull”. Pour les deux études, la composante f_x est maximale lors du début de l’alternance négative de la tension et minimale lors du début de l’alternance positive de la tension. Cependant pour une tension d’alimentation d’amplitude environ cinq fois plus petite dans le cas de Neumann *et al.*, la force longitudinale maximale est du même ordre de grandeur pour les deux études. Ceci



(a) D'après Bénard *et al.* [3]. N.S.E fait référence aux équations (2.5) et V.E. à l'équation de vortacité. (b) D'après Neuman *et al.* [49]. En rouge : la tension d'alimentation, en vert : f_x .

FIGURE 2.11 – Evolution temporelle de la composante f_x .

peut être imputé aux différentes géométries d'actionneur utilisées : les actionneurs utilisés par Bénard *et al.* [3] sont plus épais que ceux utilisés par Kriegseis *et al.* [37] ou Neuman *et al.* [49]. Le paragraphe 2.3.2 rentre plus en détails sur l'influence des paramètres géométriques de l'actionneur sur les vitesses et les forces générées.

2.3.2 Influence de la géométrie de l'actionneur

La géométrie de l'actionneur influence la force EHD générée. Les paramètres géométriques qui ont été étudiés sont les suivants : l'espace inter-électrodes g [21], la largeur de l'électrode de masse L_m [17, 21], l'épaisseur E_a et la largeur L_a de l'électrode active [14, 17, 26, 27] et l'épaisseur du diélectrique a [4, 29]. Ces paramètres sont représentés figure 2.12 représentant une vue en coupe d'un actionneur DBD.

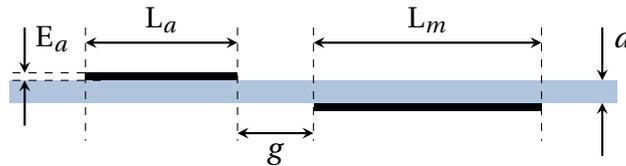


FIGURE 2.12 – Paramètres géométriques d'un actionneur DBD. E_a : épaisseur de l'électrode active, L_a : largeur de l'électrode active, L_m : largeur de l'électrode de masse, g : largeur de l'espace inter-électrodes, a : épaisseur du diélectrique.

Espace inter-électrodes

L'étude de Forte *et al.* [21] explore l'effet de la taille de l'espace inter-électrodes g sur la valeur du maximum de vent ionique. Pour cela, la largeur des deux électrodes L_a et L_m sont fixées égales à 5mm. Le signal d'alimentation est fixé ($f_p = 700\text{Hz}$, $V_p = 20\text{kV}$). L'espace inter-électrodes g est variable : $-5\text{mm} \leq g \leq 15\text{mm}$. La configuration $g = -5\text{mm}$ correspond à la situation où les électrodes sont en vis-à-vis symétrique de part et d'autre du diélectrique. Dans ce cas, le champ électrique est distribué symétriquement de part et d'autre de l'électrode, générant deux zones de vent ionique de directions opposées. Ceci souligne l'importance de disposer les électrodes de manière dissymétrique de part

et d'autre du diélectrique pour obtenir un vent ionique dans une seule direction. A partir de cette configuration, l'expérience montre une évolution du maximum de la vitesse selon une parabole inversée (figure 2.13a). Le maximum de cette parabole inversée se

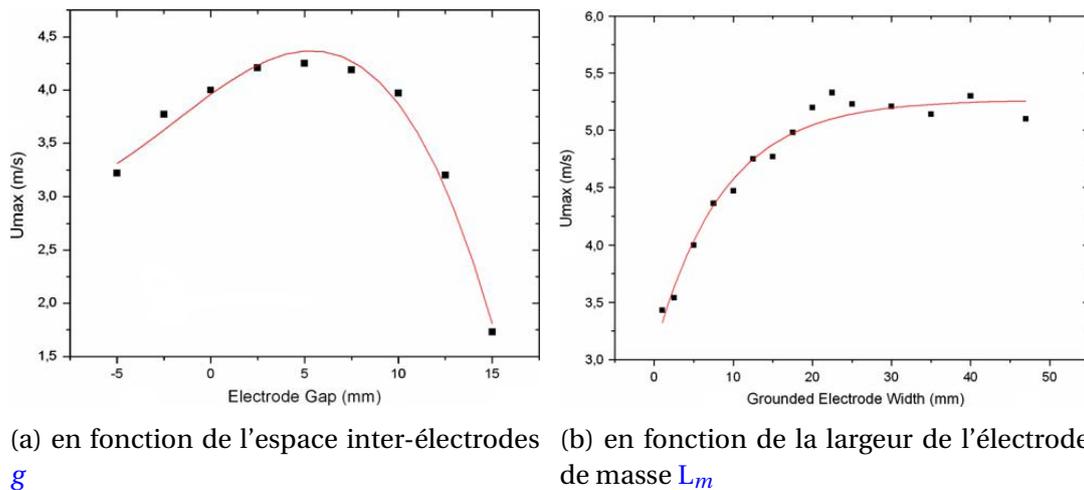


FIGURE 2.13 – Evolution du maximum de vitesse de vent ionique en fonction de plusieurs paramètres géométriques. D'après [21].

situe pour un espace inter-électrodes de 5 mm. Il est de $4,2 \text{ m s}^{-1}$. Forte *et al.* expliquent la croissance de la vitesse maximale de vent ionique pour $-5 \text{ mm} \leq g \leq 5 \text{ mm}$ par une modification du champ électrique qui permet aux ions d'être accélérés sur une plus grande distance. Passé l'optimum, augmenter la distance inter-électrodes revient à augmenter l'épaisseur effective de diélectrique qui les sépare. Ceci affaiblit le champ électrique et la vitesse maximale de vent ionique.

Electrode de masse

La largeur L_m de l'électrode de masse est un autre paramètre étudié par Forte *et al.*. Pour cette étude le même actionneur que précédemment est utilisé. L'espace inter-électrodes g est fixé ici égal à zéro et l'étude est réalisée à fréquence et tension fixes, aux mêmes valeurs que précédemment. Il ressort que le maximum du vent ionique augmente avec la largeur de l'électrode de masse jusqu'à ce qu'elle atteigne un palier pour $L_m = 20 \text{ mm}$ (figure 2.13b). Une augmentation de la vitesse maximale avec L_m a aussi été observée par Enloe *et al.* [17]. Ceci est dû au fait que plus l'électrode de masse est large, plus le plasma peut s'étendre. Les ions bénéficient alors d'une longueur plus importante pour être accélérés et le maximum de vent ionique est donc plus grand. Cette extension est cependant limitée par la valeur de la tension délivrée à l'actionneur, ce qui explique le palier observé.

Electrode active

Enloe *et al.* [17], Hoskinson *et al.* [26, 27] et Debien *et al.* [14] s'intéressent à l'influence de l'épaisseur et de la largeur de l'électrode active sur la force EHD. Ils se sont intéressés à deux géométries pour l'électrode active : plate et de section cylindrique.

Enloe *et al.* [17] ont, dans un premier temps, mesuré la puissance consommée par l'actionneur pour différentes largeurs L_a d'électrode active plate. Ils ont montré que cette largeur n'avait pas d'influence sur la puissance consommée. En revanche, la poussée produite par l'actionneur augmente quand la largeur de l'électrode active diminue. Les mêmes

observations sont faites lorsque l'électrode active est de géométrie cylindrique. Pour Enloe *et al.*, ces observations montrent l'importance des phénomènes présents dans le voisinage immédiat de l'électrode active. Ils changent en fonction de la géométrie de l'actionneur et sont responsables d'une meilleure performance des DBD lorsque L_a diminue.

Hoskinson *et al.* [26, 27] mesurent la force longitudinale générée par des actionneurs DBD dont l'électrode active est soit plate, soit de section cylindrique. Les largeurs ou diamètres de ces électrodes sont variables. Ils montrent que diminuer la largeur ou le diamètre des électrodes actives conduit à une force f_x plus importante, que l'électrode active soit plate ou cylindrique. Cependant, à épaisseur égale, les actionneurs dont l'électrode active est cylindrique produisent une force longitudinale plus importante que ceux dont l'électrode active est plate. Ceci est expliqué par les auteurs par la plus grande puissance dissipée par l'actionneur lorsque l'électrode active est plate. L'autre différence constatée entre les géométries plates et cylindriques est dans la variation de la force générée en fonction de la dimension de l'électrode. Pour une électrode plate, la force EHD augmente linéairement quand L_a diminue. Pour une électrode cylindrique, cette évolution est exponentielle.

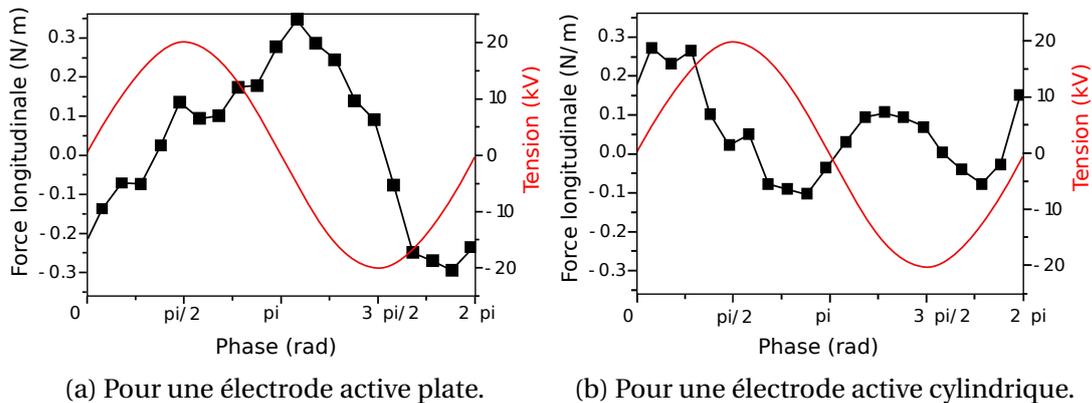


FIGURE 2.14 – Evolution temporelle de la force EHD pour deux géométries d'électrodes actives. D'après [13].

Debien *et al.* [14] s'intéressent dans un premier temps à la décharge des actionneurs DBD dont la géométrie de l'électrode active est soit plate, soit cylindrique. A signal d'alimentation identique, ils montrent qu'il existe des différences dans le courant de décharge de l'actionneur suivant la géométrie de son électrode active : il est plus homogène lors du demi-cycle positif quand l'électrode active est cylindrique. Ils mesurent aussi les champs de vitesse horizontaux et verticaux proches de l'actionneur sans écoulement extérieur. Les différences entre les deux géométries sont surtout visibles sur la composante verticale du champ de vitesses. Lorsque l'électrode active est cylindrique, l'aspiration est plus importante. Un bilan de quantité de mouvement permet à Debien *et al.* d'exhiber les différences dans l'évolution temporelle de la force EHD (figure 2.14). Si le scénario retenu pour l'évolution temporelle de la force EHD longitudinale dans le cas d'une électrode active plate est le scénario push-pull, il en va différemment dans le cas d'une électrode active cylindrique. Il est constitué de deux phases "push" suivie chacune d'une phase "pull" de plus petite intensité que dans le cas d'une électrode plate (figure 2.14b). Ceci rend les variations de f_x autour de sa valeur moyenne moins importantes. Cette valeur moyenne est, d'autre part, plus grande dans le cas d'une électrode de géométrie cylindrique que pour une électrode active plate.

Epaisseur de diélectrique

Les actionneurs DBD utilisés dans la littérature peuvent être séparés en deux catégories : les actionneurs fins dont l'épaisseur de diélectrique a est de l'ordre de la centaine de μm , et les actionneurs épais pour lesquels elle vaut quelques mm. Selon Bénard *et al.* [5], à iso-puissance, les actionneurs épais permettent d'obtenir une zone de plasma plus étendue et une force volumique plus intense que les actionneurs fins, donc un vent ionique plus important (sans compter que leur tenue structurelle est meilleure). Cependant, leurs fréquences d'action sont limitées à celles de l'ordre du kHz quand un actionneur fin peut admettre des signaux d'alimentation de fréquence de l'ordre de la dizaine de kHz.

Concernant les actionneurs épais, Forte *et al.* [21] et Jolibois *et al.* [29] s'intéressent à l'effet de l'épaisseur du diélectrique sur la position longitudinale du maximum de vent ionique et sur son intensité. Dans cette étude, l'épaisseur a varie entre 0,5 et 5 mm. Pour chaque actionneur, la position longitudinale du maximum de vent ionique ainsi que sa valeur sont mesurées pour plusieurs puissances électriques consommées. Lorsque a est fixée, la valeur de maximum de vent ionique et sa position ont un comportement asymptotique en fonction de la puissance électrique consommée. D'autre part, à puissance consommée fixe ils mesurent que le maximum de vitesse se situe d'autant plus en aval de l'électrode active que l'épaisseur de diélectrique est importante. Au contraire, sa valeur est identique quelle que soit l'épaisseur du diélectrique (figure 2.15).

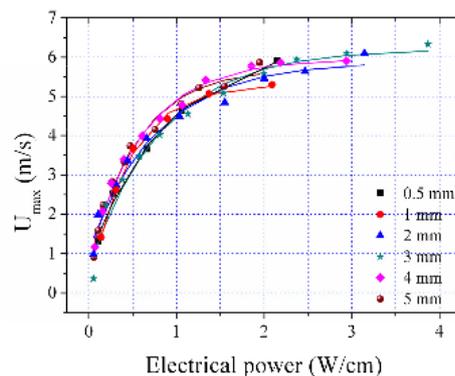


FIGURE 2.15 – Evolution du maximum de vent ionique en fonction de la puissance consommée par un actionneur DBD pour plusieurs épaisseurs a . D'après [29].

2.3.3 Influence de la forme du signal électrique

Enloe *et al.* [16] sont parmi les premiers à étudier l'influence de la forme du signal électrique sur la force que génère la DBD. Ils étudient en particulier l'effet d'une tension d'alimentation en dent de scie positive ou négative sur la qualité de la décharge. Pour cela, ils observent l'intensité lumineuse produite par l'actionneur DBD représentée figure 2.16a dans le cas d'un signal dent de scie positive et figure 2.16b dans le cas d'un signal dent de scie négative. Dans les deux cas, la décharge la plus uniforme est produite lorsque le signal est dans sa phase descendante. La phase ascendante des signaux, provoque, quant à elle, une décharge plus hétérogène. D'autre part, à puissance électrique fixée, la poussée générée par l'actionneur est plus importante lorsqu'il est alimenté par un signal en dents de scie positive. Ceci corréle une plus grande poussée à une décharge homogène de plus grande durée.

Jolibois *et al.* [29] utilisent une plus grande variété de signaux pour alimenter leur actionneur. Ils montrent qu'à puissance fixe, le vent ionique maximal est le même peu im-

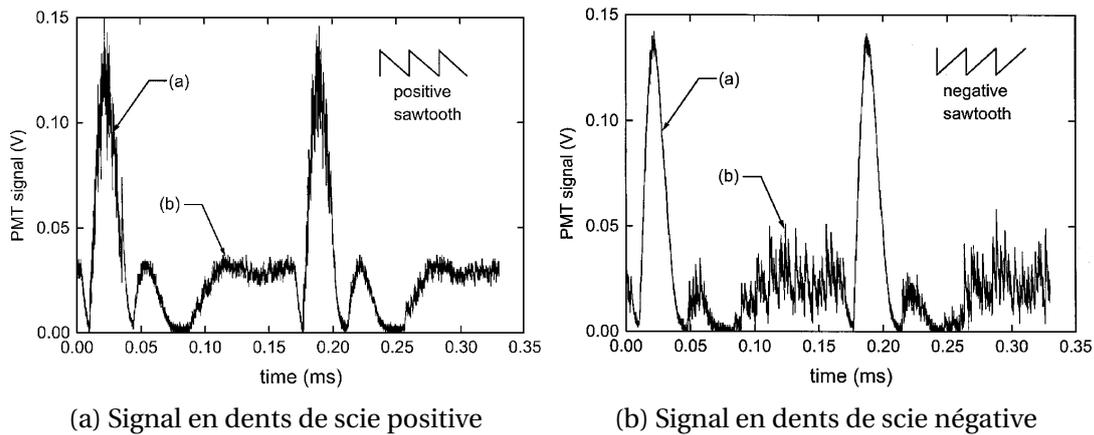


FIGURE 2.16 – Intensité lumineuse générée par un actionneur DBD pour deux signaux différents, d'après [16].

porte la forme du signal électrique, sauf pour des signaux de type carré ou en dent de scie positive qui génèrent des vitesses plus faibles. En effet, ces deux dernières formes de signaux présente une phase descendante plus courte que les autres. Or, c'est pendant cette phase qu'une décharge homogène de type *glow*, durant laquelle le vent ionique est le plus intense, est produite.

Kotsonis et Ghaemi [33, 34] cherchent à trouver la forme de signal de tension qui optimise les performances de l'actionneur DBD. Plusieurs forme de signaux sont utilisés pour alimenter le même actionneur DBD : il s'agit de signaux sinusoïdaux, carrés, en dents de scie [33] ou de différentes combinaison d'un signal sinusoïdal avec un signal carré [34]. Pour chaque tension d'alimentation, ils relèvent la consommation électrique de l'actionneur, la poussée qu'il génère et son efficacité relative (ratio poussée/consommation). Ils montrent que la valeur de la pente des signaux affecte la poussée moyenne : au début de la phase négative du signal, une pente douce comme celle d'un signal sinusoïdal permet de produire une poussée plus importante qu'une pente raide comme celle d'un signal carré. C'est le contraire au début de la phase positive du signal. La forme du signal affecte aussi la consommation électrique de l'actionneur : un signal dont les variations sont régulières permet d'obtenir des pics de courants moins nombreux, que ce soit dans la phase anodique ou la phase cathodique. Au final, un signal composé d'un sinus dans sa partie négative et d'un carré dans sa partie positive permet d'obtenir le meilleur ratio poussée générée / puissance consommée parmi les formes considérées.

Benard *et al.* [4] étudient l'influence de la forme du signal d'alimentation sur l'évolution temporelle du vent ionique en un point situé 5 mm à l'aval de l'électrode active et 1 mm au-dessus de la paroi. Les vitesses sont mesurées sans écoulement extérieur. Leurs résultats, présentés figure 2.17, montrent en particulier que l'évolution temporelle de la composante longitudinale du vent ionique se fait en miroir de celle de la tension d'alimentation, à un déphasage près. Ceci est dû aux deux régimes de décharges de l'actionneur : le régime *glow* se déroulant dans la phase descendante du signal produit des vitesses plus élevées que le régime *streamer* qui se produit dans la phase ascendante du signal. Ces résultats montrent qu'il est possible d'introduire, grâce à un actionneur DBD, une perturbation dans l'écoulement moyen dont la fréquence et la forme peuvent être toutes deux maîtrisées.

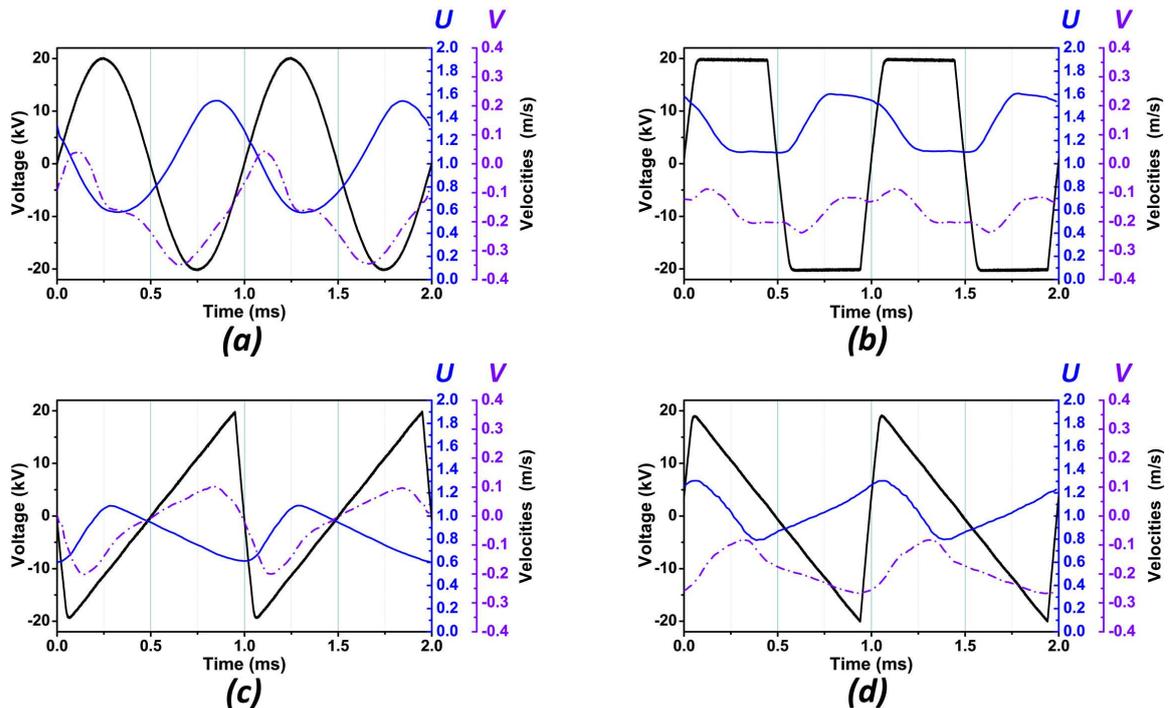


FIGURE 2.17 – Evolution temporelle des composantes horizontale (U) et verticale (V) du vent ionique pour différentes formes du signal d'alimentation.

2.4 Echauffement dû à l'actionneur DBD

Dans leurs premières expériences, Roth *et al.* [58] font état d'un possible échauffement du fluide et de la paroi au voisinage de l'actionneur DBD. Depuis, d'autres études se sont penchées sur l'échauffement de l'air ou de la paroi en présence d'un actionneur DBD en fonctionnement.

Jukes *et al.* [32] mesurent l'échauffement de l'air autour d'un actionneur DBD symétrique composé d'une électrode active de $L_a = 1$ mm centrée au-dessus d'une électrode de masse de $L_m = 10$ mm. Les deux électrodes sont séparées d'une couche de Mylar de $250 \mu\text{m}$. Les mesures de température sont effectuées à l'aide d'une sonde fil froid sans écoulement extérieur. Pour ne pas endommager la sonde, elles sont prises au-delà d'une distance de 4 mm autour de l'électrode active. Dans cette configuration, ils observent deux zones symétriques de plus haute température qui s'éloignent de l'actionneur en restant proche de la paroi. Un échauffement maximal de 2°C est observé. En parallèle, la vitesse est mesurée à l'aide d'une sonde fil chaud, et la vitesse maximale obtenue pour cet actionneur est de $2,5 \text{ m s}^{-1}$. Jukes *et al.* en concluent que l'échauffement de l'air ambiant ne peut pas être à l'origine de l'écoulement observé, sinon sa vitesse serait de l'ordre de $0,1 \text{ m s}^{-1}$.

Joussot [30] et Tirumala *et al.* [69] s'intéressent aux effets de température sur la paroi du diélectrique dus au fonctionnement de l'actionneur DBD. Joussot mesure la température à la paroi après le fonctionnement d'un actionneur DBD. L'actionneur utilisé pour cette étude possède une électrode active de $L_a = 6$ mm et une électrode de masse de $L_m = 9$ mm séparées par un diélectrique de $0,6$ mm d'épaisseur. Les mesures de température sont effectuées par thermographie infra rouge pendant 180 s après le fonctionnement de l'actionneur. Elles montrent qu'après différents temps de fonctionnement, la température monte pour des petits temps de fonctionnement et se stabilise après environ 90 s. Par contre, le profil de température longitudinal a la même allure quel que soit

le temps de fonctionnement de l'actionneur. Il présente un maximum proche de l'actionneur. La température diminue alors pour atteindre la température de paroi initiale au-delà de 40 mm à l'aval de l'électrode active. La température de paroi maximale obtenue est d'environ 95 °C pour une puissance consommée d'environ 110 W m⁻¹.

Tirumala *et al.* [69] s'intéressent à l'échauffement de la paroi créé par deux actionneurs différents : l'un a une électrode active plate de $L_a = 20$ mm, l'autre cylindrique de 50 μm de diamètre. Dans les deux cas, l'électrode de masse a une largeur $L_m = 50$ mm. La température de paroi est mesurée par thermographie infra rouge après le fonctionnement de l'actionneur. Comme dans l'étude de Jousot [30], Tirumala *et al.* montrent que la température de paroi augmente pendant le début du fonctionnement de l'actionneur pour se stabiliser après environ 60 s et que le profil de température longitudinal admet un maximum proche de l'électrode active. En outre, plus l'épaisseur de diélectrique est faible, plus l'échauffement de paroi est important (figure 2.18). Il est à noter que les amplitudes et fréquences des signaux choisis pour alimenter les actionneurs sont très proches dans ces deux études : dans les deux cas, la fréquence f_p vaut 1 kHz, l'amplitude du signal prise crête à crête vaut 26 kV chez Jousot *et al.* et 27 kV pour les trois épaisseurs étudiées chez Tirumala *et al.*

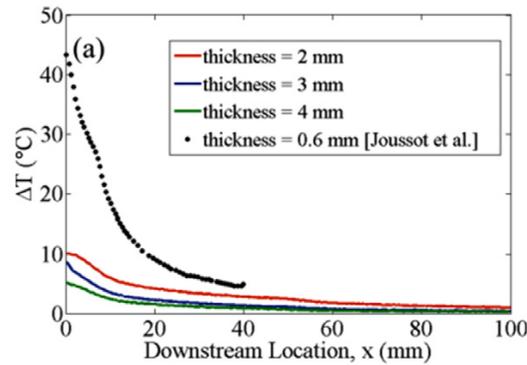


FIGURE 2.18 – Evolution longitudinale de l'échauffement de paroi dû à un actionneur DBD à électrode active plate pour plusieurs épaisseurs de diélectrique, d'après [69] et [30].

Les échauffements de la paroi maximaux sont similaires pour les deux géométries d'électrode testées, mais la température diminue sur une distance plus courte dans le cas d'une électrode active cylindrique. L'échauffement de paroi maximal est d'un peu plus de 10 °C. Tirumala *et al.* expliquent que l'échauffement de paroi observé est majoritairement dû à la convection à travers l'écoulement d'air plus chaud (région du plasma) : la chaleur est communiquée de l'électrode active à l'air environnant puis de l'air environnant au diélectrique. La conduction thermique directement depuis l'électrode active vers le diélectrique serait un phénomène localisé très proche en aval de l'électrode et n'expliquerait pas la distance sur laquelle l'échauffement a lieu.

2.5 Modélisations existantes de la force EHD

Les modèles de champ de force volumique généré par un actionneur DBD sont utiles pour la simulation de ses effets sur un écoulement (par exemple dans notre cas : la couche limite). Plusieurs modèles ont été établis depuis les débuts de l'utilisation des actionneurs DBD en aérodynamique jusqu'à récemment. Ils peuvent être classés en deux catégories : d'un côté, les modèles phénoménologiques qui sont basés sur les équations régissant la physique et la chimie des plasmas et de l'autre, les modèles empiriques qui reposent sur

des données expérimentales mesurées en amont. Cette section a pour objectif de présenter quelques uns de ces modèles ainsi que quelques résultats associés à leur mise en œuvre.

2.5.1 Modèles phénoménologiques

Un des premiers modèles à voir le jour est celui de Shyy *et al.* [63]. Ce modèle permet de calculer les deux composantes (horizontales et verticales) de la force volumique à partir du champ électrique régnant entre les deux électrodes de l'actionneur. Shyy *et al.* observent que les lignes du champ électrique à proximité des électrodes sont contenues dans une zone triangulaire et que les lignes de champ sont parallèles excepté très proche de l'électrode active. D'autre part, le champ électrique décroît à mesure qu'on s'éloigne de l'actionneur. Shyy *et al.* considèrent alors une zone triangulaire dans laquelle le champ électrique décroît linéairement selon x (voir figure 2.19). C'est dans cette zone que le plasma et la force volumique sont présents. Cette approche leur permet de calculer les composantes horizontales et verticales du champ de force généré en fonction du champ électrique et de la densité d'espèces chargées. Le champ de force volumique dépend du signal électrique d'entrée mais aussi de la géométrie de l'actionneur. Il est moyenné en tenant compte du fait que le plasma (donc la force EHD) n'est présent que sur la moitié du cycle de fonctionnement de l'actionneur. Cette force moyennée est ensuite considérée comme un terme source stationnaire dans l'équation de Navier-Stokes (1.6). Cette considération est valable tant que la fréquence du signal d'alimentation est assez grande comparée aux fréquences des phénomènes aérodynamiques en présence.

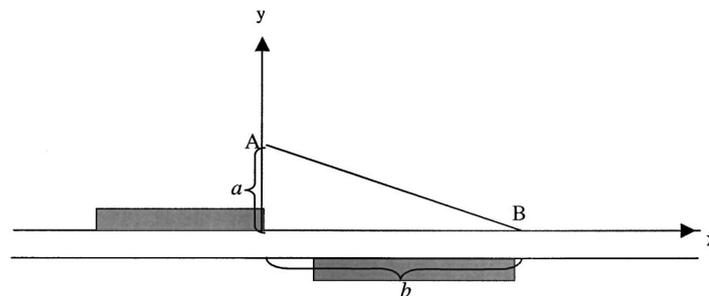


FIGURE 2.19 – Zone de champ électrique générée par l'actionneur DBD approchée par Shyy *et al.* [63].

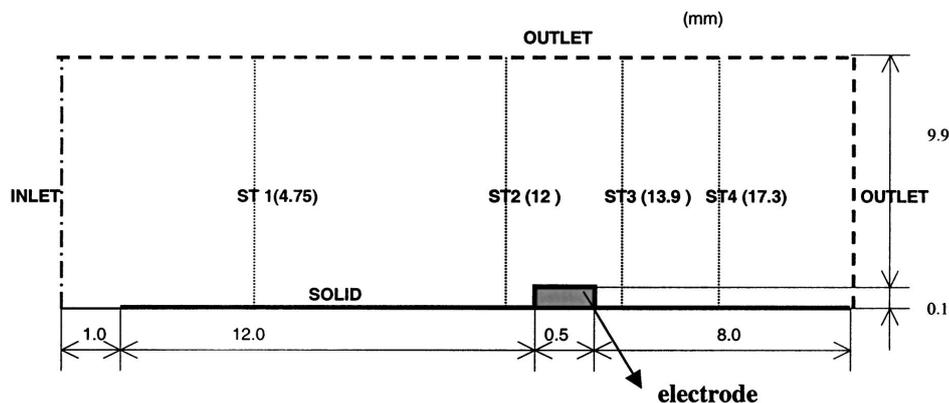


FIGURE 2.20 – Géométrie de calcul et stations considérées par Shyy *et al.* [63].

Shyy *et al.* calculent alors l'influence de cette distribution de force au sein d'une couche limite de plaque plane. Comme leur modèle ne prend pas en compte les effets de température, ils imposent une température de paroi deux fois plus importante que celle de l'air ambiant. Des profils de vitesse sont observés en quatre stations sur la plaque plane représentées figure 2.20. La vitesse de l'écoulement infini amont varie selon $2 \leq U_\infty \leq 10 \text{ m s}^{-1}$. A travers ces calculs de profils de vitesses, ils montrent que leur modèle permet de reproduire le comportement de type "jet pariétal" de l'écoulement dû à l'actionneur DBD. Les modifications de la couche limite ont lieu à l'aval de l'actionneur. Les vitesses les plus importantes sont retrouvées pour la station ST4, comme l'illustre la figure 2.21. Une étude paramétrique permet de voir que la vitesse induite par l'actionneur augmente avec l'amplitude de la tension V_p et sa fréquence f_p . Ces résultats sont en accord qualitatif avec les expériences effectuées par d'autres auteurs.

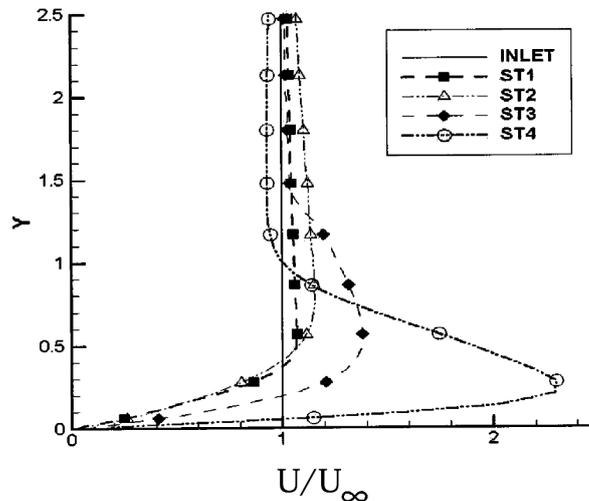


FIGURE 2.21 – Profils de vitesse calculés par le modèle de Shyy *et al.*. D'après [63].

Suzen *et al.* [68] proposent un modèle plus complet, permettant d'obtenir la densité d'espèces chargées, le potentiel électrique et la distribution de force générés par un actionneur DBD. Ils utilisent les équations de Maxwell pour déterminer les liens entre force volumique et champ électrique, puis entre force volumique et potentiel électrique. Les effets magnétiques sont négligés et ils parviennent à une expression de la force volumique qui ne dépend que de la densité de charges et du potentiel électrique entre les deux électrodes. Le potentiel électrique est calculé à partir du signal d'alimentation donné sous forme d'une condition de potentiel à l'électrode active. La densité volumique de charges est calculée à partir de caractéristiques intrinsèques du plasma et de l'actionneur, dont la permittivité électrique du matériau diélectrique utilisé, et en considérant que l'électrode de masse est une source d'espèces chargées. Ils imposent alors une densité à la surface de cette électrode en se basant sur des observations expérimentales. La résolution de ce modèle permet d'obtenir une densité de charges volumique et un champ de force volumique qui est ensuite considéré comme un terme source de l'équation de Navier-Stokes. Le champ de force a une allure générale similaire à ce qui peut être observé expérimentalement, par exemple par Kriegseis *et al.* [36]. Cependant, selon le calcul, son développement se fait uniquement à l'aval de l'électrode active (figure 2.22), ce qui n'est pas le cas dans les observations expérimentales.

Dans l'optique d'évaluer numériquement l'effet de la forme du signal d'alimentation d'un actionneur DBD sur la décharge, Likhanskii *et al.* [42] développent un modèle basé sur des équations de continuité et de flux pour les ions positifs, les ions négatifs et les

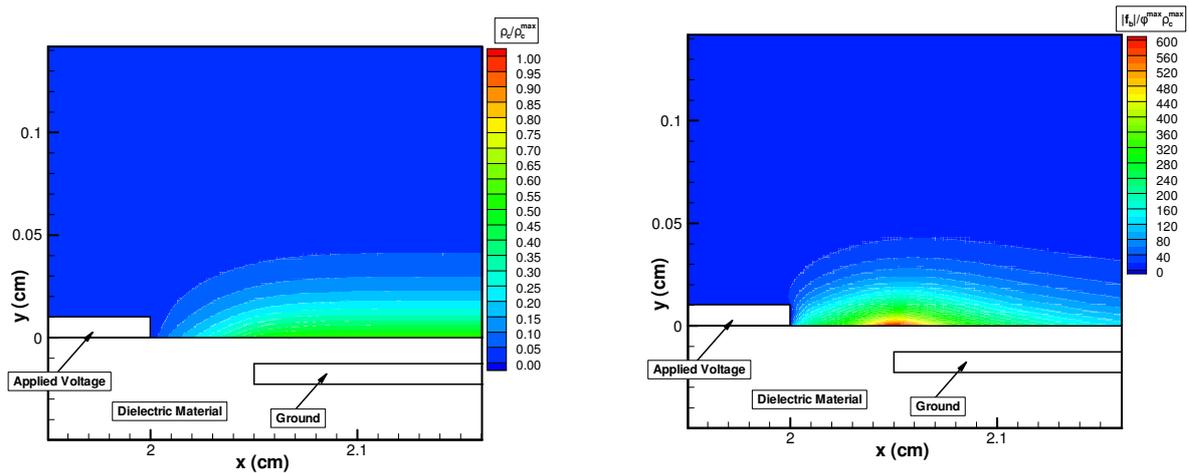


FIGURE 2.22 – Densité de charges (à gauche) et distribution de force volumique (à droite) calculées avec le modèles développé par Suzen *et al.*. D’après [68].

électrons du plasma. Le gaz considéré pour cette modélisation est un mélange constitué de dioxygène et de diazote dans les mêmes proportions que l’air. Les taux de recombinaisons électron-ion, ion-ion, de détachement d’électrons depuis les ions négatifs et d’attachement d’ions sur des espèces neutres sont pris en compte. Le potentiel et le champ électrique sont calculés par l’équation de Poisson qui lie ces quantités aux densités d’électrons et d’ions positifs et négatifs. Cette modélisation concerne des actionneurs fins, dont l’épaisseur de diélectrique se situe entre 100 et 300 μm . Elle permet de calculer le champ de force volumique instationnaire dû à l’actionneur, l’évolution des densités des espèces chargées étudiées ainsi que celle du champ et du potentiel électrique. Les tensions d’alimentation étudiées sont des séries d’impulsions positives ou négatives dont les amplitudes sont de l’ordre de 1 à 5 kV et les durées de 4 à 7 ns avec un *offset* de 0,5 kV. Ils montrent que l’utilisation d’impulsions d’amplitudes négatives réduit les performances de l’actionneur en provoquant localement au voisinage de l’électrode active, des forces d’amplitudes importantes dans le sens électrode de masse-électrode active. Ceci réduit la valeur de la force moyenne générée par l’actionneur DBD. Lors de l’utilisation d’impulsions d’amplitude positive, ils observent le début de la propagation d’un *streamer* dirigé de l’électrode active vers l’électrode de masse lorsqu’une tension seuil est atteinte. Ce *streamer* se propage en ionisant l’air vers l’électrode de masse jusqu’à ce que le potentiel à sa tête ne soit plus suffisant pour permettre l’ionisation du gaz alentour. Comme les *streamers* sont constitués de plasma quasi-neutre sauf leur tête chargée positivement, ce ne sont pas eux qui génèrent la plus grande partie de la force volumique. En effet, lorsqu’ils s’éteignent après leur propagation, ils laissent un “nuage d’ions” chargé positivement qui y participe beaucoup plus puisque la différence de charge est plus grande.

Jayaraman *et al.* [28] élaborent leur modèle à partir des équations de Boltzmann en considérant que le plasma généré par l’actionneur DBD n’est constitué que d’une espèce d’ions et des électrons. Les équations de continuité et de quantité de mouvement pour les deux espèces sont complétées par une équation de Poisson pour le champ électrique. Le modèle ainsi décrit permet de calculer l’évolution temporelle de la densité des espèces chargées et du champ électrique avec un algorithme de type prédiction - correction. A chaque pas de temps, la densité des deux espèces chargées est prédite en prenant en compte les données du champ électrique du pas précédent. Ces densités prédictives sont ensuite utilisées pour calculer le champ électrique au même pas de temps. La force EHD instantanée est calculée en effectuant le produit de la charge nette par le champ élec-

trique, comme dans l'équation (2.4). Pour tester leur modèle, Jayaraman *et al.* effectuent le calcul de la décharge d'un actionneur DBD dans de l'hélium. Ils imposent un potentiel électrique sinusoïdal à l'électrode active et calculent une composante horizontale du champ de force qui varie dans le temps. Elle est positive pendant l'alternance positive de la tension et négative pendant l'alternance négative de la tension. Ceci est invalidé plus tard, notamment par les expériences de Debien *et al.* [13]. Ils étudient l'effet de la permittivité diélectrique du matériau placé entre les électrodes sur le champ de force volumique. Les variations sont plus fortes et le champ de force présente globalement des valeurs plus élevées pour la permittivité électrique la plus élevée. Les variations temporelles de la force volumique sont corrélées aux variations des densités de charges (pour les ions et les électrons). Ceci permet à Jayaraman *et al.* de conclure que les variations du champ de force sont dues à deux dynamiques différentes pour l'actionneur : l'un des demi-cycles est le siège d'une accumulation d'ions au-dessus de l'électrode de masse, l'autre voit des électrons s'y accumuler beaucoup plus rapidement.

Le modèle d'Unfer *et al.* [70] a été précédé de plusieurs études de Bœuf *et al.* [7, 8]. Elles montrent que les mécanismes générant la force EHD due à un actionneur DBD sont analogues à ceux des décharges couronnes et reposent sur la génération d'un vent ionique. Sa valeur est plus importante dans le cas d'un actionneur DBD que dans celui d'une décharge couronne. De plus, elle est concentrée sur une faible épaisseur au-dessus du diélectrique et sa composante tangentielle est bien supérieure à sa composante normale [8]. L'analyse menée à ce stade ne tient pas compte du régime filamentaire (*streamer*). Les mécanismes survenant dans les différents régimes d'un actionneur DBD sont mis en avant dans l'étude de 2007 [7]. Pour cela, Bœuf *et al.* ont développé un modèle basé sur des équations fluidiques pour le transport des ions et des électrons et une équation de Poisson pour le champ électrique. Le gaz considéré est du diazote pur. Ils observent notamment que le rôle des *streamers* dans l'intensité de la force volumique est négligeable pour les mêmes raisons que celles développées par Likhanskii *et al.* [42]. Le modèle d'Unfer *et al.* repose sur l'utilisation des équations de Boltzmann et d'une équation de Poisson, comme pour le modèle de Jayaraman *et al.* [28]. Cependant, le calcul se fait pour un modèle simplifié de ionisation de l'air. Seules trois espèces chargées sont prises en compte : les électrons, un type d'ion positif et un type d'ion négatif, tous deux majoritaires lors de l'ionisation de l'air et représentant tous les ions qui se forment pendant le fonctionnement de l'actionneur DBD. Les équations de Boltzmann sont écrites pour toutes ces espèces. L'équation de Poisson prend en compte les charges de surface, ce que ne faisaient pas Jayaraman *et al.*. La force EHD est calculée à partir de l'équation (2.4) à laquelle un terme de pression dynamique des espèces chargées est ajouté. Le couplage entre ces équations et les équations de la dynamique des fluides se fait en ajoutant des termes sources "plasma" dans les équations de Navier-Stokes. L'ajout de ces termes pose le problème d'avoir des échelles spatiales et temporelles très différentes : les plus petites correspondent à la dynamique de la décharge et les plus grandes à celle de l'écoulement. Pour pallier ce problème, Unfer *et al.* choisissent une résolution à plusieurs échelles temporelles (chaque cellule du maillage a sa propre échelle de temps) et un maillage adaptatif. Les calculs effectués à l'aide de ce modèle permettent de visualiser le courant de décharge de l'actionneur. Il présente deux décharges dont la plus hétérogène se passe durant le demi-cycle négatif, comme l'illustre la figure 2.23. Ceci est en contradiction avec ce qui est observé expérimentalement, notamment par Pons *et al.* [53], Forte *et al.* [21] ou Debien *et al.* [14]. Les composantes longitudinales et verticales du champ de force volumique sont calculées pour un signal d'alimentation de $V_p = 10$ kV et $f_p = 2$ kHz. L'épaisseur de l'actionneur considéré est de 600 μm . Dans une configuration d'actionneur

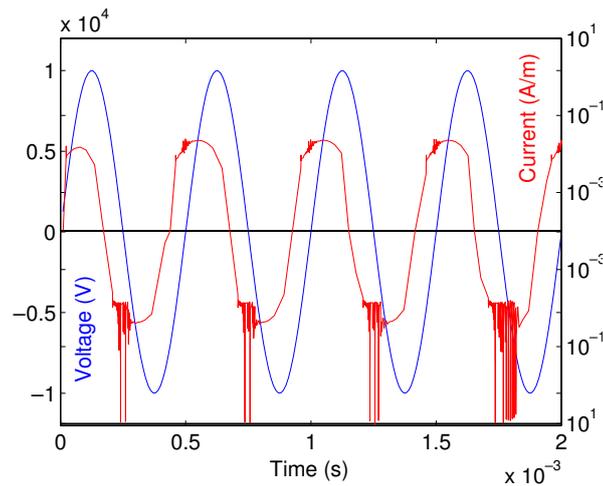


FIGURE 2.23 – Courant de décharge (en rouge) et tension d’alimentation (en bleu) calculé par le modèle d’Unfer *et al.* D’après [70].

proche mais avec une fréquence f_p de 11 kHz, Kriegseis *et al.* [36] mesurent que le maximum de la composante horizontale de la force volumique est de l’ordre de $8 \cdot 10^3 \text{ N m}^{-3}$ et une composante verticale un ordre de grandeur moins intense. Dans le cas du calcul numérique d’Unfer *et al.*, les deux composantes du champ de force volumique ont le même ordre de grandeur, plus grand que celui mesuré par Kriegseis *et al.*

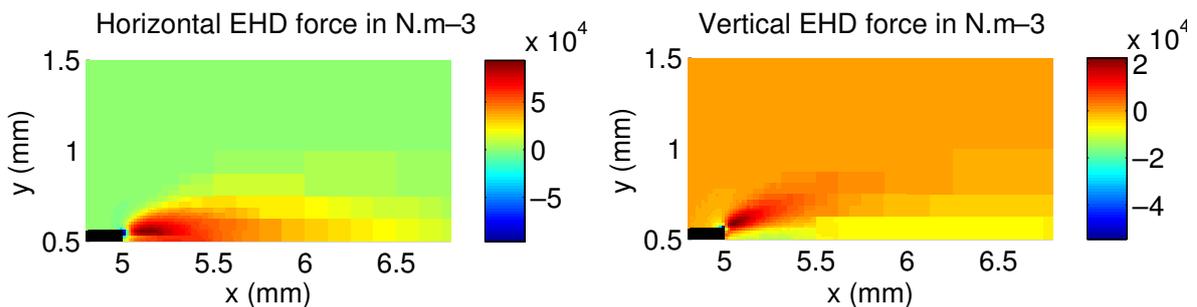


FIGURE 2.24 – Composante horizontale (à gauche) et verticale (à droite) du champ de force volumique calculé par le modèle d’Unfer *et al.* D’après [70].

2.5.2 Modèles empiriques

L’évolution des modèles phénoménologiques montre qu’ils servent avant tout à mieux comprendre les corrélations entre mouvements de charges et force EHD générés par l’actionneur. En cela, ils font un bon complément aux études expérimentales. Par contre, le calcul du champ de force EHD, bien que qualitativement correct, souffre souvent des approximations du modèle chimique (espèces ionisées considérées) prises en compte pour le plasma. C’est pourquoi, lorsqu’on ne s’intéresse qu’aux phénomènes aérodynamiques, des modèles empiriques peuvent suffire.

Certaines études comparent l’utilisation de modèles phénoménologiques et empiriques en terme de distribution de force volumique ou de vitesses de vent ionique induites par l’actionneur DBD. C’est le cas notamment de celles de Singh et Roy [65] et Criscione *et al.* [11]. Singh et Roy élaborent un modèle empirique à partir des résultats de calculs issus d’un modèle phénoménologique résolvant les équations de Boltzmann pour plusieurs espèces chimiques du plasma et l’équation de Poisson pour le champ électrique [64]. Le

modèle empirique est une approximation par des polynômes d'ordre 4 de la composante longitudinale et transversale du champ de force. Il est introduit dans les équations de Navier-Stokes (1.6) en tant que terme source. La résolution de ces équations sans écoulement extérieur permet d'obtenir entre autres, le champ de vitesse induite par le plasma. Les coefficients de ce polynôme dépendent à la fois du matériau diélectrique utilisé et de l'amplitude du potentiel électrique imposé à l'électrode active. La figure 2.25 montre que les composantes f_x et f_y modélisées sont de même ordre de grandeur que celles qui sont calculées par les équations du plasma. Cependant, ses variations sont mal reproduites par la modélisation, voir figure 2.25. Si l'étendue de la composante horizontale de la force vo-

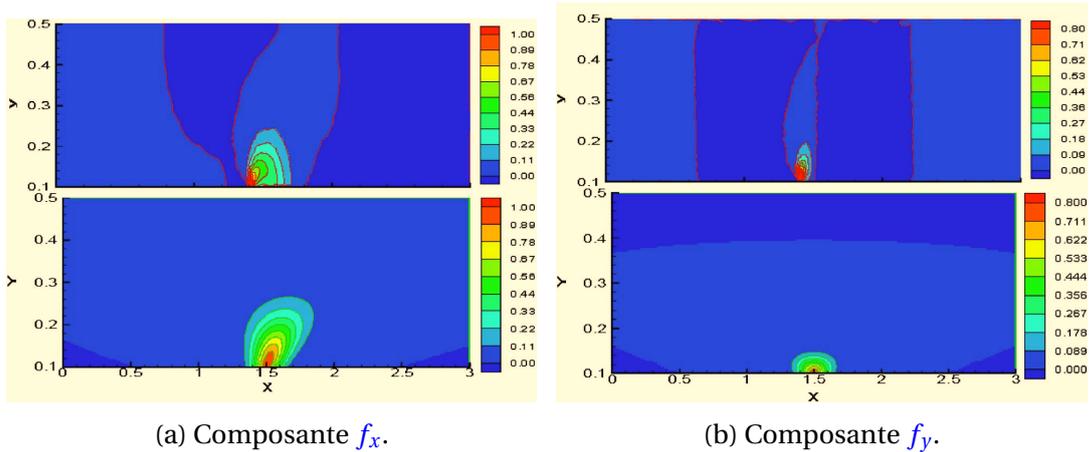


FIGURE 2.25 – Composantes horizontales et verticales du champ de force EHD. En haut : calculé par les équations du plasma, en bas : modélisé. D'après [65].

luminique est bien reproduite par le modèle (figure 2.25a), celle de la composante verticale est plus réduite que lors de la résolution des équations du plasma (figure 2.25b). Même si l'approximation des composantes de la force présente des différences avec le calcul, la figure 2.26 montre des champs de vitesse longitudinaux ou transversaux sont semblables pour le modèle comme pour la résolution des équations.

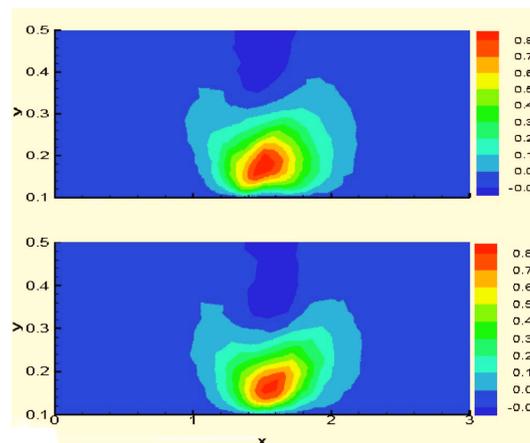


FIGURE 2.26 – Composante horizontale du champ de vitesse obtenue en haut : avec la distribution de force calculée, en bas : avec la modélisation. D'après [65].

Criscione *et al.* [11] mènent une étude numérique basée sur deux modèles différents. L'un est un modèle empirique pour lequel la distribution de force volumique moyenne est calculée d'après des mesures de vitesses par PIV, l'autre est un modèle phénoménologique qui permet de calculer l'évolution spatiale et temporelle de la densité des particules

chargées, du champ électrique et des charges de surface. Le modèle empirique pour la composante horizontale du champ de force volumique est décrit par une relation du type (2.6), la liant à la coordonnée longitudinale.

$$f_x(x) \propto x \cdot \exp(-x) \quad (2.6)$$

Les deux modèles donnent une composante horizontale de la force volumique moyenne semblable, bien que la valeur intégrale du champ empirique soit très inférieure à celle du champ phénoménologique. Ceci est sûrement dû aux différences de géométrie entre les actionneurs considérés pour la modélisation et le calcul à partir des équations du plasma. Ces deux études montrent que les modèles du champ de force volumique, qu'ils soient empiriques ou phénoménologiques, sont capables de donner des distributions de force et/ou de vitesse comparables.

Maden *et al.* [44, 45] ne s'intéressent qu'à la composante horizontale du champ de force volumique. Ils utilisent un champ de vitesse induit par l'actionneur sans écoulement extérieur mesuré par PIV pour calculer le champ de force volumique associé. Ils modélisent ensuite ce champ de force sous la forme 2.7.

$$f_x(x, y) = C_6 X(x) Y(y)$$

avec :

$$X(x) = (C_1 x + C_2 x^2) \cdot \exp(-x)$$

$$Y(y) = (C_3 y + C_4 y^2) \cdot \exp(-C_5 y^{-2/5}) \quad (2.7)$$

Les constantes C_1 à C_6 sont calculées par la méthode des moindres carrés afin que la distribution de force volumique modélisée corresponde à la distribution calculée à partir des données PIV. Les deux composantes du champ de force sont ajoutés dans les équations de Navier-Stoke (1.6). La résolution de ces équations sans écoulement extérieur permet de retrouver assez fidèlement le champ de vitesse mesuré par PIV dans les deux cas.

Chapitre 3

Contrôle de transition laminaire-turbulent

Sommaire

3.1 Stratégies de contrôle de transition	43
3.2 Contrôle de transition à l'aide d'actionneurs DBD	44

Une couche limite turbulente génère un coefficient de frottement à la paroi environ cinq fois plus élevé qu'une couche limite laminaire. Ceci génère donc une augmentation de la traînée de frottement et un surcroît de consommation en carburant pour les avions. A cette fin, il peut paraître intéressant d'obtenir la couche limite laminaire la plus étendue possible. Ceci peut se faire en contrôlant la transition laminaire-turbulent, c'est-à-dire en la reculant le plus en aval du bord d'attaque possible. L'objectif de ce chapitre est de présenter des moyens de contrôle. En particulier, l'utilisation d'actionneur à plasma de type [DBD](#) pour le contrôle d'une transition de couche limite bidimensionnelle est détaillée. Dans ce cadre, seules des études centrées sur le **recul** de transition seront présentées.

3.1 Stratégies de contrôle de transition

Arnal et Archambaud [[1](#)] présentent et classifient plusieurs techniques de contrôle de la transition en trois catégories :

- Le [Natural Laminar Flow \(NLF\)](#) consiste à jouer sur la géométrie de l'obstacle autour duquel se développe la couche limite. Ainsi, les gradients de pression sont imposés pour faire en sorte d'obtenir une couche limite laminaire la plus stable et la plus étendue possible.
- Le [Laminar Flow Control \(LFC\)](#) consiste à ajouter des éléments actifs à la paroi. Ces éléments, par leur action, ont la capacité de modifier la couche limite : on les appelle actionneurs. Leur but est de réduire, voire annuler, la croissance des instabilités de couche limite. L'aspiration de couche limite, ainsi que l'utilisation d'actionneurs [DBD](#) font partie de cette catégorie de contrôle.
- Le [Hybrid Laminar Flow Control \(HLFC\)](#) consiste à combiner un contrôle de gradient de pression par la géométrie ([NLF](#)) et un contrôle actif ([LFC](#)).

Plus concrètement, les moyens de reculer une transition bidimensionnelle provoquée par la croissance des ondes [TS](#) sont résumés par l'équation de quantité de mouvement de la

couche limite (3.1) [60] :

$$(\rho V_0) \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial x} - \left(\frac{d\mu}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{\partial U}{\partial y} + f_x = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad (3.1)$$

Afin d'avoir un profil de vitesse plus stable, le terme $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ doit être négatif avec une valeur absolue la plus grande possible à la paroi. Les différents termes dans le membre de gauche de cette équation illustrent comment parvenir à cette fin et sont discutés dans la liste suivante :

- Le terme $(\rho V_0) \frac{\partial U}{\partial y}$ représente une action par aspiration à la paroi à une vitesse normale V_0 . Les profils de vitesse moyenne sont déformés par ce biais, rendant la couche limite plus stable.
- Le terme $\frac{\partial P}{\partial y}$ représente une modification du gradient de pression. Ceci revient à une stratégie NLF dans la mesure où ceci est fait en modifiant la géométrie d'étude.
- Le terme $-\left(\frac{d\mu}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{\partial U}{\partial y}$ représente une action par chauffage ou refroidissement de la paroi.. Changer la température T modifie la viscosité μ en proche paroi, ce qui a pour incidence de modifier la forme du profil de vitesse et d'améliorer la stabilité de la couche limite.
- Le terme f_x représente une action par une force volumique au sein de la couche limite afin de déformer les profils de vitesse moyenne. C'est de cette façon que les actionneurs DBD peuvent agir pour la stabiliser.

3.2 Contrôle de transition à l'aide d'actionneurs DBD

3.2.1 Contrôle par effet moyen

Le contrôle par effet moyen repose sur l'utilisation de la force volumique moyenne générée par la DBD pour stabiliser le profil de vitesse moyenne. Or la force volumique générée par un actionneur DBD est en réalité fortement instationnaire (elle est pulsée à la même fréquence que son signal d'alimentation, comme nous l'avons vu précédemment). Afin que la couche limite voie une force volumique quasi-stationnaire, les fréquences f_p sont choisies suffisamment élevées pour ne pas amplifier les ondes TS dans la couche limite.

Séraudie *et al.* [62] effectuent des sondages de couche limite le long de l'extrados d'un profil de type ONERA-D. L'actionneur DBD utilisé génère des vitesses de vent ionique se situant entre 2.5 et 4.5 m s⁻¹. Des profils de vitesse moyenne sont mesurés avec et sans plasma à une distance suffisamment élevée de l'actionneur pour ne pas endommager la sonde fil chaud. Plusieurs vitesses d'écoulement infini amont sont testées. L'ajout de quantité de mouvement dans la couche limite par le plasma se traduit par un profil présentant des valeurs de vitesse globalement plus élevées. Les modifications se voient à deux endroits : en proche paroi et près de la frontière de la couche limite avec l'écoulement libre. A cet endroit, le profil de vitesse présente une survitesse : localement la vitesse de la couche limite est plus importante que celle de l'écoulement libre U_e . Plus la vitesse de l'écoulement infini amont est grand, plus les modifications des profils de vitesse sont faibles.

Dans cette même étude, la position de la transition est évaluée grâce à des sondages longitudinaux au fil chaud. La figure 3.1 montre l'évolution du signal RMS de la sonde fil

chaud à l'intérieur de la couche limite. Son augmentation soudaine permet de repérer la transition.

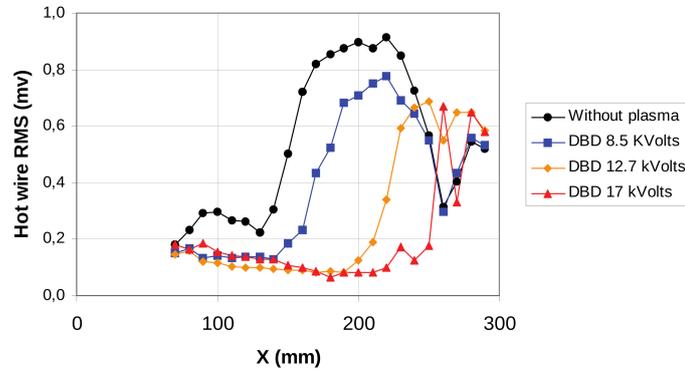


FIGURE 3.1 – Signal RMS d'une sonde fil chaud pour différents cas avec et sans action. $U_\infty = 7 \text{ m s}^{-1}$. D'après [62].

A vitesse U_∞ et fréquence d'alimentation f_p fixées, le recul de transition est d'autant plus important que la tension d'alimentation est grande. Le recul de transition maximal obtenu pour $U_\infty = 7 \text{ m s}^{-1}$ est de 120 mm soit 35 % de corde. Cette étude expérimentale est couplée à une étude de stabilité linéaire sur des profils de vitesse issus d'un calcul de couche limite. L'ajout de vent ionique est fait par l'ajout de vitesse directement sur le profil de vitesse sans action. Les calculs de stabilité ont montré qu'il est possible de retrouver numériquement une tendance au recul de transition.

L'étude de Riherd *et al.* [57] est essentiellement numérique. Ils s'intéressent aux effets d'un actionneur plasma de type DBD sur la stabilité d'une couche limite de plaque plane, sans gradient de pression. Deux cas de fonctionnement de l'actionneur sont étudiés : le premier est le cas d'une action dans le sens de l'écoulement, le deuxième celui de l'action dans le sens inverse de l'écoulement. Les profils de vitesse utilisés pour l'étude de stabilité sont le résultat de la combinaison d'un profil de Blasius et d'un profil de jet pariétal. Même s'il ne s'agit pas de solutions de l'équation de couche limite, ces profils permettent une bonne approximation des profils actionnés lorsque le rapport de la vitesse de vent ionique sur U_∞ appelé γ_0 n'est pas trop élevé et si on se place assez loin de l'ajout de vitesse (figure 3.2). Dans le cas d'une action dans le sens opposé de l'écoulement, les profils de

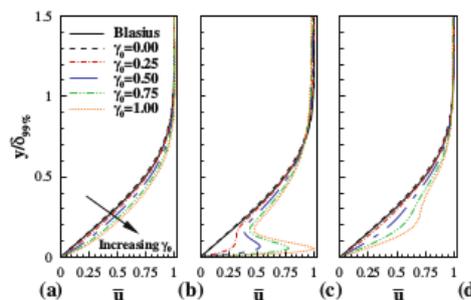


FIGURE 3.2 – Profils de vitesse calculés dans le cas d'un ajout de vitesse dans le sens de l'écoulement a) juste avant l'actionneur, b) juste après l'actionneur, c) loin en aval de l'actionneur. D'après [57].

vitesse sont systématiquement déstabilisés. Les études de stabilité effectuées dans le cas d'une action dans le sens de l'écoulement montre qu'il existe deux modes susceptibles de provoquer la transition. Rihard *et al.* les classent selon leur vitesse de phase : le mode lent correspond aux ondes **TS** et le mode plus rapide est un mode fortement dépendant de l'ajout de quantité de mouvement. Le mode **TS** varie très peu avec les valeurs de γ_0 utilisés. Le mode rapide est une instabilité non visqueuse qui devient prépondérante quand la vitesse de vent ionique atteint 15% de la vitesse U_∞ .

L'étude de Duchmann *et al.* [15] porte sur une plaque plane avec gradient de pression imposé par l'ajout d'une forme aux parois de la veine d'essai. Des profils de vitesse moyenne sont mesurés par PIV et des sondages longitudinaux au fil chaud sont réalisés pour des configurations avec et sans contrôle. Les vitesses maximales de vent ionique obtenues sont de 2 m s^{-1} . Pour une vitesse $U_\infty = 20 \text{ m s}^{-1}$, le recul de transition obtenu est d'environ 50 mm. Les modifications du profil de vitesse moyenne sont pourtant moins visibles que dans le cas de l'étude de Séraudie *et al.* [62]. Les profils de vitesse avec plasma ne présentent aucune survitesse. Des études de stabilité linéaire ont été menées sur des profils de vitesse calculés numériquement à l'aide d'un code de couche limite dans lequel a été implémentée la distribution de force obtenue par Kriegseis *et al.* [36]. L'analyse des courbes de facteur N montre que l'ajout d'une distribution de force volumique au sein de la couche limite permet d'atténuer l'amplitude de l'ensemble des ondes **TS** quelle que soit leur fréquence. Plus les fréquences des perturbations sont élevées, plus leur atténuation est grande. Ainsi, la fréquence des ondes **TS** les plus instables baisse lorsqu'une distribution de force volumique est appliquée au sein de la couche limite.

Joussot *et al.* [31] effectue une étude paramétrique du contrôle de transition en fonction de la position de l'actionneur. L'étude est menée sur une plaque plane munie d'actionneurs **DBD** disposés à trois stations longitudinales différentes. Ils sont actionnés les uns après les autres. L'influence de l'amplitude de la tension puis celle de la fréquence sur la position de la transition a été étudiée pour les trois actionneurs. Le vent ionique généré n'a pas la même influence sur la position de la transition suivant l'emplacement de l'actionneur et le signal qui l'alimente : la transition peut être reculée, avancée ou rester inchangée. A fréquence et amplitude de tension fixes, plus l'actionneur est situé proche du point de transition naturelle, plus le recul de transition est grand. A fréquence et position fixées, le recul de transition augmente lorsque l'amplitude de la tension d'alimentation augmente. Un seul actionneur est choisi pour étudier l'impact de la fréquence f_p sur la position de la transition. Deux fréquences proches sont choisies puisqu'elles permettent d'obtenir une vitesse maximale de vent ionique à peu près identique. Pour une des deux fréquences, le profil de vitesse moyen à une station en aval de l'actionneur montre qu'il est plus proche d'un profil de couche limite turbulente dans le cas actionné que dans le cas naturel : la position de la transition se rapproche de l'amont avec l'action de la **DBD**. Joussot *et al.* évoquent le conflit des phénomènes instationnaires de l'actionneur avec les ondes **TS** pour expliquer l'avancée de la transition dans ce cas.

3.2.2 Active wave Cancellation - Contrôle actif par annulation d'onde

Le principe de l'**Active Wave Cancellation - contrôle Actif par Annulation d'Onde (AWC)** repose sur les propriétés instationnaires de l'actionneur **DBD**. En effet, ces actionneurs produisent une force **EHD** instationnaire à cause des régimes de décharge différents qui les animent. Non maîtrisé, ce phénomène peut avancer la transition laminaire-turbulent s'il excite des ondes **TS** instables. Dans le cas de l'**AWC**, on cherche à retarder la transition en atténuant l'amplitude d'une fréquence spécifique d'ondes **TS**. Ceci peut être fait

en leur superposant une “perturbation” de même fréquence agissant en opposition de phase dans la couche limite.

Ce type de contrôle a notamment été mis en œuvre par Kurz *et al.* [38] sur une géométrie d’aile en configuration bidimensionnelle. La vitesse de l’écoulement U_∞ est de 7 m s^{-1} . Le dispositif expérimental compte deux actionneurs. Celui qui est positionné le plus à l’amont sert à amplifier ou à générer des ondes TS qui sont ensuite annulées par l’actionneur le plus aval. La figure 3.3 présente ce dispositif.

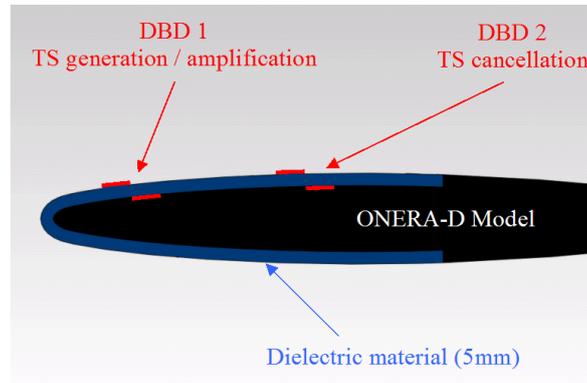


FIGURE 3.3 – Installation des deux actionneurs DBD pour l’expérience de Kurz *et al.* D’après [40].

Un algorithme de contrôle en boucle fermée permet d’optimiser la différence de phase et la fréquence entre le signal d’entrée de l’actionneur aval et celui de l’actionneur amont pour que les perturbations soient le plus atténuées possible. Le signal d’erreur est mesuré 35 mm en aval de l’actionneur DBD de contrôle. Sans algorithme de contrôle, la fréquence de l’actionneur aval peut se trouver proche de celle des ondes TS qui ont été amplifiées auparavant, sans pour autant l’atteindre. Ceci engendre un phénomène de battement de la vitesse instantanée, visible sur la figure 3.4.

Des sondages le long de la corde de la maquette effectués avec une sonde à fil chaud permettent de mesurer la position de la transition dans plusieurs cas avec ou sans action (figure 3.5). Lorsque l’actionneur amont est allumé seul, la transition est avancée : les ondes TS les plus instables sont excitées pour provoquer la transition plus tôt que dans le cas naturel. L’actionneur de contrôle, situé le plus en aval, permet de reculer la transition ainsi avancée de 10% de corde environ. Pour une vitesse $U_\infty = 20 \text{ m s}^{-1}$ [39], des résultats similaires sont retrouvés. La transition avancée par l’actionneur de perturbation est cette fois-ci reculée de 4 % de corde.

Des expériences de contrôle AWC ont aussi été menées sur un motoplaneur, dans des conditions atmosphériques réelles [41]. La vitesse U_∞ est de 40 m s^{-1} . La géométrie et l’implantation des ailes du motoplaneur assure une transition bidimensionnelle. L’actionneur DBD pour le contrôle des ondes TS est monté sur un gant qui permet de le disposer sur l’aile sans effectuer de modifications lourdes du motoplaneur. Il est fixé à 33 % de corde. Les perturbations contrôlées par l’actionneur ne sont pas issues seulement des conditions extérieures, mais résultent aussi de l’excitation de la couche limite par des haut-parleurs situés en amont de l’actionneur DBD. Cet actionneur est un actionneur d’environ $500 \mu\text{m}$ d’épaisseur alimenté par un signal d’amplitude V_p variable à une fréquence de $f_p = 7,6 \text{ kHz}$. Des mesures sont effectuées par des capteurs de pression et des micros distribués le long de la corde sur le gant. Le recul de transition observé dans ces conditions atmosphériques et pour les perturbations générées par les hauts parleurs est d’un peu plus de 5% de corde. Cependant, ces résultats sont à nuancer, puisque les

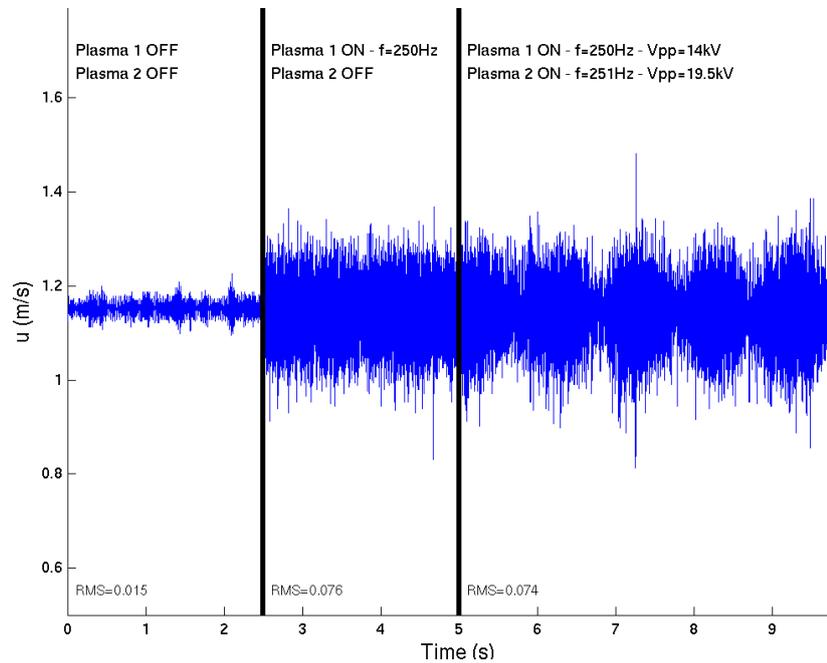


FIGURE 3.4 – Vitesse instantanée observée 10% de corde après l’actionneur aval sans algorithme de contrôle en fonction du temps. Le phénomène de battement est observé après $t = 5$ s. D’après [38].

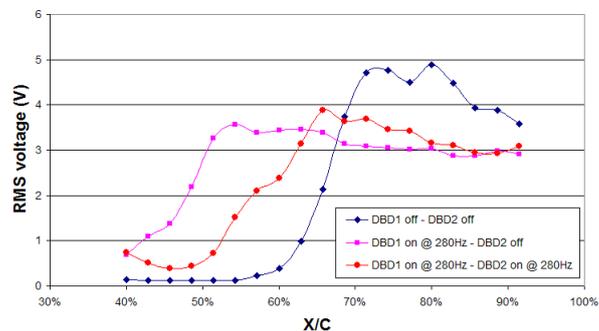


FIGURE 3.5 – Evolution des fluctuations du signal d’une sonde à fil chaud pour différentes configurations sans actionneur, avec l’actionneur de perturbation seul et avec l’actionneur de perturbation et de contrôle. D’après [40].

mesures effectuées sont polluées par des interférences électromagnétiques. C'est un problème propre aux mesures avec actionneurs à plasma.

3.2.3 Contrôle Hybride

L'objectif de ce type de contrôle est de combiner les effets du contrôle par action moyenne et du contrôle *AWC*. Pour ce faire, le signal d'alimentation de l'actionneur est un signal dont la fréquence est assez haute pour échapper à la réceptivité de la couche limite et modulé par un signal de fréquence égal à la fréquence des instabilités qui provoquent la transition. Ce signal est en opposition de phase par rapport aux ondes *TS* pour les atténuer. Comme dans le cas de l'*AWC*, une optimisation de la différence de phase entre les perturbations et le signal de commande est nécessaire. Ainsi, un algorithme de contrôle pilote l'alimentation de l'actionneur *DBD*. D'autre part, pour combiner efficacement les effets moyens et instationnaires, la fréquence de modulation du signal d'entrée doit être bien inférieure à la fréquence utilisée pour l'action moyenne. De plus, pour que les phénomènes instationnaires ne prennent pas complètement le pas sur les effets moyens, l'amplitude du signal de modulation doit rester assez faible comparée à celle du signal porteur.

Kurz *et al.* [38], expérimentent cette technique en introduisant des ondes *TS* artificielle par le biais d'un actionneur *DBD* placé en amont de l'actionneur de contrôle. Cette configuration avait déjà été utilisée dans [40]. Les signaux d'alimentation des actionneurs sont représentés figure 3.6.

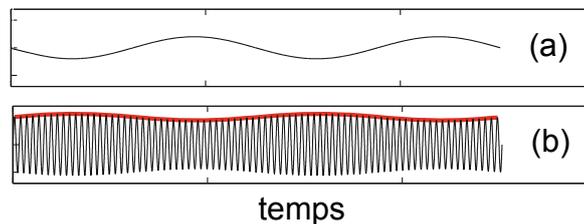
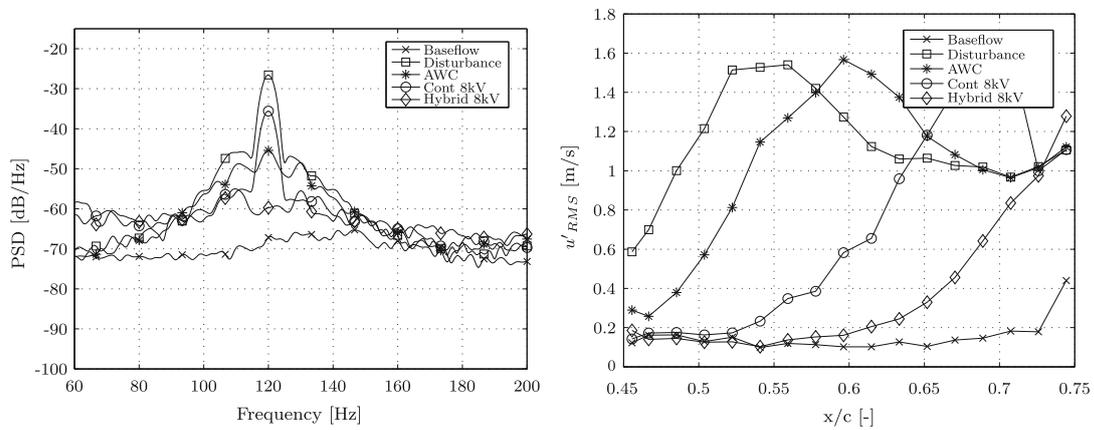


FIGURE 3.6 – Signaux d'alimentation des actionneurs utilisés par Kurz *et al.* [38]. (a) Signal d'alimentation de l'actionneur de perturbation. (b) Signal d'alimentation de l'actionneur pour le contrôle hybride.

Le rôle de l'actionneur de perturbation est de faire significativement ressortir une fréquence d'ondes *TS* particulière et à la rendre plus amplifiée. De cette manière, quand cet actionneur est activé seul, la transition est avancée. Ses effets sont représentés par les lignes marquées de carrés sur la figure 3.7a.

La figure 3.7 montre l'effet des différents modes d'action sur la transition laminaire-turbulent. Il s'agit de la représentation des fluctuations de vitesse le long de la corde du profil. Leur soudaine augmentation permet de repérer la transition. L'action de l'actionneur de perturbation seul avance la transition de plus de 30 % de corde. A partir de cette avancée de transition, cette figure montre qu'il est possible de cumuler les effets moyens et instationnaires pour augmenter le recul de transition plus important. Cependant, la contribution de l'effet moyen semble être la plus importante, même si celle de l'*AWC* n'est pas négligeable. L'*AWC* "pur" permet de reculer la transition de 5% de corde, contre 10% pour le contrôle moyen uniquement et 20 % pour le contrôle hybride.



(a) Spectre du signal mesuré pour l'algorithme de contrôle.

(b) Signal RMS d'une sonde fil chaud pour différents modes d'action sur la couche limite

FIGURE 3.7 – Effet des différents modes d'action sur la position de transition de la couche limite. D'après [38].

Deuxième partie

Contrôle d'une couche limite 2D autour d'un profil ONERA-D

Chapitre 4

Influence des DBD sur la stabilité d'une couche limite 2D autour d'un profil d'aile

Sommaire

4.1 Dispositif expérimental	54
4.2 Etude expérimentale et numérique de la couche limite non manipulée .	60
4.3 Etude expérimentale de l'écoulement manipulé par un actionneur DBD	66
4.4 Conclusion : importance de la fréquence d'action	75

Les actionneurs à plasma de type **Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)** génèrent une force pulsée à la même fréquence que celle de leur signal d'alimentation. Elle peut être utilisée à des fins de contrôle de transition de trois manières différentes : soit la force moyenne sert à déformer le profil de vitesse moyenne, soit un effet instationnaire bien maîtrisé est utilisé pour atténuer une fréquence d'onde **Tollmien-Schlichting (TS)** particulière, soit ces deux effets sont combinés.

Dans cette étude, nous avons cherché à contrôler la transition d'une couche limite bidimensionnelle. Un recul de transition par effet moyen (déformation des profils de vitesse moyenne) est souhaité. Afin de le réaliser, les fréquences d'action sont classiquement choisies bien supérieures à celles des ondes **TS**. Par exemple Duchmann *et al.* [15], parviennent à un recul de transition en utilisant une fréquence d'action de 6 kHz quand celles des ondes **TS** sont comprises entre 100 et 500 Hz.

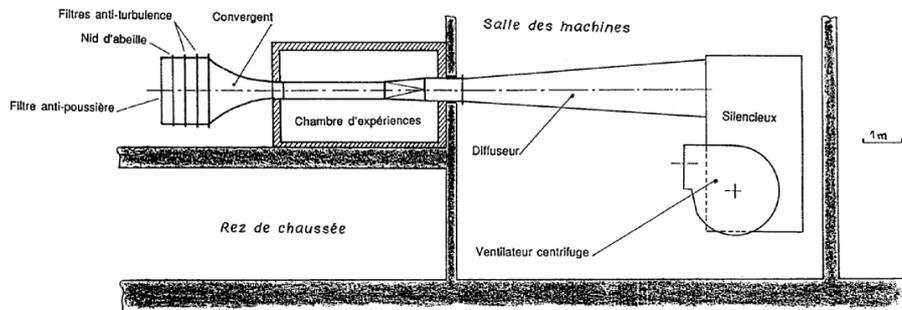
L'objectif de ce chapitre est de voir l'influence des paramètres d'amplitude V_p et de fréquence f_p du signal d'alimentation de l'actionneur **DBD** sur la position de la transition laminaire - turbulent, dans un cas où il n'est pas possible d'obtenir une différence significative entre les fréquences des ondes **TS** et celles de l'actionneur, f_p . Pour cela, des études expérimentales sont menées dans une soufflerie subsonique, autour d'une géométrie de profil d'aile. Trois actionneurs **DBD** sont disposés sur cette maquette à 13, 23 et 33 % de corde et deux vitesses U_∞ sont considérées : 21 et 24 m s⁻¹. Les mesures réalisées par anémométrie fil chaud permettent de déterminer la position de la transition pour plusieurs cas avec et sans action.

4.1 Dispositif expérimental

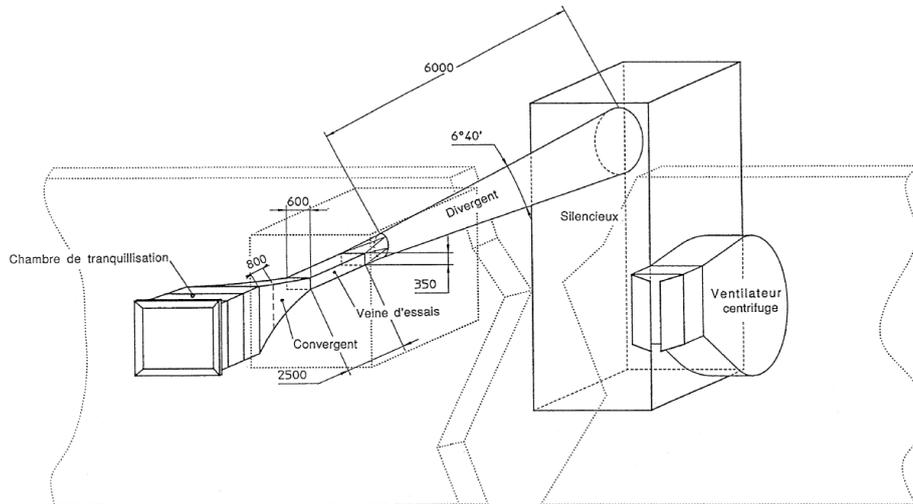
L'objectif de cette section est de présenter la soufflerie, la maquette et l'instrumentation mises en œuvre pour cette étude expérimentale. Le choix des paramètres géométriques des actionneurs utilisés est justifié et les lois de consommations électriques en fonction de la tension d'alimentation V_p sont déterminées. Le dispositif expérimental décrit dans cette section est valide pour tout le reste de cette partie (chapitres 4 et 5).

4.1.1 Maquette et soufflerie

Cette étude expérimentale se déroule dans la soufflerie TRIN1 de l'ONERA représentée figures 4.1a et 4.1b. Il s'agit d'une soufflerie subsonique de type Eiffel, dont la gamme de vitesse s'étend de 5 à 75 m s^{-1} . Son faible de taux de turbulence dépend de la vitesse en veine et est compris entre $0.7 \cdot 10^{-3}$ et $1,5 \cdot 10^{-3}$ (bande spectrale intégrée : [50 Hz – 10 kHz]), ce qui la rend bien adaptée à des études liées à la laminarité et à la transition. Les di-



(a) Vue de côté.



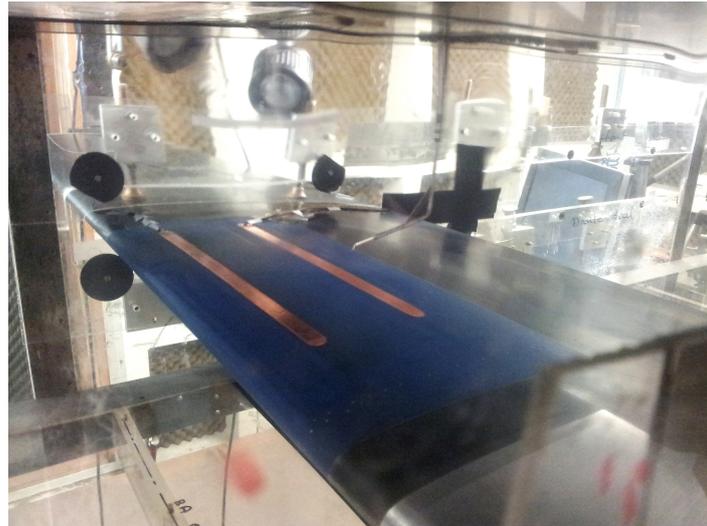
(b) Vue isométrique.

FIGURE 4.1 – Représentations de la soufflerie TRIN1.

mensions de la veine d'essai sont représentées figure 4.1b. La section d'entrée de la veine mesure 0.35 m de haut pour 0.6 m de large. La longueur de veine est de 2 m. Dans sa version de 2013, des volets situés à la sortie du ventilateur (qui tourne à vitesse constante) permettent de faire varier la vitesse dans le circuit.

La maquette est une aile basée sur un profil de type ONERA-D représentée figure 4.2. Il s'agit d'un profil symétrique d'épaisseur relative 10 % dessiné par l'ONERA au début des

années 60 pour des écoulements transsoniques. Il fait partie de la famille des “peaky profiles” pour lesquels un pic de survitesse survient proche du bord d’attaque. Il est ensuite suivi par un plateau au niveau de la distribution de vitesse. Dans une configuration transsonique, ce dernier permettait de repousser et affaiblir le choc. C’est pourquoi l’ONERA-D pouvait atteindre des vitesses transsoniques élevées. La famille des “peaky profiles” a depuis été remplacée par les profils supercritiques. Néanmoins, l’ONERA-D est toujours utilisé en particulier lors d’études liées à la laminarité et à la transition.



(a) photographie en veine.



(b) vue de côté.

FIGURE 4.2 – Vues de la maquettes ONERA-D.

La maquette a une corde c de 0.35 m pour une envergure de 2 m. Son envergure couvre donc la totalité de la largeur de veine. L’extrados de l’aile est équipé de quinze prises de pression statique réparties régulièrement depuis son bord d’attaque (0 % de corde) jusqu’à 40 % de corde. Une partie du bord d’attaque de la maquette originale a été remplacée sur les premiers 40 % de corde et sur 40 cm suivant l’envergure par un insert en Lab 850 de 5 mm d’épaisseur (en bleu sur la photographie 4.2a) qui permet d’y placer des actionneurs. Celle-ci est positionnée à un angle d’incidence $\text{AoA} = 1.5^\circ$ sans angle de flèche : l’écoulement incident est parallèle à la corde du profil. Cette configuration est considérée bidimensionnelle au milieu de la section de la veine, où les effets de paroi peuvent être négligés. Les mesures sont effectuées pour des vitesses infinies amont U_∞ allant de 21 à 24 m s^{-1} .

4.1.2 Instrumentation

Une prise de pression statique et une prise de pression totale situées en entrée de veine permettent de connaître la vitesse U_∞ . D'autre part, les prises de pression pariétales situées sur l'extrados de la maquette permettent de mesurer partiellement la distribution de pression. Un capteur de pression différentiel (MKS Baratron 100 mbar) est utilisé pour évaluer la différence de pression entre la prise de pression statique d'entrée de veine et les prises de l'extrados du profil.

Les mesures de couche limite sont effectuées par anémométrie fil chaud (Dantec Streamline, module CTA 90C10, sonde 55P15). L'acquisition est réalisée sur 100 000 échantillons à une fréquence de 20 kHz. Cette fréquence est choisie pour satisfaire le théorème de Shannon. Le signal analogique émanant du fil chaud est filtré à 10 kHz pour éviter les phénomènes de repliement spectral. Avant d'être communiqué au [Convertisseur Analogique/Numérique \(CAN\)](#), sa composante continue est filtrée et le reste du signal est amplifié 10 fois pour profiter au maximum de sa résolution. Le signal d'origine est acquis simultanément sans filtrage pour pouvoir en calculer la valeur moyenne. Cette chaîne d'acquisition est représentée sur le schéma de la figure 4.3. Une système de déplacement permet de déplacer la sonde dans son support longitudinalement et transversalement par rapport au profil d'aile.

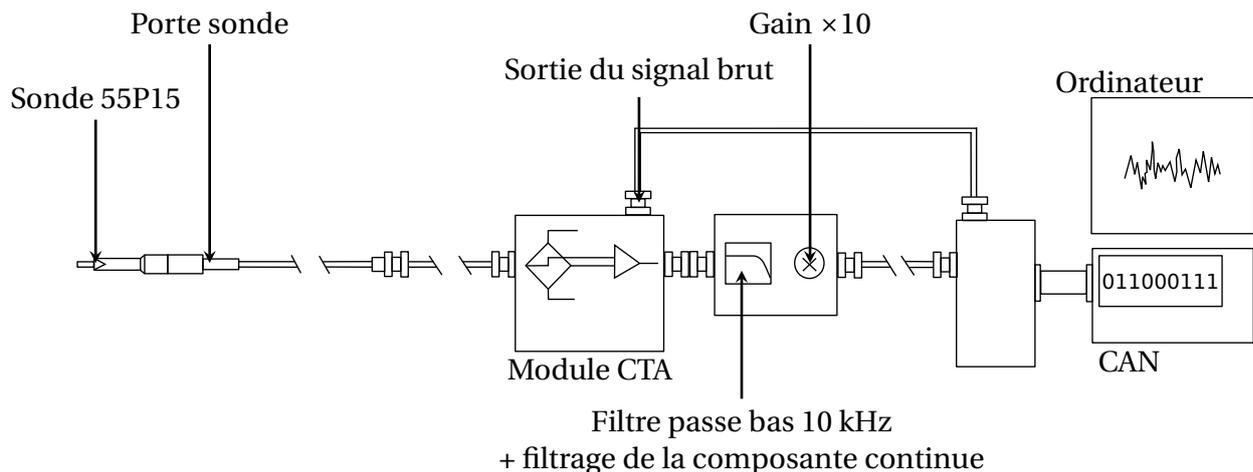


FIGURE 4.3 – Chaîne d'acquisition des mesures fil chaud.

L'électrode active de chaque actionneur DBD est alimentée en haute tension par un amplificateur (Trek, modèle 30/20A, gain 3000V/V). Il reçoit une tension sinusoïdale issue d'un générateur de signaux qu'il amplifie 3000 fois sans en changer la forme, en dehors de ses zones de saturation. La tension délivrée aux actionneurs DBD est mesurée à partir d'un capteur interne à l'amplificateur haute tension et visualisée sur un oscilloscope numérique. Le courant de décharge de l'actionneur est mesuré par une sonde à effet Hall (Magnelab, modèle CT-D0.5, sensibilité 0,5 V/A, bande passante 48 Hz - 200 MHz) positionnée dans le sens actionneur \rightarrow masse. Il est visualisé sur le même oscilloscope pour permettre de calculer la puissance consommée par l'actionneur P/L. Ce calcul est détaillé dans la section 4.1.3.

4.1.3 Actionneurs

Dans la suite, et pour le reste du manuscrit, les actionneurs sont repérés par la position du bord aval de leur électrode active. Cette position est notée x_{DBD} , comme montré sur la

figure 4.4. Elle correspond aussi au début du volume de plasma généré par l'actionneur.

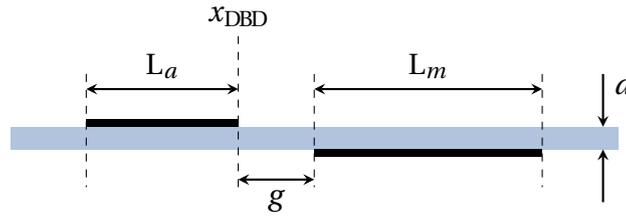


FIGURE 4.4 – Paramètres géométriques des actionneurs DBD étudiés. L_a : largeur de l'électrode active, L_m : largeur de l'électrode de masse, g : largeur de l'espace inter-électrodes, a : épaisseur du diélectrique, x_{DBD} : marqueur de position de l'actionneur.

Les actionneurs utilisés sont placés à x_{DBD} 13, 23 et 33% de corde le long de l'extrados de la maquette. Ils sont constitués d'électrodes en scotch en cuivre apposées directement sur l'insert diélectrique en Lab850 et ont des caractéristiques géométriques identiques. Celles-ci sont répertoriées dans le tableau 4.1. A titre d'exemple, le schéma de la figure 4.2b montre deux actionneurs situés à 13 et 33 % de corde. Seules les électrodes actives sont visibles sur la photographie 4.2a car le diélectrique n'est pas transparent.

Electrodes	
Envergure	26.5 cm
Largeur de l'électrode de masse (L_m)	21 mm
Largeur de l'électrode active (L_a)	12 mm
Espace inter-électrodes (g)	5 mm
Matériau	Cuivre
Diélectrique	
Matériau	Lab850
Épaisseur	5 mm

TABEAU 4.1 – Caractéristiques des actionneurs DBD utilisés.

L'envergure des électrodes est bien supérieure à leur largeur, ce qui est conforme à une étude expérimentale bidimensionnelle. L'épaisseur et le matériau du diélectrique sont imposées par l'insert de la maquette. La largeur de l'électrode de masse et de l'espace inter-électrodes sont choisies de manière à obtenir la plus grande vitesse de vent ionique, d'après les travaux de Forte *et al.* [21]. La tension d'alimentation des actionneurs est sinusoïdale car cette forme de signal optimise le ratio vitesse de vent ionique / puissance consommée par l'actionneur (Kotsonis et Ghaemi [33]). Sa fréquence f_p varie entre 1500 et 3000 Hz et son amplitude V_p entre 3 et 21 kV, ce qui correspond à une amplitude crête à crête V_{pp} comprise entre 6 et 42 kV. La puissance électrique consommée par l'actionneur est calculée grâce à un oscilloscope numérique suivant la formule (4.1).

$$P = \frac{1}{T} \int_T V_p(t) i(t) \cdot dt \quad (4.1)$$

où P est la puissance moyenne consommée par l'actionneur DBD, $V_p(t)$ est la tension instantanée délivrée à l'actionneur et $i(t)$ est le courant de décharge. Le produit de ces deux dernières grandeurs permet d'obtenir la puissance consommée instantanée. T représente un nombre de périodes suffisamment grand pour assurer la convergence du calcul de la moyenne temporelle de la puissance instantanée. P est ensuite divisée par la longueur d'électrode pour obtenir P/L . La figure 4.5 représente l'évolution P/L en fonction de V_p

pour des fréquences f_p allant de 1500 à 3000 Hz. Les symboles seuls représentent les mesures. En trait plein sont représentées les tendances d'évolution de la puissance P/L pour chaque série de mesures.

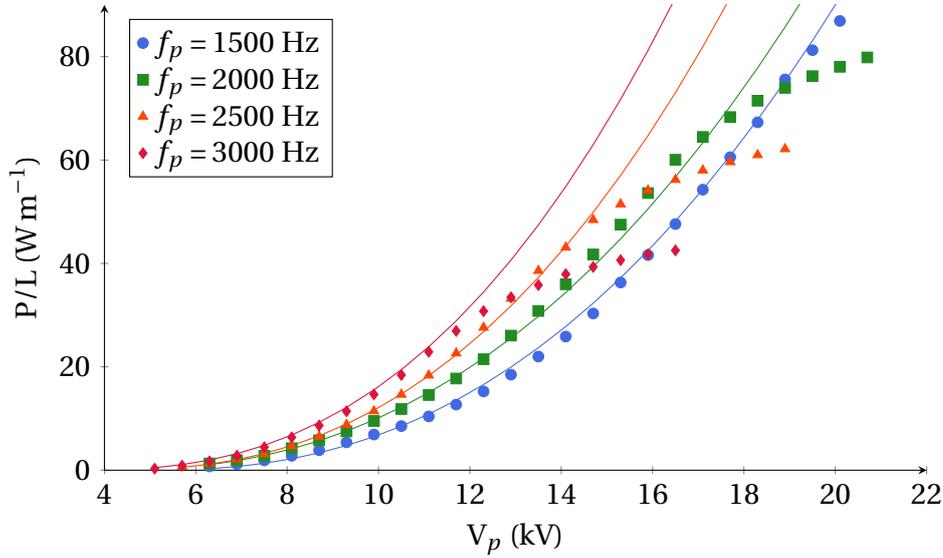


FIGURE 4.5 – Evolution de la puissance par unité de longueur d'électrode en fonction de V_p pour différentes fréquences f_p pour l'actionneur situé à 33% de corde.

Ces mesures rendent compte de plusieurs phénomènes : la puissance consommée par l'actionneur est nulle jusqu'à une certaine valeur de V_p . Cette valeur particulière de la tension est appelée tension d'allumage : à fréquence fixe, c'est à partir de cette tension qu'une décharge est remarquable par un courant de décharge non nul et un grésillement caractéristique. Elle décroît quand f_p augmente. A partir de cette tension d'allumage, P/L augmente de manière quasi-parabolique avec V_p . Une telle évolution a aussi été observée par Pons *et al.* [53] ou Forte *et al.* [21] pour des actionneurs à diélectrique épais. Elle peut être modélisée par une équation du type (4.2) pour une fréquence fixée.

$$P/L = K(V_p - V_0)^q \quad (4.2)$$

où V_0 est la tension d'allumage et q varie entre 2,35 et 2,5. On remarque cependant un palier de saturation pour toutes les courbes pour lesquelles $f_p \geq 2000$ Hz. Ce palier commence à une amplitude de tension d'autant plus basse que la fréquence d'alimentation est grande et est dû à la pente de tension maximale admissible par l'amplificateur (*slew rate*). Cette dernière dépend en grande partie de la longueur des câbles qui relient l'actionneur à l'amplificateur.

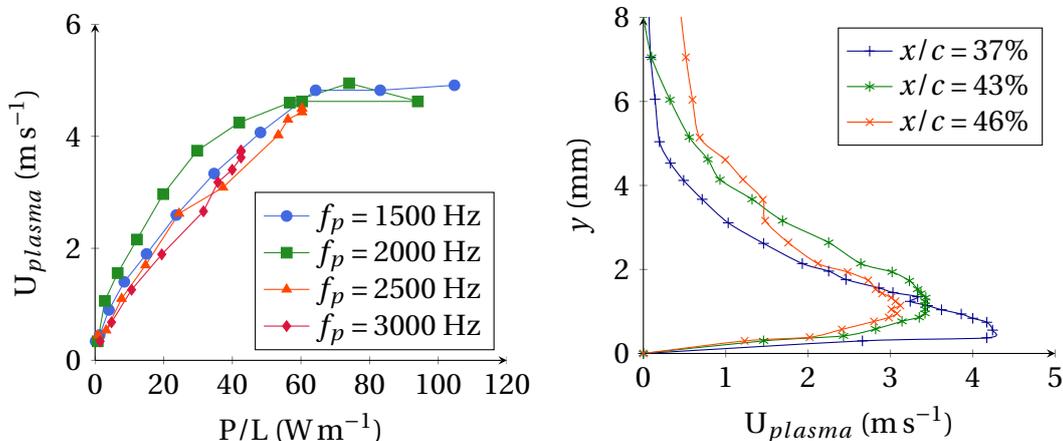
Des mesures de la vitesse de vent ionique induite par l'actionneur DBD ont été effectuées pour lier paramètres électriques et effets mécaniques de l'actionneur. Ces données ont été mesurées sans écoulement extérieur et proche de l'actionneur situé à 33% de corde. La vitesse induite par l'actionneur a été déduite d'une mesure de pression réalisée grâce à une sonde de Pitot en verre comme le présente l'équation (4.3).

$$P_t - P_{atm} = \frac{1}{2} \rho U_{plasma}^2 \quad (4.3)$$

où P_t est la pression totale mesurée à l'intérieur du jet pariétal induit par l'actionneur, P_{atm} est la pression atmosphérique du jour, ρ la masse volumique de l'air et U_{plasma} la composante longitudinale de la vitesse moyenne de vent ionique. La figure 4.6 présente la vitesse induite par l'actionneur DBD dans deux situations différentes.

La figure 4.6a montre l'évolution de la vitesse U_{plasma} mesurée à une hauteur constante de la paroi et à 4 % de corde (1,4 cm) en aval de l'actionneur en fonction de la puissance consommée et pour différentes fréquences f_p . On remarque qu'à même puissance, le vent ionique mesuré à cette distance est à peu près le même pour toutes les fréquences. Dans tous les cas, le vent ionique croît avec la puissance consommée jusqu'à atteindre un palier de saturation à une vitesse d'environ 5 m s^{-1} , qui est atteinte uniquement pour des fréquences de 1500, 2000 et 2500 Hz. Ce dernier n'est pas corrélé avec le début du phénomène de saturation de l'amplificateur de tension. En effet, on observe sur la figure 4.6a une saturation en vitesse pour une fréquence de 1500 Hz et $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$, pourtant aucune saturation en puissance consommée n'est visible sur la figure 4.5 obtenue avec le même actionneur. Ce phénomène est donc dû à une limitation mécanique de l'actionneur DBD utilisé. Une telle saturation du vent ionique a par ailleurs été observée par Forte *et al.*[21].

La figure 4.6b représente l'évolution des profils de vitesse de vent ionique pour différentes stations en aval de l'actionneur situé à 33 % de corde. La vitesse U_{plasma} en abscisse est représentée en fonction de la hauteur à la paroi y . Le couple tension $V_p = 16,5 \text{ kV}$ fréquence $f_p = 2 \text{ kHz}$ correspond à une puissance $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$. Pour les trois stations 37, 43 et 46 % de corde, les profils de vitesses présentent des valeurs nulles à la paroi et tendent vers 0 au-delà de $y = 6 \text{ mm}$ en passant par un maximum situé en-dessous de $y = 2 \text{ mm}$. Le maximum de vitesse est de $4,2 \text{ m s}^{-1}$ à 37 % de corde et il décroît plus on s'éloigne de l'actionneur vers l'aval. L'allure générale du profil de vitesse change aussi à travers les différentes stations : il est de plus en plus évasé. Cette évolution est typique d'un jet pariétal qui se développe longitudinalement et s'épaissit le long de l'extrados de la maquette.



(a) Evolution en fonction de P/L à 37 % de corde et $y = 0.5 \text{ mm}$ pour plusieurs f_p . (b) Profils de vent ionique pour $V_p = 16,5 \text{ kV}$, $f_p = 2 \text{ kHz}$ et plusieurs stations.

FIGURE 4.6 – Vent ionique mesuré à l'aval de l'actionneur situé à 33 % de corde **sans écoulement**.

La mesure de la puissance consommée par les actionneurs plasma utilisés pour cette étude (P/L) a permis de vérifier que son évolution est quasi-parabolique en fonction de l'amplitude de la tension d'alimentation V_p . Une autre campagne de mesure "sur table" présentée en annexe ?? a démontré que l'évolution de la puissance était linéaire vis-à-vis de la fréquence f_p . Ces observations sont faites en-dehors d'une zone de saturation due au *slew rate* de l'amplificateur de tension dans laquelle les tendances décrites précédemment ne sont plus valables. D'autre part, des mesures de la vitesse du vent ionique généré par l'actionneur mettent en évidence que son évolution s'approche de celle d'un

jet pariétal. Aussi, à puissance P/L identique, la vitesse du vent généré par l'actionneur ne semble pas dépendre de la fréquence f_p . La vitesse maximale mesurée lors de cette campagne est de l'ordre de 5 m s^{-1} pour une épaisseur de diélectrique relativement importante (5 mm) comparativement à ce qui peut être trouvé dans la littérature. Ces observations permettent de choisir des fréquences et des amplitudes de tension assurant une plage de fonctionnement hors saturation assez large. Ainsi, la vitesse du vent ionique et l'effet des actionneur sur la couche limite pourront être maximisés. Cependant, pour choisir des fréquences d'action suffisamment éloignées de celles des ondes TS qui provoquent la transition, il est nécessaire d'étudier la stabilité de la couche limite naturelle qui se développe le long de l'extrados de la maquette.

4.2 Etude expérimentale et numérique de la couche limite non manipulée

L'objectif de cette section est de déterminer la position de la transition de la couche limite naturelle ainsi que la fréquence des ondes TS qui la provoquent. Des premières mesures permettent de mesurer la **vitesse critique** à trois stations du profil. Cette étude permettra de choisir des vitesse d'écoulement infini amont U_∞ pour la suite de l'étude de telle sorte que la position de transition naturelle ne soit située ni trop loin ni trop proche des actionneurs. Enfin, la distribution de pression autour de la maquette est mesurée afin de réaliser une étude de stabilité linéaire de la couche limite se développant à l'extrados.

4.2.1 Mesure de la transition naturelle

La transition naturelle est déterminée en observant les fluctuations du signal issues de l'anémométrie à fil chaud. La première série de mesure permet de définir la **vitesse critique** en trois endroits du profil ONERA-D. Il s'agit de la vitesse pour laquelle un début de transition est observé à une position donnée sur l'extrados de la maquette. Pour ce faire, une sonde fil chaud est placée successivement à $x/c = 30, 40$ ou 50% et à une hauteur $y = 1 \text{ mm}$ de la paroi. La vitesse U_∞ varie entre 19 et 36 m s^{-1} . Les fluctuations du signal de la sonde à fil chaud mesurées pour ces trois cas sont représentées en fonction de la vitesse U_∞ figure 4.7. Dans ces trois cas, l'évolution des fluctuations de la vitesse est similaire : pour les vitesses les plus faibles, le niveau de fluctuations est faible et caractéristique d'un écoulement laminaire. Pour des vitesses plus élevées, le niveau de fluctuations est quasiment stable et plus élevé, caractéristique d'un écoulement turbulent (les fluctuations amplifiées sont de l'ordre de 300 mV sur la figure 4.7). Entre ces deux niveaux, les fluctuations du signal augmentent : c'est ce qui caractérise la zone de transition. Le début de la transition est choisi pour désigner la position de transition. Le repérer n'est pas simple et comporte toujours une part de subjectivité. Il existe plusieurs méthodes valides pour le faire. Ici, le premier point de mesure qui s'écarte du niveau de fluctuations laminaire est considéré comme le début de la transition. Ainsi, sur ces courbes, on observe les vitesses critiques approximatives répertoriées dans le tableau 4.2 pour les différentes positions concernées.

Position x/c du fil chaud	30 %	40 %	50 %
Vitesse critique (m s^{-1})	26	24	22

TABLEAU 4.2 – Vitesses critiques à 30, 40 et 50 % de corde.

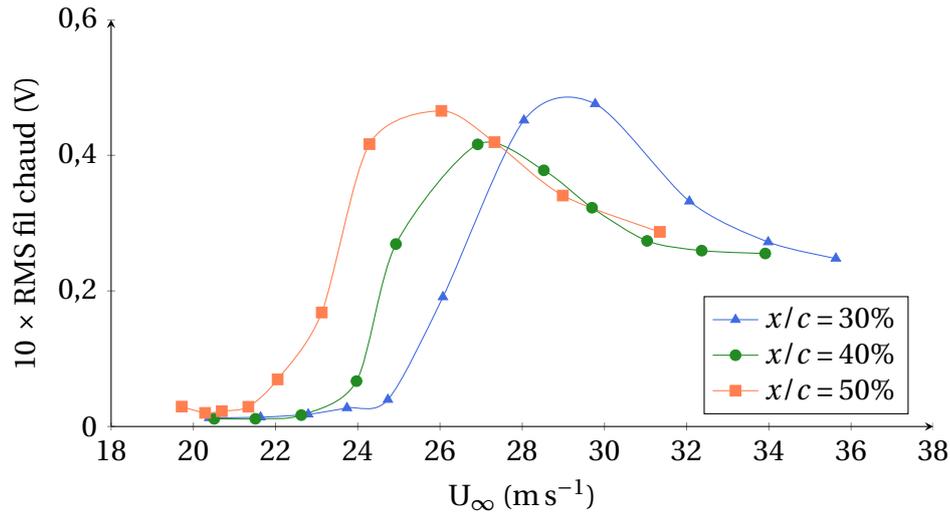


FIGURE 4.7 – Evolution des fluctuations du signal fil chaud en fonction de la vitesse U_∞ à 30, 40 et 50 % de corde.

L'objectif étant d'agir sur la position de la transition, cette dernière doit se trouver à l'aval des actionneurs situés sur la maquette. Ceci conditionne la borne supérieure des vitesses à l'infini amont U_∞ à laquelle peut être menée l'expérience. Compte tenu de leurs positions (13, 23 et 33 % de corde) et des vitesses critiques récapitulées dans le tableau 4.2, les vitesses à l'infini amont utilisées pour cette étude seront inférieures à 25 m s^{-1} , mais suffisamment élevées pour permettre d'observer la position de transition naturelle et un éventuel recul. Deux vitesses d'écoulement U_∞ sont choisies : 21 et 24 m s^{-1} . La position de la transition naturelle pour ces deux vitesses est déterminée grâce aux mesures présentées sur la figure 4.8. Elle représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud qui parcourt la couche limite le long de la corde du profil à une hauteur constante $y = 1 \text{ mm}$ de la paroi pour les deux vitesses U_∞ . Comme pour la figure 4.7, on retrouve deux niveaux de fluctuations du signal (l'un faible pour la partie laminaire, l'autre plus élevé pour la partie turbulente) séparés par une montée des fluctuations. De la même façon, on repère le début de la zone de transition par le premier point s'écartant du niveau laminaire. Ainsi, le début de la transition a lieu vers 48 % de corde pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$ et approximativement à 54 % de corde pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

Pour ces deux vitesses à l'infini amont (21 et 24 m s^{-1}), les positions de la transition naturelle sont bien situées à l'aval des actionneurs sans être trop proches du bord de fuite, permettant d'observer un potentiel recul lors du contrôle par actionneurs DBD. Ces positions de transition naturelle serviront de références pour calculer le déplacement de transition induit par les actionneurs lors de l'étude numérique.

4.2.2 Etude de la stabilité de la couche limite

Comme expliqué précédemment, la connaissance de la fréquence des ondes TS qui provoquent la transition de la couche limite est nécessaire pour déterminer les fréquences d'alimentation des actionneurs f_p utilisables. En effet, la force volumique générée par les actionneurs DBD est pulsée à la même fréquence que le signal d'alimentation. Si elle est choisie trop proche de celle des ondes TS, l'actionneur peut avancer la transition plutôt que de la reculer. Une étude de stabilité linéaire est donc effectuée pour connaître l'évolution longitudinale de l'amplification des ondes TS. Elle est réalisée à l'aide du code de calcul CASTET [51] basé sur la résolution de l'équation d'Orr-Sommerfeld (1.18). Ce code

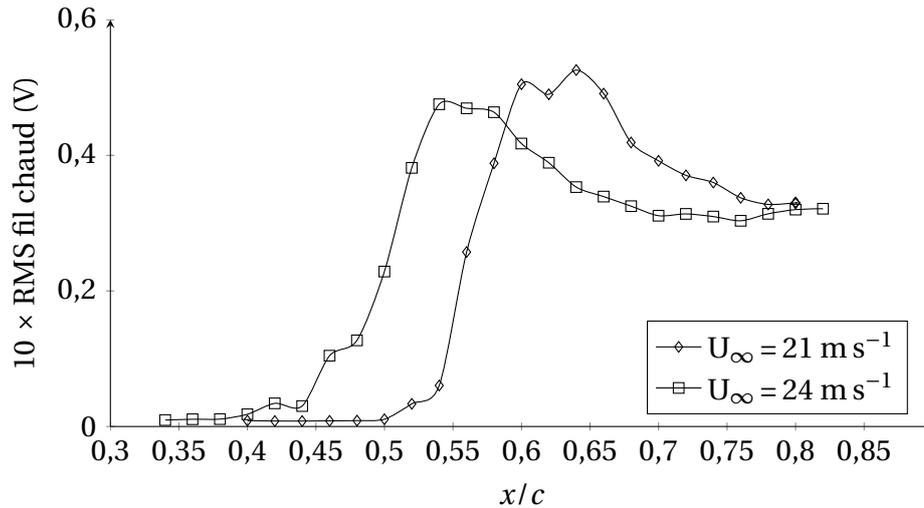


FIGURE 4.8 – Evolution des fluctuations du signal fil chaud le long de la corde du profil pour $U_{\infty} = 21$ et 24 m s^{-1} .

calcule la stabilité d'une couche limite dont les profils de vitesse moyenne ont été calculés par un code de couche limite développé à l'ONERA (3C3D) [52]. La distribution des coefficients de pression (C_p) est une donnée d'entrée nécessaire au calcul de ces profils de vitesse.

Calcul des coefficients de pression et de la couche limite naturelle

Les coefficients de pression sont déterminés à partir des mesures effectuées par les prises de pression pariétales disposées sur l'extrados du profil ONERA-D. Ils sont calculés grâce à l'expression (4.4) valable pour un écoulement incompressible.

$$Cp_i = \frac{p_i - p_{\infty}}{p_{t\infty} - p_{\infty}} \quad (4.4)$$

où p_i est la pression statique à la i -ème prise de pression pariétale, p_{∞} la pression statique en amont de la veine et $p_{t\infty}$ la pression totale en entrée de veine. Les coefficients de pression ainsi obtenus sont tracés sur la figure 4.9 pour $AoA = 1,5^{\circ}$.

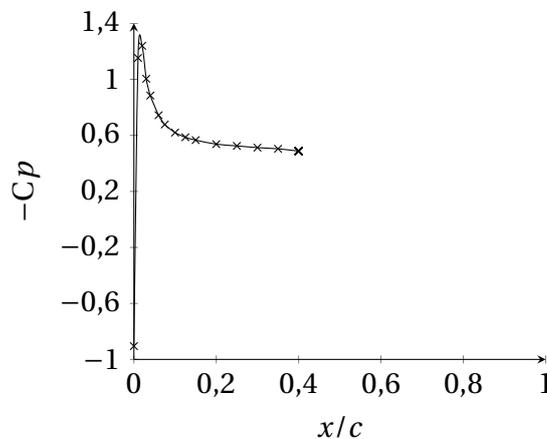


FIGURE 4.9 – Coefficients de pression mesurés le long du profil ONERA-D. $AoA = 1,5^{\circ}$

Les prises de pression pariétales se situant entre 0 et 40% de corde permettent d'obtenir les coefficients de pression sur cette portion du profil ONERA-D (figure 4.9). On déduit

les coefficients de pression manquant à partir de profils de vitesse mesurés en aval des prises de pression, présentés dans la section 6.2. La vitesse extérieure U_e de ces profils permet de calculer le C_p correspondant suivant la formule (4.5).

$$C_p = 1 - \left(\frac{U_e}{U_\infty} \right)^2 \quad (4.5)$$

Les coefficients de pression sont ensuite interpolés pour donner ceux représentés figure 4.10.

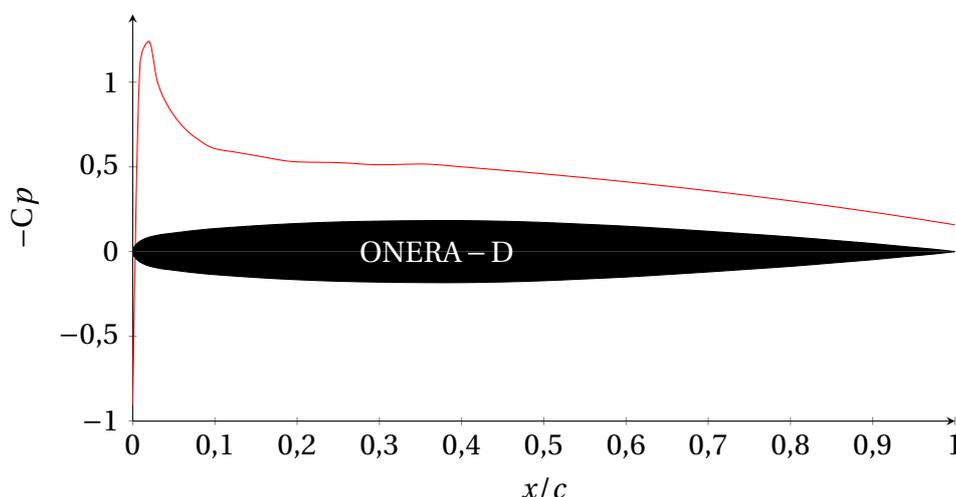


FIGURE 4.10 – Coefficients de pression interpolés pour $AoA = 1,5^\circ$.

Ces coefficients de pression présentent un pic de survitesse entre 0 et 10 % de corde suivi d'une phase de recompression très progressive jusqu'au bord de fuite de la maquette. Ils servent entre autres de données d'entrée au code de couche limite 3C3D [52] qui permet de calculer les profils de couche limite nécessaires à l'étude de stabilité linéaire. Certains de ces profils de vitesse moyenne sont représentés figure 4.11.

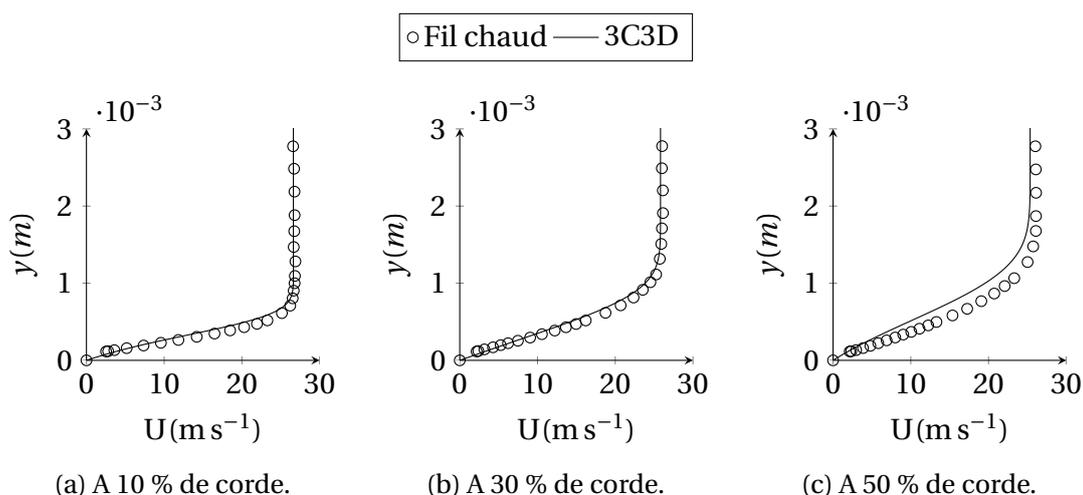


FIGURE 4.11 – Profils de vitesse moyenne naturels calculés avec 3C3D et mesurés expérimentalement à plusieurs endroits de la couche limite $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

A 10 et 30 % de corde (figures 4.11a et 4.11b), les profils de vitesse mesurés par anémométrie fil chaud sont laminaires et correspondent bien à ceux calculés grâce à 3C3D. Ce constat est à nuancer en très proche paroi, sur les deux ou trois premiers points de

mesure, où le jeu du système de déplacement de la sonde ($50 \mu\text{m}$) peut fausser la position de la sonde. Par ailleurs, des différences dans la forme du profil à 50 % sont largement perceptibles (figure 4.11c). Pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$, le début de la transition a été mesuré à 54 % de corde que les actionneurs DBD soient absents ou présents mais éteints, et par conséquent, les profils de vitesse mesurés peuvent s'écarter des profils recalculés numériquement qui sont forcément laminaires. L'absence de mesure de coefficient de pression après 40 % de corde peut être à l'origine du léger écart sur la valeur de la vitesse à la frontière de la couche limite U_e à cet endroit (2,5 %).

Les couches limites naturelles et calculées par 3C3D peuvent aussi être caractérisées par leurs grandeurs intégrales représentées figure 4.12 pour une vitesse $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Dans le cas des grandeurs calculées par 3C3D, la transition est calculée en utilisant le critère AHD. Avant 60 % de corde, les valeurs des grandeurs intégrales (δ_1 , δ_2 et H_{12}) évaluées à partir des données expérimentales et calculées par 3C3D sont semblables. Après cette station, les évolutions des grandeurs de couche limite sont qualitativement les mêmes, mais les valeurs des grandeurs intégrales expérimentales et numériques diffèrent. Or, l'évolution du facteur de forme (figure 4.12b) montre que la transition se passe lorsqu'il subit une baisse importante : ici, environ à 60 % de corde. La manière dont les profils de vitesse évoluent lors de la transition n'est peut-être pas la même dans le cas du calcul de la couche limite que dans le cas expérimental.

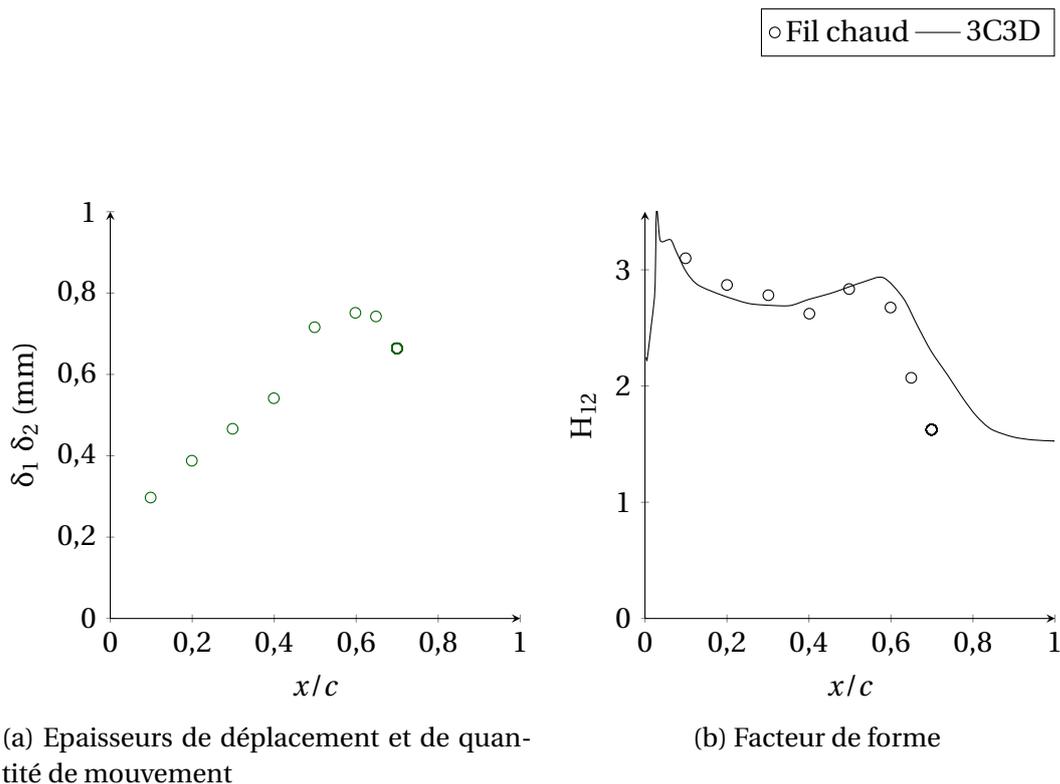


FIGURE 4.12 – Grandeurs intégrales de couche limite évaluées à partir de profils de vitesse mesurés et calculés par 3C3D. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

Calcul de la stabilité de la couche limite naturelle

L'étude de stabilité menée dans cette section complète l'étude expérimentale de la mesure de transition naturelle. Elle permet notamment de connaître le comportement des ondes TS au sein de la couche limite. Cette étude est réalisée à partir des coefficients

de pression de la figure 4.10. Ils sont introduits comme entrée du code de calcul de couche limite 3C3D [52] qui permet d'obtenir, entre autres, les profils de vitesse moyenne. Enfin, le code de stabilité CASTET [51] calcule la stabilité de la couche limite à partir de ces profils de vitesse. En particulier, il donne l'évolution des facteurs N (formule (1.19)) pour chaque fréquence d'ondes TS le long du profil ONERA-D. Ces derniers sont représentés sur les figure 4.13 et 4.14 pour des vitesses $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$ respectivement.

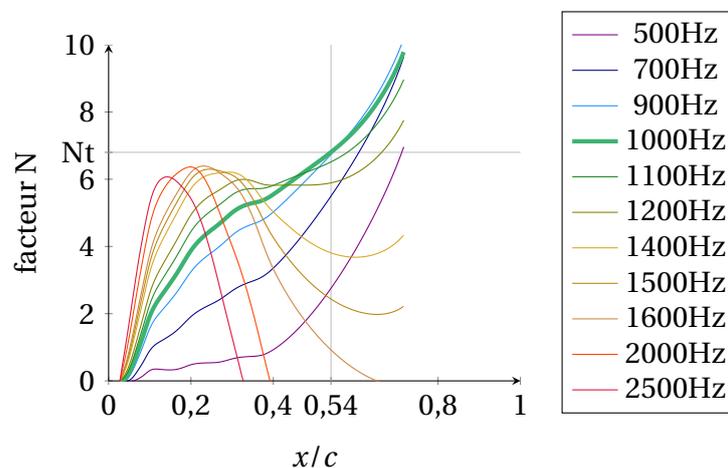


FIGURE 4.13 – Evolution des facteurs N le long de l'extrados de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et $AoA = 1,5^\circ$.

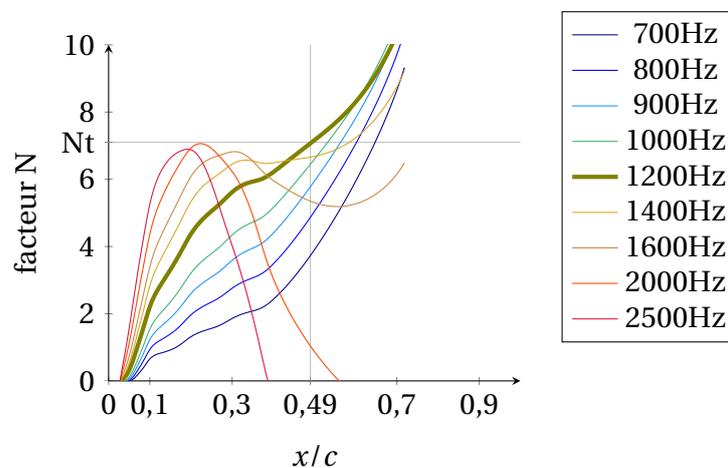


FIGURE 4.14 – Evolution des facteurs N le long de l'extrados de l'ONERA-D pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$ et $AoA = 1,5^\circ$.

Sur ces deux figures, on remarque trois groupes de perturbations. Le premier est constitué de hautes fréquences, supérieures à 2000 Hz, qui sont amplifiées dans le pic de survitesse et atténuées dans la zone de décélération. Le deuxième est constitué de fréquences plus basses, inférieures à 1200 Hz, qui sont amplifiées tout le long du profil. Enfin, les fréquences du dernier groupe sont d'abord amplifiées puis atténuées pour être à nouveau amplifiées passée la moitié de la corde du profil.

La transition naturelle a été observée à 54 % de corde pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et à 48 % de corde pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$. Afin d'obtenir le facteur N de transition N_t , cette position de transition naturelle est reportée sur la figure 4.13. Il vaut 6,8 pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Dans le cas de la figure 4.14, le report de la position de transition naturelle mesurée donne un

facteur N “de transition” de 7. Cependant, cette valeur du facteur N est rencontrée pour la première fois à 21 % de corde, ce qui placerait la transition beaucoup plus à l’amont que ce qui a été observé expérimentalement. Un facteur N de 7,1 donne une transition à 49 % de corde, 1 % à l’aval de celle déterminée par les mesures fil chaud. Selon la relation de Mack (1.21), ces facteurs N correspondent à un taux de turbulence $1,55 \leq Tu \leq 1,75 \cdot 10^{-3}$, ce qui est bien en accord avec les valeurs du taux de turbulence de la soufflerie, le passage de Tu à Nt se faisant par la relation de Mack (1.21). On remarque, sur la figure 4.14 que l’enveloppe des facteurs N présente un plateau très proche du facteur N de transition, ce qui implique que la moindre perturbation de l’écoulement ou sur la paroi de la maquette est susceptible d’avancer drastiquement la transition. Les résultats expérimentaux concernant la transition à cette vitesse sont donc très sensibles aux perturbations. Cette sensibilité peut, par ailleurs, expliquer le décalage entre la position de transition mesurée et celle déduite de l’étude de stabilité. De plus, on déduit des figures 4.13 et 4.14 la fréquence des ondes TS qui provoquent la transition : elle est de 1000 Hz pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$, et de 1200 Hz pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$. On choisit donc, dans un premier temps, des fréquences f_p du signal d’entrée de l’actionneur supérieures à 1200 Hz pour éviter des effets instationnaires indésirables. Nous verrons par la suite que cette condition n’est pas suffisante.

4.3 Etude expérimentale de l’écoulement manipulé par un actionneur DBD

Les vitesses U_∞ pouvant être utilisées pour le recul de transition ainsi que les fréquences f_p adéquates pour le contrôle de transition par effet moyen ont été déterminées. L’objectif de cette section est de mesurer le déplacement de transition induit par les actionneurs disposés sur l’extrados de la maquette à 13, 23 et 33 % de corde. Les positions de transition sont évaluées à partir de mesures par anémométrie à fil chaud sur le même principe que la section 4.2.1. Les fréquences du signal d’alimentation varient entre 1200 et 2500 Hz de manière à ce qu’elles soient toujours supérieures à la fréquence des ondes TS qui déclenchent la transition pour $U_\infty = 21$ et 24 m s^{-1} et permettent tout de même d’avoir une plage de fonctionnement hors saturation assez large. Les amplitudes V_p varient entre 13 et 21 kV, ce qui donne un intervalle de puissances consommées $30 \text{ W m}^{-1} \leq P/L \leq 80 \text{ W m}^{-1}$.

4.3.1 Influence des marches induites par les électrodes actives

Les actionneurs DBD sont réalisés en collant des électrodes en cuivre de part et d’autre de l’insert diélectrique de la maquette. Le scotch en cuivre utilisé est d’une épaisseur inférieure à 50 μm . Malgré cette faible épaisseur, chaque électrode active positionnée sur l’extrados de la maquette induit une marche montante puis une marche descendante dans le sens de l’écoulement. De telles marches sont susceptibles d’avancer la transition. C’est pourquoi, nous avons étudié dans un premier temps l’influence des électrodes sur la position de la transition naturelle en mesurant l’évolution des fluctuations du signal d’une sonde fil chaud le long de la corde avec actionneurs en place mais éteints. Ces résultats sont ensuite comparés à ceux obtenus sans actionneurs (figure 4.8). L’évolution des fluctuations du signal issu d’une sonde à fil chaud est représentée figure 4.15 le long de la corde du profil.

La figure 4.15a représente l’évolution des fluctuations du signal de la sonde fil chaud

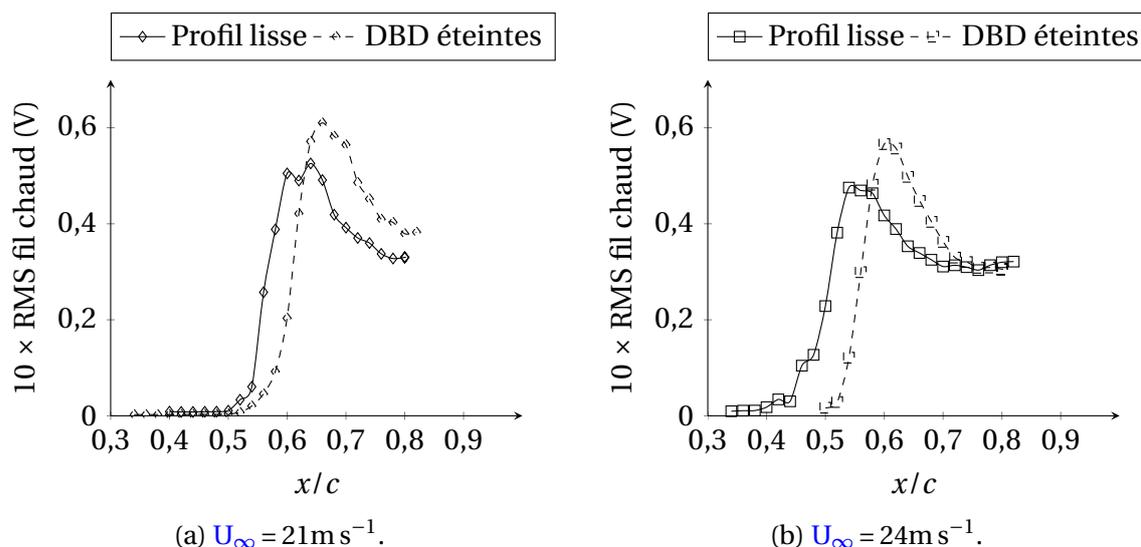


FIGURE 4.15 – Evolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud pour un profil lisse et avec actionneurs éteints.

pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ dans le cas d'un profil lisse (en trait plein) et dans le cas d'une maquette possédant trois actionneurs (traits pointillés), tandis que la figure 4.15b représente cette évolution pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$. Dans le cas $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$, les positions de transition sont à peu près les mêmes, autour de 56 % de corde. Dans le cas $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$, la position de transition est plus à l'aval de 5 % de corde avec actionneurs éteints que sans actionneur. Ce comportement inattendu peut être imputé à la stabilité "fragile" de la couche limite à cette vitesse, comme évoqué dans la section 4.2.2. Dans tous les cas, les marches montantes et descendantes induites par les électrodes actives des actionneurs DBD n'avancent pas la transition.

4.3.2 Effet des actionneurs DBD sur la transition à fréquence fixe

Dans un premier temps, la fréquence du signal d'alimentation f_p est fixée à 2 kHz. Le choix de cette fréquence permet d'éviter celles des ondes TS qui provoquent la transition dans les deux cas de vitesse U_∞ tout en permettant d'accéder à une large gamme de puissances P/L sans atteindre la saturation. Ces puissances sont choisies en faisant varier l'amplitude de la tension d'alimentation V_p . Les correspondances entre amplitudes de tension V_p et puissances consommées P/L relatives aux figures de cette section et pour une fréquence de 2 kHz sont indiquées dans le tableau 4.3. Les positions de transition

V_p (kV)	8,7	13,5	16,5	19,5
P/L (W m^{-1})	6	31	60	76

TABEAU 4.3 – Correspondances entre V_p et P/L utilisées pour $f_p = 2 \text{ kHz}$.

sont déterminées grâce à des mesures des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud déplacée le long de la corde du profil. Les mesures présentées sur les figures 4.16a et 4.16b ont permis de caractériser deux phénomènes différents.

Le premier est un recul de transition observé lorsque l'actionneur situé à 33% de corde est actif et pour les deux vitesses $U_\infty = 21$ et 24 m s^{-1} . Les résultats des sondages longitudinaux effectués pour ce cas sont présentés respectivement figures 4.16a et 4.16b. Elles représentent l'évolution des fluctuations du signal de la sonde fil chaud pour un

cas sans action et des cas pour lequel l'actionneur DBD à 33 % de corde agit à plusieurs puissances. Dans le cas $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ (figure 4.16a), la transition naturelle se trouve à 54 % de corde. Pour une action à $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$, elle est reculée d'environ 4 % de corde (14 mm) et d'environ 6 % de corde (21 mm) pour $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$. Pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$ (figure 4.16b), la transition naturelle se trouve à 52 % de corde. Cette fois, trois puissances différentes sont utilisées. Dans tous les cas on observe un recul de la transition : il est de 2 % de corde (3,5 mm) pour $P/L = 31 \text{ W m}^{-1}$, et d'environ 4 % de corde (10,5 mm) pour $P/L = 60$ et 76 W m^{-1} .

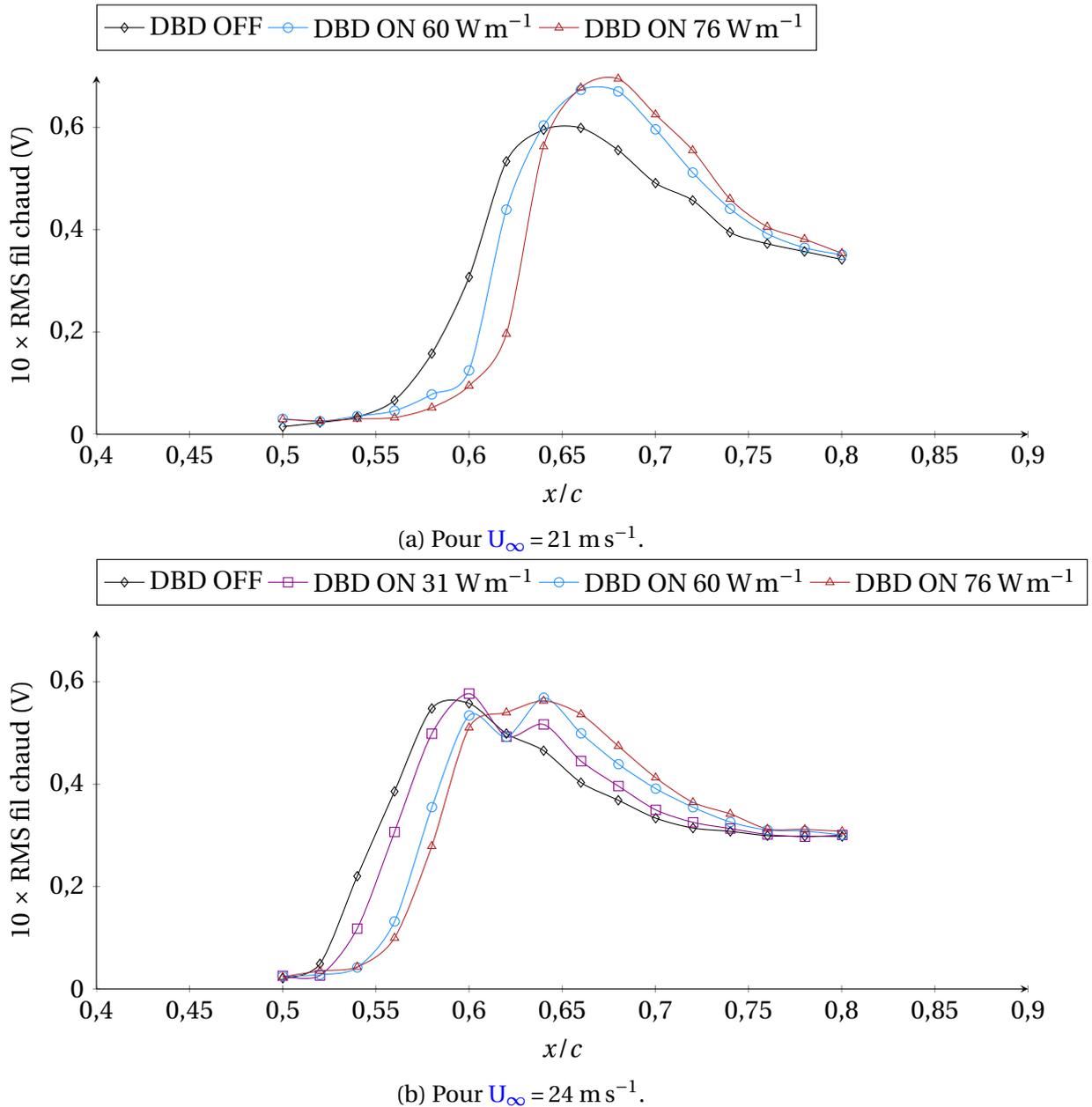
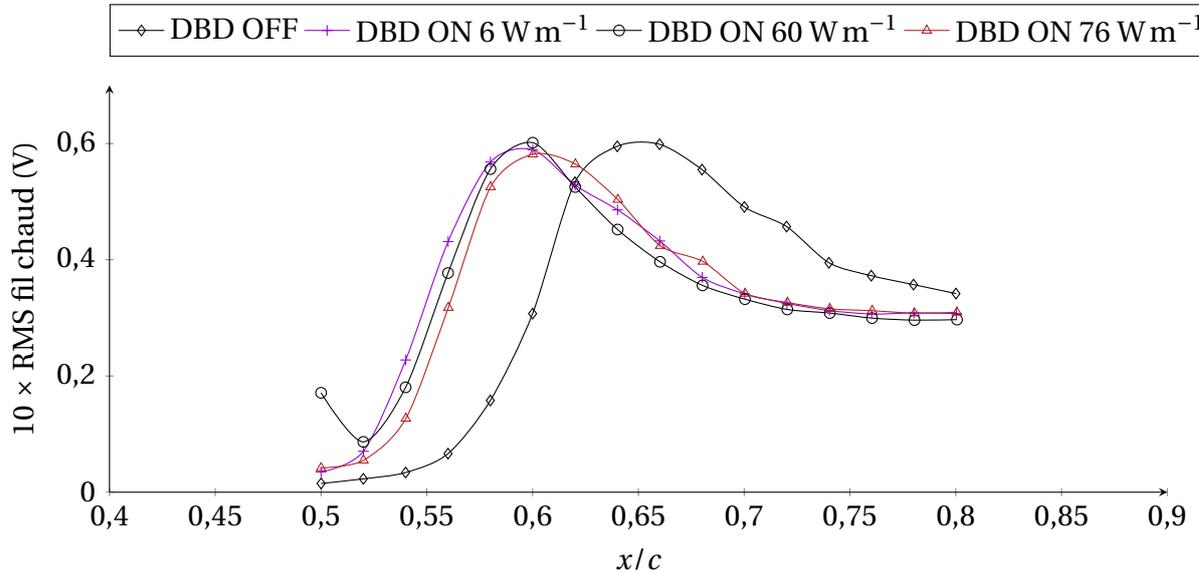


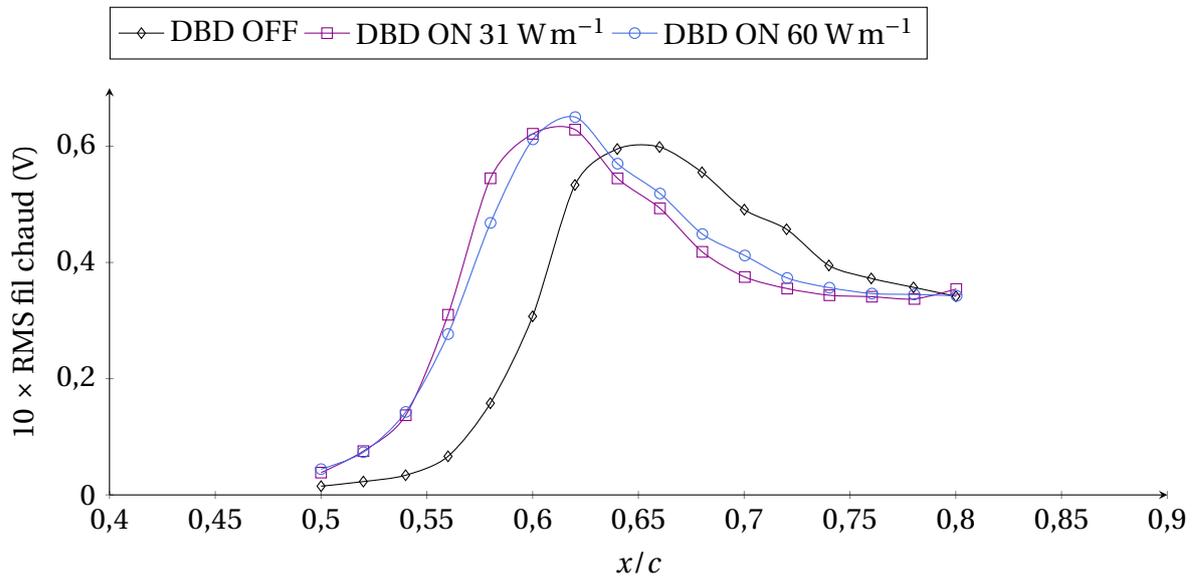
FIGURE 4.16 – Evolution des fluctuations du signal fil chaud sans et avec action à 33 % de corde. $f_p = 2 \text{ kHz}$.

Dans le cas d'un actionneur situé à 33 % de corde, l'action à une fréquence de 2 kHz retarde la transition. De plus, à U_∞ fixée, le recul est d'autant plus grand que la puissance consommée est importante. En effet, lorsque la puissance consommée augmente, l'intensité de la force ElectroHydroDynamique (EHD), et par conséquent son effet sur la couche

limite, est de plus en plus important. On observe aussi qu'à puissance fixe, le recul de transition est d'autant plus important que la vitesse en entrée de veine est faible. Dans le cas d'une vitesse $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$, le rapport entre le vent ionique et la vitesse extérieur est plus faible que dans le cas d'une vitesse $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Ceci causerait une modification du profil de vitesse moyen moins importante lorsque la vitesse extérieure augmente, ce qui expliquerait un recul de transition plus faible.



(a) Pour un actionneur à 13 % de corde.



(b) Pour un actionneur à 23 % de corde.

FIGURE 4.17 – Evolution des fluctuations du signal fil chaud le long de la corde sans et avec action. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et $f_p = 2 \text{ kHz}$.

Le deuxième phénomène observé est une avancée de la transition. Pour une fréquence $f_p = 2 \text{ kHz}$, cette avancée apparaît systématiquement quand on actionne les DBD à 13 ou 23 % de corde. Les figures 4.17a et 4.17b montrent l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud le long de la corde de l'ONERA-D pour différents cas avec et sans action. Que ce soit pour l'actionneur situé à 13 % (figure 4.17a) ou à 23 % de corde (figure 4.17b), la transition est avancée. L'effet de la force EHD moyenne peut être déstabilisant à

ces endroits à cause de la courbure de la paroi. Le jet induit par l'actionneur peut se développer tangentiellement à la courbure locale et déstabiliser les profils de vitesse en aval de sa position, ce qui provoquerait une transition précoce. Une autre cause pourrait être liée à la stabilité de la couche limite à l'endroit où on place les actionneurs. Pour expliciter ceci, intéressons-nous à ce qu'il advient des ondes TS de fréquence 2 kHz, correspondant à f_p dans notre cas. L'évolution du facteur N pour cette fréquence est représentée figure 4.18.

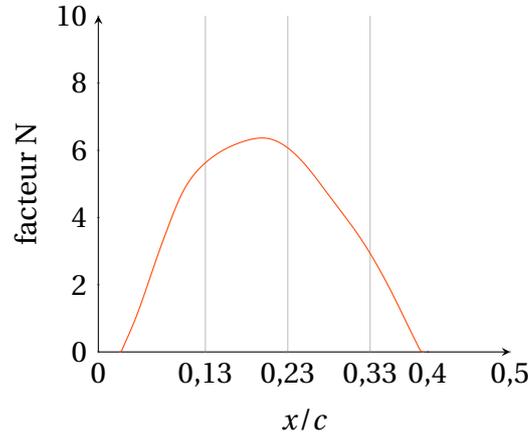


FIGURE 4.18 – Evolution du facteur N le long de la corde de l'ONERA-D pour une fréquence de 2 kHz. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Les lignes verticales correspondent à la position des DBD.

A l'aide de cette figure, on peut confronter la position des actionneurs à l'amplification des ondes TS de fréquence 2 kHz, égale à f_p dans nos cas d'action. L'actionneur à 33 % de corde est placé dans une zone où les ondes TS de fréquence f_p sont atténuées depuis longtemps. Son action résulte en un recul de transition. Au contraire, l'actionneur à 13 % de corde se situe dans une zone où les ondes TS de fréquence f_p sont fortement amplifiées. Dans ce cas, on obtient uniquement des avancées de transition probablement dues à l'excitation de ces ondes TS par l'effet instationnaire de l'actionneur. Il est probable, dans ce cas, qu'il y ait une compétition entre l'effet instationnaire déstabilisant et l'effet moyen stabilisant de l'actionneur. Le premier prend le pas sur le second, ce qui donne une avancée de la transition. L'actionneur situé à 23 % de corde se situe dans une zone où les ondes TS de fréquence 2 kHz commencent à être atténuées. L'avancée de transition provoquée par cet actionneur est légèrement moins grande que dans le cas d'une action à 13 % de corde. Elle est cependant aussi probablement due à la même raison.

4.3.3 Effets de la fréquence d'alimentation sur la position de la transition

Pour conforter le rôle de la fréquence d'action f_p dans l'effet de l'actionneur sur la position de transition, nous allons étudier l'effet d'un actionneur DBD à puissance fixe pour plusieurs fréquences f_p . Pour conserver la même puissance consommée d'un essai à l'autre, les amplitudes de tension V_p ont dû être ajustées en fonction de la fréquence f_p utilisée. Le tableau 4.4 fait état des correspondances amplitudes de tension V_p - fréquences f_p utilisées pour obtenir les puissances consommées utilisées dans cette section.

Comme précédemment, la transition est repérée en observant l'évolution des fluctuations du signal fil chaud le long de la corde du profil. La figure 4.19 représente cette évolution lorsque l'actionneur à 33 % de corde est allumé à 60 W m^{-1} (figure 4.19a) et

P/L (W m ⁻¹)	31		60		76			
f_p (kHz)	1	2	1,5	2	1	1,2	2	2,5
V_p (kV)	16,2	13,2	18	16,5	21	20,4	19,5	21

TABLEAU 4.4 – Tableau des puissances P/L utilisées en W m⁻¹ en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p .

76 W m⁻¹ (figure 4.19b) pour une vitesse $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Pour chaque puissance consommée, deux fréquences sont utilisées : 1,5 et 2 kHz pour une puissance $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ et 2 et 2,5 kHz pour $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$. Dans ces deux cas, la transition est reculée quelles que soient la puissance et la fréquence d'action. De plus, à puissance consommée P/L identique, on observe le même recul de transition quelle que soit la fréquence f_p . Il est d'environ 4 % de corde pour $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ et de 6 % de corde pour $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

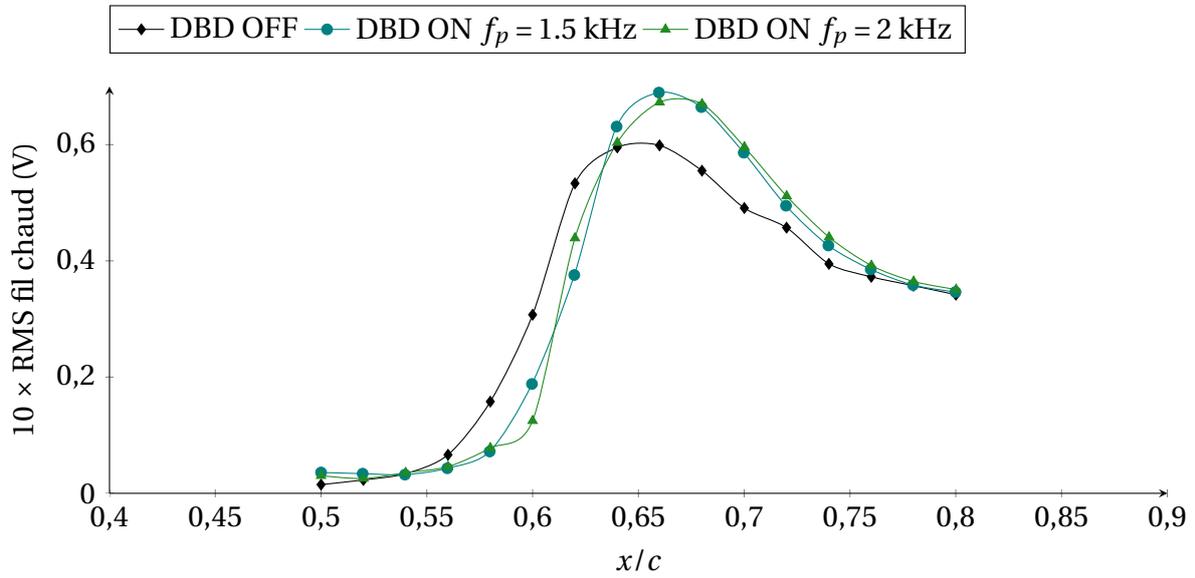
La figure 4.20 représente l'évolution des fluctuations du signal fil chaud pour une action à 33 % de corde à $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$ et une vitesse $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$. Dans les cas où l'actionneur DBD est allumé, on observe soit un recul de transition d'environ 4 % de corde (pour $f_p = 2 \text{ kHz}$), soit une avancée (pour $f_p = 1,2 \text{ kHz}$).

La figure 4.21 représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud pour une action à 13 % de corde et à une puissance de 31 W m^{-1} , pour plusieurs fréquences f_p . Dans ce cas, et comme dans le cas de la figure 4.17a, la transition est avancée par l'actionneur pour toutes les fréquences f_p étudiées. L'avancée de transition la plus importante apparaît pour une fréquence d'action de 1 kHz. Rappelons que cette fréquence est aussi celle des ondes TS qui provoquent la transition pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

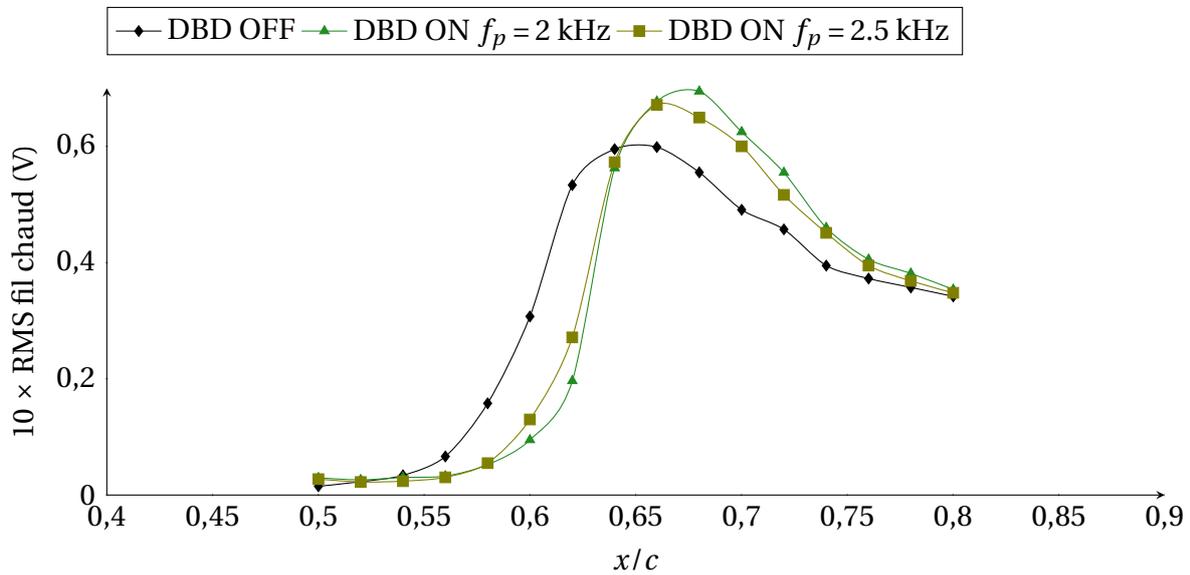
Pour comprendre pourquoi la transition peut être soit avancée soit reculée par le même actionneur, il faut considérer l'évolution de l'amplification des ondes TS aux fréquences concernées. La figure 4.22 représente l'évolution du facteur N pour différentes fréquences des ondes TS de même fréquences que celles utilisées pour le signal d'entrée des actionneurs. Les positions des actionneurs DBD étudiés y sont repérées par les lignes verticales à $x/c = 0,13$ et $0,33$.

Dans le cas $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$, l'actionneur à 33 % de corde permet de reculer la transition tandis que l'actionneur à 13 % de corde ne fait que l'avancer. Les fréquences utilisées pour alimenter l'actionneur à 13 % de corde sont 1000 et 2000 Hz. A 13 % de corde, les ondes TS correspondant à ces fréquences sont toutes les deux amplifiées. Dans notre cas, l'actionneur produit une force volumique pulsée à l'une de ces fréquences. Son effet instationnaire excite alors les ondes TS de fréquence f_p (1000 ou 2000 Hz), provoquant une transition précoce. L'avancée de la transition est plus importante pour $f_p = 1000 \text{ Hz}$ que pour $f_p = 2000 \text{ Hz}$. En effet, cette dernière correspond à des ondes TS qui sont atténuées le long de la couche limite à l'aval de $x/c = 0,2$ alors que les ondes TS de fréquence 1 kHz sont amplifiées tout au long de la couche limite. L'effet instationnaire de l'actionneur ne fait qu'accentuer l'amplification naturelle qui a déjà lieu au sein de la couche limite non manipulée.

Dans le cas de l'actionneur à 33 % de corde, les fréquences utilisées sont 1500, 2000 et 2500 Hz. Or, à 33 % de corde, ces fréquences sont stables. Si elles sont excitées par l'effet instationnaire de l'actionneur, la couche limite est capable de les atténuer par la suite. L'effet moyen est donc prépondérant dans ce cas et permet de reculer la transition. Cependant, pour $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$, on observe une avancée de transition dans le cas $f_p = 1,2 \text{ kHz}$. La figure 4.23 montre que cette fréquence correspond, encore une fois, à celles d'ondes TS amplifiées à l'endroit de l'actionneur. La transition précoce est donc due à l'excitation des ondes TS par la force volumique instationnaire à la même fréquence.



(a) $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.



(b) $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

FIGURE 4.19 – Evolution du signal RMS fil chaud sans et avec action à 33 % de corde. $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

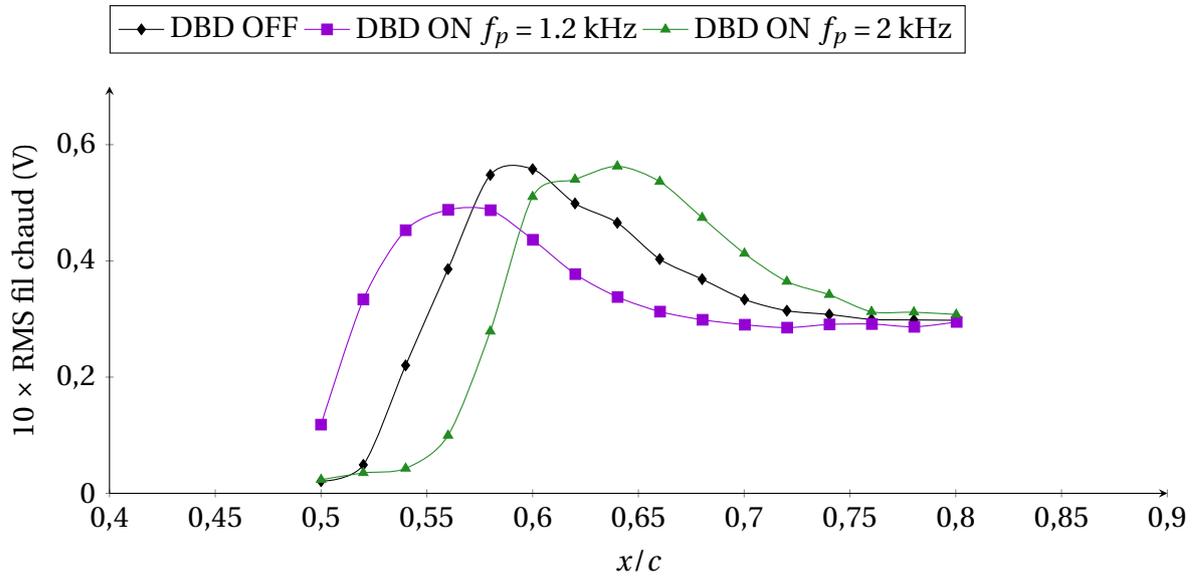


FIGURE 4.20 – Evolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud le long de la corde du profil ONERA-D avec et sans action à 33 % de corde. $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$ et $U_\infty = 24 \text{ m s}^{-1}$.

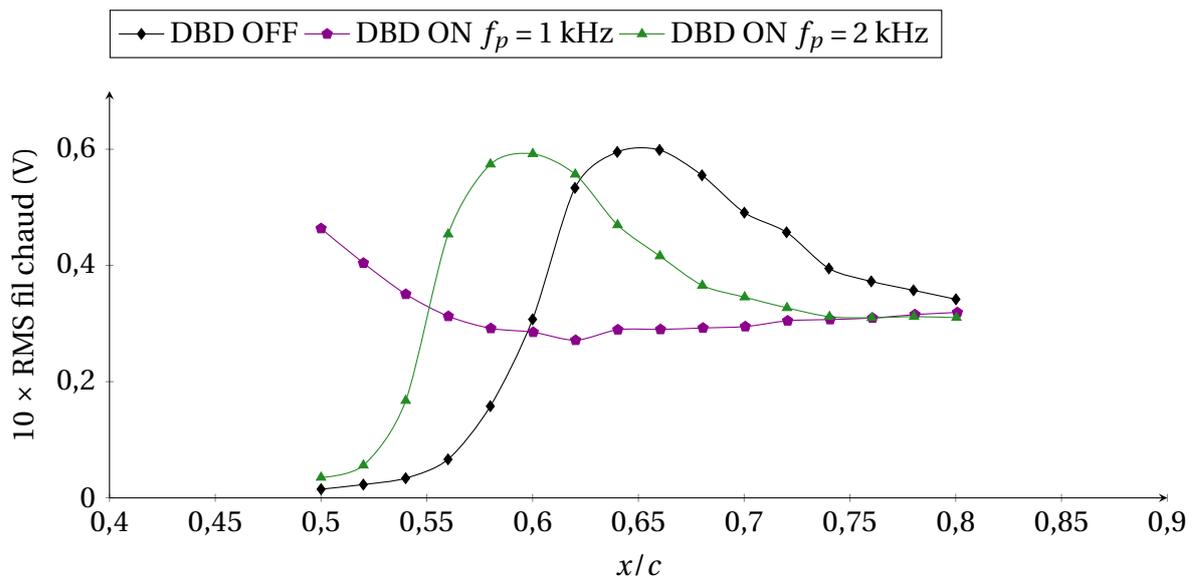


FIGURE 4.21 – Evolution des fluctuations du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la corde du profil ONERA-D avec et sans action à 13 % de corde. $P/L = 31 \text{ W m}^{-1}$ et $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$.

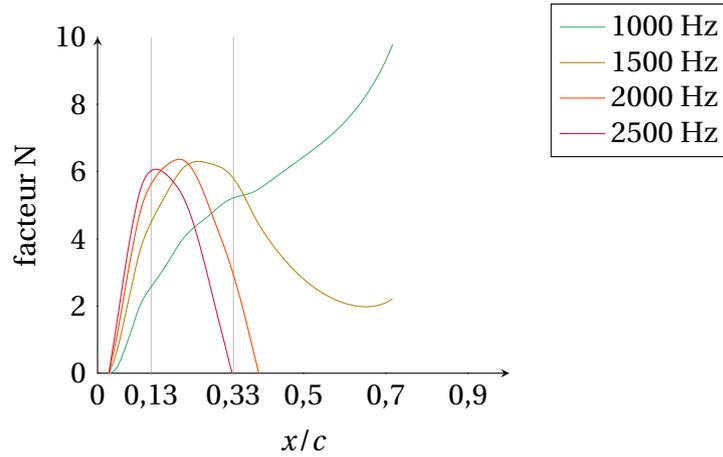


FIGURE 4.22 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour certaines fréquences d'ondes TS. $U_{\infty} = 21 \text{ m s}^{-1}$

D'autre part, à 33 % de corde, les ondes TS de fréquence 2000 Hz sont atténuées. Par conséquent, une action à $f_p = 2 \text{ kHz}$ permet de reculer la transition.

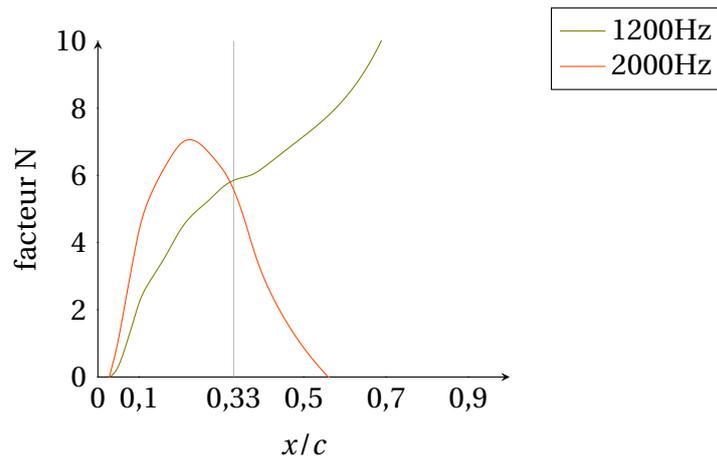


FIGURE 4.23 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour certaines fréquences d'ondes TS. $U_{\infty} = 24 \text{ m s}^{-1}$.

4.4 Conclusion : importance de la fréquence d'action

Dans ce chapitre, l'impact d'un actionneur DBD sur la position de la transition laminaire-turbulent a été étudié. Pour cela, trois actionneurs ont été disposés à 13, 23 et 33 % de corde sur une maquette de profil ONERA-D. Des sondages longitudinaux à hauteur constante dans la couche limite ont été effectués à l'aide d'une sonde fil chaud. Ils ont permis d'obtenir la position de la transition pour différents cas avec et sans action.

Cette étude expérimentale a permis de montrer qu'un actionneur est capable d'avancer ou reculer la transition suivant son emplacement (des résultats similaires ont été observés par Jousset *et al.* [31]) mais aussi selon la fréquence de son signal d'alimentation. Pour expliquer ces phénomènes, des analyses de stabilité linéaire de la couche limite naturelle ont été menées. En confrontant la fréquence d'action à celles des ondes TS présentes à x_{DBD} , on a montré qu'il existe une compétition entre effets moyen et instationnaire de l'actionneur DBD. Deux cas ont alors été dégagés :

1. **Si f_p est proche de la fréquences d'une onde TS amplifiée à x_{DBD} , alors l'effet instationnaire est prépondérant.** Dans ce cas, l'actionneur excite les ondes TS de fréquence f_p , ce qui conduit à une **transition précoce**, et ce, même si les ondes TS sont atténuées à l'aval de l'actionneur dans un cas sans action.
2. **Si f_p est plus élevée que toutes les ondes TS amplifiées à x_{DBD} , alors l'effet moyen est prépondérant et la transition est reculée.** Ce recul ne dépend pas de f_p à puissance consommée fixe **et augmente avec P/L.**

Ultérieurement, dans le cas d'une étude de l'impact de l'effet moyen des actionneurs DBD sur la transition causée par l'amplification des ondes TS, la stabilité naturelle de la couche limite devra être prise en compte plus précisément. En observant l'évolution de l'amplification des ondes TS à l'endroit où sont disposés les actionneurs, les fréquences d'action f_p pourront être choisies judicieusement. En ce qui concerne les mesures effectuées dans le cadre de cette première campagne, on cherche à comprendre comment la couche limite est stabilisée lorsque l'effet moyen domine. Ceci justifie l'étude expérimentale de l'effet des actionneurs DBD sur les profils de vitesse moyenne présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Etude de l'effet des actionneurs DBD sur les profils de vitesse moyenne

Sommaire

5.1 Effet de la force EHD sur les profils de vitesse moyenne	77
5.2 Etude de la stabilité des profils mesurés	81
5.3 Conclusion	85

Les résultats présentés dans le chapitre précédent ont mis en évidence que les actionneurs DBD étudiés permettent, grâce à la production d'une force volumique au sein de la couche limite, de reculer la transition sous certaines conditions, en particulier lorsque la fréquence d'action est découplée de celle des instabilités TS. Ce chapitre a pour objectif d'étudier en détail l'impact de la force EHD sur les profils de vitesse moyenne afin de déterminer les mécanismes qui entrent en jeu dans la stabilisation de la couche limite. Pour cela, des profils de vitesse moyenne ainsi que des profils de fluctuations ont été mesurés 10 % de corde à l'aval des actionneurs DBD par anémométrie fil chaud. Toutes les mesures sont effectuées pour une vitesse $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. La stabilité de ces profils est ensuite étudiée grâce à un code de stabilité modifié pour l'occasion.

5.1 Effet de la force EHD sur les profils de vitesse moyenne

Afin de calculer la vitesse ajoutée par un actionneur DBD à la couche limite, des profils de vitesse moyenne avec et sans action sont mesurés par anémométrie fil chaud, assez loin en aval de l'actionneur. En effet, l'actionneur à plasma générant un fort champ électrique, ces mesures ne peuvent pas être réalisées trop proches des électrodes au risque de causer un arc électrique entre l'actionneur et la sonde métallique, pouvant endommager cette dernière. Cette distance de sécurité a été fixée à 10 % de corde en aval de l'actionneur, ce qui représente 3.5 cm. Comme la largeur des électrodes de masse L_m est de 2 cm, on estime que le plasma n'est plus présent à cette distance. Après l'acquisition du signal issu de l'anémométrie fil chaud, les données sont post-traitées en utilisant les coefficients de la loi de calibration de sorte à obtenir la composante de vitesse U et les fluctuations de vitesse u' . Les détails de ce post-traitement sont indiqués dans l'annexe A.

5.1.1 Cas d'une transition reculée

La figure 5.1 représente les profils de vitesse mesurés à 43 % de corde sans action et pour deux puissances P/L différentes de l'actionneur situé à 33 % de corde. La composante longitudinale de la vitesse (U), en abscisse, est représentée en fonction de la distance normale à la paroi.

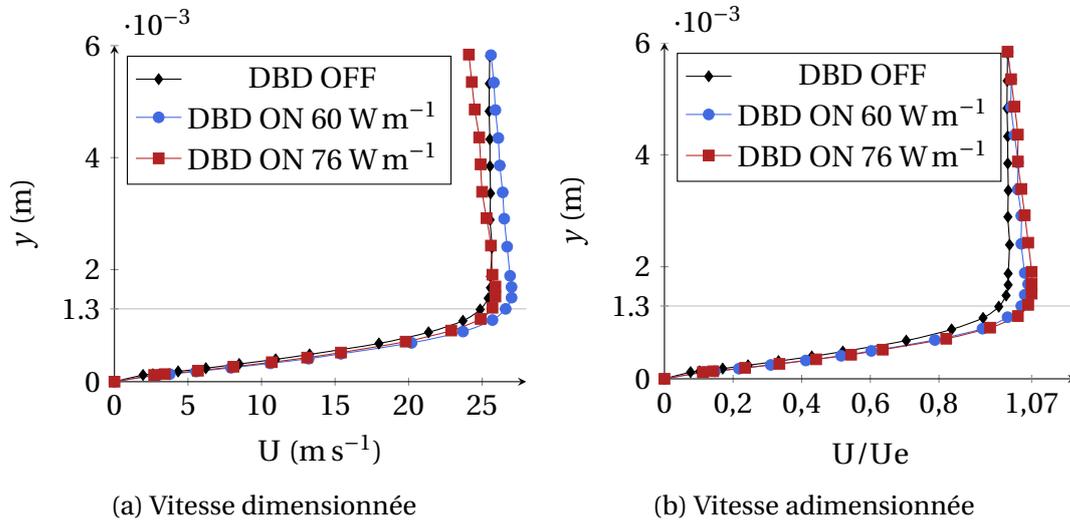


FIGURE 5.1 – Profils de vitesse moyenne à $x/c = 43$ % pour différents cas avec et sans action de la DBD à $x_{DBD}/c = 33$ %, $f_p = 2$ kHz. $U_\infty = 21$ m s⁻¹.

La figure 5.1a représente les profils de vitesse moyenne **dimensionnée** pour une configuration sans action et deux configurations où l'actionneur à 33 % de corde est actif : $P/L = 60$ W m⁻¹ et $P/L = 76$ W m⁻¹, cas pour lesquels, nous avons montré que la transition est reculée. Dans le cas d'une action à $P/L = 60$ W m⁻¹, l'ajout de vitesse est très visible autour de $y \approx 1,3$ mm. A cette hauteur, la vitesse dépasse la vitesse extérieure à la couche limite U_e : il s'agit d'un **dépassement de vitesse**. Ce phénomène avait déjà été observé par Séraudie *et al.* [62] sur la même géométrie mais pour des vitesses U_∞ autour de 10 m s⁻¹. La vitesse moyenne décroît ensuite jusqu'à atteindre une vitesse extérieure U_e identique à celle mesurée dans le cas sans action. Dans le cas d'une action à $P/L = 76$ W m⁻¹, l'ajout de vitesse est aussi le plus visible à une hauteur de 1,3 mm de la paroi. Cependant, la vitesse diminue jusqu'à atteindre, vers $y = 6$ mm, une valeur inférieure à celle mesurée sans action. Des charges issues du plasma ont pu être convectées par l'écoulement et rencontrer la sonde à fil chaud, induisant un courant parasite à travers la sonde qui mesurerait alors une vitesse moindre que ce qu'elle vaut réellement. Représenter ces profils en vitesse **adimensionnée** permet de mieux les comparer (figure 5.1). Cette représentation permet de voir que le **dépassement de vitesse** est bien présent pour les deux cas d'action. De plus, il est d'autant plus important que la puissance consommée par l'actionneur est grande et atteint 107 % de U_e pour $P/L = 76$ W m⁻¹. Ceci va dans le sens d'une force volumique d'autant plus importante que la puissance consommée par l'actionneur est grande.

Pour obtenir l'ajout de vitesse dû à la force **EHD**, les profils de vitesse moyenne sont interpolés sur un même maillage. Le profil de vitesse moyenne sans action est ensuite soustrait aux deux profils de vitesse avec action. Ceci donne les profils de vitesse ajoutée notée U_{plasma} sur la figure 5.2. Sur cette figure, le profil de vent ionique mesuré à la sonde pitot sans écoulement et pour une puissance consommée de 60 W m⁻¹ (voir section 4.1.3) est représenté à titre de comparaison. Dans les deux cas d'action sur la couche limite, l'ajout de vitesse U_{plasma} (y) augmente jusqu'à atteindre un maximum à $y = 0,9$ mm

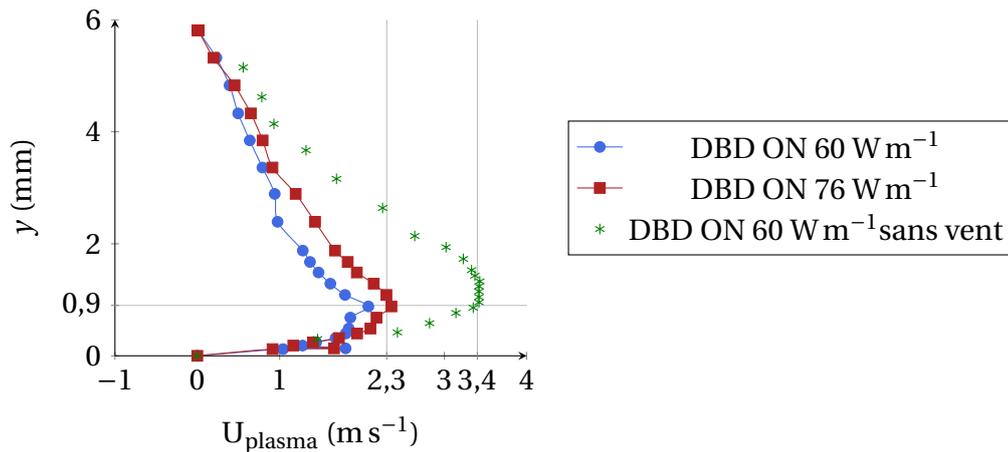


FIGURE 5.2 – Différentiels de vitesse estimé entre les profils mesurés avec et sans action à $x/c = 43\%$ (figure 5.1) et mesuré “sans écoulement”. $f_p = 2\text{ kHz}$, $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$.

de la paroi avant de décroître progressivement. Le différentiel de vitesse est maximal pour $P/L = 76\text{ W m}^{-1}$ et vaut environ $2,3\text{ m s}^{-1}$. Pour $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$, l’ajout maximal de vitesse est réduit à environ 2 m s^{-1} . Or, pour cette même puissance et sans écoulement extérieur, on mesure que le vent ionique maximal est de $3,4\text{ m s}^{-1}$ environ. Pour un même signal d’alimentation, la vitesse du vent ionique est deux fois plus grande que le différentiel de vitesse calculé dans un cas avec écoulement. De plus, le maximum du différentiel de vitesse est situé légèrement plus près de la paroi que celui du vent ionique. Dans ce cas, il se pourrait que l’écoulement modifie la décharge électrique qui donne le plasma ou interagisse avec le jet pariétal généré par l’actionneur. La couche limite pourrait “rabattre” ce jet de telle sorte qu’il s’étende moins haut verticalement. Ainsi, le maximum de vitesse ajoutée serait plus proche de la paroi. En conséquence, dans le cadre du calcul de l’effet de la force EHD volumique moyenne sur la couche limite, la modélisation de cette dernière devrait plutôt s’appuyer sur des données expérimentales avec écoulement extérieur.

5.1.2 Cas d’une transition avancée

Dans le cas d’une transition avancée, l’effet instationnaire domine sur l’effet moyen et provoque une transition précoce en excitant des ondes TS déjà naturellement amplifiées. Ceci ne veut pas dire que l’effet moyen est inexistant dans ce cas, mais que son effet bénéfique sur la transition est dominé par l’effet instationnaire qui la recule. En effet, le chapitre 4 montre que pour l’actionneur situé à 13% de corde, la transition ne peut être qu’avancée. Des profils de vitesse moyenne ont été mesurés 10% de corde à l’aval de cet actionneur et représentés figure 5.3 pour un cas sans action et une puissance consommée $P/L = 76\text{ W m}^{-1}$. La fréquence f_p utilisée est 2 kHz .

Comme dans le cas d’une action à 33% de corde, le profil de vitesse présente un maximum vers une hauteur $y \simeq 1,2\text{ mm}$ puis la vitesse décroît jusqu’à atteindre la vitesse extérieure à la couche limite. A nouveau, on les représente en vitesse adimensionnée (figure 5.3b). Dans le cas d’une action à 13% de corde, le **dépassement de vitesse** est plus intense que dans le cas d’une action à 33% de corde. Pour une puissance consommée de 76 W m^{-1} , il atteint une valeur environ égale à 117% de U_e .

De la même façon que dans la section précédente, on calcule l’ajout de vitesse à 23% de corde dû à une action à 13% de corde en soustrayant le profil de vitesse naturel au profil de vitesse avec action. On obtient ainsi le profil du différentiel de vitesse de la figure 5.4.

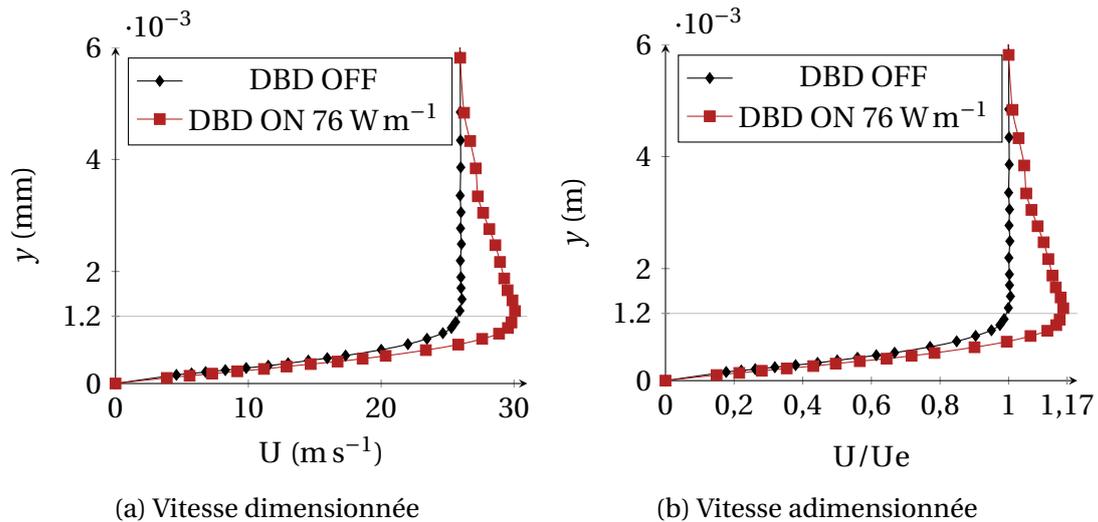


FIGURE 5.3 – Profils de vitesse moyenne mesurés à $x/c = 23\%$ pour différents cas avec et sans action de la DBD à $x_{\text{DBD}}/c = 13\%$, $f_p = 2\text{ kHz}$. $U_\infty = 21\text{ m s}^{-1}$.

Dans le cas d'une puissance consommée $P/L = 76\text{ W m}^{-1}$, le maximum du différentiel de vitesse est quasiment doublé dans le cas d'une action à 13% de corde par rapport à une action à 33% de corde. En revanche, la position du maximum ne change pas : il se trouve toujours à 1 mm de la paroi. A 13% de corde, la courbure du profil ONERA-D est plus importante qu'à 33% de corde. Si le jet généré par l'actionneur DBD se développe tangentiellement à la paroi, il pourrait agir plus haut dans la couche limite.

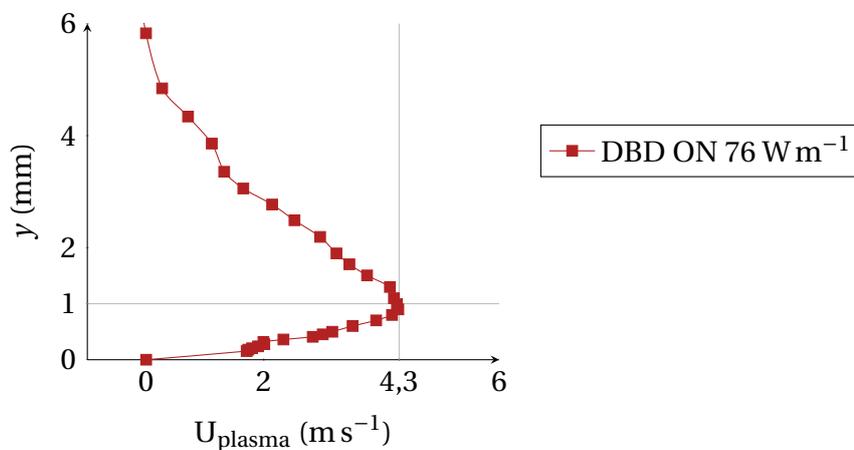


FIGURE 5.4 – Différentiel de vitesse estimé à partir des profils de vitesse mesurés avec et sans action à $x/c = 23\%$ (figure 5.3).

5.2 Etude de la stabilité des profils mesurés

La section précédente a mis en évidence la modification des profils de vitesse moyenne dans la couche limite par l'effet de la force volumique moyenne. Que la transition soit avancée ou reculée, le profil de vitesse ajoutée a à peu près la même allure, témoignant de la présence de l'effet moyen dans les deux cas. L'objectif de cette section est de quantifier le rôle de cet ajout de vitesse sur la stabilité linéaire des profils de vitesse.

5.2.1 Code de stabilité linéaire

Un code de stabilité classique permet d'étudier à la fois la stabilité spatiale et temporelle d'un ou plusieurs profils de vitesse moyenne. Il est basé sur l'équation d'*Orr-Sommerfeld* (1.18) qui nécessite la dérivée seconde du profil de vitesse moyenne (terme $\frac{d^2U}{dy^2}$). Or, il est difficile d'obtenir cette dérivée seconde avec une robustesse suffisante dans le cas de profils de vitesse expérimentaux qui sont souvent plus irréguliers que ceux provenant d'un calcul numérique (comme par exemple dans le cas d'un code de couche limite). L'objectif de la modification proposée est de réduire l'ordre de dérivation nécessaire au calcul de la stabilité des profils de vitesse en retournant aux variables primitives.

On considère alors le système d'*Orr-Sommerfeld* dans un cas bidimensionnel (1.17) rappelé ici :

$$i\alpha \hat{u} + D\hat{v} = 0 \quad (5.1a)$$

$$-i\omega \hat{u} + U i\alpha \hat{u} + \frac{dU}{dy} \hat{v} - \frac{1}{Re} (D^2 - \alpha^2) \hat{u} = 0 \quad (5.1b)$$

$$-i\omega \hat{v} + U i\alpha \hat{v} + D\hat{p} - \frac{1}{Re} (D^2 - \alpha^2) \hat{v} = 0 \quad (5.1c)$$

où U représente la vitesse moyenne longitudinale, \hat{u} , \hat{v} et \hat{p} sont les amplitudes des fluctuations des deux composantes de vitesse et de la pression, α est le taux d'amplification longitudinal et ω la pulsation du mode propre. D représente l'opérateur $\frac{\partial}{\partial y}$. Ce système d'équations a l'avantage de ne requérir que la dérivée première du profil de vitesse moyenne. Il est introduit dans le code sous forme matricielle en considérant le vecteur constitué de $\hat{u}, \hat{v}, D\hat{u}$ et \hat{p} . On écrit donc :

$$\begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \\ D\hat{u} \\ \hat{p} \end{pmatrix}' = \begin{pmatrix} D & 0 & 0 & 0 \\ -i\alpha & 0 & 0 & 0 \\ \text{Re}(\alpha^2 + i\alpha U - i\omega) & \frac{dU}{dy} \text{Re} & 0 & i\alpha \text{Re} \\ 0 & i\omega + i\alpha U - \frac{\alpha^2}{Re} & -\frac{i\alpha}{Re} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \\ D\hat{u} \\ \hat{p} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Les conditions aux limites à la paroi sont les suivantes :

$$\hat{u}(0) = 0 \quad (5.3a)$$

$$D\hat{u}(0) = 1 \quad (5.3b)$$

En ce qui concerne les conditions limites à l'infini, on réalise un raccord en exponentielle décroissante entre le profil des fluctuations à l'intérieur de la couche limite et celui de l'écoulement libre. A l'infini, les fluctuations s'écrivent donc sous forme exponentielle comme dans l'équation (5.4).

$$\hat{q}(y) = e^{ry} \quad (5.4)$$

où \hat{q} désigne l'amplitude de n'importe quelle fluctuation, et r est une inconnue à déterminer. Pour trouver l'expression des fluctuations en dehors de la couche limite, on pose $U = 1$ et $Du = 0$, ce qui revient à dire qu'en dehors de la couche limite, la composante longitudinale de la vitesse est égale à celle de la vitesse extérieure U_e et sa dérivée est nulle. Les perturbations (5.4) vérifient donc l'équation (5.5).

$$r^4 + r^2 (i\omega Re - i\alpha Re - \alpha^2) - \alpha^2 (i\omega Re - i\alpha Re - \alpha^2) = 0 \quad (5.5)$$

Cette équation bicarrée donne quatre racines distinctes qui sont les racines carrées de $r_a^2 = \alpha^2$ et $r_b^2 = \alpha^2 + iRe(\alpha - \omega)$. On conserve uniquement les racines ayant une partie réelle négative, puisqu'elles permettent de décrire le comportement décroissant des perturbations à l'infini. On les appelle r_1 et r_2 . Elles permettent d'exprimer les fluctuations à l'extérieur de la couche limite :

$$\hat{q}(y) = A_{q1} e^{r_1 y} + A_{q2} e^{r_2 y} \quad (5.6)$$

Les conditions de raccordement entre la solution extérieure et la solution à l'intérieur de la couche limite sont effectuées en injectant l'expression des fluctuations à l'extérieur de la couche limite (formule (5.6)) dans le système d'Orr-Sommerfeld (1.17). Ceci donne les conditions de compatibilité du système qui sont exprimées par les équations (5.7).

$$\hat{u} (i\alpha^3 + \alpha^2 Re - \omega \alpha Re + i\alpha r_1^2 + i\alpha r_1 r_2 + i\alpha r_2^2) + \hat{p} (\alpha^2 Re) - \hat{v} (r_1 r_2 (r_1 + r_2)) = 0 \quad (5.7a)$$

$$-D\hat{u} (i\alpha) + \hat{u} (i\alpha (r_1 + r_2)) - \hat{v} (r_1 r_2) = 0 \quad (5.7b)$$

Dans le cadre de la théorie de la stabilité spatiale, ω est fixé réel et $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ est recherché. Ceci est effectué par une méthode de Newton pour laquelle α est d'abord fixé. Ensuite, \hat{u} et \hat{v} sont calculés en utilisant le système sous forme matricielle (5.2) dans lequel sont injectés les conditions limites à la paroi (5.3) et les conditions de raccordement à l'extérieur de la couche limite (5.7). La convergence de α se fait en évaluant la différence entre la valeur \hat{v} à la paroi entre deux itérations.

5.2.2 Stabilité des profils de vitesse

Le code de stabilité modifié suivant la méthode décrite précédemment permet de calculer la stabilité linéaire des profils de vitesse présentés dans la section 5.1. L'évolution du taux d'amplification α_i des ondes TS est étudiée pour chaque profil de vitesse.

Cas d'une action à 33 % de corde

La figure 5.5 représente les taux d'amplification des ondes TS calculés à partir des profils mesurés à 43 % de corde en fonction de leurs fréquences pour un cas sans action et deux cas avec une action à 33 % de corde. Les ondes TS sont instables lorsque le taux d'amplification est négatif, ce qui correspond à $-\alpha_i$ positif sur la figure 5.5.

Dans le cas sans action, les ondes TS instables se situent entre 480 et 1400 Hz et les ondes TS les plus instables ont une fréquence autour de 900 Hz. La modification de la stabilité des profils de vitesse par l'actionneur réside en trois effets :

- Les taux d'amplification α_i négatifs diminuent en valeur absolue. Le taux d'amplification des ondes les plus instables passe de -40 m^{-1} pour l'écoulement non manipulé à 15 m^{-1} pour une action à $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ et 25 m^{-1} pour une action à $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

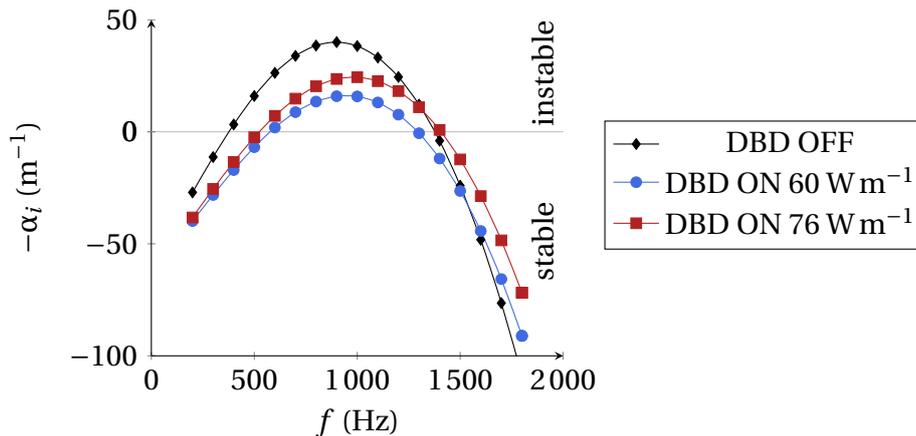


FIGURE 5.5 – Evolution des taux d'amplification α_i en fonction de la fréquence pour des profils de vitesse mesurés à $x/C = 43$ % avec et sans action. (DBD à $x/c = 33$ %)

- L'intervalle de fréquences instables est réduit. Les fréquences instables sont situées entre 575 et 1300 Hz pour une action à 60 W m^{-1} et entre 525 et 1400 Hz pour une action à 76 W m^{-1} .
- La fréquence la plus instable augmente et passe de 900 Hz à respectivement 950 et 1000 Hz pour des actions à 60 et 76 W m^{-1} .

Ces trois effets sont la manifestation de la stabilisation du profil de vitesse par l'actionneur DBD. Par ailleurs, une action à 60 W m^{-1} semble plus stabiliser la couche limite à cet endroit qu'une action à 76 W m^{-1} . Ceci pourrait venir du **dépassement de vitesse** qui est plus important pour une action à 76 W m^{-1} que pour une action à 60 W m^{-1} . Or le chapitre 4 montre que, lorsque l'effet moyen est prédominant, la transition est d'autant plus reculée que la puissance consommée est importante. Cependant, plus la puissance consommée par l'actionneur est importante, plus la zone de plasma (donc le domaine de force volumique) est étendue [36]. Du coup, dans le cas d'une action à 76 W m^{-1} , la force volumique pourrait avoir de l'influence sur une plus grande distance que pour une action à 60 W m^{-1} . En résumé, l'information sur la stabilité obtenue dans cette section est **locale** mais l'effet de l'actionneur sur la stabilité globale de la couche limite dépend de l'intégration des taux d'amplification α_i le long de la corde. Cette section montre néanmoins que les profils avec action sont plus stables que celui sans action.

Cas d'une action à 13 % de corde

Dans le cas d'une action à 13 % de corde, la transition est avancée à cause des effets instationnaires comme montré dans le chapitre 4. Cependant, ce n'est pas parce que l'effet moyen de l'actionneur n'est pas prédominant qu'il est inexistant. La figure 5.6 représente l'évolution des taux d'amplification des ondes TS en fonction de leur fréquence calculée pour les profils de vitesse de la figure 5.3a. Les modifications de la stabilité du profil de vitesse sont moins importantes dans ce cas que dans celui des profils de vitesse à 43 % de corde, mais on note quand même quelques différences. A 23 % de corde, pour le cas sans action, les ondes TS instables sont comprises entre 640 et 1750 Hz alors qu'elles sont comprises entre 750 et 1940 Hz dans le cas avec action. Il y a donc une plus grande plage de fréquences d'ondes TS instables lorsque l'actionneur est actif. Cependant, leur taux d'amplification α_i a une valeur absolue moins grande. De plus, la fréquence la plus instable augmente (elle passe de 1200 à 1400 Hz), comme précédemment. Dans ce cas, la

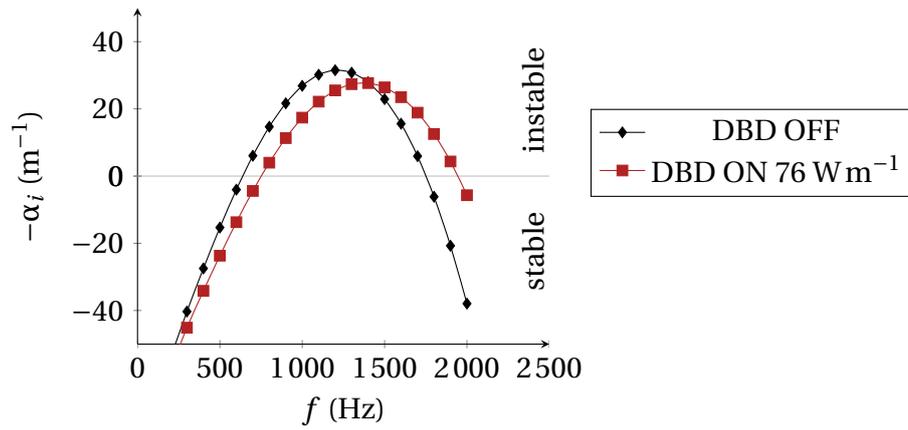


FIGURE 5.6 – Evolution des taux d'amplification α_i en fonction de la fréquence pour plusieurs profils de vitesse avec et sans action à 23% de corde.

stabilisation du profil de vitesse 10 % de corde à l'aval de l'actionneur est moins évidente que dans le cas d'une action à 33 % de corde.

5.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est de quantifier les effets de la force EHD moyenne sur profils de vitesse de la couche limite. Ces derniers ont été mesurés par anémométrie fil chaud 10% de corde derrière les actionneurs à 13 et 33 % de corde, de sorte à ne pas endommager le matériel. Les profils de vitesse avec et sans action y ont été mesurés. Deux angles d'études ont été abordés : le premier quantifie l'ajout de vitesse dû à l'actionneur tandis que le deuxième touche à la modification de la stabilité des profils de vitesse due à l'effet de la force EHD.

Les profils de vitesse mesurés avec action présentent tous un **dépassement de vitesse** à la frontière de la couche limite, que ce soit dans des cas où la transition est avancée ou dans des cas où elle est reculée. La vitesse décroît ensuite jusqu'à atteindre la vitesse extérieure U_e . Le calcul des différentiels de vitesse a été effectué en soustrayant le profil de vitesse moyen naturel aux profils de vitesse avec action. Dans le cas où la transition est reculée, comme lorsqu'elle est avancée, ces différentiels ont la même allure. A 43 % de corde, l'intensité du vent ionique est plus forte que l'ajout de vitesse dans une couche limite dû à l'actionneur : l'écoulement est susceptible de modifier les propriétés de la décharge de l'actionneur.

La stabilité des profils de vitesse mesurés avec et sans action a été calculée grâce à un code de stabilité basé sur le système d'*Orr-Sommerfeld*. Ces calculs ont permis de montrer que pour une action à 33 % de corde résultant en un recul de la transition, les profils de vitesse à 43% de corde étaient bien stabilisés par l'effet moyen. Il est probable que d'autres profils de vitesse soient stabilisés de la même manière à d'autres stations de la couche limite, ce qui explique le recul de transition. Il faudrait disposer de plus de profils de vitesse pour pouvoir conclure sur ce point, d'où l'utilité de l'étude numérique présentée dans le chapitre suivant. Dans le cas d'une action à 13% de corde, il est plus difficile de conclure sur les modifications de la stabilité du profil de vitesse à 23%. Elle reste en effet très proche de celle du profil de vitesse sans action. En outre, dans ce cas, la transition est avancée par l'action de l'effet instationnaire.

Chapitre 6

Etude numérique

Sommaire

6.1 Développement d'un modèle de force volumique	87
6.2 Validation du modèle	90
6.3 Conclusion	99

Conduire des études de stabilité sur des profils de vitesse expérimentaux est difficile car les imprécisions de mesure ont une grande influence sur le résultat des calculs de stabilité. De plus, quand les mesures ne couvrent pas un assez grand domaine spatial, ces calculs ne fournissent qu'une information locale qui n'est pas suffisante pour statuer sur un phénomène global. C'est pourquoi il peut être utile de recourir à une analyse numérique pour étudier l'impact de l'effet moyen des actionneurs [DBD](#) sur la stabilité de la couche limite. A cette fin, un modèle de la force volumique moyenne générée par un actionneur est développé et implanté dans le code de couche limite 3C3D [\[52\]](#). Le but de cette démarche est d'obtenir l'ensemble des profils de vitesse moyenne de la couche limite manipulée afin de calculer sa stabilité le long de la corde du profil. Une attention particulière est portée à la reproduction des profils de vitesse moyenne issus de la campagne expérimentale décrite précédemment.

6.1 Développement d'un modèle de force volumique

L'objectif de cette section est d'expliquer la construction du modèle de force volumique implanté dans le code de couche limite 3C3D. N'ayant pas accès à des mesures de vitesse à l'intérieur ou proche du volume de plasma, il doit permettre de reproduire les profils de vitesse expérimentaux dont il est question dans le chapitre [5](#). À elles seules, ces données sont insuffisantes pour construire un modèle de force volumique. Ainsi, en plus des profils de vitesse mesurés au fil chaud, le travail de modélisation s'appuie sur les travaux de Kriegseis *et al.* [\[37\]](#) pour ce qui est de l'allure du champ de force volumique. Ces travaux ont consisté à calculer les composantes du champ de force volumique à partir de mesures de vitesse par [Particle Image Velocimetry - Vélocimétrie par Images de Particules \(PIV\)](#) sans écoulement extérieur. Ces auteurs ont par ailleurs montré que la composante verticale du champ de force volumique était négligeable devant sa composante horizontale. C'est pourquoi la modélisation développée dans ce chapitre ne concerne que sa composante horizontale. La figure [6.1](#) montre cette composante calculée par Kriegseis *et al.* ainsi que l'évolution de l'étendue du domaine où elle s'exerce en fonction de la puissance consommée par l'actionneur. Quand la puissance consommée P/L augmente,

l'étendue verticale et horizontale de la force volumique augmente. Par contre, la position du maximum de force volumique reste stable quelle que soit la puissance consommée. Toutefois, les actionneurs qu'ils utilisent ont une épaisseur de 400 μm , largement inférieure à celle des diélectriques utilisés lors de cette étude (5 mm). Ces actionneurs plus fins permettent d'utiliser des fréquences f_p plus élevées (11 kHz pour Kriegseis contre 2 kHz ici). Pour une puissance consommée P/L similaire (60 W m^{-1}), l'amplitude du signal est plus faible chez Kriegseis *et al.* : elle est de 6 kV (12 kV crête à crête) contre 16 kV dans cette étude. On peut donc s'attendre à des différences dans l'étendue du champ de force volumique, dans la position du maximum de la distribution de force volumique ainsi que dans la valeur totale de la force qui semble plus importante pour des actionneurs épais. Cependant, en comparant la composante longitudinale du champ de force volumique de la figure 6.1a à celles mesurées par Bénard *et al.*[3] pour des actionneurs dont les diélectriques sont plus épais, il est très probable que l'allure générale du champ de force volumique ne varie pas fortement avec l'épaisseur de diélectrique.

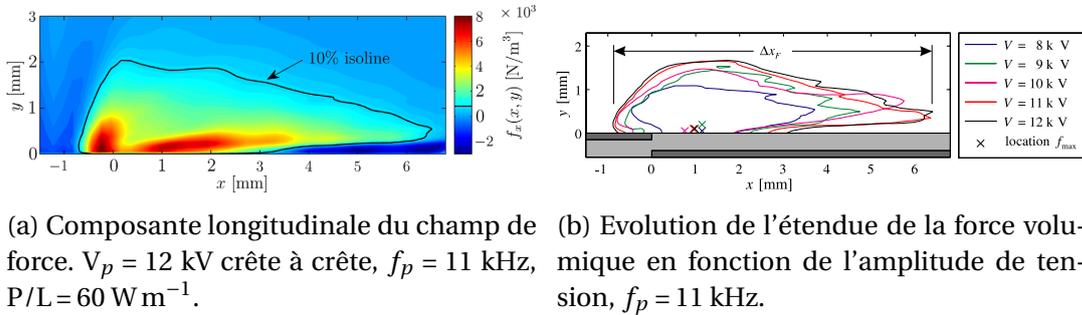


FIGURE 6.1 – Composante longitudinale de la force volumique et son étendue estimées par Kriegseis *et al.* [37].

Les entrées du modèle de force volumique dont il est question dans ce chapitre sont la position de l'actionneur, la puissance consommée et la position du maximum de force volumique. La position de l'actionneur x_{DBD} est la position à partir de laquelle la distribution de force volumique est non nulle. On considère que cette position correspond à x_{DBD} défini sur le bord aval de l'électrode active de l'actionneur. La puissance consommée sert à définir les bords du domaine dans lequel s'exerce la force volumique. Pour faire simple, ce domaine est rectangulaire, mais ses dimensions horizontales et verticales varient avec la puissance consommée. Dans le cadre de l'étude de l'effet moyen des actionneurs sur la couche limite, aucune considération ne sera faite sur la fréquence d'alimentation f_p dans la mesure où de nombreuses études présentes dans la littérature montrent qu'en première approche la force EHD évolue linéairement avec la puissance électrique indépendamment de la fréquence f_p choisie. Le chapitre 4 montre en outre qu'à puissance consommée identique, le recul de transition est le même quelle que soit la fréquence d'alimentation utilisée lorsque la fréquence d'action f_p est découplée de celles des ondes TS amplifiées dans la couche limite. L'extension du domaine de force volumique est donnée par les équations (6.1).

$$\begin{aligned} D_x &= 0,0168 \left(1 - \exp^{-\frac{P/L}{23}} \right) \\ D_y &= 0,0031 \left(1 - \exp^{-\frac{P/L}{23}} \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

où D_x est l'étendue horizontale de la composante horizontale du champ de force volumique et D_y son étendue verticale, données toutes les deux en m. En dehors de ce domaine, la force volumique due à l'actionneur est nulle. A l'intérieur, elle s'exprime par le

produit de deux polynômes unitaires, l'un dépendant uniquement de x et l'autre uniquement de y comme dans l'équation (6.2).

$$F_{\text{plasma}}(x, y) = K \left(1 - \exp \left(-\frac{P/L}{85,5} \right) \right) a(x) b(y) \quad (6.2)$$

où $a(x)$ est un polynôme de degré 3 dont la position du maximum X_m peut être choisie et $b(y)$ est la concaténation de deux polynômes de degré 2 au niveau du maximum Y_m dont la position peut être modifiée. Ces deux polynômes sont représentés sur la figure 6.2 et leur construction est détaillée dans l'annexe B.

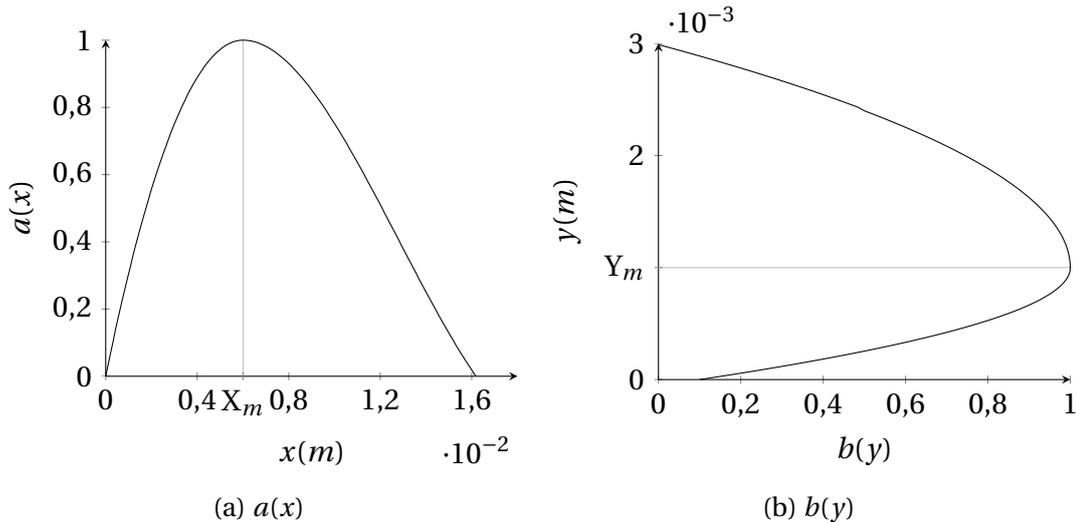


FIGURE 6.2 – Polynômes a et b de l'équation (6.2)

La composante horizontale de la force volumique générée par un actionneur DBD telle que décrite par l'équation (6.2) est représentée figure 6.3. Elle s'étale sur une quinzaine de millimètres en longueur et quasiment trois millimètres en hauteur. A puissance consommée égale, l'intensité de la force volumique est plus importante sur cette figure que sur celle issue des travaux de Kriegseis *et al.*. Ceci est dû au fait qu'une force volumique conséquente est nécessaire pour reproduire les **dépassements de vitesse** tels qu'ils ont été mesurés dans le chapitre précédent. De plus, l'ajout de vitesse maximal dû au vent ionique se situe plus loin de la paroi dans notre cas que pour l'actionneur de Kriegseis *et al.* Ceci peut-être dû à l'épaisseur de diélectrique utilisée : dans leur cas elle est de 400 μm quand celui des actionneurs de cette étude est de 5 mm. Le tableau 6.1 récapitule les différences entre les deux configuration d'actionneurs et les conséquences sur les caractéristiques de la distribution de force volumique.

	Paramètres de l'actionneur			Distribution de force ($P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$)				
	a	g	L_m	X_m	Y_m	D_x	D_y	Force totale
Szulga	5 mm	5 mm	20 mm	6 mm	1 mm	15 mm	2,5 mm	90 mN m^{-1}
Kriegseis	0,4 mm	0 mm	10 mm	1 mm	0,2 mm	7 mm	1,5 mm	25 mN m^{-1}

TABEAU 6.1 – Tableau récapitulatif des différences de géométrie d'actionneurs et de distribution de force volumique entre Kriegseis *et al.* [37] et cette étude pour une puissance $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

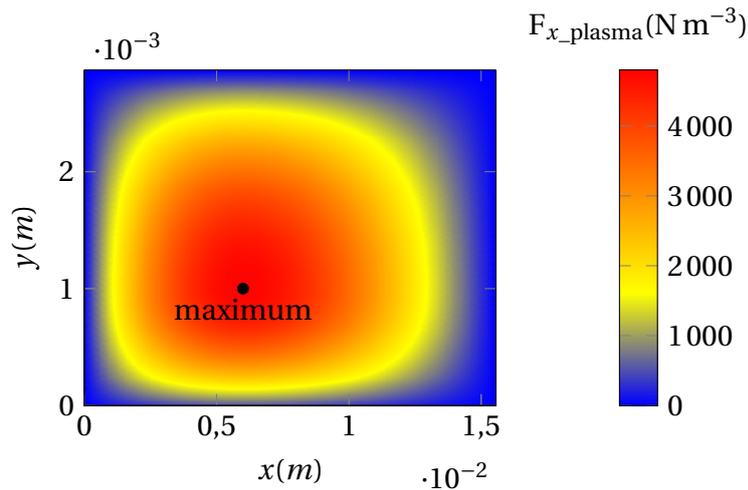


FIGURE 6.3 – Composante horizontale du champ de force volumique comme décrite par l'équation (6.2). $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

6.2 Validation du modèle

Le modèle de force volumique décrit précédemment est implanté dans le code de couche limite 3C3D. Ce code permet, entre autres, d'obtenir suffisamment de profils de vitesse moyenne pour permettre une étude de la stabilité de toute la couche limite naturelle ou en présence de la force volumique de la section précédente. Dans cette section, la vitesse U_∞ est fixée à 21 m s^{-1} . Les profils de vitesse moyenne calculés sont d'abord comparés aux profils de vitesse mesurés dans un cas sans contrôle, afin de connaître l'éventuelle erreur dans leur calcul à titre de référence pour les calculs suivants. Deux cas avec contrôle à 33 % de corde sont ensuite calculés et comparés à l'expérience. Les effets de température sont pris en compte dans une dernière partie pour montrer leur impact dans la prévision de la position de la transition avec contrôle par DBD.

6.2.1 Comparaison des profils de vitesse moyenne

Pour valider le modèle de force volumique, on cherche d'abord à vérifier si la stabilité des profils de vitesse moyenne avec action est bien respectée en les comparant avec les profils de vitesse mesurés présentés précédemment. A titre de référence, les profils de vitesse moyenne naturelle calculés par 3C3D sont d'abord comparés à ceux mesurés aux mêmes endroits par anémométrie fil chaud. Le cas d'une action à 33 % de corde est ensuite traité puisqu'il s'agit du seul cas où la transition a été reculée.

Comparaison des écoulements non manipulés

Afin d'étudier la stabilité de la couche limite, les profils de vitesse moyenne sont calculés dans un cas laminaire. Ce paragraphe propose une comparaison des profils de vitesse calculés avec 3C3D avec ceux mesurés par anémométrie fil chaud en plusieurs stations le long de la corde de la maquette ONERA-D. Les données d'entrée du calcul des profils de vitesse sont la géométrie de l'ONERA-D et la distribution de vitesse déduite des coefficients de pression de la figure 4.10.

La figure 6.4 compare les profils de vitesse sans action calculés avec 3C3D et mesurés par anémométrie fil chaud ainsi que leurs stabilités respectives tandis que la figure 6.4b représente l'évolution des taux d'amplification α_i des ondes TS en fonction de la fréquence

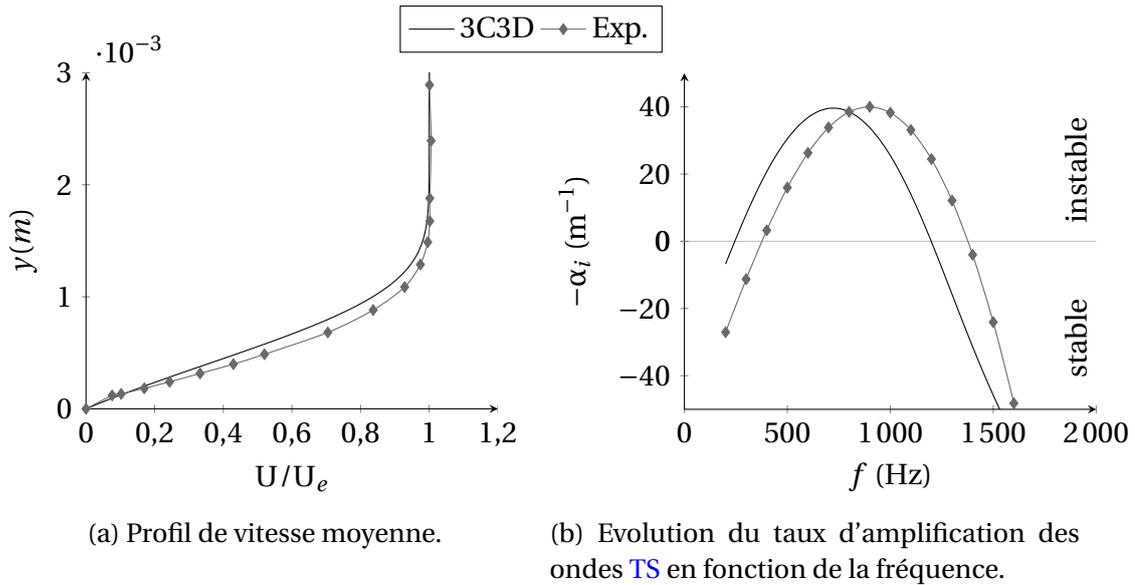


FIGURE 6.4 – Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse naturels mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D à $x/c = 43\%$.

pour ces profils. La figure 6.4a montre que l'épaisseur de couche limite est plus importante dans le cas calculé que dans le cas mesuré. Par conséquent, à hauteur identique, les vitesses moyennes sont plus importantes pour le profil mesuré par anémométrie fil chaud que pour celui calculé par 3C3D. Ces différences se traduisent en terme de stabilité par un décalage de la fréquence des ondes TS les plus instables, visible sur la figure 6.4b. Elles ont une fréquence de 750 Hz pour le profil calculé contre une fréquence de 900 Hz pour le profil mesuré.

Stabilité des profils de vitesse dans le cas d'une action à 33 % de corde

Dans ce paragraphe, les profils de vitesse moyenne calculés par 3C3D à 43 % de corde avec action sont comparés à leurs homologues mesurés par anémométrie fil chaud (figures 6.5a et 6.6a). Les vitesses sont adimensionnées suivant U_e pour les raisons évoquées dans le chapitre 5. Comme dans la section 5.2, la stabilité locale de chaque profil est calculée et l'évolution des taux d'amplification α_i en fonction de la fréquence est représentée figures 6.5b et 6.6b.

Les figures 6.5a et 6.6a comparent les profils de vitesse calculés par 3C3D et mesurés par anémométrie fil chaud pour deux cas d'action à 33 % de corde. Que ce soit pour $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ ou $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$, les profils de vitesse sont bien représentés par le calcul avec le modèle de force volumique jusqu'au maximum du **dépassement de vitesse**. La décroissance de la vitesse à partir de ce maximum jusqu'à U_e est beaucoup plus rapide dans le cas calculé que dans le cas mesuré. Ceci peut être dû à l'étendue de force volumique prise en compte par 3C3D, qui est obligatoirement incluse dans la couche limite. Les effets ayant lieu au-delà ne sont pas calculés.

La stabilité des profils de vitesse des figures 6.5a et 6.6a sont respectivement représentées figures 6.5b et 6.6b. Dans le cas d'une action à $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$, l'intervalle de fréquences instables est plus restreint dans le cas mesuré (de 550 à 1350 Hz) que dans le cas du profil de vitesse calculé (de 400 à 1400 Hz). Ceci rend le profil de vitesse mesuré plus stable que celui représenté dans ce cas d'action. En outre, dans le cas d'action à $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$, la stabilité du profil de vitesse calculé est quasiment identique à celle

du profil mesuré, et ce, malgré les différences entre les deux profils de vitesse après le maximum du **dépassement de vitesse**. Ce n'est potentiellement pas cette différence qui explique les différences de stabilité dans le cas précédent.

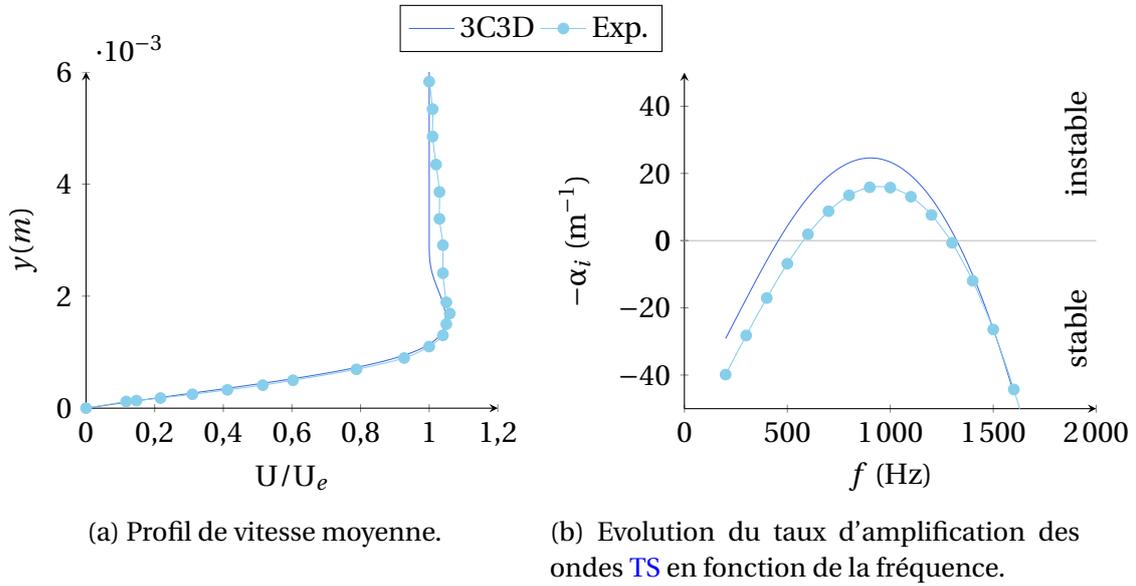


FIGURE 6.5 – Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

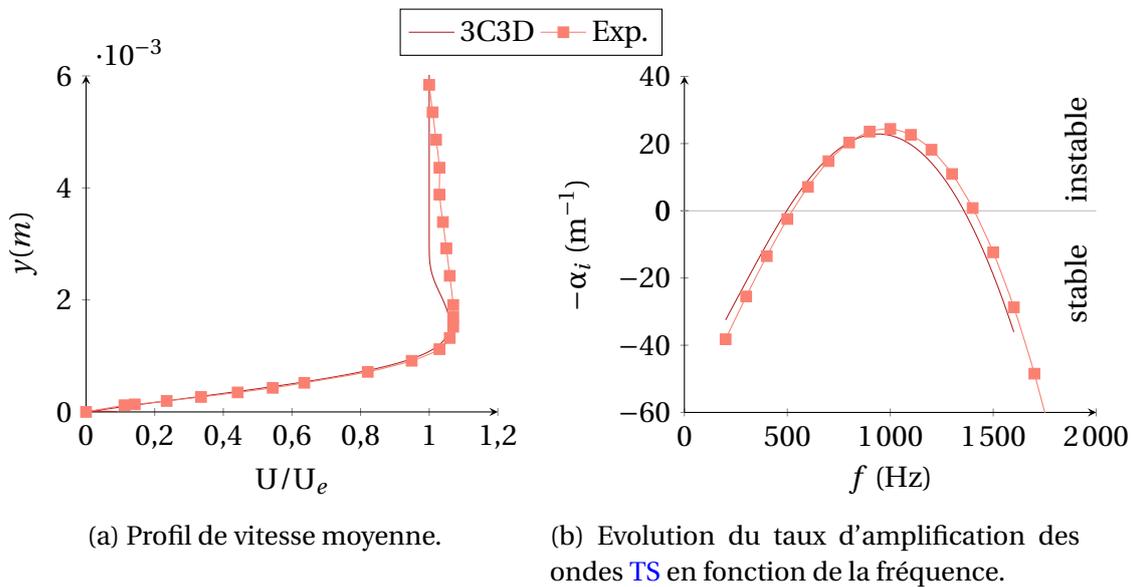


FIGURE 6.6 – Profils de vitesse moyenne et stabilité des profils de vitesse mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

6.2.2 Comparaison des positions de transition avec action

Comme le but de la démarche est d'obtenir une information globale sur l'effet de la force EHD volumique moyenne sur la stabilité de la couche limite, des études de stabilité sont conduites. Les positions de transition sont déduites de ce calcul en utilisant le facteur N de transition N_t déterminé dans la section 4.2.1 (il vaut 6,8 pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$). Ces cas ont été rencontrés expérimentalement pour un actionneur positionné à 33 % de corde. Pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$, les positions de transition ont été mesurées à 54, 58 et 60 % de corde dans des cas respectivement sans action, avec action à $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ et $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

Les calculs de la stabilité des profils de vitesse calculés par 3C3D ont été effectués à l'aide du code CASTET. Les facteurs N correspondant à ces calculs sont représentés sur les figures 6.7 à 6.9. La figure 6.7 représente l'évolution des facteurs N pour différentes ondes TS caractérisées par leurs fréquences le long de l'ONERA-D pour une configuration sans action à $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. La transition naturelle correspond à un facteur N d'environ 6,8 et est atteinte à 54 % de corde. Les ondes TS qui la déclenchent ont une fréquence de 1000 Hz.

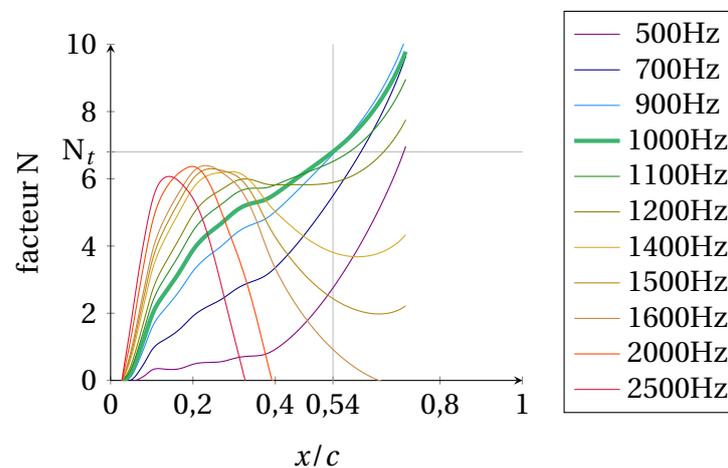


FIGURE 6.7 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$. Configuration non manipulée.

Les figures 6.8 et 6.9 représentent l'évolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour la même vitesse et deux cas d'action différents. Sur ces figures, la zone dans laquelle la force volumique est non nulle est représentée par un rectangle gris. D'autre part, la position de la transition est marquée par un trait vertical gris. Dans les cas avec action, le facteur N de transition N_t est supposé rester le même que sans action. La position de transition est alors déterminée comme étant celle où le facteur N de transition est atteint.

À l'amont de la zone de plasma, l'évolution des facteurs N est la même que ce soit dans des cas avec ou sans action. Dans la zone de plasma, les facteurs N décroissent pour toutes les fréquences calculées, signe que la force volumique moyenne atténue une large gamme de fréquences d'ondes TS. Une atténuation large bande des fréquences TS a aussi été obtenue par Duchmann *et al.*[15] sur une configuration de plaque plane à une vitesse $U_\infty = 20 \text{ m s}^{-1}$ à laquelle est ajoutée la distribution de force calculée par Kriegseis *et al.* [37]. La puissance d'action utilisée dans leur cas est moindre et l'atténuation est par conséquent plus faible. Dans les cas présentés ici, plus la puissance consommée P/L utilisée est grande, plus l'atténuation des ondes TS est importante. Ceci va de paire avec un recul de transition plus important dans le cas $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$ (figure 6.9) que dans le cas $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ (figure 6.8). Cependant, si le recul de transition est plus important

plus la puissance consommée, donc la force volumique, est importante, il est surestimé par rapport à ce qui a été mesuré dans le chapitre 4. En effet, le calcul donne un recul de transition de 6 % de corde (2,1 cm) dans le cas $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ et de 7 % de corde (2,45 cm) pour $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$. Les reculs de transition mesurés dans la chapitre 4 sont respectivement de 4 % de corde (1,4 cm) et 6 % de corde (2,1 cm).

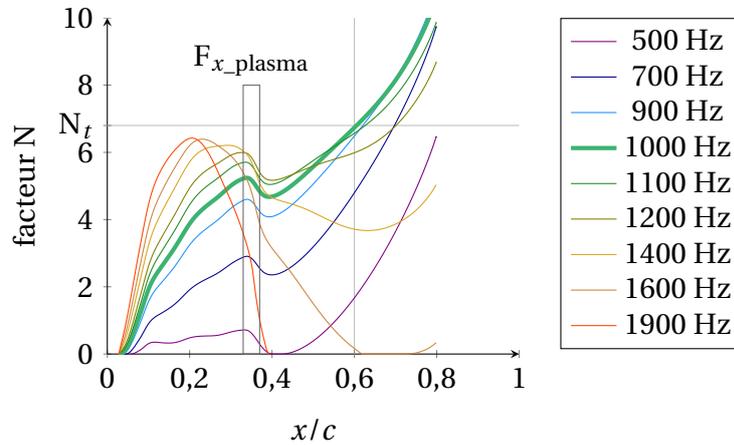


FIGURE 6.8 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et une action à 33 % de corde et $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

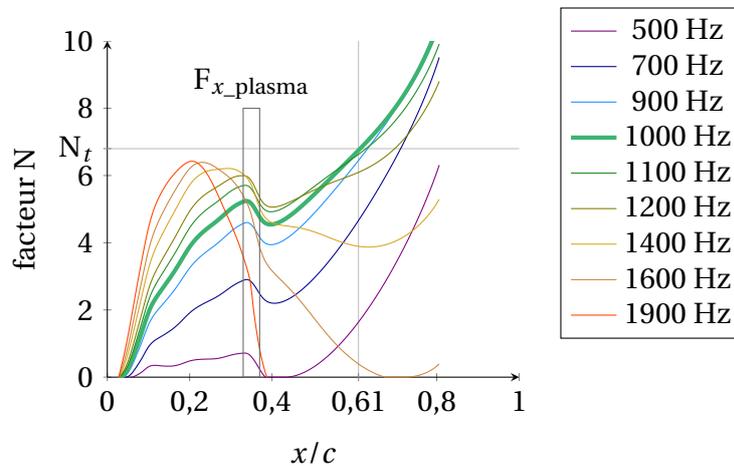


FIGURE 6.9 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ et une action à 33 % de corde et $P/L = 76 \text{ W m}^{-1}$.

L'exploration de la stabilité des profils de vitesse moyenne mesurés et calculés 10 % à l'aval de l'actionneur dans des cas avec et sans action menée dans la section précédente a révélé que la stabilité des profils de vitesse calculés n'est pas très éloignée de celle des profils de vitesse mesurés. Une trop grande stabilisation de la couche limite à **cet endroit** n'est donc potentiellement pas responsable de la surestimation du recul de transition. Toutefois, une stabilisation excessive peut se produire autre part dans la couche limite. D'autre part, l'effet stabilisant de la force volumique peut s'étendre plus en aval dans le cas calculé. Pour s'en assurer, il faudrait pouvoir comparer un plus grand nombre de profils de vitesse moyenne calculés et mesurés.

6.2.3 Enquête sur les effets de température.

Comme l'ont montré plusieurs études [30, 58, 69], un actionneur DBD en fonctionnement produit un échauffement de la paroi sur laquelle il est apposé. Or, des variations de la température de la paroi sont susceptibles de modifier la position de la transition. Comme les effets de température ne sont pas pris en compte dans la modélisation décrite en 6.1, l'objectif de cette section est d'évaluer leur importance vis-à-vis de celle de la force volumique dans le cas d'une action à 33 % de corde. Pour cela, une température de paroi 40 °C supérieure à la température de frottement ($\Delta T = 40\text{ °C}$) est imposée à partir de 33 % et sur toute la largeur de l'électrode de masse et de l'espace inter-électrode (25 mm en tout). Cet échauffement correspond à l'échauffement spatial moyen mesuré par Jousot [30] pour une même puissance par unité de longueur mais un actionneur d'épaisseur plus faible ($610\text{ }\mu\text{m}$ contre 5 mm dans le cas présent).

La figure 6.10a montre les profils de vitesse calculés par 3C3D avec la distribution de force volumique accompagnée ou non d'un échauffement de paroi $\Delta T = 40\text{ °C}$ et le profil de vitesse moyenne mesuré par anémométrie fil chaud à $x/c = 43\%$. Les profils de vitesse calculés avec et sans échauffement de paroi sont très semblables. Néanmoins, proche paroi, le profil calculé avec $\Delta T = 40\text{ °C}$ admet des vitesses légèrement plus élevées, ce qui le rend plus proche du profil de vitesse moyenne mesuré (figure 6.10b).

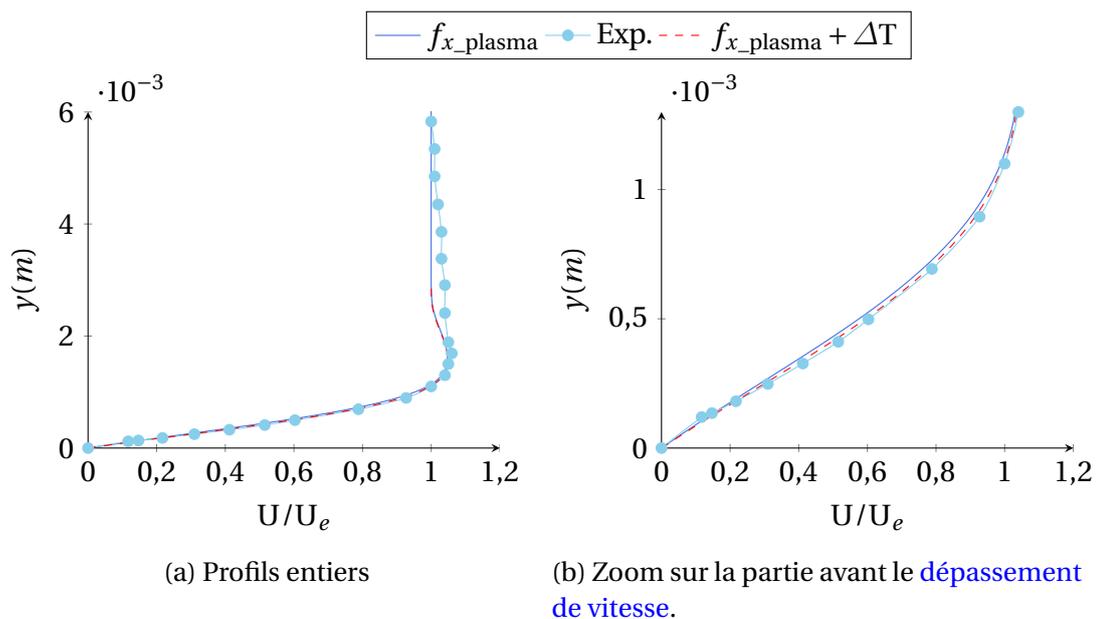
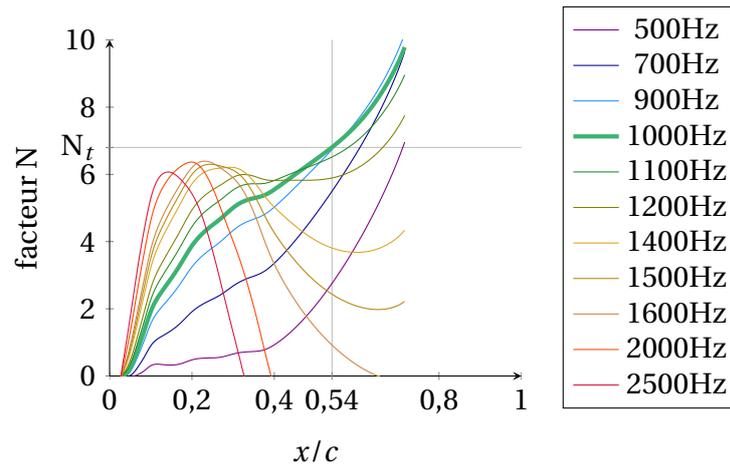


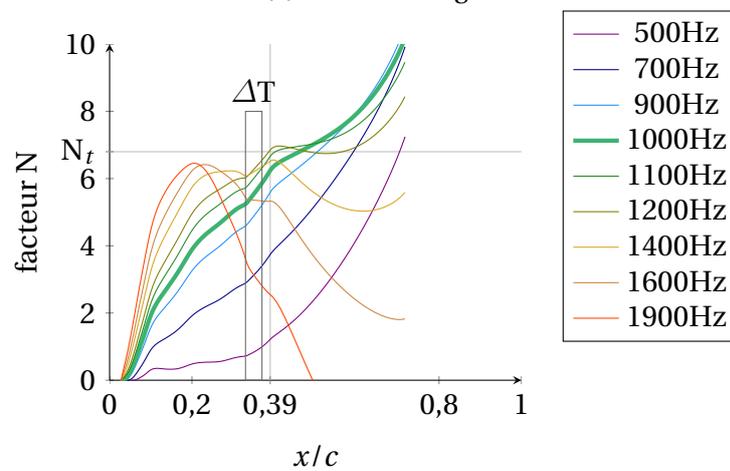
FIGURE 6.10 – Profils de vitesse moyenne mesurés au fil chaud et calculés par 3C3D. $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$. $\Delta T = 40\text{ °C}$.

La figure 6.11 représente l'évolution des facteurs N le long de la corde du profil ONERA-D sans force volumique pour une configuration naturelle (figure 6.11a) et avec chauffage $\Delta T = 40\text{ °C}$ à 33 % de corde (figure 6.11b). Dans la zone où la température de paroi est plus élevée, les ondes TS sont amplifiées, ce qui a pour conséquence de provoquer la transition 15 % de corde plus à l'amont que dans la configuration naturelle. Ceci montre qu'un chauffage de paroi a de grandes conséquences sur la stabilité de la couche limite et donc sur la position de la transition.

La figure 6.12 représente l'évolution des facteurs N suivant la corde du profil ONERA-D dans le cas d'une action à 33 % de corde et $P/L = 60\text{ W m}^{-1}$ seule (figure 6.12a) ou avec un échauffement de 40 °C positionné au même endroit (figure 6.12b). Dans le cas sans



(a) sans chauffage



(b) avec chauffage : $\Delta T = 40^\circ\text{C}$.

FIGURE 6.11 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ avec et sans chauffage à 33% de corde.

échauffement de paroi, les ondes **TS** sont atténuées sur une distance à peu près égale au double de l'étendue longitudinale de la force volumique. Ceci mène à une transition reculée de 6 % de corde par rapport à la transition naturelle. Dans le cas où un échauffement de paroi de 40 °C est ajouté à la force volumique, l'atténuation des ondes **TS** est moindre. Il est localisé à l'intérieur du domaine de force volumique et est très peu présent après. Ceci mène à une transition reculée de 3 % de corde par rapport à la transition naturelle (sans échauffement de paroi), ce qui est légèrement plus proche de ce qui a été observé expérimentalement que ce qui avait été calculé sans échauffement à la paroi.

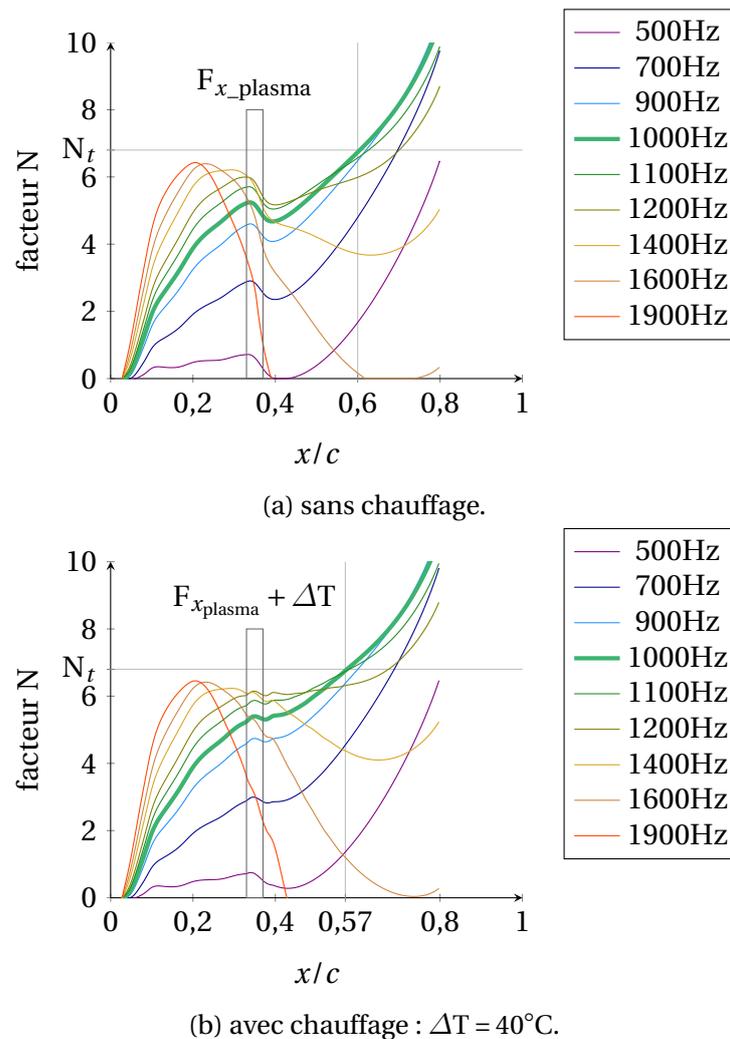
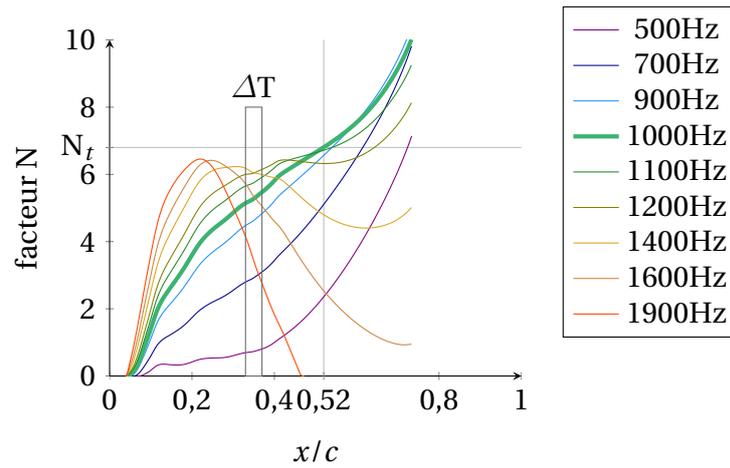


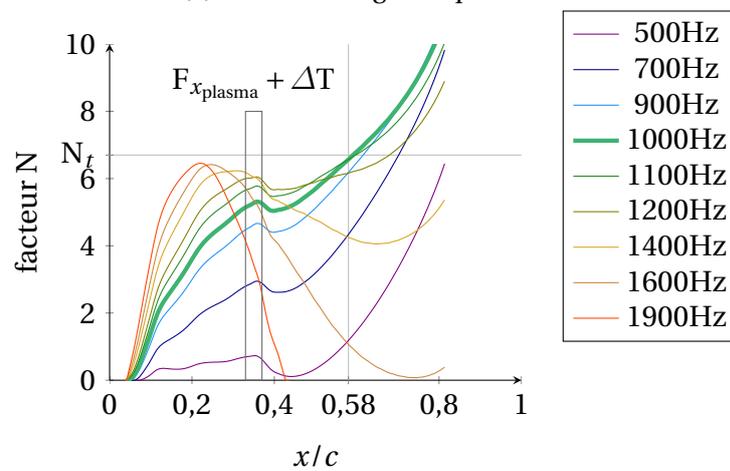
FIGURE 6.12 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ dans des cas avec action à 33% de corde et $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ avec et sans chauffage.

Si l'ajout de température a permis, dans ce cas, de "corriger" le recul de transition pour qu'il corresponde à ce qui a été mesuré, il est à noter que l'échauffement moyen considéré a été mesuré pour un actionneur environ dix fois plus fin que celui utilisé dans cette étude. Tirumala *et al.* [69] montrent d'ailleurs que l'échauffement de paroi provoqué par l'actionneur est d'autant plus faible que le diélectrique utilisé est épais. Le ΔT utilisé dans ce cas est donc largement surestimé et un échauffement de paroi de 20 °C serait plus réaliste, ce qu'illustre la figure 6.13.

Sans force volumique, dans le cas où l'échauffement de paroi est de $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, l'amplification des ondes **TS** est moins importante que dans le cas où l'échauffement de paroi est plus intense. Ceci conduit à une avancée de la transition de 4 % de corde par rapport



(a) avec chauffage uniquement.



(b) avec force volumique : $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

FIGURE 6.13 – Evolution des facteurs N le long de l'ONERA-D pour $U_\infty = 21 \text{ m s}^{-1}$ avec chauffage de paroi à 33% de corde ($\Delta T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) avec et sans force volumique.

à la position de la transition naturelle. A nouveau, lorsque la distribution de force volumique est ajoutée à l'échauffement de paroi, les effets de la première "compensent" les effets de température. Dans ce cas, on détermine un recul de transition de 4 % de corde, identique à celui observé expérimentalement pour la même puissance et la même vitesse à l'infini amont.

De même, si la puissance consommée par l'actionneur est plus importante, le recul de transition augmente et peut d'autant plus l'emporter sur les effets de température. A ΔT constant, la "correction" du recul de transition est potentiellement d'autant moins efficace que la puissance consommée P/L est importante. Dans tous les cas, les effets de température de paroi jouent sur la transition et devraient être, en toute rigueur, pris en compte dans le calcul de la transition d'une couche limite contrôlée par un actionneur **DBD** puisqu'ils ne sont pas négligeables vis-à-vis des effets de la force volumique moyenne.

6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle de la force volumique moyenne générée par un actionneur **DBD** est proposé. Il est inspiré par les travaux de Kriegseis *et al.* [37] ainsi que les mesures de profils de vitesse moyenne montrés dans le chapitre 5. Ce modèle de force volumique est implanté dans un code de couche limite, ce qui permet de calculer suffisamment de profils de vitesse moyenne pour étudier la stabilité de la couche limite le long du profil ONERA-D avec ou sans plasma. L'étude de l'évolution des facteurs N à travers la couche limite montre que la force volumique moyenne atténue les ondes **TS** sur le double de son étendue longitudinale, ce qui a pour effet de reculer la transition. Cependant, le recul de transition est surestimé par rapport à ce qui a été mesuré dans le chapitre 4. Pour comprendre cette surestimation, deux pistes ont été explorées.

En premier lieu, la stabilité des profils de vitesse moyenne 10 % à l'aval de la position de l'actionneur a été examinée. Dans ce cadre, les profils de vitesse calculés avec le modèle de force volumique et le code de couche limite ont été comparés. Si, pour les deux puissances concernées, le **dépassement de vitesse** est bien reproduit par le code de couche limite et le modèle, le retour de la vitesse à U_e est plus rapide dans le cas des profils calculés que pour les profils du chapitre 5. Cependant, la stabilité des profils de vitesse moyenne est à peu près identique que les profils soient issus du calcul de couche limite ou mesurés expérimentalement. Si, à cette distance de l'actionneur la stabilité des profils de vitesse est respectée, il n'est pas impossible que les profils de vitesse calculés plus en amont soient plus stables qu'en réalité ou que la force volumique fasse effet trop loin en aval. Pour en juger, il faudrait disposer de plus de profils de vitesse expérimentaux avec lesquels confronter le calcul.

Dans un deuxième temps, les effets de température dus à l'actionneur sont pris en compte dans le calcul. Ils prennent la forme d'un échauffement de paroi constant étalé sur l'ensemble du domaine de la force volumique. Quand il agit seul, cet échauffement de paroi avance la transition. De plus, cette avancée est d'autant plus importante que l'échauffement de paroi est grand : elle passe de 4 % de corde pour $\Delta T = 20$ °C à 15 % de corde pour $\Delta T = 40$ °C. Combiné à une force volumique correspondant à l'utilisation d'une puissance $P/L = 60$ W m⁻¹, un chauffage de paroi de $\Delta T = 20$ °C permet d'obtenir un recul de transition identique à celui observé dans le chapitre 4. Si ces calculs permettent de mettre en évidence le rôle de l'échauffement de paroi par rapport à celui de la force volumique dans le recul de transition par actionneur **DBD**, la valeur de température choisie pour obtenir un recul de transition identique à l'expérience est sûrement

surestimée. En effet, il s'agit d'un échauffement de paroi maximal obtenu pour des actionneurs dont l'épaisseur de diélectrique est de l'ordre de quelques millimètres [69]. La non prise en compte des effets de température pour ce genre de calcul n'est pas la seule responsable de la surestimation du recul de transition constaté.

Discussion des résultats du contrôle de transition sur l'ONERA-D

Les trois chapitres de cette partie sont consacrés au contrôle d'une transition de couche limite bidimensionnelle autour d'un profil de type ONERA-D par un actionneur DBD. Ils ont permis de mettre en évidence qu'un tel actionneur est capable d'avancer ou de reculer la transition selon sa position sur la maquette et la fréquence de son signal d'alimentation. En effet, une décharge DBD génère une force volumique pulsée à la même fréquence que le signal d'alimentation. Lorsque cette distribution de force pulsée, est introduite dans une couche limite, il y a une compétition entre les effets moyens et instationnaires de l'actionneur. Si la fréquence des effets instationnaires est proche de celle des ondes TS qui sont amplifiées naturellement au voisinage de l'actionneur, alors ils exercent un forçage sur ces dernières et provoquent la transition. Si la fréquence des effets instationnaires est supérieure à celles des ondes TS qui sont amplifiées naturellement au voisinage de l'actionneur, alors l'effet moyen domine et permet de reculer la transition. Dans ce dernier cas, le recul de transition ne dépend alors pas de la fréquence d'action f_p , mais uniquement de la puissance électrique consommée par l'actionneur et le recul de transition est d'autant plus grand que la puissance consommée par l'actionneur est importante. D'autre part, la fréquence des ondes TS les plus amplifiées évolue le long de la corde du profil ONERA-D. Par conséquent, même si l'utilisation d'une fréquence f_p permet un recul de transition pour un actionneur situé à 33 % de corde, elle peut la provoquer lorsque l'actionneur est à 13 % de corde. Ainsi, dans cette partie, l'étude de l'effet d'un actionneur en mode "effet moyen" sur le recul de transition suivant sa position sur la corde de la maquette n'a pas pu être effectuée. Une fois la fréquence f_p fixée de telle sorte à ne jouer sur la transition que par l'effet moyen des actionneurs DBD, c'est la puissance consommée P/L qui servira à caractériser l'action sur la couche limite. Par la suite, seul l'effet moyen sera étudié. On procèdera alors à une étude de stabilité de la couche limite naturelle afin de savoir quelles fréquences d'ondes TS sont amplifiées aux endroits où on souhaite disposer les actionneurs. Ceci permettra de choisir des fréquences d'action assez élevées en chaque station de la maquette pour que l'effet moyen soit dominant lors de l'action des DBD.

Afin de faire le lien entre recul de transition et ajout de vitesse dû à l'actionneur dans la couche limite, des profils de vitesse moyenne ont été mesurés 10 % de corde en aval des actionneurs par anémométrie à fil chaud. Dans un premier temps, ceci a permis de quantifier localement l'ajout de quantité de mouvement sur les profils de vitesse moyenne. Cet ajout est d'autant plus grand que la puissance consommée est grande, ce qui va dans le sens d'une force volumique d'autant plus grande que la puissance électrique consommée est importante. A puissance et distance de l'actionneur égales, le vent ionique est plus intense que la vitesse ajoutée due à l'effet de l'actionneur sur la couche limite. La présence d'un écoulement peut modifier la décharge produite par l'actionneur DBD et la rendre moins efficace. Des données de vitesse avec écoulement paraissent donc plus ap-

propriétés pour élaborer un modèle de force volumique que des données sans vent. Ceci fera l'objet du chapitre 8. Par ailleurs, la force EHD provoque un **dépassement de vitesse** sur les profils de vitesse moyenne. Ce phénomène peut être dû à la géométrie de l'actionneur : le diélectrique étant très épais par rapport à ce qui est utilisé dans la littérature, la maximum de la distribution de force volumique se trouve assez haut par rapport à la paroi pour modifier le profil de vitesse proche de la frontière de la couche limite avec l'écoulement libre. Ces **dépassements de vitesse** peuvent aussi être liés à la géométrie du profil ONERA-D. Pour s'affranchir d'éventuels effets de géométrie, les prochaines mesures seront effectués autour d'une géométrie de plaque plane. Dans un second temps, la stabilité des profils de vitesse moyenne mesurés 10% de corde à l'aval des actionneurs a été étudiée. Il en ressort que les profils de vitesse sont plus stables avec l'action d'une DBD. Ces études de stabilité requièrent des profils de vitesse mesurés avec une erreur maîtrisée et l'utilisation d'un code de stabilité permettant d'éviter leur double dérivation. Par ailleurs, pour conclure sur l'apport en terme de stabilité de l'actionneur DBD sur l'ensemble de la couche limite, un plus grand nombre de profils de vitesse moyenne est nécessaire. C'est pourquoi un modèle de la force volumique moyenne générée par l'actionneur est développé.

Comme les techniques de mesure employées dans cette partie de l'étude ne permettent pas d'obtenir des profils de vitesse au plus proche de l'actionneur, le modèle de force volumique développé s'appuie à la fois sur les profils de vitesse mesurés à l'aval de ceux-ci et sur des travaux extérieurs. Néanmoins, les actionneurs utilisés dans ces travaux étant moins épais que ceux utilisés pour cette étude, des différences peuvent survenir dans la taille de l'étendue du plasma ou dans l'intensité de la force volumique. Pour obtenir un modèle de force volumique qui corresponde à la géométrie d'actionneurs étudiée, il faut parvenir à obtenir des mesures de vitesse à l'intérieur du plasma, ce qui fera l'objet de la partie suivante. Le modèle de force volumique est implanté dans un code de couche limite qui permet d'obtenir un nombre suffisant de profils de vitesse moyenne pour calculer la stabilité sur l'ensemble de la couche limite. Si la stabilité des profils de vitesse moyenne calculée 10 % de corde à l'aval de l'actionneur est respectée vis-à-vis des profils de vitesse expérimentaux, le recul de transition prévu par le code de couche limite et le modèle de force volumique est surestimé, alors que les cas de transition naturelle sont bien représentés. Il faudrait cependant pouvoir vérifier que la stabilité de plusieurs autres profils de vitesse moyenne à l'amont et à l'aval de cette station est bien reproduite par le calcul. Il est possible que les profils de vitesse plus à l'amont soient plus stables dans le calcul qu'en réalité, ou encore que la stabilisation de la couche limite se fasse sur une plus grande portion de la couche limite dans le calcul. Ceci expliquerait la surestimation du recul de transition par le calcul avec le modèle de force volumique. Les effets de température sont aussi abordés en tant que cause possible de la surestimation du recul de transition. Pour permettre un recul de transition identique à celui mesuré lors de la campagne expérimentale, un échauffement de paroi excessif est nécessaire. Bien que cette action permette d'avancer la transition, l'échauffement de paroi n'est pas le seul à devoir être pris en compte pour améliorer la modélisation. Le modèle de force volumique doit aussi être modifié, en prenant en compte des données relatives à la géométrie des actionneurs utilisés dans cette étude. C'est pourquoi, la partie suivante s'attachera, entre autres, à mesurer des profils de vitesse moyenne à l'intérieur du plasma en présence d'un écoulement.

Troisième partie

Contrôle de transition sur plaque plane

Chapitre 7

Choix de la configuration expérimentale

Sommaire

7.1 Présentation de la maquette et de la soufflerie	105
7.2 Instrumentation	107
7.3 Choix des paramètres aérodynamiques	108
7.4 Choix des actionneurs et de leurs positions	109

La première étude du contrôle de transition par actionneur [Décharge à Barrière Diélectrique \(DBD\)](#) a été réalisée sur une maquette d'aile de profil ONERA-D. Pour des vitesses U_∞ de l'ordre de 20 m s^{-1} , la plage d'ondes [Tollmien-Schlichting \(TS\)](#) amplifiées à certaines positions en corde du profil ONERA-D correspond à l'intervalle de fréquences f_p utilisables pour alimenter les actionneurs [DBD](#). Autrement dit, l'épaisseur importante du diélectrique (5 mm) sur l'insert de l'ONERA-D ne nous a pas permis d'alimenter les actionneurs avec un signal d'une fréquence beaucoup plus élevée que celles des ondes [TS](#) les plus instables. Pour cette raison, l'étude du recul de transition en fonction de la position de l'actionneur sur la maquette n'a pas pu être réalisée.

Ainsi, dans cette troisième partie, l'étude du contrôle de transition par actionneurs [DBD](#) se fait sur une plaque plane. Cette géométrie a l'intérêt de présenter une évolution longitudinale des facteurs N plus monotone. L'objet de cette dernière partie est le contrôle de transition par effet moyen uniquement. Dans ce cadre, ce chapitre a pour objectif de justifier les choix effectués tant au niveau des paramètres aérodynamiques que de ceux des actionneurs.

7.1 Présentation de la maquette et de la soufflerie

Cette deuxième étude se déroule dans la soufflerie TRIN2 de l'ONERA, représentée sur la figure [7.1](#). Il s'agit d'une soufflerie subsonique de type Eiffel dont la vitesse en veine varie de 10 à 50 m s^{-1} . Le moteur, contrairement au reste de l'installation, se situe en extérieur et est isolé de la veine d'essai par une chambre de tranquillisation pour éviter la remontée de perturbations dont il serait à l'origine, notamment du point de vue acoustique. Comme toutes les souffleries de type Eiffel, l'écoulement dépend de la pression atmosphérique et de la température ambiante du jour. Le taux de turbulence a été mesuré par anémométrie fil chaud et varie entre 0.08 et 0.2% , ce qui correspond à des facteurs N de transition compris entre 6 et 8.5 (déterminés par la formule de Mack [\[43\]](#)), ce qui en fait une soufflerie adaptée aux études liées à la laminarité et la transition. Le détail de la mesure et du calcul des taux de turbulence en fonction de la vitesse en veine est donné

en annexe C. La section d'entrée de la veine d'essai fait 40 cm de largeur pour 35 cm de hauteur.

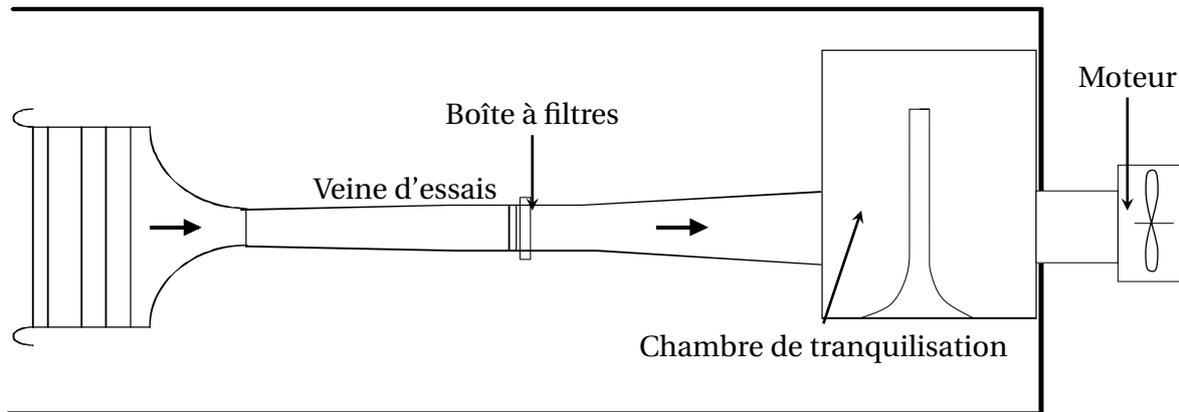


FIGURE 7.1 – Schéma de la soufflerie TRIN2

Une plaque plane en aluminium d'une longueur de 1175 mm et d'une épaisseur de 10 mm est installée dans la soufflerie avec une faible incidence $AoA = 0.13^\circ$ et une flèche nulle (figure 7.2). Elle est munie d'un bord d'attaque elliptique sur 40 mm. Son envergure de 40 cm couvre entièrement la largeur de la veine, de sorte que l'écoulement puisse y être considéré comme bidimensionnel en son centre. Cette maquette est munie d'un insert en **Polyméthacrylate de méthyle (Plexiglas) (PMMA)** de 225 mm de largeur sur 450 mm de longueur centré sur la maquette en envergure et dont le bord amont est situé à 370 mm du bord d'attaque de la plaque plane. C'est sur cet insert d'épaisseur 2 mm que des électrodes en scotch cuivre seront apposées pour réaliser les actionneurs nécessaires au contrôle de la transition. Les cotes de la plaque plane ainsi que la disposition des actionneurs sont résumées sur la figure 7.3. La position de chaque actionneur est déterminée par le bord aval de son électrode active (orange foncé sur la figure 7.3).

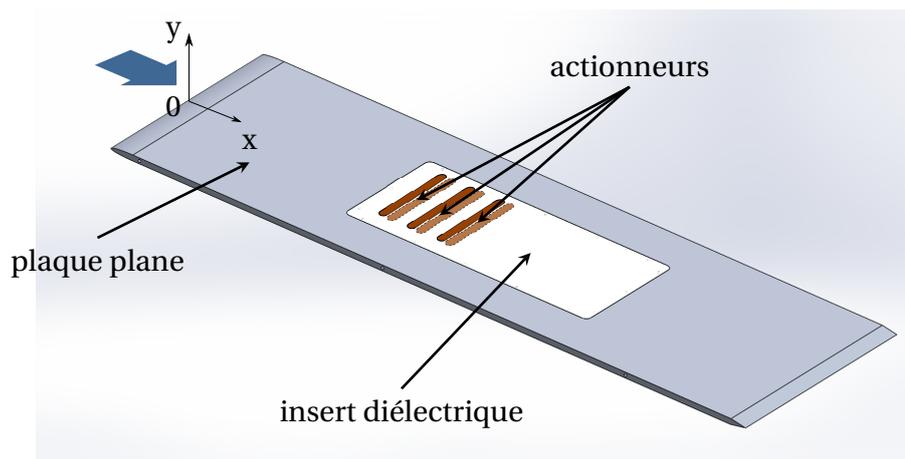


FIGURE 7.2 – Vue isométrique de la plaque plane munie de trois actionneurs.

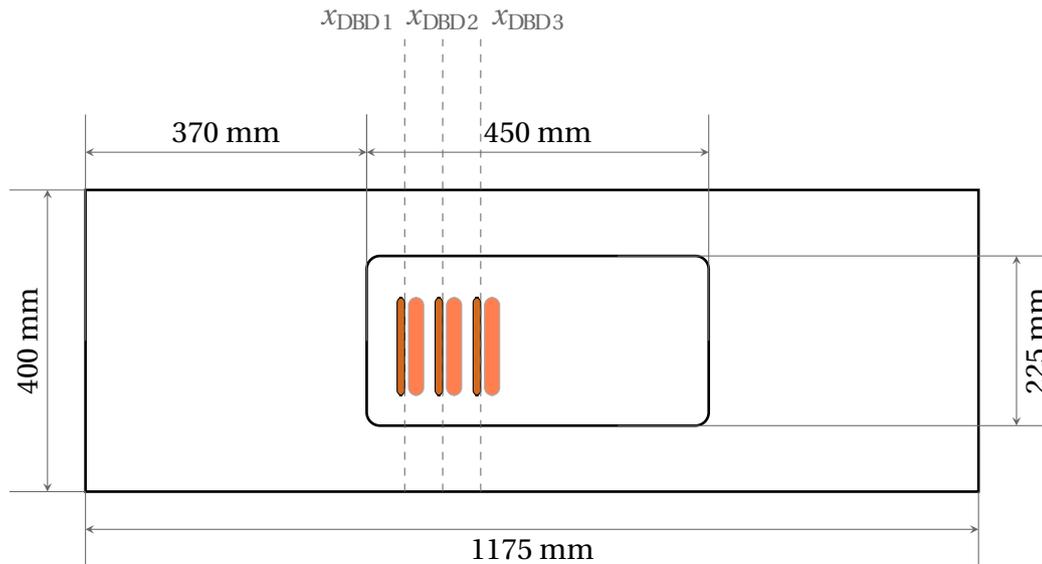


FIGURE 7.3 – Schéma technique avec cotes de la plaque plane munie de trois actionneurs DBD, vue de dessus.

7.2 Instrumentation

L'entrée de la veine est munie d'une prise de pression totale et d'une prise de pression statique. Un capteur de pression différentielle (MKS Baratron 20 Torr) mesure la vitesse en entrée de veine. Une sonde de température Dantec 90P10 permet de déterminer la température en entrée de veine.

Lors de la campagne précédente, l'utilisation de l'anémométrie fil chaud avait permis d'obtenir uniquement des mesures en dehors de la zone de plasma. Pour la suite de cette étude, une mesure de l'effet des actionneurs DBD dans leur voisinage immédiat est souhaitée. Comme pour l'étude portant sur l'ONERA-D, les mesures en dehors de la zone de plasma sont effectuées par anémométrie fil chaud (Dantec Streamline, module CTA Dantec 90C10, sonde 55P15). Les acquisitions sont réalisées sur 80 000 échantillons. Le signal émanant de l'anémomètre est filtré entre 50 Hz et 8 kHz et amplifié 10 fois pour profiter pleinement de la résolution du [Convertisseur Analogique/Numérique \(CAN\)](#). La fréquence d'échantillonnage de 20 kHz est choisie de sorte à respecter le théorème de Nyquist-Shannon. Le signal brut est acquis simultanément de sorte à pouvoir calculer sa moyenne qui permet de connaître la vitesse mesurée par le fil chaud. Les données obtenues sont récoltées sur ordinateur via une interface Labview. Un système de déplacement permet de faire bouger la sonde selon les directions longitudinale et verticale notées respectivement x et y sur la figure 7.3.

Comme il est impossible d'approcher une sonde à fil chaud de la zone de plasma, la mesure de la composante longitudinale U de la vitesse près de l'actionneur est effectuée par [Laser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler \(LDV\)](#). Le Laser utilisé est un Laser Oxixus de longueur d'onde 532 nm et de puissance 300 mW expansé à 1,7 mm. L'optique d'émission a une longueur focale de 455 mm. Le volume de mesure fait 100 μm de haut pour 3 mm de large dans l'axe de la tête d'émission. Une huile minérale ([Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat \(DEHS\)](#)) est utilisée pour l'ensemencement dont les gouttes sont générées par un atomiseur Topas ATM210. Une perche située à l'extérieur de la soufflerie devant le collecteur permet d'ensemencer en partie la veine d'essai. La tête de réception utilisée (DISA 55X "Modular LDA Optics") est montée en diffusion avant. Un hublot en verre de 5 cm d'épaisseur est monté sur la paroi de la veine d'essaisituée à gauche sens

pilote pour réduire les distorsions du signal optique qui pourraient être causées par la paroi en plexiglas. Le signal optique issu de cette tête de réception est ensuite traité par un corrélateur de bursts (TSI IFA 655). Un banc de déplacement 3 axes permet de déplacer l'ensemble tête d'émission-tête de réception. Une partie du montage est représenté sur la photographie de la figure 7.4. Le post-traitement des données LDV est effectué grâce au logiciel Assa [47].



FIGURE 7.4 – Montage autour de la soufflerie TRIN2.

Les électrodes actives des trois actionneurs utilisés sont alimentés par le même amplificateur de tension (Trek, modèle 30/20A, gain 3000V/V), qu'ils soient allumés seuls ou simultanément. Les mesures de la puissance consommée par les actionneurs sont effectuées de la même manière que dans la section 4.1.2, en multipliant la tension indiquée par le capteur de l'amplificateur de tension par leur courant de décharge. Chaque actionneur est équipé d'une sonde à effet Hall (Magnelab, modèle CT-D0.5, sensibilité 0,5 V/A, bande passante 48 Hz - 200 MHz) permettant de mesurer son courant de décharge autour du câble de masse dans le sens actionneur → masse.

7.3 Choix des paramètres aérodynamiques

Dans le cadre d'un contrôle de transition de couche limite sur la plaque plane décrite plus tôt, il est nécessaire d'avoir une transition naturelle (sans contrôle) idéalement située. Elle ne doit pas être trop en aval du bord d'attaque pour pouvoir mesurer un recul lorsque les actionneurs seront allumés ni trop en amont pour pouvoir les placer sur l'insert diélectrique dans la zone laminaire de la couche limite. C'est pourquoi, nous avons choisi un angle d'incidence de la plaque qui permette d'avoir une transition située environ à la moitié de la longueur de l'insert ($x \approx 600$ mm). Pour cela, la position de la transition est mesurée pour plusieurs angles d'incidence AoA et plusieurs vitesses U_∞ . Comme pour l'étude sur l'ONERA-D (section 4.2.1), elle est déterminée à partir des mesures des fluctuations du signal issu de l'anémomètre à fil chaud le long de la maquette, à hauteur fixe de 1 mm par rapport à la paroi. Au final, l'incidence est fixée à $AoA = 0,13^\circ$. La figure 7.5 représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs Reynolds unitaires (Re_m) pour l'incidence choisie. Dans cette configuration, une gamme de Re_m variant de $2,16 \cdot 10^6 m^{-1}$ à $3,11 \cdot 10^6 m^{-1}$, correspondant à des vitesses U_∞ telles que $31 m s^{-1} \leq U_\infty \leq 40 m s^{-1}$, permet d'obtenir une

transition naturelle située de manière à pouvoir placer plusieurs actionneurs sur l'insert diélectrique.

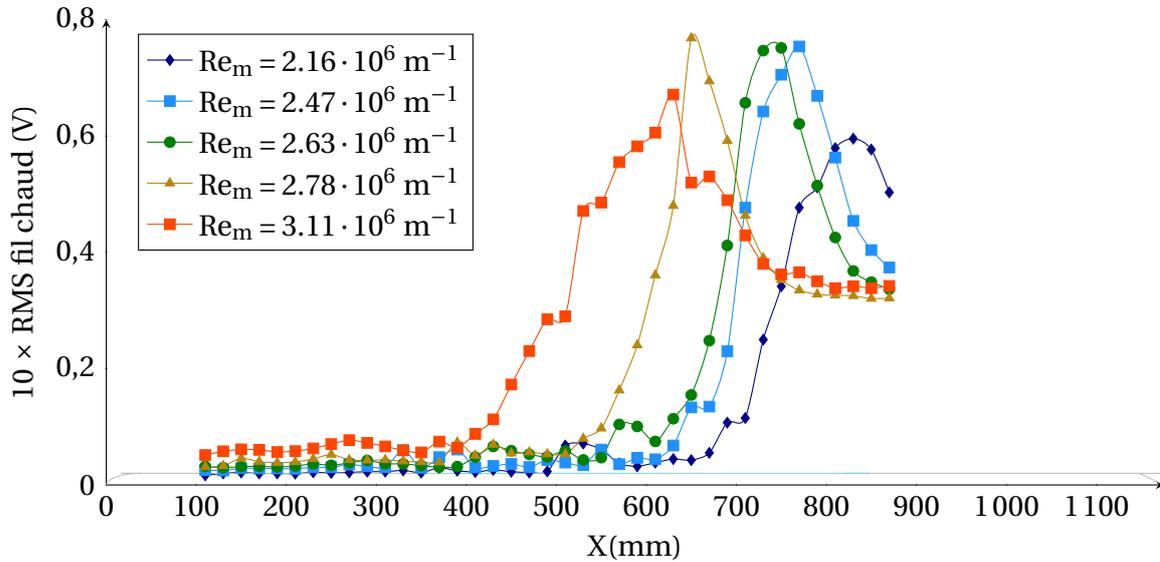


FIGURE 7.5 – Evolution du signal RMS d'une sonde à fil chaud le long de la plaque plane pour différents nombres de Reynolds unitaires Re_m . $AoA = 0.13^\circ$.

7.4 Choix des actionneurs et de leurs positions

Du fait son épaisseur assez importante (5 mm), le diélectrique de la partie II ne permettait pas d'utiliser des fréquences supérieures à 2500 Hz sans réduire considérablement la puissance consommée maximale à cause du phénomène de saturation de l'amplificateur électrique. L'objectif de cette section est de justifier les choix de position, de géométrie et de signaux d'alimentation des actionneurs DBD utilisés dans le reste de l'étude. Les paramètres géométriques utilisés pour décrire ces actionneurs décrits sur la figure 4.4.

7.4.1 Position des actionneurs

La position des actionneurs répond à deux contraintes : ils doivent se situer sur l'insert diélectrique et également dans la zone laminaire de la couche limite afin de pouvoir agir sur la transition. De plus, le reste de la maquette est composée d'aluminium et est reliée à la masse pour des raisons de sécurité, donc les électrodes qui constituent les actionneurs doivent se trouver suffisamment loin pour ne pas générer d'arcs électriques entre elle et la plaque plane. Ceci a des conséquences non seulement sur le positionnement mais aussi sur l'envergure des électrodes utilisées.

Au vu des contraintes matérielles et des positions de transition obtenues par le biais de la figure 7.5, trois actionneurs sont placés à $x_{DBD1} = 420$ mm, $x_{DBD2} = 470$ mm et $x_{DBD3} = 520$ mm. Ces positions sont comptées depuis le bord d'attaque de la plaque plane et prise sur le bord aval de l'électrode active, comme montré sur la figure 4.4.

7.4.2 Paramètres géométriques

Comme évoqué dans le paragraphe précédent, les électrodes ne doivent pas se trouver trop près de la maquette en aluminium. C'est pourquoi, leur envergure est de 130 mm.

Elles sont de plus centrées sur l'insert diélectrique. La largeur des électrodes actives L_a est de 10 mm, celle des électrodes de masse est de 20 mm. Elles sont séparées par un espace inter-électrodes g de 2 mm. L'épaisseur du diélectrique a est un compromis entre la tenue mécanique de la maquette et la plage de fréquences f_p utilisables pour alimenter les actionneurs. Plus le diélectrique est fin, plus les fréquences d'alimentation des actionneurs sont hautes, ce qui limite l'effet instationnaire sur la transition, comme nous l'avons déjà vu. Des fréquences de plusieurs kHz doivent permettre d'atteindre des puissances de l'ordre de 50 W m^{-1} . Le choix s'est porté sur une épaisseur de diélectrique de 2 mm. La caractérisation électrique d'un actionneur ainsi constitué est présentée dans le paragraphe suivant.

7.4.3 Choix des paramètres électriques

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la plage de puissances P/L disponibles et la stabilité de la couche limite naturelle conditionnent les fréquences d'alimentations f_p utilisables.

Dans un premier temps, la puissance consommée par un actionneur DBD (P/L) est évaluée pour plusieurs fréquences f_p . La figure 7.6 représente l'évolution de P/L en fonction de l'amplitude de la tension d'alimentation pour plusieurs fréquences f_p . Comme observé dans la partie II, elle est quasi-parabolique à partir de la tension d'allumage. Cependant, dans le cas de ces actionneurs dont le diélectrique est en PMMA d'épaisseur 2 mm, des fréquences f_p allant jusqu'à 4 kHz permettent d'atteindre une puissance de 100 W m^{-1} sans atteindre la saturation de l'amplificateur. Sans tenir compte de la stabilité de la couche limite, les fréquences f_p utilisables dans ce cas se situent entre 1 et 4 kHz.

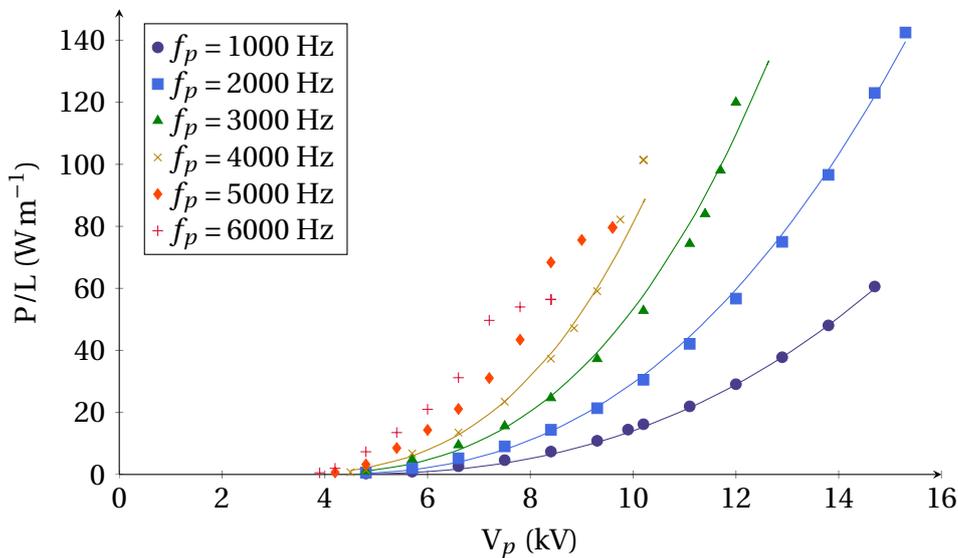
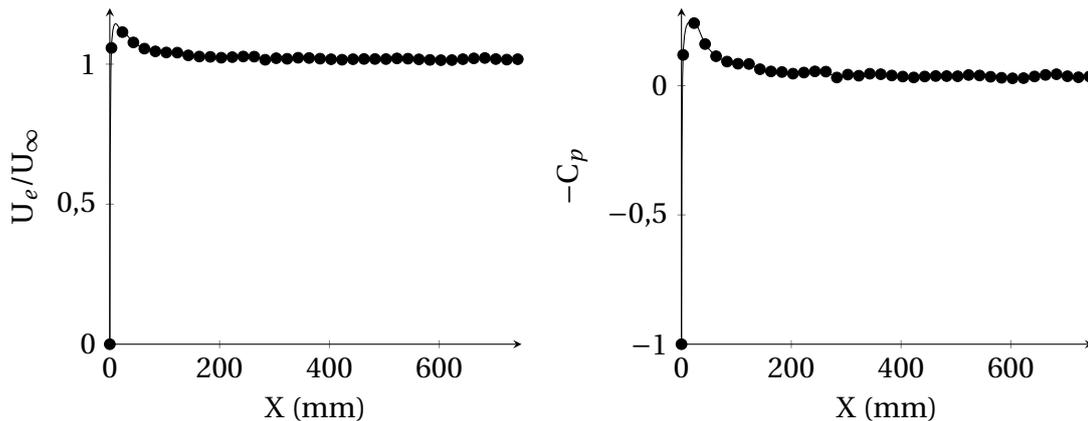


FIGURE 7.6 – Puissance consommée en fonction de l'amplitude de la tension d'alimentation. Les mesures sont représentées par les symboles. Les courbes en traits pleins représentent les tendances d'évolution pour chaque fréquence.

Dans un second temps, la stabilité de la couche limite naturelle est calculée afin de choisir les fréquences f_p qui permettent d'obtenir une action par effet moyen. En effet, la partie II a contribué à montrer qu'utiliser des fréquences f_p proches de celles d'ondes TS amplifiées à l'endroit où sont disposés les actionneurs DBD excite les ondes TS concernées et provoque une transition précoce. Une étude de stabilité linéaire est donc réali-

sée. A cette fin, comme la plaque plane n'est pas équipée de prises de pression, les vitesses extérieures U_e sont mesurées grâce à une sonde à fil chaud se déplaçant en suivant le développement de la couche limite. Ces mesures sont effectuées pour une vitesse $U_\infty = 31 \text{ m s}^{-1}$. La figure 7.7a représente l'évolution de la vitesse extérieure U_e mesurée par anémométrie fil chaud adimensionnée par la vitesse infinie U_∞ . Ces données sont ensuite utilisées pour calculer les C_p suivant l'équation (7.1).

$$C_p = 1 - \left(\frac{U_e}{U_\infty} \right)^2 \quad (7.1)$$



(a) Evolution de la vitesse extérieure adimensionnée. (b) Evolution des coefficients de pression.

FIGURE 7.7 – Vitesse extérieure et coefficients de pression le long de la plaque plane.

Les coefficients de pression représentés figure 7.7b présentent un faible pic de surtension s'étalant sur les 50 premiers millimètres en aval du bord d'attaque. Il est suivi d'un gradient de pression quasi-nul sur le reste de la maquette. Comme pour les études de stabilité de couche limite de la partie II, ces coefficients de pression servent à conduire un calcul de couche limite avec le code 3C3D [52]. Une étude de stabilité linéaire est ensuite réalisée à l'aide du code CASTET [51].

L'évolution des facteurs N le long de la plaque plane résultant de ces calculs pour une vitesse U_∞ de 35 m s^{-1} est représentée figure 7.8. Le facteur N de transition (N_t , déterminé dans l'annexe C) est aussi indiqué sur cette figure : il vaut 7,5 dans le cas d'une vitesse U_∞ de 35 m s^{-1} . Les lignes verticales marquent l'emplacement des actionneurs DBD situés à 420, 470 et 520 mm du bord d'attaque. A ces trois endroits, les fréquences d'ondes TS amplifiées sont inférieures à 900 Hz. Or, la plage de fréquences f_p envisagées pour l'alimentation des actionneurs au vu de leur caractérisation électrique est de 1 à 4 kHz. Pour s'assurer de ne pas engendrer d'effets instationnaires indésirables, les fréquences f_p sont choisies supérieures à 2 kHz puisque les fréquences d'ondes TS correspondantes sont atténuées en aval de $x = 250 \text{ mm}$ et sont donc amorties au niveau des trois actionneurs. On remarque par ailleurs que **ces fréquences d'alimentation permettent d'atteindre des puissances P/L supérieures à 100 W m^{-1} sans palier de saturation de la puissance en fonction de la tension d'alimentation** (au contraire des actionneurs plus épais utilisés sur l'ONERA-D).

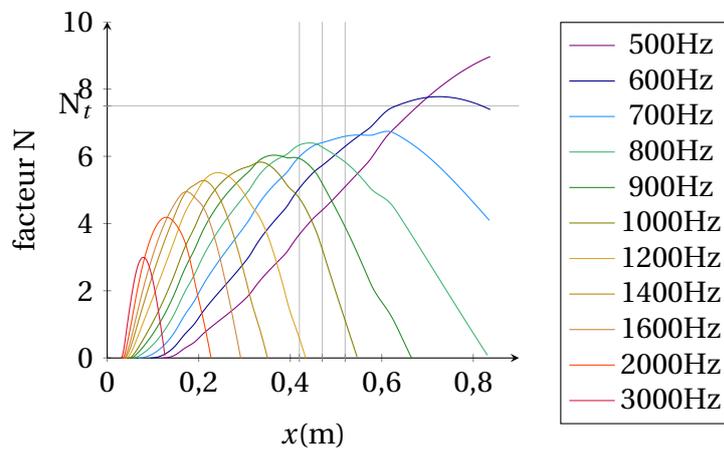


FIGURE 7.8 – Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$ ($Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}$). Les lignes verticales symbolisent l'emplacement des actionneurs DBD.

Chapitre 8

Effet d'un actionneur DBD sur la couche limite proche des électrodes

Sommaire

8.1 Validation de l'utilisation de la LDV	114
8.2 Profils de vitesse moyenne à l'intérieur du plasma	118
8.3 Calcul de l'ajout de vitesse dû à l'actionneur	130
8.4 Conclusion	134

La campagne expérimentale menée sur l'ONERA-D a permis de mesurer des profils de vitesse 10 % de corde à l'aval des actionneurs DBD. Ces profils de vitesse, associés à des données bibliographiques [37], ont permis d'élaborer un modèle de force volumique implanté dans un code de couche limite. Or, les actionneurs utilisés dans l'étude qui a servi à élaborer ce modèle sont environ dix fois plus fins que ceux utilisés lors de la campagne expérimentale sur l'ONERA-D. Même si l'allure générale du champ de force n'est pas susceptible d'être fortement dépendante de la géométrie, son intensité, son étendue spatiale ainsi que la position de son maximum peuvent différer selon que l'actionneur est plus ou moins épais. D'autre part, les mesures effectuées par Kriegseis *et al.* sont effectuées sans écoulement. Or, comme vu précédemment, l'ajout de vitesse induit par l'actionneur sur une couche limite (donc en présence d'un écoulement) est plus faible que le vent ionique mesuré dans de l'air au repos. Pour toutes ces raisons, on cherche à mesurer des profils de vitesse moyenne à l'intérieur de la zone de plasma pour une configuration avec écoulement.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier expérimentalement l'influence d'un actionneur DBD sur la couche limite au plus proche de ses électrodes et pour plusieurs puissances d'action dans des cas où l'effet moyen est prédominant. Le tableau 8.1 récapitule les couples tension d'alimentation-fréquence donnant les puissances consommées utilisées.

P/L ($W m^{-1}$)	20	40	60	80
f_p (kHz)	2	3	2	3
V_p (kV)	8,7	9	12	11

TABLEAU 8.1 – Tableau des paramètres électriques de l'actionneur utilisé dans le chapitre 8

Des profils de vitesse moyenne sont mesurés dans le voisinage de l'actionneur DBD2 situé à 470 mm du bord d'attaque et en présence d'un écoulement de vitesse U_∞ de

35 m s^{-1} . Comme il est impossible de réaliser de telles mesures avec une sonde à fil chaud, une technique optique peu intrusive (la LDV) est utilisée. Après avoir été validée pour cette campagne expérimentale par comparaison avec des mesures effectuées à la sonde à fil chaud assez loin en aval de l'actionneur pour des configurations avec et sans plasma, la LDV permet de mesurer des profils au-dessus des électrodes de l'actionneur DBD. Ceci permet de calculer l'ajout de vitesse dans la couche limite dû à la force volumique générée par l'actionneur pour chaque puissance P/L étudiée.

8.1 Validation de l'utilisation de la LDV

L'anémométrie fil chaud est une méthode classique pour la mesure de profils de vitesse dans une couche limite. Afin de vérifier que les mesures LDV sont fiables dans les configurations de cette étude, des profils de vitesse moyenne avec et sans action sont mesurés au même endroit grâce à la LDV et à une sonde à fil chaud.

8.1.1 Sans plasma

Dans un premier temps, la LDV est validée sur une configuration sans plasma. La figure 8.1a représente les profils de vitesse moyenne adimensionnés par la vitesse extérieure U_e à 650 mm du bord d'attaque de la plaque plane mesurés par anémométrie fil chaud et par LDV. A titre de comparaison, un profil de Blasius correspondant à la même abscisse sur une plaque plane est tracé sur la même figure.

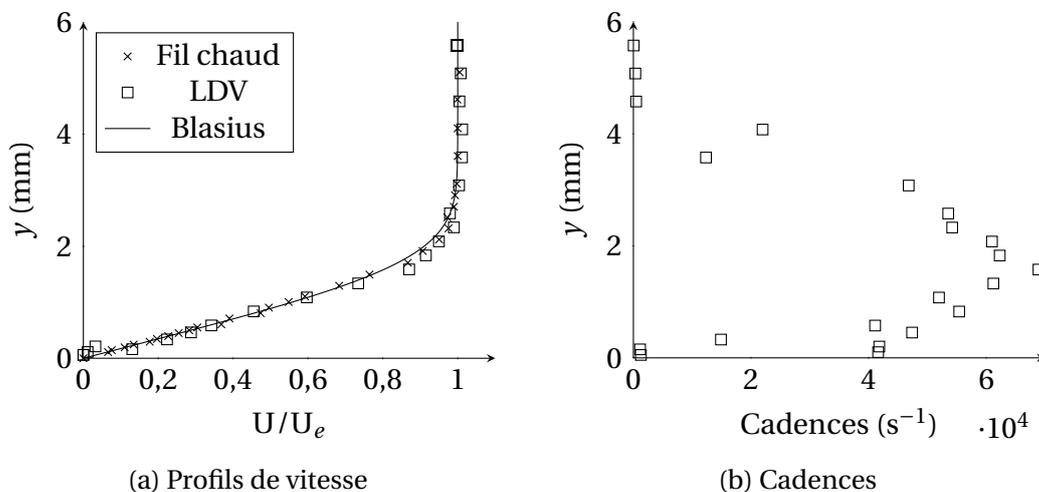


FIGURE 8.1 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés et cadences mesurés à $x = 650$ mm du bord d'attaque sans action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$.

A cette distance, les profils de vitesse moyenne mesurés correspondent au profil de Blasius, ce qui veut dire que l'écoulement y est encore naturellement laminaire. D'autre part, les profils de vitesse moyenne mesurés par anémométrie fil chaud et par LDV concordent globalement avec cependant quelques différences en proche paroi. Les cadences sont représentées figure 8.1b : il s'agit du nombre de particules passant dans le faisceau pendant une seconde. Elles sont nettement plus faibles pour les trois points les plus proches de la paroi que pour le reste des mesures, ce qui peut expliquer qu'elles soient un peu moins bien résolues à cet endroit. D'autre part, elles sont aussi très faibles au-dessus de $y = 4 \text{ mm}$ car cette zone est à la limite du filet d'ensemencement. Ces faibles cadences

peuvent être à l'origine d'un "manque" de particules pour effectuer la mesure qui n'est alors pas convergée.

8.1.2 Avec plasma, loin de l'actionneur

Dans un second temps, la LDV est validée dans le cas de l'utilisation d'actionneurs. Les figures 8.3 et 8.5 représentent des profils de vitesse moyenne mesurés par anémométrie fil chaud et LDV pour deux puissances consommées P/L (40 et 80 W m^{-1}) et deux distances différentes (50 et 100 mm) à l'aval de l'actionneur. Ils sont mesurés suffisamment loin de l'actionneur pour éviter le parasitage du signal de la sonde fil chaud par le champ électrique présent au-dessus de l'actionneur. A ces abscisses, les profils de vitesse sans action sont des profils laminaires, comme le montre la figure 8.2. Comme dans la section précédente, un profil de Blasius correspondant à la même abscisse de la plaque plane a été tracé sur chaque figure à titre de comparaison. Il sera aussi représenté sur les figures 8.3 et 8.5 à titre de référence pour l'écoulement sans action

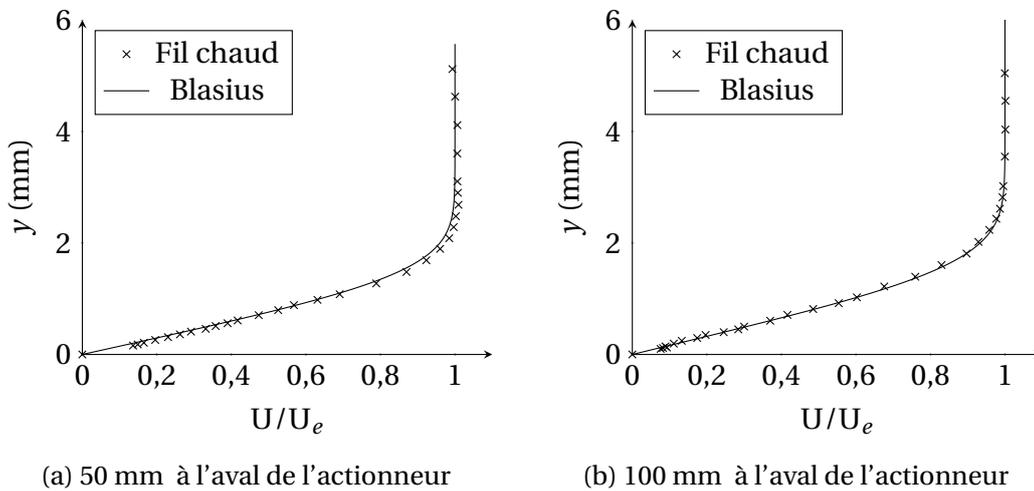


FIGURE 8.2 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés sans action mesurés par anémométrie fil chaud. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$.

À 50 mm en aval de l'actionneur (figure 8.3), l'effet de la force ElectroHydroDynamique (EHD) sur les profils de vitesse moyenne est surtout visible sur ceux mesurés par anémométrie fil chaud : l'épaisseur de couche limite est plus faible dans le cas avec action quelle que soit la puissance P/L utilisée. Sans action, la couche limite a une épaisseur $\delta_{99} = 2,3 \text{ mm}$ alors qu'elle est de 2,2 mm pour une action à $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$ et de 2,15 mm dans le cas d'une action à $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$. Dans le cas des profils de vitesse mesurés par LDV, l'épaisseur de couche limite est plus difficile à quantifier. Ces résultats sont tout de même en accord avec ceux mesurés par anémométrie fil chaud à l'exception de deux points situés autour de 1,8 mm au-dessus de la paroi.

Les cadences (représentées respectivement figures 8.4a pour $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$ et figure 8.4b pour $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$) sont d'autant plus faibles que les mesures sont effectuées proche de la paroi et sont moins importantes dans un cas avec action que dans un cas sans action. Le champ électrique régnant proche de l'électrode active et au-dessus du diélectrique peut amener des particules à s'agglomérer à la surface de l'actionneur ou entre elles, ce qui réduirait leur nombre, donc la cadence, et par conséquent peut nuire à la bonne résolution des mesures. En revanche, aucune baisse significative dans la cadence aux points de discordance entre les mesures LDV et fil chaud n'est à signaler. Ces discor-

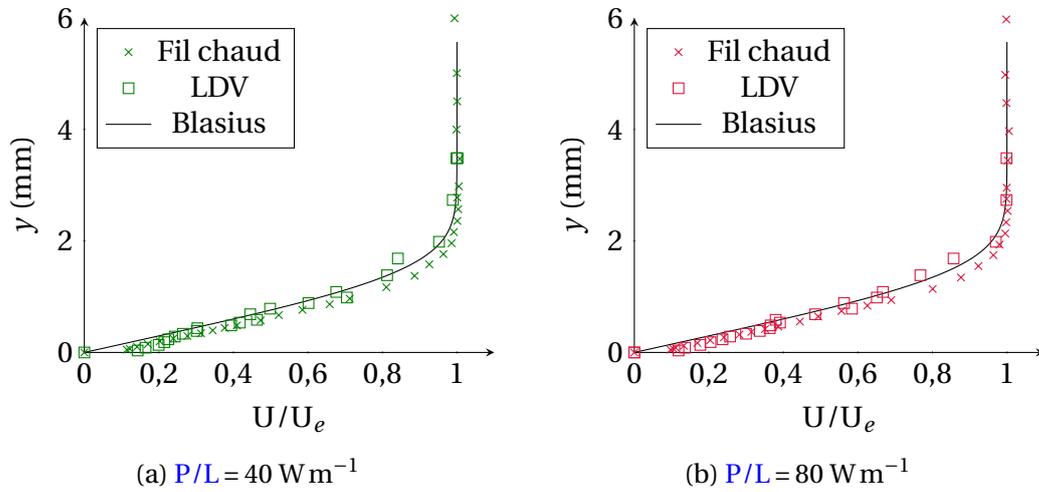


FIGURE 8.3 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés mesurés 50 mm à l’aval de l’actionneur pour deux cas d’action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$.

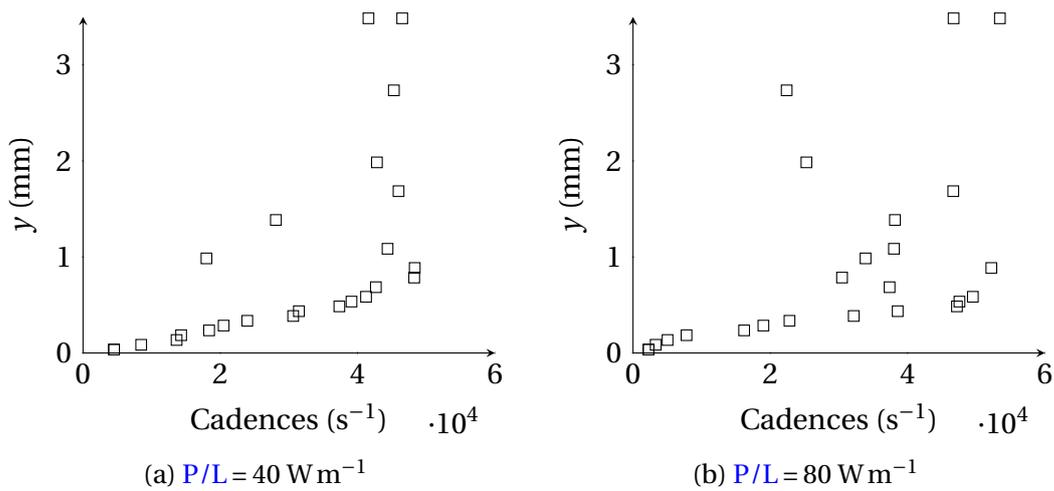


FIGURE 8.4 – Cadences mesurées à $x_{\text{DBD}} + 50 \text{ mm}$.

dances pourraient donc être imputées à un défaut ou une impureté sur le hublot utilisé pour les mesures.

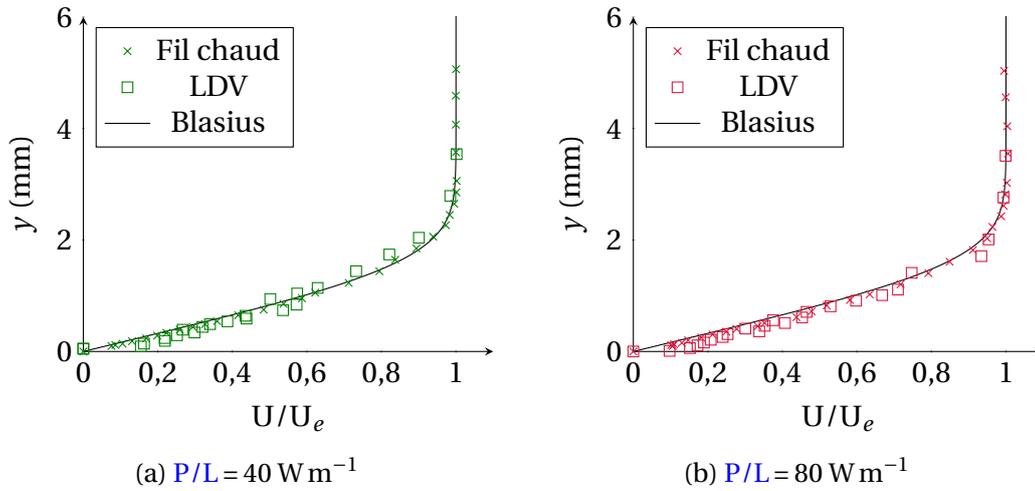


FIGURE 8.5 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés mesurés 100 mm à l’aval de l’actionneur pour deux cas d’action. $U_\infty = 35 \text{ m s}^{-1}$.

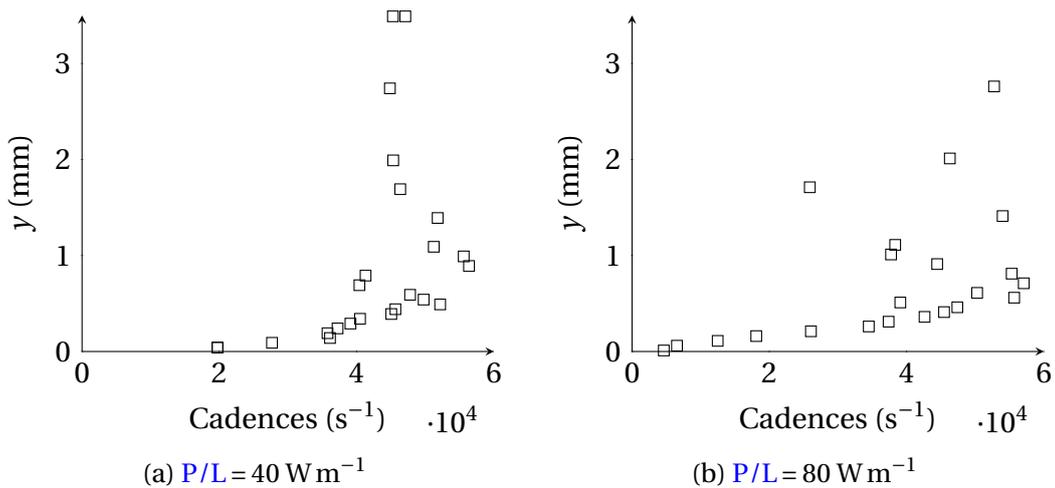


FIGURE 8.6 – Cadences mesurées à $x_{\text{DBD}} + 100 \text{ mm}$.

La figure 8.5 représente des profils de vitesse mesurés 100 mm à l’aval de l’actionneur en fonctionnement à deux puissances différentes. A cette distance de l’actionneur, les profils de vitesse avec action ne présentent plus de modifications dues à l’actionneur DBD. A nouveau, les profils de vitesse mesurés par LDV et par anémométrie fil chaud sont comparables. De même que pour les cas sans action, les cadences sont d’autant plus faibles que la mesure est effectuée près de la paroi.

Cette section a permis de montrer d’une part que les mesures LDV et par anémométrie fil chaud donnent des profils de vitesse assez similaires dans des configurations avec et sans plasma considérées dans cette étude. L’accord LDV/fil chaud reste tout de même meilleur sans action. Ceci est probablement dû à une moins bonne convergence des mesures en présence de plasma. D’autre part, à l’extérieur de la zone de plasma, 50 mm en aval de l’actionneur et au-delà, l’effet de l’actionneur DBD sur les profils de vitesse moyenne n’est quasiment plus visible : 100 mm à l’aval de l’actionneur, les profils de vitesse avec et sans action sont identiques et on note un désépaississement de la

couche limite 50 mm à l'aval de l'actionneur. Ce dernier est difficile à quantifier avec les profils de vitesse mesurés par LDV.

8.2 Profils de vitesse moyenne à l'intérieur du plasma

A l'intérieur du plasma, et, de manière générale, près de l'électrode active de l'actionneur DBD, il n'est pas possible de conduire des mesures par anémométrie fil chaud pour les raisons évoquées plus tôt. Les résultats présentés dans cette section sont obtenus à partir de mesures LDV uniquement. Ces séries de mesure permettant d'obtenir des profils de vitesse moyenne sont effectuées de $x_{\text{DBD}} - 2$ mm à $x_{\text{DBD}} + 22$ mm par pas de 4 mm pour les quatre puissances d'action différentes présentées au début de ce chapitre. Pour ne pas rendre cette section indigeste, seuls les profils de vitesse mesurés à $x_{\text{DBD}} - 2$ mm, $x_{\text{DBD}} + 2$ mm, $x_{\text{DBD}} + 6$ mm et $x_{\text{DBD}} + 14$ mm sont représentés ici. Les autres sont donnés dans l'annexe D.

8.2.1 Mesures "brutes"

Dans ce paragraphe, les figures 8.7 à 8.10 représentent les profils de vitesse tels qu'ils ont été obtenus après le post-traitement par le logiciel Assa [47] pour des puissances P/L allant de 20 à 80 W m^{-1} . Sur chaque figure, les cercles noirs représentent les profils de vitesse naturels tandis que les carrés colorés pleins représentent ceux mesurés avec action. Les modifications des profils de vitesse dues à l'actionneur sont visibles en-dessous de $z = 1$ mm de la paroi. Elles sont d'autant plus importantes que la puissance consommée est grande.

Dans le cas d'une puissance consommée de 60 W m^{-1} (figure 8.9), certains profils présentent des vitesses anormalement élevées en proche paroi. C'est le cas du profil de vitesse mesuré à $x_{\text{DBD}} + 6$ mm, pour lequel une vitesse $U/U_e = 0.82$ est observée à $z \approx 0.15$ mm de la paroi, correspondant à un ajout de vitesse d'environ 25 m s^{-1} , ce qui est trop élevé puisqu'un actionneur DBD produit des vitesses de vent ionique de l'ordre de 5 m s^{-1} [5].

L'évolution des cadences pour les profils de vitesse mesurés à $x_{\text{DBD}} + 6$ mm pour chaque puissance consommée utilisée est représentée figure 8.11. Sans plasma, la cadence diminue progressivement en s'approchant de la paroi pour augmenter à nouveau sur les deux points les plus proches. Avec plasma, la baisse est continue. Ceci peut être dû à de la coalescence des particules, causée par le champ électrique au voisinage de l'actionneur. Cependant, pour les points qui présentent des vitesses anormalement élevées lors d'une action à $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$, les cadences sont proches de celles observées pour les autres puissances mais aussi de celles obtenues dans le cas sans plasma. On ne peut donc pas expliquer ces vitesses par une mauvaise résolution des mesures. Nous allons donc regarder plus en détail les statistiques des échantillons acquis pour ces points de mesure, notamment à travers les histogrammes.

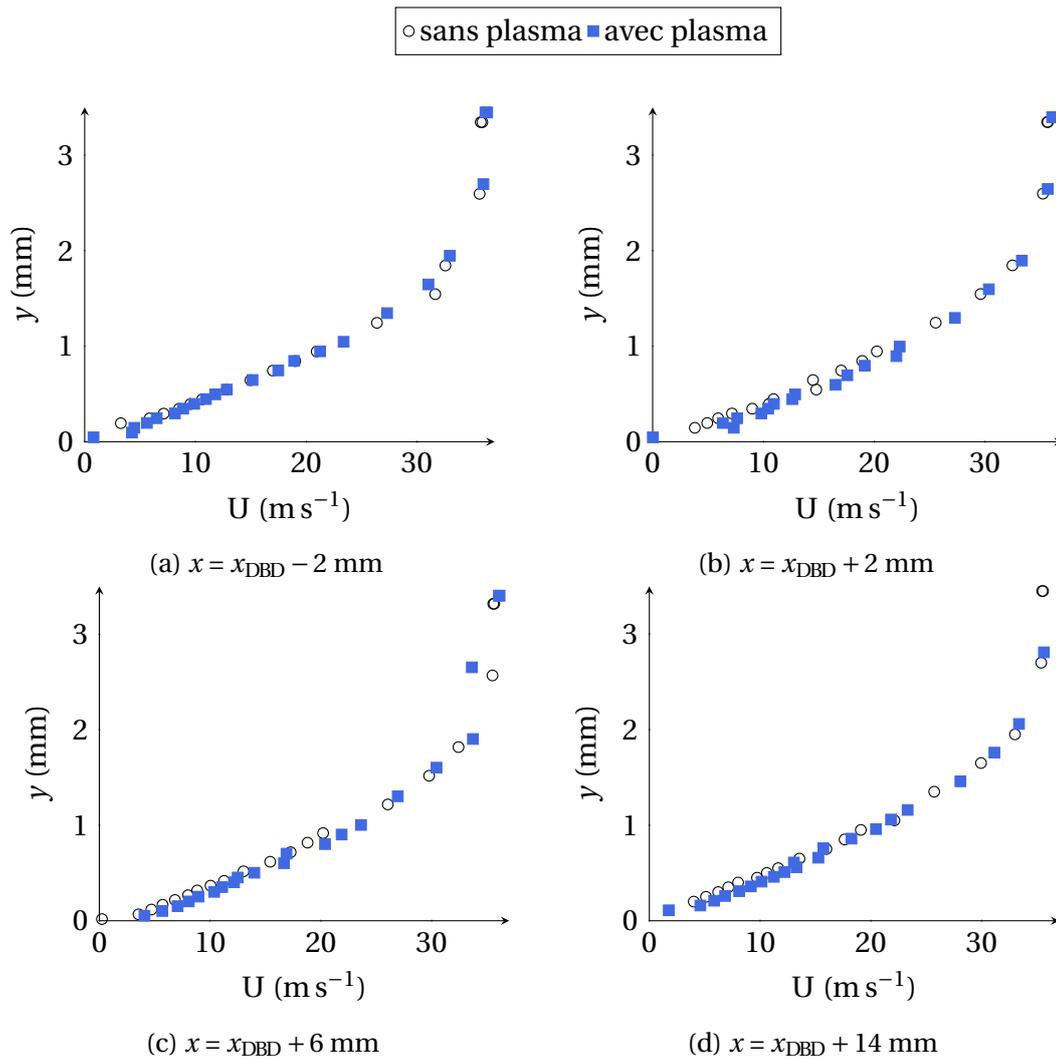


FIGURE 8.7 – Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$.

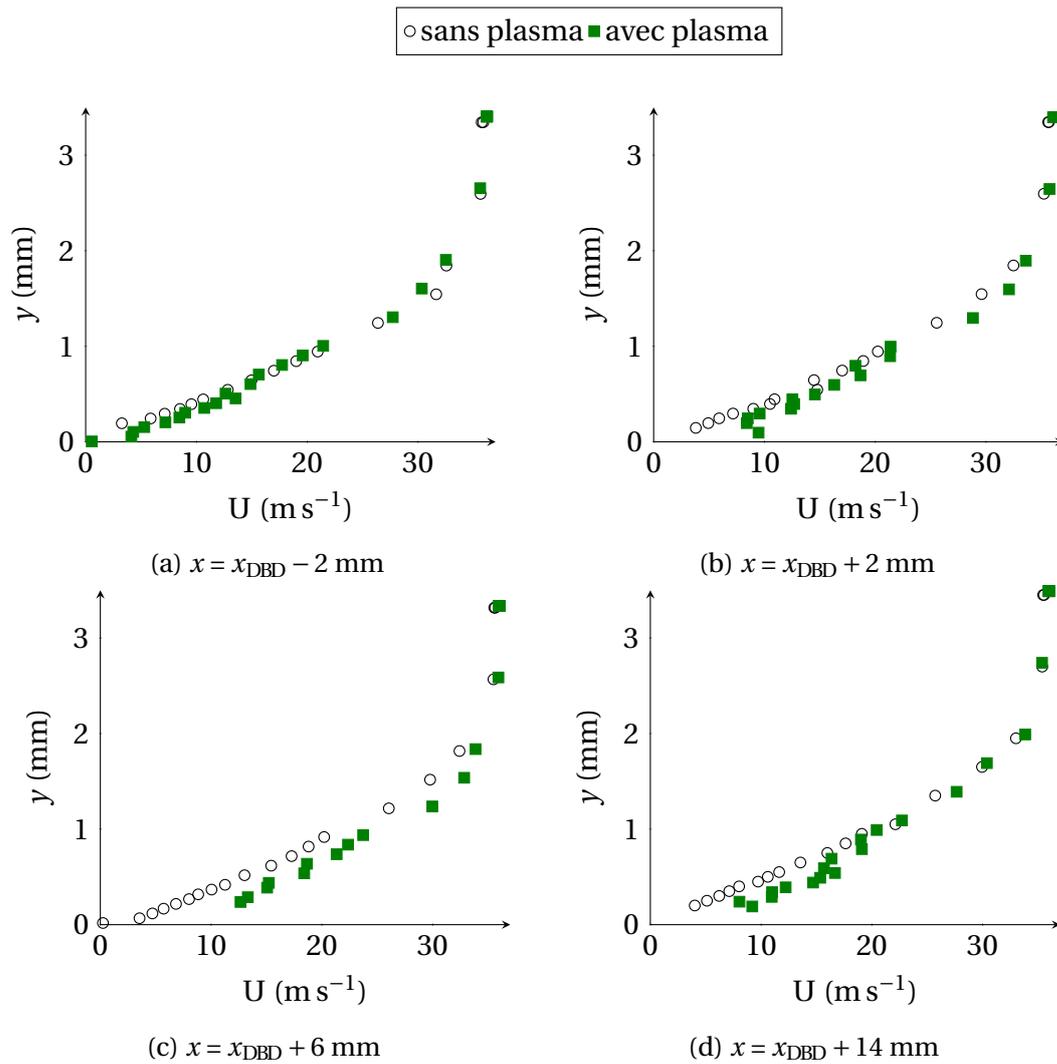


FIGURE 8.8 – Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$.

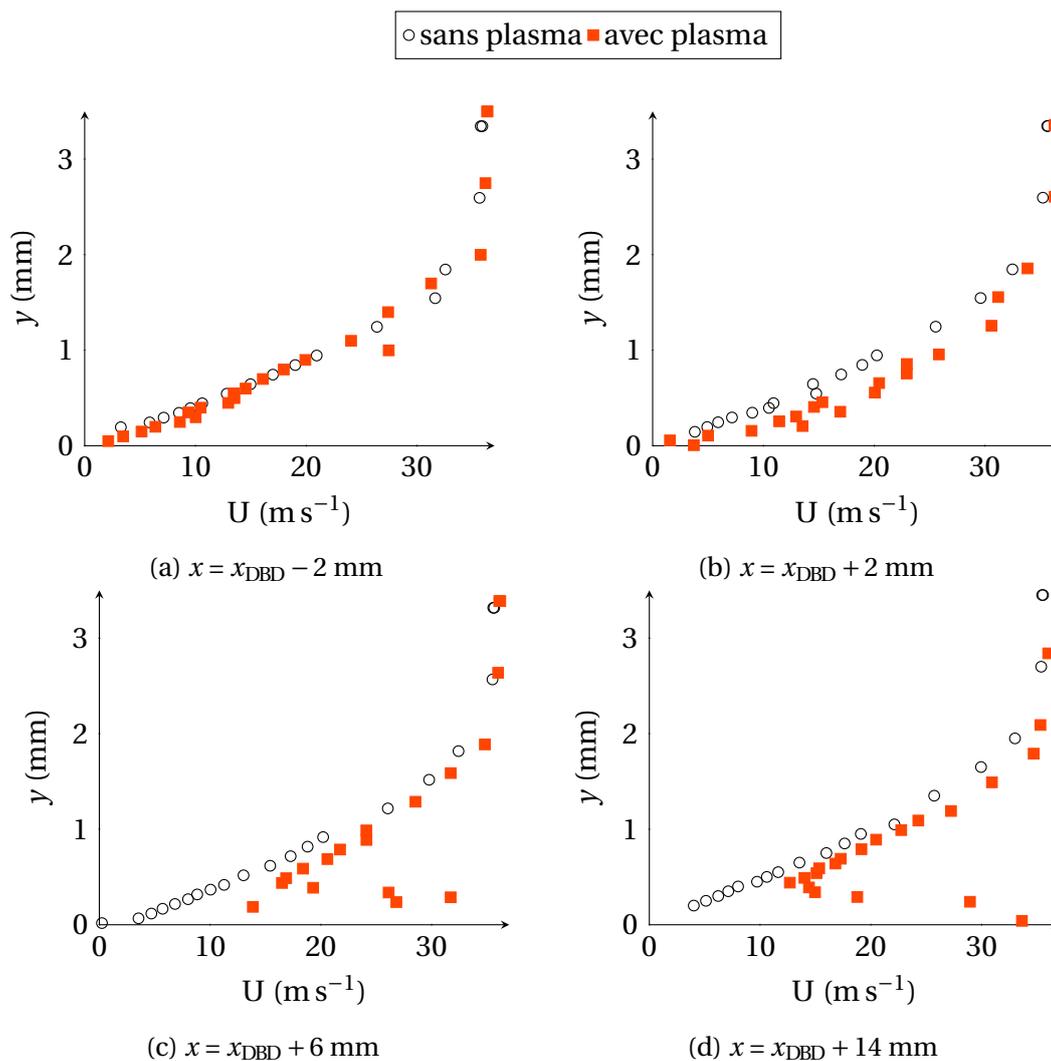


FIGURE 8.9 – Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

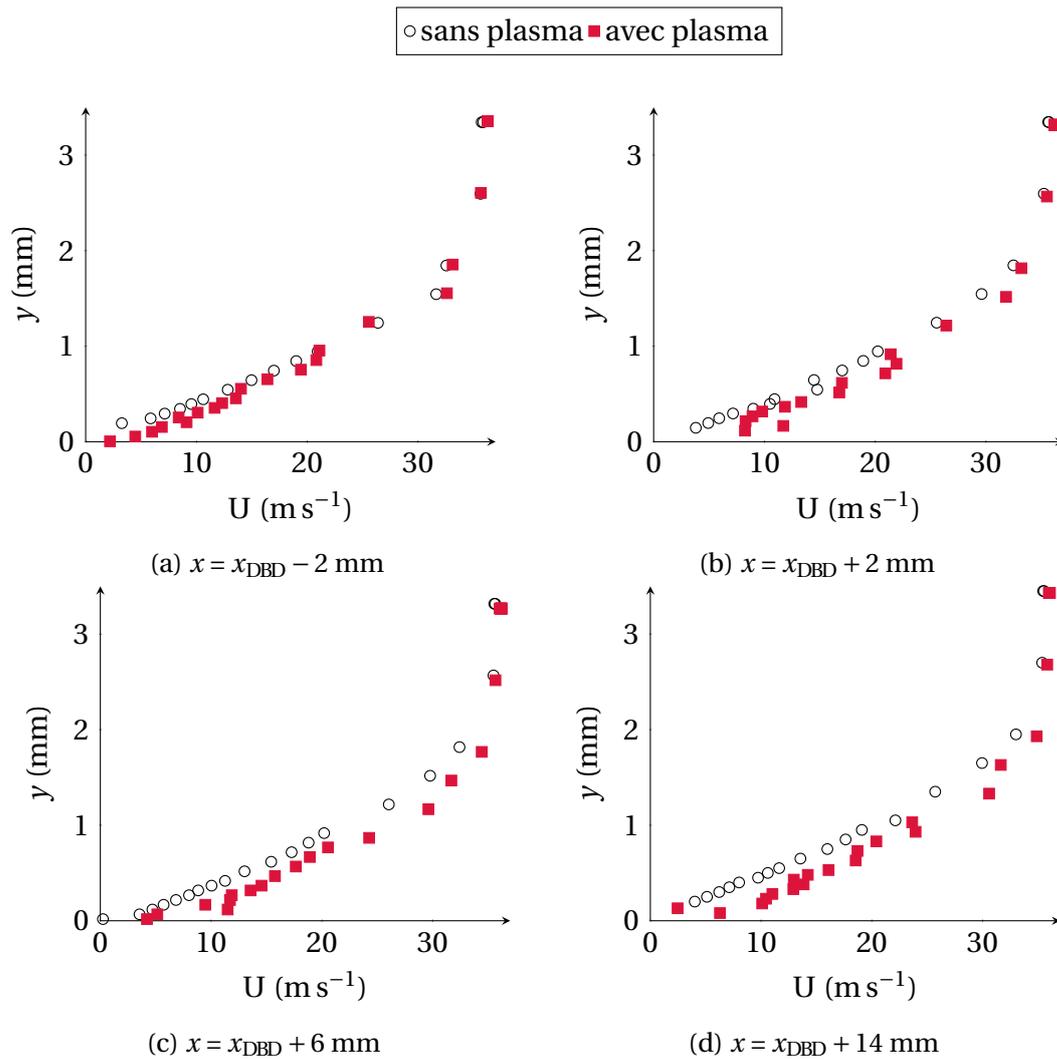


FIGURE 8.10 – Profils de vitesse moyenne mesurés avec et sans action au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$.

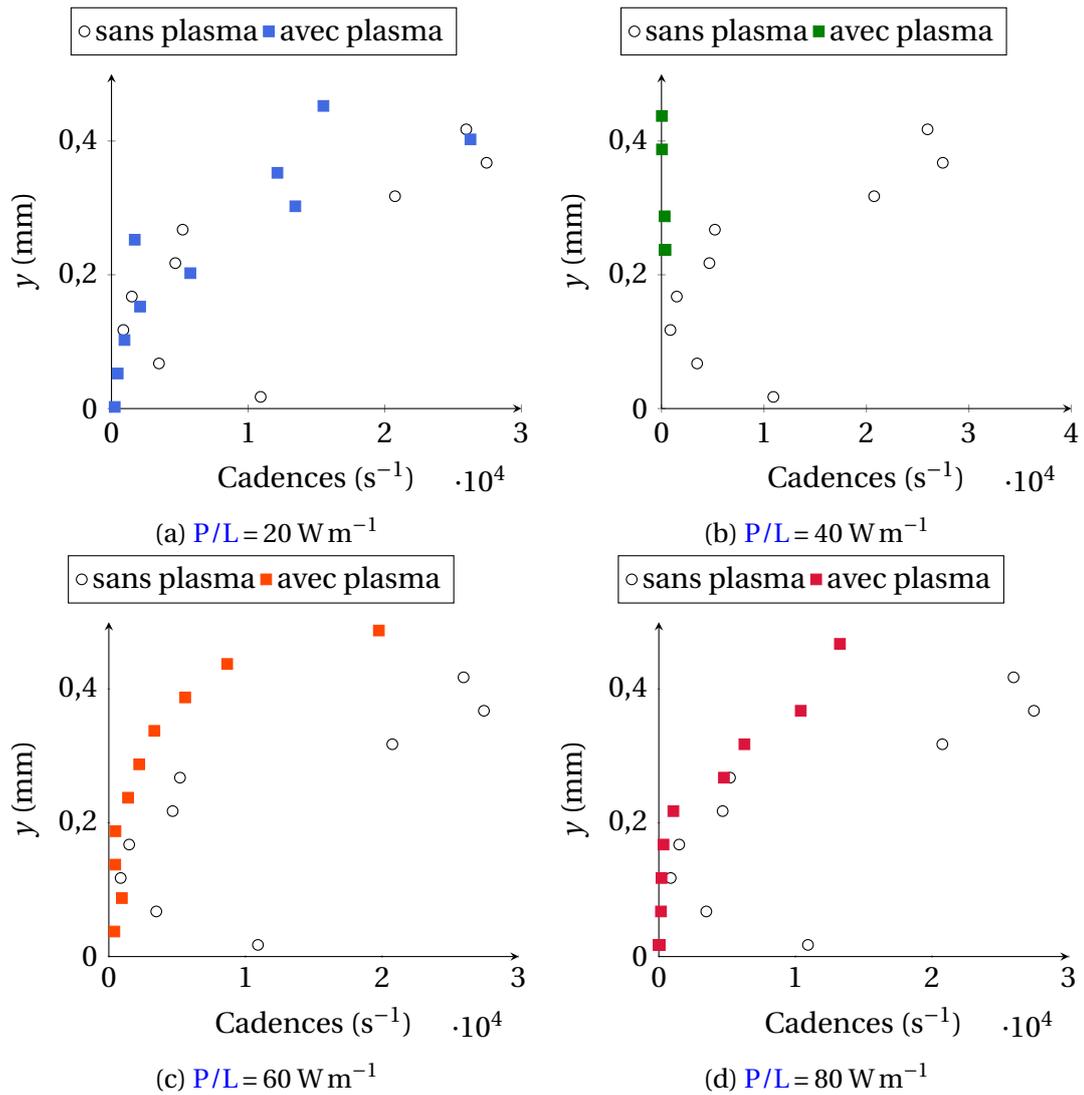


FIGURE 8.11 – Evolution des cadences pour les profils de vitesse à $x_{\text{DBD}} + 6 \text{ mm}$.

8.2.2 Correction des mesures sur la base des histogrammes

Le paragraphe précédent montre que des profils de vitesse mesurés par LDV à proximité des actionneurs présentent parfois des vitesses anormalement élevées. Celles-ci ne peuvent pas s'expliquer par des cadences insuffisantes. Ce paragraphe s'intéresse plus en détail à la vitesse de chaque particule mesurée pour l'évaluation de la vitesse moyenne en un point de mesure. La figure 8.12 représente des histogrammes de vitesse, c'est-à-dire la répartition des vitesses des particules, pour des points de mesures situés environ à $x = x_{\text{DBD}} + 6 \text{ mm}$ pour des cas avec et sans plasma.

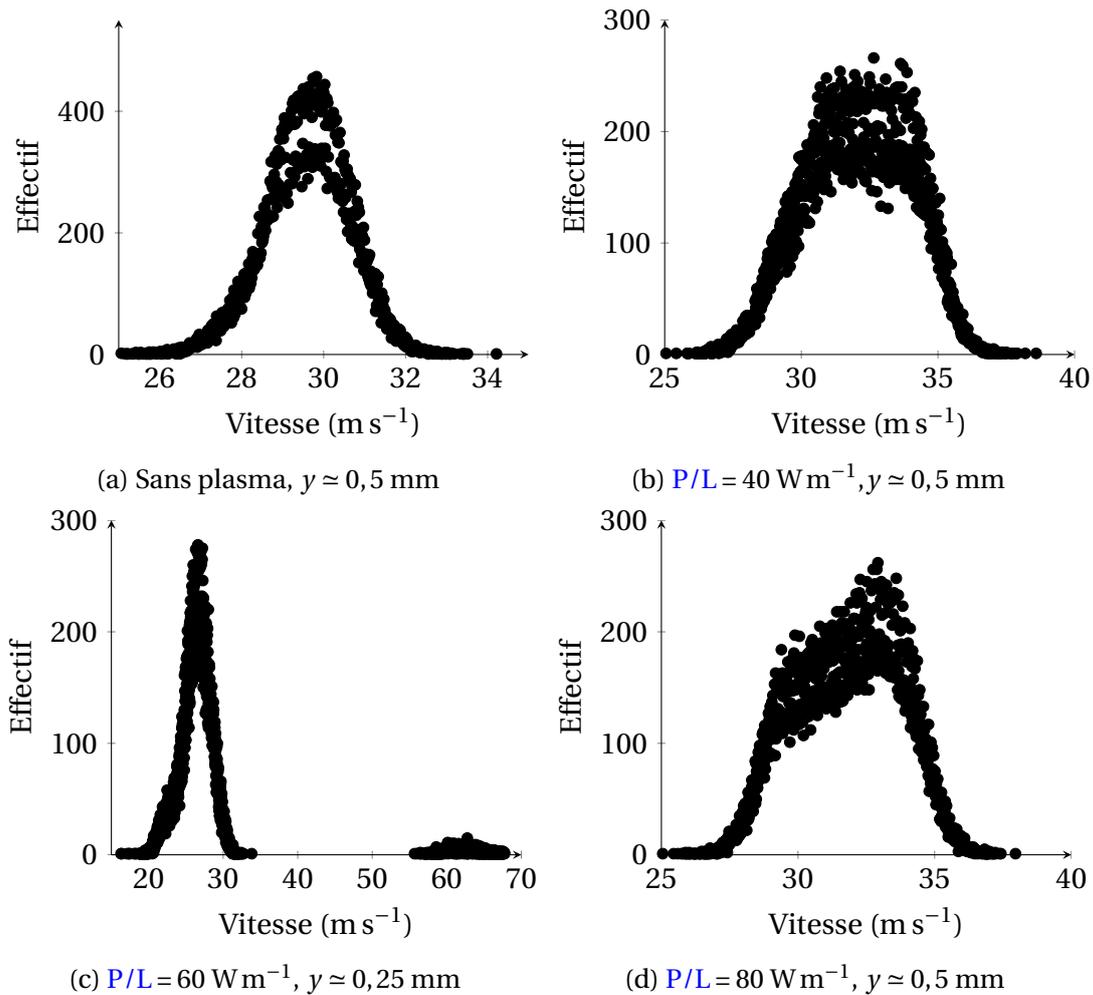


FIGURE 8.12 – Histogrammes des vitesses mesurées par LDV à $x = x_{\text{DBD}} + 6 \text{ mm}$.

Sans plasma (figure 8.12a), la répartition des vitesses de particules suit une loi gaussienne. Avec plasma, la forme de la répartition change : elle est composée de deux gaussiennes. Suivant la puissance consommée utilisée, ces deux gaussiennes peuvent être séparées, comme dans le cas $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$ (figures 8.12c), mais elles peuvent aussi être superposées, comme dans les autres cas. Ceci peut donner lieu à des répartition en "gaussienne étalée" (figure 8.12b) ou en une gaussienne superposée sur une branche d'une gaussienne principale (figure 8.12d). Dans tous les cas, l'une des deux gaussiennes a toujours une amplitude plus faible que l'autre. Ces répartition de vitesse en double gaussienne montre que la vitesse moyenne (qui est la moyenne des vitesses de chacune des particules) est due à deux phénomènes différents. L'une des deux gaussiennes est centrée sur une vitesse cohérente avec le reste du profil de vitesse : elle comporte des particules

qui se déplacent grâce à des phénomènes aérodynamiques et sera qualifiée “d’origine aérodynamique”. L’autre gaussienne est centrée sur une vitesse qui dépend uniquement de la valeur du champ électrique et sera qualifiée “d’origine électrique”. La plus grande valeur de vitesse ($\approx 62 \text{ m s}^{-1}$) est rencontrée pour la plus grande valeur de l’amplitude de tension (12 kV correspondant au cas $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$) qui correspond au champ électrique le plus intense. Cette deuxième gaussienne comporterait des particules d’ensemencement qui se chargeraient à proximité de l’électrode active puis dériveraient sous l’effet des forces de Coulomb.

Afin d’éliminer la contribution des particules chargées à la vitesse moyenne, pour chaque point de mesure, les histogrammes sont approchées par une combinaison de deux gaussiennes. Cette “modélisation” permet de dégager deux gaussiennes centrées sur deux vitesses moyennes différentes pour chaque point de mesure concerné. En parcourant l’ensemble, du profil de vitesse, il est possible d’identifier la gaussienne “d’origine électrique” dont la moyenne varie peu suivant la direction normale à la paroi. Les particules sont triées suivant la gaussienne à laquelle ils s’approchent le plus. Il se trouve que celle “d’origine aérodynamique” comprend plus de particules que la gaussienne “d’origine électrique”. Les particules correspondant alors à cette dernière sont écartées. La vitesse moyenne est ensuite recalculée sur la base des particules restantes, correspondant uniquement aux phénomènes aérodynamiques.

8.2.3 Profils de vitesse corrigés

Une fois l’opération du paragraphe précédent réalisée sur tous les points de mesure, on obtient les profils de vitesse des figures 8.13 à 8.16. Sur celles-ci, les profils de vitesse non corrigés sont représentés en diamants creux tandis que les profils de vitesse corrigés sont représentés en carrés creux. Les profils de vitesse sans action figurent en cercles creux noirs.

Les corrections les plus importantes sont visibles sur les profils de vitesse mesurés dans le cas $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$, et plus particulièrement sur le profil de vitesse à $x_{\text{DBD}} + 6 \text{ mm}$ (figure 8.15c). De manière générale, elles sont effectuées plutôt dans la zone proche de la paroi en-dessous de $z = 1 \text{ mm}$.

Comme dans le cas des mesures non corrigées, les modifications des profils de vitesse sont d’autant plus importantes que la puissance consommée est grande. Contrairement aux profils de vitesse moyenne mesurés au-dessus de l’ONERA-D, ceux-ci ne présentent pas de **dépassement de vitesse**. D’autre part, pour chaque puissance consommée, l’effet de l’actionneur sur les profils de vitesse est visible à partir de quelques millimètres avant le bord aval de l’électrode active (à $x_{\text{DBD}} - 2 \text{ mm}$). L’ajout de vitesse dû à la force **EHD** semble ensuite de plus en plus important jusqu’à être maximal vers $x_{\text{DBD}} + 6 \text{ mm}$ avant de s’atténuer. L’objet de la section suivante est de quantifier plus en détail cet ajout de vitesse sur les profils de vitesse moyenne.

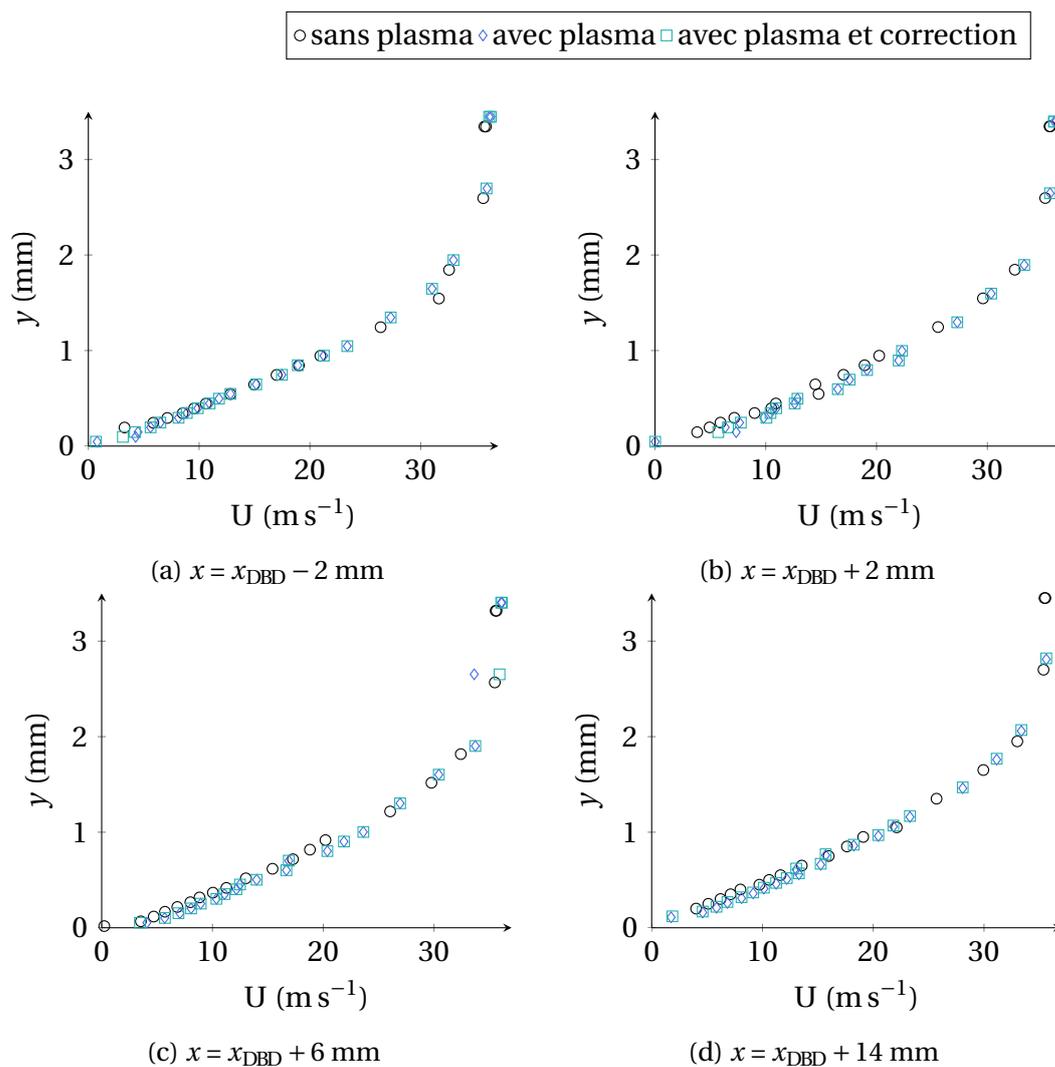


FIGURE 8.13 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$.

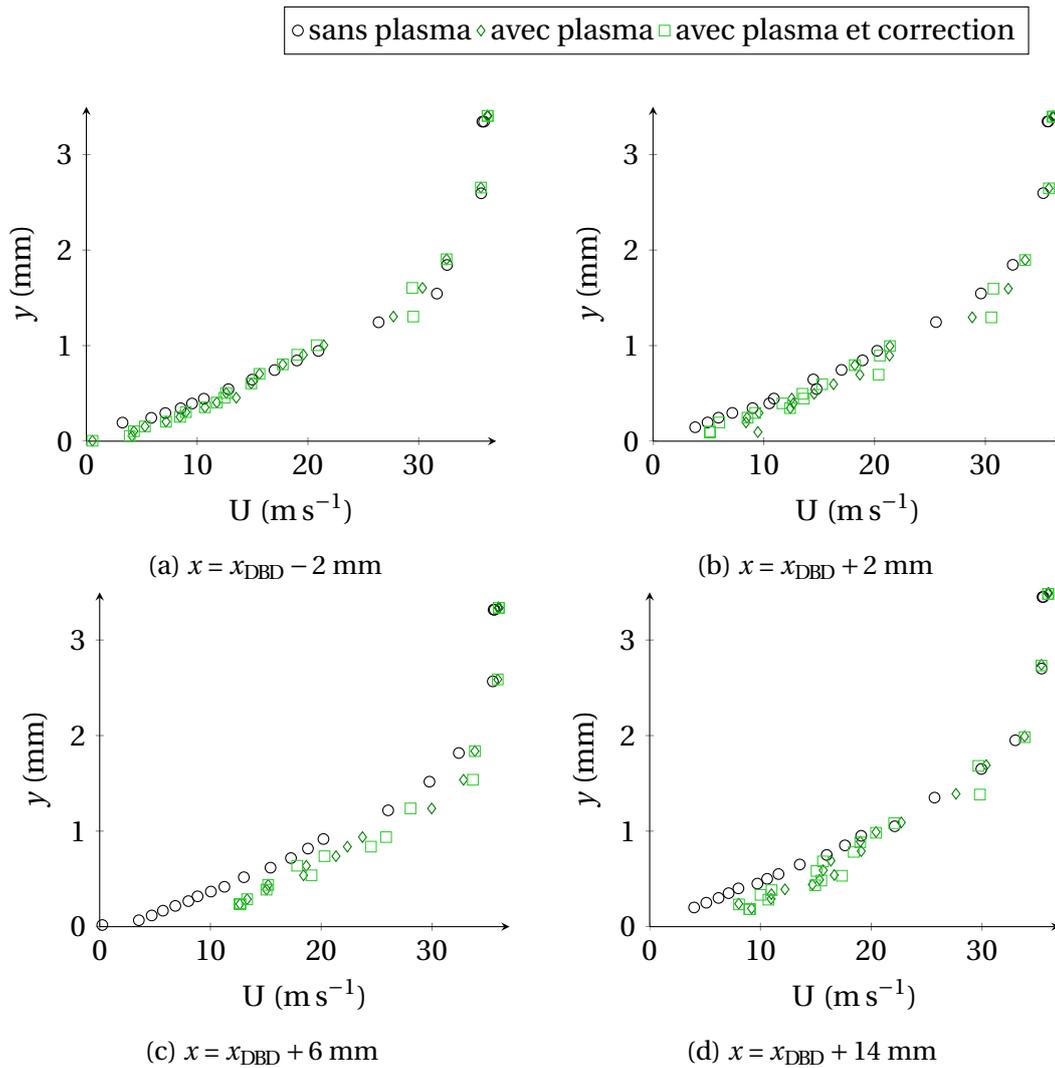


FIGURE 8.14 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$.

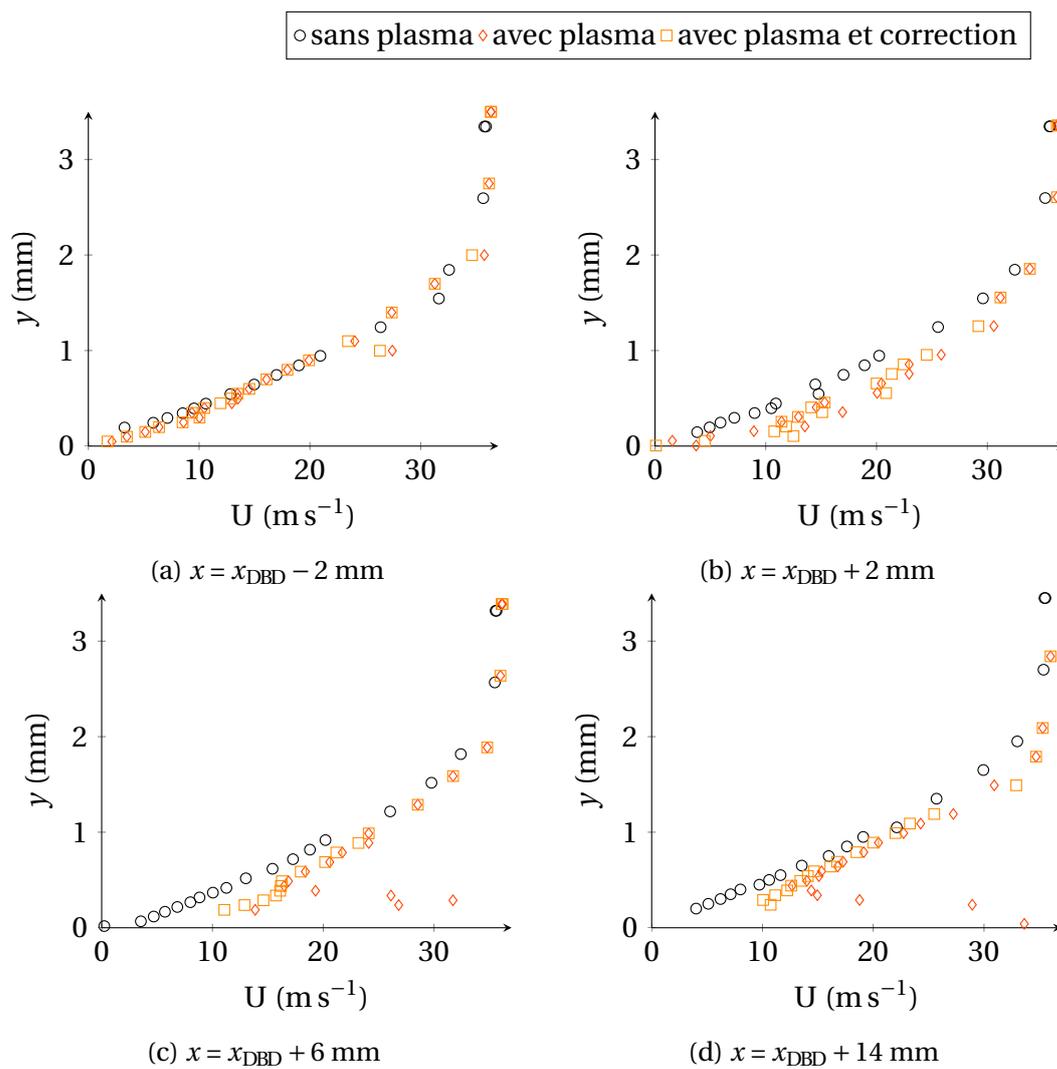


FIGURE 8.15 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

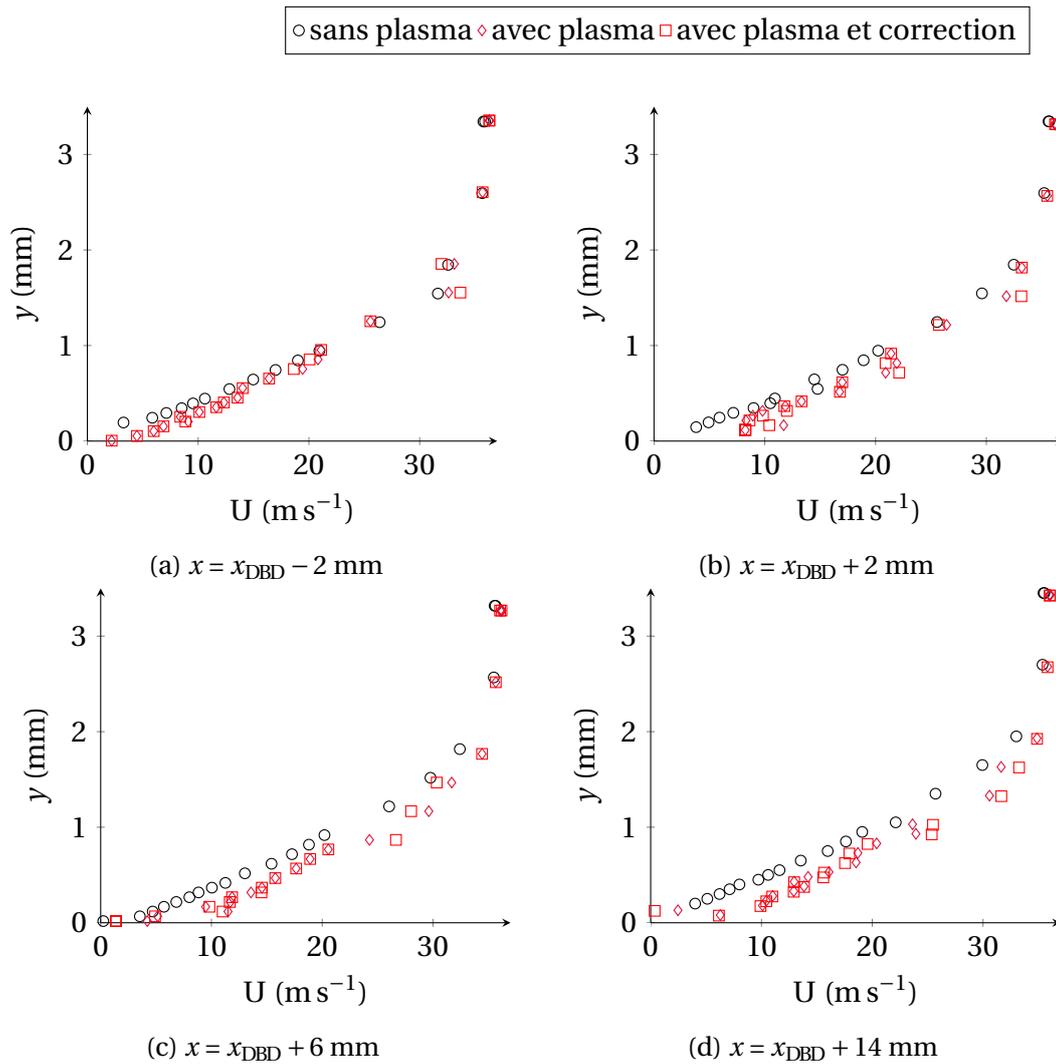


FIGURE 8.16 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$.

8.3 Calcul de l'ajout de vitesse dû à l'actionneur

Afin de quantifier l'effet de l'actionneur DBD sur les profils de vitesse moyenne de la couche limite, le différentiel de vitesse entre les profils avec et sans action est calculé. Pour cela, les profils de vitesse sans action sont soustraits aux profils de vitesse avec action après interpolation sur un même maillage. Avant cette opération, les profils de vitesse sont adimensionnés par la vitesse extérieure U_e . Le résultat est ensuite multiplié par la vitesse U_e du profil mesuré avec action. Les profils de vitesse ajoutée résultant de ces calculs sont représentés figures 8.17 à 8.20.

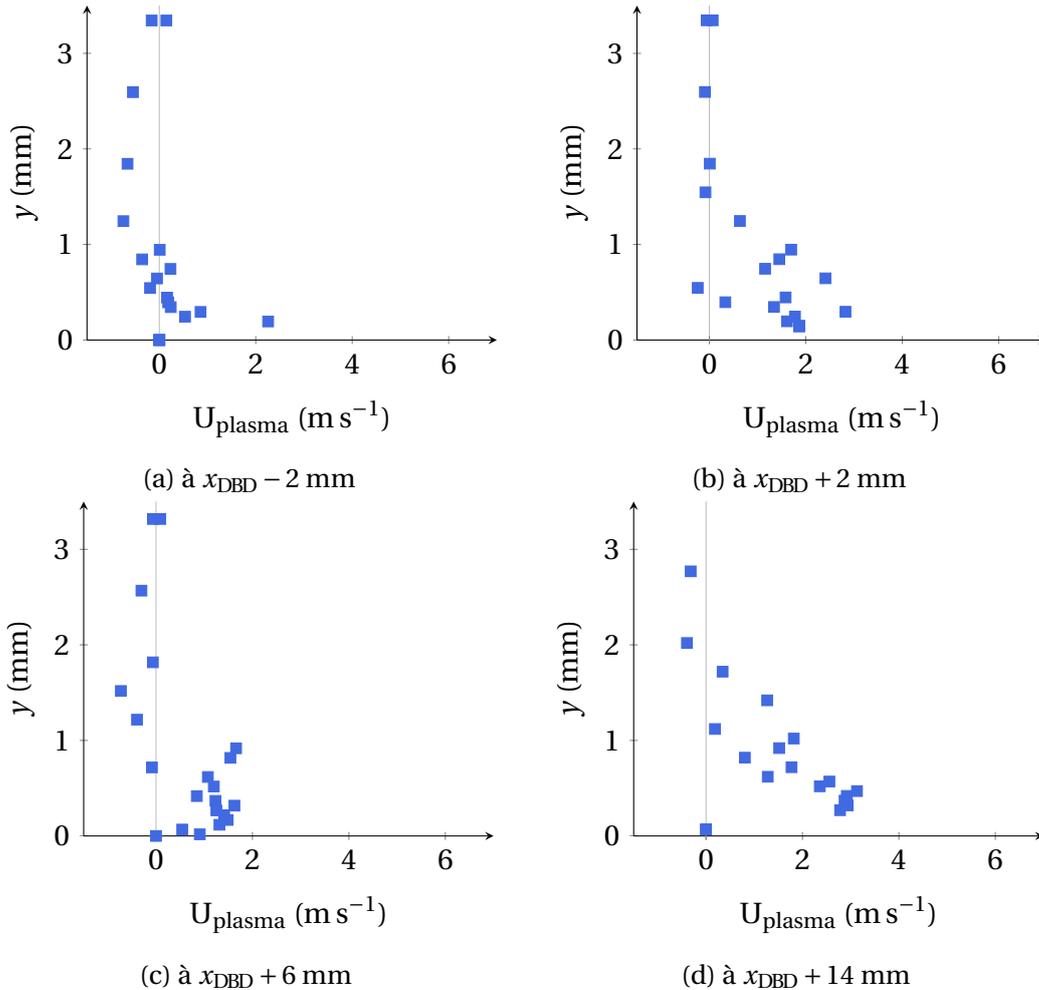


FIGURE 8.17 – Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$

De manière générale, l'ajout de quantité de mouvement dû à la force EHD est d'autant plus grand que la puissance consommée est importante peu importe les stations considérées. L'ajout maximal de vitesse s'effectue à $x = x_{\text{DBD}} + 2 \text{ mm}$ pour une puissance consommée de 80 W m^{-1} et vaut environ 7 m s^{-1} (figure 8.20b).

Les figures 8.17a, 8.18a, 8.19a et 8.20a montrent que pour toutes les puissances considérées, l'actionneur a un effet sur la couche limite quelques millimètres avant x_{DBD} . De plus, la contribution de l'actionneur aux profils de vitesse moyenne est négative à partir de $y = 0,5 \text{ mm}$ de la paroi et jusqu'à ce que la vitesse atteigne U_e . En-dessous, la contribution de l'actionneur est positive et atteint jusqu'à 3 m s^{-1} dans le cas d'une action à $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$. Ces modifications peuvent être dues à un effet d'aspiration qui se produit un peu en amont de l'électrode active et qui a été observé sur la composante verticale du champ de force volumique par Debien *et al.* [14] par exemple.

D'autre part, l'évolution des différentiels de vitesse des figures 8.19a à 8.19d montre (plus clairement que les autres figures) la diffusion de la quantité de mouvement transférée à la couche limite. Ceci est similaire à ce qui est observé sans écoulement [21].

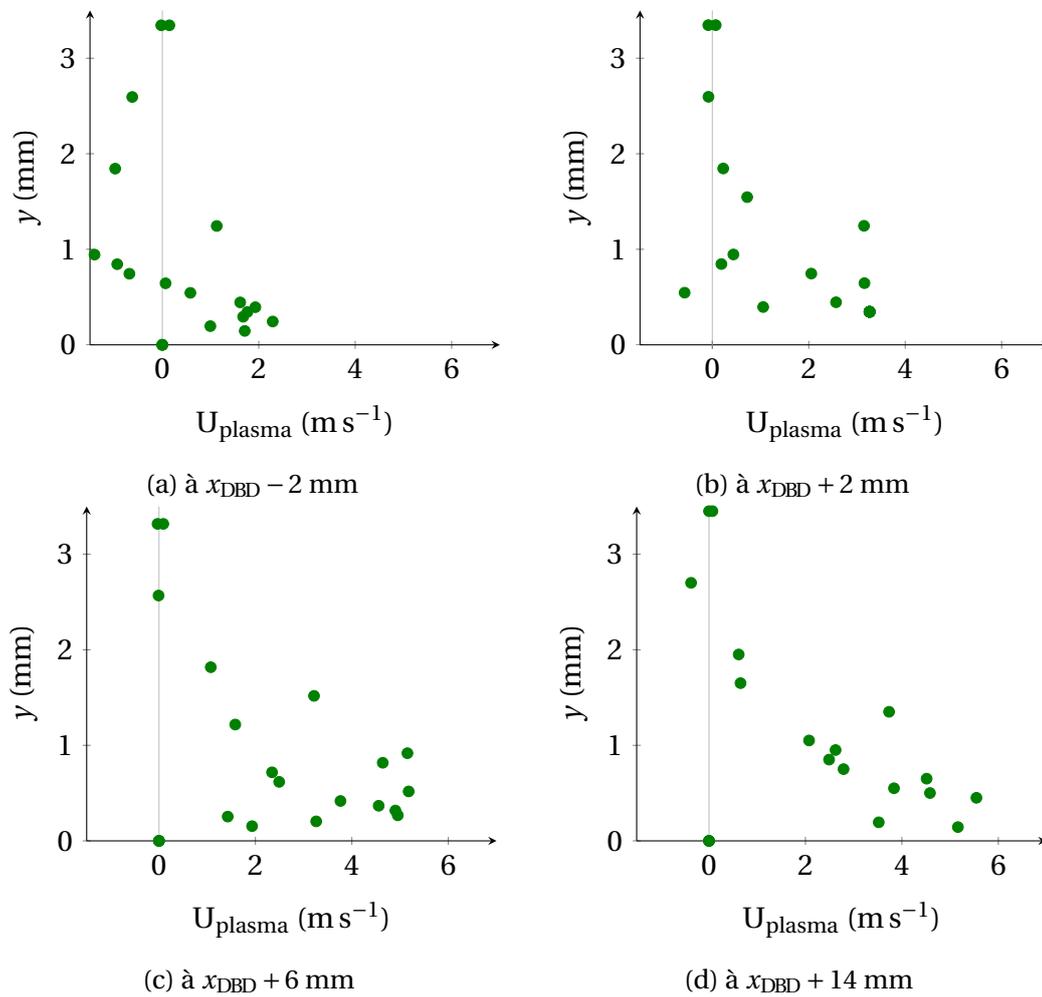


FIGURE 8.18 – Vitesse ajoutée dans la couche limite par l'actionneur DBD. $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$

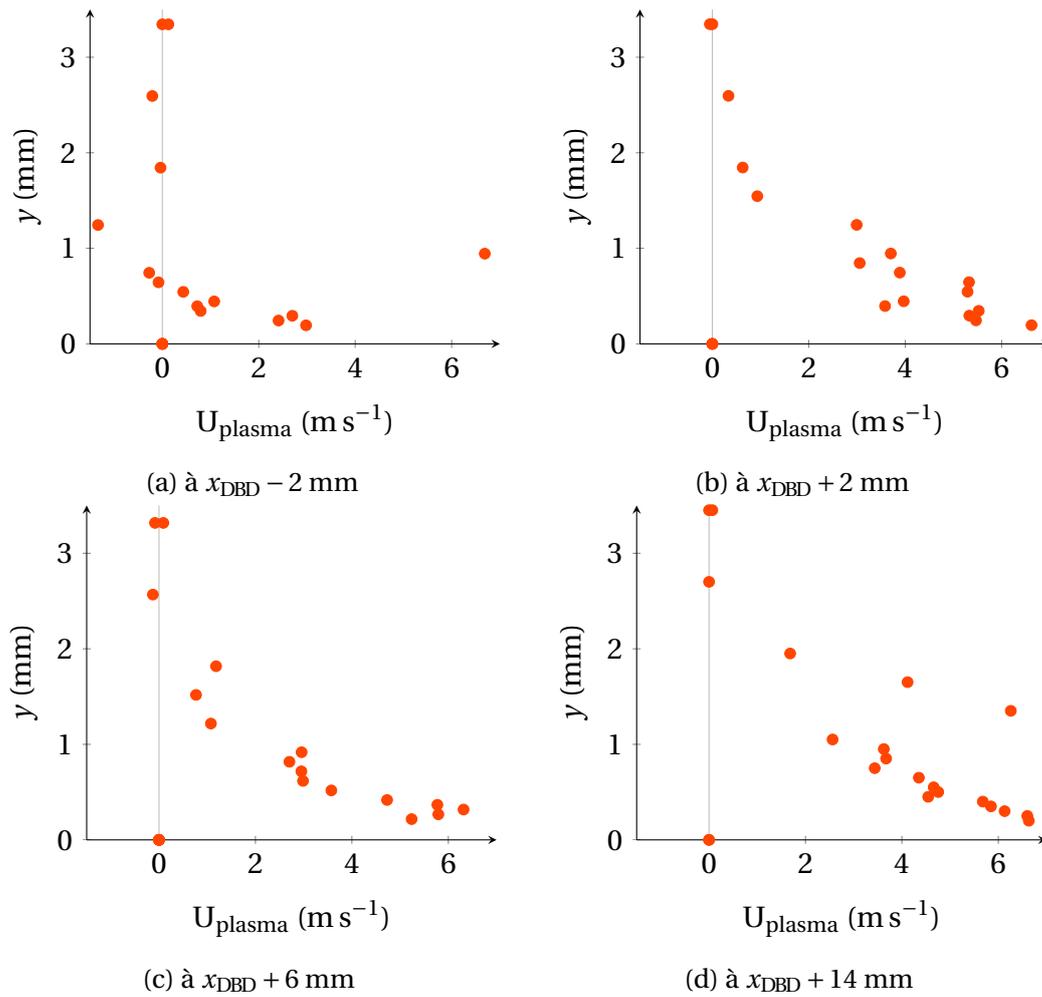


FIGURE 8.19 – Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$

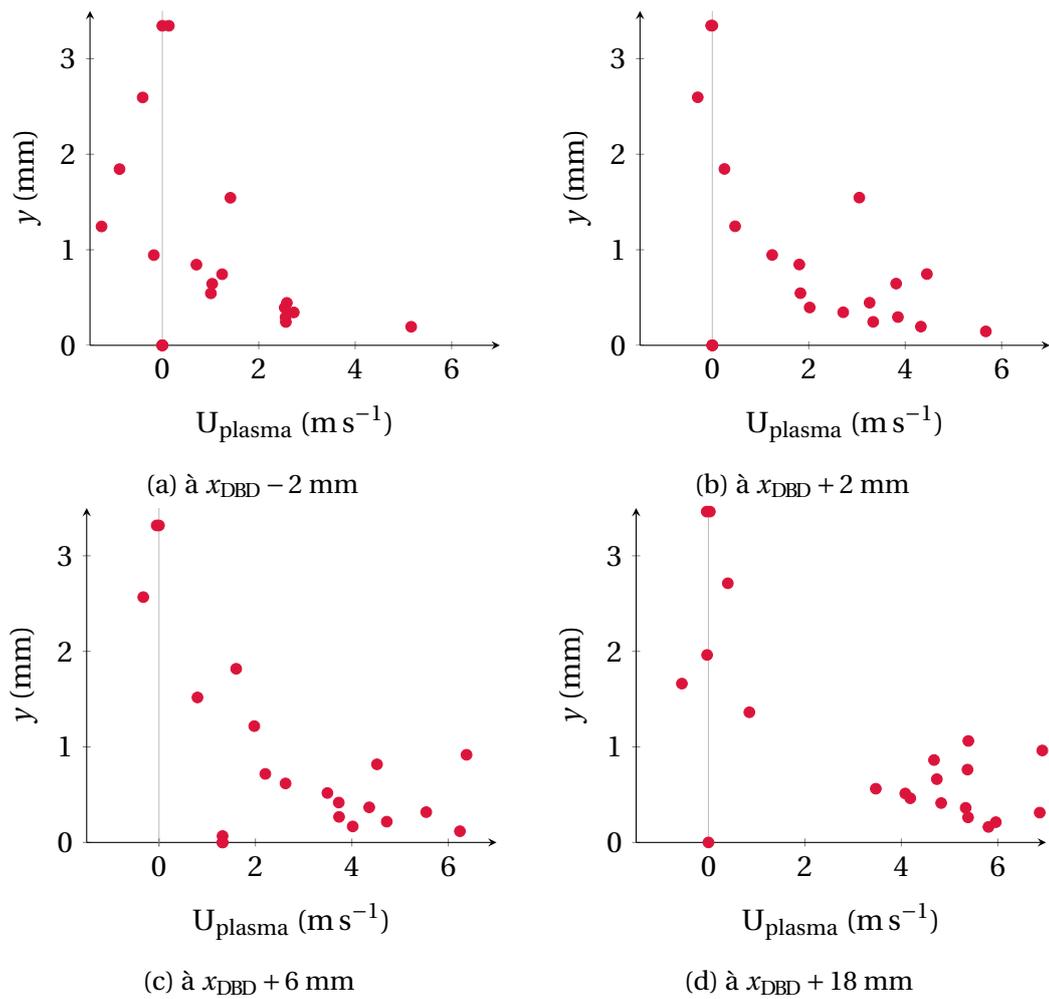


FIGURE 8.20 – Vitesse ajoutée dans la couche limite due à l'actionneur DBD. $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$

8.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de caractériser expérimentalement l'ajout de quantité de mouvement depuis un actionneur DBD dans une couche limite laminaire dans le voisinage proche de celui-ci. Pour cela, la LDV, une technique optique peu intrusive, a été mise en place. Des mesures suffisamment loin en aval de la zone de plasma générée par l'actionneur ont été effectuées conjointement par anémométrie fil chaud et LDV avec et sans action. Elles ont permis de valider l'utilisation de la LDV sur notre configuration en plus de montrer que les effets de l'actionneur n'étaient pas visibles sur les profils de vitesse moyenne à partir de 50 mm à l'aval de celui-ci.

Au voisinage de l'actionneur, et en particulier dans la zone de plasma qu'il génère, seule la LDV est utilisée. Les profils de vitesse mesurés présentent, dans le cas d'une puissance consommée de 60 W m^{-1} , des vitesses élevées qui représentent un ajout de vitesse environ 5 fois plus intense qu'un vent ionique observé classiquement. Les histogrammes de vitesse permettent de mettre en évidence que la cause de ces vitesses anormalement élevées réside dans la présence de deux groupes de particules distincts : l'un se déplace à une vitesse moyenne cohérente avec le reste du profil de vitesse, l'autre à une vitesse moyenne qui est d'autant plus importante que l'amplitude de la tension (V_p) est grande. Les profils de vitesse moyenne sont corrigés en retirant du calcul de la vitesse moyenne totale les particules s'apparentant à cette deuxième catégorie pour chaque point de mesure. Le calcul de la vitesse moyenne ajoutée par l'actionneur montre que l'ajout de vitesse augmente avec la puissance consommée par l'actionneur (avec un maximum d'environ 7 m s^{-1}). L'évolution longitudinale de ces profils de vitesse ajoutée présente des caractéristiques similaires à ce qui est observé sans écoulement. D'autre part, un ajout négatif de vitesse se produit quelques millimètres avant x_{DBD} dont la cause peut être un phénomène d'aspiration à l'amont de l'actionneur.

Chapitre 9

Effet de plusieurs actionneurs sur la stabilité de la couche limite

Sommaire

9.1 Influence de la position d'un actionneur DBD sur le recul de transition	136
9.2 Contrôle de transition multi-actionneurs	140
9.3 Effet des actionneurs DBD sur les ondes TS	142
9.4 Conclusion	144

L'étude de l'effet d'actionneurs **DBD** menée dans le chapitre 4 a montré, au même titre que celle de Jousot *et al.* [31], qu'un actionneur **DBD** était capable d'avancer ou de reculer la transition selon la fréquence de son signal d'alimentation et sa position sur la géométrie d'étude. Dans la partie précédente, les avancées de transition ont été imputées à l'excitation des ondes **TS** de même fréquence que celle du signal d'alimentation, donc à l'effet instationnaire qui est mis de côté dans cette dernière partie.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer l'influence de plusieurs configurations mono ou multi actionneurs sur le **recul** de transition. Pour cela, les signaux d'alimentation sont choisis de manière à obtenir un effet moyen prédominant. Les mesures sont effectuées par anémométrie fil chaud : la sonde est déplacée dans la couche limite à une distance constante de la plaque plane et les fluctuations du signal sont mesurées pour déterminer les positions de transition. Dans un premier temps, les trois actionneurs sont allumés successivement afin d'étudier l'effet de leur position sur le recul de la transition. Ensuite, plusieurs actionneurs sont utilisés en même temps et alimentés par le même signal d'alimentation de sorte à déterminer l'impact du cumul de plusieurs distributions de force **EHD** produites par plusieurs actionneurs sur la stabilité de la couche limite. L'étude des spectres des signaux fil chaud permet de déterminer ce qu'il advient des ondes **TS** lorsque la couche limite est manipulée par un ou plusieurs actionneurs **DBD**.

Comme la campagne de mesure nécessaire à l'écriture de ce chapitre s'est étalée sur plusieurs mois et que la position de la transition est sensible aux changements de température à vitesse U_∞ fixée, les résultats seront tracés en fonction du nombre de Reynolds unitaire Re_m . Dans ce chapitre, les vitesses U_∞ varient de 35 à 40 $m s^{-1}$, ce qui correspond à des Re_m compris entre $2,4 \cdot 10^6$ et $2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$ selon la température extérieure.

9.1 Influence de la position d'un actionneur DBD sur le recul de transition

L'objectif de cette section est d'étudier l'influence de la position d'un actionneur DBD sur le recul de la transition. Pour cela, chaque actionneur situé à 420, 470 et 520 mm du bord d'attaque (appelé respectivement DBD 1, 2 et 3) est allumé successivement à différentes puissances. Le tableau 9.1 résume les paramètres des signaux électriques correspondant à chaque puissance consommée considérée. Les fréquences d'action utilisées sont choisies conformément aux observations du chapitre 7 : elles correspondent à des ondes TS atténuées dans la zone où les actionneurs DBD sont placés.

P/L ($W m^{-1}$)	35		40	48	
f_p (kHz)	3	4	3	3	4
V_p (kV)	9,6	8,7	9,3	10,2	9,3

TABLEAU 9.1 – Tableau des puissances P/L utilisées en $W m^{-1}$ en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p .

Pour chaque cas, la position de la transition est évaluée à partir de l'évolution des fluctuations du signal fil chaud. Les figures 9.1 à 9.3 représentent ces évolutions pour les trois actionneurs et différentes puissances d'action. Pour ces trois figures, on a $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 m^{-1}$.

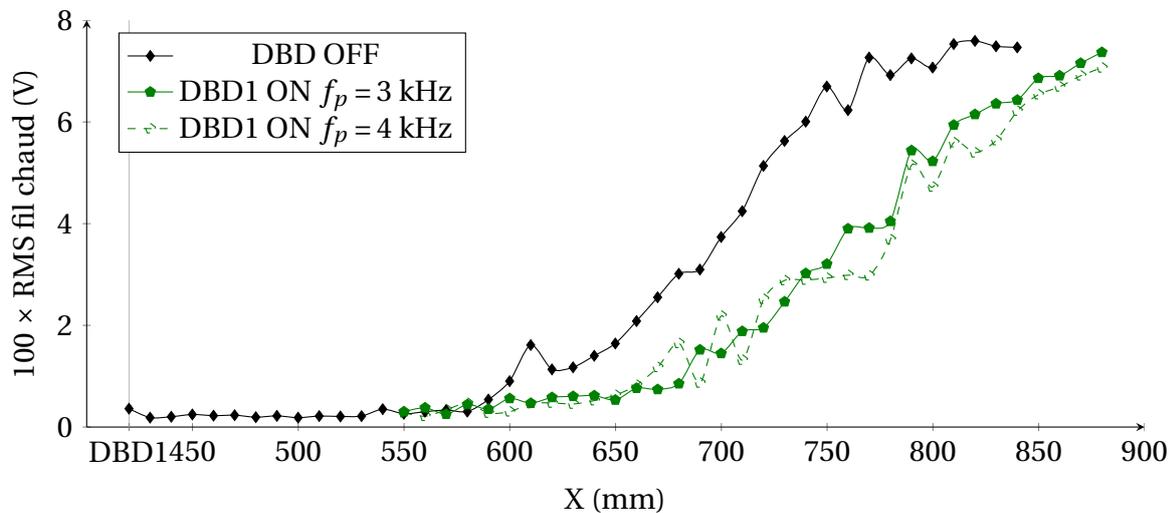
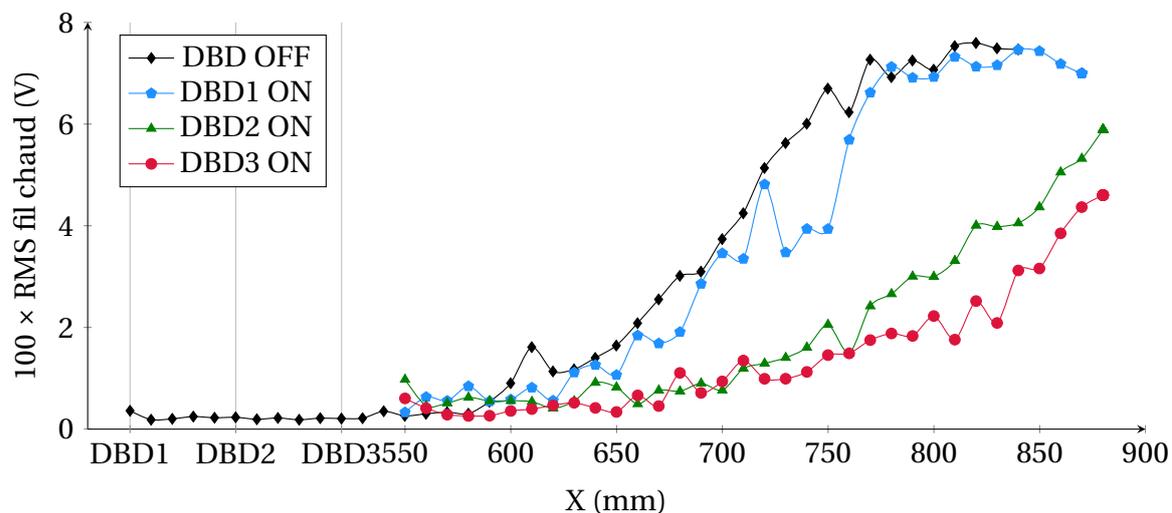


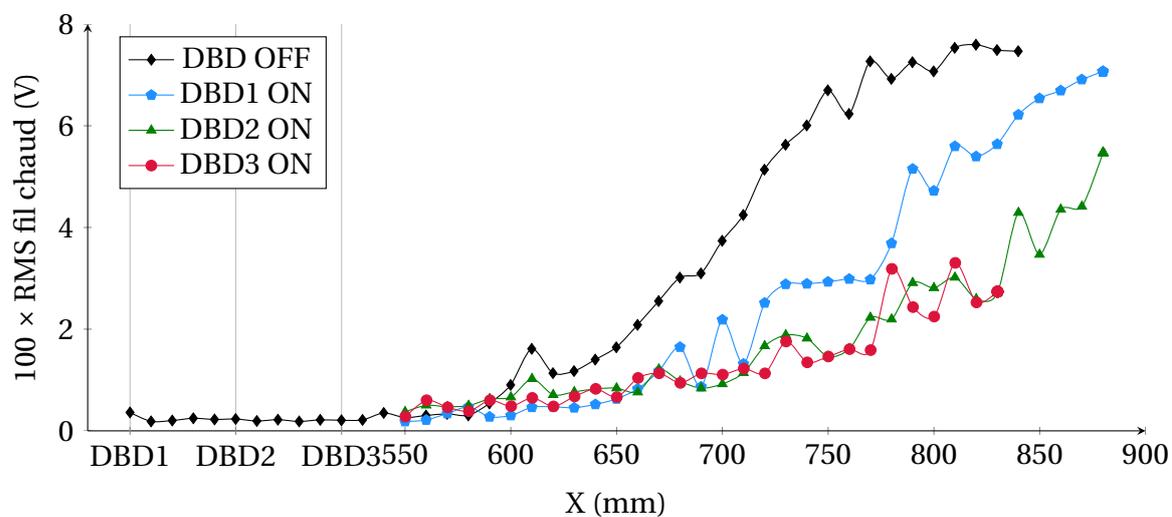
FIGURE 9.1 – Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas avec et sans action de la DBD1. $P/L = 48 W m^{-1}$. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 m^{-1}$.

La figure 9.1 montre l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud se déplaçant le long de la plaque plane. Dans ce cas, l'actionneur DBD1 est allumé à une puissance de $48 W m^{-1}$ pour deux fréquences d'action différentes : 3 et 4 kHz. Comme vu dans le chapitre 4, l'effet de l'actionneur ne dépend pas de la fréquence f_p et le recul de transition dans le cas de l'actionneur DBD1 pour une puissance $P/L = 48 W m^{-1}$ est d'environ 60 mm.

La figure 9.2 présente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud se déplaçant le long de la plaque plane pour deux puissances consommées différentes ($35 W m^{-1}$ pour la figure 9.2a et $48 W m^{-1}$ pour la figure 9.2b). Les trois actionneurs sont



(a) $P/L = 35 \text{ W m}^{-1}$



(b) $P/L = 48 \text{ W m}^{-1}$

FIGURE 9.2 – Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec un seul actionneur à trois positions différentes. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

allumés successivement à ces deux puissances. Les sondages effectués dans le cas d'action de la **DBD1** montrent que plus la puissance consommée par l'actionneur est importante, plus le recul de transition est grand : il est d'environ 20 mm pour $P/L = 35 \text{ W m}^{-1}$ contre 60 mm pour $P/L = 48 \text{ W m}^{-1}$. D'autre part, à puissance consommée constante, plus l'actionneur est position près de la position de la transition naturelle, plus le recul qu'il induit est important. Pour une puissance consommée de 35 W m^{-1} par exemple, le recul de transition est plus important pour les actionneurs **DBD2** et **DBD3** situés respectivement à 470 et 520 mm du bord d'attaque que pour l'actionneur **DBD1** situé à 420 mm. A cette puissance, les premiers induisent un recul de transition de 100 mm environ. Contrairement à ce qui est attendu, le recul de transition n'augmente pas pour ces deux actionneurs lorsque la puissance électrique qu'ils consomment augmente. Il semble qu'il existe un recul maximal de transition, en l'occurrence 100 mm, qui est atteint pour une certaine position d'actionneur et une certaine puissance consommée. Cette éventuelle saturation du recul de transition peut être due à la saturation de l'effet mécanique de l'actionneur. En effet, comme vu dans la section 4.1.3 et comme l'ont montré Forte *et al.* [21] et Jolibois *et al.* [29], la vitesse maximale produite par l'actionneur augmente en fonction de la puissance consommée jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur maximale. En particulier, les actionneurs utilisés par Forte *et al.* qui ont une configuration proche de celle utilisée pour cette étude montrent une saturation en vitesse maximale à partir d'une puissance consommée de 40 W m^{-1} . Ceci peut expliquer que les actionneurs **DBD2** et **DBD3** provoquent le même ajout de quantité de mouvement donc le même recul de transition que leur puissance consommée P/L soit de 35 ou 48 W m^{-1} . Cependant, pour l'actionneur **DBD1**, le recul de transition triple lorsque P/L passe de 35 à 48 W m^{-1} alors qu'il est géométriquement identique aux autres actionneurs. La saturation de l'effet mécanique de l'actionneur ne peut pas être mis en cause dans l'obtention de reculs de transition identique pour les deux puissances P/L consommées par les actionneurs **DBD2** et **DBD3**.

Afin de rapprocher davantage la position de transition naturelle des actionneurs **DBD**, le nombre de Reynolds par unitaire Re_m est augmenté. La figure 9.3 représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud le long de la plaque pour un cas sans action et un cas d'action de la **DBD1** à $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$. Dans ce cas, la transition naturelle a lieu à 550 mm du bord d'attaque, soit 130 mm à l'aval de l'actionneur **DBD1**. Une action de la **DBD1** à 40 W m^{-1} permet de reculer la transition d'environ 90 mm, ce qui est légèrement moins que le recul donné par les actionneurs **DBD2** et 3 dans le cas $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Afin de corrélérer ces reculs de transition au développement des ondes **TS** le long de la plaque plane, des études de stabilité linéaires sont réalisées pour des configurations **sans action** à partir des mesures de la figure 7.7. Les figures 9.4 et 9.5 représentent l'évolution des facteurs N le long de la plaque plane. Les lignes verticales correspondent aux positions des trois actionneurs sur la figure 9.4 et à la position de l'actionneur **DBD1** sur la figure 9.5. Les lignes horizontales permettent de repérer le facteur N à l'endroit où se situent les actionneurs.

Dans le cas $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ (figure 9.4), le facteur N de transition N_t est de 7,5 environ. Les actionneurs **DBD** sont placés entre 420 et 520 mm du bord d'attaque, ce qui correspond à des facteurs N entre 6,6 et 6,9. Dans le cas $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ (figure 9.5), le facteur N de transition N_t est de 7,2 environ. Pour ce nombre de Reynolds unitaire, les ondes **TS** sont plus amplifiées que dans le cas $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$, ce qui contribue à obtenir une transition plus précoce. Dans ce cas, la position de l'actionneur **DBD1** correspond à un facteur N de 6,9. Bien que les facteurs N soient déjà élevés aux endroits où sont po-

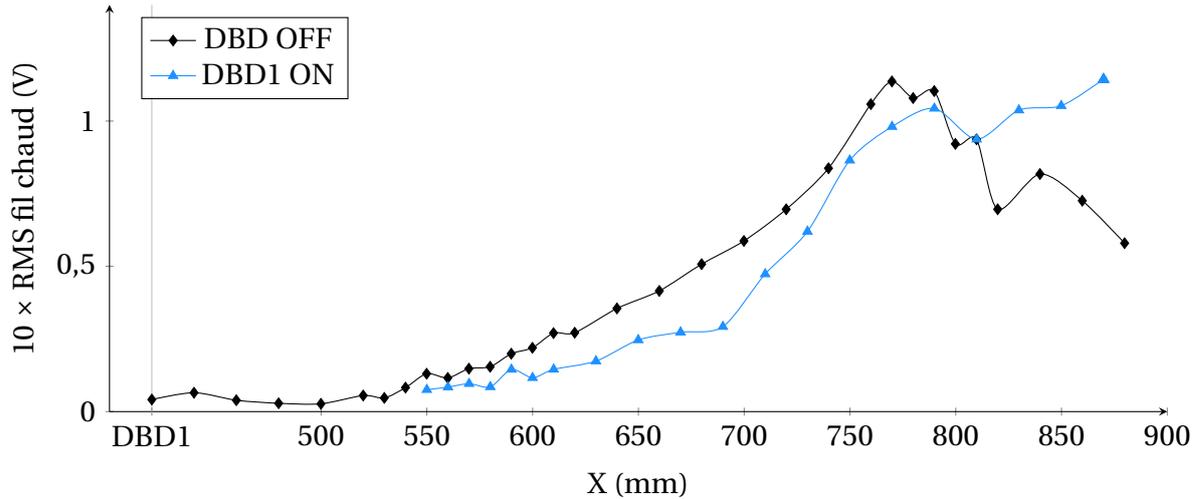


FIGURE 9.3 – Evolution du signal RMS d'une sonde fil chaud le long de la plaque plane avec et sans action de la DBD1 à $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

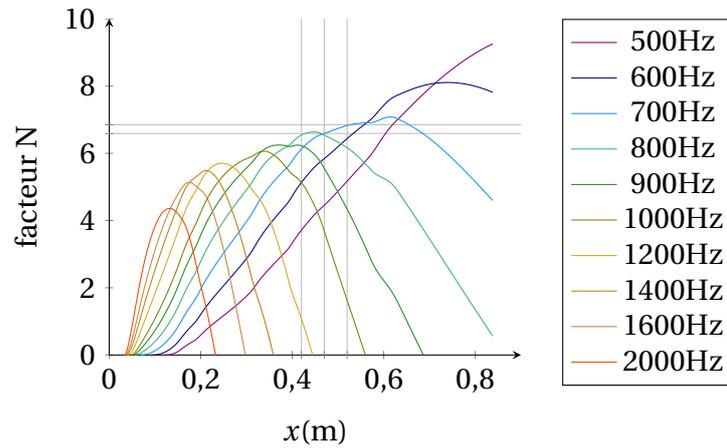


FIGURE 9.4 – Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $Re_m = 2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Les lignes verticales symbolisent l'emplacement des actionneurs DBD1, 2 et 3.

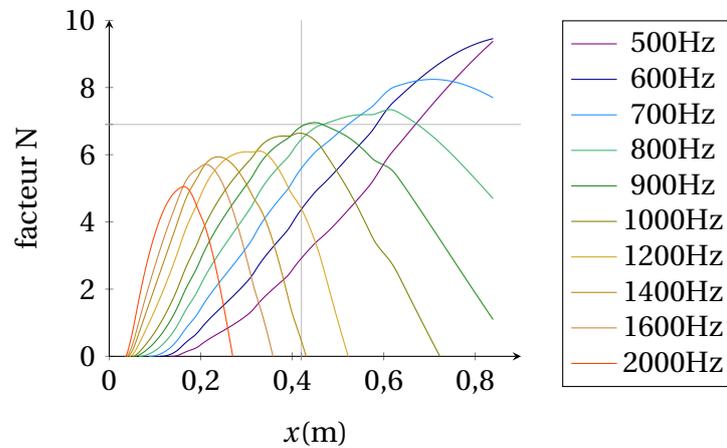


FIGURE 9.5 – Evolution des facteurs N le long de la plaque plane. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. La ligne verticale symbolise l'emplacement de l'actionneur DBD1.

sitionnées les actionneurs et bien qu'il soit possible que la croissance des ondes **TS** ne soit plus linéaire à ces endroits, il est toujours possible de reculer la transition de manière conséquente.

9.2 Contrôle de transition multi-actionneurs

Cette section a pour objectif d'évaluer l'effet de plusieurs actionneurs **DBD** agissant **simultanément** sur la couche limite. Pour cela, deux à trois actionneurs sont alimentés par le même signal issu d'un unique amplificateur de tension. Les couples tension-fréquence permettant d'obtenir les puissances **P/L par actionneur** sont indiqués dans le tableau 9.2.

Nombre de DBD	2		3	
P/L (W m^{-1})	18	25	12	16
f_p (kHz)	3			
V_p (kV)	7,8	8,4	7,2	7,5

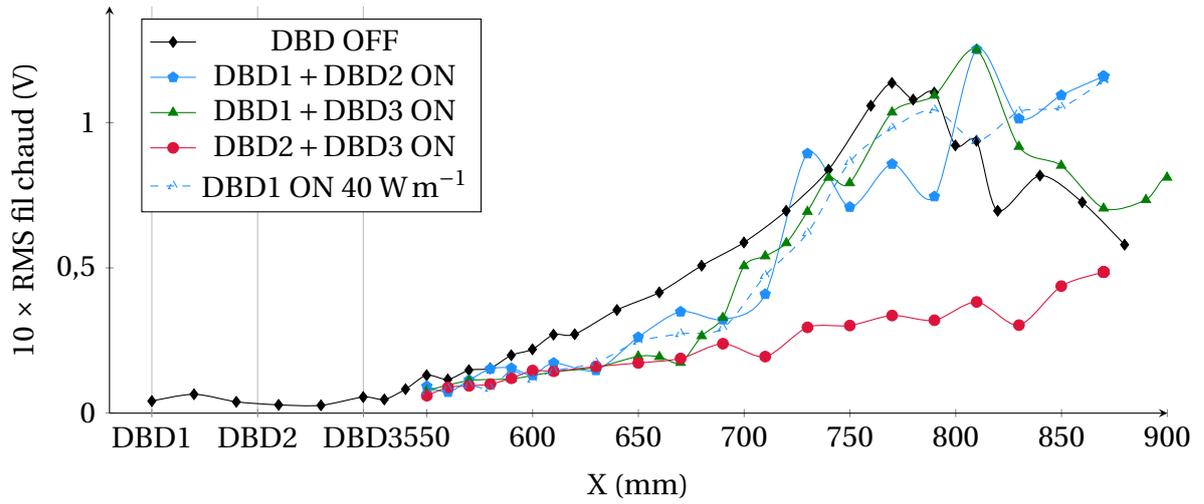
TABLEAU 9.2 – Tableau des puissances **P/L** utilisées par actionneur en W m^{-1} en fonction des fréquences f_p et des amplitudes de tension V_p .

Les positions de transition sont relevées en observant l'évolution des fluctuations du signal renvoyé par une sonde à fil chaud le long de la plaque plane. Les résultats de ces sondages sont représentés figure 9.6 dans le cas de l'utilisation de deux actionneurs et figure 9.7 dans le cas de l'utilisation simultanée de trois actionneurs. Dans les deux cas, le nombre de Reynolds unitaire est de $2,5 \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$ et la transition naturelle se situe à 550 mm du bord d'attaque de la plaque plane.

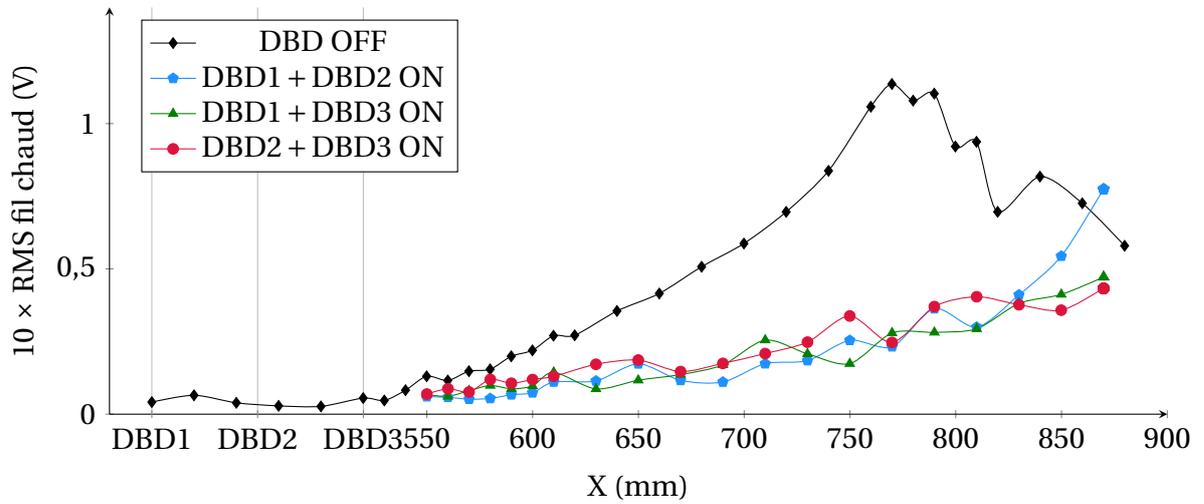
La figure 9.6 représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs configurations à deux actionneurs. Pour une puissance par actionneur $P/L = 18 \text{ W m}^{-1}$ (figure 9.6a), le recul de transition induit par le couple **DBD1+DBD2** est le même que celui induit par les **DBD1** et **DBD3** et vaut environ 100 mm. Par contre le couple **DBD2 + DBD3** semble permettre de déplacer la transition encore plus à l'aval sans qu'on puisse mesurer ce recul. Sur cette même figure, l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud le long de la plaque plane pour un cas où l'actionneur **DBD1** est allumé seul à une puissance de 40 W m^{-1} est tracée à titre de comparaison. A cette puissance, l'actionneur **DBD1** activé seul permet un recul de transition semblable à l'action conjugué des couple **DBD1+DBD2** ou **DBD1+DBD3**. Donc à puissance consommée totale égale, il se pourrait que répartir la puissance sur plusieurs actionneur permette un plus grand recul de transition.

Dans le cas d'une puissance par actionneur $P/L = 25 \text{ W m}^{-1}$ (figure 9.6b), tous les couples d'actionneurs donnent un recul de transition supérieur à 300 mm. Il est néanmoins possible que le couple **DBD1+DBD2** donne un recul de transition plus faible, puisqu'une montée des fluctuations du signal peut être perçue à partir de 820 mm. Ceci donnerait un recul de transition de 270 mm.

La figure 9.7 représente l'évolution des fluctuations du signal d'une sonde à fil chaud pour plusieurs cas sans action et avec action combinée des trois actionneurs. Deux puissances par actionneur sont utilisées pour deux puissances totales de 36 W m^{-1} et 48 W m^{-1} . Pour ces deux puissances, une légère montée des fluctuations peut être observée à partir de 650 mm pour $3 \times 12 \text{ W m}^{-1}$ et à partir de 670 mm pour $3 \times 16 \text{ W m}^{-1}$. Ces montées de fluctuations ne sont pas assez importantes pour signifier un changement de dynamique



(a) $P/L = 2 \times 18 \text{ W m}^{-1}$



(b) $P/L = 2 \times 25 \text{ W m}^{-1}$

FIGURE 9.6 – Evolution du signal RMS d’une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec action de deux DBD. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

vers une couche limite turbulente et peuvent être dûes aux fluctuations ajoutées par la force instationnaire générée par les actionneurs.

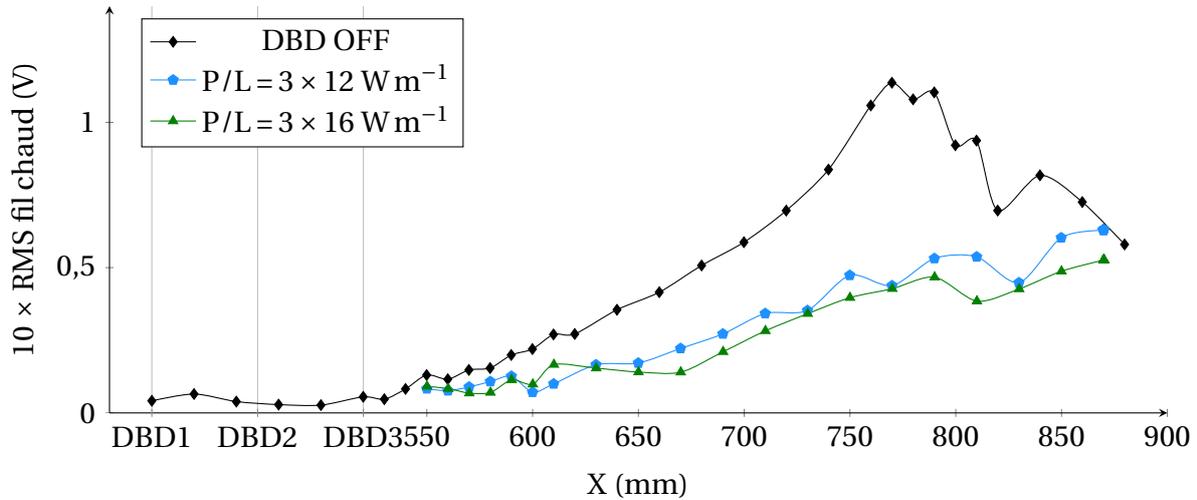


FIGURE 9.7 – Evolution du signal RMS d’une sonde fil chaud le long de la plaque plane pour plusieurs cas sans et avec action des 3 DBD. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 m^{-1}$.

Il apparaît que l’utilisation de plusieurs actionneurs permet d’obtenir des reculs de transition plus importants que lorsqu’un seul actionneur est actif. Or, le chapitre 6 a permis de montrer que la distribution de force volumique quasi-stationnaire générée par un actionneur DBD induit une atténuation large bande sur un à deux centimètres des ondes TS, ce qui mène à une transition reculée. L’évolution de l’amplitude des ondes TS reprend ensuite les tendances de ce qu’elle est naturellement (sans action). Disposer deux actionneurs assez loin l’un à l’aval de l’autre atténueraient deux fois l’amplitude des ondes TS à deux endroits différents de la couche limite, résultant en un recul de transition plus grand.

9.3 Effet des actionneurs DBD sur les ondes TS

D’après ce qui a été vu dans le chapitre 6 mais aussi par Duchmann *et al.* [15], inclure une distribution de force volumique stationnaire au sein de la couche limite permet d’atténuer localement une large bande de fréquences d’ondes TS, ce qui conduit au recul de la transition. L’objectif de cette section est d’étudier expérimentalement cette atténuation des ondes TS. Pour cela, les densités spectrales de puissance du signal issu de l’anémomètre à fil chaud sont calculées pour les données mesurées à 550 mm du bord d’attaque (il s’agit des mêmes que celles utilisées pour le repérage de la transition) et pour plusieurs cas avec et sans action. Ce point est choisi car il se situe toujours dans une zone laminaire de la couche limite et il est mesuré à la fois pour des cas avec et sans action. Les figures 9.8 à 9.11 représentent les densités spectrales de puissance calculées pour plusieurs cas avec et sans action. Les puissances électriques totales consommées par les actionneurs sont, dans tous les cas, proches de $40 W m^{-1}$.

La figure 9.8 compare les densités spectrales de puissance d’un point dans la couche limite laminaire sans action et avec l’action de la DBD1 pour $P/L = 40 W m^{-1}$. Ces spectres permettent d’identifier les ondes TS les plus instables à cet endroit dans la couche limite. La partie des spectres caractéristique des ondes TS les plus instables à cet endroit est encadrée pour les deux cas. Elles se situent entre 350 et 700 Hz dans les deux cas. Avec action, le spectre présente un pic à 3 kHz, ce qui correspond à la fréquence du signal d’alimentation de l’actionneur. En-dessous de 2000 Hz, le contenu spectral est d’une intensité

plus faible pour le cas avec action que pour le cas naturel. En particulier, la plus grande atténuation du contenu spectral se fait pour les fréquences d'ondes TS les plus instables.

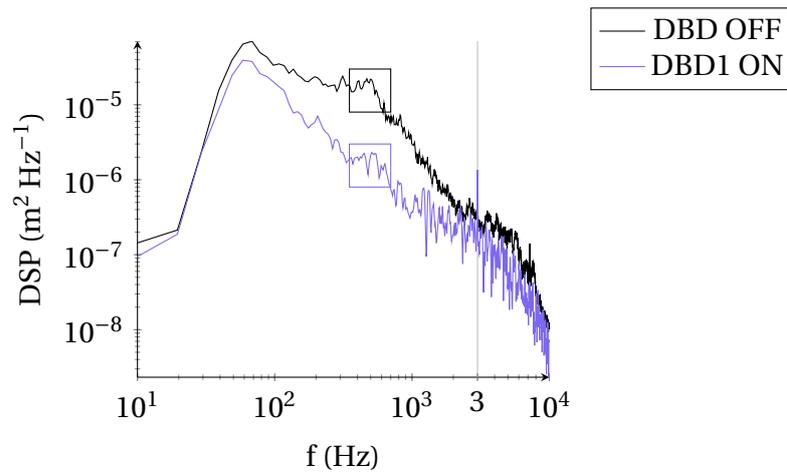


FIGURE 9.8 – Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$. $x = 550 \text{ mm}$. $y = 1 \text{ mm}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

La figure 9.9 représente les densités spectrales de puissance pour des signaux acquis juste avant la position de la transition dans un cas sans action et un cas avec action. Dans le premier cas, à 550 mm, les ondes TS les plus instables sont comprises entre 350 et 700 Hz. Dans le second cas, pour lequel la transition se situe à 640 mm du bord d'attaque, le spectre est tracé à $x = 630 \text{ mm}$. Les ondes TS les plus instables sont comprises entre 300 et 600 Hz. L'actionneur, en plus de reculer la transition semble diminuer la fréquence des ondes TS qui la déclenchent, ce qui est attendu. En effet, la courbe neutre d'une couche limite de Blasius montre que plus le Re_x est grand, plus l'enveloppe qui contient les fréquences d'ondes TS instables contient des fréquences faibles. La figure 9.9 montre des spectres réalisés juste avant la transition dans un cas sans et un cas avec action. Or la transition débute plus à l'aval dans le deuxième cas que dans le premier. Toutes choses restant égales par ailleurs, le Re_x est donc plus élevé dans le deuxième cas et les fréquences d'ondes TS instables plus faibles.

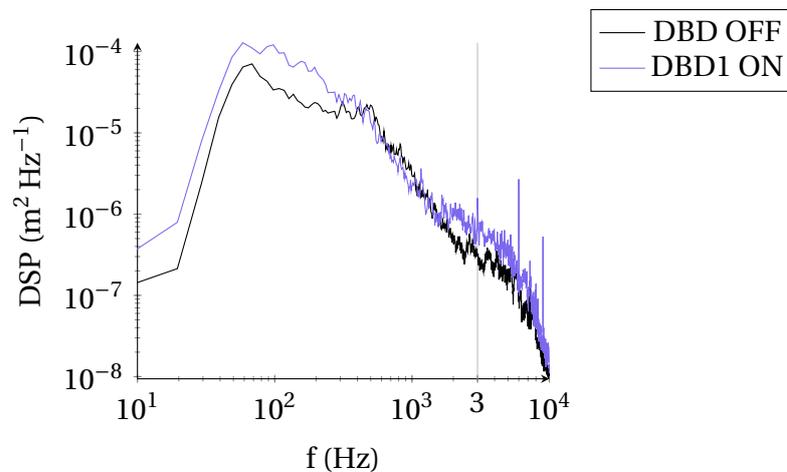


FIGURE 9.9 – Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action, juste avant la transition. $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$. $y = 1 \text{ mm}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

La figure 9.10 représente les densités spectrales de puissance à 550 mm du bord d'attaque pour plusieurs cas d'action avec deux actionneurs et un cas sans action. Comme

dans le cas d'action de la figure 9.8, les spectres avec action présentent une raie à 3 kHz, mais ils présentent en plus des raies aux harmoniques de cette fréquence (6 et 9 kHz). Dans ce cas, les couples **DBD1+DBD2** et **DBD1+DBD3** permettent le même recul de transition. Ces deux cas présentent aussi une atténuation similaire du contenu spectral à 550 mm du bord d'attaque. Une atténuation plus grande est observée pour le couple **DBD2+DBD3**, qui est aussi celui qui permet le plus grand recul de transition.

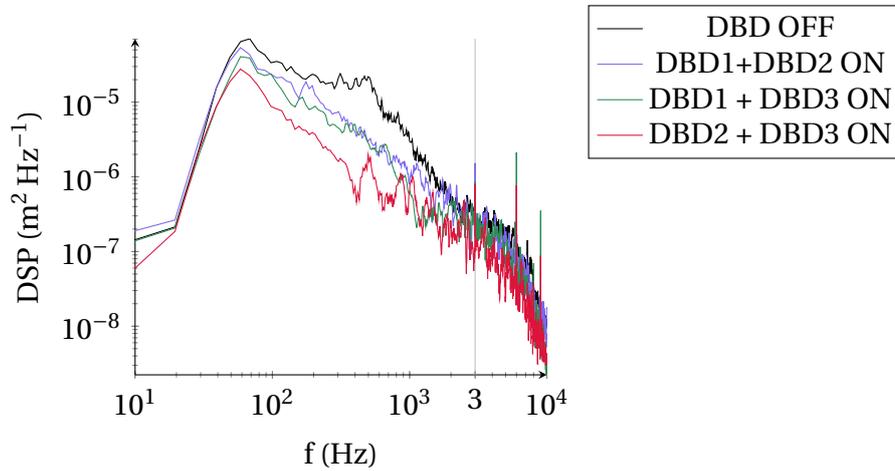


FIGURE 9.10 – Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 2 \times 18 \text{ W m}^{-1}$. $x = 550 \text{ mm}$. $y = 1 \text{ mm}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Enfin, la figure 9.11 montre que l'atténuation du contenu spectral sur une large bande de fréquence est aussi visible dans le cas où les trois actionneurs sont utilisés simultanément.

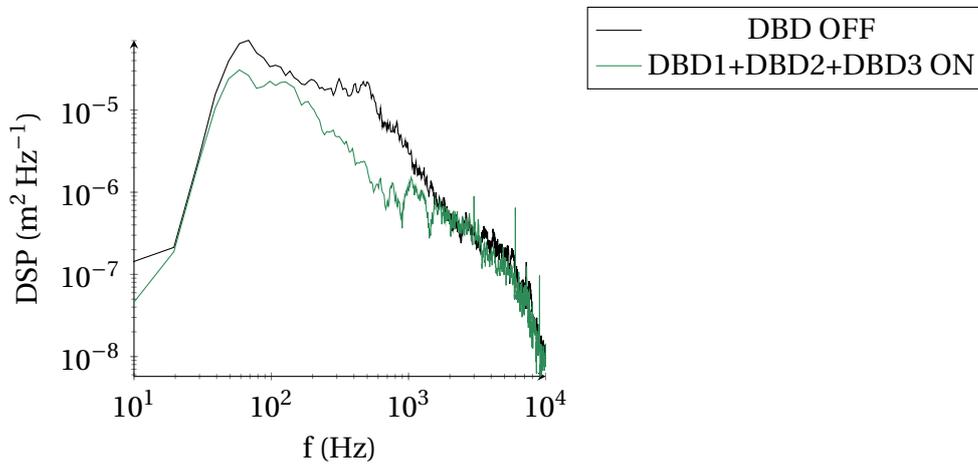


FIGURE 9.11 – Densités spectrales de puissance pour des cas sans et avec action. $P/L = 3 \times 12 \text{ W m}^{-1}$. $x = 550 \text{ mm}$. $y = 1 \text{ mm}$. $Re_m = 2,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

9.4 Conclusion

L'objet de ce chapitre était d'étudier expérimentalement l'effet de la position d'un actionneur **DBD** sur le recul de la transition mais aussi l'effet cumulatif de plusieurs actionneurs **DBD** sur ce même recul. Dans un cas de contrôle mono-actionneur, il a permis de

mettre en évidence que plus l'actionneur était positionné proche de la transition naturelle, plus il était efficace. En effet, à puissance consommée équivalente, un actionneur DBD recule d'autant plus la transition qu'il est placé proche de la position de transition naturelle. Le recul de transition semble avoir une limite puisque les actionneurs 2 et 3 permettent le même recul de transition (qui est supérieur à celui provoqué par l'actionneur DBD1) alors qu'ils sont séparés de la même distance que celle qui sépare les DBD1 et DBD2.

L'utilisation de deux ou trois actionneurs en simultané permet d'augmenter le recul de transition à même puissance électrique consommée totale. Ceci peut être dû au fait que le premier actionneur amortit les ondes TS sur une large bande de fréquences, provoquant une baisse du facteur N. De ce fait, le facteur N est plus faible que le facteur N naturel à la position du deuxième (ou du troisième) actionneur. Ainsi, un actionneur situé en aval permet de reculer davantage la transition en amortissant encore davantage les ondes TS.

Enfin, ce chapitre a été l'occasion de vérifier l'atténuation des ondes TS par l'actionneur calculé dans le chapitre 6. Pour cela, le contenu spectral d'un point de la couche limite juste avant la transition naturelle ($x = 550$ mm) et à l'intérieur de la couche limite ($y = 1$ mm) est évalué. Dans tous les cas d'action, le contenu spectral est atténué sur une large bande de fréquence allant de 100 à 2000 Hz. Ceci confirme une atténuation par la force quasi-stationnaire générée par l'actionneur DBD de toutes les fréquences d'ondes TS qui ne sont pas naturellement atténuées par la couche limite. D'autre part, les spectres tracés juste avant la transition montrent que dans un cas avec action, les ondes TS les plus amplifiées à cet endroit ont une fréquence plus faible que les ondes TS qui provoquent la transition naturelle, ce qui était attendu.

Discussion des résultats de la campagne expérimentale sur plaque plane

Cette dernière partie a permis de compléter l'étude menée sur l'ONERA-D. Pour permettre aux actionneurs d'agir sur la couche limite uniquement par effet moyen, la géométrie de la maquette ainsi que celle des actionneurs utilisés ont été changées. L'utilisation d'une plaque plane permet d'obtenir une évolution de l'amplitude des ondes TS plus régulière et des ondes TS amplifiées de fréquences plus faibles. Parallèlement, l'utilisation d'actionneurs DBD dont les diélectriques sont plus fins permet d'utiliser des fréquences d'action plus élevées tout en conservant des puissances électriques consommées, donc des puissances mécaniques, assez élevées. Ces actionneurs sont apposés sur la paroi, dans une zone où la couche limite est laminaire. Leurs fréquences f_p de 3 ou 4 kHz correspondent à celles d'ondes TS qui sont naturellement amorties à l'amont des actionneurs.

Dans un premier temps, des mesures LDV à l'intérieur et proches de la zone de plasma généré par l'actionneur DBD sont effectuées. Elles permettent de caractériser l'effet d'un actionneur sur des profils de vitesse moyenne d'une couche limite laminaire. En ce qui concerne les cas avec action, les mesures de vitesse présentent parfois des valeurs excessivement élevées en proche paroi. Pour ces points de mesure, l'observation des histogrammes de vitesse (distribution des particules en fonction de leur vitesse) permet de distinguer deux groupes de particules. Alors que dans des cas classiques, les histogrammes de vitesse ont une forme plutôt gaussienne, pour ces points de mesure, ils sont la combinaison de deux gaussiennes. La première est centrée sur une valeur de vitesse cohérente avec l'ensemble du profil de vitesse moyenne tandis que la deuxième est centrée sur une vitesse constante pour un cas d'action donnée et qui est d'autant plus élevée que la puissance consommée est importante. Ainsi, il est possible que cette deuxième gaussienne soit causée par des particules d'ensemencement qui se chargeraient et dériveraient ensuite sous l'effet de forces de Coulomb. Par la suite, il pourrait être intéressant de corrélérer la taille des particules de DEHS servant pour l'ensemencement à ces histogrammes de vitesse. Ceci pourrait permettre de discriminer les particules qui se chargent près de l'actionneur. Changer de particules d'ensemencement pour d'autres qui sont moins influencées par le champ électrique proche des électrodes de l'actionneur. L'étude de Hamdi *et al.* [23] propose quelques options.

Une fois corrigées, les mesures effectuées par LDV permettent de quantifier l'ajout de quantité de mouvement dû à la force volumique générée par l'actionneur DBD. Pour l'actionneur considéré, l'effet de la distribution de force volumique se voit sur les profils de vitesse moyenne sur une zone d'1 mm de hauteur à partir de la paroi. Le calcul de l'ajout de vitesse dans la couche limite dû à l'actionneur révèle que quelques millimètres avant le bord aval de l'électrode active, un ajout de vitesse négatif a lieu au-dessus d'1 mm de la paroi de la plaque plane. Ceci peut être dû à une zone d'aspiration se situant en amont de l'actionneur et observée par Debien *et al.* [14] par exemple. A l'aval de l'actionneur, les modifications des profils de vitesse se font plus proches de la paroi. L'ajout de vitesse dû

à l'actionneur atteint un maximum environ 6 mm à l'aval de l'actionneur où des ajouts de vitesse de l'ordre de 6 m s^{-1} peuvent être observés. Il diminue ensuite progressivement jusqu'à devenir négligeable environ 30 mm à l'aval de l'actionneur. Si ces mesures permettent de caractériser l'effet de la composante longitudinale de la force volumique générée par un actionneur DBD et pourront peut-être contribuer à améliorer le modèle présenté dans le chapitre 6, elles ne permettent pas de vérifier que l'effet de la composante verticale du champ de force volumique est bien négligeable vis-à-vis de l'effet de la composante longitudinale. Si Kriegseis *et al.* [37] ont calculé une composante verticale du champ de force volumique dont l'intensité est dix fois moindre que la composante longitudinale, ceci ne garantit pas que son effet sur les profils de vitesse le soit également. Procéder à la mesure de cette composante de vitesse dans des cas avec et sans action permettrait de lever cette incertitude.

Dans un second temps, les effets de la position et du cumul de plusieurs actionneurs sur la transition de couche limite sont étudiés. Pour cela, trois actionneurs sont disposés sur l'insert qui équipe la plaque plane. Dans le cadre de l'étude de l'effet de la position de l'actionneur sur le recul de position, ils sont allumés successivement. Contrairement à Jousot *et al.* [31] et à ce qui a été observé dans le chapitre 4, dans les cas étudiés, la transition est reculée quel que soit le placement de l'actionneur sur la plaque plane. C'est parce que l'effet moyen est dominant : l'actionneur exerce une force quasi-stationnaire aux yeux de la couche limite. Ce recul de transition est d'autant plus grand que l'actionneur est proche de la position de transition naturelle, malgré un facteur N qui est d'autant plus élevé qu'on s'en approche. Cependant, dans notre cas, il semble avoir une limite de 100 mm, ce qui correspond à une extension de 17% de la couche limite laminaire. Pour augmenter ce recul de transition, plusieurs actionneurs peuvent être allumés simultanément. Dans le cas de cette étude, ils sont alimentés par le même signal électrique, consomment la même puissance électrique, et par conséquent délivrent la même puissance mécanique à l'écoulement. L'ajout d'une distribution de force volumique générée par un actionneur DBD au sein de la couche limite provoque l'amortissement d'une large gamme de fréquences d'ondes TS sur une distance de l'ordre du centimètre provoquant alors une chute du facteur N, comme vu dans le chapitre 6 et par Duchmann *et al.* [15]. L'évolution du facteur N reprend alors son cours "naturel" et la transition est reculée. Le cumul des forces volumiques générées par plusieurs actionneurs permettrait de provoquer plusieurs de ces chutes de facteur N s'ils sont assez éloignés (c'est le cas dans cette étude). Ceci peut expliquer le recul de transition plus important avec plusieurs qu'avec un seul actionneur à puissance consommée totale identique. Dans tous les cas d'action, l'amortissement d'une large gamme de fréquences d'ondes TS par l'actionneur est confirmé par le calcul des spectres des signaux issus d'une sonde fil chaud plongée dans la couche limite à l'aval d'un ou plusieurs actionneurs.

Quatrième partie

Conclusion



Conclusion générale

Conclusions

L'objet de cette thèse a été d'étudier l'effet d'un ou plusieurs actionneurs [Décharge à Barrière Diélectrique \(DBD\)](#) sur la stabilité de couches limite bidimensionnelles incompressibles. Cette étude a été développée en deux parties.

La première a été consacrée au contrôle d'une couche limite se développant le long d'une aile de profil ONERA-D dans une configuration sans flèche et pour des vitesses infinies amont de 21 à 24 m s⁻¹. Pour cela, trois actionneurs [DBD](#) ont été disposés sur une maquette ONERA-D. Selon leur position et la fréquence de leur signal d'alimentation, ces actionneurs ont été capables soit d'avancer, soit de reculer la transition. En couplant cette étude expérimentale à des études de la stabilité linéaire de la couche limite naturelle (sans action), nous avons pu établir un lien entre la fréquence d'alimentation et l'action (avancée ou recul) sur la transition. En particulier, lorsque la fréquence était choisie proche de celle d'une onde [Tollmien-Schlichting \(TS\)](#) amplifiée à la position de l'actionneur, son effet instationnaire exerçait un forçage de ces ondes [TS](#) menant à une transition précoce par rapport à celle qui était observée sans action. Dans le cas où la fréquence d'action était supérieure aux ondes [TS](#) amplifiées à la position de l'actionneur, l'effet moyen prédominait et la transition était reculée. De plus, dans ce cas, le recul de transition ne dépendait pas de la fréquence d'alimentation, mais uniquement de la puissance électrique consommée par l'actionneur.

Par ailleurs, cette expérience a permis de mesurer des profils de vitesse 10 % de corde à l'aval des actionneurs pour des cas avec et sans action. Ces profils de vitesse ont permis d'évaluer l'ajout vitesse dans la couche limite dû à la force [ElectroHydroDynamique \(EHD\)](#). En particulier, il était moins intense que celui mesuré sans écoulement extérieur. D'autre part, l'analyse de la stabilité de ces profils de vitesse a permis d'établir que la déformation occasionnée par l'actionneur les stabilisait. Cependant, cette information était seulement valable localement en une station de la couche limite. Pour compléter l'étude de stabilité et conclure sur l'explication du recul de transition, il fallait disposer d'un plus grand nombre de profils de vitesse moyenne. C'est pourquoi un modèle de force volumique moyenne a été développé et implanté dans un code de couche limite.

Le modèle de force volumique moyenne généré par un actionneur [DBD](#) a été développé en considérant que la composante verticale du champ de force volumique était négligeable vis à vis de sa composante horizontale. Le champ de force volumique calculé par Kriegseis *et al.* [36] ainsi que les profils de vitesse mesurés lors de l'étude expérimentale sur l'ONERA-D ont été pris en compte dans l'élaboration du modèle. Bien que l'actionneur utilisé par Kriegseis *et al.* soit plus fin que celui étudié dans cette thèse, l'allure générale du champ de force a été supposée ne pas varier significativement avec l'épaisseur du diélectrique. Cependant, pour pouvoir retrouver des profils de vitesse moyenne correspondant à ceux mesurés précédemment, l'intensité de la force volumique était plus

importante et son domaine spatial plus grand dans notre cas. L'implantation de ce modèle de force volumique dans un code de couche limite a permis de calculer la stabilité de couches limites naturelle et actionnées pour plusieurs puissances électriques consommées. Dans cette étude numérique, seuls les cas où la transition avait été reculée par effet moyen ont pu être reproduits. Les études de stabilité linéaire effectuées dans des cas où la couche limite a été soumise à une force volumique ont montré qu'une large gamme fréquentielle d'ondes **TS** était atténuée par la distribution de force volumique, ce qui menait à un recul de transition. De plus, cette atténuation était d'autant plus importante que la puissance électrique consommée, donc l'intensité de la force volumique, était grande. Cependant, le recul de transition était légèrement surestimé par les calculs. Pour le comprendre, deux pistes ont été explorées. La première a consisté à comparer la stabilité des profils de vitesse mesurés à 10 % de corde à ceux issus du calcul de couche limite. A cette station, la stabilité des profils de vitesse calculés était similaire à celle des profils de vitesse mesurés. Mais, encore une fois, cette information était valable uniquement en une station de la couche limite, et rien ne garantissait que les profils de vitesse situés plus en amont ou plus en aval aient été plus stables qu'en réalité. A ce stade, il aurait fallu disposer de plus de profils de vitesse expérimentaux avec lesquels confronter les résultats des calculs. Cette observation a conduit à mener une campagne de mesures de profils de vitesse au plus proche des actionneurs par **Laser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)**. La deuxième piste d'amélioration a consisté à prendre en compte l'échauffement à la paroi généré par un actionneur **DBD**. En particulier, un échauffement de 40 °C a permis d'obtenir un recul de transition identique à celui observé expérimentalement dans le cas d'une action à 33 % de corde pour une puissance de 60 W m⁻¹. Si prendre en compte le chauffage de la paroi dû à l'actionneur permettait effectivement une meilleure prévision du recul de transition, la valeur de cet échauffement était sûrement exagérée dans le cas étudié. La prise en compte des effets de température sont donc restés une piste d'amélioration possible même s'ils n'étaient sûrement pas les seuls à expliquer la surestimation du recul de transition.

Dans une deuxième partie, seul l'influence de l'effet moyen d'actionneurs **DBD** sur la transition d'une couche limite de plaque plane a été étudiée. Comme vu plus tôt, les fréquences d'alimentation des actionneurs ont été choisies de sorte à être supérieures à celles des ondes **TS** amplifiées à l'endroit où ils se trouvent. De cette façon, la transition n'était pas provoqué par l'actionneur. Dans cette configuration, des profils de vitesse moyenne ont été mesurés proches et à l'intérieur du volume de plasma pour une vitesse à l'infini amont de 35 m s⁻¹. Comme l'anémométrie fil chaud ne permet pas d'effectuer de telles mesures, la **LDV** a été utilisée. Cette technique optique requiert un ensemencement qui a été réalisé à l'aide de **Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS)**. Les histogrammes de vitesse ont montré qu'il existait deux groupes de particules : un groupe qui avait une vitesse cohérente avec le reste du profil de vitesse et un groupe, plus réduit, dont la vitesse ne variait pas en fonction de la hauteur dans la couche limite et qui dépendait du champ électrique régnant entre les électrodes. Ce deuxième groupe était probablement constitué de particules qui se chargeaient au contact du champ électrique et qui dérivait sous l'effet des forces de Coulomb. Afin d'estimer l'ajout de vitesse dû à l'actionneur, elles ont été écartées du calcul de la vitesse moyenne. Finalement, ces mesures de profils de vitesse moyenne proches de l'actionneur ont permis de montrer qu'il provoquait un ajout négatif de vitesse quelques millimètres en amont de sa position. D'autre part, l'ajout de vitesse augmentait progressivement jusqu'à environ 6 mm à l'aval de l'actionneur puis diminuait jusqu'à devenir négligeable 30 mm à l'aval. Le différentiel de vitesse entre profils avec et sans action mesuré maximal était de l'ordre de 6 m s⁻¹.

La configuration de plaque plane choisie dans cette deuxième partie a aussi permis d'étudier l'effet de la position et du cumul de plusieurs actionneurs sur le recul de transition, dans le cas où l'effet moyen était prédominant. Pour cela, trois actionneurs ont été placés sur la plaque plane. Activés successivement, ils ont tous permis d'obtenir un recul de transition, au contraire de ce qui avait été observé plus tôt dans l'étude. A puissance électrique consommée égale, plus un actionneur était placé proche de la position de transition naturelle, plus le recul qu'il occasionnait était important. Cependant, le recul obtenu avec un seul actionneur DBD semblait avoir une limite de 100 mm (soit une extension de 17 % de la zone laminaire) pour un nombre de Reynolds unitaire de $2,4 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Pour l'augmenter, plusieurs actionneurs ont été allumés en même temps. Ils ont été alimentés par le même signal et consommaient donc tous la même puissance électrique. A même puissance consommée totale, plus le nombre d'actionneurs DBD utilisés était grand plus la transition était reculée. Répartir la puissance d'action sur plusieurs actionneurs semblait donc augmenter le recul de transition.

Perspectives

Modélisation et interaction DBD/couche limite

Cette étude a montré que l'ajout de vitesse dans la couche limite causé par un actionneur DBD était plus faible que le vent ionique mesuré dans de l'air au repos. Des mesures de vitesse réalisées en présence d'un écoulement extérieur semblent donc plus adaptées à la modélisation du champ de force volumique généré par l'actionneur lorsque l'objectif est d'étudier son effet sur une couche limite. Il reste cependant à déterminer l'étendue du rôle de la valeur de U_∞ .

D'autre part, Kriegseis *et al.* [36] ont montré que la composante verticale était négligeable par rapport à la composante horizontale du champ de force volumique généré par un actionneur DBD. C'est pourquoi cette étude s'était particulièrement intéressée à cette dernière. Cependant, rien ne garantit que l'effet de la composante verticale soit lui aussi négligeable sur les profils de vitesse moyenne. Pour lever cette incertitude, des mesures de la composante verticale de la vitesse peuvent être effectuées en présence d'un écoulement extérieur.

En plus de considérer des mesures de vitesse dans une couche limite, donc en présence d'un écoulement, une seconde piste d'amélioration d'un modèle phénoménologique a été présentée. Il s'agit de tenir compte des effets de température générés par un actionneur DBD. En effet, en fonction de son épaisseur de diélectrique et de la puissance électrique qu'il consomme, celui-ci chauffe à la fois la paroi et le fluide environnant. En particulier, la température de la paroi proche de l'actionneur est d'autant plus élevée que le diélectrique est fin et que la puissance électrique consommée par l'actionneur est élevée. Or, la température de la paroi a un rôle dans la stabilité d'une couche limite. Donc, la considérer ne peut qu'améliorer la prévision du déplacement de transition occasionné par un actionneur DBD.

Contrôle de transition multi-actionneurs

Dans le cadre d'actionneurs fonctionnant en mode "effet moyen", la campagne expérimentale menée sur plaque plane a permis de montrer, entre autres, qu'à même puissance consommée totale, le recul de transition est d'autant plus important que cette puissance est répartie sur plusieurs actionneurs. Cependant, elle n'a permis d'étudier que les cas

où la puissance était répartie équitablement sur un à trois actionneurs. D'autres configurations pourraient permettre de reculer davantage la transition : la puissance consommée totale pourrait être répartie sur encore plus d'actionneurs ou pourrait être répartie de manière non homogène sur ceux-ci. Afin d'optimiser les configurations de contrôle multi-actionneurs, elles pourraient être reproduites numériquement. Ces études numériques pourraient permettre d'une part d'effectuer des études paramétriques simples sur le nombre d'actionneurs à utiliser ou sur la manière la plus efficace de les alimenter afin d'obtenir le plus grand recul de transition. D'autre part, coupler des calculs de couche limite et des analyses de stabilité linéaire comme dans le chapitre 6 permettrait de voir à quel point les ondes **TS** sont atténuées par chacun des actionneurs. Ceci viserait à comprendre pourquoi la transition est reculée d'autant plus loin que la même puissance électrique totale est répartie sur un plus grand nombre d'actionneurs.

Annexes

Annexe A

Mesure de vitesse à l'aide d'une sonde fil chaud une composante

Une sonde fil chaud une composante est un instrument de mesure anémométrique constitué de deux branches reliées entre elles par un fil en matériau thermorésistif (sa résistance dépend de sa température). Une photographie d'une telle sonde est présentée figure A.1.



FIGURE A.1 – Sonde fil chaud une composante

Lorsqu'un courant électrique traverse le fil, il chauffe et sa résistance électrique augmente. Les phénomènes de convections autour du fil lié à la présence d'un écoulement modifient sa température, donc sa résistance. Cette résistance est placée dans un montage en pont de Wheatstone qui est relié à un amplificateur opérationnel comme représenté figure A.2. La modification de la résistance de la sonde fil chaud provoque un léger déséquilibre du pont de Wheatstone. Ceci se traduit par une variation de la tension aux

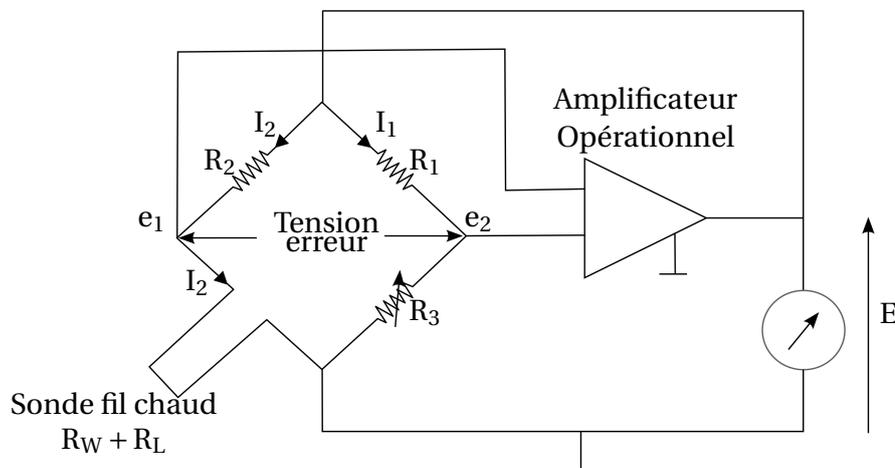


FIGURE A.2 – Montage électrique de type pont de Wheatstone, incluant une sonde fil chaud.

bornes du montage qu'il est possible de mesurer. Cette tension peut être reliée à la vitesse de l'écoulement autour du fil en écrivant un bilan d'énergie pour le fil.

A tout moment, la quantité d'énergie cédée au fil par effet Joule est égale à l'énergie cédée par le fil à l'écoulement par les mécanismes de convection et conduction. Ceci se traduit par l'égalité (A.1).

$$R_W I^2 = \pi D \lambda_f (T_W - T_F) (A + B \cdot U^n) \quad (\text{A.1})$$

Dans cette équation, le terme $R_W I^2$ représente la quantité d'énergie fournie au circuit électrique par le fil pour le chauffer à la température T_W . Le terme $\pi D \lambda_f (T_W - T_F) (A + B \cdot U^n)$ représente l'énergie dissipée par le fil dans le fluide. Il est établi à partir de l'expression générale d'un transfert de chaleur d'un fil dans du fluide par mécanisme conducto-convectif ($h \pi D (T_W - T_F)$) où T_F est la température du fluide, h le coefficient conducto-convectif et D le diamètre du fil). L'insertion de la loi de King généralisée dans cette dernière expression permet de faire apparaître la dépendance à la vitesse du fluide U par le biais du nombre de Nusselt (exprimé sous la forme $(A + B \cdot U^n)$).

A ce bilan énergétique se rajoutent des considérations électriques :

- Le fil de la sonde est thermorésistif et sa résistance varie linéairement avec la température :

$$R_W = R_0 (1 + C (T_W - T_0)) \quad (\text{A.2})$$

- On peut exprimer l'intensité qui traverse la sonde grâce à la tension aux bornes du pont de Wheatstone en considérant les notations de la figure A.2 :

$$E = (R_W + R_1 + R_2 + R_3) I \quad (\text{A.3})$$

Par la suite, on note $\Sigma R = R_1 + R_2 + R_3$.

En prenant en compte ces considérations, on trouve l'équation (A.4) partir du bilan énergétique (A.1).

$$E^2 = \frac{\pi D \lambda_f (\Sigma R + R_W)^2}{C R_0 R_W} (R_W - R_F) (A + B' \cdot U^n) \quad (\text{A.4})$$

Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme :

$$E^2 = E_{c0}^2 + B \cdot U^{1/m} \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.5) s'appelle la *loi de King*. E est la tension aux bornes du pont de Wheatstone, U la vitesse de l'écoulement, E_{c0} , B et m sont des paramètres évalués lors de la calibration de la sonde fil chaud. Lorsqu'on connaît ces derniers, on peut calculer la vitesse à partir du signal électrique du fil chaud. La différentielle de l'équation (A.5) permet d'établir la relation entre les fluctuations de vitesse et les fluctuations de tension :

$$\frac{u'}{U} = \frac{2me'E}{E^2 - E_{c0}^2} \quad (\text{A.6})$$

où u' représente les fluctuations de la vitesse et e' celles de la tension.

Annexe B

A propos des polynômes qui composent la distribution de force volumique

Cette annexe détaille les polynômes $a(x)$ et $b(y)$ qui permettent de modéliser la distribution de force volumique $F_{\text{plasmamax}}(x, y) = K \left(1 - \exp\left(-\frac{P/L}{85,5}\right)\right) a(x) b(y)$ utilisée lors des calculs du chapitre 6. Ils sont construits en variables adimensionnées suivant l'extension du plasma ($\frac{x}{D_x}$ et $\frac{y}{D_y}$) de telle sorte à ce que l'intervalle de travail soit $[0, 1]$. Pour $a(x)$, 0 correspond au bord aval de l'électrode active et 1 à la fin de l'extension horizontale du plasma. Pour $b(y)$, 0 correspond à la paroi et 1 à la fin de l'extension verticale du plasma. D'autre part, comme le coefficient $K \left(1 - \exp\left(-\frac{P/L}{85,5}\right)\right)$ représente l'amplitude maximale de la force volumique, le maximum de ces polynômes est égal à 1.

B.1 $a(x)$

$a(x)$ est la concaténation d'un polynôme de degré 2 P_2 et d'un polynôme de degré 3 P_3 au niveau d'un maximum situé en x_m qui vaut 1. x_m peut être choisi librement entre 0 et 1.

Pour $x \leq x_m$, $a(x) = P_2(x)$. Par conséquent, P_2 est nul en 0 et maximum en x_m . Ceci donne le polynôme P_2 tel que :

$$P_2(x) = a_1 x + a_2 x^2 \quad (\text{B.1})$$

avec :

$$a_1 = \frac{2}{x_m} \text{ et } a_2 = \frac{-1}{x_m^2} \quad (\text{B.2})$$

Pour $x_m \leq x \leq 1$, $a(x) = P_3(x) = a_3 + a_4 x + a_5 x^2 + a_6 x^3$. Ce polynôme est maximum en x_m puis monotone décroissant jusqu'à la frontière du domaine où il est nul. Une dérivée nulle en x_m est imposée pour la continuité de la dérivée de $a(x)$. Les conditions de dérivée nulle et de maximum en x_m ainsi que celle de nullité en 1 permettent d'établir les expressions de a_3 , a_4 , et a_5 en fonction de a_6 . La condition "P₃ monotone décroissant sur la portion $[x_m; 1]$ " donne une valeur maximale pour a_6 :

$$a_{6max} = \frac{2}{-x_m^3 + 3x_m^2 - 3x_m + 1} \quad (\text{B.3})$$

Ce coefficient permet de choisir l'intensité de la décroissance de P_3 . Pour la modélisation de ce manuscrit, a_6 est choisi égal à 4. On obtient finalement :

$$P_3(x) = a_3 + a_4 x + a_5 x^2 + a_6 x^3 \quad (\text{B.4})$$

avec :

$$\begin{aligned}
 a_6 &= 4 \\
 a_3 &= -\frac{2x_m + a_6x_m^4 + a_6x_m^2 - 1 - 2a_6x_m^3}{-2x_m + 1 + x_m^2} \\
 a_4 &= x_m * \left(\frac{2 + 2a_6 + a_6x_m^3 - 3x_m a_6}{-2x_m + 1 + x_m^2} \right) \\
 a_5 &= -\frac{-3a_6x_m^2 + 1 + a_6 + 2a_6x_m^3}{-2x_m + 1 + x_m^2}
 \end{aligned} \tag{B.5}$$

B.2 $b(y)$

$b(y)$ est la concaténation de deux polynômes de degré 2 au niveau du maximum se situant en y_m qui vaut 1. y_m peut être choisi librement entre 0 et 1.

Pour $y \leq y_m$, ce polynôme est croissant à partir de $y = 0$ jusque $y = y_m$. A la paroi, la force volumique n'étant pas nécessairement nulle, une valeur F_0 est imposée. Elle est choisie $F_0 = 0, 1$ pour cette étude.

Pour $y_m \leq y \leq 1$, le polynôme est décroissant à partir du maximum situé en y_m jusqu'à ce qu'il s'annule en 1.

Pour les deux parties de $b(y)$, une dérivée nulle en y_m est imposée. Ces conditions donnent un polynôme tel que :

$$b(y) = b_0 + b_1x + b_2x^2 \tag{B.6}$$

avec, pour $y \leq y_m$:

$$\begin{aligned}
 b_0 &= F_0 \\
 b_1 &= -\frac{2(F_0 - 1)}{y_m} \\
 b_2 &= \frac{F_0 - 1}{y_m^2}
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

et pour $y_m \leq y \leq 1$:

$$\begin{aligned}
 b_0 &= -\frac{2y_m - 1}{1 + y_m^2 - 2y_m} \\
 b_1 &= \frac{2y_m}{1 + y_m^2 - 2y_m} \\
 b_2 &= -\frac{1}{1 + y_m^2 - 2y_m}
 \end{aligned} \tag{B.8}$$

Annexe C

Mesure du taux de turbulence de la soufflerie TRIN2

C.1 Dispositif expérimental

Lors de la mesure du taux de turbulence de la soufflerie TRIN2, une plaque plane à bord d'attaque elliptique, d'une longueur de 1178 mm et d'une épaisseur de 10 mm, est placée dans la veine d'essai. Deux sondes fil chaud sont utilisées : une sonde droite (Dantec, 55P11) située en entrée de veine en amont du bord d'attaque de la maquette et une sonde courbée (Dantec 55P15) située au milieu de la veine et à mi-longueur de la plaque plane. L'acquisition est effectuée sur 500000 échantillons. Le signal de ces deux sondes est filtré par un filtre passe bande analogique : les composantes de signal dont les fréquences sont inférieures à 3 Hz et supérieures à 10 kHz sont coupées. Le signal est ensuite amplifié 100 fois de sorte à profiter de la pleine résolution du [Convertisseur Analogique/Numérique \(CAN\)](#). La fréquence d'échantillonnage de 25 kHz est choisie pour satisfaire le théorème de Nyquist-Shannon. Une sonde de Pitot permet de prendre la pression statique et la pression totale en entrée de veine, au même niveau que la sonde fil chaud droite. Le positionnement des différentes sondes est montré sur la photographie [C.1](#). Un capteur de pression différentiel (MKS Baratron 20 Torr) mesure la différence entre la prise de pression totale et la prise de pression statique, permettant d'obtenir la vitesse en entrée de veine. Toutes les données sont acquises sur un ordinateur via une interface Labview.

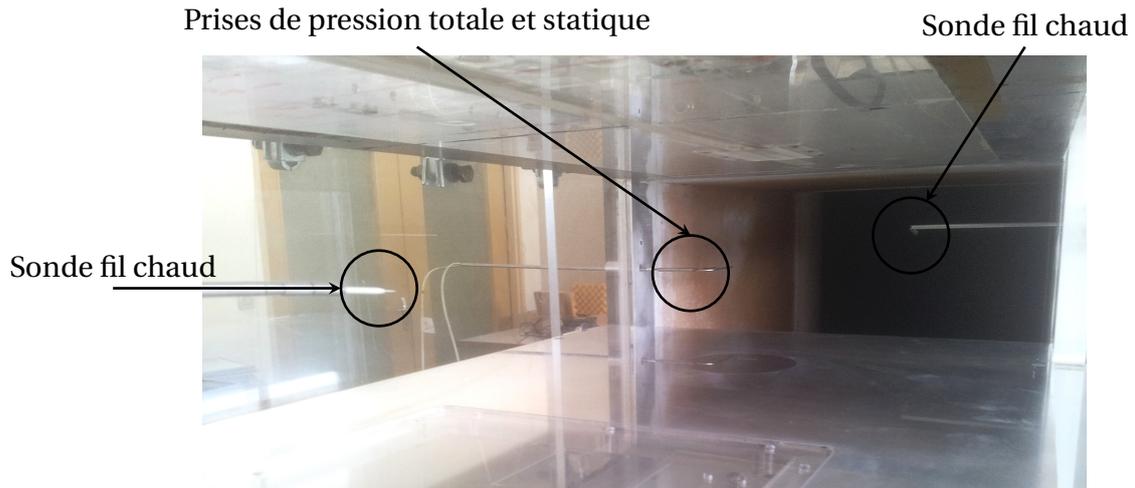


FIGURE C.1 – Photographie des sondes utilisées pour la mesure des taux de turbulence dans la soufflerie TRIN2

C.2 Méthode et Résultats

Une acquisition de 500000 échantillons est effectuée pour les deux sondes fil chaud pour plusieurs vitesses U_∞ variant de 25 à 46 m s^{-1} . Le taux de turbulence est ensuite calculé de deux manières différentes :

- En le calculant directement à partir de la loi de King. La vitesse calculée à partir des données du capteur de pression est alors utilisée pour étalonner la sonde grâce à l'équation (A.5) tandis que sa différentielle permet de calculer le taux de turbulence.
- En intégrant les densités spectrales des signaux acquis pour chaque mesure. Un exemple de spectre est présenté figure C.2. Le résultat de l'intégration est ensuite divisé par la vitesse moyenne de l'écoulement.

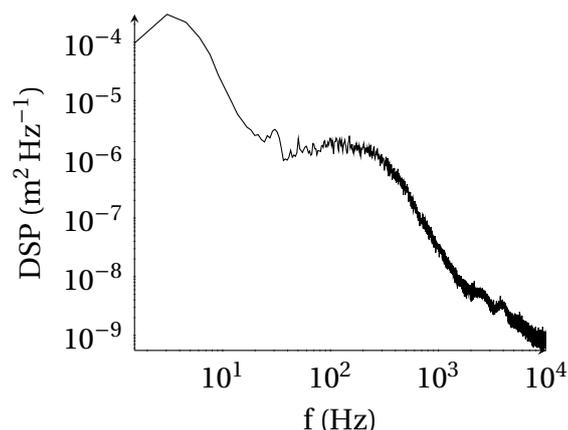


FIGURE C.2 – Densité spectrale de puissance de la sonde à fil chaud en milieu de veine. $U_\infty = 34 \text{ m s}^{-1}$.

Ces deux méthodes donnent des résultats similaires. La figure C.3a représente l'évolution du taux de turbulence en entrée de veine et au-dessus de la plaque pour la plage de vitesse couverte par la soufflerie. Ces taux de turbulence sont calculés par intégration des densités spectrales des signaux pour chaque vitesse U_∞ . Le taux de turbulence mesuré en amont de la plaque plane est légèrement inférieur à celui mesuré au-dessus de cette dernière. Cette différence s'estompe lorsque la vitesse en veine augmente. Le Tu augmente en

fonction de U_∞ , mais reste inférieur à 0,2 % même pour les vitesses atteintes les plus élevées, ce qui fait de la soufflerie TRIN2 un outil bien adapté aux études liées à la laminarité et la transition.

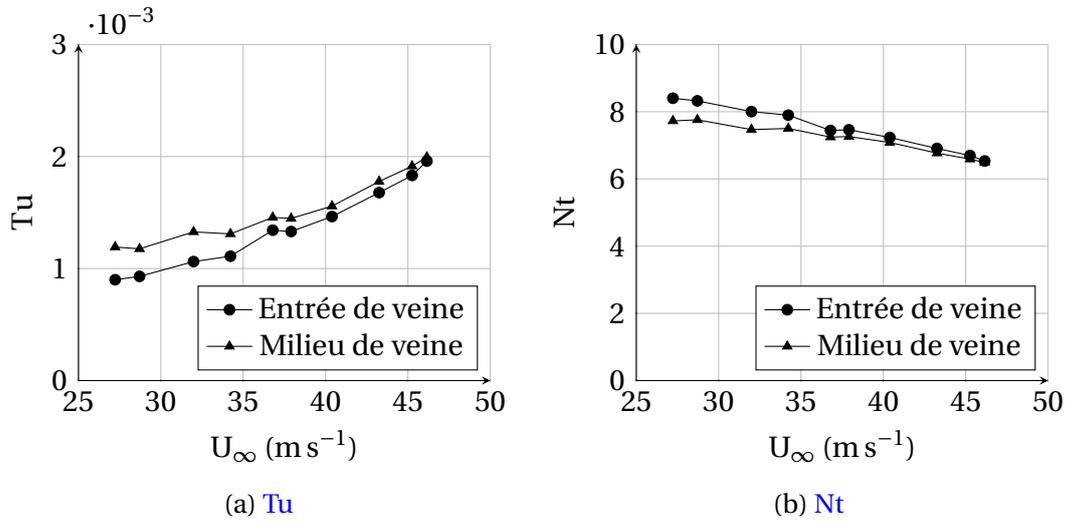


FIGURE C.3 – Tu et Nt dans la veine de la soufflerie TRIN2, mesurés en entrée et en milieu de veine en fonction de U_∞ .

Les facteurs N de transition correspondants aux taux de turbulence présentés précédemment sont ensuite calculés pour chaque vitesse grâce à la relation empirique de Mack (équation (1.21)). Ils sont représentés figure C.3b.

Annexe D

Profils de vitesse complémentaires mesurés à l'intérieur de la zone de plasma

Cette annexe présente les profils de vitesse mesurés à proximité de la DBD 2 et ne figurant pas dans le chapitre 8. Ils sont classés par puissance consommée. Sur chaque figure, les mesures non corrigées sont représentées par des carrés creux tandis que les mesures corrigées sont représentées par des carrés pleins. Comme pour le chapitre 8, les couples V_p/f_p utilisés pour obtenir les puissances P/L sont répertoriés dans le tableau D.1.

P/L (W m^{-1})	20	40	60	80
f_p (kHz)	2	3	2	3
V_p (kV)	8,7	9	12	11

TABLEAU D.1 – Tableau des paramètres électriques de l'actionneur utilisé dans l'annexe D

Dans cette annexe, comme dans le chapitre 8, la vitesse U_∞ est de 35 m s^{-1} .

D.1 $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$

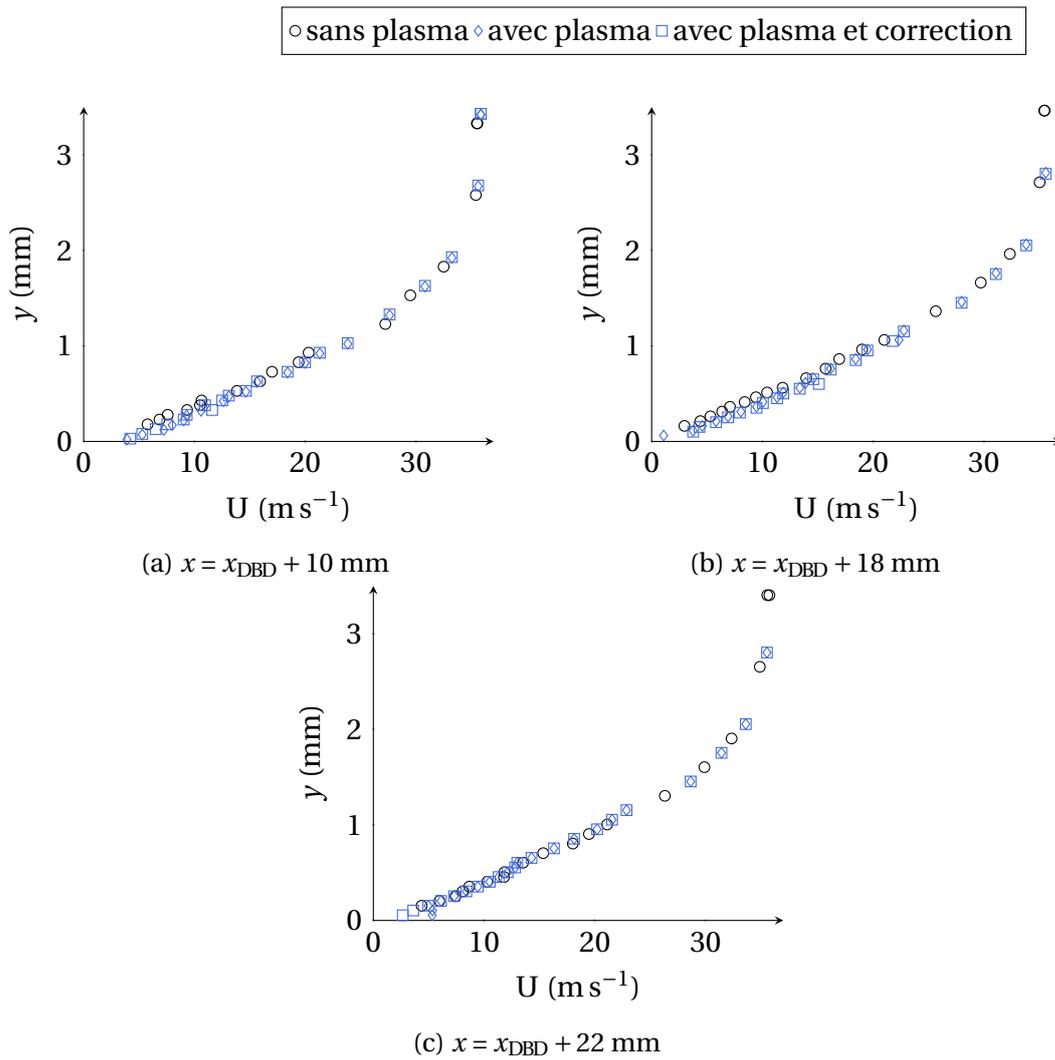


FIGURE D.1 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)2 pour une puissance consommée $P/L = 20 \text{ W m}^{-1}$.

D.2 $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$

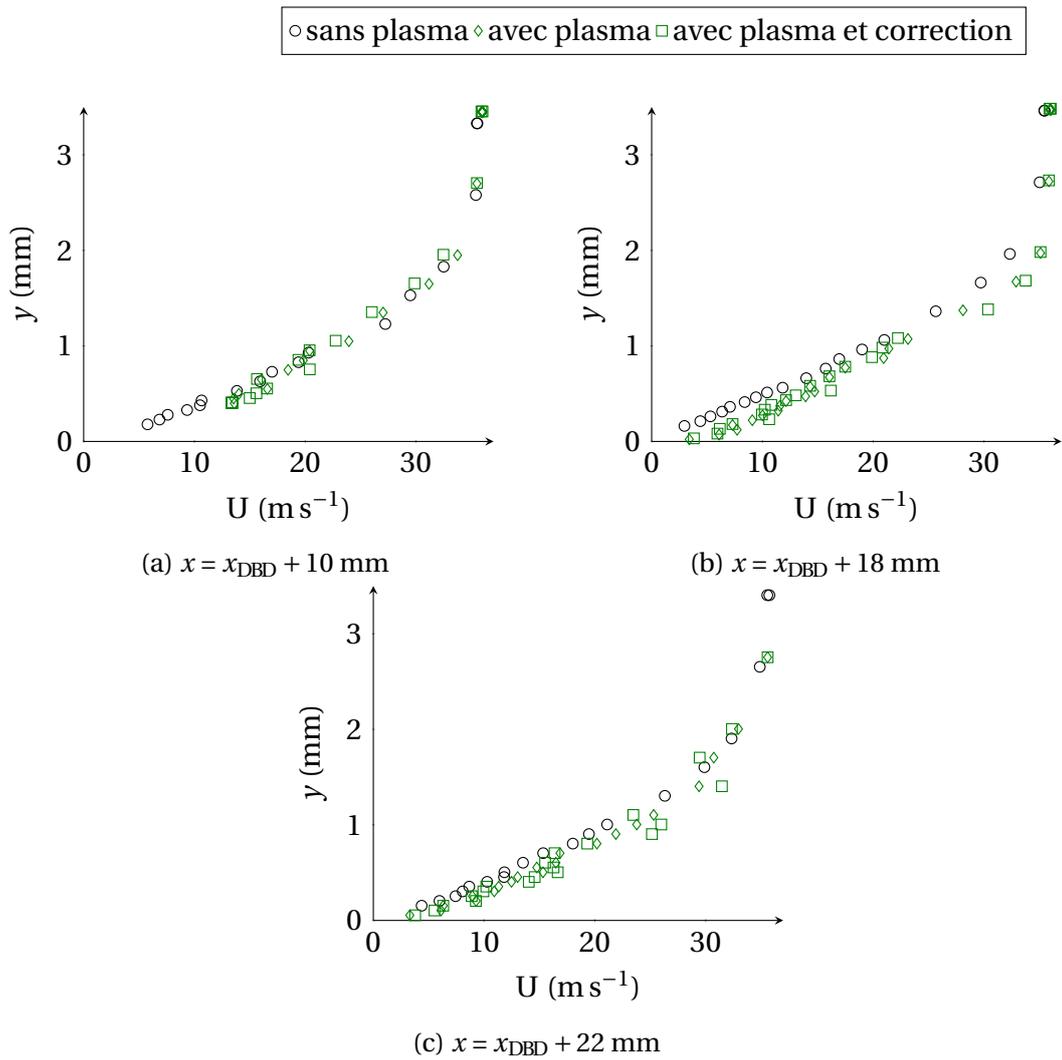


FIGURE D.2 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD2 pour une puissance consommée $P/L = 40 \text{ W m}^{-1}$.

D.3 $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$

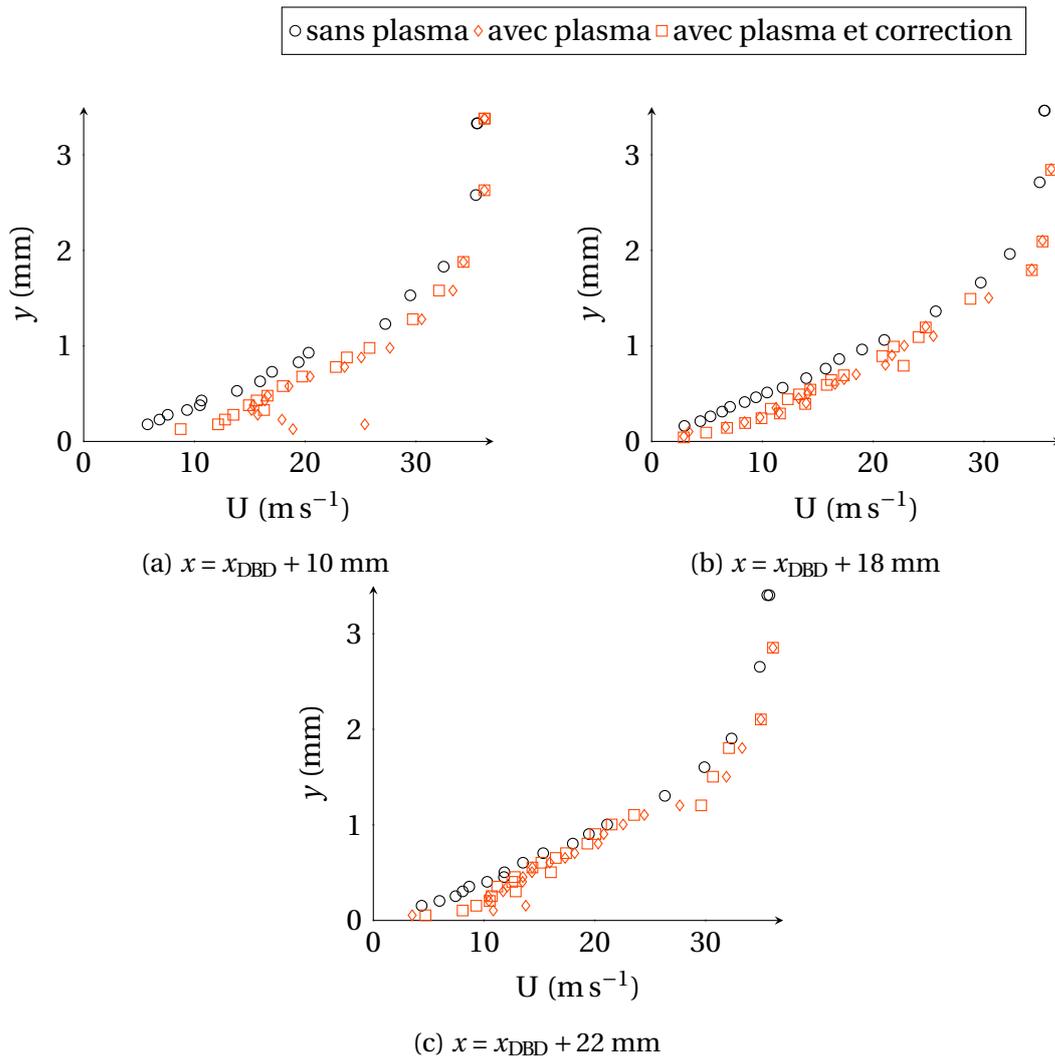


FIGURE D.3 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur **DBD2** pour une puissance consommée $P/L = 60 \text{ W m}^{-1}$.

D.4 $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$

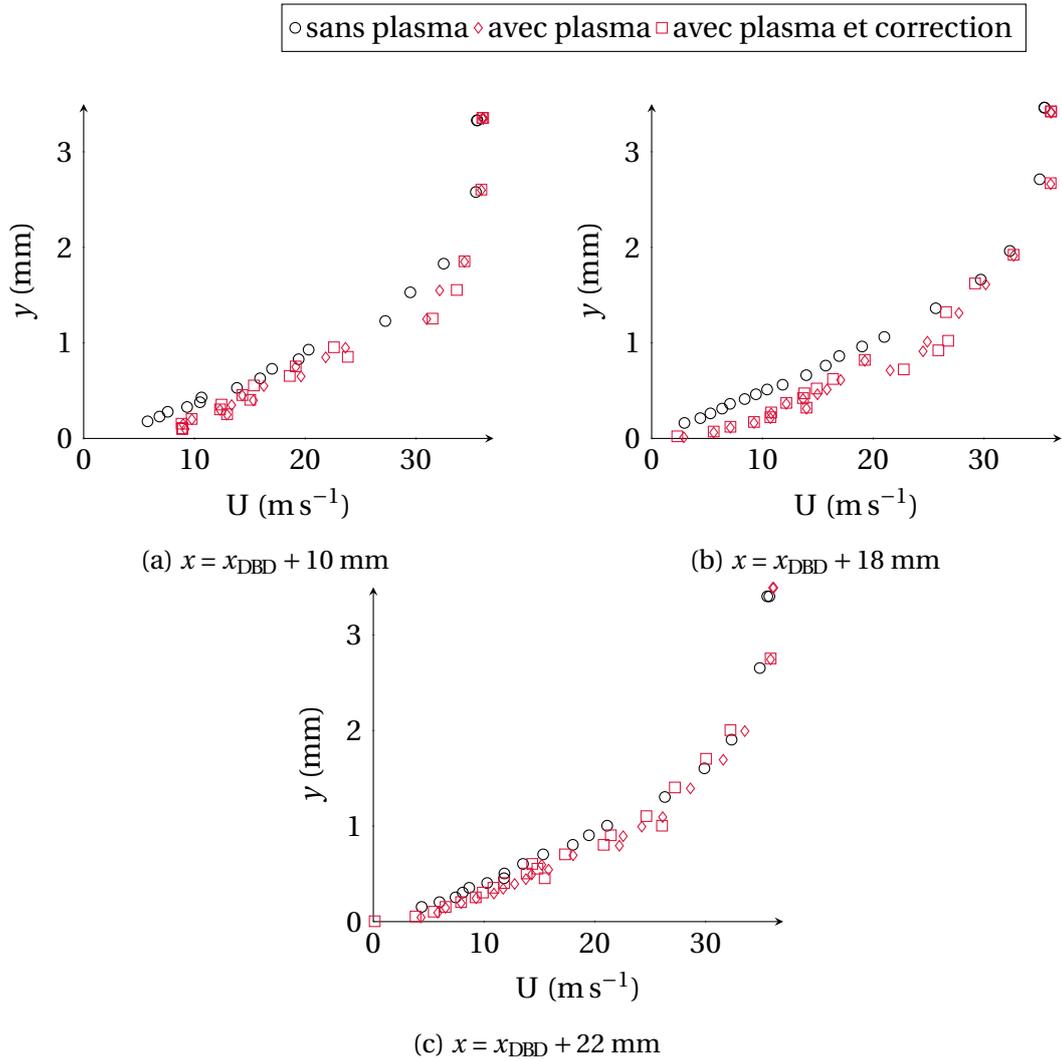


FIGURE D.4 – Profils de vitesse moyenne avec et sans correction mesurés au voisinage de l'actionneur DBD pour une puissance consommée $P/L = 80 \text{ W m}^{-1}$.

Références

- [1] ARNAL, D. et J.-P. ARCHAMBAUD. 2008, «Laminar-turbulent transition control : NLF, LFC, HLFC», *RTO-AVT/VKI Lecture Series "Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling"*, p. 15.1–15.21. [43](#)
- [2] ARNAL, D. et G. CASALIS. 2008, «Practical transition prediction methods : Subsonic and transonic flows.», *RTO-AVT/VKI Lecture Series "Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling"*, p. 7.1–7.34. [iv](#), [14](#), [16](#), [18](#)
- [3] BENARD, N., A. DEBIEN et E. MOREAU. 2013, «Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, n° 24, doi :10.1088/0022-3727/46/24/245201, p. 245 201, ISSN 0022-3727, 1361-6463. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/46/i=24/a=245201?key=crossref.23b31b38d685685d5dcf8996e50974e6>. [26](#), [27](#), [28](#), [88](#)
- [4] BENARD, N. et E. MOREAU. 2012, «Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator», *Applied Physics Letter*, vol. 100, n° 19. [28](#), [32](#)
- [5] BENARD, N. et E. MOREAU. 2014, «Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control», *Experiments in Fluids*, vol. 55, n° 11, doi :10.1007/s00348-014-1846-x, p. 1–43. [23](#), [31](#), [118](#)
- [6] BLASIUS, H. 1950, *The Boundary Layers in Fluids with Little Friction*, NACA. URL http://books.google.fr/books?id=Ipo_HQAACAAJ. [10](#)
- [7] BOEUF, J. P., Y. LAGMICH, T. UNFER, T. CALLEGARI et L. C. PITCHFORD. 2007, «Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, n° 3, doi :10.1088/0022-3727/40/3/S03, p. 652–662, ISSN 0022-3727, 1361-6463. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/40/i=3/a=S03?key=crossref.602cdf93259b6e4678cf12a749c567d>. [24](#), [38](#)
- [8] BOEUF, J. P. et L. C. PITCHFORD. 2005, «Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge», *Journal of Applied Physics*, vol. 97, n° 10, doi :10.1063/1.1901841. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/97/10/10.1063/1.1901841>. [38](#)
- [9] COUSTEIX, J. 1988, *Couche limite laminaire*, ISBN 9782854282085. URL <http://books.google.fr/books?id=0sg3AwEACAAJ>. [8](#)
- [10] COUSTEIX, J. 1989, *Turbulence et couche limite*, ISBN 9782854282108. URL <http://books.google.fr/books?id=2iVeKAAACAAJ>. [iv](#), [13](#), [14](#), [15](#)

- [11] CRISCIONE, A., B. FROHNAPFEL et C. TROPEA. 2013, «Preliminary numerical assessment of turbulent flow control with plasma actuators», dans *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, vol. 121, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, p. 201–208, doi :10.1007/978-3-642-35680-3. 39, 40
- [12] DEBIEN, A. 2013, *Etude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique - Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015*, thèse de doctorat, Université de Poitiers, Poitiers. iv, 21, 22
- [13] DEBIEN, A., N. BENARD, L. DAVID et E. MOREAU. 2012, «Erratum : Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators [appl. phys. lett. 100, (2012)]», *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 229903, doi :10.1063/1.4767989, ISSN 00036951. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/101/22/10.1063/1.4767989>. v, 25, 30, 38
- [14] DEBIEN, A., N. BENARD, L. DAVID et E. MOREAU. 2012, «Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators», *Applied Physics Letters*, vol. 100, n° 013901, doi :10.1063/1.3674308, ISSN 00036951. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/100/1/10.1063/1.3674308>. iv, 25, 28, 29, 30, 38, 130, 147
- [15] DUCHMANN, A., S. GRUNDMANN et C. TROPEA. 2013, «Delay of natural transition with dielectric barrier discharges», *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 3, doi :10.1007/s00348-013-1461-2, p. 1–12. 2, 46, 53, 93, 142, 148
- [16] ENLOE, C. L., T. E. MCCLAUGHLIN, R. D. VAN DYKEN, K. D. KACHNER, E. J. JUMPER et T. C. CORKE. 2004, «Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : Plasma morphology», *AIAA Journal*, vol. 42, n° 3, doi :10.2514/1.2305, p. 589–594, ISSN 0001-1452, 1533-385X. URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.2305>. v, 31, 32
- [17] ENLOE, C. L., T. E. MCCLAUGHLIN, R. D. VAN DYKEN, K. D. KACHNER, E. J. JUMPER, T. C. CORKE, M. POST et O. HADDAD. 2004, «Mechanisms and responses of a dielectric barrier plasma actuator : Geometric effects», *AIAA Journal*, vol. 42, n° 3, doi : 10.2514/1.3884, p. 595–604, ISSN 0001-1452, 1533-385X. URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.3884>. iv, 24, 25, 28, 29
- [18] FALKNER, V. M. et S. W. SKAN. 1930, «Some approximate solutions of the boundary layer equations», *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*. 11
- [19] FIORE, M., O. VERMEERSCH, M. FORTE, G. CASALIS et C. FRANÇOIS. 2016, «Characterization of a highly efficient chevron-shaped anti-contamination device», *Experiments in Fluids*, vol. 57, n° 4, doi :10.1007/s00348-016-2149-1, p. 1–12. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-016-2149-1>. iv, 15
- [20] FORTE, M. 2007, *Contrôle d'écoulement par actionneur plasma de type Décharge à Barrière Diélectrique- Application à l'amélioration de la pulvérisation dans les injecteurs de turboréacteurs*, thèse de doctorat, Université de Poitiers. iv, 2, 20
- [21] FORTE, M., J. JOLIBOIS, J. PONS, E. MOREAU, G. TOUCHARD et M. CAZALENS. 2007, «Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity : application to airflow

- control», *Experiments in Fluids*, vol. 43, n° 6, doi :10.1007/s00348-007-0362-7, p. 917–928. [iv](#), [v](#), [21](#), [22](#), [23](#), [24](#), [28](#), [29](#), [31](#), [38](#), [57](#), [58](#), [59](#), [131](#), [138](#)
- [22] GERSTEN, K. et H. SCHLICHTING. 2000, «Boundary layer theory», *Springer*. [13](#)
- [23] HAMDI, M., M. HAVET, O. ROUAUD et D. TARLET. 2014, «Comparison of different tracers for PIV measurements in EHD airflow», *Experiments in Fluids*, vol. 55, n° 4, doi :10.1007/s00348-014-1702-z, p. 1–12. [147](#)
- [24] HANSON, R. E., N. M. HOUSER et P. LAVOIE. 2014, «Dielectric material degradation monitoring of dielectric barrier discharge plasma actuators», *Journal of Applied Physics*, vol. 115, n° 4, doi :10.1063/1.4862309, ISSN 0021-8979, 1089-7550. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/115/4/10.1063/1.4862309>, 00000.
- [25] HIPPLER, R., S. PFAU, M. SCHMIDT et K. SCHOENBACH, éd.. 2001, *Low temperature plasma physics : fundamental aspects and applications*, Wiley-VCH, Berlin, ISBN 3-527-28887-2. [19](#)
- [26] HOSKINSON, A., N. HERSHKOWITZ et D. ASHPIS. 2008, «Force measurements of single and double barrier DBD plasma actuators in quiescent air», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 41, n° 24, doi :10.1088/0022-3727/41/24/245209, ISSN 0022-3727, 1361-6463. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=24/a=245209?key=crossref.445ef289ceedec73e4ce0db9fd4244f3>. [24](#), [25](#), [28](#), [29](#), [30](#)
- [27] HOSKINSON, A., N. HERSHKOWITZ et D. ASHPIS. 2009, «Comparisons of force measurement methods for DBD plasma actuators in quiescent air», dans *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, ISBN 978-1-60086-973-0, doi : 10.2514/6.2009-485. URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2009-485>. [22](#), [25](#), [28](#), [29](#), [30](#)
- [28] JAYARAMAN, B., Y.-C. CHO et W. SHYY. 2008, «Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator», *Journal of Applied physics*, vol. 103, n° 5, doi :10.1063/1.2841450. [37](#), [38](#)
- [29] JOLIBOIS, J. et E. MOREAU. 2009, «Enhancement of the electromechanical performances of a single dielectric barrier discharge actuator», *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, n° 3, doi :10.1109/TDEI.2009.5128516, p. 758–767. [v](#), [28](#), [31](#), [138](#)
- [30] JOUSSOT, R. 2010, *Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius*, thèse de doctorat, Université d'Orléans. [v](#), [21](#), [22](#), [33](#), [34](#), [95](#)
- [31] JOUSSOT, R., R. WEBER, A. LEROY et D. HONG. 2013, «Transition control using a single plasma actuator», *International Journal of Aerodynamics*, vol. 3, n° 1-2-3, doi :10.1504/IJAD.2013.050912, p. 26–46. [2](#), [46](#), [75](#), [135](#), [148](#)
- [32] JUKES, T. N., K.-S. CHOI, G. A. JOHNSON et S. J. SCOTT. 2006, «Characterization of surface plasma-induced wall flows through velocity and temperature measurements», *AIAA journal*, vol. 44, n° 4, doi :10.2514/1.17321, p. 764–771. [33](#)

- [33] KOTSONIS, M. et S. GHAEMI. 2011, «Forcing mechanisms of dielectric barrier discharge plasma actuators at carrier frequency of 625 Hz», *Journal of Applied Physics*, vol. 110, n° 113301, doi :10.1063/1.3664695, ISSN 00218979. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/110/11/10.1063/1.3664695>. 22, 32, 57
- [34] KOTSONIS, M. et S. GHAEMI. 2012, «Performance improvement of plasma actuators using asymmetric high voltage waveforms», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 45, n° 4, doi :10.1088/0022-3727/45/4/045204, ISSN 0022-3727, 1361-6463. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/45/i=4/a=045204?key=crossref.ce46de3de059bb37e86eccffdbd40fe9>. 32
- [35] KRIEGSEIS, J., S. GRUNDMANN et C. TROPEA. 2011, «Power consumption, discharge capacitance and light emission as measures for thrust production of dielectric barrier discharge plasma actuators», *Journal of Applied Physics*, vol. 110, n° 1, doi : 10.1063/1.3603030. iv, 22, 23, 24
- [36] KRIEGSEIS, J., C. SCHWARZ, A. DUCHMANN, S. GRUNDMANN et C. TROPEA. 2012, «PIV-based estimation of DBD plasma-actuator force terms», *AIAA paper*, vol. 411, doi :10.2514/6.2012-411, p. 2012. 26, 36, 39, 46, 83, 151, 153
- [37] KRIEGSEIS, J., C. SCHWARZ, C. TROPEA et S. GRUNDMANN. 2013, «Velocity-information-based force-term estimation of dielectric-barrier discharge plasma actuators», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, n° 5, doi :10.1088/0022-3727/46/5/055202. iv, vii, x, 2, 3, 26, 27, 28, 87, 88, 89, 93, 99, 113, 148
- [38] KURZ, A., N. GOLDIN, R. KING, C. TROPEA et S. GRUNDMANN. 2013, «Hybrid transition control approach for plasma actuators», *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 11, doi :10.1007/s00348-013-1610-7, ISSN 0723-4864, 1432-1114. URL <http://link.springer.com/10.1007/s00348-013-1610-7>. v, 47, 48, 49, 50
- [39] KURZ, A., S. GRUNDMANN, C. TROPEA, M. FORTE, A. SERAUDIE, O. VERMEERSCH, D. ARNAL, R. GOLDIN et R. KING. 2013, «Boundary layer transition control using DBD plasma actuators», *AerospaceLab*, , n° 6. 47
- [40] KURZ, A., C. TROPEA, S. GRUNDMANN, M. FORTE, O. VERMEERSCH, A. SERAUDIE, D. ARNAL, N. GOLDIN et R. KING. 2012, «Transition delay using DBD plasma actuators in direct frequency mode», dans *6th AIAA Flow Control Conference, AIAA Paper*, doi :10.2514/6.2012-2945. v, 47, 48, 49
- [41] KURZ, A., C. TROPEA, S. GRUNDMANN, N. GOLDIN et R. KING. 2012, «Development of active wave cancellation using DBD plasma actuators for in-flight transition control», dans *6th AIAA Flow Control Conference*, doi :10.2514/6.2012-2946. 47
- [42] LIKHANSKII, A., M. SHNEIDER, S. MACHERET et R. MILES. 2007, «Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive nanosecond pulses», *Physics of Plasmas*, vol. 14, n° 7. 36, 38
- [43] MACK, L. 1977, «Transition prediction and linear stability theory», *AGARD Conf. proc. N224*. 17, 105
- [44] MADEN, I., J. KRIEGSEIS, R. MADUTA, S. JAKIRLI, C. SCHWARZ, S. GRUNDMANN et colab.. 2012, «Derivation of a plasma-actuator model utilizing quiescent-air PIV data», dans *Proceeding 20th Annu. Conf. CFD Soc. Canada, Alberta, Canada*. 41

- [45] MADEN, I., R. MADUTA, J. KRIEGSEIS, S. JAKIRLIC, C. SCHWARZ, S. GRUNDMANN et C. TROPEA. 2013, «Experimental and computational study of the flow induced by a plasma actuator», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 41, doi :10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.02.013, p. 80–89, ISSN 0142727X. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X1300057X>. 41
- [46] MANLEY, T. 1943, «The electric characteristics of the ozonator discharge», *Transactions of the electrochemical society*, vol. 84, n° 1, p. 83–96. 22
- [47] MICHELI, F., M. LAVIEILLE et P. MILLAN. 2006, «ASSA, un outil de référence pour le traitement du signal en vélocimétrie laser.», dans *10 ème Congrès Francophone de Techniques Laser*, Toulouse (FRANCE). 108, 118
- [48] MOREAU, E. 2007, «Airflow control by non-thermal plasma actuators», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, n° 3, doi :10.1088/0022-3727/40/3/S01. 19, 20
- [49] NEUMANN, M., C. FRIEDRICH, J. CZARSKA, J. KRIEGSEIS et S. GRUNDMANN. 2013, «Determination of the phase-resolved body force produced by a dielectric barrier discharge plasma actuator», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, n° 4, doi :10.1088/0022-3727/46/4/042001, ISSN 0022-3727, 1361-6463. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/46/i=4/a=042001?key=crossref.a54f3fabe4a473483879d70edf5cdc0b>. 26, 27, 28
- [50] NOZAKI, T., Y. UNNO et K. OKAZAKI. 2002, «Thermal structure of atmospheric pressure non-equilibrium plasmas», *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 11, n° 4, p. 431. 21
- [51] PERRAUD, J. 2009, «Stabilité locale linéaire des couches limites 3D compressibles. mode d'emploi et description du code CASTET - version 2009», Rapport technique RT 3/13902 DMAE, ONERA, Toulouse, France. 61, 65, 111
- [52] PERRAUD, J., O. VERMEERSCH et R. HOUEVILLE. 2011, «Descriptif et mode d'emploi du code 3C3D.», Rapport technique RT 1/18325 DMAE, ONERA, Toulouse, France. 62, 63, 65, 87, 111
- [53] PONS, J., E. MOREAU et G. TOUCHARD. 2005, «Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure : electrical properties and induced airflow characteristics», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 38, n° 19, p. 3635. 22, 38, 58
- [54] PRANDTL, L. 1925, «Über die ausgebildete turbulenz. verh 2nd intl kong fur tech mech, zurich», *English translation : NACA technical memoir*, vol. 435, p. 62. 12
- [55] PRANDTL, L. et A. KRAZER. 1905, *Verhandlungen des dritten internationalen Mathematiken-Kongresses in Heidelberg 1904*, B.G. teubner éd., Leipzig, Germany. 7
- [56] RESHOTKO, E. 2008, «Paths to transition in wall layers», *RTO-AVT/VKI Lecture Series "Advances in Laminar-Turbulent Transition Modelling"*, p. 1.1–1.8. iv, 13
- [57] RIHERD, M., S. ROY et S. BALACHANDAR. 2014, «Local stability effects of plasma actuation on a zero pressure gradient boundary layer», *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 28, n° 1, doi :10.1007/s00162-013-0302-5, p. 65–87. v, 45

- [58] ROTH, J. et D. SHERMAN. 1998, «Boundary layer control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma», . 21, 33, 95
- [59] ROTH, J. R., P. P. TSAI, C. LIU, M. LAROUCSI et P. D. SPENCE. 1995, «One atmosphere, uniform glow discharge plasma», US Patent 5,414,324. 2
- [60] SARIC, W. S., A. L. CARPENTER et H. L. REED. 2011, «Passive control of transition in three-dimensional boundary layers, with emphasis on discrete roughness elements», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 369, n° 1940, doi :10.1098/rsta.2010.0368, p. 1352–1364. 44
- [61] SCHUBAUER, G. B. et H. K. SKRAMSTAD. 1948, «Laminar-boundary-layer oscillations and transition on a flat plate», . 13
- [62] SÉRAUDIE, A., O. VERMEERSCH et D. ARNAL. 2011, «DBD plasma actuator effect on a 2D model laminar boundary layer. Transition delay under ionic wind effect.», dans *29th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, doi :10.2514/6.2011-3515. v, 44, 45, 46, 78
- [63] SHYY, W., B. JAYARAMAN et A. ANDERSSON. 2002, «Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics», *Journal of applied physics*, vol. 92, n° 11, doi :10.1063/1.1515103, p. 6434–6443. v, 21, 35, 36
- [64] SINGH, K. P. et S. ROY. 2007, «Modeling plasma actuators with air chemistry for effective flow control», *Journal of Applied Physics*, vol. 101, n° 12. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/101/12/10.1063/1.2749467>. 39
- [65] SINGH, K. P. et S. ROY. 2008, «Force approximation for a plasma actuator operating in atmospheric air», *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 1, doi :10.1063/1.2827484. v, 39, 40
- [66] SMITH, A. et N. GAMBERONI. 1956, *Transition, pressure gradient and stability theory*, Douglas Aircraft Company, El Segundo Division. 17
- [67] SQUIRE, H. B. 1933, «On the stability for three-dimensional disturbances of viscous fluid flow between parallel walls.», *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 142, n° 847, p. 621–628. 16
- [68] SUZEN, Y., G. HUANG et D. ASHPIS. 2007, «Numerical simulations of flow separation control in low-pressure turbines using plasma actuators», dans *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, vol. 937, doi :10.2514/6.2007-937. v, 36, 37
- [69] TIRUMALA, R., N. BENARD, E. MOREAU, M. FENOT, G. LALIZEL et E. DORIGNAC. 2014, «Temperature characterization of dielectric barrier discharge actuators : influence of electrical and geometric parameters», *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 47, n° 25, doi :10.1088/0022-3727/47/25/255203, p. 255 203. v, 33, 34, 95, 97, 100
- [70] UNFER, T. et J. BOEUF. 2010, «Modeling and comparison of sinusoidal and nano-second pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control», *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 52, n° 12, doi :10.1088/0741-3335/52/12/124019, p. 124 019. v, 2, 38, 39

- [71] WU, B., C. GAO, Y. WANG, Y. WANG, B. ZHENG, F. LIU et S. LUO. 2014, «Establishment of mapping relationship between plasma actuator parameters and body force based on neural networks», dans *52nd Aerospace Sciences Meeting*, ISBN 978-1-62410-256-1, doi :10.2514/6.2014-0200. URL <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2014-0200>. 26

Liste des acronymes

AWCActive Wave Cancellation - contrôle Actif par Annulation d'Onde
CANConvertisseur Analogique/Numérique
DBDDécharge à Barrière Diélectrique
DEHSDi-Ethyl-Hexyl-Sebacat
EHDElectroHydroDynamique
HLFCHybrid Laminar Flow Control
JSPJet Synthétique par Plasma
LDVLaser Doppler Velocimetry - Vélocimétrie Laser Doppler
LFCLaminar Flow Control
NLFNatural Laminar Flow
PIVParticle Image Velocimetry - Vélocimétrie par Images de Particules
PMMAPolyméthacrylate de méthyle (Plexiglas)
TSTollmien-Schlichting

Glossaire

- cadence Dans le cadre de la LDV, nombre de particule passant dans le faisceau par seconde
- dépassement de vitesse . Dépassement local de la vitesse moyenne par rapport à la vitesse extérieure dans un profil de vitesse moyenne
- offset Décalage en tension continue d'un signal électrique
- slew rate Vitesse de variation maximale que peut reproduire un amplificateur, aussi appelée vitesse de balayage
- streamer Volume de plasma filamentaire se propageant de proche en proche en ionisant le gaz environnant
- vitesse critique Vitesse à laquelle on observe un début de transition à une abscisse donnée

Liste des symboles

Actionneurs DBD

a	.Épaisseur du diélectrique
E_a	.Épaisseur de l'électrode active
f_p	.Fréquence du signal d'alimentation de l'actionneur DBD
f_x	.Composante horizontale du champ de force électrohydrodynamique
f_y	.Composante verticale du champ de force électrohydrodynamique
g	.Largeur de l'espace inter-électrodes
L_a	.Largeur de l'électrode active
L_m	.Largeur de l'électrode de masse
P/L	.Puissance par unité de longueur d'électrode
U_{plasma}	.Composante longitudinale de la vitesse de vent ionique moyenne
V_0	.Tension d'allumage de l'actionneur DBD
V_p	.Amplitude du signal d'alimentation de l'actionneur DBD
x_{DBD}	.Position de l'actionneur DBD prise sur le bord aval de l'électrode active

Couche limite

C_p	.Coefficients de pression
δ_{99}	.Épaisseur de couche limite à 99% de la vitesse extérieure
ρ	.Masse volumique de l'air à l'intérieur de la couche limite
U	.Vitesse moyenne longitudinale à l'intérieur de la couche limite
U_e	.Vitesse moyenne longitudinale à l'extérieur de la couche limite
u'	.Composante longitudinale des fluctuations de vitesse

Écoulement libre

AoA	.Angle d'incidence
c	.Corde de la maquette ONERA-D
μ	.Viscosité cinématique
Re_m	.Nombre de Reynolds par unité de longueur

- Re_x Nombre de Reynolds par unité de longueur, basé sur la distance x depuis le bord d'attaque de l'obstacle
- Tu Taux de turbulence
- U_∞ Vitesse de l'écoulement infini amont
- x/c Position sur le profil ONERA-D en pourcentage de corde

Stabilité

- α_i Taux d'amplification des instabilités modales dans le sens longitudinal
- Nt Facteur N de transition

Etude expérimentale et numérique du contrôle de transition de couche limite par actionneurs à plasma froid surfacique.

Résumé : La transition laminaire-turbulent au sein de la couche limite qui se développe sur les parois des avions augmente fortement la traînée de frottement. Ainsi, afin de répondre à une problématique à la fois environnementale et économique, une piste envisagée pour réduire la consommation en carburant des avions du futur est de diminuer la traînée en reculant cette transition le plus en aval possible. Dans ce cadre, l'objectif de cette thèse est de caractériser expérimentalement et numériquement l'effet d'actionneurs à plasma de type Décharge à Barrière Diélectrique sur la transition. Alimentés par une haute tension alternative, ces actionneurs actifs produisent une force volumique pulsée qui permet, sous certaines conditions, de modifier les profils de vitesse moyenne dans la couche limite et de reculer la transition. Sous d'autres conditions, le caractère instationnaire de cette force volumique peut entraîner une amplification des instabilités modales naturellement présentes dans la couche limite (ondes de Tollmien-Schlichting) et ainsi conduire à une transition prématurée. Une première expérience a permis de mettre en évidence cette compétition entre l'effet moyen stabilisant et l'effet instationnaire déstabilisant en mesurant respectivement un recul et une avancée de la transition. Parallèlement à ces activités expérimentales, une étude numérique, basée sur des analyses de stabilité linéaire, a montré que l'effet moyen de la force volumique permettait d'atténuer une large gamme de fréquences d'ondes TS dans la couche limite et d'expliquer le recul de transition observé expérimentalement. En se concentrant sur l'effet moyen, une seconde expérience a permis d'étudier l'influence de la position de l'actionneur ainsi que l'effet cumulatif de plusieurs actionneurs sur le recul de transition.

Mots-clés : transition laminaire/turbulent, couche limite, actionneurs à plasma, contrôle d'écoulement, ondes de Tollmien-Schlichting

Experimental and numerical study of boundary layer transition control by means of cold surface plasma actuators.

Abstract : The boundary layer transition from a laminar to a turbulent state increases the wall friction drag. Particularly on future aircrafts, one way of reducing fuel consumption, and answering both an environmental and economic issue, consists in delaying the transition farther downstream. In this context, the aim of this work is to characterize the impact of Dielectric Barrier discharge (DBD) plasma actuators on the boundary layer transition. When powered with an alternative high voltage, these active actuators produce a pulsed body force which is tangential to the wall and, under some conditions, enables to modify the boundary layer mean velocity profiles to delay the transition. Under other conditions, the unsteady body force amplifies modal instabilities (Tollmien-Schlichting waves) may destabilize the boundary layers, leading to a promoted transition. A first experiment enabled to highlight this competition between the stabilizing mean effect and the destabilizing unsteady effect by measuring respectively a transition delay and a transition promotion. A numerical study based on local stability analyses was conducted in parallel and showed that a wide frequency range of TS waves is damped by the mean body force, which explains the transition delay. A second experiment, focusing on the mean effect, enabled to show the influence of the actuator position and the cumulative effect of several actuators on the transition delay.

Keywords : laminar/turbulent transition, boundary layer, plasma actuators, flow control, Tollmien-Schlichting waves