



**HAL**  
open science

# Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique - Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas

Vincent Boucinha

► **To cite this version:**

Vincent Boucinha. Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique - Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas. Energie électrique. Université d'Orléans, 2009. Français. NNT: . tel-00501829v1

**HAL Id: tel-00501829**

**<https://theses.hal.science/tel-00501829v1>**

Submitted on 12 Jul 2010 (v1), last revised 14 Apr 2011 (v2)

**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.

## ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

INSTITUT PRISME

### **THÈSE** présentée par : **Vincent BOUCINHA**

Soutenue le **10 décembre 2009**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Aérodynamique et Mécanique des Fluides, Combustion, Thermique

### **Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique – Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas**

**THÈSE dirigée par :**

**Azeddine KOURTA** Professeur, Université d'Orléans, PRISME

**RAPPORTEURS :**

**Jean-Paul BONNET** Directeur de recherche au CNRS, LEA, Poitiers  
**Jean-Pierre BOEUF** Directeur de recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse

---

**JURY :**

<b>Eric MOREAU</b>	Professeur, Université de Poitiers, LEA – <i>Président du jury</i>
<b>Jean-Pierre BOEUF</b>	Directeur de recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse
<b>Jean-Paul BONNET</b>	Directeur de recherche au CNRS, LEA, Poitiers
<b>Kwing-So CHOI</b>	Professeur, Université de Nottingham
<b>Patrick GILLIERON</b>	Chef de Groupe Recherche, Renault
<b>Dunpin HONG</b>	Professeur, Université d'Orléans, GREMI
<b>Azeddine KOURTA</b>	Professeur, Université d'Orléans, PRISME
<b>Régine WEBER</b>	Maître de Conférences, Université d'Orléans, PRISME



*Aux instigateurs de la tour rose,  
à ceux qui ont déjà su emprunter ses marches,  
à ceux qui continuent de les monter...*



*« La vie ne raconte pas des histoires.  
La vie est chaotique, fluide, aléatoire ;  
elle propose une myriade de fins ouvertes, sans ordre »*

**Aren't You Rather Young To Be Writing Your Memoirs ?  
Bryan Stanley Johnson (1933 – 1973)**



# Avant-propos >

Cette thèse a été effectuée au sein de l'équipe Ecoulements et Systèmes Aérodynamiques (ESA) de l'Institut PRISME dont la direction revient désormais à Christine Mounaim-Rousselle. Peu coutumière du fait du chef, elle impulse une réelle dynamique au sein du laboratoire dont j'ai pu profiter dans les moments de doute. Je la remercie pour avoir accepté d'assurer la direction de ma thèse en deuxième année, notamment aux détours de ce fameux colloque lisboète. Mes remerciements vont ensuite à Azeddine Kourta qui a bien voulu prendre le relais de la direction en arrivant à l'Université d'Orléans en 2008. Je le suis reconnaissant d'avoir prolongé la confiance que, jusque là, l'équipe avait bien voulu m'accorder. Il m'a ainsi laissé entière liberté quant à l'organisation finale de mon travail tout en m'apportant son expérience dans le domaine du contrôle des décollements pour la synthèse de mes résultats.

Je remercie également Régine Weber qui a suivi ce travail du début à la fin, de mon apprentissage des principales techniques expérimentales pour l'aérodynamique à la relecture attentive du manuscrit. Elle n'est pas étrangère à la confiance, la liberté et la possibilité de formation importante qui m'ont été offertes. Elle m'a toujours permis de considérer la soufflerie comme un réel atelier d'expérimentation et laissé la possibilité de représenter l'équipe au cours de manifestations scientifiques en France et à l'étranger. Elle m'a aussi permis d'encadrer des étudiants en réalisant des vacations, en somme, d'appréhender le métier d'enseignant-chercheur. Egalement présent du début à la fin, Dunpin Hong a su éclaircir la plupart de mes doutes et incertitudes au sujet de la physique des plasmas ; je le remercie pour sa disponibilité, surtout les veilles de colloques...

Je suis également reconnaissant envers les deux rapporteurs de mes travaux, Jean-Paul Bonnet et Jean-Pierre Bœuf, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'émettre un avis sur un document à la longueur repoussante dans un délai relativement court. Je les remercie pour toutes les critiques constructives qu'ils ont formulées avant et pendant la soutenance, nous permettant ainsi d'échanger nos points de vue durant de longues minutes. Les autres membres du jury ne sont pas non plus étrangers à la longueur des débats. Pour leur contribution à la critique bienveillante de mes travaux, je remercie vivement Eric Moreau, à l'origine du lancement de la thématique en Europe, Kwing So-Choi, spécialiste des techniques de réduction de frottement et enfin Patrick Gilliéron, dont les essais menés sur le corps de Ahmed avec son équipe m'ont inspiré pour la rédaction de la dernière partie de ce manuscrit.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'une collaboration avec le CNRT-R2A dont je remercie l'actuel président du bureau, Vincent Herbert. J'ai été particulièrement sensible à l'intérêt qu'a témoigné le président du comité scientifique à l'égard de mes travaux, Jean Détery, en me faisant l'honneur de venir assister à la soutenance.

L'expérimentation ne peut se faire sans montage, sans bricolage et sans une dose de créativité. Le sujet sur lequel il m'a été donné de travailler m'a demandé d'être appliqué, exigeant mais aussi tenace et persévérant ; d'autres personnes m'ont accompagné dans ces efforts...

Je tiens ainsi à remercier Stéphane Loyer, gardien de la soufflerie, pour sa disponibilité, sa compétence et sa bonne volonté en toutes circonstances. Il a largement

contribué à ce que les meilleurs essais s'accompagnent des meilleures blagues ! J'adresse également mes remerciements aux autres membres de l'équipe ESA tant pour leur apport scientifique que leur soutien moral ; je pense en particulier à Annie Leroy et à Sandrine Aubrun avec qui j'ai pu partagé des moments très plaisants tant au sein qu'en dehors du laboratoire, à Seattle ou Lille notamment.

Je suis plus particulièrement reconnaissant envers Romain Jousot avec qui nous avons constitué un parfait binôme pendant près de deux ans. Je le suis gré d'avoir consacré tant d'énergie aux expériences, à leur mise en place, leur réalisation et leur discussion ; je lui souhaite bonne chance pour la fin de sa thèse et lui promets que, lui aussi, aura droit à son nom en plasma ! Pour leur contribution à ce travail, je remercie aussi les autres personnes qui ont fait ou continuent de faire partie de l'équipe de recherche orléanaise sur le contrôle par plasma : Pierre Magnier, Binjie Dong, Hervé Rabat, Pierre Audier et Jérôme Pons ; ce dernier m'ayant spontanément faire part de commentaires pertinents pour la rédaction du deuxième chapitre. Finalement, les nombreuses heures passées à créer du vent ionique auront été agrémentées des contributions de plusieurs étudiants de Polytech'Orléans que je remercie aussi : Emilie Sauvage, Quentin Carlier, Yorick Mathias et Yann Recoquillon.

Puisqu'il m'est donné l'occasion ici, précieuse, de mettre en avant les personnes qui m'auront permis de joindre l'utile à l'agréable, je souhaiterais remercier l'ensemble des membres de l'ex-LME. En premier lieu les doctorants promus ou en devenir : Guillaume, qui m'a apporté de réelles bouffées d'oxygène quand l'ozone me montait à la tête et avec lequel j'ai partagé un savant mélange de détente et d'application dans nos thèses respectives ; Adrien, auprès de qui je me serais escrimé à faire passer le message « sans contrôle, la puissance n'est rien » ; Ludo pour son amitié, les échanges tennistiques et sa motivation à organiser des moments festifs en dehors de nos prises de tête scientifiques ; Carole qui m'a fait comprendre qu'elle pouvait faire une thèse en maths sans pour autant savoir compter le temps qu'elle accorde aux autres et à sa famille ; les motoristes, Mathieu et Toni, pour qui l'heure du débrayage arrivera bientôt. L'ambiance particulièrement agréable, voire rare, que l'ensemble des membres de l'ex-LME contribue à créer a été déterminante pour mon intégration rapide dans le laboratoire. J'ai été très sensible aux mots de félicitations et d'encouragement que beaucoup m'ont adressé sur un carnet fait de ce fameux diélectrique blanc. Je ne saurais tous les nommer par peur d'en oublier ; ils se reconnaîtront à l'évocation du « qu'est-ce qu'on est mal payé, mais qu'est-ce qu'on rigole ! ».

Je tiens finalement à exprimer toute ma reconnaissance à ma famille et belle-famille pour le soutien intangible qu'elle m'a toujours apporté. J'ai été porté par leur présence à la soutenance, ainsi que par celle de Simon, qui plus est, aura contribué à photographier le vent ionique. Je remercie plus particulièrement mes parents pour la liberté qu'ils ont su me laisser dans mes choix universitaires et professionnels, les plus simples à formuler. Ils se sont toujours effacés, discrètement, tout en étant de bon conseil pour m'aiguiller dans mes choix de vie, les plus délicats à formuler. Leur altruisme me portera toujours ; leur abnégation devant les épreuves difficiles me renforcera sans cesse. J'adresse aussi plusieurs clin d'œil à la cinquantaine de copains qui ont rallié, de toute part, la Montjoie pour un week-end de fin de thèse mémorable. Leur présence et leur réponse positive à l'appel festif m'a sincèrement touché et conforté dans l'idée qu'il était grand temps de passer à autre chose.

Au-delà de l'accomplissement d'un dur et long labeur, c'est avant tout la satisfaction d'avoir trouvé un équilibre personnel qui me porte désormais. Mes dernières pensées vont donc tout naturellement à Claudie, qui a su m'accompagner et comprendre mon investissement dans ce défi, autant personnel que professionnel, en

me permettant de m'y consacrer pleinement. Ses talents de communicante m'ont également permis de peaufiner la présentation de ce manuscrit et de le rendre dans un délai raisonnable. « Grâce » à cette thèse, nos dimanches matins perdus dans l'Alfama ont été remplacés par des samedis matins bien ancrés dans les marchés en bord de Loire, sur laquelle j'attends désormais, avec impatience, de voir défiler une certaine caravane...point d'orgue à cette aventure orléanaise !

Les quelques lignes de remerciements précédentes sont à l'image du manuscrit qui vous attend : dense, dans un souci d'exhaustivité. Je serai ainsi très heureux qu'il puisse vous accompagner dans la découverte de la thématique ou bien qu'il vous permette d'approfondir les résultats qui y sont présentés. N'hésitez pas à me faire part de vos commentaires !



# Table des matières >

<b>Table des matières &gt;</b> .....	<b>11</b>
<b>Nomenclature &gt;</b> .....	<b>15</b>
<b>Préambule &gt;</b> .....	<b>21</b>
<b>Chapitre 1 &gt; Contrôle des écoulements et actionneurs plasmas : état de l'art.....</b>	<b>23</b>
1 Introduction .....	24
2 Contexte et enjeux pour les transports du futur .....	25
2.1 <i>Une situation complexe : pollution et pénurie en perspective !</i> .....	25
2.2 <i>Augmentation du transport des passagers : un défi pour la voiture et l'avion</i> .....	28
2.3 <i>Contribution de l'aérodynamique</i> .....	31
3 Apport de l'aérodynamique : contrôler les écoulements.....	33
3.1 <i>Identification des sources de progrès aérodynamiques</i> .....	33
3.2 <i>Envisager une technologie en rupture</i> .....	39
4 Apport de la physique des plasmas : les actionneurs EHD .....	50
4.1 <i>Intérêt des décharges plasmas pour l'aérodynamique</i> .....	51
4.2 <i>Les prémices d'une nouvelle technologie de contrôle ?</i> .....	67
5 Positionnement de l'étude .....	84
5.1 <i>Contexte : expertise acquise à l'Université d'Orléans</i> .....	84
5.2 <i>Démarche scientifique et objectifs</i> .....	85
<b>Chapitre 2 &gt; Etude du vent ionique dans l'air initialement au repos .....</b>	<b>87</b>
1 Introduction .....	89
2 Dispositif expérimental, métrologie et actionneurs .....	90
2.1 <i>Contraintes de réalisation des actionneurs</i> .....	90
2.2 <i>Caractérisation de la vitesse du vent ionique</i> .....	95
2.3 <i>Caractérisations électrique et optique de la décharge</i> .....	97
3 Caractérisation de la décharge : choix des paramètres d'entrée.....	98
3.1 <i>Mesures optiques</i> .....	98
3.2 <i>Mesures de la puissance électrique</i> .....	101
3.3 <i>Mesures de la longueur d'extension du plasma</i> .....	103
3.4 <i>Configurations retenues pour les applications aérodynamiques</i> .....	107
4 Analyse de la vitesse moyenne : lois de comportement pour l'actionneur $A_{sc}$ .....	110
4.1 <i>Topologie de l'écoulement induit</i> .....	111
4.2 <i>Influence des paramètres électriques dans la zone d'accélération</i> .....	115
4.3 <i>Vitesse et longueur caractéristiques du vent ionique</i> .....	123
5 Analyse de la vitesse instantanée : répartition spectrale du vent ionique.....	130
5.1 <i>Mode continu : signature de la fréquence d'alimentation (<math>f_{HV}</math>)</i> .....	131

5.2 Mode instationnaire : signature de la fréquence de modulation ( $f_p$ ).....	132
6 Analyse de la vitesse moyenne en synchronisation de phase : prépondérance de la phase cathodique.....	133
6.1 Corrélation entre la vitesse et la phase de l'actionneur $A_{sc}$ en mode continu .....	134
6.2 Temps de réponse de l'actionneur $A_{sc}$ en mode instationnaire .....	140
7 Synthèse et perspectives .....	142
<b>Chapitre 3 &gt; Interaction du vent ionique avec une couche limite 2D .....</b>	<b>147</b>
1 Introduction .....	149
2 Eléments bibliographiques.....	149
2.1 Définition des principaux paramètres de la couche limite.....	150
2.2 Contrôle de la transition .....	152
2.3 Contrôle du décollement.....	159
3 Interaction du vent ionique avec l'écoulement sur une plaque plane .....	166
3.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....	166
3.2 Caractérisation de l'écoulement naturel.....	169
3.3 Caractérisation du transfert de quantité de mouvement.....	174
3.4 Modification de la transition laminaire-turbulente.....	179
4 Interaction du vent ionique avec l'écoulement autour d'un profil.....	187
4.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....	187
4.2 Caractérisation de l'écoulement naturel.....	193
4.3 Modification de la séparation au bord de fuite.....	200
5 Synthèse et perspectives .....	211
<b>Chapitre 4 &gt; Application sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile .....</b>	<b>215</b>
1 Introduction .....	217
2 Eléments bibliographiques.....	218
2.1 Présentation du modèle de Ahmed et al. ....	218
2.2 Cas de l'écoulement tridimensionnel de type bicorps.....	220
3 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....	221
3.1 Réalisation des maquettes et montage dans la soufflerie.....	221
3.2 Intégration des actionneurs.....	223
3.3 Moyens de mesures expérimentaux et traitement des données.....	226
4 Caractérisation de l'écoulement naturel .....	231
4.1 Caractérisation du bulbe décollé sur la lunette arrière .....	231
4.2 Caractérisation de la structure torique au culot .....	236
4.3 Caractérisation des tourbillons longitudinaux.....	240
4.4 Caractérisation de la traînée aérodynamique.....	242
4.5 Objectifs du contrôle prédéterminé .....	243
5 Caractérisation de l'écoulement manipulé .....	244
5.1 Etude préliminaire.....	244
5.2 Action en mode continu sur le bulbe décollé .....	249
5.3 Action en mode instationnaire sur le bulbe décollé.....	260
6 Synthèse et perspectives .....	266

---

<b>Conclusion et perspectives &gt;</b> .....	<b>269</b>
<i>Synthèse</i> .....	269
<i>Perspectives</i> .....	273
<b>Annexe A &gt; Compléments sur les mesures par LDA</b> .....	<b>277</b>
<b>Annexe B &gt; Compléments sur les mesures de la puissance électrique</b> .....	<b>289</b>
<b>Annexe C &gt; Compléments sur les mesures de la longueur du plasma</b> .....	<b>293</b>
<b>Annexe D &gt; Compléments sur les mesures par balance aérodynamique</b> .....	<b>299</b>
<b>Annexe E &gt; Compléments sur les mesures par PIV</b> .....	<b>305</b>
<b>Bibliographie &gt;</b> .....	<b>309</b>
<b>Table des figures &gt;</b> .....	<b>319</b>
<b>Table des tableaux &gt;</b> .....	<b>327</b>



# Nomenclature >

$a$	Constante pour la loi empirique (E2.2) [ $\text{kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ ]
$(a_o, b_o, c_o)$	Dimensions caractéristiques du volume de mesure du système LDA [m]
$A$	Constante pour la loi empirique (E2.1) [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{kHz}^{-1}\cdot\text{kV}^{-2}$ ]
$A_{\text{kap}}$	Actionneur avec un diélectrique en Kapton®
$A_{\text{myl}}$	Actionneur avec un diélectrique en Mylar®
$A_{\text{sep}}$	Aire du bulbe de séparation dans le plan médian du profil [ $\text{m}^2$ ]
$\Delta A_{\text{sep}}$	Réduction de l'aire du bulbe de séparation dans le plan médian du profil
$A_{\text{DC}}$	Actionneur double couche
$A_{\text{SC}}$	Actionneur simple couche
$A_{\text{TC}}$	Actionneur triple couche
$c$	Corde du profil [m]
$C$	Capacité du condensateur pour la mesure de la puissance électrique [F]
$C_f$	Coefficient de frottement à la paroi
$C_p$	Capacité équivalente de la décharge plasma [F]
$C_x$	Coefficient de traînée
$\Delta C_x$	Gain de traînée
$C_z$	Coefficient de portance
$\Delta C_z$	Gain de portance
$C_\mu$	Coefficient d'ajout de quantité de mouvement dans la couche limite
$C_1$	Constante pour la loi empirique (E2.14)
$C_2$	Constante pour la loi empirique (E2.16)
$d_b$	Diamètre des faisceaux incidents [m]
$d_f$	Distance inter-franges dans le volume de mesure LDA [m]
$D$	Effort de dérive [N]
$D_{\text{act}}$	Distance entre deux actionneurs [m]
$e$	Épaisseur du diélectrique [m]
$f$	Fréquence instable identifiée dans l'écoulement naturel [Hz]
$f_l$	Focale de la lentille convergente [m]
$f_{\text{on-off}}$	Fréquence du signal TTL utilisé pour les mesures de balance [Hz]
$f_p$	Fréquence de modulation du signal d'alimentation (mode instationnaire) [Hz]
$f_{\text{EHD}}$	Force Electro Hydrodynamique [N]
$f_D$	Fréquence Doppler mesurée avec le système LDA [Hz]

$f_{HV}$	Fréquence du signal haute tension sinusoïdal (mode continu) [Hz]
$F^+$	Fréquence réduite de l'actionneur
$\vec{F}_a$	Force aérodynamique [N]
$\vec{F}_f$	Force de frottement à la paroi [N]
$\vec{F}_p$	Force de pression à la paroi [N]
$g$	Espace inter-électrode [m]
$H$	Facteur de forme
$H_{act}$	Épaisseur totale de l'actionneur [m]
$H_{sep}$	Hauteur du bulbe de séparation dans le plan médian du profil [m]
$H_A$	Hauteur du corps de Ahmed [m]
$i$	Courant de décharge [A]
$l_{act}$	Largeur de l'actionneur dans la direction transversale [m]
$l_A$	Largeur du corps de Ahmed [m]
$L$	Longueur de référence vis-à-vis de l'écoulement incident [m]
$L_{act}$	Longueur de l'actionneur dans la direction longitudinale [m]
$L_{gnd}$	Longueur de l'électrode de masse [m]
$L_p$	Longueur moyenne du plasma [m]
$L_p^*$	Longueur caractéristique du transfert de quantité de mouvement [m]
$L_{sep}$	Longueur du bulbe de séparation dans le plan médian [m]
$L_A$	Longueur du corps de Ahmed [m]
$L_{HT}$	Longueur de l'électrode de haute tension [m]
$\vec{n}$	Normale à la paroi [m]
$n_e$	Nombre d'électrons par unité de longueur
$n_{eo}$	Nombre initial d'électrons
$n^\circ$	Numérotation relative à la position de l'actionneur
$N$	Particule neutre
$N_{act}$	Nombre d'actionneurs utilisés
$N^+$	Particule chargée positivement
$(O; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$	Repère d'étude fixe [m]
$(O; \vec{x}^*, \vec{y}^*, \vec{z}^*)$	Repère d'étude mobile lié au profil [m]
$p_s$	Pression statique locale [Pa]
$p_\infty$	Pression statique de référence pour l'écoulement amont [Pa]
$\Delta p$	Pression différentielle [Pa]
$P$	Effort de portance [N]
$P_{elec}$	Puissance électrique consommée par le plasma [W]

$P_{\text{mec}}$	Puissance mécanique associée à l'écoulement induit par la décharge [W]
$\Delta P_{\text{mec}}$	Gain de puissance mécanique associé au recollement [W]
$q$	Charge traversant la décharge plasma [C]
$Q_V$	Débit volumique induit par la décharge dans l'air initialement au repos [ $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$R_{\text{uu}}$	Coefficient d'inter-corrélation
$R_{\text{DC}}$	Rapport cyclique de l'actionneur
$Re$	Nombre de Reynolds
$Re_{\text{crit}}$	Nombre de Reynolds critique pour la transition laminaire-turbulente
$\bar{s}$	Abscisse curviligne [m]
$\Delta s$	Distance entre le point de séparation naturel et l'actionneur [m]
$S$	Surface de référence (associée au maître couple) [ $\text{m}^2$ ]
$St$	Nombre de Strouhal
$t$	Temps [s]
$\bar{t}$	Tangente à la paroi [m]
$T$	Effort de traînée [N]
$T_e$	Température des électrons libres du plasma [K]
$T_f$	Température du fluide [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$T_i$	Température des ions du plasma [K]
$T_o$	Température des molécules neutres du gaz [K]
$Tu$	Taux de turbulence
$u_f$	Vitesse de frottement à la paroi [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$u^+$	Vitesse adimensionnée à la paroi
$\vec{U}(U, V, W)$	Vecteur vitesse et composantes dans le repère fixe [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$\vec{U}^*(U^*, V^*, W^*)$	Vecteur vitesse et composantes dans le repère mobile lié au profil [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$U_{\text{act}}^*$	Vitesse d'accélération maximale du vent ionique [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]
$V_{\text{cl}}$	Tension de claquage du diélectrique [V]
$V_{\text{ign}}$	Tension d'initiation du plasma après son allumage [V]
$V_o$	Tension d'allumage de la décharge [V]
$V_{\text{HV}}$	Amplitude de la tension du signal sinusoïdal [V]
$w$	Fenêtre de Hamming
$y^+$	Epaisseur de couche limite adimensionnée
$\alpha$	Constante pour la loi empirique (E2.6) [ $\text{m} \cdot \text{kV}^{-1}$ ]
$\alpha_i$	Angle d'incidence du profil [ $^{\circ}$ ]
$\alpha_A$	Inclinaison de la lunette arrière du corps de Ahmed [ $^{\circ}$ ]
$\alpha_1$	Premier coefficient d'ionisation de Townsend

$\alpha_2$	Second coefficient d'ionisation de Townsend
$\beta$	Constante pour la loi empirique (E2.6) [ $\text{m.kV}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ]
$\delta_{\text{act}}$	Hauteur maximale du vent ionique [m]
$\delta_1$	Epaisseur de déplacement de la couche limite [m]
$\delta_{1/2}$	Hauteur de diffusion du vent ionique [m]
$\delta_2$	Epaisseur de quantité de mouvement de la couche limite [m]
$\delta_{99}$	Epaisseur de la couche limite [m]
$\epsilon_r$	Constante diélectrique ou permittivité relative du diélectrique
$\phi$	Phase du signal sinusoïdal de l'actionneur [ $^\circ$ ]
$\varphi$	Diamètre utile du volume de mesure du système LDA [m]
$\gamma$	Constante pour la loi empirique (E2.10) [ $\text{m}.\text{s}^{-2}$ ]
$\eta$	Rendement électro-mécanique de l'actionneur
$\lambda$	Constante pour la loi empirique (E2.4)
$\lambda_b$	Longueur d'onde du faisceau laser [m]
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide [ $\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ]
$\theta$	Angle entre les deux faisceaux incidents du système LDA [ $^\circ$ ]
$\rho$	Masse volumique du fluide [ $\text{kg}.\text{m}^{-3}$ ]
$\tau$	Décalage temporel du coefficient d'inter-corrélation [s]
$\tau_w$	Tenseur des contraintes [Pa]
$\tau_p$	Contrainte de cisaillement à la paroi [Pa]
$\nu$	Viscosité cinématique du fluide [ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ]

## Indices

act	Relatif à l'actionneur
adim	Quantité adimensionalisée
A	Relatif au corps de Ahmed
cond	Relatif au condensateur de mesure pour la puissance électrique
e	Ecoulement à l'extérieur de la couche limite
fil	Relatif au régime filamentaire de la décharge
max	Relatif au maximum
min	Relatif au minimum
rms	Relatif à l'écart quadratique moyen
off	Relatif à l'écoulement naturel
on	Relatif à l'écoulement manipulé
p	Quantité mesurée à la paroi
$\infty$	Ecoulement amont de référence

## Moyennes

Miniscule	Signal temporel
Majuscule	Moyenne temporelle
‘	Quantité fluctuante

## Abréviations

AC	Alimentation électrique alternative
CMOS	Capteur optique de technologie CMOS (Metal Oxide Semi-conductor)
DBD	Décharge à Barrière Diélectrique
DC	Alimentation électrique continue
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EHD	ElectroHydroDynamique
ICDD	Capteur optique intensifié de technologie CCD (Charge Coupled-Device)
JPEG	Format de fichier numérique pour l'acquisition d'images
JSP	Jet Synthétique par Plasma
LDA	Anémométrie Laser Doppler
LEM	Modélisation par analogie avec les circuits électriques
MAV	Micro Air Vehicle
MEMS	MicroElectroMechanicalSystems
PIV	Vélocimétrie par Imagerie de Particules
PMT	Tube PhotoMultiplicateur
PPMA	Polymethylmetacrylate
RAW	Format de fichier numérique pour l'acquisition d'images
RMS	Ecart quadratique moyen
RVB	Filtre optique Rouge-Vert-Bleu
SDBD	Décharge à Barrière Diélectrique Surfacique
Tep	Tonne équivalent pétrole
TR-PIV	Vélocimétrie par Imagerie de Particule Résolue en Temps
TTL	Signal électrique (0 / +5 V) utilisé pour la synchronisation des mesures
UAV	Unmanned Air Vehicle
VG	Générateur de tourbillons (Vortex Generator)
ZNMF	Actionneur à débit massique nul (type jet synthétique)

## **Acronymes**

ACARE	Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
ACEA	European Automobile Manufacturers' Association
ADEME	Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie
CNRT R2A	Centre National de Recherche Technologique « Aérodynamique et Aéroacoustique des véhicules terrestres »
DGAC	Direction Générale de l'Aviation Civile (France)
DGET	Direction Générale de l'Energie et des Transports (Commission Européenne)
DPAC	Direction des Programmes de l'Aviation Civile (France)
ERTRAC	European Road Transport Research Advisory Council
GIEC	Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat
NEDC	New European Driving Cycle
OACI	Organisation de l'Aviation Civile Internationale
SCEQE	Système Communautaire d'Echange des Quotas d'Emissions

## Préambule >

La réduction de la résistance à l'avancement sera une nécessité d'importance croissante dans les années à venir pour le secteur des transports. L'amélioration des performances aérodynamiques est susceptible d'apporter une contribution non négligeable à la consommation d'énergie, et par suite, à la réduction des émissions polluantes. Tant dans le domaine de l'aviation civile que dans celui de l'automobile, l'optimisation des formes aérodynamiques semble atteindre ses limites. De nouvelles solutions technologiques en rupture sont donc nécessaires pour envisager de nouveaux progrès et satisfaire aux normes environnementales de plus en plus strictes. Les solutions actuellement à l'étude visent à développer des dispositifs de contrôle actif afin de piloter en temps réel les propriétés des écoulements et d'améliorer les performances aérodynamiques des véhicules ou des aéronefs.

Cette thèse fait partie d'une nouvelle voie de recherche, initiée depuis une dizaine d'années, consistant à utiliser des décharges plasmas à pression atmosphérique pour modifier les écoulements. L'utilisation d'actionneurs plasmas intervient pour transférer de la quantité de mouvement au fluide, par l'intermédiaire d'un écoulement induit par les décharges plasmas, appelé vent ionique. Jusqu'à présent, les travaux dans ce domaine portent essentiellement sur des études en laboratoire pour des configurations académiques, à faible nombre de Reynolds, en contrôle prédéterminé (boucle ouverte). La physique des actionneurs plasmas n'est pas encore bien établie et leur action sur l'écoulement, encore mal décrite. Depuis les premières études, les configurations aérodynamiques testées sont plutôt orientées vers des applications dans le domaine aéronautique, notamment pour la modification du décollement sur des profils d'aile.

Le point de départ de cette thèse repose sur l'expertise acquise à l'Université d'Orléans, depuis 2004, à partir des travaux collaboratifs menés entre l'Institut PRISME et le GREMI. Le travail présenté ici fait suite à deux thèses soutenues en 2007 (Pierre Magnier) et en 2008 (Binjie Dong). L'originalité de l'expertise de l'Université d'Orléans repose sur la réunion de compétences aussi bien dans le domaine de l'aérodynamique expérimentale (PRISME) que dans celui des plasmas froids (GREMI). Dans la suite de ces travaux, l'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution à l'étude expérimentale de la modification des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas.

L'actionneur retenu est une décharge à barrière diélectrique surfacique avec un diélectrique composé d'une combinaison de deux matériaux, pour une épaisseur totale inférieure au millimètre. L'objectif final est d'évaluer les performances de cet actionneur pour réduire la traînée sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile. La démarche scientifique empruntée repose d'abord sur le développement et la caractérisation de l'actionneur par des mesures de vitesse du vent ionique. Cette étude permet de dégager des paramètres caractéristiques de l'écoulement induit en aval de la décharge et de coupler la mesure de vitesse à la phénoménologie de la décharge. Il s'agit ensuite de valider le potentiel de l'actionneur dans le cas de deux configurations d'écoulements bidimensionnels. La première étude est relative à l'interaction du vent ionique avec une couche limite de Blasius développée sur une plaque plane pour agir sur la transition ; la seconde porte sur la modification du décollement turbulent en bord

de fuite d'un profil d'aile dans le but d'améliorer la portance. A partir des résultats obtenus dans ces deux études, la réduction de la traînée sur un corps de Ahmed est alors envisagée par une action sur les principales structures présentes à l'arrière de la maquette (lunette arrière inclinée à  $25^\circ$ ). Des résultats significatifs sont obtenus pour des nombres de Reynolds jusqu'à  $1,7 \cdot 10^6$  (35 m/s).

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres au début desquels une introduction présente les différents aspects qui y sont abordés. Une synthèse des principaux résultats est proposée à la fin de chaque chapitre.

**Chap1.** Le manuscrit débute par une revue bibliographique qui permet de situer le contexte, les enjeux et le principe du contrôle des écoulements. L'intérêt des décharges plasmas pour l'aérodynamique est rappelé en indiquant leur principe d'interaction avec l'écoulement, ainsi que les différents points durs que leur utilisation suscite. Le chapitre se termine en situant les objectifs de la thèse au regard des résultats tirés de la littérature et de l'expertise acquise à l'Université d'Orléans.

**Chap2.** La présentation des travaux expérimentaux débute par la description des actionneurs développés au cours de ce travail. Leur caractérisation permet de dégager une configuration optimale utilisée pour les trois applications aérodynamiques retenues dans le cadre de cette thèse.

**Chap3.** L'objectif du troisième chapitre est de présenter les résultats obtenus dans le cas de la manipulation de l'écoulement sur la plaque plane et autour du profil. En prérequis à l'analyse de ces résultats, ce chapitre débute par une revue bibliographique relative au contrôle de la transition laminaire-turbulente et du décollement.

**Chap4.** De la même façon, quelques éléments bibliographiques relatifs au corps de Ahmed permettent d'introduire l'étude consacrée à cette géométrie, qui fait l'objet du dernier chapitre.

Le manuscrit se termine par une conclusion générale résumant les principaux résultats obtenus, ouvrant ainsi la voie aux perspectives de ce travail.

Il faut souligner ici que les résultats présentés dans la suite n'auraient pu voir le jour sans le soutien financier de cette thèse par la Région Centre et le CNRT R2A. Les discussions menées au cours des différentes réunions avec ce dernier ont d'ailleurs permis d'orienter de manière fructueuse les travaux, notamment en ce qui concerne l'étude sur le corps de Ahmed, en bénéficiant de l'expertise de Renault et de PSA dans ce domaine. Les résultats se sont par ailleurs enrichis des nombreux commentaires dont ils ont été l'objet au cours des réunions du Groupe de Travail sur le contrôle par plasma. Ce groupe de travail réunit les principales équipes françaises menant des travaux dans le domaine, notamment : le laboratoire LEA de l'Université de Poitiers, le laboratoire LAPLACE de l'Université de Toulouse et le département DMAE de l'ONERA de Toulouse.

Le travail expérimental dont il est question ici a bénéficié des différentes contributions apportées par les autres doctorants de l'Institut PRISME et du GREMI impliqués dans la thématique. Tout d'abord, Pierre Magnier a apporté son soutien à la campagne de mesures pour l'étude sur la plaque plane (Chap3§3). Binjie Dong a participé au montage expérimental pour la campagne sur le profil éolien (Chap3§4). Enfin, Romain Joussot (doctorant en 3ème année au GREMI) a contribué à la caractérisation des actionneurs en réalisant notamment : des visualisations ICCD de la décharge (Chap2§3.1.2), des mesures de puissance en fonction de la surface du plasma (Chap2§3.4.2) et des mesures LDA pour des signaux électriques autres que sinusoïdaux (Chap2§6.1.3). Il est également à l'origine de l'intégration des actionneurs sur le corps de Ahmed à l'échelle 1 pour l'étude paramétrique (Chap4§3.2).

# Chapitre 1 > Contrôle des écoulements et actionneurs plasmas : état de l'art

---

<b>1 Introduction .....</b>	<b>24</b>
<b>2 Contexte et enjeux pour les transports du futur .....</b>	<b>25</b>
2.1 Une situation complexe : pollution et pénurie en perspective !.....	25
2.2 Augmentation du transport des passagers : un défi pour la voiture et l'avion .....	28
2.3 Contribution de l'aérodynamique.....	31
<b>3 Apport de l'aérodynamique : contrôler les écoulements .....</b>	<b>33</b>
3.1 Identification des sources de progrès aérodynamiques.....	33
3.1.1 <i>Torseur des efforts aérodynamiques</i> .....	33
3.1.2 <i>Similitude des écoulements visqueux, couche limite et traînée de frottement</i> .....	35
3.1.3 <i>Écoulement décollé, traînée de pression et instabilités</i> .....	37
3.2 Envisager une technologie en rupture.....	39
3.2.1 <i>Optimisation des formes et dispositifs passifs</i> .....	40
3.2.2 <i>De la nécessité de contrôler les écoulements</i> .....	43
3.2.3 <i>De la recherche fondamentale à l'applicatif</i> .....	44
3.2.4 <i>Principaux actionneurs à l'étude</i> .....	48
<b>4 Apport de la physique des plasmas : les actionneurs EHD .....</b>	<b>50</b>
4.1 Intérêt des décharges plasmas pour l'aérodynamique .....	51
4.1.1 <i>Éléments sur les décharges plasmas à pression atmosphérique</i> .....	52
4.1.2 <i>Principaux actionneurs plasmas à l'étude</i> .....	56
4.1.3 <i>Principe d'un actionneur DBD</i> .....	60
4.2 Les prémices d'une nouvelle technologie de contrôle ? .....	67
4.2.1 <i>Mécanismes du transfert de quantité de mouvement</i> .....	67
4.2.2 <i>Entrées et sorties d'un actionneur DBD</i> .....	76
4.2.3 <i>Intégration, opérabilité et facteur d'échelle</i> .....	82
<b>5 Positionnement de l'étude .....</b>	<b>84</b>
5.1 Contexte : expertise acquise à l'Université d'Orléans.....	84
5.2 Démarche scientifique et objectifs .....	85

---

## 1 Introduction

Ce premier chapitre indique tout d'abord les éléments factuels utiles au contexte de cette étude.

**Chap1§2.** La réduction de la consommation et de la résistance à l'avancement seront des nécessités d'importance croissante dans les années à venir pour le secteur des transports. Ces enjeux sont présentés vis-à-vis des problématiques énergétiques et environnementales que l'augmentation prévisible du trafic mondial et européen entraîne. Ainsi, dans le but d'infléchir les menaces de dérèglement climatique et d'épuisement des énergies fossiles, les avionneurs et les constructeurs automobiles européens sont confrontés à la mise en place de normes de plus en plus sévères. Ces nouvelles contraintes, imposées par le législateur, interviennent en lieu et place des engagements qu'eux mêmes avaient pris pour l'horizon 2015-2020. L'amélioration des performances aérodynamiques des voitures et des avions commerciaux peut apporter une contribution non négligeable à la réduction de la consommation, et par suite, à la diminution des émissions polluantes. Cette contribution est présentée en la situant vis-à-vis d'un certain nombre de compromis à réaliser en prenant l'exemple du secteur automobile et de l'aviation civile.

**Chap1§3.** Les éléments bibliographiques relatifs au cadre scientifique de cette étude sont ensuite présentés. Ce travail repose sur deux disciplines que rien ne relie *a priori* : la mécanique des fluides et la physique des plasmas. Des notions fondamentales dans les deux domaines sont exposées, sans prétention exhaustive, de manière à s'adresser au plus grand nombre. En premier lieu, les principaux phénomènes aérodynamiques concernés par ce travail sont rappelés (transition et séparation de la couche limite). L'objectif est d'identifier les sources de progrès aérodynamiques potentielles pour les avions et les véhicules particuliers (traînée de frottement et de pression, portance). Les méthodes classiques d'optimisation (forme, dispositifs passifs) sont ensuite décrites et leurs principales limites soulignées. Le contrôle actif des écoulements est alors présenté comme une solution technologique possible, au regard notamment, des enjeux énergétiques et environnementaux exposés précédemment. La littérature sur le contrôle actif des écoulements est abondante et témoigne d'un engouement fort pour cette thématique aux enjeux industriels importants. L'objectif de la revue bibliographique est de donner un aperçu des principaux pré-requis au développement d'un actionneur et à son application pour le contrôle des écoulements. Les approches théoriques et les actionneurs les plus usuels sont évoqués de manière à établir des éléments de comparaison avec les actionneurs plasma.

**Chap1§4.** Depuis environ une dizaine d'années, les actionneurs dits électrohydrodynamiques (EHD) ont ouvert une nouvelle voie de recherche dans le domaine du contrôle des écoulements. Ils reposent sur la mise en œuvre de décharges plasmas à pression atmosphérique dans le but d'agir sur la couche limite. Plusieurs définitions relatives aux plasmas sont introduites et les principaux mécanismes qui animent les décharges électriques dans les gaz sont rappelés (décharge de Townsend, claquage). Les différents types d'actionneurs EHD qui découlent de l'utilisation de ces décharges plasmas sont ensuite décrits sous l'angle de leurs performances respectives.

Leur principe commun est mis en avant : ils permettent d'ajouter de la quantité de mouvement dans la couche limite par l'intermédiaire du vent ionique. Les principales explications tirées de la littérature relative au vent ionique sont rappelées. La revue bibliographique se limite ensuite à l'étude des actionneurs reposant sur une décharge à barrière diélectrique (DBD). C'est en effet ce type d'actionneurs plasma qui est le plus fréquemment rencontré et qui est utilisé dans cette thèse. Leurs paramètres caractéristiques (entrées, sorties) sont évoqués et les différents points durs et débats qu'ils suscitent au sein de la communauté scientifique sont rappelés (régimes de la décharge, vitesse maximale du vent ionique, influence de la géométrie et modélisation notamment).

**Chap1§5.** Ce chapitre se termine par une description des collaborations mises en place pour mener à bien ce travail transdisciplinaire. Cette étude s'appuie sur l'expertise acquise à l'Université d'Orléans depuis cinq ans dans le domaine de la modification des écoulements subsoniques par plasma. La démarche et les objectifs ayant motivés ce travail sont explicités. Les résultats présentés ici sont davantage orientés vers l'application aérodynamique des décharges DBD que vers leur caractérisation.

---

## 2 Contexte et enjeux pour les transports du futur

Au cours des 50 dernières années, l'aviation civile et le transport routier ont connu des progrès considérables. La durée des trajets a été réduite de manière significative, les distances semblent avoir été « raccourcies ». La récente mise en circulation de l'Airbus A380 en est certainement l'un des meilleurs exemples. Plus gros porteur commercial au monde, il est capable de transporter 550 passagers à 1000 km/h sur 15 000 km avec une consommation moyenne de 3l/100km/passager. La réduction de la consommation n'est évidemment pas un enjeu nouveau pour les avionneurs et les constructeurs automobiles. En revanche, la mise en place de réglementations récentes concernant les émissions polluantes de CO<sub>2</sub> contraint plus fortement le développement des prochains aéronefs ou véhicules terrestres. L'objectif de cette section est d'en donner un aperçu et de rappeler la part du secteur des transports vis-à-vis des émissions globales.

---

### 2.1 Une situation complexe : pollution et pénurie en perspective !

Les émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique sont désormais unanimement considérées par la communauté scientifique, réunie autour du GIEC, comme source de dérèglement climatique non réversible. Le développement technique considérable dont a été l'objet le XX<sup>ème</sup> siècle a donné lieu à un réchauffement global de la température de la Terre d'environ 0,6°C [GIEC'01]. Parmi les gaz à effet de serre d'origine anthropique, le CO<sub>2</sub> est communément cité comme principal responsable de ce réchauffement. De nombreuses observations montrent que des répercussions globales sur le climat sont d'ores et déjà visibles et spectaculaires : recul du glacier

McCarthy en Alaska, assèchement du lac Tchad en Afrique de l'Ouest ou engloutissement des îles des atolls de Malosmadulu aux Maldives, par exemple<sup>1</sup>.

L'augmentation de la température moyenne de l'atmosphère terrestre est très vraisemblablement le résultat de l'évolution concomitante, au niveau mondial, de la demande énergétique, de la population et de la concentration en CO<sub>2</sub> en découlant (Figure 1.1). Le développement spectaculaire des secteurs de l'énergie, des transports, des bâtiments, de l'agriculture ainsi que de l'ensemble des activités industrielles, s'est accompagné d'une consommation accrue des énergies fossiles (charbon, gaz, pétrole). Le recours massif à ces ressources fossiles pour satisfaire les besoins énergétiques d'une population croissante a augmenté de manière exponentielle au cours du siècle dernier, passant de moins de 1 Gtep en 1900 à près de 9 Gtep en 2000.

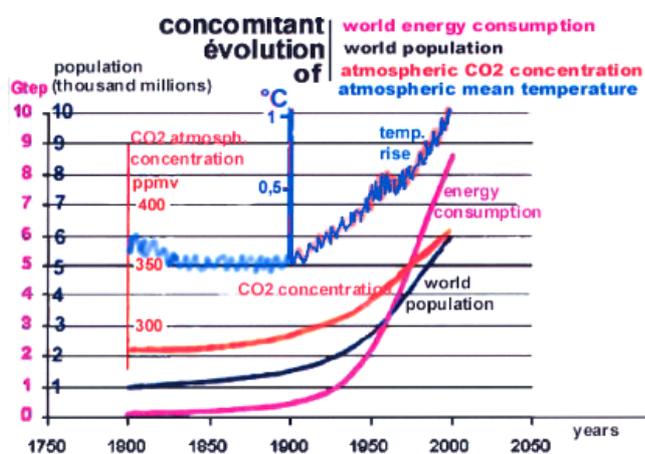


Figure 1.1 – Evolution mondiale de la demande énergétique, de la population, de la concentration en CO<sub>2</sub> et de la température moyenne de l'atmosphère entre 1800 et 2000, d'après [Ruelle'06]

Au constat précédent s'ajoute celui d'une inégale répartition au niveau mondial de la consommation énergétique et des émissions. Ainsi, en 2006, la part des émissions de CO<sub>2</sub> des Etats-Unis (20,3%), de l'Union Européenne (16,3%) et de la Chine (20,2%) représente plus de la moitié des émissions mondiales [DGET'09]. Entre 1990 et 2006, la contribution de la Chine aux rejets de CO<sub>2</sub> a doublé. Le développement annoncé d'autres pays fortement peuplés comme l'Inde et le Brésil laisse présager d'une augmentation considérable des émissions et de la consommation en ressources naturelles. La récente envolée du prix du pétrole, qui a vu le baril de Brent grimper jusqu'à quasiment 150\$ en juillet 2008, a rappelé que les ressources planétaires ne sont pas infinies. Dès lors, comment conserver, voire améliorer, ce mode de vie actuel en polluant moins, en consommant moins tout en étant toujours plus nombreux ? La réponse à cette question semble vertigineuse. De la réponse à cette question dépendent largement les scénarii envisagés ainsi que la capacité à infléchir dans le bon sens les projections basées sur les modes de consommation énergétique actuels. Une augmentation de 1,4 à 5,8°C de la température moyenne à la surface de la Terre ainsi qu'une augmentation de 0,09 à 0,88 m du niveau moyen des océans sont prévisibles sur la période 1990 - 2100 [GIEC'01].

<sup>1</sup> Voir les photographies sur le site de l'Observatoire de la Terre de la NASA : <http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/>

Comme le rappelle [Jancovici'06], les détracteurs des constats dressés précédemment répètent inlassablement que « cela fait quarante ans que nous n'avons du pétrole que pour quarante ans, et qu'il est donc urgent de ne pas se faire de bile ». Néanmoins, les alertes répétées sur le prix du baril de pétrole (2006, 2008), combinées aux prévisions convergentes de l'évolution du climat et à l'émergence des pays en voie de développement, sont autant d'éléments qui requièrent l'établissement d'un consensus général quant à l'urgence d'envisager des solutions alternatives. L'ampleur de la tâche est importante, d'autant plus qu'elle relève de problèmes d'une grande complexité et que l'économie mondiale repose largement sur l'exploitation de ces ressources naturelles<sup>2</sup>. Il n'existe pas de solutions simples et immédiates ! Les prochains progrès technologiques devront donc intégrer la voie du développement durable en se confrontant à un triple défi énergétique, environnemental et économique. Ainsi, comme certains experts le prévoient, le XXI<sup>ème</sup> siècle sera vraisemblablement celui du développement de l'énergie verte avec deux objectifs : réduire l'empreinte écologique des activités humaines et palier à la dépendance énergétique vis-à-vis des ressources fossiles.

A la fin des années 90, un consensus international s'est dessiné autour de ces deux problématiques à travers la ratification du protocole de Kyoto par 147 pays dont les Etats membres de l'Union Européenne. Grands absents de la ratification, la position des Etats-Unis, premier émetteur de gaz à effet de serre, risque d'évoluer dans les prochaines années suite aux élections présidentielles de 2008 [Harris'08]. Selon le traité, l'Union Européenne s'est engagée à réduire de 8% ses émissions de CO<sub>2</sub> en 2012 par rapport au niveau de 1990. Ramenés aux objectifs nationaux, cela correspond pour la France à une stabilisation de ses émissions, de l'ordre de 9 tonnes de CO<sub>2</sub> par personne et par an<sup>3</sup>. Pour y parvenir, plusieurs législations ont été mises en place pour inciter tous les secteurs concernés à s'impliquer, notamment les secteurs de l'énergie, de l'industrie et des transports qui totalisent, en 2006, environ 70% des émissions européennes de gaz à effet de serre. Depuis janvier 2005, l'outil phare mis en place par l'Union Européenne concerne la création du système communautaire d'échanges des quotas d'émissions pour certains secteurs industriels<sup>4</sup> (SCEQE). L'objectif d'un tel système est d'établir une économie européenne des émissions polluantes plutôt qu'une fiscalité systématique sur le principe du « pollueur - payeur ».

Adopté sous la présidence française après d'importantes négociations, puis par le Parlement Européen fin décembre 2008, le paquet « Energie - Climat » vient de sceller l'engagement inédit des « 3 x 20 »<sup>5</sup> pour l'Union Européenne pour 2020. Des six textes relatifs à cet engagement, émane notamment un règlement sur la réduction des émissions de CO<sub>2</sub> des voitures.

---

<sup>2</sup> Exemple de l'aéronautique : 8% du PIB mondial, 29 millions emplois (IATA).

<sup>3</sup> D'après la Mission Interministérielle pour l'Effet de Serre, note du 8 novembre 2006, [www.cnt.fr](http://www.cnt.fr)

<sup>4</sup> Directive 2003/87/CE applicable au secteur de l'énergie (production d'électricité et raffineries) et aux industries de l'acier, du verre, du ciment et du papier.

<sup>5</sup> Engagement des « 3 x 20 » : améliorer l'efficacité énergétique de 20%, porter à 20% la part de renouvelable dans la consommation finale d'énergie et réduire de 20% les émissions de CO<sub>2</sub> par rapport à leur niveau de 1990.

## 2.2 Augmentation du transport des passagers : un défi pour la voiture et l'avion

La contribution aux émissions est différente suivant les secteurs considérés. Entre 1990 et 2003, les rejets globaux d'origine anthropique en Europe ont diminué d'environ 5,5% (-287 Mt CO<sub>2</sub>) grâce notamment aux efforts consentis par le secteur industriel<sup>6</sup>. En revanche, les rejets dûs au secteur des transports augmentent continûment depuis 1990 [DGET'09]. De plus, ce secteur demeure l'un des plus consommateurs de ressources fossiles de part l'utilisation des motorisations thermiques conventionnelles. Bien qu'elles ne représentent qu'environ 20% des rejets globaux européens en 2006 (15% au niveau mondial), les émissions des transports pourraient contrebalancer les résultats obtenus dans d'autres secteurs à l'horizon 2020. Même si des progrès technologiques à venir contribueront à diminuer la consommation, c'est bien l'augmentation du trafic qui est en cause dans une vision prospective de ce secteur. D'autant plus, qu'au niveau mondial, les émissions de CO<sub>2</sub> de tous les pays en développement, Chine incluse, ne totalisent que 20% jusqu'à présent.

Les transports routier et aérien ne contribuent pas de manière égale aux émissions en Europe. En 2006, le transport routier est, de loin, à l'origine des plus importants rejets de gaz à effet de serre (70%) par rapport à l'aviation civile (12%). Rapportés aux émissions globales de tous les secteurs de l'UE-27, les rejets en CO<sub>2</sub> sont de 12% pour les voitures de passagers alors qu'ils ne sont que d'environ 3% pour l'aviation civile. Jusqu'à présent, seules les émissions de monoxyde de carbone, de protoxydes d'azote et de particules fines émanant du transport routier sont soumises à des normes européennes, devenues de plus en plus strictes avec l'entrée en vigueur des niveaux EURO5 (2009) et EURO6 (2011)<sup>7</sup>. De nouvelles mesures législatives concernant les rejets de CO<sub>2</sub> pour l'aviation et les véhicules particuliers ont récemment été prises aux niveaux européen et national ; elle sont rappelées et commentées à la partir de la Figure 1.2 dans la suite du texte.

---

<sup>6</sup> D'après COM(2005)459 de la Commission Européenne.

<sup>7</sup> Voir <http://europa.eu/scadplus/leg/fr/lvb/l28186.htm>

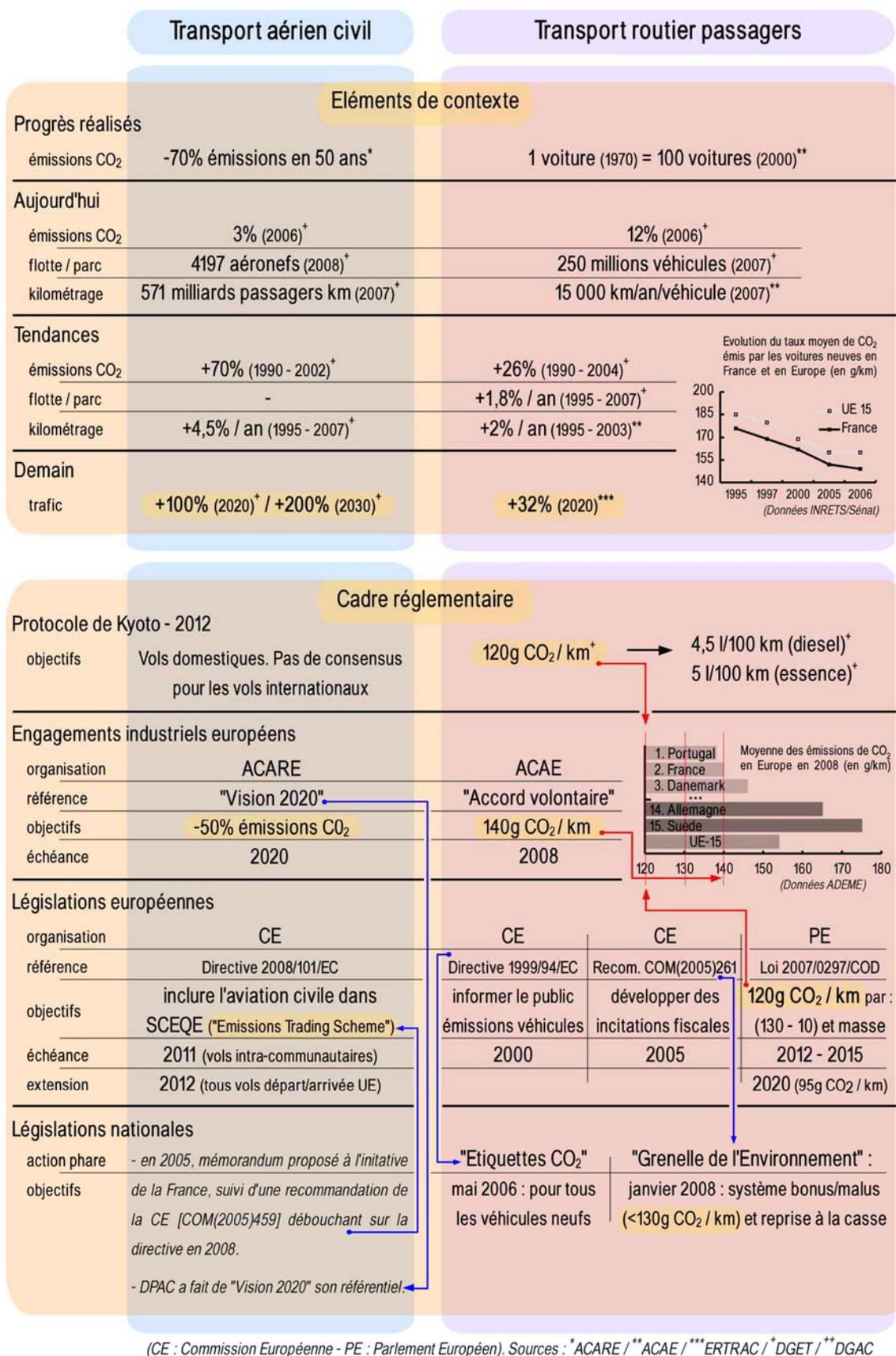


Figure 1.2 – Emissions de CO<sub>2</sub> en Europe : la situation des avions civils et des véhicules particuliers au regard de la législation, d'après [ACEA'08], [ACARE'08], [Carballes'09], [Cormier'07], [DGET'09] et [ERTRAC'08]

La Figure 1.2 appelle aux commentaires suivants :

- Malgré d'importants progrès technologiques, l'augmentation du trafic est un facteur limitant pour la diminution des rejets moyens de CO<sub>2</sub>. En 2020, un doublement des déplacements en avion est prévu, accompagné d'une augmentation de 32% de ceux effectués en voiture.
- Depuis 1995, les rejets des voitures immatriculées en France sont moins importants que la moyenne européenne<sup>8</sup>. Désormais, l'objectif à atteindre est celui fixé par l'Union Européenne (120 g CO<sub>2</sub>/km sur la période 2012 - 2015) après qu'elle ait revu à la « baisse » celui sur lequel les constructeurs européens s'étaient volontairement engagés (140 g CO<sub>2</sub>/km pour 2008). La France est le seul pays, avec le Portugal, à atteindre l'objectif de 140 g CO<sub>2</sub>/km en 2008. De plus, à l'échelle européenne, PSA est le seul constructeur à satisfaire ce niveau depuis 2006. Les constructeurs français, plus généralistes, sont en fait davantage pénalisés par l'objectif de 120 g CO<sub>2</sub>/km que leurs homologues européens car il s'agit d'une moyenne globale, au niveau européen, pondérée par la masse des véhicules commercialisés. Les véhicules les plus lourds du parc européen pourront ainsi émettre plus de 120 g/km de CO<sub>2</sub> alors que les plus légers seront contraints d'émettre moins. Toutefois, les constructeurs français sont les mieux engagés pour satisfaire aux objectifs de 2012 : pour PSA les efforts à consentir sont de -16 g CO<sub>2</sub>/km et pour Renault de -20 g CO<sub>2</sub>/km (par rapport à leurs émissions européennes moyennes de 2006<sup>9</sup>). A noter que l'objectif de 120 g/km de CO<sub>2</sub> consiste en fait en une amélioration des performances moteurs jusqu'à 130 g/km, à laquelle doit s'ajouter une réduction de 10 g/km par des progrès à réaliser sur d'autres composantes. Trois ont été précisément identifiées par la Commission Européenne : air conditionné, pneumatiques (témoin de pression et réduction du frottement), indicateur de changement de vitesse. Toutefois, ce dernier point fait encore débat. Les constructeurs européens, par l'intermédiaire de l'ACAE, défendent plutôt la prise en compte de ce qu'ils appellent les *eco-innovations*, dont les appendices aérodynamiques font partie (Chap1§3.2.1).
- Concernant le transport aérien civil, les objectifs *Vision 2020* de l'ACARE ont été adoptés par l'industrie aéronautique européenne, à savoir : -50% pour le CO<sub>2</sub>, -80% pour les NO<sub>x</sub> et -50% pour le bruit (-6 dB), par rapport aux niveaux de 2000. Le cadre réglementaire, au sens strict, vient uniquement de l'intégration de l'aviation civile au SCEQE depuis une directive européenne en 2008. Concernant ce dernier point, l'OACI s'est dite favorable à l'instauration de ce genre de schéma sans toutefois imposer un cadre réglementaire international, plus général. Ainsi, la prise en compte des vols internationaux au départ et à l'arrivée de l'UE en 2012 n'est pas soutenue par l'OACI. La question de savoir comment seront répartis les quotas pour ces vols n'est pas non plus tranchée.

---

<sup>8</sup> Pour l'automobile, les chiffres rapportés dans la Figure 1.2 concernent majoritairement l'UE-27. Toutefois, des différences sensibles existent entre les pays européens. Le parc automobile se renouvelle plus vite chez les anciens membres (+6%/an pour UE-15 contre +2%/an pour UE-27), ce qui contribue à diminuer la moyenne des émissions de ces pays.

<sup>9</sup> D'après COM(2007)856 de la Commission Européenne.

Sous l'impulsion du législateur, les avionneurs et les constructeurs automobiles sont donc confrontés à des normes de plus en plus strictes qui révèlent les préoccupations environnementales de plus en plus importantes émanant de la société civile. La Figure 1.2 montre aussi la complexité de légiférer sur ces problématiques tant les acteurs sont nombreux et les intérêts multiples au sein et en dehors de l'Union Européenne. Les préoccupations liées aux émissions polluantes s'ajoutent aux traditionnels enjeux de sécurité et de consommation auxquels doivent faire face les industries aéronautique et automobile dans un souci de rentabilité. Ces nouveaux enjeux induisent un challenge d'autant plus important qu'il n'existe pas de cadre international assurant une certaine régulation de la concurrence extra-européenne.

Peu d'études récentes permettent d'appréhender le bénéfice économique pouvant découler de la mise en place des normes environnementales précédentes. Etant liées à la réduction de la consommation, il est indéniable que des gains économiques importants peuvent être attendus. A noter qu'en 2006, le secteur des transports en Europe est à l'origine d'une consommation énergétique d'environ 370 Mtep, soit près d'un tiers de la consommation totale, dont 80% provient du transport routier [DGET'09]. Dans le domaine aéronautique, l'étude de [Hefner'88] est souvent donnée en exemple : selon l'auteur, une diminution de 10% de la traînée d'un avion de transport entraînerait une réduction de sa consommation en carburant de 50 millions de litres au cours de son cycle de vie.

---

## 2.3 Contribution de l'aérodynamique

Pour satisfaire aux objectifs précédents, les recherches portent essentiellement sur le développement des motorisations thermiques conventionnelles, l'amélioration de l'aérodynamisme, la réduction de la masse et de la résistance au roulement (voiture). Les facteurs conjoncturels ou les apports qui ne sont pas directement liés aux futurs progrès techniques ne sont pas abordés ici. Ceux-ci concernent par exemple la question de la répartition du fret<sup>10</sup>, la gestion du trafic routier et aérien, la fiscalité des carburants ou encore la contribution directe du public comme, par exemple, l'éco-conduite qui fait l'objet d'une divulgation de plus en plus importante.

Le défi énergétique lancé au secteur des transports repose majoritairement sur le devenir des motorisations conventionnelles actuelles. Le recours à d'autres formes de motorisation dans l'avenir demeure un sujet complexe. En particulier, le parti pris pour une technologie doit se faire en évaluant l'impact positif, sur l'ensemble de la chaîne du carbone, qu'elle pourrait apporter. Pour les avionneurs ou les constructeurs automobiles, l'objectif est d'envisager des solutions qui soient incorporables à moindres coûts économique et technique. C'est notamment le cas en ce qui concerne les carburants de substitution. L'Union Européenne s'est engagée à recourir aux biocarburants à hauteur de 5,65% dans le cadre du protocole de Kyoto<sup>11</sup>. Pour l'aéronautique, l'hydrogène liquide ou le méthane pourrait s'avérer être une solution pour la 2<sup>nd</sup>e moitié du XXI<sup>ème</sup> siècle ; les carburants synthétiques semblent intéressants à plus court terme alors que la question des biocarburants reste encore ouverte [Kuentzmann'07]. Pour l'automobile, c'est très vraisemblablement la diversification des offres de motorisation qui caractérisera le parc européen à moyen terme, à l'image des véhicules dits *fuel flex* (85% éthanol) introduits par PSA en 2007 ou des véhicules

---

<sup>10</sup> Le fret par route totalise environ 44% par rapport au fret par rail qui ne représente que 10% du transport de marchandises [ERTRAC'08].

<sup>11</sup> Directive 2003/30/EC de la Commission Européenne.

électriques commercialisés par Renault entre 1993 et 1997. Ces derniers n'ont, du reste, pas connu une adhésion importante du public à l'époque de leur introduction sur le marché.

Le recours à des matériaux plus légers demeure également un enjeu fort pour diminuer la consommation par des réductions de masse structurale, à l'image de l'A380 qui est le seul avion commercial doté d'un caisson central de voilure en fibres de carbone. Les contraintes de fabrication et de coût ne permettent pas toujours de réaliser pleinement les formes optimisées sur le plan aérodynamique. Toute la difficulté est alors de faire de bons compromis. Le domaine automobile est un secteur pour lequel s'ajoute la question primordiale du design, du confort et des équipements au sein d'un marché très concurrentiel. Privilégier la masse ou le confort des véhicules peut rentrer en conflit avec les performances aérodynamiques dès lors que ce choix s'accompagne d'une détérioration de la surface frontale. Indépendamment de la réduction de la consommation, la masse des véhicules est également tributaire de l'argument sécuritaire. Elle a augmenté continûment dans tous les pays en Europe au cours des trente dernières années [Carballes'09]. Une augmentation de 100 kg de la masse permettrait de diminuer le risque d'accident mortel d'environ 3% [Tolouei'09] ; en revanche, cette augmentation de la masse induirait une consommation accrue comprise entre +4,8% (urbain) et +6,2% (extra-urbain) pour le parc automobile britannique. Ce conflit d'intérêt entre l'argument sécuritaire et l'impact énergétique et environnemental est relevé par d'autres auteurs à l'échelle du parc automobile européen [Zervas'08]. L'amélioration du confort des passagers et du niveau d'équipements des véhicules peut également se faire au détriment des progrès techniques [Sprei'08]. Pour la première fois depuis 1984, l'ADEME a constaté que les voitures particulières immatriculées en France en 2008 ont vu leur puissance et leur masse diminuer sensiblement [Carballes'09]. Cette évolution fait vraisemblablement suite aux constats dressés précédemment (Figure 1.2) et aux efforts consentis par les constructeurs automobiles, français et italiens notamment. Le comportement du public, incité par des mesures fiscales en France, a certainement aussi contribué à l'inversion de cette tendance établie depuis 25 ans.

Finalement, bien qu'un certain nombre de compromis techniques soient nécessaires, il ne fait aucun doute qu'améliorer les performances aérodynamiques diminue l'énergie nécessaire au déplacement et, par suite, la consommation et les émissions polluantes.

**Pour l'aviation civile, les futurs progrès aérodynamiques seraient susceptibles de contribuer à hauteur de 15% à la réalisation de l'objectif « Vision 2020 » de réduction de moitié de la consommation et des émissions polluantes [ACARE'08]. Dans le secteur automobile, la marge de progression pour l'aérodynamique serait comprise entre 15 et 20%, ce qui se traduirait par une diminution de 5 à 7 g CO<sub>2</sub>/km selon la norme européenne NEDC [Gallas'08].**

### 3 Apport de l'aérodynamique : contrôler les écoulements

Dans la section précédente, l'apport potentiel de l'aérodynamique à la réduction des émissions polluantes a été présenté à la fois pour l'industrie aéronautique et automobile. Du point de vue de la physique, les préoccupations des aérodynamiciens ne sont pas tout à fait les mêmes s'agissant d'un avion de transport ou d'une voiture. L'objectif de cette section est de montrer les principales voies de recherche actuelle dans ces deux domaines.

Les phénomènes de transition et de séparation de la couche limite sont décrits en indiquant leur prépondérance pour l'aviation ou l'automobile. Les paramètres et les nombres adimensionnels permettant de les caractériser sont définis. L'optimisation des formes et le recours à des appendices aérodynamiques sont présentés afin de cerner les limites de ces méthodes. Une revue bibliographique spécifique au contrôle actif des écoulements est proposée. Il s'agit de dresser un panorama, non exhaustif, des dispositifs susceptibles d'être applicables à l'un ou l'autre des deux secteurs.

#### 3.1 Identification des sources de progrès aérodynamiques

Se familiariser avec l'aérodynamique en se déplaçant est certainement l'une des expériences les plus simples et les plus communes qui soit : faire du vélo contre le vent, passer la main à travers la fenêtre d'une voiture ou profiter de l'aspiration d'un camion en moto par exemple. L'objectif de cette sous-section est de décrire les principaux phénomènes de la mécanique des fluides qui régissent les performances aérodynamiques afin d'appréhender les mécanismes sur lesquels il est nécessaire d'agir.

##### 3.1.1 Torseur des efforts aérodynamiques

Lorsqu'un objet se déplace dans un fluide visqueux, il est soumis à des forces de frottement tangentes à la paroi  $\vec{F}_f$ , et à des forces de pression  $\vec{F}_p$  normales à celle-ci (Figure 1.3a). Le bilan des efforts exercés par le fluide visqueux sur l'obstacle s'écrit comme la somme de ces deux forces et représente la force aérodynamique  $\vec{F}_a$  :

$$\vec{F}_a = \vec{F}_f + \vec{F}_p = \iint_S \overline{\tau_w} \cdot \vec{t} dS + \iint_S (p_s - p_\infty) \cdot \vec{n} dS = T\vec{x} + D\vec{y} + P\vec{z} \quad (\text{E1.1})$$

où  $\overline{\tau_w}$  représente le tenseur des contraintes à la paroi,  $p_s$  la pression statique locale,  $p_\infty$  la pression statique de référence et  $S$  la surface de la paroi. L'intégration des forces de surface  $\vec{F}_f$  et  $\vec{F}_p$  sur l'ensemble de la paroi permet d'obtenir le tenseur des efforts aérodynamiques. Comme indiqué sur la Figure 1.3b, celui-ci se décompose généralement dans le repère mobile ( $M ; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ ) lié à l'objet en mouvement par trois efforts et trois moments. La force aérodynamique exprimée par la relation (E1.1) dérive ainsi d'un effort de traînée  $T$ , d'un effort de dérive  $D$  et d'un effort de portance  $P$ .

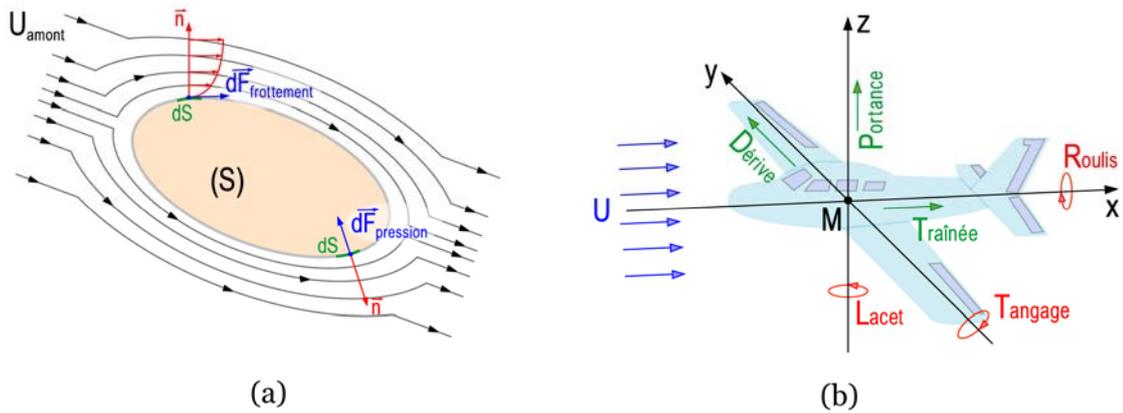


Figure 1.3 – (a) Représentation schématique des efforts aérodynamiques à la surface d'un obstacle et (b) Décomposition du torseur aérodynamique dans le repère lié à l'obstacle

Suivant la topologie de l'écoulement qui se développe autour de l'obstacle, la résistance aérodynamique peut avoir plusieurs origines. On appelle *traînée de frottement* la composante dans la direction de la vitesse de la résultante des forces de frottement, et *traînée de pression* la composante, dans la même direction, de la résultante des forces de pression. La qualité de la sustentation dépend de la *portance*, composante dans la direction normale à la vitesse de la résultante des forces de pression.

**Pour une voiture, dès 90 km/h, l'énergie fournie par le moteur sert davantage à vaincre la résistance aérodynamique que sa résistance au roulement [Leclerc'08]. En vol de croisière, en première approche, la poussée des réacteurs de l'avion doit équilibrer les forces de traînée qui s'exercent sur le fuselage, les ailes, la dérive, etc. La force de portance doit équilibrer le poids de l'avion dont la masse moyenne, au décollage, est d'environ 75 000 kg, pour un avion commercial moyen de 150 passagers [DGET'07].**

L'usage en aérodynamique est de travailler avec des grandeurs aérodynamiques adimensionnées, de manière à comparer les écoulements entre eux. Dans le cadre de cette étude, les efforts aérodynamiques sont déterminés en soufflerie en fonction de la vitesse de l'écoulement. Ces mesures permettent de calculer deux coefficients aérodynamiques sans dimension :

$$C_x = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (\text{E1.2})$$

$$C_z = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (\text{E1.3})$$

où  $C_x$  et  $C_z$  sont respectivement les coefficients de traînée et de portance et  $S$  représente la surface de référence de la maquette (maître couple). Le rapport entre  $C_z$  et  $C_x$  définit la finesse d'une voilure en aéronautique et requiert toute l'attention des aérodynamiciens pour son optimisation sur toutes les phases du vol. Dans l'automobile, pour les véhicules particuliers, c'est davantage sur le  $C_x$  que se focalisent les aérodynamiciens pour la réduction de la traînée. Dans tous les cas, la surface frontale représente un enjeu tant du point de vue l'optimisation de la portance que de la diminution de la traînée. Des ordres de grandeurs de  $C_x$  et de  $C_z$  sont donnés dans la suite pour l'aviation civile et le domaine automobile (Chap1§3.2.2).

### 3.1.2 Similitude des écoulements visqueux, couche limite et traînée de frottement

A l'origine de la description de la traînée s'exerçant sur un corps, deux concepts fondamentaux ont été introduits par Reynolds et Prandtl.

#### Régime laminaire et régime turbulent

Par l'observation expérimentale, Reynolds a mis en avant l'existence de deux régimes d'écoulements, caractérisés par le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses qui les animent. Ce rapport, le nombre de Reynolds, est sans dimension et est défini par :

$$\text{Re} = \frac{U_{\infty} L}{\nu} \quad (\text{E1.4})$$

où  $U_{\infty}$  représente une vitesse de référence pour l'écoulement amont,  $L$  une longueur de référence de l'obstacle vis-à-vis de l'écoulement et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Pour les écoulements laminaires ( $\text{Re}$  faible), le mouvement du fluide se fait de manière régulière et ordonnée dans le temps et l'espace, sans échange d'énergie entre les couches de fluide voisines. Pour les écoulements turbulents ( $\text{Re}$  élevé), l'agitation aléatoire du fluide est prépondérante devant sa déformation visqueuse. Les filets fluides sont animés de tourbillons qui induisent une diffusion d'énergie importante entre les couches de l'écoulement. Les propriétés physiques sont alors fluctuantes dans le temps et l'espace.

Le taux de turbulence  $Tu$  permet d'apprécier le degré de désordre de l'écoulement. Dans le cadre de cette étude, il est défini par le rapport des quantités fluctuantes sur les quantités moyennes dans la direction privilégiée de l'écoulement amont :

$$Tu = \frac{U_{\text{RMS}}}{U_{\infty}} \quad (\text{E1.5})$$

Le principe de la similitude des modèles réduits autorise une comparaison topologique des écoulements à nombres de Reynolds équivalents. Ainsi, pour que les propriétés aérodynamiques d'un objet soient identiques en soufflerie et en conditions réelles, il faut, autant que possible, que les nombres de Reynolds réel et en soufflerie soient égaux<sup>12</sup>.

**En vol de croisière, le nombre de Reynolds relatif à la voilure d'un Airbus A300 est d'environ 45 millions, celui d'un A320 de 30 millions et pour un A340 il est de 52 millions [Peyrat'97]. Pour une voiture de taille moyenne, le nombre de Reynolds basé sur sa longueur est d'environ 9,5 millions à 130 km/h.**

<sup>12</sup> En toute rigueur, il faudrait rappeler ici la définition du nombre de Mach et indiquer son rôle de paramètre de similitude des écoulements de fluide compressible. Néanmoins, cette étude ne concernant que des écoulements subsoniques à faibles nombres de Mach ( $<0,1$ ), aucune considération sur les écoulements compressibles ne sera abordée dans la suite.

### Définition du concept de couche limite

Prandtl est à l'origine du concept de couche limite qui permet de décrire le comportement des écoulements en présence d'une paroi. De part la viscosité de l'air, les particules fluides s'opposent au déplacement d'un obstacle et adhèrent à sa surface. La couche limite est alors la zone de l'écoulement, de faible épaisseur, qui s'étend de la paroi où la vitesse est nulle, aux filets d'air où la vitesse est sensiblement égale à celle de l'écoulement non perturbé. L'épaisseur de la couche limite est désignée par  $\delta_{99}$  et son évolution dans la direction de l'écoulement n'est pas la même suivant que la couche limite est laminaire ou turbulente (Figure 1.4a). Le nombre de Reynolds critique  $Re_{crit}$  permet d'évaluer la position de la transition laminaire-turbulente dans la couche limite. Pour l'écoulement académique sur une plaque plane,  $Re_{crit}$  est compris entre  $3,2 \cdot 10^5$  et  $10^6$  [Schlichting'68].

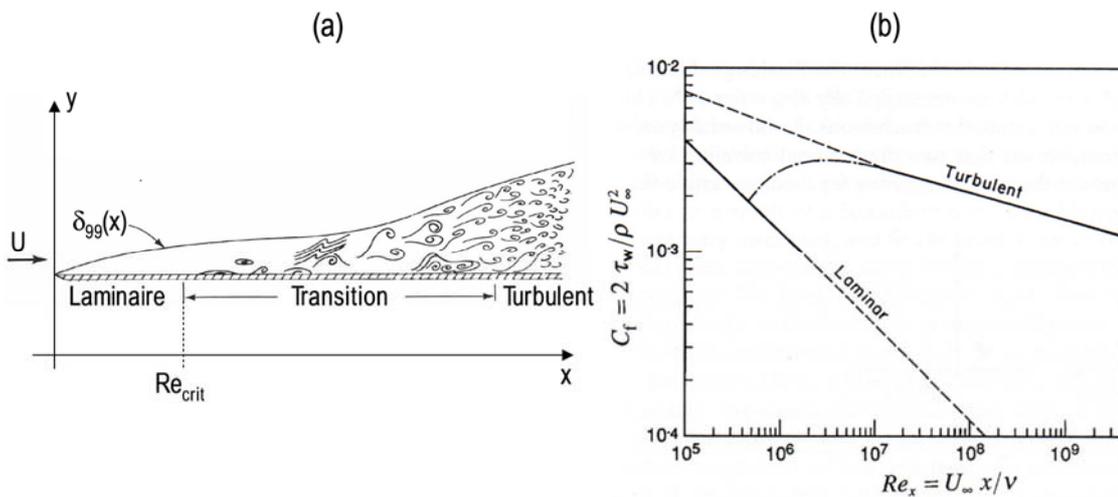


Figure 1.4 –(a) Epaisseur de la couche limite et (b) coefficient de frottement [Gad'El'Hak'00] en fonction du nombre de Reynolds sur une plaque plane

L'existence d'un cisaillement important du fluide dans la couche limite est responsable de la traînée de frottement. Le coefficient de frottement  $C_f$ , sans dimension, permet de quantifier cet effort. Il est défini par la relation :

$$C_f = \frac{F_f}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S} = \frac{2\nu}{U_\infty^2} \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (E1.6)$$

où  $C_f$  s'exprime directement en fonction du gradient de vitesse longitudinale à la paroi. Le transfert d'énergie par agitation cinétique turbulente des particules fluides engendre davantage d'efforts à la paroi que le cisaillement visqueux des couches fluides laminaires. La traînée de frottement d'une couche limite laminaire peut donc être jusqu'à un ordre de grandeur moins importante que celle d'une couche limite turbulente. De plus, l'effet de Reynolds indique que  $C_f$  diminue lorsque  $Re$  augmente, indépendamment du régime de la couche limite (Figure 1.4b).

### Origine de la transition

Les mécanismes régissant la transition laminaire-turbulente de la couche limite dépendent d'un grand nombre de facteurs qui font encore l'objet de nombreuses recherches. La transition est provoquée par une instabilité intrinsèque à l'écoulement

amont. Plusieurs instabilités peuvent apparaître, en même temps ou indépendamment, en fonction du nombre de Reynolds, de la courbure de la paroi, de la flèche, de la rugosité et des conditions initiales (bruit, vorticité, etc...) [Tropea'07].

Le scénario de la transition par l'amplification des ondes bidimensionnelles de Tollmien-Schlichting (ondes TS) est considéré comme classique, dans le cas de faibles perturbations extérieures et d'une paroi avec peu d'imperfections. L'amplification initiale de ces instabilités longitudinales visqueuses est décrite par la théorie de la stabilité linéaire qui résulte de développements théoriques, au début du XXème siècle, autour de l'équation de Orr-Sommerfeld<sup>13</sup>. Les ondes TS se développent très lentement et déforment les profils de couche limite pour produire des instabilités secondaires tridimensionnelles lorsqu'elles atteignent des amplitudes de l'ordre de 1% de  $U_\infty$  [Schlichting'68]. Ces instabilités secondaires mènent rapidement à la turbulence et à la formation de structures en forme d'épingles à cheveux (*hairpin vortices*). A noter que pour les ailes en flèche, la tridimensionnalité de l'écoulement est à l'origine d'ondes transversales (*crossflow waves*) qui prennent la forme de tourbillons stationnaires alignés avec les lignes de courant de l'écoulement extérieur, se superposant ainsi aux ondes TS.

### 3.1.3 Ecoulement décollé, traînée de pression et instabilités

Les travaux précurseurs de Prandtl ont également révélé que les propriétés aérodynamiques sont intimement liées au comportement dynamique de la couche limite, et plus précisément au phénomène de décollement.

#### *Ecoulement décollé*

Le décollement intervient lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. En aval du point de décollement, le gradient de pression induit un écoulement à contre-courant, l'épaisseur de la couche limite augmente notablement et les filets fluides quittent la paroi (Figure 1.5a). Dans ce cas la topologie de l'écoulement autour du corps est complètement modifiée, ce qui entraîne une nouvelle répartition des forces de frottement et de pression. Un décollement inertiel peut aussi intervenir lorsque les lignes de courant n'arrivent plus à suivre la paroi, suite à une discontinuité géométrique à la surface de l'obstacle. Il est admis qu'une couche limite laminaire est plus sujette au décollement qu'une couche limite turbulente. Une couche limite laminaire reste attachée à la paroi lorsque la courbure de celle-ci est telle que  $U_e \sim x^{-0,09}$  alors que pour une couche limite turbulente, le même critère donne  $U_e \sim x^{-0,23}$  [Schlichting'68].

<sup>13</sup> Pour obtenir l'équation de Orr-Sommerfeld, il faut d'abord considérer l'approximation dite du fluide parallèle dans les équations instationnaires de Navier-Stokes (champ de vitesse se réduisant    $U(y)$ ). Les équations sont ensuite écrites et linéarisées en prenant soin d'associer au champ moyen des perturbations spatio-temporelles. Ces perturbations sont proposées sous la forme d'une croissance exponentielle. C'est en considérant le cas de l'évolution spatiale de ces perturbations que s'écrit l'équation de Orr-Sommerfeld.

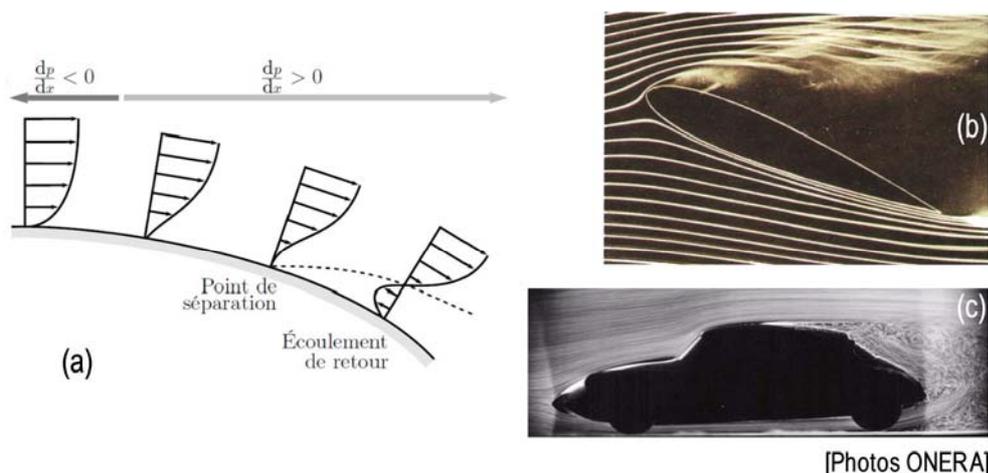


Figure 1.5 – (a) Effet du gradient de pression et de la courbure d'un obstacle sur la couche limite – Décollement sur (b) un profil d'aile et (c) à l'arrière d'une voiture

La portance est très sensible au phénomène de décollement car les forces de sustentation peuvent chuter de manière drastique si l'écoulement autour de la surface portante décolle. Ce phénomène, le décrochage, s'observe pour de fortes incidences lorsque l'air n'arrive plus à suivre la forme d'un profil d'aile par exemple (Figure 1.5b). Optimiser les qualités de sustentation de la voilure d'un avion constitue donc un objectif de premier ordre alors que, dans le domaine automobile, une réduction de la portance est plutôt envisagée pour augmenter la stabilité des véhicules.

#### *Traînée de frottement et traînée de pression*

La résistance aérodynamique dépend tout autant du frottement pariétal que du phénomène de décollement. Selon la valeur du nombre de Reynolds et la topologie de l'écoulement, l'une des deux résistances (frottement ou pression) peut devenir prépondérante par rapport à l'autre. Si la couche limite enveloppe l'obstacle entièrement sans se détacher, la résistance totale se réduit pratiquement à la résistance de frottement. En revanche, si elle se sépare, la résistance totale augmente considérablement avec l'apparition du sillage à l'arrière de l'obstacle ou des structures tourbillonnaires le long des discontinuités géométriques ; la traînée de frottement peut alors devenir négligeable devant celle de pression.

**La traînée de frottement constitue près de 50% de la résistance aérodynamique total pour un avion Airbus et jusqu'à 70% pour un Falcon [Peyrat'97]. En revanche, elle ne représente qu'environ 10% des efforts aérodynamiques s'exerçant sur une voiture [Leclerc'08].**

La transition laminaire-turbulente de la couche limite constitue donc un enjeu important pour les avions de transport alors qu'il est difficile d'envisager de la modifier pour une réduction de traînée autour d'une voiture. Les zones de décollements d'air y sont en effet nombreuses et induisent principalement une traînée de pression dont la contribution majoritaire est l'écoulement de sillage à l'arrière du véhicule (environ 30% de la traînée globale) (Figure 1.5c). L'écoulement de sous-plancher (30%) et les décollements induits au voisinage des roues (15%) sont d'autres sources de traînée importantes [Leclerc'08].

### Instabilités

Le décollement est généralement accompagné par le développement d'instabilités dans l'écoulement. Des tourbillons ou des zones de recirculation se forment très souvent dans la région décollée. Par temps de pluie, il est facile d'observer de telles structures tourbillonnaires qui se forment dans le sillage d'une voiture ou aux extrémités des ailes d'un avion. Ces structures confèrent une certaine instationnarité à l'écoulement, caractérisée par le nombre de Strouhal. Ce nombre sans dimension est défini par :

$$St = \frac{fL}{U_{\infty}} \quad (\text{E1.7})$$

où  $f$  représente une fréquence instable dans l'écoulement naturel,  $L$  une longueur caractéristique et  $U_{\infty}$  la vitesse de référence de l'écoulement amont.

La théorie de la stabilité linéaire, dont il a été fait référence précédemment, indique qu'un profil de vitesse moyen présentant un point d'inflexion est une condition nécessaire et suffisante au développement d'instabilités non visqueuses [Saric'09]. Dans un écoulement présentant une zone de décollement, les profils de vitesse sont toujours marqués par la présence d'un point d'inflexion à l'interface entre la zone de recirculation et l'écoulement libre. Ce point d'inflexion se traduit par l'annulation de la dérivée seconde de la vitesse longitudinale à l'interface entre l'écoulement décollé et l'écoulement libre, c'est-à-dire par la condition  $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$ .

Au regard des écoulements libres, deux types d'instabilités sont principalement observés : les instabilités convectives de Kelvin-Helmholtz (couches de mélange) et les instabilités globales de Bénard-Karman (lâchés tourbillonnaires dans les sillages). Les instabilités de Kelvin-Helmholtz prennent naissance dans une configuration où l'écoulement est cisailé et présente un point d'inflexion ; c'est notamment le cas à l'interface entre un écoulement non perturbé et une zone de recirculation due à un bulbe de décollement. Les structures qui sont formées ont une fréquence d'émission qui varie avec la distance car le cisaillement de l'écoulement évolue en fonction de la distance. Pour ce type d'instabilités, qui ne sont observables que dans la zone de l'écoulement cisailé, un nombre de Strouhal local est alors défini. Les instabilités de Bénard-Karman proviennent du déficit de vitesse existant à l'arrière d'un obstacle, comme c'est le cas dans le sillage d'un cylindre par exemple. En aval de l'obstacle un lâché de tourbillons alternatif prend naissance et est caractérisé par une fréquence d'émission globale pour l'ensemble du phénomène, observable dans tout le sillage. Ces instabilités peuvent être observées dans l'écoulement autour d'un profil d'aile [Raju'08] ou autour d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile [Vino'05].

---

### 3.2 Envisager une technologie en rupture

Invoquer la contribution aérodynamique pour réduire la consommation et les émissions polluantes, nécessite principalement d'agir sur la transition et la séparation de la couche limite. La bibliographie suivante se limite ainsi aux moyens de modifier les écoulements de parois et de sillages dans le cas subsonique pour la réduction de traînée et l'optimisation de la portance. A noter que les travaux actuels concernent aussi la modification des écoulements de jets (réacteurs). L'objectif est d'améliorer le développement de la couche de mélange et de modifier les structures turbulentes qui y

sont générées, sources majeures de bruit d'origine aérodynamique [Jordan'09]. La modification des écoulements en présence de cavités (césures de portes et fenêtres) constitue aussi un enjeu important pour la réduction du bruit [Cattafesta'08].

### 3.2.1 Optimisation des formes et dispositifs passifs

Améliorer l'aérodynamique signifie en premier lieu améliorer les formes, les rendre plus profilées, vis-à-vis du développement de la couche limite.

#### *Optimisation des formes*

Dans le domaine aéronautique, les aérodynamiciens cherchent le meilleur compromis entre la forme du profil, sa flèche, son épaisseur relative, son allongement et sa loi de vrillage, entre autres, en fonction de l'usage spécifique de l'avion. L'avènement du profil supercritique a permis d'obtenir des progrès importants à la fin des années 1970. Ce type de profil équipe désormais la majorité des avions en circulation. Son intérêt est de pouvoir voler à des nombres de Mach plus élevés (régime de croisière) tout en réduisant la flèche pour obtenir de bonnes performances en portance. Ce profil a permis une réduction de consommation significative pour le Falcon 50 en améliorant de près de 20% sa finesse par rapport au Falcon 20 [Peyrat'97]. Depuis une vingtaine d'années, des études portent aussi sur la possibilité d'éloigner la transition de la couche limite le plus loin du bord d'attaque de la voilure. L'objectif est d'étendre le régime laminaire pour diminuer la proportion du frottement turbulent (Chap3§2.2).

Les formes des voitures ont été modifiées significativement au cours des trente dernières années. Les jonctions anguleuses et les changements brusques de géométrie ont été progressivement éliminés au profit d'un lissage général des lignes des véhicules. Les ruptures de pente liées au pare-brise et à la lunette arrière ont été adoucies pour former une continuité avec respectivement le capot et le pavillon. Les aérodynamiciens ont par exemple identifié la gamme [25° - 35°] comme étant la plus critique en terme de traînée pour l'inclinaison de la lunette arrière [Gallas'08]. Tout en satisfaisant au compromis du design, de nombreux éléments ont été incorporés à la carrosserie de manière plus aérodynamique : rétroviseurs profilés, bavettes de roues, ajustement des entrées d'air de la calandre, carénage du soubassement, carénage du moteur, entre autres. Malgré les changements de formes, les voitures demeurent des corps de faible allongement (*bluff bodies*), surtout de part leur forme arrière, loin de la goutte d'eau, supposée forme idéale. Ainsi, de nombreux véhicules qui remportent l'adhésion du public ont des performances aérodynamiques désastreuses ; c'est notamment le cas des véhicules dits *sport utility* ou de ceux qui présentent un culot droit (monospaces, utilitaires, etc).

#### *Dispositifs passifs*

En complément de l'amélioration continue des formes, des appendices ont été ajoutés pour palier à certains problèmes spécifiques, réalisant ainsi une modification passive des écoulements.

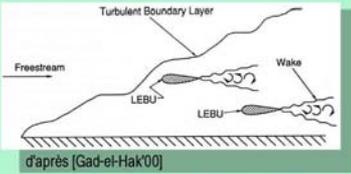
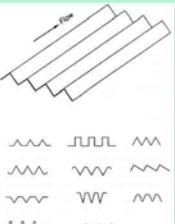
Dispositifs passifs	Modifications aérodynamiques	Exemples d'applications
<b>Augmenter la portance</b>		
<i>Les phénomènes de décrochage et de tremblement (buffeting) des ailes en flèche nuisent à la qualité de la sustentation</i>		
<b>Dispositifs hypersustentateurs</b> SLATS ( <i>becs bord attaque</i> ) FLAPS ( <i>volets bord de fuite</i> )	- volet : augmente la cambrure. Permet le gain de portance - bec : compense le glissement vers l'arrière du point d'arrêt. Permet le gain d'incidence max	 <p>tous les avions de transport subsoniques modernes</p>
<b>VORTEX GENERATORS (VGs)</b> <i>générateurs de tourbillons disposés où des décollements naturels sont identifiés</i>	- énergitise la couche limite turbulente en générant des tourbillons convectés par l'écoulement - retarde le décollement, augmente la portance et recule les limites du tremblement	 <p>d'après [Peyrat'97] VGs sur Boeing 707</p>
<b>Diminuer la traînée de pression et augmenter la portance</b>		
<i>L'écoulement 3D d'une aile en flèche génère des tourbillons marginaux de bout d'aile</i>		
<b>WINGLET</b> <i>aillettes de bout d'aile</i>	- diffusion plus importante des tourbillons marginaux - amélioration de la finesse au décollage (montée à forte pente) et en vol de croisière	 <p>d'après [Peyrat'97] wing tip fence sur A 310-300</p>
<b>FENCE</b> <i>cloisons de couche limite intégrées sur la voilure</i>	- empêche la couche limite de dévier vers les extrémités - amélioration de la portance en bout d'aile au décollage et en approche	 <p>d'après [Peyrat'97] fences sur Twin Otter</p>
<b>Diminuer la traînée de frottement turbulent</b>		
<i>La traînée de frottement représente 50% de la traînée totale avec une transition aux environs de 10% de corde</i>		
<b>LEBU (Large Eddy Break Up)</b> <i>petits profils disposés au-dessus de la paroi dans la couche limite de la voilure</i>	- la géométrie casse les structures turbulentes de grande échelle (outer layer) - le sillage modifie les structures en proche paroi (near wall)	 <p>d'après [Gad-el-Hak'00] - travaux encore au stade expérimental - enjeux : la traînée propre des LEBUs ne doit pas excéder le gain net en traînée [Choi'09]</p>
<b>RIBLETS</b> <i>revêtement comportant des stries longitudinales (peau de requin)</i>	- restreint le mouvement des tourbillons longitudinaux - renforce leur cohérence - ralentit la cascade turbulente	 <p>d'après [Gad-el-Hak'00] - 1990 : A320 recouvert à 75% de sa surface. Gain de 1,5% sur la traînée totale en vol de croisière [Cousteix'93] - 1996 : essai en utilisation opérationnelle sur A340-300 [Peyrat'97] - tenue au vieillissement ?</p>

Figure 1.6 – Principaux dispositifs passifs utilisés en aéronautique

La Figure 1.6 propose un résumé des principaux dispositifs passifs utilisés dans le domaine aéronautique :

- *becs* et *volets* : les phases de décollage, d'approche et d'atterrissage requièrent des performances spécifiques que seuls les dispositifs hypersustentateurs sont capables d'apporter à l'heure actuelle. Toutefois, le braquage des volets et des becs demande une dépense énergétique importante et contribue au bruit global de l'avion.
- *générateurs de vortex* : le décrochage de la voilure limite la portance et impose des incidences maximales qui diminuent les temps de décollage. De plus, les décollements sur toute autre partie de l'avion (nacelles, dérives, etc...) augmentent la résistance aérodynamique en régime de croisière. Les générateurs de vortex (VG) peuvent être utilisés pour limiter la séparation mais peuvent s'avérer pénalisants en induisant une traînée supplémentaire lorsque l'écoulement ne décolle pas.
- *aillettes de bout d'aile* : les tourbillons marginaux qui se forment au bout des ailes entravent la finesse de la voilure (traînée induite) et sont problématiques vis-à-vis des cadences de décollage de part la forte turbulence qu'ils génèrent sur la piste. Des ailettes de bout d'aile (*winglets*) ont été envisagées pour atténuer ce phénomène.
- *LEBUs* et *riblets* : pour réduire la traînée de frottement, ce type de dispositif est actuellement à l'étude pour agir directement sur le développement de la couche limite turbulente. Leur intégration, leur aspect opérationnel (maintenance, vieillissement) et l'estimation de leurs performances aérodynamiques restent à démontrer au regard de la dimension coûts/bénéfices en conditions réelles.

Des éléments de carrosserie fixes ont été également rajoutés sur les voitures en s'inspirant des bénéfices obtenus par les dispositifs passifs utilisés en aéronautique. C'est notamment le cas des générateurs de vortex dont le développement récent pour l'automobile a donné lieu à deux brevets de la part des constructeurs français (Figure 1.7a). Appliqués sur le *concept car* « Logan Eco<sup>2</sup> Concept », les générateurs de vortex utilisés par Renault autorisent une réduction des émissions de l'ordre de 0,7 g CO<sub>2</sub>/km sur le cycle européen NEDC [Gallas'08]. L'emploi de ces appendices reste, jusqu'à présent, confiné au stade des *concept cars*.

D'autres dispositifs plus classiques sont d'utilisation courante dans le domaine automobile. Il s'agit par exemple des becquets/casquettes en fin de pavillon (prolongement de la courbure), des déflecteurs de chaque côté des hayons latéraux, des lames sous le bouclier (écoulement de sous-plancher) ou des *spoilers* en fin de lunette arrière (écoulement de culot). Un certain nombre de ces éléments ont été mis en œuvre par Renault pour son « Logan Eco<sup>2</sup> Concept », réduisant ainsi les émissions polluantes d'environ 5 g CO<sub>2</sub>/km [Gallas'08]. Tous ces dispositifs passifs pourraient faire partie des éco-innovations que les constructeurs automobiles défendent comme contributions à la réduction des émissions polluantes. A noter que les ailerons de coffre, inspirés des appendices des véhicules de course automobile, ont souvent des effets désastreux sur la traînée des véhicules particuliers. Les performances aérodynamiques recherchées en formule 1 concernent principalement la portance et non la traînée.

Dans le but de ne pas sacrifier l'espace imparti pour les passagers des véhicules particuliers, plusieurs équipes mènent des travaux de recherche sur l'utilisation de déflecteurs au culot, notamment aux Etats-Unis, en France et en Allemagne. A titre d'illustration, la Figure 1.7b présente une configuration récemment étudiée par PSA sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile [Beaudouin'08]. Une autre étude récente concerne l'utilisation de plaques séparatrices transversales fixées au culot pour la réduction des structures formées dans le sillage d'un véhicule automobile [Gilliéron'09].

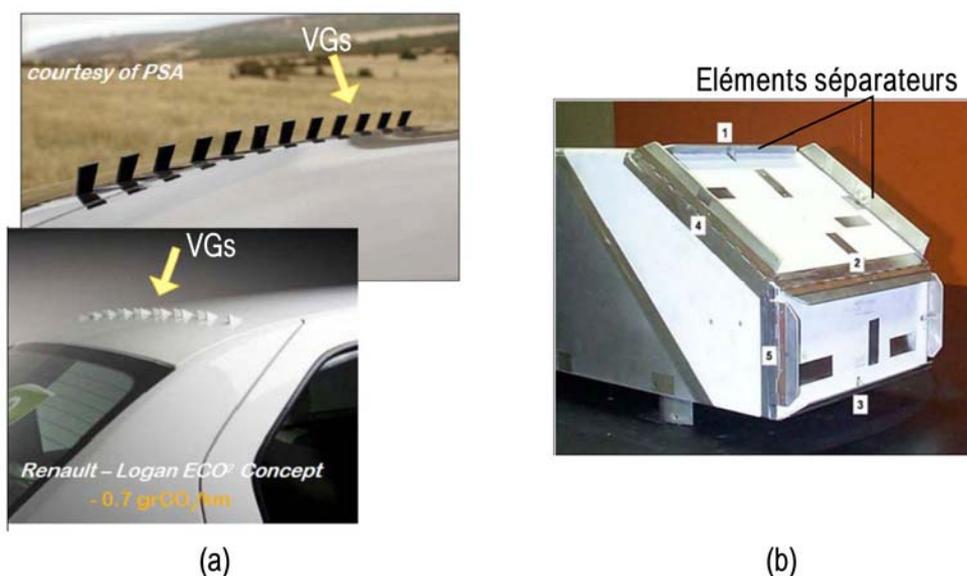


Figure 1.7 – (a) Générateurs de vortex développés par Renault et PSA [Gallas'08] et (b) dispositifs passifs envisagés pour l'aérodynamique automobile [Beaudouin'08]

### 3.2.2 De la nécessité de contrôler les écoulements

L'optimisation des formes et le recours à des dispositifs passifs dans le domaine aéronautique ont été motivés, de longue date, par plusieurs contextes internationaux enclins à une forte compétition industrielle (2<sup>nd</sup>e Guerre Mondiale et Guerre Froide). Les résultats de ces recherches ont permis de modifier sensiblement l'aérodynamique des avions de transport subsoniques en circulation aujourd'hui. Au cours des trente dernières années, la finesse a été améliorée de 30% [ACARE'08]. Toutefois, l'objectif *Vision 2020* de réduction de moitié de la consommation se traduit, du point de vue aérodynamique, par la nécessité pour les futurs avions de transport d'atteindre une finesse de l'ordre de 24. Pour satisfaire cet objectif, le secteur ne peut se contenter de suivre la tendance des progrès obtenus ces dernières années [Bonnet'09].

Le même constat peut être dressé pour le domaine automobile qui, ayant bénéficié des innovations du secteur aéronautique, a développé sa propre expertise à partir du milieu des années 70. Le  $C_x$  moyen des véhicules particuliers est ainsi passé de 0,45 à 0,30 au début des années 80, et s'est ensuite stabilisé aux alentours de 0,32 au long des années 90 (Figure 1.8). Depuis dix ans, le  $C_x$  moyen connaît une progression continue de part l'augmentation des prestations automobiles telles que l'habitacle et le confort des passagers. L'objectif de 120 g CO<sub>2</sub>/km imposé par la législation européenne se traduit, du point de vue aérodynamique, par la nécessité de concevoir des véhicules ayant un  $C_x$  moyen inférieur à 0,3. De plus, à l'observation des véhicules commercialisés récemment, il semblerait que l'ensemble des constructeurs automobiles tendent vers la définition d'une forme optimisée, similaire pour un certain nombre de

voitures de même catégorie. Cette standardisation des formes des véhicules particuliers est notamment relevée par [Beaudouin'08].

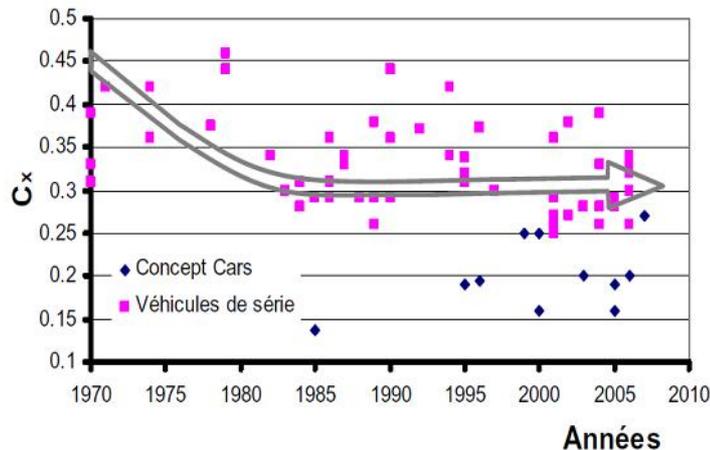


Figure 1.8 – Evolution du coefficient de traînée des voitures particulières [Leclerc'08]

**Que ce soit dans le domaine aéronautique ou automobile, les solutions retenues reposant sur l'optimisation des formes et l'utilisation d'appendices passifs ne sont plus à même de répondre aux futurs enjeux environnementaux et énergétiques. Un saut quantitatif, de l'ordre de celui observé suite au choc pétrolier de 1974, est nécessaire par l'introduction d'une technologie en rupture. Le contrôle actif des écoulements est désormais envisagé par les aérodynamiciens comme source de progrès futurs.**

En somme, il s'agit, un siècle plus tard, de concrétiser du point de vue technologique l'expérience convaincante de Prandtl. Celui-ci ayant introduit le concept de couche limite, puis expliqué la dégradation des performances aérodynamiques par le phénomène de séparation, a montré que l'on pouvait réduire ce phénomène en injectant du fluide à la paroi. Il s'agit également de capitaliser les connaissances acquises depuis une vingtaine d'années dans le domaine du contrôle actif et de trouver des applications viables pour le contexte industriel des transports.

### 3.2.3 De la recherche fondamentale à l'applicatif

Le contrôle actif d'écoulements consiste à apporter de l'énergie au fluide pour modifier ses propriétés et l'amener dans un état plus satisfaisant du point de vue énergétique ou acoustique. Cette méthode suppose d'utiliser une source d'énergie extérieure pour alimenter des actionneurs interagissant avec l'écoulement. Depuis le début du XX<sup>ème</sup> siècle, de nombreuses expériences sur des configurations académiques mais également sur quelques démonstrateurs ont montré la possibilité de contrôler les écoulements.

#### Approches théoriques

De longue date, un certain nombre de phénomènes physiques ont été identifiés comme étant susceptibles de piloter les écoulements pariétaux ; ceux-ci sont généralement évoqués en expliquant les changements qu'ils apportent à la stabilité des profils de vitesse moyenne. Pour cela, [Gad'El'Hak'00] rappelle l'équation de quantité

de mouvement pour la composante longitudinale de la vitesse moyenne, écrite à la paroi, avec les simplifications de la couche limite<sup>14</sup> :

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} \Big|_{y=0} + \rho V_p \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} + \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{y=0} - \frac{d\mu}{dT_f} \frac{\partial T_f}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big|_{y=0} \quad (E1.8)$$

où U représente la vitesse longitudinale, V<sub>p</sub> la vitesse normale à la paroi et T<sub>f</sub> la température du fluide. Le terme à droite de l'équation (E1.8) donne une indication sur les profils de vorticité et de vitesse ; s'il s'annule, le profil de vitesse présente un point d'inflexion, ce qui est une condition nécessaire et suffisante pour que des instabilités se développent (Chap§3.1.3). Le tableau 1.1 résume les techniques de contrôle dites de modification de la stabilité (*stability modifiers*) dont les mécanismes d'action sont envisagés en analysant leur influence sur le terme  $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0$  [Gad'El'Hak'oo].

Rendre $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big _{y=0} > 0$	Rendre $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big _{y=0} < 0$
<b>Profil moins stable qui tend vers le profil inflexionnel</b>	<b>Profil plus stable qui s'éloigne du profil inflexionnel</b>
<b>Terme</b> $\rho V_p \frac{\partial U}{\partial y} \Big _{y=0}$ $V_p > 0$ soufflage perpendiculaire à la paroi	<b>Terme</b> $\rho V_p \frac{\partial U}{\partial y} \Big _{y=0}$ $V_p < 0$ aspiration à la paroi
<b>Terme</b> $\frac{\partial p}{\partial x} \Big _{y=0}$ $\frac{\partial p}{\partial x} \Big _{y=0} > 0$ gradient de pression défavorable jouer sur la courbure pour ralentir le fluide	<b>Terme</b> $\frac{\partial p}{\partial x} \Big _{y=0}$ $\frac{\partial p}{\partial x} \Big _{y=0} < 0$ gradient de pression favorable jouer sur la courbure pour accélérer le fluide
<b>Terme</b> $\frac{d\mu}{dT_f} \frac{\partial T_f}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y} \Big _{y=0}$ $\frac{\partial T_f}{\partial y} \Big _{y=0} < 0$ chauffage de la paroi (pour l'air)	<b>Terme</b> $\frac{d\mu}{dT_f} \frac{\partial T_f}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y} \Big _{y=0}$ $\frac{\partial T_f}{\partial y} \Big _{y=0} > 0$ refroidissement de la paroi (pour l'air)
<b>Applications</b>	
Réduire la traînée de frottement dans les couches limites laminaires (pour $Re < 1.10^6$ ) et turbulentes (pour $Re > 4.10^7$ )	Retard de la transition (pour $1.10^6 < Re < 4.10^7$ ) et de la séparation
<b>Mécanismes</b>	
Le profil manipulé présente un gradient de vitesse à la paroi moins important	Transition : atténuation de la propagation des instabilités naturelles Décollement : $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big _{y=0} < 0$ est une condition suffisante pour qu'une couche limite reste attachée
<b>Limites</b>	
La déstabilisation du profil peut conduire à une transition précoce ou à la séparation	Ne permet pas d'agir directement sur les structures turbulentes

Tableau 1.1 – Contrôle et stabilité des profils de vitesse moyenne à la paroi

<sup>14</sup> L'équation est écrite en considérant que des vitesses à la paroi V<sub>p</sub> non nulles sont autorisées et que ρ et μ peuvent être variables.

Le retard de la transition par l'introduction d'un gradient de pression favorable en modifiant la courbure est utilisé pour contrôler de manière passive l'écoulement de la voilure des avions (Chap1§3.2.1). Il est aussi possible de retarder la transition en aspirant l'air ou en refroidissant à la paroi mais cette dernière technique représente trop de difficultés de mise en œuvre opérationnelle [Saric'09] ; seule l'aspiration a été envisagée jusqu'à l'étape des démonstrateurs en vol et sera détaillée dans la suite (Chap3§2.2.1). La réduction directe de la traînée de frottement (laminaire ou turbulente) par soufflage normal, chauffage à la paroi et imposition d'un gradient de pression défavorable consiste à diminuer le coefficient de frottement  $C_f$  (E1.6), en réduisant le gradient de vitesse à la paroi. Cette méthodologie doit être étudiée avec précaution car elle peut conduire à l'obtention des effets inverses, à savoir une augmentation de la traînée due à un déclenchement précoce de la transition ou de la séparation [Gad'El'Hak'00]. Elle est donc peu usitée et n'est pas adaptée au contrôle des écoulements externes en aéronautique pour la traînée de frottement. Enfin, le retard de la séparation peut être envisagé à partir des mêmes techniques que celles utilisées pour le retard de la couche limite (aspiration continue, gradient de pression favorable ou refroidissement), avec l'inconvénient que la modification des profils de vitesse qu'elles impliquent ne permet pas un pilotage direct des structures turbulentes et qu'elles requièrent un apport en énergie important. D'autres techniques plus récentes de contrôle des décollements seront présentées dans la suite (Chap3§2.3.1).

Les mécanismes d'action des techniques classiques (*stability modifiers*) se sont, plus récemment, enrichis de nouvelles expertises pour piloter les écoulements. Le développement des méthodes d'identification des structures turbulentes cohérentes [Delville'08], l'extension de la théorie de la stabilité au cas tridimensionnel [Arnal'08] ou la mise en évidence des interactions multi-échelles [Raju'08] ont permis de nouvelles approches pour le contrôle. De ce que la communauté scientifique appelle souvent la compétition entre stabilité et description turbulente des écoulements en vue de leur contrôle, il apparaît que les deux approches sont complémentaires. En effet, il s'avère que la plupart des méthodes de contrôle induisent des perturbations de l'écoulement qui impactent les profils de vitesse moyenne, modifiant ainsi leur stabilité et par suite l'équilibre de la turbulence [Bonnet'09].

### *Intégration des solutions de contrôle aux formes existantes*

Un certain nombre de difficultés, inhérentes à la mise en œuvre en conditions réelles, n'ont pas permis l'application généralisée ni à l'aéronautique, ni à l'automobile.

En premier lieu, le faible gain aérodynamique obtenu par rapport à la dépense énergétique supplémentaire pour l'alimentation d'un système de contrôle actif a toujours été prohibitif. D'autant plus dans un contexte économique de pétrole peu cher jusque dans les années 90. Le premier critère pour l'application est donc celui du rendement de l'actionneur dans une démarche globale coûts/bénéfices. Les questions d'intégration, d'opérabilité et de maintenance sont également au cœur des enjeux. De plus, la phase de certification revêt un caractère crucial pour l'aéronautique. Vis-à-vis de l'intégration, les solutions envisagées à moyen terme par les aérodynamiciens concernent majoritairement une intégration aux formes géométriques actuelles. La masse et l'encombrement sont deux facteurs critiques et le contrôle actif s'avère une solution lorsque les compromis technologiques relèguent les performances aérodynamiques au second plan.

**Pour l'aéronautique, deux voies sont principalement à l'étude pour améliorer la finesse des avions de transport sur toutes les phases du vol : la réduction de la traînée de frottement sur les profils supercritiques pour le régime de croisière et la recherche d'un successeur, robuste, aux dispositifs hypersustentateurs pour les phases de décollage et d'atterrissage [Courty'09].**

**Dans le domaine automobile, la démarche des aérodynamiciens consiste à trouver des systèmes de contrôle capables d'agir sur les structures de l'écoulement responsables de la contribution majoritaire à la traînée de pression. Il s'agit principalement de manipuler les tourbillons de montant de baie au niveau du pare-brise, le décollement sur la lunette arrière ou les structures se développant au culot [Gillieron'06].**

Pour l'automobile, la sécurité est également concernée par le contrôle actif lors des phases de dépassement ou de freinage [Gillieron'06]. Vis-à-vis de la contribution de traînée majoritaire à l'arrière du véhicule, deux scénarii sont envisagés par les constructeurs automobiles. Pour les véhicules de type culot droit (*squareback*), le contrôle permettrait d'orienter et de diminuer la section du sillage, tandis que pour les culots progressifs (*notchback*), l'objectif serait de recoller l'écoulement sur la lunette arrière.

**C'est ce dernier scénario qui est visé pour la géométrie simplifiée de véhicule automobile retenue dans le cadre de cette thèse (corps de Ahmed en configuration bi-corps avec lunette inclinée à 25°).**

Il est indéniable que si le développement des futures technologies de contrôle arrivait jusqu'à l'étape finale de l'intégration industrielle, les bénéfices qu'elles apporteraient seraient renforcés, à l'avenir, par la définition de formes aérodynamiques spécialement étudiées pour tirer entièrement partie des avantages du contrôle.

### *Facteurs d'échelle*

Le transfert technologique du laboratoire aux démonstrateurs se heurte à un autre écueil. La similitude du nombre de Reynolds est difficilement respectée dans la plupart des expériences académiques. Si la vitesse de l'écoulement dans les souffleries subsoniques peut approcher celle en condition réelle, en revanche la taille des maquettes conduit à des nombres de Reynolds généralement plus faibles, de plusieurs ordres de grandeur, par rapport aux conditions réelles. De plus, les principaux nombres adimensionnels présentés précédemment ( $C_x$ ,  $C_z$ , et  $St$ ) évoluent avec le nombre de Reynolds. L'hypothèse généralement faite est que la dynamique de la turbulence converge pour les grands Reynolds et que, par suite, ces paramètres convergent également. Le comportement d'un actionneur à bas Reynolds peut donc s'avérer ne pas être le même à hauts Reynolds si la topologie naturelle de l'écoulement est dans une phase transitoire. Par conséquent, l'extrapolation des résultats obtenus avec un actionneur à bas Reynolds pour des projections en conditions réelles requière des précautions particulières. Il est notamment nécessaire d'identifier des facteurs d'échelles robustes tels que la fréquence réduite  $F^+$  d'un actionneur au regard de la fréquence des instabilités présentes dans l'écoulement [Seifert'93]. Le paramètre  $F^+$  est utilisé dans la plupart des études portant sur le contrôle d'écoulement pour analyser

l'effet de l'excitation fréquentielle de l'écoulement par un actionneur. Il est défini par la relation :

$$F^+ = \frac{f_p L}{U_\infty} \quad (\text{E1.9})$$

où  $f_p$  représente la fréquence de pulsation de l'actionneur,  $L$  une longueur caractéristique vis-à-vis de l'écoulement et  $U_\infty$  la vitesse infinie amont.

Par ailleurs, le rapport d'échelle au laboratoire et en conditions réelles confronte les expérimentateurs à un challenge technologique important. De part l'analogie sur le nombre de Strouhal, ils doivent en effet développer des actionneurs et des capteurs de faibles dimensions (de l'ordre du mm) capables d'exciter des fréquences élevées (de l'ordre du kHz). La mécanique des actionneurs limite souvent la possibilité d'exciter des fréquences élevées. L'intégration dans des démonstrateurs suppose *a priori* un développement simplifié des actionneurs, qui seraient alors de plus grande taille et destinés à exciter des fréquences plus faibles. En conditions opérationnelles, les instabilités susceptibles d'être présentes dans les écoulements séparés sont de l'ordre de 10 à 100 Hz pour l'aéronautique et 1 à 10 Hz pour l'automobile.

L'intérêt du contrôle actif par rapport aux dispositifs passifs est de pouvoir être réalisé en boucle fermée. Cela nécessite d'identifier des paramètres de contrôle, d'utiliser des capteurs et d'être capable de choisir une boucle de contrôle adéquate. Tous ces aspects, d'enjeu capital pour l'avenir de la discipline, ne sont pas abordés ici. En effet, l'actionneur dont il est question dans cette thèse ne dispose pas encore de la maturité nécessaire à l'application d'un contrôle en boucle fermée.

### 3.2.4 Principaux actionneurs à l'étude

Les travaux portant sur le contrôle actif des écoulements abondent dans la littérature. Le bénéfice qu'il pourrait apporter va au-delà du simple cadre de l'aérodynamique externe des avions ou des voitures. Le livre de [Gad'El'Hak'00] en donne un très bon aperçu, ainsi que la *lecture série* du Von Karman Institute organisée en 2009 sous la direction de [Bonnet'09]. De nombreuses applications sont concernées, notamment là où les phénomènes de décollement sont critiques comme par exemple au niveau des rotors d'hélicoptères, dans les entrées d'air ou au niveau des aubes de turbomachines. Plus généralement, le contrôle des écoulements représente un enjeu majeur pour l'ensemble de l'industrie en ce sens qu'il permettrait d'apporter des gains d'énergie substantiels pour toute activité mettant en jeu des fluides.

Les deux principales difficultés concernant le développement d'actionneurs pour le contrôle d'écoulement ont été exposées précédemment. Leur conception doit d'abord satisfaire les contraintes liées aux études en laboratoire (taille, réponse fréquentielle), tout en étant non prohibitive pour une potentielle adaptation au contexte réel (rendement, opérabilité, intégration, maintenance, tenue au vieillissement, etc...).

#### *Paramètres caractéristiques*

L'autorité et la robustesse d'un actionneur, sur une large gamme de Reynolds, sont les critères recherchés en premier lieu. Ces caractéristiques rentrent en général en conflit avec d'autres paramètres importants comme le domaine spectral et le temps de réponse de l'actionneur. L'identification de fonctions de transfert permettant de relier les entrées et les sorties est aussi importante en vue du dimensionnement à plus grande

échelle. Dans ce but, l'analogie avec les circuits électriques (*Lump Element Model - LEM*) est souvent utilisée, notamment pour les jets synthétiques ; elle permet de définir des modèles simplifiés de l'actionneur servant à prédire son comportement dynamique vis-à-vis de l'écoulement avec une précision dont l'ordre de grandeur est en général de 10% [Catafesta'09].

### *Interactions entre actionneur et écoulement*

Les actionneurs peuvent être classés en différentes catégories en fonction de leur interaction avec l'écoulement. On distingue notamment les actionneurs de type mécanique, acoustique, fluidique, thermique ou plasma. Les deux principaux mécanismes qui les animent dans la perspective du contrôle sont l'introduction d'instabilités à hautes fréquences dans l'écoulement ou l'ajout de quantité de mouvement par éjection de fluide avec des vitesses pouvant dépasser 100 m/s. Une technique de contrôle n'est généralement pas attribuée à un but déterminé, comme c'est notamment le cas pour le soufflage et l'aspiration (Tableau 1.1). Les actionneurs présentés ici sont plutôt destinés au contrôle de la séparation et du mélange pour l'amélioration de la sustentation, la réduction de la traînée de pression et du bruit de jet.

Le Tableau 1.2 propose une synthèse, sous la forme avantages/inconvénients, des actionneurs considérés comme les plus prometteurs [Catafesta'09]. Les actionneurs qui sont les plus utilisés actuellement sont les jets synthétiques (*Zero Net Mass Flux actuators - ZNMF*), les générateurs de vortex fluidiques (*Vortex Generator Jets – VGJ*), les jets pulsés et leurs dérivés, les microjets. Les jets synthétiques ont l'avantage de ne pas nécessiter d'apport extérieur en fluide au contraire des VGJ et des jets pulsés qui doivent s'accompagner d'un système d'alimentation en air comprimé. Le développement considérable des technologies liées au silicium pourrait faire émerger de nouvelles générations d'actionneurs et de capteurs miniaturisés, tels que les *Micro Electro Mechanical Systems* (MEMS), qui ne requièrent qu'une alimentation électrique.

Type	Advantages	Disadvantages
<b>Flaps</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Simple design amenable to different frequency ranges of interest</li> <li>- Can produce spanwise or streamwise vorticity</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Product of Max Deflection and Bandwidth is constant</li> <li>- Susceptible to fluid loading</li> </ul>
<b>ZNMF</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Requires no external flow source</li> <li>- Amenable to various types of drivers and sizes</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Peak velocities typically limited to low to moderate subsonic speeds</li> </ul>
<b>Pulsed Jets</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable of high velocities with either fast time response OR high frequency response but generally not both</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- May not be amenable to feedback control due to either frequency or time response limitations</li> <li>- Requires an external flow source</li> </ul>
<b>VGJ</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Good control authority similar to mechanical vortex generators</li> <li>- Amenable to pulsing implementations</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Many adjustable parameters (mom. ratio, pitch and yaw angles, etc.) make it non-trivial to optimize</li> <li>- Requires an external flow source</li> </ul>
<b>PRT</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable of producing large perturbations in high-speed flows</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Not currently amenable to feedback control</li> <li>- Requires an external flow source</li> </ul>
<b>SDBD Plasma</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Easily installed on models (arrays)</li> <li>- Can produce spanwise or streamwise vorticity</li> <li>- No moving parts</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Limited velocity output</li> <li>- Requires high voltage (kV)</li> </ul>
<b>Combustion</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable of producing large perturbations in high-speed flows</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Currently limited to relatively low frequencies – a few hundred Hz</li> <li>- Requires combustion</li> </ul>
<b>SparkJet</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- All solid-state device capable of producing large perturbations in high-speed flows</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Currently limited to relatively low frequencies – a few hundred Hz</li> </ul>

Tableau 1.2 – Avantages et inconvénients des actionneurs les plus couramment cités dans la littérature [Catafesta'09]

Au regard des principaux actionneurs actuellement à l'étude en laboratoire, les principales limitations vis-à-vis de leur intégration dans le domaine aéronautique concernent la vitesse introduite dans l'écoulement, qui demeure faible jusqu'à présent [Courty'09]. Dans le domaine automobile, un certain nombre de solutions sont envisagées en fonction de la configuration de la forme arrière des véhicules. Ces solutions potentielles sont présentées dans le Tableau 1.3 en indiquant les bénéfices qu'elles pourraient apporter pour la réduction des émissions de CO<sub>2</sub> et la réduction de la consommation [Gallas'o8]. C'est probablement une combinaison de plusieurs dispositifs de contrôle passif (éléments séparateurs, générateurs de tourbillons) et de contrôle actif (soufflage, aspiration et jets synthétiques) qui pourrait, à moyen terme, être mise en œuvre pour atteindre des réductions de traînée jusqu'à 20%.

SOLUTIONS	Cx Reduction	NEDC CO <sub>2</sub> Emission gr/km	130 km/h Consumption l/100 km
<b>Passive Control</b>			
Separating elements	10	3.5	0.8
Vortex generators	5	1.7	0.4
<b>Active Control</b>			
Continuous suction on rear slant	10	3.5	0.8
Continuous suction on windshield	10	3.4	0.8
Continuous blowing on base	10	3.4	0.8
Continuous blowing on rear slant edges	5	1.7	0.4
Synthetic jets on rear slant	10	3.4	0.8
Reference	2.86	1.00	0.23

COMBINATIONS	Cx Reduction	NEDC CO <sub>2</sub> Emission gr/km	130 km/h Consumption l/100 km
<b>Squareback</b>			
Separating elements Continuous suction on windshield	15	5.2	1.2
Continuous blowing on base Continuous suction on windshield	15	5.2	1.2
<b>Fastback/Notchback</b>			
Continuous suction on rear slant Continuous blowing on base Continuous suction on windshield	20	7.0	1.6
Synthetic jets on rear slant Continuous blowing on base Continuous suction on windshield	20	7.0	1.6

Tableau 1.3 – Principales stratégies de contrôle envisagées dans l'automobile [Gallas'o8]

#### 4 Apport de la physique des plasmas : les actionneurs EHD

Dans la section précédente, le contrôle actif des écoulements a été présenté comme une solution en rupture représentant un nouveau paradigme pour l'aérodynamique [Bonnet'09]. Envisagé du point de vue applicatif, il permettrait d'améliorer de manière drastique les performances des véhicules terrestres ou des aéronefs. Plusieurs solutions actuellement à l'étude ont été décrites, notamment les jets synthétiques pour le contrôle de la séparation ou l'aspiration pour le contrôle de la laminarité hybride. Certaines de ces solutions sont sûrement envisageables à moyen

terme, de manière à répondre au triple défi économique, environnemental et énergétique présenté auparavant.

Cette thèse fait partie d'une nouvelle voie de recherche, initiée depuis seulement une dizaine d'années, dont les applications potentielles s'inscrivent clairement dans une échéance à plus long terme. Le contrôle par actionneurs plasmas fait par exemple partie des 23 idées les plus intéressantes retenues par un collège d'experts européens pour la *boîte des 100 idées futuristes* pour l'aviation civile [DGET'07]. Jusqu'à présent, les travaux dans ce domaine portent essentiellement sur des études en laboratoire pour des configurations académiques, à faible nombre de Reynolds, en contrôle prédéterminé. La physique des actionneurs plasmas n'est pas encore bien établie et leur action sur l'écoulement encore mal décrite. Sur ces aspects, plusieurs points durs demeurent et font débat au sein de la communauté scientifique.

Tout d'abord, quelques définitions relatives à la physique des plasmas non thermiques sont rappelées. Elles permettent d'introduire une description des actionneurs EHD les plus usuels (DBD, couronne) et leur principe de fonctionnement (vent ionique, force EHD). Les différents moyens expérimentaux et numériques rencontrés dans la littérature pour les caractériser sont décrits en soulignant les limites de chacun. Ensuite, la revue bibliographique se concentre spécifiquement sur les actionneurs DBD avec pour objectif de rappeler les connaissances actuelles sur les mécanismes du transfert de quantité de mouvement. La revue est principalement orientée vers les différences observées récemment entre les phases cathodique et anodique. Une identification des entrées et sorties des actionneurs DBD permet de rappeler les principales tendances observées (puissance électrique, rendement) et de définir plusieurs critères pour le développement des actionneurs utilisés dans cette thèse.

---

#### 4.1 Intérêt des décharges plasmas pour l'aérodynamique

Le plasma est souvent présenté comme le quatrième état de la matière faisant suite, dans l'échelle des températures, aux états solide, liquide et gazeux. En dehors de quelques applications touchant le grand public auxquelles son nom est directement associé (écrans de télévision par exemple), il s'agit d'un état auquel il n'est pas fait référence de manière systématique. Pourtant, il est constitutif de près de 99% de l'Univers connu ! Ainsi, de nombreuses manifestations naturelles de l'état plasma sont très communes : la foudre, le soleil et les étoiles en sont de parfaites illustrations, tout comme les aurores boréales ou les nébuleuses interstellaires. Pour qu'un gaz devienne à l'état plasma, il est nécessaire qu'il soit soumis à un champ électrique intense ou à de très fortes températures par exemple. En fonction des caractéristiques énergétiques du plasma, plusieurs propriétés et usages peuvent en découler pour l'industrie. Au regard de la présente étude, l'objectif est de présenter quelques propriétés essentielles des plasmas froids (non thermiques), obtenus par des décharges électriques dans un gaz à pression atmosphérique. Ce type de plasma permet de générer un écoulement, appelé vent ionique ou vent électrique, qui peut être utilisé pour modifier les propriétés d'une couche limite ; d'où l'utilisation d'actionneurs plasmas pour l'aérodynamique.

#### 4.1.1 Éléments sur les décharges plasmas à pression atmosphérique

Dans des conditions usuelles, un gaz est électriquement neutre et n'est pas conducteur. Sous l'influence d'un champ électrique intense, un phénomène d'ionisation peut intervenir et conduire, sous certaines conditions, à la création d'un plasma. Cet état se distingue de l'état gazeux par la présence d'électrons libres et d'espèces excitées ou ionisées ; il est souvent considéré comme un milieu dilué.

*Qu'est-ce que le plasma ?*

Le plasma est un milieu fortement réactif constitué d'espèces neutres, d'ions et d'électrons libres, globalement électriquement neutre. Il est le siège de nombreux processus physico-chimiques qui résultent des collisions entre toutes les espèces qui le composent. Le degré d'ionisation d'un plasma représente alors le nombre d'électrons libres par rapport au nombre de particules totales. Les collisions entre particules sont dites inélastiques lorsqu'elles entraînent un échange d'énergie interne, c'est-à-dire lorsque l'une des particules ou les deux se retrouvent excitées. En fonction du degré d'ionisation et de la température (énergie) des espèces<sup>15</sup>, les plasmas sont répartis en plusieurs catégories. La distinction qui est retenue ici est celle réalisée en fonction de la température des électrons vis-à-vis de celle des espèces ionisées :

- *plasmas froids* ou *hors équilibre* : lorsque les électrons sont beaucoup plus énergétiques que les ions et les neutres. Dans ce cas, la température des électrons ( $T_e$ ) est très supérieure à celle des ions ( $T_i$ ), elle-même proche de celle des espèces neutres du gaz environnant ( $T_0$ ) :  $(T_e \geq 10^4 \text{ K}) \gg (T_i = T_0 \approx 300 \text{ K})$ . Ils sont utilisés dans l'industrie pour les traitements de surface, la dépollution ou la génération d'ozone par exemple.
- *plasmas chauds* : lorsque les ions ont la même énergie que les électrons. Dans ce cas, les températures sont telles que :  $T_e \approx T_i \geq 10^6 \text{ K}$ . Ce type de plasma est caractéristique de ceux rencontrés dans le domaine de la fusion thermonucléaire, pour le projet ITER par exemple. Les plasmas chauds ont un degré d'ionisation bien plus important que celui des plasmas froids. Une autre distinction est aussi faite pour les plasmas dits thermiques (« entre » les plasmas chauds et froids) pour lesquels  $T_e \approx (\geq) (T_i \approx T_0 \approx 10^4 \text{ K})$ . Ces plasmas sont assez fortement ionisés et sont par exemple utilisés dans l'industrie pour la soudure ou la projection de matière.

Les plasmas utilisés pour la modification d'écoulements gazeux sont des plasmas froids (hors équilibre) pour lesquels la densité d'électrons et d'ions est faible devant celle des molécules neutres. Les collisions électron-neutre et ions-neutres y jouent un rôle important (excitation, ionisation, dissociation) mais le détail des phénomènes mis en jeu n'est pas abordé ici. Par ailleurs, ces plasmas résultent de l'établissement d'une décharge électrique dans l'air à pression atmosphérique. Dans la suite, des précisions relatives à la génération de ce type de décharge sont présentées.

<sup>15</sup> En physique des plasmas, la température d'une espèce représente son énergie et s'exprime en K ou en eV. En fait, l'électron-volt ( $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ) représente l'énergie qu'il faut à un électron (ou à un ion simplement chargé) pour franchir une barrière de potentiel de 1 V.

### Mécanisme de Townsend et claquage électrique

La façon la plus répandue de créer artificiellement un plasma en laboratoire ou comme procédé industriel est de créer une décharge électrique au sein d'un milieu gazeux. En établissant un champ électrique suffisamment intense entre deux électrodes, il est possible d'ioniser un gaz et de le rendre plus ou moins conducteur : pour cela, il faut dépasser le champ électrique de claquage (ou champ disruptif). Paschen a montré que le champ disruptif dépend notamment du produit de la pression du gaz et de la distance entre les électrodes ; dans l'air, le potentiel électrique nécessaire au claquage est d'environ 30 kV/cm<sup>16</sup>. Le claquage dépend aussi des électrodes (configuration et matériau), du milieu gazeux (nature, pression et température), ainsi que de la différence de potentiel (continu ou alternatif). Les décharges continues à basse pression (<10 mbar) sont plus faciles à obtenir et à stabiliser que les décharges à la pression atmosphérique, étudiées plus récemment et dont [Fridman'05] en propose une revue.

En conséquence du claquage électrique d'un gaz, il est possible de former plusieurs types de décharges plasmas. Le claquage électrique est relatif au mécanisme de Townsend qui est à l'origine de la formation de la plupart des décharges électriques. Ce mécanisme est présenté ici en considérant le cas d'une tension continue appliquée entre deux électrodes planes, séparées d'une distance  $g$ . Cette description correspond à celle qui est faite de la caractéristique courant-tension des décharges continues basse pression dans des gaz purs [Pointu'98] (Figure 1.9).

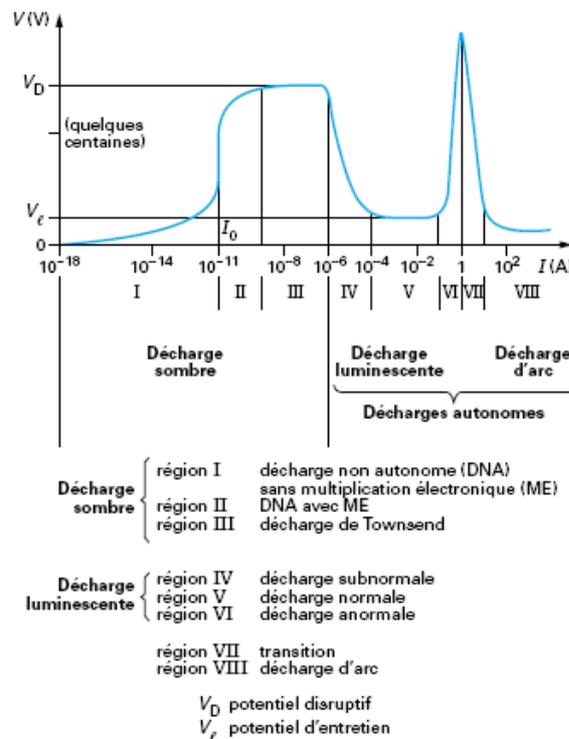


Figure 1.9 – Régimes observés à partir de la caractéristique courant–tension d’une décharge électrique à courant continu [Pointu’98]

<sup>16</sup> Pour un potentiel continu appliqué entre deux électrodes planes, dans des conditions standards de température et de pression.

Initialement, des électrons dits primaires sont présents dans le gaz de part le rayonnement cosmique et la radioactivité naturelle. Lorsque le champ électrique est appliqué, ces électrons primaires sont collectés par l'anode et un courant extrêmement faible et erratique est créé. La collection de ces électrons se fait d'autant mieux que la différence de potentiel appliquée est importante et cela jusqu'à saturation. Le mouvement des électrons primaires, accélérés par le champ électrique, contribue à ioniser le gaz environnant par collisions inélastiques lorsque ceux-ci ont gagné suffisamment d'énergie cinétique. De ces collisions avec les molécules neutres résultent un ion positif et deux électrons :



où N représente une particule neutre et N<sup>+</sup> l'ion positif résultant de la collision.

Les deux électrons ainsi émis peuvent à leur tour ioniser d'autres molécules neutres et contribuer à un processus de réaction d'ionisation en chaîne, appelé avalanche électronique. La multiplication des électrons suit une loi de forme exponentielle qui dépend du premier coefficient d'ionisation de Townsend<sup>17</sup>  $\alpha_1$ :

$$n_e(x) = n_{e0} \exp(\alpha_1 x) \quad (E1.11)$$

où  $n_e(x)$  représente la multiplication des électrons par unité de longueur au long du champ électrique,  $n_{e0}$  la densité initiale d'électrons et x la position entre les électrodes.

A ce stade, les phénomènes d'ionisation ne sont pas suffisants pour que la décharge soit auto-entretenu. Il existe un autre mécanisme d'ionisation lié à l'émission secondaire de la cathode qui résulte du bombardement des ions positifs. Ces ions sont accélérés par le champ électrique, frappent la cathode et induisent une émission secondaire d'électrons, qui est cruciale pour l'entretien de la décharge. En effet, les électrons secondaires sont extraits de la zone cathodique par le champ électrique et participent au courant de décharge.

L'émission secondaire à la cathode est caractérisée par le coefficient  $\alpha_2$  appelé coefficient d'émission secondaire par impact ionique ou 2<sup>ème</sup> coefficient de Townsend. Il dépend de la nature de la cathode (matériau, état de surface, etc...), de la nature des ions mais aussi de leur énergie moyenne, c'est-à-dire du champ électrique. Ce coefficient vaut typiquement entre 0,01 et 0,1 [Pointu'98] ; il représente le pourcentage d'ions positifs susceptibles d'induire des électrons par émission secondaire à la cathode. Ce coefficient a une influence directe sur le mécanisme de claquage. Le claquage a lieu lorsque, pour un électron initialement créé par n'importe quel phénomène, un électron secondaire est émis à la cathode. En d'autres termes, pour que la décharge soit dite auto-entretenu, l'ionisation doit satisfaire la relation :

$$\alpha_2 [\exp(\alpha_1 g) - 1] = 1 \quad (E1.12)$$

En effet, un électron partant de la zone d'ionisation à la cathode entraîne l'arrivée de  $\exp(\alpha_1 g)$  électrons par dérive à l'anode ; cet électron a donc créé  $\exp(\alpha_1 g) - 1$  électrons et ions le long de son trajet ; les  $\exp(\alpha_1 g) - 1$  ions créés sont collectés à la cathode et créent à leur tour  $\alpha_2 (\exp(\alpha_1 g) - 1)$  électrons par émission secondaire sur celle-ci. D'où la relation précédente puisque 1 électron permet la création de  $\alpha_2 (\exp(\alpha_1 g) - 1)$  électrons par émission secondaire.

Le claquage entraîne une augmentation importante du courant qui n'est alors limité que par le circuit extérieur. La tension aux bornes de la décharge diminue,

<sup>17</sup> Le coefficient d'ionisation de Townsend est directement relié au libre parcours moyen des électrons au sein du milieu gazeux, c'est-à-dire à la fréquence moyenne des collisions, ainsi qu'à la probabilité d'ionisation de ces collisions.

caractérisant le passage du régime de Townsend à celui de décharge lumineuse (*glow discharge*). Si l'intensité croît davantage, par l'augmentation de la tension, toute la surface de la cathode est occupée pour la décharge qui passe au régime « filamentaire » ; la décharge est alors dite lumineuse anormale et est très difficile à stabiliser. Enfin, si la densité de courant devient suffisamment élevée pour que la cathode s'échauffe alors le régime change à nouveau pour devenir le régime d'arc ou disruptif. Dans ce cas, toute l'énergie passe par un canal préférentiel dans l'espace inter-électrode. Ce type de décharge peut avoir des conséquences dramatiques comme l'endommagement du matériel, mais peut être souhaitable pour des applications industrielles telles que la soudure à l'arc. **Dans le cas des actionneurs plasmas, le passage à l'arc signifie le plus souvent la fin de vie de l'actionneur.**

Les décharges électriques réalisées dans l'air à pression atmosphérique sont plus difficiles à obtenir et à stabiliser. Elles nécessitent l'emploi d'une tension de claquage plus élevée. De plus, le milieu réactif englobe bien plus de réactions physico-chimiques que ce qui est observé dans le cas d'un gaz pur. Deux types de décharges sont couramment utilisées : les décharges couronnes volumiques et les décharges à barrière diélectriques volumiques.

#### *Couronne volumique et DBD volumique*

Les décharges couronnes volumiques sont généralement alimentées par des hautes tensions continues et les configurations géométriques les plus usuelles pour les deux électrodes sont : fil-cylindre, fil-plan et pointe-plan. Elles sont caractérisées par une zone d'ionisation autour de l'une des deux électrodes qui concentre le champ électrique et par une zone de dérive des ions vers l'autre électrode où le champ électrique est moins intense. Ce sont des décharges lumineuses qui peuvent être assimilées à des décharges de Townsend. Les mécanismes d'auto-entretien de la décharge autour de l'électrode de haute tension dépendent fortement de la polarité de celle-ci. Dans le cas d'une décharge couronne positive, la décharge est constituée de filaments (*streamers*) d'une fréquence de l'ordre de 10 kHz, d'une longueur de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  et d'une vitesse d'environ  $10^5$  m/s [Moreau'09]. L'accumulation importante de charges d'espace autour des électrodes peut facilement provoquer des arcs électriques. La transition vers le régime disruptif peut être limitée en utilisant une haute tension pulsée (entre quelques ns et 1  $\mu\text{s}$ ). Les décharges couronnes volumiques sont largement utilisées pour la dépollution industrielle dans les précipitateurs électrostatiques. Depuis quelques années, elles sont même envisagées pour des systèmes de dépollution de  $\text{NO}_x$  pour les véhicules automobiles par exemple.

Pour limiter le passage à l'arc, une autre approche consiste à recouvrir l'une ou les deux électrodes par une barrière diélectrique. L'utilisation d'une tension sinusoïdale permet alors de contrer l'accumulation de charges déposées à la surface du diélectrique. Le plasma situé dans l'espace inter-électrode est généré par une succession de micro-décharges : ces filaments ont une longueur de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ , une durée de l'ordre de quelques nanosecondes et une vitesse comprise entre  $10^7$  et  $10^8$  m/s [Moreau'09]. La densité de charges et la température des électrons sont similaires pour une DBD et une couronne volumiques. Typiquement, les décharges DBD volumiques sont utilisées pour la génération d'ozone, le traitement de surface, la stérilisation ou le dépôt de matière.

#### 4.1.2 Principaux actionneurs plasmas à l'étude

Les actionneurs plasmas développés jusqu'à présent reposent sur l'emploi d'une « version surfacique » des décharges couronnes et DBD volumiques, pour lesquelles la connaissance de la physique est moins établie. La distinction entre tous les actionneurs rencontrés dans la littérature provient principalement de leur géométrie, de leur alimentation électrique ou du fait qu'ils utilisent ou non une barrière diélectrique. Toutefois, ils ont à peu près tous en commun de nécessiter une haute tension et de modifier un écoulement par un ajout de quantité de mouvement en proche paroi (à faible vitesse). Les principaux actionneurs EHD sont présentés ici sous l'angle de leurs performances respectives connues.

##### *Actionneurs de type décharge à barrière diélectrique surfacique (actionneurs DBD)*

Les décharges DBD surfaciques ont été utilisées en tant qu'actionneurs plasmas à la fin des années 1990 aux Etats-Unis, après que [Roth'95] eut mis au point un dispositif capable de générer une décharge luminescente à pression atmosphérique (*One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma*, OAUGDP™). Parce qu'il observe la présence d'un écoulement de quelques m/s au-dessus de la décharge, il suggère de l'utiliser pour modifier des écoulements. Ces travaux ont aujourd'hui valeur de référence en tant que première utilisation d'actionneurs plasma pour l'aérodynamique.

Les actionneurs DBD sont généralement constitués de deux électrodes, disposées asymétriquement, de part et d'autre d'un matériau diélectrique. L'alimentation utilisée est une haute tension alternative (~10 kV), le plus souvent sinusoïdale avec une fréquence de l'ordre du kHz. Initialement, [Roth'98] a étudié plusieurs configurations simples permettant d'induire un écoulement tangentiel au diélectrique (Figure 1.10a). Plus récemment, plusieurs auteurs ont proposé des géométries permettant de générer des jets normaux à la paroi (Figure 1.10b) ou des structures tourbillonnaires en forme de « serpentins » (Figure 1.10c). Il est aussi possible de générer un jet dont l'angle avec la paroi peut être modifié en temps réel en mettant en vis-à-vis deux actionneurs DBD alimentés par des tensions différentes [Bénard'08a], [Porter'08].

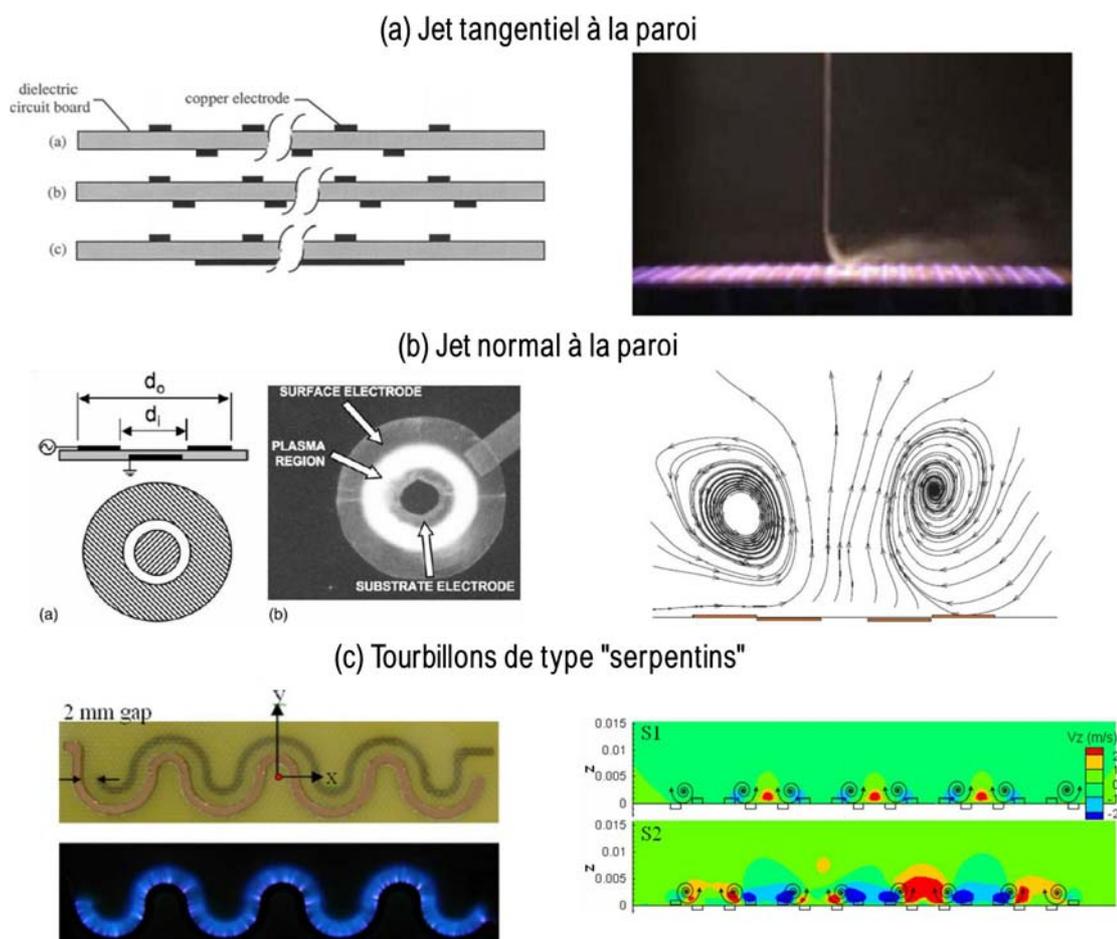


Figure 1.10 – Exemples de configurations géométriques d'actionneurs DBD d'après (a) [Roth'98], (b) [Jacob'07] et (c) [Roy'09]

### Actionneurs de type couronne surfacique (actionneurs DC)

Les actionneurs de type couronne surfacique ont été mis en œuvre à partir du milieu des années 90 [Soetomo'92]. A la différence des actionneurs DBD, les actionneurs DC consistent à mettre en vis-à-vis deux électrodes à la surface d'un diélectrique en les alimentant, généralement, par une haute tension continue. Plusieurs géométries ont été étudiées mais ont toutes en commun d'utiliser une électrode de masse (ou de collecte) plus grande que l'électrode de haute tension (Figure 1.11). Les différents régimes caractéristiques des décharges couronnes surfaciques, en fonction du courant, ont été décrits par [Léger'03] dans sa thèse. Par ailleurs, l'auteur rapporte plusieurs paramètres extérieurs qui influencent directement leur stabilité et le passage au régime d'arc : il cite notamment les conditions hygrométriques, le type de diélectrique ou la vitesse de l'écoulement passant au-dessus de la décharge. C'est principalement pour cette raison d'instabilité que les actionneurs DC sont désormais moins utilisés pour la modification des écoulements. Quelques travaux ont montré la possibilité d'utiliser des tensions alternatives sans que, toutefois, la vitesse du vent ionique soit augmentée de manière significative. Le seul avantage est alors de produire un vent ionique pulsé dont la fréquence semble être limitée à environ 100 Hz [Forte'05]. D'autre part, le rendement de ce type d'actionneur a pu être évalué expérimentalement et s'avère inférieur à 3% [Jolibois'08a].

**Le rendement électromécanique des actionneurs DBD est encore plus faible que celui des actionneurs DC : une large majorité de l'énergie électrique consommée par les décharges est dissipée sous forme de chaleur ou de rayonnement [Dong'08a].**

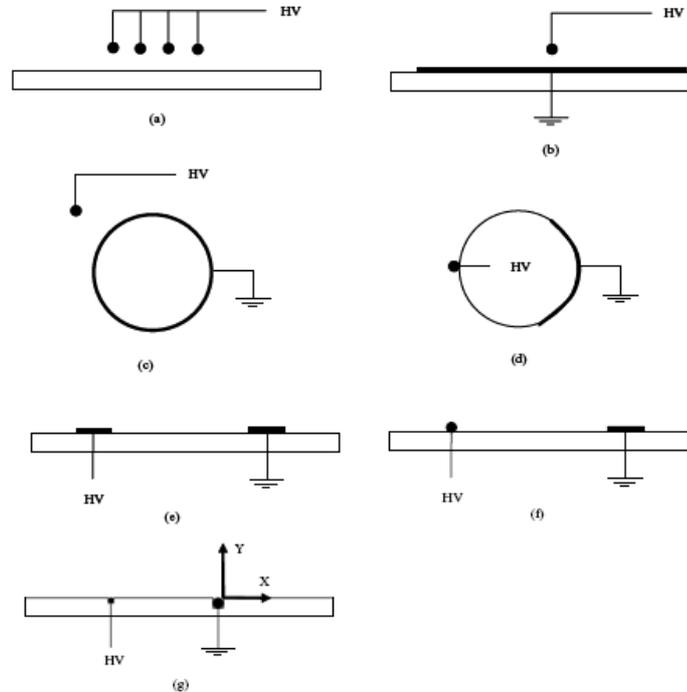


Figure 1.11 – Exemples de configurations géométriques d'actionneurs DC [Moreau'07]

### Autres types d'actionneurs

Trois autres actionneurs reposant sur des décharges électriques à pression atmosphérique sont présentés ici ; ils n'ont pas été l'objet d'autant d'applications pour la modification des écoulements que les actionneurs DBD ou DC.

Une des limitations actuelles des actionneurs EHD concerne l'extension maximale de la zone de plasma au-dessus du diélectrique. Ceci pose un problème en ce sens que la zone d'interaction entre l'écoulement extérieur et le plasma est limitée à environ 20 mm dans le sens de l'écoulement [Forte'07]. Dans le but d'augmenter la zone de plasma, [Louste'05] propose une configuration de « décharge glissante » à trois électrodes qui combinent une décharge DBD et une décharge DC (*sliding discharge*). La première électrode est connectée à une tension alternative alors que les deux autres sont connectées entre elles à une tension continue (Figure 1.12). La troisième électrode favorise l'extension de la zone du plasma jusqu'à 40 mm pour une configuration géométrique non optimisée dans cette étude. Une tension continue positive semble plus efficace qu'une tension négative pour la génération du vent ionique, sans toutefois que sa vitesse soit significativement supérieur par rapport à des actionneurs DBD ou DC. Par ailleurs, ce type de décharge est décrit comme étant plus stable sans passage au régime d'arc à condition que la tension continue ne soit pas trop élevée.

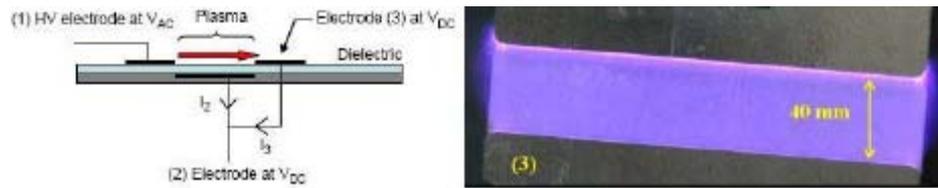


Figure 1.12 – Décharge glissante [Louste'05]

Une autre solution pour augmenter la taille de la zone d'interaction entre la décharge et l'écoulement extérieur pourrait consister à créer un arc électrique glissant (*gliding discharge*) d'après [Balcon'08]. Dans cette étude, les auteurs proposent de former un arc entre deux électrodes divergentes et de lui imposer un champ magnétique statique de manière à forcer son déplacement jusqu'à son extinction (Figure 1.13). Dans les conditions expérimentales de cette étude, l'écoulement généré au-dessus de l'actionneur suit le déplacement de l'arc, à une vitesse de l'ordre de quelques m/s sur une distance d'environ 70 mm.

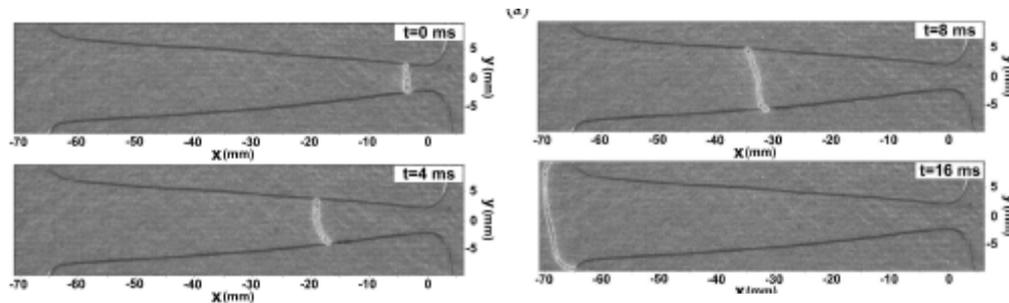


Figure 1.13 – Arc électrique glissant [Balcon'08]

Enfin, l'actionneur de type jet synthétique par plasma (JSP, *sparkjet*), développé récemment par [Cybyk'03], consiste à créer un plasma très énergétique de type régime d'arc dans une cavité solide de faibles dimensions, percée à son extrémité (Figure 1.14). Suite à la phase de claquage de l'arc, réalisée en quelques microsecondes, une augmentation importante de la température et de la pression a lieu dans la cavité, provoquant une expulsion de fluide à travers l'orifice. S'en suit une phase de relaxation où la cavité se remplit d'air frais. Ce cycle, reproduit plusieurs fois, permet d'obtenir un micro-jet synthétique pulsé à la paroi. Par le biais de mesures expérimentales et de simulations numériques, [Caruana'09] estime que la température de l'air dans la cavité d'un JSP peut monter jusqu'à 1000 K, induisant une vitesse jusqu'à plusieurs centaines de m/s. Ce dernier aspect représente le plus grand intérêt de ce type d'actionneurs, très prometteurs pour le contrôle des écoulements à hautes vitesses. Actuellement les points durs liés aux JSP concernent principalement le développement d'alimentations électriques robustes capables d'alimenter plusieurs actionneurs. Les fréquences atteintes sont comprises entre 500 et 2 kHz en fonction de la technologie retenue. Le principal désavantage des JSP vient de leur action très localisée, à l'inverse des actionneurs DBD qui peuvent être facilement étendus dans le sens transversal de l'écoulement. Les JSP sont envisagés pour la réduction du bruit de jet de réacteur ou la modification du décollement par des actions similaires à celles des VGs fluidiques.

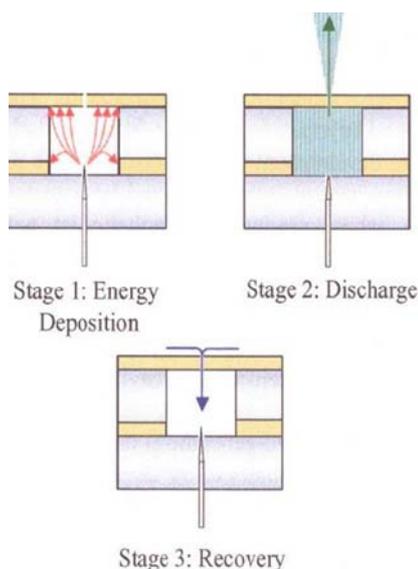


Figure 1.14 – Principe du jet synthétique par plasma [Cybyk'03]

#### 4.1.3 Principe d'un actionneur DBD

Les actionneurs DBD sont certainement les plus cités dans la littérature. Par rapport aux actionneurs DC, leur principal avantage provient de leur stabilité macroscopique plus importante. C'est ce type d'actionneurs qui a été retenu dans le cadre de cette thèse ; ils font l'objet d'une revue bibliographique plus détaillée dans la suite. L'utilisation des actionneurs DBD repose sur le principe d'un ajout de quantité de mouvement en proche paroi par le biais du vent ionique, dont les principales caractéristiques sont rappelées ici.

##### *A l'origine : le vent électrique*

La mise en évidence du vent électrique est généralement attribuée à Hauksbee qui, au début du XVIII<sup>ème</sup> siècle, rapporte une sensation de soufflage à proximité d'un tube chargé. Ce phénomène est confirmé, 50 ans plus tard, par l'expérience du tourniquet électrique de Wilson et Hamilton. C'est ensuite Faraday qui propose, au début du XIX<sup>ème</sup> siècle, la première explication en invoquant le transfert de quantité de mouvement par collision entre les ions et les espèces neutres. [Robinson'61] présente un premier modèle empirique pour le cas d'une décharge couronne : il suggère une évolution de la vitesse du vent électrique proportionnelle à la racine carrée du courant de décharge.

##### *Transfert de quantité de mouvement*

Pour expliquer la génération du vent ionique, le scénario qui est désormais retenu est le suivant. Sous l'effet des forces de Coulomb, les particules chargées du plasma acquièrent de l'énergie cinétique. Les électrons se déplacent plus rapidement que les ions et la fréquence des collisions électrons-neutres est beaucoup plus élevée que celle des collisions ions-neutres. Toutefois, étant donnée la différence de masse entre les

électrons et les ions, il est admis que ce sont les ions qui ont un rôle prépondérant dans le transfert de quantité de mouvement vis-à-vis des neutres. L'application de la décharge à la surface du diélectrique permet donc d'établir une force EHD sur le gaz environnant, à l'interface air-plasma, qui induit un écoulement tangentiel au diélectrique (Figure 1.15). Appliqué dans une couche limite, le vent ionique permet d'ajouter de la quantité de mouvement en proche paroi. La force EHD peut être considérée comme la perte de quantité de mouvement des particules chargées dans un volume donné [Bœuf'06].

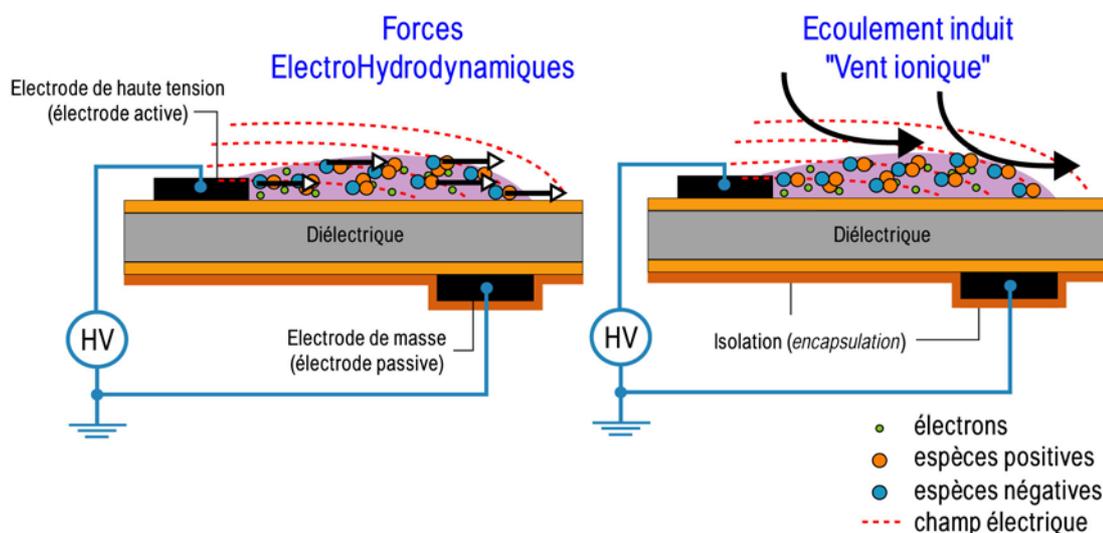


Figure 1.15 – Schéma du principe d'un actionneur DBD

Dans la suite du texte, l'électrode active est considérée comme étant l'électrode reliée à la haute tension au-dessus du diélectrique, c'est-à-dire celle située à la paroi baignée par l'écoulement extérieur (Figure 1.15). L'électrode passive est donc l'électrode de masse, positionnée en dessous du diélectrique. Il s'agit de la connexion électrique la plus courante et celle retenue pour les travaux présentés dans les chapitres suivants. D'autre part, une décharge plasma se forme des deux côtés du diélectrique. **Il est donc nécessaire de recouvrir l'électrode de masse d'un isolant de manière à inhiber la présence de plasma du côté inactif de l'actionneur ; c'est ce qui est réalisé en systématique dans le cadre des travaux expérimentaux de cette thèse.**

#### Ordres de grandeur caractéristiques

Le tableau 1.4 propose un récapitulatif des principaux ordres de grandeur pour les configurations d'actionneurs DBD les plus usuelles<sup>18</sup>. Ils ont l'avantage de ne pas nécessiter de partie mécanique mobile ; l'énergie électrique qu'ils consomment est transformée directement en énergie mécanique par la génération du vent ionique. Ils sont généralement présentés comme étant d'une mise en œuvre relativement simple, avec peu de contraintes de *design* et un faible encombrement. Ils peuvent être facilement développés pour agir sur des largeurs transversales importantes. Leur surface d'action est toutefois limitée par la longueur maximale d'extension du plasma,

<sup>18</sup> Les chiffres rapportés dans le Tableau 1.4 sont des ordres de grandeurs. Ainsi, les bornes des intervalles indiqués ne sont pas des minima ou des maxima vis-à-vis de la grande variété de configurations existant dans la littérature.

qui est d'environ 20 mm à pression atmosphérique [Forte'07]. Etant directement pilotés par un signal électrique, les actionneurs plasmas offrent des temps de réponse rapides *a priori*. La puissance électrique consommée par la décharge plasma est relativement faible, estimée à environ 1 W/cm. La principale limite des actionneurs DBD provient de la faible vitesse de l'écoulement qu'ils induisent, de l'ordre de 5 m/s à 0,5 mm de la paroi.

### Alimentation électrique

- type	DBD AC	DBD pulsée
- tension ( $V_{HV}$ )	1 - 10 KV	1 kV
- fréquence plasma ( $f_{HV}$ )	1 kHz	10 - 100 kHz
- fréquence modulation ( $f_p$ )	1 - 100 Hz	

### Décharge plasma

- amplitude pic courant	10 - 100 mA
- temps caractéristique (filament, <i>spot</i> )	~ 10 ns
- puissance électrique	~ 1 W/cm

### Vent ionique / Force EHD

- vitesse	1 m/s
- hauteur action	1 mm
- force	10 mN/m

Tableau 1.4 – Ordres de grandeur caractéristiques pour les actionneurs DBD les plus usuels

L'alimentation électrique des actionneurs DBD peut être divisée en deux grandes catégories, suivant les gammes de fréquences utilisées. D'une part, les actionneurs DBD AC, pour lesquels les signaux électriques alternatifs (typiquement sinus) sont caractérisés par une fréquence de l'ordre de quelques kHz et une tension de 1 à plusieurs dizaines de kV. D'autre part les actionneurs DBD pulsés, alimentés par des pulses de tension plus faible (quelques kV), d'une durée très courte (de l'ordre de la ns) et d'une fréquence très élevée (plusieurs dizaines de kHz). Par ailleurs, une distinction est faite ici entre la fréquence  $f_{HV}$  de l'alimentation de l'actionneur et la fréquence de modulation  $f_p$  de celle-ci (Figure 1.16). La première concerne directement la fréquence qui détermine le début et la fin des phénomènes d'ionisation au sein du plasma. La deuxième représente la fréquence à laquelle l'actionneur est successivement allumé ou éteint. La fréquence de modulation est aussi appelée fréquence du mode instationnaire de l'actionneur. Celle-ci est accompagnée d'un autre paramètre : le rapport cyclique, noté  $R_{DC}$  (%), qui définit le temps pendant lequel l'actionneur reste allumé. **A noter que les tensions  $V_{HV}$  données dans l'ensemble du texte représentent l'amplitude de la tension et non sa valeur crête à crête.**

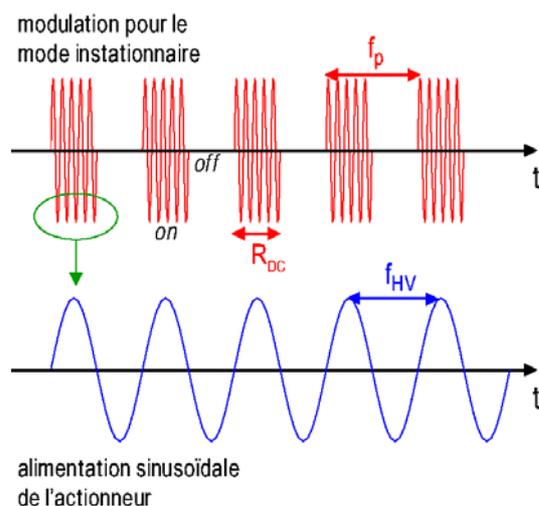


Figure 1.16 – Définition des paramètres fréquentiels de l'actionneur DBD

### *Vent ionique vs force EHD : difficultés pour la mesure et la simulation*

Pour caractériser un actionneur DBD, deux méthodes sont généralement observées dans la littérature. La première consiste à évaluer directement, tant du point de vue expérimental que numérique, la force EHD permettant la mise en mouvement du fluide au-dessus de la décharge. La seconde consiste à caractériser le vent ionique à partir des moyens de mesure classiquement utilisés en aérodynamique. Dans tous les cas, ces deux méthodologies se heurtent au même écueil. Les échelles spatio-temporelles des phénomènes liés au plasma sont de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à celles des phénomènes qui régissent l'aérodynamique (Tableau 1.4). Pour la physique des plasmas, les mécanismes de propagation des charges se font sur des temps de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et des distances, tout au plus, de quelques millimètres ; tandis que les instabilités aérodynamiques sont de l'ordre, tout au plus, de la milliseconde et se propagent jusqu'à plusieurs mètres.

Pour les mêmes raisons, il n'est pas envisageable à l'heure actuelle, pour les simulations numériques, de coupler directement les équations de Navier-Stokes et de Poisson avec des modèles cinétiques de la décharge complets. Plusieurs modélisations sont proposées dans la littérature, requérant un nombre de simplifications plus ou moins importantes, en fonction de leurs objectifs. Trois approches différentes sont présentées ici de manière non exhaustive.

La première est pseudo-analytique et consiste à modéliser la force EHD par une force à distance, directement proportionnelle au carré du champ électrique, que [Roth'00] appelle force paraélectrique. Ce modèle a été largement critiqué dans la mesure où il ne prend pas en compte les particules chargées du plasma et qu'il n'est valide que pour un certain nombre de cas particuliers très restreints, peu représentatifs de la réalité [Corke'08].

La seconde approche est semi-analytique, semi-empirique. Elle consiste à ajouter aux équations d'un code fluide 2D classique, une force s'exerçant dans une zone représentative de la région du plasma [Shyy'02], [Roy'05], [Grundmann'07a] et [Opaits'08a]. Plusieurs hypothèses sont alors nécessaires et portent notamment sur la géométrie de la zone (triangulaire ou rectangulaire), la répartition spatiale du champ électrique (linéaire ou exponentielle) ou la densité de charges. Cette méthode nécessite donc de calibrer un ou plusieurs paramètres par des mesures. Elle ne permet pas

d'apporter des informations sur la physique de la décharge, ni d'optimiser l'actionneur. En revanche, elle permet de simuler l'effet du plasma pour un certain nombre de configurations aérodynamiques.

Enfin, la dernière approche consiste à développer des modèles de plasma-fluide qui permettent de mieux comprendre la physique de la décharge et d'évaluer la force EHD. Il s'agit de simulations qui tiennent compte des processus classiques d'ionisation, d'attachement, de recombinaison (ion-ion et électron-ion) mais également des processus d'émission secondaire, notamment du diélectrique. Parmi les plus aboutis, le modèle de [Lagmich'08] converge vers plusieurs résultats expérimentaux concernant la physique des actionneurs DBD AC alors que le modèle de [Likhanskii'07] a plutôt été développé en vue d'aider au dimensionnement d'actionneurs DBD pulsés. A noter que [Singh'06] présente un modèle qui prend en compte plusieurs réactions physico-chimiques pour l'air et que [Font'07] a conduit des simulations directes de Monte-Carlo en utilisant une méthode de type *particle-in-cell*.

Du point de vue expérimental, il est difficile d'envisager un couplage direct entre des mesures instantanées (vitesse, force) et la propagation d'une seule micro-décharge (filament, spot). En revanche, il est possible d'étudier le transfert de quantité de mouvement à l'échelle de la fréquence de l'alimentation électrique de l'actionneur. Pour les actionneurs DBD pulsés, il est alors nécessaire de recourir à la fréquence de modulation pour étudier la génération du vent ionique à l'issue de chaque impulsion du mode instationnaire [Opaits'08a], [Jukes'04]. Ces mesures ont pour inconvénient d'être réalisées après que le vent ionique ait été généré par la décharge. Pour les actionneurs DBD AC, avec une alimentation électrique de l'ordre du kHz, il est possible d'étudier le transfert de quantité de mouvement à l'échelle d'un seul cycle AC, en réalisant des mesures couplées des phénomènes plasma et aérodynamiques.

Par ailleurs, pour la caractérisation du vent ionique, les moyens de mesure aérodynamique classiques peuvent se révéler intrusifs voire prohibitifs vis-à-vis de la décharge électrique. Le tube de Pitot (en verre) est le plus couramment utilisé depuis les travaux de [Léger'03] ; il ne permet que des mesures locales moyennes et demeure intrusif. L'utilisation d'un fil chaud ne peut se faire qu'à une certaine distance de la décharge à cause du risque d'arc ; [Jukes'08] relève par exemple une distance de mesure minimale de 3 mm (DBD pulsée). Enfin, les particules d'ensemencement des moyens de diagnostic laser (PIV, LDA) peuvent se charger ou modifier le comportement de la décharge mais la littérature fait état de peu de travaux sur ce dernier point. Il est souvent considéré que la charge des particules est négligeable en présence d'un écoulement extérieur [Forte'07], [Kim'07]. Pour les mesures sans écoulement extérieur, qui concernent directement cette thèse, l'étude préliminaire réalisée à l'Université d'Orléans par [Joussot'08] montre que le comportement de la décharge n'est pas tout à fait le même avec et sans fumée d'ensemencement. Les pics de courant sont moins nombreux en présence de fumée tandis que les mesures spectroscopiques ne sont pas altérées. Les profils de vitesse mesurés à la LDA sont similaires à ceux mesurés au pitot ; en revanche les vitesses maximales semblent être sous-estimées avec la LDA. **Des informations supplémentaires sur les difficultés rencontrées au cours de cette thèse en ce qui concerne la mesure du vent ionique sont exposées à l'Annexe A.**

Les principaux enjeux actuels des mesures de la vitesse du vent ionique sont de les réaliser au plus proche de l'interface air-plasma au-dessus de la décharge et au plus proche de la paroi (diélectrique) derrière l'actionneur. La hauteur de la zone d'ionisation de la décharge au-dessus du diélectrique peut être estimée à environ 100  $\mu\text{m}$ , d'après les mesures de type Schlieren de [Borghi'05].

Pour mesurer la force induite par le plasma, le système le plus simple consiste à peser les efforts qui s'exercent sur le diélectrique en rendant l'actionneur solidaire d'une balance électronique [Enloe'04a], [Abe'07], [Hoskinson'08a], [Opaits'09]. Le principal inconvénient de cette méthode est que la mesure de la force prend non seulement en compte la force EHD mais également la force de traînée exercée sur le diélectrique par le vent ionique [Bauhn'06]. Cet inconvénient rend l'interprétation des résultats parfois délicate. De plus, la plupart des auteurs ayant réalisé ce type de mesures font état de perturbations électromagnétiques de la balance électronique par la décharge plasma, ainsi qu'une forte instabilité de celle-ci. Sur ce dernier point, certains auteurs précisent ne mesurer qu'au bout de 30 min de fonctionnement de l'actionneur, temps nécessaire à sa stabilité [Hoskinson'08a], [Shin'07]. Par ailleurs, des mesures directes à la balance ont été comparées à des mesures de vent ionique au Pitot par [Abe'07] et [Hoskinson'08a]. Dans [Abe'07], les auteurs montrent que la vitesse et la force ont des évolutions qualitatives comparables avec l'augmentation de la tension et de la fréquence. A partir d'un bilan intégral de quantité de mouvement dans un volume de contrôle englobant la décharge, l'étude de [Hoskinson'08a] montre qu'un seul profil de vitesse longitudinale moyenne, mesuré derrière la décharge, permet de quantifier la force EHD ; la force estimée indirectement par les mesures de vitesse est proportionnelle à celle mesurée par la balance mais supérieure d'un facteur 2.

Pour les mesures directes de force, l'enjeu est de mettre au point un dispositif résolu en temps. Jusqu'à présent très peu d'études y sont parvenues. Dans [Enloe'08a] et [Enloe'09], la même équipe présente deux dispositifs de balance résolus en temps pour des DBDs AC : un pendule vertical ( $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 67$  Hz) et un pendule de torsion ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 200$  Hz) dont les déplacements sont mesurés par interférométrie laser.

**Aucun dispositif proposé jusqu'à présent n'a permis de caractériser temporellement la force émise par une décharge pour  $f_{HV} \sim 1$  kHz, à l'inverse des mesures de vitesse qui peuvent être résolues jusqu'à cet ordre de grandeur (TR-PIV, LDA, fil chaud).**

Finalement, bien que plusieurs points durs demeurent, la plupart des études numériques ou expérimentales convergent vers le même ordre de grandeur de la force EHD moyenne ( $\sim 10$  mN/m) et de la vitesse maximale du vent ionique (quelques m/s).

#### *Topologie du vent ionique : jet de paroi, starting vortex et tourbillons*

Toutes les visualisations par fumée rapportées dans la littérature montrent que l'écoulement induit par un actionneur DBD se décompose en deux parties : une zone d'aspiration au-dessus de la décharge alimentant une zone de diffusion du vent ionique en aval. Les mesures de vitesse (Pitot, fil chaud), sans écoulement extérieur, montrent que le vent ionique se comporte comme un jet de paroi derrière la décharge aussi bien pour des configurations d'actionneurs DBD AC [Jacob'04], [Corke'07] que pulsés [Jukes'04]. Ces auteurs constatent que les profils de vitesse longitudinale moyenne sont auto-similaires et proches du modèle analytique introduit par [Glauert'56] pour les jets de paroi laminaires classiques. A noter que la plupart des mesures de vitesse rapportées dans la littérature sont réalisées à des hauteurs en proche paroi ne permettant d'atteindre que jusqu'à 60% de  $U_{act,max}$ <sup>19</sup>. Pour un actionneur DBD AC,

<sup>19</sup>  $U_{act,max}$  représente ici la vitesse longitudinale maximale du vent ionique ; celle-ci évolue avec la distance  $x$  comme pour un jet de paroi classique. Elle est caractérisée au Chap2 pour l'actionneur utilisé dans cette thèse.

[Hoskinson'08a] extrapole les profils de vitesse du vent ionique, mesurés au Pitot en aval de la décharge, par une relation sous la forme d'une gaussienne (Figure 1.17).

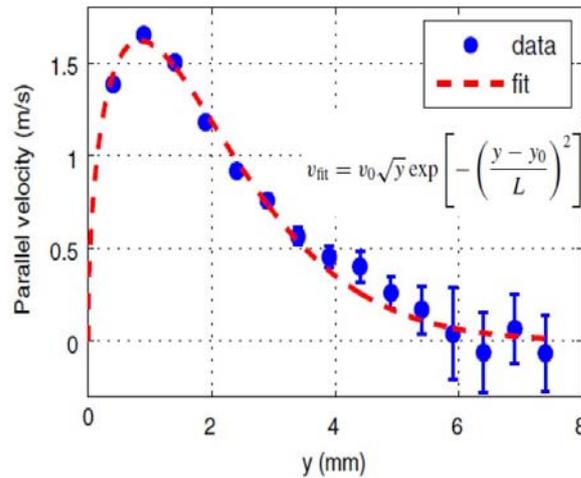


Figure 1.17 – Comparaison d'un profil de vitesse induite par un actionneur DBD AC à une relation de type gaussienne [Hoskinson'08a]

Pour un actionneur DBD pulsé, piloté en mode instationnaire, [Jukes'08] rapporte l'émission d'un tourbillon, appelé *starting vortex*, généré à la mise en route de l'actionneur sans écoulement extérieur (Figure 1.18a). D'après les auteurs, cette structure est similaire à celle observée dans un fluide au repos lors de la mise en mouvement soudaine d'une paroi. Ce *starting vortex*, qui s'enroule dans le sens négatif<sup>20</sup>, est progressivement convecté par les jets de paroi émis par la décharge à chaque impulsion de l'actionneur. Ils rapportent par ailleurs l'existence d'un enroulement de la partie supérieure des jets de paroi lorsqu'ils se diffusent en aval de la décharge. Par des visualisations Schlieren, [Opait's'08a] observe également ce *starting vortex* (DBD pulsée). Des simulations numériques conduites par les mêmes auteurs confirment la présence de cette structure, ainsi que la présence d'une zone de recirculation permanente au-dessus de la décharge s'enroulant dans le sens positif (Figure 1.18b). Toutefois, le sens de rotation de cette zone de recirculation permanente, située au-dessus de la décharge, n'est pas en accord avec d'autres observations expérimentales pour les actionneurs DBD AC. Dans [Balcon'09], les auteurs observent également une zone de recirculation au-dessus de l'actionneur mais avec un sens de rotation contraire, pour le cas particulier d'une tension en dents de scie négative (Figure 1.18c). L'étude de [Grundmann'07a] confirme la présence d'une zone de recirculation mais celle-ci disparaît lorsque la tension de l'actionneur DBD AC est augmentée, c'est-à-dire lorsque la vitesse du jet de paroi devient plus importante. Enfin, pour un actionneur DBD AC en configuration multiple, des structures tourbillonnaires entre les différents couples d'électrodes sont observées par [Magnier'09] dans l'air au repos.

<sup>20</sup> Le sens de rotation est pris positif dans le sens de rotation des aiguilles d'une montre.

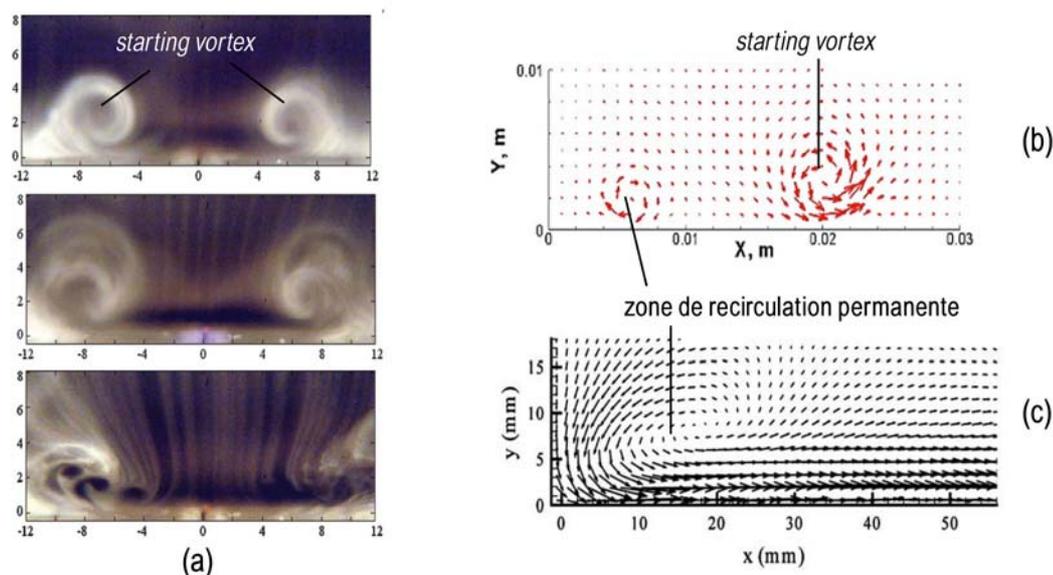


Figure 1.18 – (a) Visualisation du *starting vortex* par fumée [Jukes'08] et (b) par simulation numérique [Opait's'08a] - (c) zone de recirculation au-dessus de la décharge (PIV) [Balcon'09]

## 4.2 Les prémices d'une nouvelle technologie de contrôle ?

Les moyens de diagnostics usuels des actionneurs DBD (force, vent ionique) ont été présentés précédemment. Les mécanismes du transfert de quantité de mouvement de la décharge vers l'air environnant ne sont pas encore bien identifiés ; plusieurs points durs demeurent et sont présentés dans la suite. Il s'agit également dans la suite de dégager les principaux paramètres d'entrée des actionneurs DBD en vue du dimensionnement de ceux utilisés dans cette thèse.

### 4.2.1 Mécanismes du transfert de quantité de mouvement

Pour les raisons exposées précédemment, les études portant sur un couplage entre les phénomènes plasma et aérodynamiques sont surtout envisageables pour des fréquences  $f_{HV}$  de l'ordre de quelques kHz au maximum ; la revue bibliographique suivante se limite donc aux actionneurs de type DBD AC.

Il est désormais établi que les phénomènes d'ionisation, ainsi que la structure de la décharge plasma, ne sont pas les mêmes pour la phase anodique (électrode active  $V_{HT} > 0$ ) et la phase cathodique (électrode active  $V_{HT} < 0$ ). De plus, des ions positifs et négatifs étant créés au cours des deux phases de la décharge, des mouvements d'espèces dans les deux sens sont susceptibles d'avoir lieu. De ces constats découlent les deux principaux points faisant débat actuellement :

- le vent ionique est-il toujours orienté dans le même sens au cours des deux phases de la tension alternative ?
- les deux phases de la décharge contribuent-elles de la même manière à la génération du vent ionique ?

D'une part, les mesures de vitesse ou de force n'ont jusqu'à présent pas apporté l'évidence de l'existence d'un vent ionique en sens contraire pendant la phase

cathodique qui viendraient confirmer les résultats de certaines simulations numériques comme celles de [Font'07] par exemple. D'autre part, la contribution inégale des deux phases au transfert de quantité de mouvement est avérée pour un nombre de travaux expérimentaux et numériques de plus en plus nombreux, dont fait partie cette thèse. Par conséquent, ne sont présentés dans la suite que les résultats tirés de la littérature qui abondent dans ces deux sens. Ils concernent des mesures optiques (PMT, ICCD), de courant, de force (balance stationnaire), de vitesse (Pitot, LDA) et des modèles numériques (de type plasma-fluide). Certains commentaires sont à nuancer dans la mesure où les configurations d'actionneurs DBD AC utilisées sont très variées (type et épaisseur du diélectrique, géométrie, alimentation électrique, etc...); elles sont rappelées lorsque jugées nécessaires.

### Phases d'extinction

Alimentée par une tension alternative, la décharge DBD surfacique est décrite comme une succession de micro décharges au dessus du diélectrique. Celles-ci ne se répètent pas en continu sur l'ensemble du cycle AC : la décharge s'allume puis s'éteint, deux fois, comme l'indiquent les mesures de courant (Figure 1.19). Au début de la phase anodique (alternance positive), l'augmentation du potentiel provoque l'ionisation de l'air et permet d'allumer la décharge ; celle-ci s'éteint lorsque la tension passe par son maximum et diminue. Il en va de même au cours de la phase cathodique (alternance négative) au cours de laquelle la décharge s'éteint lorsque le potentiel négatif diminue. Ces deux phases où la décharge est éteinte sont appelées phases d'extinction (*quenching*) par [Enloe'04a]. Il est supposé que le transfert de quantité de mouvement n'a lieu que pendant les phases où le plasma est présent au-dessus du diélectrique. Les différences entre les phases cathodique et anodique sont présentées dans la suite.

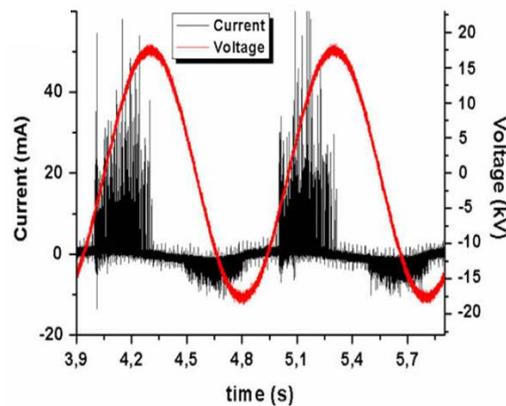


Figure 1.19 – Caractéristique courant-tension d'une décharge DBD AC [Laurentie'09]

### Phase anodique et phase cathodique

Au cours de la phase cathodique, l'électrode active émet des électrons secondaires qui, sous l'influence du champ électrique, dérivent et chargent le diélectrique. Le champ électrique est alors atténué et le passage au régime d'arc limité ; cette phase est appelée *forward stroke* par [Enloe'04a]. La décharge étant établie dans l'air (gaz électronégatif), des ions négatifs sont créés et dérivent dans le même sens que les électrons vers l'électrode passive (« vers l'aval »). A partir de simulations 2D, [Lagmich'08] propose un scénario pour expliquer le mécanisme responsable de l'extension de la charge de surface

négative le long du diélectrique (Figure 1.20a). A chaque pic de courant, un nuage ionique négatif se forme à proximité de l'électrode active et un courant d'électrons circule au-delà du nuage ionique, au-dessus de la surface du diélectrique qu'ils chargent. L'extension du nuage ionique n'est pas limité par le claquage du gaz. Des ions positifs sont également créés et, attirés par la cathode qui les collectent, ils se déplacent en sens contraire. Le bilan net des charges semble être en faveur des ions négatifs : la force EHD moyennée dans le temps et l'espace est donc globalement orientée de l'électrode active vers l'électrode passive (« de l'amont vers l'aval »).

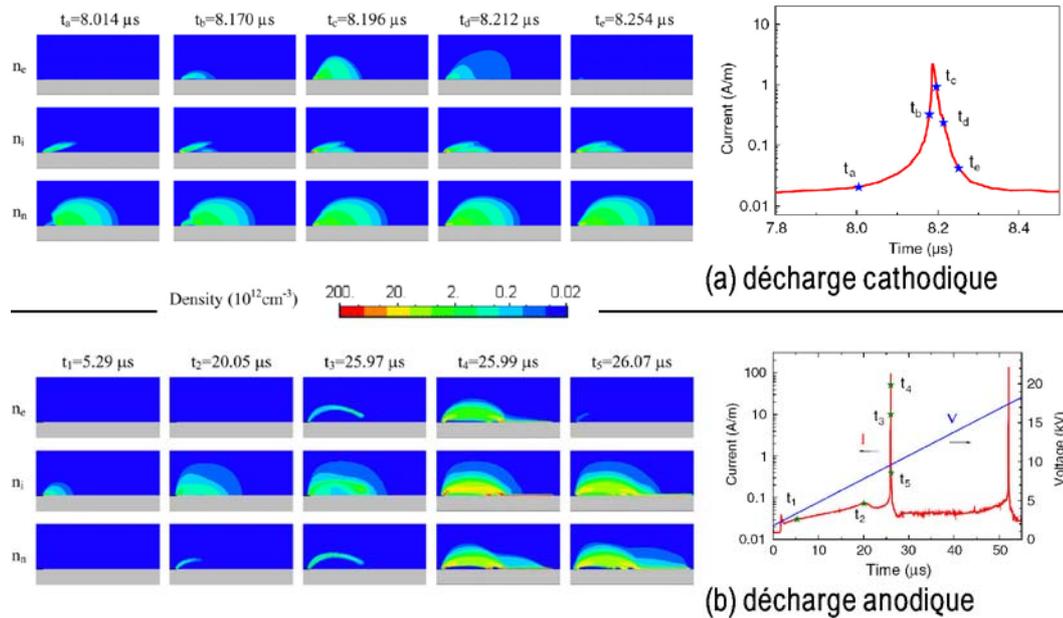


Figure 1.20 – Simulations numériques pour l'actionneur DBD dans l'air pour (a) la décharge cathodique (rampe négative) et (b) la décharge anodique (rampe positive) ( $n_e$  : électrons,  $n_i$  : ions positifs et  $n_n$  : ions négatifs) [Lagmich'o8]

Du point de vue expérimentale, c'est-à-dire en 3D, la décharge est constituée de pics de courant de faible amplitude ( $< 50$  mA), d'une durée courte ( $\sim 10$  ns) et d'une fréquence élevée ( $\sim$  MHz) [Pons'o5], [Allegraud'o7], [Dong'o8a] (Figure 1.19). L'émission lumineuse de la décharge mesurée au PMT est corrélée avec le courant : la décharge apparaît bien comme une succession de micro décharges [Enloe'o4b], [Orlov'o6], [Dong'o8b] (Figure 1.21a). D'après des visualisations ICCD, chaque pic de courant semble correspondre à un événement unique et indépendant des autres au sein de la décharge ; les pics de courant sont représentatifs d'une zone d'ionisation communément désignée par « *spot* diffus ». Ces spots sont facilement visibles à l'œil nu sous la forme de points lumineux intenses et leur position est généralement liée à des irrégularités sur le bord de l'électrode active qui concentrent localement le champ électrique [Takaziwa'o7], [Enloe'o8a], [Allegraud'o7], [Dong'o8b] et [Hoskinson'o8b] (Figure 1.21b).

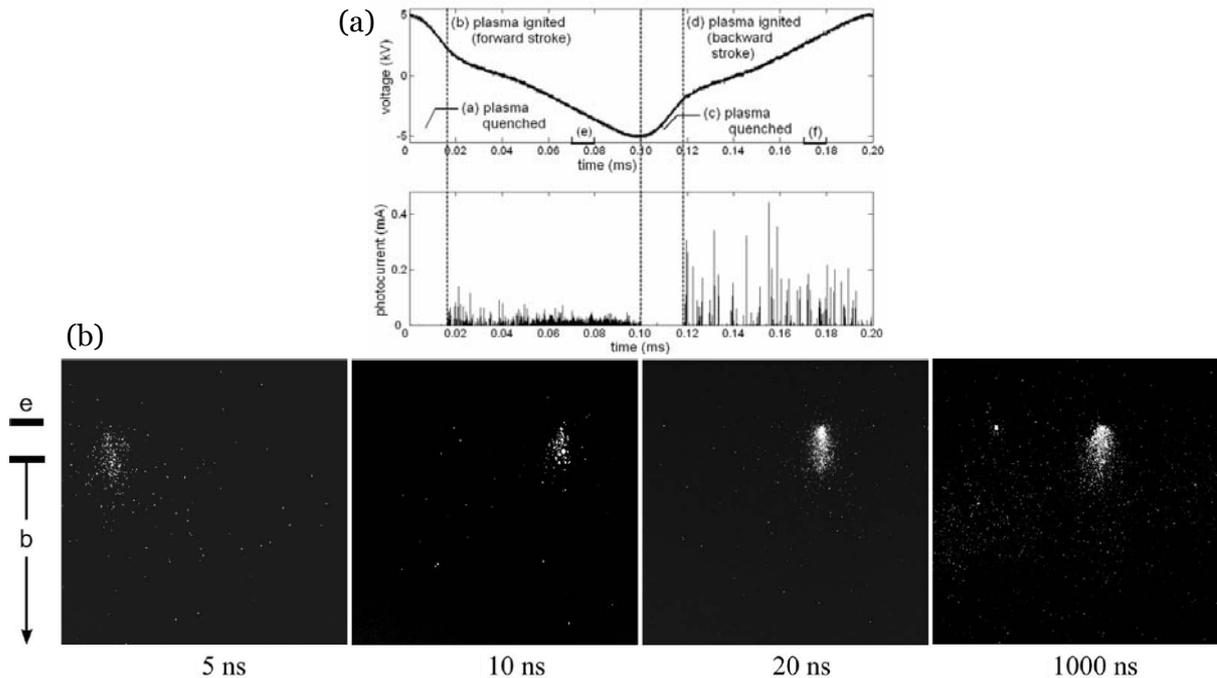


Figure 1.21 – Caractéristiques de la phase cathodique : (a) émission lumineuse (PMT) en fonction de la tension [Enloe'05] et (b) spot d'ionisation diffus (*e* : *électrode active*, *b* : *électrode passive*) [Hoskinson'08b]

Au cours de la phase anodique, les électrons déposés sur le diélectrique lors de l'alternance négative se déplacent vers l'électrode active. Ils provoquent un processus d'ionisation au cours duquel les ions positifs émis par avalanche électronique sont repoussés et dérivent de l'électrode active vers l'électrode passive (« de l'amont vers l'aval ») ; c'est la phase appelée *backward stroke* par [Enloe'04a]. Les travaux de [Lagmich'08] (Figure 1.20b) montrent que le courant de décharge est constitué de pics de courant élevés, représentatifs d'une décharge de type *streamer* le long de la surface. En revanche, entre les pics de courant, une décharge de type couronne est observée ; c'est durant cette phase de faible courant, qu'un nuage ionique positif se forme au-dessus de la surface et dérive lentement vers l'électrode passive. Un processus d'émission secondaire est favorisé par les ions positifs lorsqu'ils atteignent le diélectrique. Au cours de la phase anodique, le bilan des charges est nettement en faveur des charges positives ; la force EHD (toujours orientée « de l'amont vers l'aval ») est prépondérante pendant la phase de dérive du nuage ionique, dont le déplacement est uniquement limité par le claquage du gaz associé à la propagation du filament (*streamer*) [Lagmich'08].

Les mesures de courant montrent que la décharge est constituée de pics d'une amplitude plus importante (de 100 mA à 1 A), d'une durée du même ordre de grandeur ( $\sim 40$  ns) et d'une fréquence plus faible ( $\sim 10 - 100$  kHz) que les pics du courant de la phase cathodique [Pons'05]. Couplées à des visualisations ICCD, les mesures de courant de l'étude de [Allegraud'07] montrent que les pics représentent la propagation simultanée de plusieurs *streamers* transportant chacun une charge d'environ 40 nC. L'amplitude des pics de courant semble donc fonction du nombre de *streamers* présents dans la décharge ; ce nombre semble indépendant de la tension appliquée (Figure 1.22a). La question de la propagation simultanée des *streamers*, autrement dit de l'organisation de la structure du plasma au cours de la phase anodique, reste ouverte. Dans [Allegraud'07], les auteurs proposent un scénario d'effet collectif : à

partir du moment où un premier filament se propage, il initie l'allumage des autres par émission de photons UV. Par des visualisations ICCD (fenêtre  $\sim$  ns), [Hoskinson'08b] décrit la propagation des *streamers* au cours de l'augmentation de la tension sinusoïdale : les filaments se propagent de plus en plus loin grâce aux charges déposés sur le diélectrique par les filaments précédents (Figure 1.22b). L'émission lumineuse de la décharge mesurée au PMT est à nouveau corrélée avec le courant : la décharge apparaît plus lumineuse et « moins continue » au cours de la phase anodique [Enloe'04b], [Dong'08b] (Figure 1.21a).

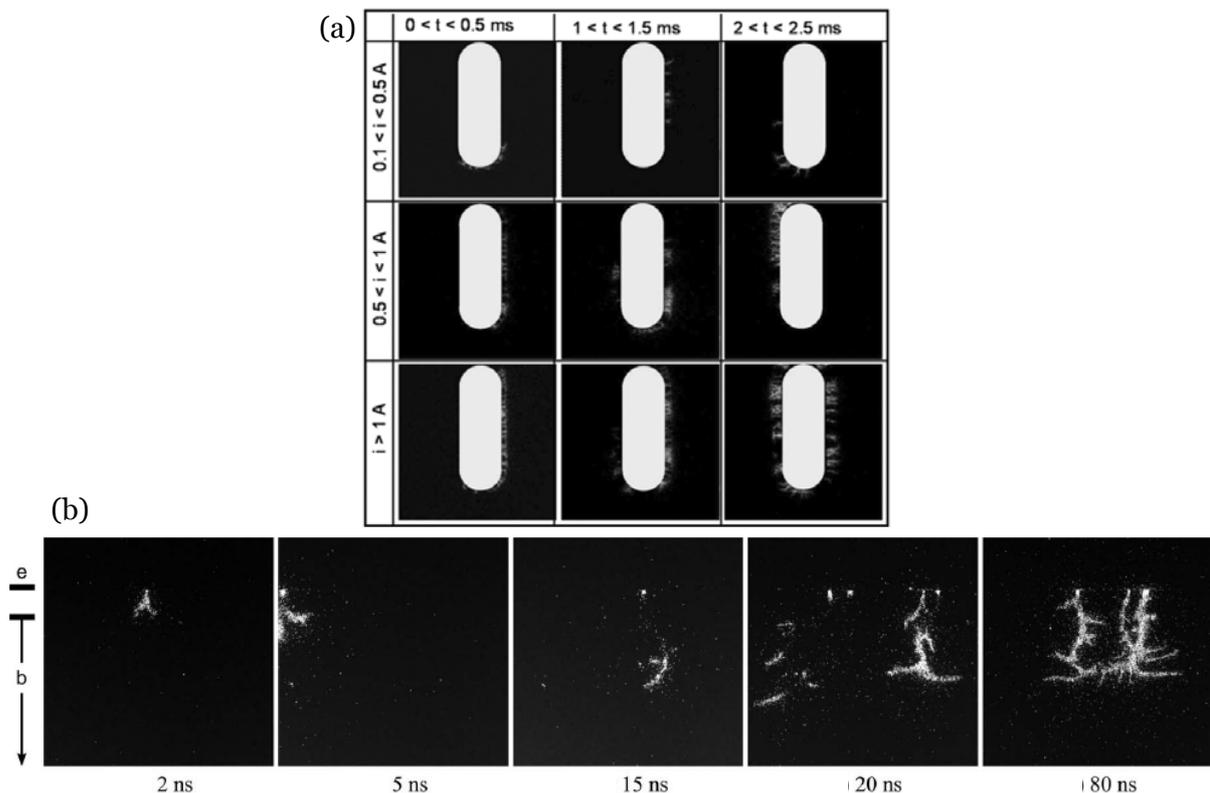


Figure 1.22 – Caractéristiques de la phase anodique : (a) nombre de *streamers* corrélé à l'intensité du courant [Allegraud'07] et (b) longueur des *streamers* corrélée à la tension [Hoskinson'08b]

### Vitesse et longueur d'extension du plasma

La vitesse et la longueur d'extension du plasma sont deux paramètres importants pour l'optimisation du transfert de quantité de mouvement [Corke'08]. Plusieurs auteurs montrent qu'elles sont différentes pour les phases anodique et cathodique. Toutefois, toutes les études ne convergent pas vraiment vers les mêmes résultats. Les différences observées proviennent certainement des moyens de mesure employés ou des phénomènes considérés. Trois phénomènes peuvent en effet être caractérisés par leur vitesse et leur longueur de propagation en fonction de la tension et de la fréquence : les filaments, les nuages ioniques et « le plasma »<sup>21</sup>. Quelques tendances observées dans la littérature pour les actionneurs DBD AC sont décrites ici.

<sup>21</sup> Le terme plasma est employé ici pour faire une distinction entre les moyens de mesure qui sont suffisamment résolus en temps pour accéder à l'évolution temporelle des plus petites « structures » du plasma (filament, spot), et ceux qui ne le sont pas. Typiquement, les mesures classiques au photomultiplicateur ou les visualisations ICCD (avec une fenêtre de l'ordre de la milliseconde à la microseconde) ne permettent que d'accéder à une vision

Dans [Enloe'04b] et [Orlov'06], les auteurs rapportent des mesures PMT spatio-temporelles pour un actionneur DBD AC ( $V_{HV} = 5 - 10$  kV,  $f_{HV} = 5 - 10$  kHz). Ils n'observent pas de différence pour la vitesse de propagation du plasma entre les deux alternances. De plus, la longueur du plasma augmente avec la tension ( $\sim 1$  mm/kV) mais pas avec la fréquence ; en revanche, la vitesse d'extension du plasma augmente avec la fréquence. Pour [Takaziwa'07], l'extension du plasma (fenêtre ICCD  $\sim \mu$ s) est aussi la même pour les deux alternances et est proportionnelle à la tension ( $\sim 0,4$  mm/kV) ; elle ne dépend pas non plus de la fréquence ( $f_{HV} = 2 - 5$  kHz).

Dans [Allegraud'07], les auteurs observent une différence spatiale (fenêtre ICCD  $\sim \mu$ s) entre les filaments (6,7 mm de long, 1 mm de large) et les spots (3,3 mm de long, 2,5 mm de large) pour leur DBD AC ( $V_{HV} = 10 - 16$  kV,  $f_{HV} = 0,05$  kHz). La charge totale transférée est identique au cours des deux phases mais la répartition spatiale semble différente : la lumière émise par le plasma est davantage concentrée au bord de l'électrode active dans le cas de l'alternance négative. La longueur des filaments est proportionnelle à ( $V_{HV} - V_{ign}$ ) d'un facteur 0,46 mm/kV.

Dans [Hoskinson'08b], les auteurs indiquent une vitesse des filaments de l'ordre de  $3 \cdot 10^4$  m/s (fenêtre ICCD  $\sim$  ns) et une vitesse moyenne de propagation du plasma d'environ 12 m/s au cours de la phase anodique pour une DBD AC ( $V_{HV} = 7$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). Au cours de l'alternance négative, le plasma s'étend sur une distance environ 2 fois moins importante et sa vitesse d'extension est de l'ordre de 5,2 m/s.

D'après les simulations de [Lagmich'08], la vitesse d'extension de la gaine ionique négative augmente linéairement avec la pente de la tension ; sa valeur est de l'ordre de 100 m/s, de plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle des *streamers*. Pour une tension sinusoïdale, l'expansion du nuage négatif augmente linéairement avec l'amplitude de la tension (indépendamment de la fréquence) et est de l'ordre de 0,4 mm/kV. La différence entre la phase positive et négative est que l'expansion du nuage ionique négatif est continue alors que l'extension du nuage ionique positif est limité par le claquage. Autrement dit, l'expansion de la gaine ionique positive doit recommencer depuis l'électrode active après chaque pulse de courant, ce qui n'est pas le cas durant la phase négative.

### *Prépondérance de l'alternance négative pour le vent ionique*

Des considérations précédentes émane le fait que les phases anodique et cathodique sont très différentes. Les différences exposées sont certainement à même d'expliquer la prépondérance de l'alternance négative devant l'alternance positive pour le transfert de quantité de mouvement, rapportée par plusieurs auteurs.

A partir de mesures LDA réalisées en présence d'un écoulement extérieur ( $U_{\infty} = 2$  m/s), [Forte'07] observe un pic de vitesse durant l'alternance négative de la décharge (Figure 1.23). Jusqu'à présent, il s'agit de la seule mise en évidence de la prépondérance de l'alternance négative dans le processus de transfert de quantité de mouvement par des mesures résolues en temps. D'autres mesures ont été réalisées avec l'actionneur DBD dans l'air au repos mais celles-ci sont des mesures moyennes (balance) ou moyennées en synchronisation de phase avec l'actionneur (PIV) ; ces

---

moyenne, d'ensemble, du plasma. De plus, comme le rappellent [Lagmich'08] et [Hoskinson'08b], pour ces moyens de mesure, la lumière détectée durant la phase positive correspond à la lumière de la décharge filamentaire et non à la position du nuage ionique ; durant la phase négative, la lumière émise et mesurée correspond à la diffusion des électrons le long de la surface et donne donc une estimation de la longueur du nuage ionique négatif. Le terme plasma est également employé par opposition à filament et gaines ioniques pour considérer la progression moyenne du plasma qui s'étend de plus en plus loin, à mesure que les charges sont déposées sur le diélectrique.

travaux reposent par ailleurs sur une approche différente puisqu'il n'est pas possible de réaliser un couplage direct entre la mesure de la force ou de la vitesse et la morphologie de la décharge. Une première approche consiste à comparer les mesures réalisées pour un signal sinusoïdal classique à celles obtenues avec d'autres signaux qui privilégient l'une ou l'autre des alternances. La seconde approche concerne des mesures réalisées dans des gaz autres que l'air pour mettre en évidence le rôle des espèces positives ou négatives.

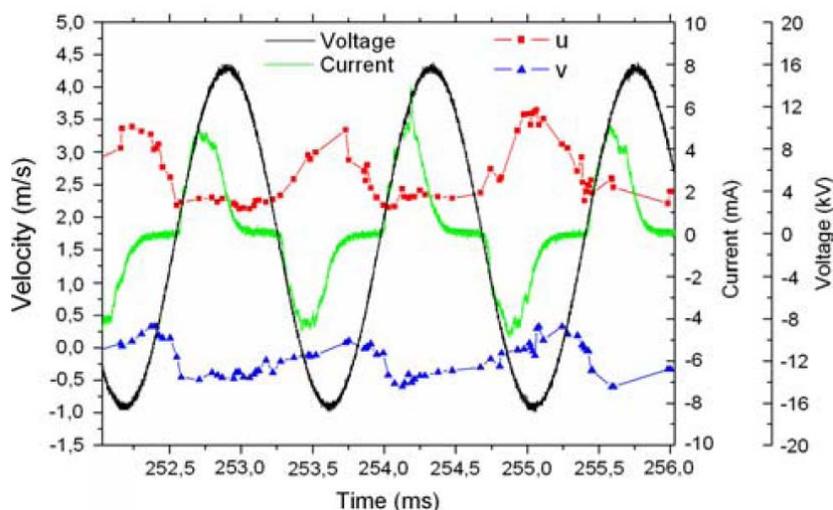


Figure 1.23 – Mesures LDA du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur [Forte'07]

Par des mesures de balance, [Enloe'04a] et [Abe'07] montrent que la force produite pour des signaux en dents de scie négatives est plus importante que celle produite pour des rampes positives<sup>22</sup>. Dans [Abe'07], les auteurs font aussi état de mesures de force dans du  $N_2$  et du  $CO_2$  qu'ils comparent à celles dans l'air pour plusieurs tensions et fréquences. Ils trouvent que la force EHD est toujours plus importante dans l'air, puis dans le  $CO_2$  et enfin dans le  $N_2$ . Ils concluent quant à l'importance du rôle des ions de l'oxygène dans le mécanisme de transfert de quantité de mouvement. Précédemment réalisées dans du  $N_2$ , les résultats des simulations de [Lagmich'08] dans l'air conduisent les auteurs à conclure que les forces EHD moyennes pour la décharge positive sont similaires dans l'air et dans de le  $N_2$ . En revanche, pour les simulations dans l'air, la force EHD est légèrement plus importante au cours de la phase cathodique ; ce qui va également en faveur du rôle prépondérant des ions de l'oxygène.

Pour des mesures avec deux systèmes de balance « instationnaire » différents, les études de [Enloe'08a] et [Enloe'09] indiquent une très large prépondérance de l'alternance négative (95%) devant l'alternance positive (5%) pour la force produite par un actionneur DBD AC à faible fréquence (respectivement 67 Hz et 200 Hz). Les interprétations sont toutefois rendues difficiles par le fait qu'au cours des deux phases d'extinction de la décharge, les systèmes de pendules se retrouvent excités par la force de traînée résiduelle due à la diffusion du vent ionique le long du diélectrique.

Par des mesures PIV en synchronisation de phase avec l'actionneur, [Balcon'09] observe que le vent ionique est plus important pour des signaux en dents de scie

<sup>22</sup> A noter que la dénomination « signal en dents de scie négatives » n'est pas utilisé de la même façon par tous les auteurs, ce qui prête souvent à confusion. Il est employé ici pour désigner un signal électrique dont la pente de la tension est moins importante (la durée plus importante) au cours de l'alternance négative. Ce signal est aussi appelé rampe négative.

négatives. La répartition spatiale du vent ionique n'est pas non plus la même suivant le type de signal électrique ; le maximum de vitesse est observé davantage proche de l'électrode de haute tension pour la rampe négative. A partir d'un dispositif composé de plusieurs DBD montées en parallèle sur un demi-cylindre, [Do'08] et [Kim'07] réalisent des mesures PIV en phase avec leurs actionneurs ( $U_\infty = 2$  m/s). En comparant les mesures dans l'air et dans l'azote, les auteurs concluent aussi quant à la prépondérance des ions négatifs de l'oxygène pour générer davantage de vent ionique durant l'alternance négative.

### Dépôts de charge sur le diélectrique

Le point dur soulevé le plus récemment concerne le dépôt de charges sur le diélectrique et sa limitation potentielle pour le transfert de quantité de mouvement. Ce problème concerne davantage les actionneurs DBD pulsés. En fait, le modèle développé par [Likhanskii'07] estime que des vitesses de vent ionique jusqu'à 100 m/s seraient possibles pour une décharge pulsée à  $f_{HV} = 500$  kHz. Les premiers travaux expérimentaux de la même équipe, pour des fréquences inférieures d'un ordre de grandeur, ne semblent pas aller dans ce sens.

Tout d'abord, dans [Opaits'o8b], les auteurs montrent par des mesures avec une sonde électrostatique<sup>23</sup> que le diélectrique (Kapton®) se charge rapidement aussi bien pour un actionneur DBD AC ( $V_{HV} = 5$  kV,  $f_{HV} = 3$  kHz) que pulsé ( $V_{HV} = 3$  kV,  $f_{HV} = 10$  kHz). Le résultat le plus étonnant est que ces charges de surface perdurent pendant plusieurs dizaines de minutes et s'étendent au-delà de l'électrode de masse (Figure 1.24). Pour la DBD AC, le bilan des charges de surface résiduelles est en faveur des charges positives (potentiel de +1,5 kV) ; pour la DBD pulsée, le bilan des charges dépend surtout du signe du biais de tension continu que les auteurs rajoutent au pulse. Ils montrent par ailleurs que le diélectrique se charge dès le premier pulse et qu'il atteint sa charge maximale au bout d'une centaine de pulses.

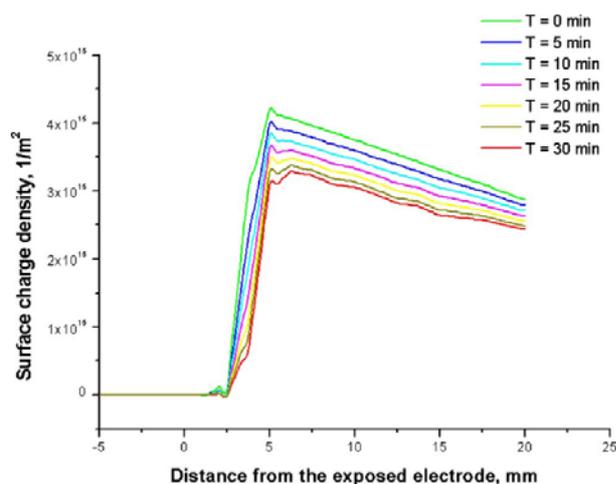


Figure 1.24 – Evolution spatiale de la charge surfacique (actionneur DBD pulsé) [Opaits'o8b]

Les mêmes auteurs proposent alors deux solutions pour diminuer le dépôt des charges. La première consiste à appliquer un biais alternatif à la tension de la DBD

<sup>23</sup> Les mesures rapportées dans [Opaits'o8b] sont réalisées juste après l'allumage de la décharge et non pas pendant son fonctionnement. Les auteurs indiquent qu'ils « déchargent » la surface du diélectrique avant chaque mesure par l'application d'un chiffon humide sur la surface du diélectrique.

pulsée [Opaits'o8a]. Ils utilisent alors un signal électrique sous la forme d'une tension sinusoïdale ( $V_{HV} = 2,6$  kV,  $f_{HV} = 60$  Hz) à laquelle ils surimposent des pulses ; ils constatent une augmentation de la vitesse de convection du *starting vortex* (Schlieren). Ils concluent que, pour ce type d'alimentation électrique, la décharge est « non auto-entretenu » et créée par les pulses tandis que le signal sinusoïdal permet de « pousser » les espèces ionisées. La deuxième solution retenue consiste à utiliser une configuration où les charges pourraient être captées soit par une 3<sup>ème</sup> électrode ou un diélectrique faiblement conducteur, soit en laissant partiellement apparente l'électrode de masse [Opaits'o8a] et [Opaits'o9]. L'efficacité des deux dernières solutions a été testée par des mesures moyenne par balance ; le fait de laisser l'électrode de masse partiellement apparente augmente légèrement la force mais est limitée par le claquage qui survient dès que la tension est augmentée. Les deux diélectriques faiblement conducteurs utilisés n'améliorent que très peu les performances ; l'un est trop conducteur, l'autre pas assez. Au vu de tous ces résultats préliminaires, l'alimentation pulsée ne semble pas être la meilleure solution, tout du moins pour augmenter la vitesse du vent ionique.

Les charges de surface ont aussi été mesurées par [Enloe'o8b] par la technique dite *V-dot* pour un actionneur AC ( $V_{HV} = 7$  kV,  $f_{HV} = 5$  kHz) avec un diélectrique en Macor® (Figure 1.25a). A l'inverse des études précédentes, ce dispositif permet la mesure résolue en temps et en espace de la charge du diélectrique lorsque la décharge est allumée. Plusieurs observations vont dans le même sens que les précédentes. La surface du diélectrique se recouvre de charges positives rapidement ; à l'issue d'un cycle AC, le bilan net des charges est positif, les charges négatives semblant se recombinaison (Figure 1.25b). Les charges positives s'étendent au-delà de l'électrode passive ; l'accumulation la plus importante est observée à une distance de l'électrode active de l'ordre de grandeur de l'extension du plasma. D'autre part, la charge du diélectrique reste sensiblement constante lors des phases d'extinction du plasma. Les auteurs étudient aussi le cas où  $f_{HV} = 0,25$  kHz ; à cette fréquence, inférieure d'un ordre de grandeur, le diélectrique se charge également. La seule différence est la répartition spatiale des charges ; celles-ci s'accumulent sur le diélectrique plus loin. Enfin, les mêmes mesures avec un diélectrique en Kapton® montrent que celui-ci se charge également ; encore un fois, seule la répartition spatiale des charges est différente.

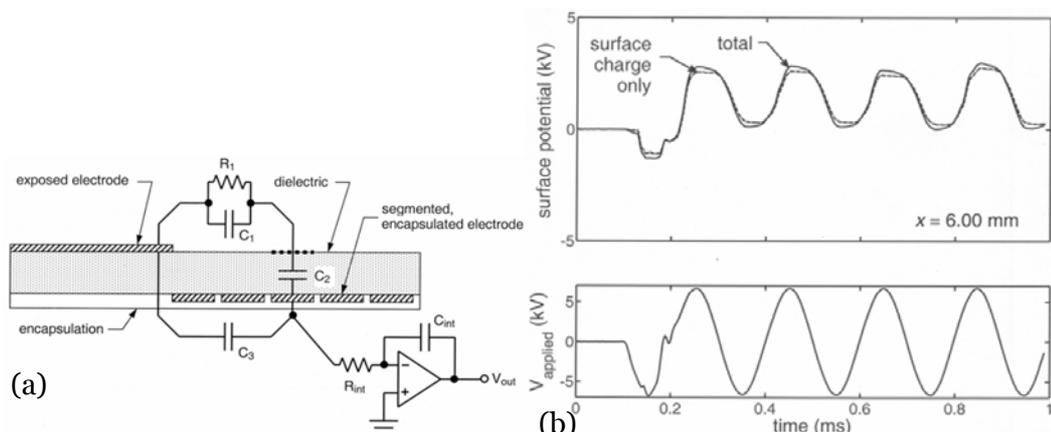


Figure 1.25 – Charges surfaciques pour un actionneur DBD AC : (a) dispositif expérimental et (b) potentiel surfacique en fonction de la tension (7 kV, 5 kHz) [Enloe'o8b]

Les éléments bibliographiques précédents semblent converger vers la même conclusion : la phase cathodique favorise le transfert de quantité de mouvement ( $f_{EHD}$ , vent ionique). Plusieurs pistes se dégagent pour expliquer la prépondérance de l'alternance négative pour le transfert de quantité de mouvement :

- du point de vue spatial, les spots de la phase cathodique contribuent à rendre la décharge plus diffuse que les filaments de la phase anodique.**
- du point de vue temporel, la propagation du nuage ionique de la phase cathodique n'est pas interrompue par le claquage.**
- du point de vue quantitatif, les ions négatifs de l'oxygène sont soumis à des forces plus importantes au cours de l'alternance négative.**

#### 4.2.2 Entrées et sorties d'un actionneur DBD

Dans la suite, les différentes entrées des actionneurs DBD AC sont identifiées dans le but de caractériser leurs influences sur les sorties. Des tendances différentes sont observées dans la littérature. Les deux approches pour optimiser les performances de l'actionneur reposent soit sur des mesures de force, soit sur des mesures de vent ionique. Il s'agit donc principalement de mesures moyennées en temps globales (balance, PIV) et locales (Pitot).

##### *Identification des entrées et sorties*

Les principales entrées / sorties d'un actionneur DBD AC sont données dans le Tableau 1.5. Les entrées qui sont le plus couramment étudiées dans la littérature sont la géométrie et les signaux électriques (forme, tension, fréquence). Quelques travaux ont aussi été réalisés pour déterminer l'influence des conditions atmosphériques sur l'établissement de la décharge.

Les sorties qui caractérisent l'actionneur DBD sont, d'une part, les paramètres aérodynamiques (vitesse du vent ionique ou force EHD) et, d'autre part, les paramètres qui concernent la physique de la décharge. Sur ce dernier point, les études rapportées ici sont relatives aux mesures du courant de décharge, ainsi qu'aux observations qualitatives du régime de celle-ci. Elles concernent aussi la longueur et la vitesse d'extension de la zone d'ionisation et ont été rappelées précédemment en évoquant les différences entre les phases cathodique et anodique (Chap1§4.2.1). La décharge peut également être étudiée sous l'angle des processus physico-chimiques ou thermiques qui l'animent mais ces points ne sont pas abordés ici. A noter que [Dong'08a] et [Stanfield'09] montrent, par des mesures spectroscopiques, que la décharge est essentiellement dominée par la raie d'émission de  $N_2$  ( $\sim 340$  nm). Jusqu'à présent, aucune mesure n'a permis de mettre en avant la présence des ions négatifs de l'oxygène pour un actionneur DBD destiné au contrôle des écoulements. Par ailleurs, [Jukes'08] observent que la température de l'air ne s'échauffe que de quelques degrés à proximité de la décharge (fil froid). La question d'un effet thermique de l'actionneur en très proche paroi reste encore ouverte, notamment pour les décharges DBD AC. Ce point fait actuellement l'objet d'une étude détaillée à l'Université d'Orléans.

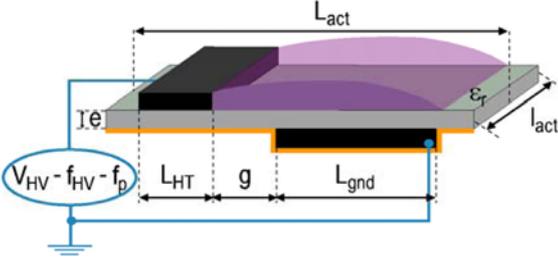
ENTREES	SORTIES
<p><b>Géométrie DBD</b></p>  <p><b>Signal électrique</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- type signal</li> <li>- amplitude tension (<math>V_{HV}</math>)</li> <li>- fréquence plasma (<math>f_{HV}</math>)</li> <li>- fréquence modulation (<math>f_p</math>)</li> </ul> <p><b>Conditions atmosphériques</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- pression</li> <li>- humidité</li> <li>- température</li> </ul>	<p><b>Aérodynamique</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Vent ionique (<math>V_{act}</math>)</li> <li>- Force EHD (<math>F_{EHD}</math>)</li> </ul> <p><b>Plasma</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- courant décharge (<math>i</math>)</li> <li>- tension allumage (<math>V_o</math>)</li> <li>- puissance électrique (<math>P_{elec}</math>)</li> <li>- tension claquage diélectrique (<math>V_{cl}</math>)</li> </ul> <ul style="list-style-type: none"> <li>- chimie</li> <li>- température</li> </ul> <p><b>Indésirables</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- ozone</li> <li>- ondes EM</li> <li>- haute-tension</li> </ul>

Tableau 1.5 – Récapitulatif des entrées et sorties d'un actionneur de type DBD

Quelques études présentent une estimation du rendement électro-mécanique de l'actionneur DBD AC [Pons'05], [Jolibois'08a]. Ce rendement  $\eta$  est logiquement défini par le rapport entre la puissance mécanique  $P_{mec}$  et la puissance électrique  $P_{elec}$  :

$$\eta = \frac{P_{mec}}{P_{elec}} \quad (E1.13)$$

La puissance électrique représente la puissance consommée par la décharge ; elle est directement reliée au courant de décharge  $i(t)$  et à la tension aux bornes des électrodes  $V_{HV}(t)$ . Elle est estimée de deux manières différentes : soit directement en utilisant une sonde de courant en série avec la décharge, soit indirectement en intégrant une courbe de Lissajous. Cette courbe de type charge-tension est obtenue par des mesures de tension aux bornes d'un condensateur en série avec la décharge. **C'est cette dernière méthode qui est retenue dans cette thèse ; elle fait l'objet d'une description plus détaillée dans l'Annexe B.**

La puissance mécanique est définie de la manière suivante par [Pons'05] :

$$P_{mec} = \frac{1}{2} \rho l_{act} \int_0^{\delta_{act}} U_{act}^3(y) dy \quad (E1.14)$$

où  $l_{act}$  représente la largeur de l'actionneur,  $U_{act}$  la vitesse longitudinale du vent ionique et  $\delta_{act}$  la hauteur, estimée depuis la paroi du diélectrique, jusqu'à laquelle il est possible de mesurer une vitesse induite non nulle. Le rendement d'un actionneur DBD AC calculé à partir de la relation (E1.14) est très faible, bien inférieur à 1% [Jolibois'08a]. D'après [Dong'08a], une grande partie de la puissance électrique est dissipée par radiation. Par ailleurs, une étude récente confirme ce que plusieurs expérimentateurs supposaient : l'étude de [Laurentie'09] montre que le fait de recouvrir l'électrode passive (*encapsulation*) permet de diminuer la puissance électrique consommée par 2. Les auteurs observent une légère diminution du vent ionique avec l'encapsulation de l'électrode de masse sans, toutefois, que la charge totale transférée ne soit altérée.

Le débit volumique induit par la décharge dans l'air initialement au repos est aussi souvent utilisé pour quantifier l'influence des entrées de l'actionneur. En négligeant la contribution de la composante normale du vent ionique (aspiration), [Jolibois'08a] l'écrit :

$$Q_v = l_{act} \int_0^{\delta_{act}} U_{act}(y) dy \quad (E1.15)$$

#### *Influence de la géométrie : g et L<sub>gnd</sub>*

Les études paramétriques sur la géométrie de l'actionneur ne sont pas très nombreuses ; les travaux de [Forte'07], [Jolibois'08a] et [Dong'08b] font figure de référence (Pitot). Dans [Forte'07], les auteurs dégagent deux tendances pour l'espace inter-électrode (g) et pour la longueur de l'électrode de masse (L<sub>gnd</sub>) d'un actionneur DBD AC. A tension et fréquence constantes, un optimum est obtenu lorsque g ~ 5 mm. De plus, une tendance asymptotique est observée pour la taille de l'électrode de masse : pour L<sub>gnd</sub> ≥ 20 mm, la vitesse du vent ionique converge vers un plateau. En fait, les auteurs n'observent plus d'extension du plasma au-delà de 20 mm. Les travaux de [Dong'08b] confortent la plupart des observations expérimentales précédentes. En raisonnant à iso-puissance électrique, il semble par ailleurs que la vitesse du vent ionique soit plus importante sans espace inter-électrode.

D'autre part, plusieurs études montrent que la géométrie de l'électrode active a une influence sur la force EHD. Les mesures par balance convergent en effet vers le fait que plus l'épaisseur de l'électrode est faible, plus la force EHD est importante [Enloe'04a], [Abe'07] et [Hoskinson'08a]. Pour une configuration de type grillage, la force EHD semble plus importante que pour une configuration classique (bande métallique) [Abe'07]. Pour une électrode de forme cylindrique, une évolution de la forme  $f_{EHD} \propto \exp(-d)$  est proposée par [Hoskinson'08a] pour la force EHD en fonction du diamètre d de l'électrode.

#### *Influence du diélectrique : e et ε<sub>r</sub>*

La question du diélectrique représente un enjeu important. Typiquement le débat oscille entre diélectriques épais (« rigides ») ou minces (« souples ») et coefficients diélectriques faibles ou élevés. Dans sa revue, [Corke'08] indique qu'il serait préférable d'utiliser des diélectriques épais avec un faible coefficient diélectrique tant du point de vue de l'optimisation de la force EHD que de la durée de vie de l'actionneur ; ce qui va plutôt à l'encontre de la plupart des études réalisées jusqu'à présent aux Etats-Unis pour le contrôle de la séparation sur les profils (Chap3§2.3.2). A noter que la tension d'allumage du plasma (V<sub>o</sub>) est plus faible pour les diélectriques minces. En revanche, le claquage du diélectrique, lié à la durée de vie de l'actionneur, intervient pour une tension (V<sub>cl</sub>) d'autant plus importante que le diélectrique est épais.

A tension constante, plusieurs auteurs ont montré qu'un diélectrique fin (e ≤ 1 mm) permet d'induire plus de vitesse ou de force qu'un diélectrique épais (e ~ 3-4 mm) [Corke'08], [Forte'07], [Dong'08b], [Jolibois'08a]. L'ionisation est en effet accrue et les pics de courant dans la décharge ont une amplitude plus importante. En revanche, en raisonnant à iso-puissance électrique, [Jolibois'08a] montre que la vitesse maximale du vent ionique évolue de la même manière, indépendamment de

l'épaisseur du diélectrique (Figure 1.26a) ; à partir d'une puissance de l'ordre de 2 W/cm, la vitesse du vent ionique converge vers environ 6 m/s .

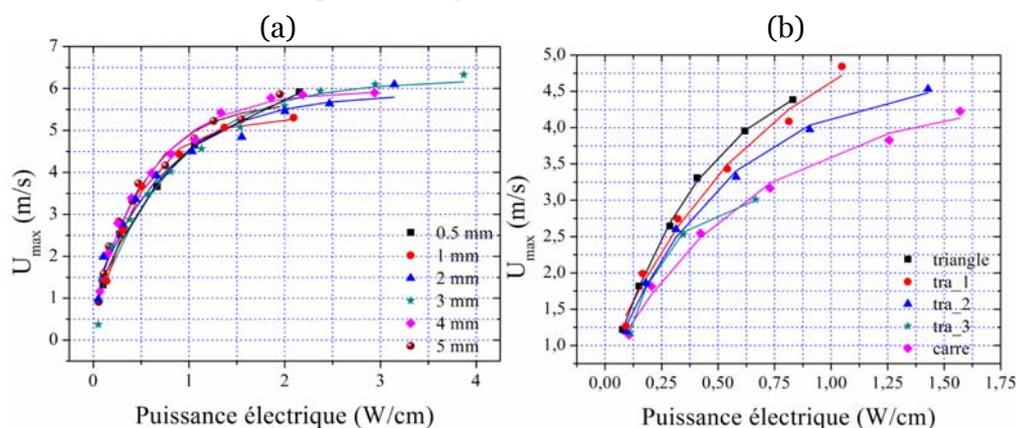


Figure 1.26 – Influence de (a) l'épaisseur du diélectrique et de (b) la forme du signal sur la vitesse induite en fonction de la puissance électrique [Jolibois'08a]

En ce qui concerne le choix du matériau pour le diélectrique, la question reste encore ouverte. Plusieurs études montrent que les matériaux avec une permittivité faible ( $\epsilon_r \sim 3$ ) induisent plus de vent ionique [Pons'05], [Forte'07], [Dong'08a] ; cette constatation étant nuancée par le fait que la décharge DBD surfacique semble passer plus rapidement au « régime filamentaire » pour des diélectriques avec une permittivité faible. Dans sa thèse, [Jolibois'08a] observe une variation linéaire de la puissance électrique avec la permittivité.

#### *Influence de la tension et de la fréquence*

La question de la tension et de la fréquence fait encore débat. Deux approches sont observées suivant que les auteurs privilégient la tension plutôt que la fréquence pour augmenter la force ou le vent ionique. En général, les actionneurs avec un diélectrique fin ( $e \leq 1$  mm) sont plutôt alimentés par des fréquences importantes ( $f_{HV} \sim 5$ -10 kHz) et des tensions faibles ( $V_{HV} \sim 1 - 5$  kV). Des tendances différentes sont rapportées dans la littérature, surtout pour l'influence de la tension.

Tout d'abord, [Orlov'06] fait état d'un modèle comportemental de l'actionneur DBD AC basé sur une décomposition de type LEM. Jusqu'à ce jour, il s'agit de la seule tentative théorique pour essayer d'optimiser fréquence et tension en fonction des paramètres géométriques d'un actionneur DBD AC. Il s'agit d'une extension de l'analogie de [Enloe'04a] qui considère la décharge comme un circuit électrique incluant une capacité pour l'air, une capacité pour le diélectrique et un élément résistif pour le plasma. Dans le modèle de [Orlov'06], la surface du diélectrique est décomposée comme un ensemble de plusieurs réseaux parallèles de ce type (Figure 1.27). D'après ce modèle, la force EHD est plus importante pendant l'alternance négative et décroît spatialement de manière exponentielle de l'électrode active vers l'électrode passive. A chaque diélectrique (type, épaisseur) semble correspondre une fréquence optimale de fonctionnement. Par exemple, pour le Kapton® ( $e = 0,15$  mm), la fréquence optimale serait de 5 kHz.

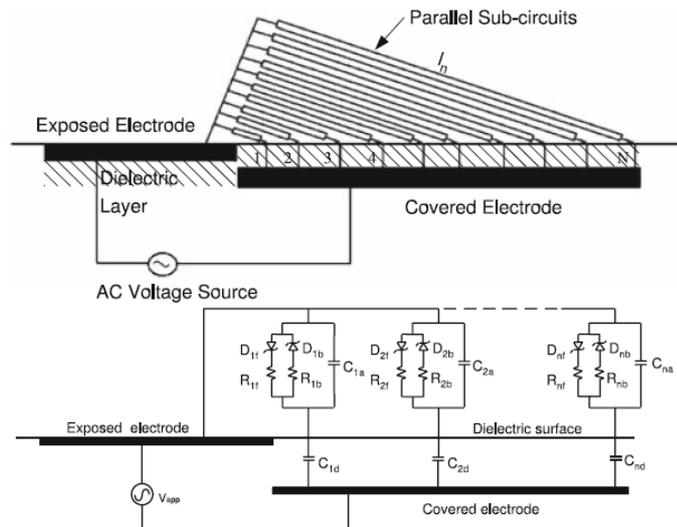


Figure 1.27 – Modèle de la DBD basé sur une analogie électrique (LEM) [Orlov'06]

Les autres études sont donc expérimentales (vitesse, force) et ont permis de dégager des tendances empiriques qui ne sont valides *a priori* que dans la gamme  $[V_{HV}, f_{HV}]$  précisée par leurs auteurs :

- $P_{elec} \propto (V_{HV})^{7/2}$  d'après [Enloe'04b]. La force EHD suit la même tendance en  $7/2$  avec la tension indépendamment de la fréquence (Figure 1.28a). La force semble donc évoluer linéairement avec la puissance électrique  $f_{EHD} \propto P_{elec}$ , ce que confirme l'étude de [Abe'07]. Les profils de vitesse mesurés par [Baughn'06] vérifient aussi une tendance linéaire pour la vitesse maximale du vent ionique en fonction de la puissance électrique. Par ailleurs, les résultats présentés par [Corke'08] indiquent que la force  $f_{EHD}$  augmente avec la fréquence mais se retrouve vite limitée par le passage de la décharge au régime filamentaire ; une photographie illustre ce régime sur la Figure 1.28a.
- $P_{elec} \propto (V_{HV} - V_0)^2$  d'après [Pons'05]. L'étude de [Dong'08a] confirme cette loi de puissance et y ajoutent une évolution linéaire avec la fréquence de l'actionneur. De plus, la vitesse maximale du vent ionique semble augmenter linéairement avec la tension [Pons'05] ; elle est donc telle que  $U_{act,max} \propto (P_{elec})^{0,5}$ . Dans [Forte'07], les auteurs observent que la vitesse augmente avec la fréquence jusqu'à atteindre un plateau : pour  $f_{HV} > 1,2$  kHz, ils indiquent que la décharge semble passer dans un régime qu'ils appellent également filamentaire (Figure 1.28b).

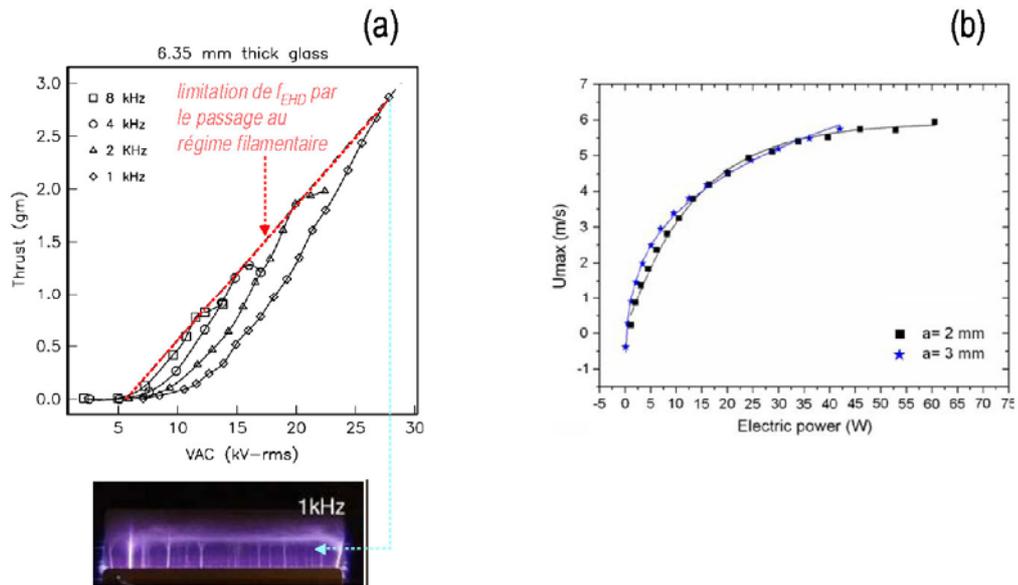


Figure 1.28 – (a) Evolution de  $f_{EHD}$  avec la tension [Corke'08] et (b) évolution de  $U_{act,max}$  avec la puissance [Forte'07]

Finalement, même si les tendances empiriques sont différentes, il est indéniable que la vitesse ou la force augmente avec la tension et la fréquence. Un compromis semble nécessaire entre ces deux paramètres pour pouvoir tirer profit au maximum du régime non filamentaire de la décharge en fonction de la géométrie de l'actionneur ; c'est lorsque la décharge est moins filamentaire qu'elle semble plus efficace pour le transfert de quantité de mouvement.

#### *Influence de la forme du signal électrique*

Pour optimiser le transfert de quantité de mouvement, plusieurs travaux ont été réalisés sur l'influence de la forme du signal électrique, dont certains ont été présentés précédemment (Chap1§4.2.1). Par ailleurs, dans sa thèse, [Jolibois'08a] étudie des signaux de type rampes positive/négative, carré et triangle et les caractérise en fonction de la vitesse maximale du vent ionique (Pitot). Le signal carré est le plus défavorable et la rampe positive est moins efficace que la rampe négative. Pour les autres signaux, la vitesse maximale suit le même comportement asymptotique avec la puissance électrique que celui observé sur les Figures 1.26a et 1.28b.

Finalement, il faut souligner que, jusqu'à présent, aucune étude n'a été publiée ni sur la répartition fréquentielle du vent ionique, ni sur le temps de réponse des actionneurs DBD.

#### *Conclusion*

Bien qu'un certain nombre de tendances ne soient pas en accord et qu'il n'existe pas de relation liant les paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) aux paramètres aérodynamiques ( $U_{act}$ ,  $f_{EHD}$ ), plusieurs conclusions peuvent être tirées de la revue bibliographique précédente sur la physique des actionneurs DBD AC :

- $0 \leq g \leq 5 \text{ mm}$  et  $0 \leq L_{\text{gnd}} \leq 20 \text{ mm}$  sont des optimums.
- les performances des actionneurs DBD semblent être dégradées lorsque la décharge devient filamentaire.
- la longueur du plasma augmente avec la tension mais pas avec la fréquence.
- la vitesse de propagation du plasma augmente avec la pente de la tension, c'est-à-dire avec la fréquence pour une tension donnée.

#### 4.2.3 Intégration, opérabilité et facteur d'échelle

Plusieurs critères relatifs aux performances des actionneurs DBD AC ont été dégagés précédemment avec pour objectif de guider le dimensionnement des actionneurs utilisés dans cette thèse. D'autres aspects directement liés à l'intégration, l'opérabilité ou la taille des maquettes intéressent aussi leur conception ; ceux-ci sont rappelés ici.

*Intégration : actionneurs « souples » et actionneurs « rigides »*

Vis-à-vis de l'intégration, la question de l'épaisseur du diélectrique revêt un autre enjeu, complémentaire de l'optimisation. Typiquement, le choix du diélectrique ( $\epsilon$ ,  $\epsilon_r$ ) est souvent guidé par la stratégie adoptée pour l'instrumentation des maquettes étudiées en soufflerie. Deux approches sont observées dans la littérature. Tout d'abord, l'utilisation d'un diélectrique peu épais intervient pour instrumenter directement des maquettes référencées (NACA0015 par exemple) sans modification majeure de leur géométrie ; l'enjeu est alors de développer des actionneurs « souples » qui puissent suivre les lignes originales sans modifier l'écoulement naturel. L'autre démarche consiste à utiliser la paroi de la maquette comme diélectrique ou à intégrer des actionneurs avec un diélectrique relativement épais ; l'enjeu est alors de réussir à usiner un matériau qui ait à la fois de bonnes propriétés électriques pour l'actionneur et mécaniques pour l'aérodynamique (reproduction fidèle de la géométrie de référence). **C'est la première démarche (création d'une peau d'actionneurs) qui a été retenue dans cette thèse.**

L'alimentation électrique représente aussi un enjeu en termes applicatifs. Jusqu'à présent, les aspects poids et miniaturisation n'ont pas fait l'objet d'études spécifiques ; ce sont en effet des objectifs secondaires au vu de l'avancement actuel des travaux portant sur la modification d'écoulement par plasma. Enfin, il est évident que le risque associé à la présence de haute tension est un point crucial qu'il est indispensable de prendre en compte pour une éventuelle application.

*Autorité, facteur d'échelle*

La vitesse du vent ionique est sans aucun doute le point dur le plus important, même à l'échelle des études en laboratoire. Malgré plusieurs optimisations, elle reste inférieure à 10 m/s. A l'image des actionneurs DBD développés par [Roth'98] (Figure 1.10a), plusieurs travaux concernent l'utilisation d'actionneurs en configuration multiple. Cette démarche permet de répéter plusieurs fois la condition locale d'ajout de quantité de mouvement à la paroi. D'autant plus que les études de [Forte'07] et de [Magnier'07c] montrent que, sous certaines conditions, un cumul de la vitesse du vent

ionique (de l'ordre de 1 m/s) peut avoir lieu entre chaque actionneur. A noter que [Forte'07] rapporte l'existence d'un vent ionique en sens contraire si la distance entre chaque couple est trop faible ; un plasma peut effectivement se créer entre l'électrode active et l'électrode passive du couple précédent, ce qui limite les performances. Jusqu'à présent, les configurations d'actionneurs multiples n'ont pas été optimisées. De plus, la question de l'intérêt d'un ou plusieurs actionneurs pour augmenter l'efficacité de l'action sur l'écoulement n'a été abordée que par quelques auteurs, notamment pour la modification de la séparation (Chap3§2.3.2). **C'est une configuration d'actionneurs DBD multiples qui a été retenue pour ce travail de thèse.**

D'autre part, les expériences menées actuellement se limitent à des expériences à faible Reynolds, typiquement inférieur à  $10^6$ . La plupart des travaux ont été réalisés pour des maquettes de faibles dimensions, de l'ordre de quelques dizaines de centimètres tout au plus. Aussi, les phénomènes d'échelle ont été peu étudiés dans la littérature et, notamment, l'efficacité des actionneurs plasma pour des échelles plus importantes n'est pas vraiment connue. **Les actionneurs utilisés dans cette thèse ont été développés de manière à pouvoir équiper des maquettes de grande envergure, typiquement jusqu'à  $l_{act} = 1$  m.**

*Opérabilité : les prémices d'une nouvelle technologie de contrôle ?*

Envisager le fonctionnement de l'actionneur DBD en conditions réelles suscite bien évidemment plusieurs questions, indépendamment de l'autorité du contrôle. En dehors des considérations liées à la tenue au vieillissement du diélectrique ou des électrodes métalliques, c'est la possibilité même d'allumer la décharge dans des conditions de pression, de température ou d'humidité nettement plus défavorables qu'au laboratoire, qui se pose.

L'influence de la pression (0,2 – 1 bar) a été étudiée par des mesures de forces, de vent ionique et des visualisations ICCD par [Takaziwa'07] et [Abe'07]. De ces études, il ressort que plus la pression diminue, plus le plasma s'étend loin. Lorsque la pression diminue jusqu'à 0,8 bar, la force EHD augmente, puis diminue de manière quasi-linéaire jusqu'à 0,2 bar ; ces observations sont valables pour une DBD AC aussi bien dans l'air que dans du  $N_2$ . Des résultats similaires ont été observés par [Bénard'08b] à partir de mesures de vitesse (Pitot) dans une gamme de pression identique. Au cours d'une étude plus récente, l'influence du taux d'humidité (40 – 98%) a également été étudié par [Bénard'09a] en réalisant des mesures LDA. D'après cette étude, il semble possible de générer du vent ionique pour des taux d'humidité jusqu'à 98% mais, à partir de 85% d'humidité, la vitesse diminue fortement ; cette diminution est accompagnée de pics de courant positifs d'amplitude importante suite à la présence de goutte d'eau sur le diélectrique.

**La diminution de la pression n'est vraisemblablement pas un facteur aussi limitant pour le transfert de quantité de mouvement que ne l'est le taux d'humidité.**

D'autres sorties de l'actionneur ont des effets non désirables et représentent aussi des points durs importants en termes applicatifs. En premier lieu, tout expérimentateur utilisant des actionneurs EHD dans l'air a déjà été confronté à la génération d'ozone par la décharge électrique ; aucune référence n'est faite à ce sujet dans l'ensemble de la littérature dédiée au contrôle des écoulements par plasma. Il est évident que la présence d'ozone (gaz très nocif à faible altitude) est très pénalisant ; de futurs travaux

devront être menés afin d'évaluer les quantités dégagées par les actionneurs DBD et leur impact potentiel sur l'environnement. D'autre part, il a été souligné auparavant qu'une grande partie de l'énergie électrique consommée par la décharge est convertie en rayonnement ; le plasma se comporte comme une antenne. Cet aspect est tout aussi pénalisant vis-à-vis des perturbations électromagnétiques qu'un actionneur DBD est susceptible d'émettre tant en conditions opérationnelles que pour les études en laboratoire. Comme il a été souligné dans la première section de ce chapitre, il n'existe pas de solution simple et totalement neutre pour l'environnement ! A noter que jusqu'à présent, très peu d'études ont été envisagées sous l'angle du contrôle des écoulements internes pour lesquels la question de l'ozone serait peut-être moins pénalisante.

---

## 5 Positionnement de l'étude

La revue bibliographique précédente a permis d'apporter les principaux éléments qui permettront de mener une comparaison avec les résultats de ce travail, plus particulièrement en ce qui concerne la physique des actionneurs DBD. Sur la base de l'expertise acquise à l'Université d'Orléans et des travaux tirés de la littérature, la démarche et les objectifs ayant motivés cette thèse sont présentés ici de manière synthétique.

---

### 5.1 Contexte : expertise acquise à l'Université d'Orléans

Les premiers travaux menés à l'Université d'Orléans sont relatifs aux actionneurs DC. Une décharge couronne surfacique établie entre deux bandes métalliques a tout d'abord permis d'obtenir une vitesse de vent ionique de l'ordre de 1 m/s. Cette décharge a été testée en bord d'attaque d'un tronçon de plaque plane pour des vitesses jusqu'à  $U_\infty = 14$  m/s et des incidences jusqu'à  $7,5^\circ$  [Magnier'07b]. La même décharge a été testée en bord d'attaque d'un profil NACA0015 avec des résultats significatifs (recollement du bulbe de séparation) pour des vitesses jusqu'à  $U_\infty = 20$  m/s ( $Re \sim 3 \cdot 10^5$ ) et des incidences jusqu'à  $15^\circ$  [Magnier'07a]. Pour les mêmes raisons que celles évoquées par [Léger'03], la décharge couronne a été abandonnée au profit de la décharge DBD surfacique.

Des actionneurs DBD AC en configuration multiple ont alors été développés avec des diélectriques rigides en époxy et en téflon (jusqu'à 15 décharges en parallèle). Pour ces actionneurs, une loi pour la puissance électrique similaire à celle proposée par [Pons'05] a été trouvée, à laquelle a été ajoutée une dépendance linéaire avec la fréquence [Dong'08a]. Leur géométrie a été optimisée et la décharge électrique a été caractérisée par des mesures de courant, de spectroscopie, d'imagerie rapide et de PMT [Dong'08b]. Les mesures de courant ont été corrélées avec celles obtenues au PMT ; la décharge DBD apparaît bien comme une succession de micro-décharges. D'après l'imagerie ICCD (fenêtre ICCD  $\sim \mu s$ ), une différence de structure de la décharge entre les alternances positives et négatives a été observée. Enfin, il a été montré que la décharge était essentiellement dominée par la raie d'émission de  $N_2$  ( $\sim 340$  nm). Pour ces mêmes actionneurs en configuration multiple, un cumul du vent ionique a été observé par des mesures au Pitot en accord avec [Forte'07]. De plus, des zones de recirculation entre chaque couple d'actionneurs ont été mises en évidence par des mesures PIV [Magnier'09]. Du point de vue applicatif, ces actionneurs DBD AC ont été

utilisés pour le déclenchement de la transition sur une plaque plane profilée de 1 m de long jusqu'à 22 m/s [Magnier'09]. Ils ont également fait l'objet d'une première étude avec une alimentation pulsée ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 2,5$  kHz), pour laquelle une vitesse de vent ionique très faible ( $< 0,5$  m/s) a pu être mesurée au Pitot [Magnier'08].

---

## 5.2 Démarche scientifique et objectifs

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit est davantage orienté vers l'application aérodynamique des décharges DBD surfaciques que vers leur caractérisation. Sur la base des précédents travaux, l'objectif est d'évaluer leur efficacité pour des nombres de Reynolds plus élevés en augmentant la taille des maquettes étudiées (plaque plane, profil). Le but final est de tester les actionneurs DBD pour la réduction de la traînée sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile (corps de Ahmed).

### *Développement des actionneurs*

Le développement des actionneurs est assujéti aux contraintes d'intégration imposées par les applications visées. La démarche retenue pour l'intégration consiste en un habillage direct de la paroi des maquettes par une peau d'actionneurs. Sur la base des précédents travaux, l'objectif est de conserver une configuration d'actionneurs multiple. Les actionneurs doivent être souples et de faible épaisseur de manière à être peu intrusifs vis-à-vis de l'écoulement, d'une part, et à pouvoir équiper des parois courbées, d'autre part. Les matériaux diélectriques rigides tels que l'époxy ou le téflon sont donc abandonnés au profit de matériaux polymères. Les premiers tests effectués permettent de valider le potentiel d'actionneurs DBD réalisés à partir de Mylar® et de Kapton® [Dong'08b]. Pour ces deux matériaux de faible épaisseur, se pose le problème de la rigidité diélectrique et donc, de la durée de vie des actionneurs. De manière à palier à ce problème, une combinaison multicouches de ces matériaux est envisagée pour augmenter la rigidité globale du diélectrique, tout en conservant une épaisseur totale inférieure au millimètre. Les trois maquettes retenues ayant une longueur caractéristique de 1 m, le choix des paramètres géométriques des actionneurs repose également sur le meilleur compromis à trouver entre leurs performances, leurs dimensions et l'alimentation électrique. Des mesures de puissance électrique permettent de guider le choix des paramètres géométriques par des comparaisons avec la littérature.

### *Caractérisation du vent ionique*

L'objectif est d'apporter une contribution à la compréhension du mécanisme d'action d'une décharge DBD surfacique. Le point de vue retenu est celui de l'écoulement induit par la décharge et non de la force produite par celle-ci. La caractérisation de l'actionneur porte donc principalement sur la vitesse du vent ionique induit dans l'air initialement au repos. L'objectif est d'utiliser un moyen de mesure résolu en temps permettant de réaliser les mesures au plus près de la décharge ; le choix se porte sur un système LDA à deux composantes. Jusqu'à présent, ce type de dispositif n'a encore jamais été utilisé pour caractériser le vent ionique dans l'air au repos. L'étude explore d'abord la piste ouverte par certains auteurs sur la comparaison

du vent ionique avec un jet de paroi ; elle permet de dégager des paramètres caractéristiques pour l'écoulement induit en aval de la décharge. De plus, dans la perspective du contrôle, le dispositif expérimental permet d'apporter des informations intéressantes sur la répartition spectrale de la vitesse du vent ionique pour les deux modes de pilotage de l'actionneur (continu et instationnaire). Les mesures de vitesse sont également couplées à certains aspects de la phénoménologie de la décharge. Au regard de la revue bibliographique, le couplage porte sur les différences observées entre les phases anodique et cathodique mais également sur le régime de la décharge. En ce qui concerne ce dernier, l'analyse porte notamment sur le régime que la communauté scientifique du contrôle par plasma désigne communément par filamentaire. Finalement, une loi empirique liant la vitesse du vent ionique à la tension et à la fréquence est proposée. Elle permet notamment de s'affranchir d'une caractérisation systématique *in situ* des actionneurs au cours des applications aérodynamiques.

### *Applications aérodynamiques des actionneurs*

Le potentiel de modification des écoulements par les actionneurs DBD est d'abord validé en étudiant l'interaction du vent ionique avec une couche limite 2D pour deux configurations différentes. L'objectif est de déterminer des stratégies qui puissent être mises en œuvre pour l'étude sur le corps de Ahmed. La première étude porte sur la manipulation d'une couche limite de Blasius ; le dispositif expérimental utilisé est le même que celui utilisé dans sa thèse par [Magnier'09]. L'objectif est de mieux décrire l'introduction, par les actionneurs DBD, d'instabilités dans la couche limite et de déterminer leur influence sur la transition laminaire-turbulente. La seconde étude porte sur la modification d'une couche limite turbulente décollée au bord de fuite d'un profil éolien. Son intérêt est, d'une part, de pouvoir valider l'utilisation d'actionneurs de grande envergure et, d'autre part, de mener une étude paramétrique sur la position et le nombre d'actionneurs permettant de recoller l'écoulement. L'objectif est notamment de confirmer l'hypothèse formulée par certains auteurs qu'une action avec une configuration multiple d'actionneurs est plus efficace qu'une action avec une seule décharge DBD.

Les deux premières études conduisent à valider le potentiel des actionneurs DBD AC pour des vitesses jusqu'à 10 m/s ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). La réduction de la traînée sur un corps de Ahmed à l'échelle 1 est alors envisagée par une action en configuration multiple sur les principales structures présentes à l'arrière de la maquette (lunette arrière inclinée à  $25^\circ$ ). Dans ce cas, les actionneurs sont pilotés en mode continu et instationnaire ; la comparaison entre ces deux modes d'action permet d'analyser l'effet fréquentiel des actionneurs en le découplant de l'effet d'ajout de quantité de mouvement. Finalement, la confrontation des résultats à ceux obtenus pour une maquette de plus petites dimensions (échelle 0,7) jusqu'à 35 m/s ( $Re = 1,7 \cdot 10^6$ ), permet de conclure sur les limitations actuelles des actionneurs DBD vis-à-vis d'un effet d'échelle et de la vitesse locale de l'écoulement.

De manière à caractériser l'écoulement manipulé, trois moyens de mesure sont principalement mis en œuvre pour l'ensemble des travaux présentés dans la suite : LDA (plaque plane), PIV (profil et corps de Ahmed) et anémométrie à fil chaud (corps de Ahmed). L'efficacité des actionneurs est évaluée par des mesures de balance aérodynamique stationnaire dans le cas du profil (portance) et du corps de Ahmed (traînée).

# Chapitre 2 > Etude du vent ionique dans l'air initialement au repos

<b>1 Introduction .....</b>	<b>89</b>
<b>2 Dispositif expérimental, métrologie et actionneurs.....</b>	<b>90</b>
2.1 Contraintes de réalisation des actionneurs.....	90
2.1.1 Alimentation électrique.....	90
2.1.2 Instrumentation.....	92
2.1.3 Conséquences sur les paramètres d'entrées.....	94
2.2 Caractérisation de la vitesse du vent ionique.....	95
2.3 Caractérisations électrique et optique de la décharge .....	97
<b>3 Caractérisation de la décharge : choix des paramètres d'entrée .....</b>	<b>98</b>
3.1 Mesures optiques.....	98
3.1.1 Régimes de la décharge .....	98
3.1.2 Phase anodique vs phase cathodique.....	99
3.2 Mesures de la puissance électrique .....	101
3.2.1 Corrélation avec le régime de la décharge.....	101
3.2.2 Influence du diélectrique ( $\epsilon$ , $\epsilon_r$ ).....	103
3.3 Mesures de la longueur d'extension du plasma.....	103
3.3.1 Corrélation avec le régime de la décharge.....	103
3.3.2 Influence de l'électrode de masse ( $L_{gnd}$ ).....	105
3.4 Configurations retenues pour les applications aérodynamiques .....	107
3.4.1 Actionneurs $A_{sc}$ et $A_{dc}$ .....	107
3.4.2 Facteur d'échelle : critère pour la largeur ( $l_{act}$ ).....	108
3.4.3 Configuration multiple : critère pour la distance entre les actionneurs ( $D_{act}$ ).....	108
<b>4 Analyse de la vitesse moyenne : lois de comportement pour l'actionneur <math>A_{sc}</math> .....</b>	<b>110</b>
4.1 Topologie de l'écoulement induit .....	111
4.1.1 Visualisation par fumée .....	111
4.1.2 Distribution spatiale du vent ionique .....	111
4.2 Influence des paramètres électriques dans la zone d'accélération.....	115
4.2.1 Corrélation avec le régime de la décharge.....	115
4.2.2 Relation empirique entre la vitesse, la tension et la fréquence .....	118
4.3 Vitesse et longueur caractéristiques du vent ionique .....	123
4.3.1 Profils de vitesse adimensionnés.....	123

4.3.2 Prédiction des propriétés de l'écoulement dans la zone de diffusion.....	125
4.3.3 Confrontation de la loi de comportement à la littérature.....	128
<b>5 Analyse de la vitesse instantanée : répartition spectrale du vent ionique.....</b>	<b>130</b>
5.1 Mode continu : signature de la fréquence d'alimentation ( $f_{HV}$ ) .....	131
5.1.1 Réponse dans la zone d'accélération.....	131
5.1.2 Réponse dans la zone de diffusion.....	131
5.2 Mode instationnaire : signature de la fréquence de modulation ( $f_p$ ) .....	132
<b>6 Analyse de la vitesse moyenne en synchronisation de phase : prépondérance de la phase cathodique.....</b>	<b>133</b>
6.1 Corrélation entre la vitesse et la phase de l'actionneur $A_{sc}$ en mode continu .....	134
6.1.1 Phase anodique vs phase cathodique.....	134
6.1.2 Temps caractéristique du transfert de quantité de mouvement.....	136
6.1.3 Influence de la forme du signal électrique (rampes positives et négatives).....	138
6.2 Temps de réponse de l'actionneur $A_{sc}$ en mode instationnaire.....	140
<b>7 Synthèse et perspectives.....</b>	<b>142</b>

---

## 1 Introduction

Ce second chapitre présente l'étude de l'actionneur DBD AC développé au cours de cette thèse.

**Chap2§2.** L'objectif est de concevoir et de caractériser un seul et même actionneur qui puisse être appliqué aux trois configurations aérodynamiques retenues (plaque plane, profil et corps de Ahmed). Un certain nombre de contraintes de réalisation sont donc identifiées en amont, de manière à faciliter l'intégration et l'opérabilité de l'actionneur. Le dispositif expérimental mis en œuvre pour le caractériser et l'optimiser est présenté. L'étude de la décharge repose sur des mesures de courant et de puissance et sur des visualisations optiques. La caractérisation de l'actionneur porte sur l'étude du vent ionique par des mesures de vitesse avec un système LDA à deux composantes. Toutes les mesures sont réalisées dans l'air au repos.

**Chap2§3.** L'observation de la décharge sur un très grand nombre de cycles AC (visualisation intégrée en temps) permet de mettre en avant trois régimes : spot, diffus et filamentaire. La résolution de ces visualisations à l'échelle d'un seul cycle AC permet d'accéder aux différences de structures entre les phases anodique et cathodique de la décharge. Ces informations sont corrélées avec les mesures de puissance électrique pour différentes configurations de diélectriques multicouches. L'extension du plasma est caractérisée en fonction de la tension de l'alimentation ; l'influence de la longueur de l'électrode de masse sur le régime de la décharge est décrite. Sur la base des résultats de ces mesures et des éléments bibliographiques, deux configurations d'actionneurs sont retenues pour les applications aérodynamiques ; celles-ci sont peu différentes du point de vue du rendement électromécanique et dérivent principalement des contraintes d'encombrement imposées au départ. Finalement, deux critères sont utilisés pour dimensionner les actionneurs à plus grande échelle et les disposer en configuration multiple.

L'analyse de la vitesse de l'écoulement induit porte ensuite sur trois aspects en fonction du type de mesures LDA réalisées : mesures moyennes, séries temporelles ou en synchronisation de phase.

**Chap2§4.** Les mesures de vitesse moyenne permettent de décrire la topologie du vent ionique au plus proche de la zone de plasma (mesures à  $y = 0,2$  mm du diélectrique). Deux régions de l'écoulement induit sont mises en avant : une zone d'aspiration et d'accélération proche de la décharge et une zone de diffusion du vent ionique en aval du plasma. L'influence des paramètres électriques sur la zone d'accélération est étudiée en corrélation avec le régime de la décharge ; une loi de comportement liant la vitesse du vent ionique à la tension et la fréquence est alors proposée. De cette loi se dégagent une vitesse et une longueur caractéristiques utilisées pour adimensionner les profils de vitesse moyenne et prédire les propriétés de l'écoulement induit en aval de la décharge.

**Chap2§5.** Les séries temporelles mesurées au-dessus et en aval de la décharge permettent de caractériser la répartition spectrale du vent ionique. La signature de la fréquence d'alimentation en mode continu, ainsi que celle de la fréquence du pulse en

mode instationnaire, sont mises en avant pour le cas d'une alimentation sinusoïdale. La distribution spatiale de l'écoulement induit est corrélée à la signature fréquentielle de l'actionneur.

**Chap2§6.** Les mesures de vitesse réalisées en synchronisation de phase avec l'actionneur mettent en avant les différences entre les phases anodique et cathodique de la décharge. Ces mesures sont ensuite réalisées en mode continu pour plusieurs tensions d'alimentation ; les résultats conduisent à des interprétations sur le temps caractéristique du transfert de quantité de mouvement. L'influence de la forme du signal électrique (rampes positives et négatives) est également étudiée au-dessus du plasma. Finalement, le temps de réponse de l'actionneur est caractérisé lorsque celui-ci est piloté en mode instationnaire.

---

## 2 Dispositif expérimental, métrologie et actionneurs

L'objectif de cette section est tout d'abord de présenter les contraintes pour la conception de l'actionneur DBD AC. L'instrumentation des maquettes vise à intégrer les actionneurs sur une géométrie existante et non à établir la décharge en se servant du matériau de la maquette comme diélectrique. Les contraintes émanent aussi du fait d'instrumenter des maquettes de grande envergure par rapport à ce qui est classiquement réalisé dans la littérature. Les conséquences sur les paramètres d'entrée sont identifiées. Il s'agit aussi de synthétiser l'ensemble des observations qui ont été faites au cours des essais pour une future amélioration de l'actionneur.

Pour sa caractérisation, le choix s'est porté sur l'étude de l'écoulement induit par des mesures de vitesse en s'imposant deux critères : mesures résolues en temps et dans l'air au repos. Le dispositif expérimental mis en œuvre, ainsi que les principales caractéristiques du système LDA utilisé, sont décrits. L'étude de la décharge repose principalement sur des caractérisations électriques et optiques, dont la métrologie est présentée.

---

### 2.1 Contraintes de réalisation des actionneurs

Le développement de l'actionneur repose sur une optimisation des paramètres électriques et géométriques ayant été identifiés au cours de la revue bibliographique (Tableau 1.5).

---

#### 2.1.1 Alimentation électrique

L'alimentation électrique majoritairement utilisée dans ce travail est une alimentation haute tension sinusoïdale, réalisée par le GREMI et utilisée par [Magnier'07] et [Dong'08] au cours de leur thèse (Figure 2.1). Un signal sinusoïdal, délivré par un générateur de fonction de TTI® (série TG 2000, 20 MHz, 10 V), est amplifié<sup>24</sup> par un système composé d'un amplificateur audio Crown® (série XS1200, 22 Hz-22 kHz, 2,3 kW) et d'un transformateur monophasé de Trabo® (90 V/20 kV,

---

<sup>24</sup> L'amplification porte à la fois sur la puissance et la tension.

2 kW, jusqu'à 20 kHz). Les mesures de vitesse pour des signaux électriques de type rampes sont réalisées avec une alimentation Trek® (série 30/20A, 20 kV, 20 mA). Par défaut, les mesures présentées dans la suite sont donc relatives à l'utilisation de l'alimentation électrique sinusoïdale, notamment en ce qui concerne les applications aérodynamiques.

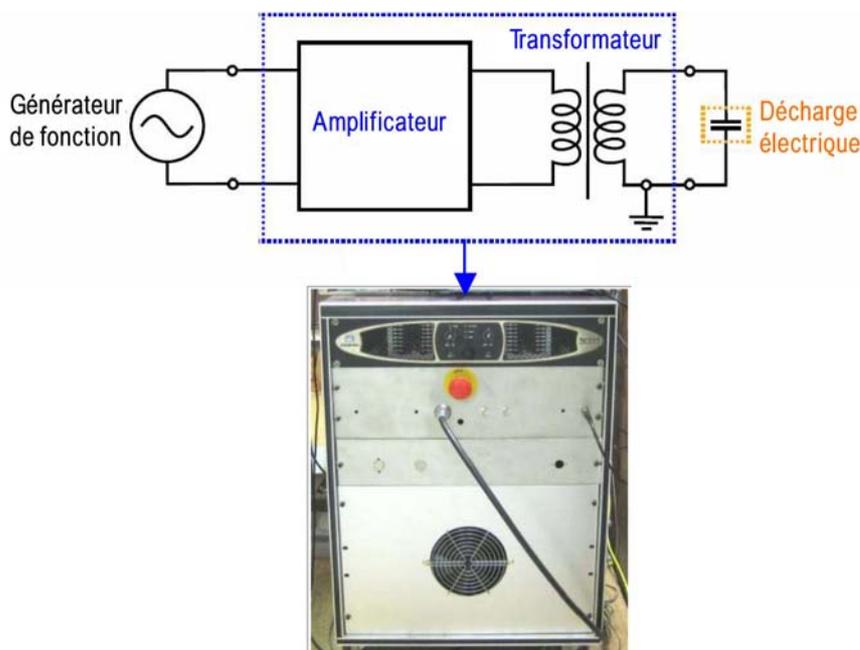


Figure 2.1 – Schéma électrique simplifié de l'alimentation haute tension réalisée au GREMI

La première contrainte vient de l'alimentation électrique qui ne peut délivrer qu'une tension maximale de 20 kV. A tension constante, les diélectriques fins ( $e < 1$  mm) induisent plus de vent ionique que les diélectriques épais [Jolibois'08a]. Ce résultat oriente le choix de l'épaisseur du diélectrique vers des diélectriques fins de manière à pouvoir tirer le meilleur profit de la tension maximale de l'alimentation. Le choix d'un diélectrique de faible épaisseur ( $\epsilon_r$ ) doit alors être orienté de manière à ce que la durée de vie des actionneurs soit satisfaisante. Au niveau fréquentiel, l'objectif est de pouvoir travailler avec la fréquence d'excitation de l'écoulement la plus importante possible, donc *a priori* avec la fréquence d'alimentation ( $f_{HV}$ ) la plus grande possible.

Par ailleurs, la largeur maximale de plasma ( $l_{act}$ ) qu'il est possible d'alimenter en fonction de  $V_{HV}$  et de  $f_{HV}$  dépend de la puissance de l'alimentation électrique ;  $l_{act}$  est donc défini comme le facteur d'échelle pour le dimensionnement d'actionneurs de grande taille. L'évolution de la puissance consommée par la décharge en fonction de  $l_{act}$  est étudiée dans la suite. Le transformateur utilisé dans l'alimentation conçue par le GREMI peut délivrer une puissance jusqu'à 2 kW. En pratique, en raison de pertes dans les connectiques électriques, la puissance fournie aux actionneurs est toujours inférieure à cette valeur (Chap2§3.4.2). Le critère pour déterminer la saturation en puissance de l'alimentation électrique repose sur la déformation du signal sinusoïdal de haute tension lorsque la demande des actionneurs est trop importante. Les problèmes inhérents au passage des câbles électriques dans les maquettes et à la connexion des actionneurs sont abordés plus spécifiquement pour chaque application dans les autres chapitres.

### 2.1.2 Instrumentation

Indépendamment de l'alimentation électrique, un autre argument en faveur d'un actionneur de faible épaisseur vient de la stratégie d'instrumentation des maquettes : l'objectif est de réaliser une peau d'actionneurs qui soit la moins intrusive possible, permettant d'habiller des parois courbées.

#### *Actionneurs en configuration multiple*

Un autre objectif consiste à réaliser des études paramétriques sur la position ou la surface d'action en profitant de la facilité de mise en œuvre de l'actionneur DBD. Il est possible de créer une configuration multiple en disposant plusieurs électrodes sur un même diélectrique mais cela suppose qu'il soit de très grande dimension. C'est cette démarche qui a été retenue pour l'application sur la plaque plane (1 m x 0,15 m). Pour le profil (1 m x 1,10 m), deux problèmes techniques se posent : d'une part, la pose sur la maquette est relativement compliquée et nécessite d'avoir un diélectrique parfaitement souple pour suivre la courbure ; d'autre part, si le diélectrique claque à un endroit, il est nécessaire de changer l'ensemble de la peau pour continuer à utiliser l'actionneur concerné. Dans le cadre de cette thèse, la configuration multiple consiste alors à positionner plusieurs actionneurs les uns après les autres, de sorte qu'il soit possible de remplacer l'actionneur en cas de claquage (profil et corps de Ahmed).

Pour la configuration multiple, il est nécessaire d'optimiser la distance entre chaque actionneur ( $D_{act}$ ), de manière à obtenir un cumul de vent ionique. En revanche, cette distance ne doit pas être trop faible pour éviter qu'un plasma parasite ne se forme entre l'électrode de haute tension d'un actionneur et l'électrode de masse de l'actionneur précédent (Figure 2.2a). Pour les applications concernées par cette thèse, la configuration multiple est relative à l'alimentation en parallèle de plusieurs actionneurs avec les mêmes paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ), c'est-à-dire avec une seule alimentation électrique. Par conséquent, l'objectif est d'optimiser la configuration multiple du point de vue spatial ( $D_{act}$ ) mais pas du point de vue temporel puisque les actionneurs ne sont pas déphasés les uns par rapport aux autres. Finalement, vis-à-vis de la puissance délivrée par l'alimentation, la dernière contrainte est de déterminer au travers de  $l_{act}$ , le nombre maximum d'actionneurs qui pourront être alimentés en parallèle pour un couple ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) donné.

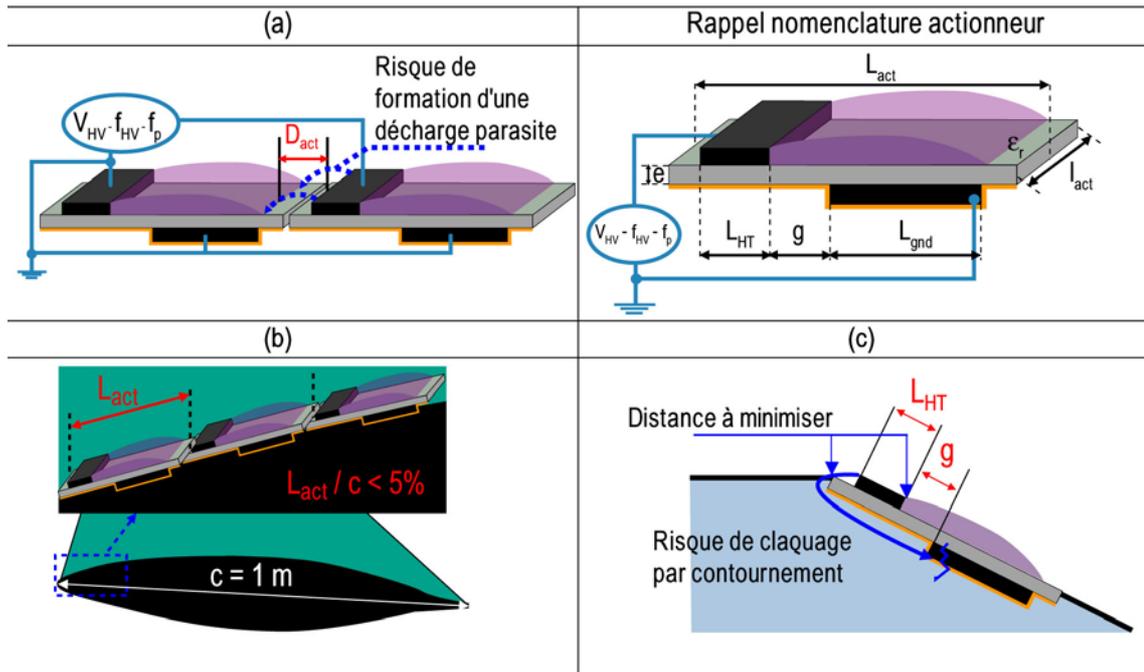


Figure 2.2 – Contraintes géométriques pour le développement des actionneurs : (a) distance entre les actionneurs, (b) paroi courbée et (c) rupture de pente

### Paroi courbée

Vis-à-vis du profil, l'objectif est de réaliser des actionneurs dont la longueur totale ( $L_{act}$ ) soit faible par rapport au rayon de courbure de la maquette (Figure 2.2b) ; au bord d'attaque du profil, des essais préliminaires ont conduit à imposer  $L_{act} < 50\text{ mm}$ , de sorte que la longueur maximale des actionneurs soit inférieure à 5% de corde dans cette région. Cette condition conduit à minimiser ( $L_{HT} + g + L_{gnd}$ ). D'après la littérature, la longueur de l'électrode de haute tension n'a pas d'influence sur le rendement électromécanique de l'actionneur :  $L_{HT}$  peut donc être librement choisie de manière à satisfaire aux contraintes d'encombrement. Pour le profil,  $L_{HT}$  a été prise égale à 6 mm ( $< 1\%$  de corde). Par ailleurs, le choix du diélectrique doit porter sur des matériaux peu épais et relativement souples.

### Rupture de pente

Une autre contrainte concerne la possibilité d'agir au plus proche d'une arrête suite à une rupture de pente comme c'est le cas sur la lunette arrière du corps de Ahmed. Il s'agit alors de diminuer au maximum  $L_{HT}$  et de positionner l'électrode de haute tension le plus au bord possible de l'actionneur, pour avoir une action qui débute près de l'arrête de la maquette ; cet objectif se heurte toutefois à la possibilité d'un claquage par contournement de la décharge (Figure 2.2c). Pour éviter ce claquage par contournement, un espace inter-électrode ( $g$ ) non nul est imposé pour éloigner l'électrode de masse de l'électrode de haute tension ;  $g$  a été fixé à 3 mm d'après les travaux de [Forte'07]. Pour créer la zone de plasma au plus proche de l'arrête,  $L_{HT}$  a été réduit jusqu'à 2 mm ; dans ces conditions, l'électrode de haute tension a pu être approchée à 2 mm du bord de l'actionneur sans risque de claquage.

### 2.1.3 Conséquences sur les paramètres d'entrées

Suite aux contraintes précédentes, deux paramètres géométriques sont fixés :  $L_{HT} = 2/6$  mm et  $g = 3$  mm. De plus, deux conditions d'encombrement sont imposées :  $e < 1$  mm pour le diélectrique et  $(L_{act})_{max} < 50$  mm pour la longueur totale de l'actionneur.

Le choix des paramètres restants ( $e$ ,  $\epsilon_r$ ,  $L_{gnd}$  et  $D$ ) garantit l'optimisation du rendement de l'actionneur car ce sont ceux qui ont le plus d'influence sur le transfert de quantité de mouvement, d'après la revue bibliographique. Leur détermination se fait sur la base de la puissance électrique et de la durée de vie des actionneurs pour le diélectrique ( $e$ ,  $\epsilon_r$ ). L'étude de la longueur d'extension du plasma et du régime de la décharge conduisent à l'optimisation de  $L_{gnd}$ . Deux critères tirés de la littérature permettent d'orienter le choix de ( $e$ ,  $\epsilon_r$ ,  $L_{gnd}$ ). D'après [Jolibois'08a], à partir d'une puissance électrique de l'ordre de 2 W/cm, la vitesse induite par un actionneur DBD converge vers une valeur seuil de l'ordre de 6 m/s. D'après [Moreau'07], l'extension maximale du plasma est de l'ordre de 20 mm.

La distance entre chaque actionneur ( $D_{act}$ ) et le nombre maximal d'actionneurs pouvant être alimentés ( $l_{act}$ ) dépendent directement de  $V_{HV}$  et  $f_{HV}$ . Ils sont donc déterminés *a posteriori* lorsque tous les paramètres géométriques de l'actionneur sont optimisés (Chap2§3.4).

#### Matériaux diélectriques et électrodes

Les électrodes sont constituées de bandes adhésives en cuivre d'une épaisseur totale de 80  $\mu$ m. Au niveau du diélectrique, plusieurs combinaisons différentes ont été envisagées à partir du Kapton<sup>®</sup> (actionneur  $A_{kap}$ ) et du Mylar<sup>®</sup> (actionneur  $A_{myl}$ ). Trois diélectriques multi-couches ont été constitués en superposant, de part et d'autre du Mylar<sup>®</sup>, une, deux ou trois couches de Kapton<sup>®</sup> ; ils sont respectivement désignés par actionneur simple couche ( $A_{SC}$ ), actionneur double couche ( $A_{DC}$ ) et actionneur triple couche ( $A_{TC}$ ). Les caractéristiques des configurations testées sont répertoriées dans le Tableau 2.1.

Désignation	Nombre de couches		e (mm)	Propriétés électriques à 1 kHz	
	Kapton <sup>®</sup>	Mylar <sup>®</sup>		$\epsilon_r$	$V_{cl}$ (kV)
$A_{kap}$	1	-	0,05*	[3,4 - 3,9]*	9 - [80 - 215 kV/mm]*
$A_{myl}$	-	1	0,48*	3*	17 - [17 kV/mm]*
$A_{SC}$	2	1	0,58	~ 3	18
$A_{DC}$	4	1	0,68	~ 3	>20
$A_{TC}$	6	1	0,78	~ 3	>20

\* données fournisseurs

Tableau 2.1 – Configurations de diélectriques testées

Les tensions de claquage du diélectrique ( $V_{cl}$ ) données dans le Tableau 2.1 ont été observées expérimentalement au cours des différents essais ; pour  $A_{myl}$ , elle est supérieure aux données fournisseurs. Les tensions  $V_{cl}$  ont valeur de maximum car elles varient avec le degré d'usure de l'actionneur et dépendent fortement de deux

paramètres. Le premier concerne la présence d'occlusions solides ou de bulles d'air entre les différentes couches de diélectriques (Figure 2.3a). La seconde est liée aux effets de pointe observés au niveau des électrodes qui présentent soit des défauts d'arrondi à leurs extrémités (Figure 2.3b) soit des défauts de parallélisme<sup>25</sup> (Figure 2.3c).

D'autre part, le Mylar® et le Kapton® ont des valeurs de permittivité peu différente. Etant donné qu'il y a un ordre de grandeur entre les épaisseurs de ces deux matériaux, la permittivité des actionneurs  $A_{SC}$ ,  $A_{DC}$  et  $A_{TC}$  peut être considérée proche de celle du Mylar®. En revanche, l'épaisseur ( $e$ ) et les tensions de claquage du plasma ( $V_o$ ) et du diélectrique ( $V_{cl}$ ) sont différentes ; toutes ces caractéristiques augmentent en fonction du nombre de couches de Kapton® et, dans la suite, permettent d'orienter le choix de la configuration.

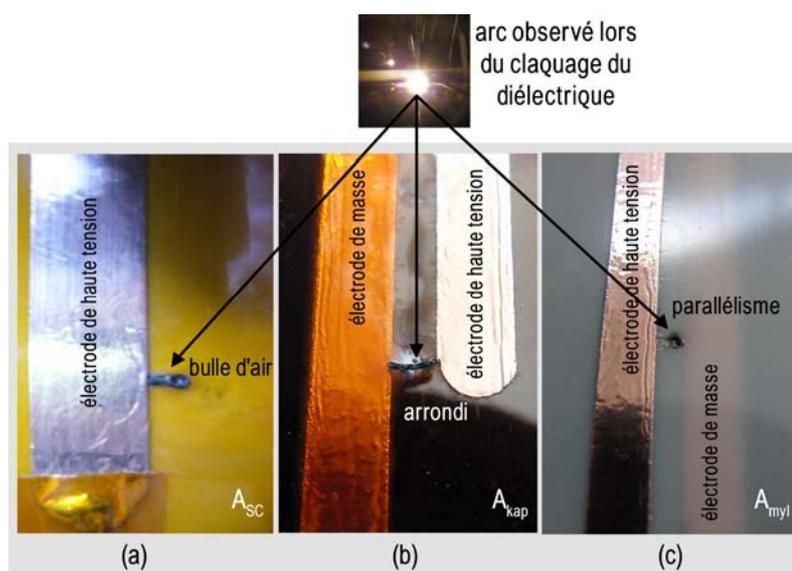


Figure 2.3 – Facteurs conduisant à un claquage prématuré du diélectrique : (a) bulle d'air entre les couches d'un actionneur  $A_{sc}$  (b) défaut d'arrondi et (c) défaut de parallélisme

## 2.2 Caractérisation de la vitesse du vent ionique

Les mesures de vitesse du vent ionique sont réalisées dans la section de la soufflerie de type Eiffel de l'Institut PRISME. Deux parois permettent de fermer la veine d'essais pour créer une enceinte hermétique de dimensions 0,5 m x 0,5 m x 1 m (Figure 2.4).

Un système LDA deux composantes de Dantec Dynamics® (série BSA 51N) permet de réaliser localement des mesures de vitesse résolues en temps dans l'air initialement au repos. Un laser continu d'argon ionisé de 15 W de Spectra-Physics® (série 2000) est utilisé pour créer deux faisceaux bleus ( $\lambda = 488$  nm) et deux faisceaux verts ( $\lambda = 515$  nm). Ils sont acheminés jusqu'à l'enceinte par une fibre optique, équipée en son extrémité d'une lentille de focale 500 mm. Le volume de mesure ainsi créé est ellipsoïdal et a pour dimensions 80  $\mu\text{m}$  x 80  $\mu\text{m}$  x 1000  $\mu\text{m}$ . Les faisceaux lasers sont inclinés de 8° par rapport à la surface du diélectrique de manière à approcher le volume

<sup>25</sup> Ce dernier point (parallélisme) est d'autant plus crucial qu'un espace inter-électrode a été imposé et qu'il complique la réalisation d'actionneurs pour lesquels la largeur des électrodes dans le sens transversal ( $l_{act}$ ) est de l'ordre de 1 m.

de mesure au plus près de la zone de plasma. Les mesures sont ainsi réalisées pour des hauteurs de  $y = 0,2$  à  $5$  mm au-dessus du diélectrique. Un système de déplacement automatisé Isel® à deux axes (série Automation LF5, résolution :  $0,1$  mm, précision :  $\pm 0,02$  mm) permet de faire des mesures dans les directions longitudinale ( $x$ ) et normale ( $y$ ). L'enceinte estensemencée par l'intermédiaire d'un générateur d'aérosol Pivtec® (série PivPart30) qui diffuse un brouillard d'huile d'olive ; le diamètre moyen des particules est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  (données constructeur).

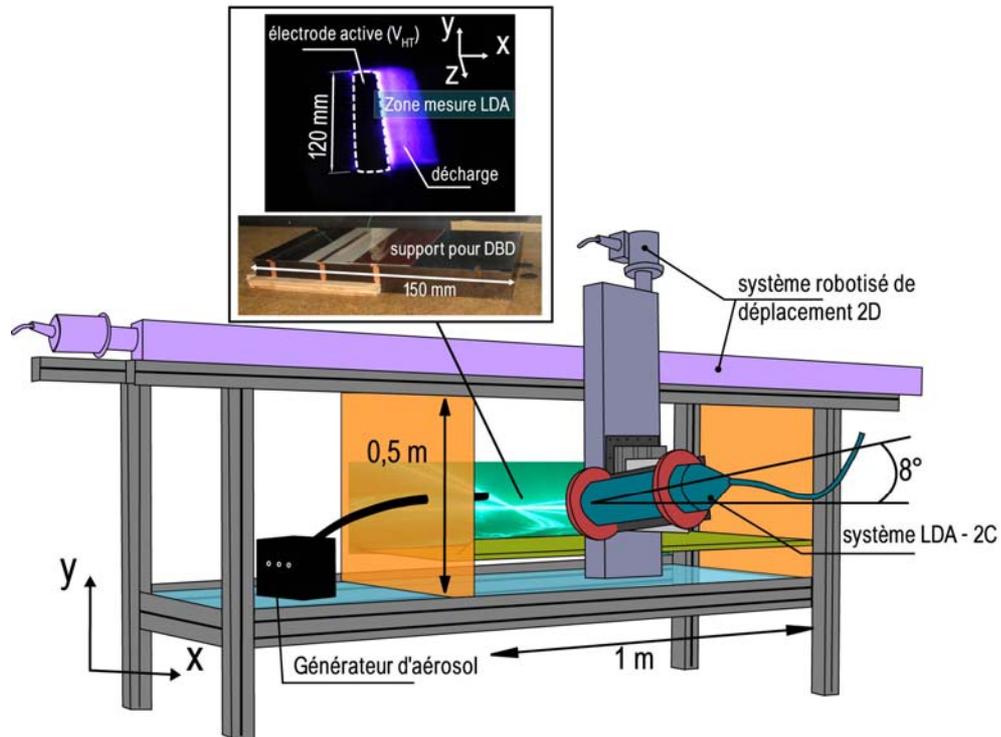


Figure 2.4 – Dispositif expérimental pour les mesures de vitesse avec le système LDA

Pour la mesure de la vitesse, un protocole rigoureux est suivi. Tout d'abord, l'enceinte estensemencée pendant 30 secondes, puis un délai de quelques minutes est observé de manière à attendre que la fumée soit au repos. Un tube de Pitot, placé dans l'enceinte et relié à un manomètre, permet de s'assurer que l'air ambiant est calme avant de lancer l'acquisition ; il permet aussi de vérifier qu'aucun écoulement de recirculation n'est présent dans l'enceinte au cours des mesures. Les parois de la veine en plexiglas sont nettoyées régulièrement de manière à conserver une fréquence d'acquisition raisonnable ; celle-ci est comprise entre 1 et  $6,5$  kHz en fonction de la zone de mesure (Annexe A) ; le temps d'acquisition est compris entre 10 et 60 s.

L'actionneur est fixé sur un support plan horizontal ; la zone de la décharge est limitée par la fin de l'électrode de masse (fin de l'actionneur) mais le diélectrique s'étend au-delà, de manière à réaliser des mesures de l'écoulement induit en aval du plasma sans discontinuité géométrique, jusqu'à environ  $150$  mm (Figure 2.4).

Les mesures sont répétées plusieurs fois de manière à s'affranchir des problèmes de stabilité de la décharge (Annexe A). Dans la suite, les barres d'erreurs portées sur les graphiques représentent donc l'écart-type des mesures répétées au moins cinq fois, à intervalles réguliers. Entre chaque répétition, la surface du diélectrique est nettoyée par l'application d'un chiffon en papier imbibé d'acétone, permettant également de la décharger.

Il est considéré dans la suite, pour l'interprétation des résultats, que la charge éventuelle des particules d'huile d'olive est négligeable.

## 2.3 Caractérisations électrique et optique de la décharge

Les mesures pour la caractérisation de la décharge ont été réalisées en collaboration avec le GREMI. Les mesures électriques et les visualisations intégrées en temps ont été réalisées dans l'enceinte fermée décrite précédemment, tandis que l'imagerie rapide ICCD a été menée au GREMI, également dans une enceinte fermée.

### *Mesures électriques*

La tension appliquée aux bornes de l'actionneur est mesurée à l'aide d'une sonde de haute tension Tektronix® (série P60115A). Une sonde de courant de type bobine de Rogowski de Stangenes® est utilisée pour la mesure de courant (140 Hz – 35 MHz). La puissance électrique est déterminée indirectement en mesurant la tension aux bornes d'un condensateur (50 - 100 nF) en série avec l'actionneur ; la méthode (courbe de Lissajous) est détaillée dans l'Annexe B. Tous les signaux électriques sont visualisés et enregistrés à l'aide d'un oscilloscope numérique LeCroy® (série WaveSurfer 454, 500 MHz, 2 GS/s). Les mesures de courant sont résolues en temps mais intègrent spatialement l'ensemble des événements ayant lieu dans la décharge. Chaque mesure de puissance est répétée cinq fois et l'acquisition de la tension porte sur une dizaine de périodes, soit environ  $5 \cdot 10^6$  échantillons par mesure.

### *Mesures optiques*

Une caméra rapide intensifiée Andor® (série iStar DH734-18F-950), synchronisée avec l'alimentation électrique, est utilisée pour visualiser la structure de la décharge avec une résolution temporelle inférieure à la période de l'alimentation AC de l'actionneur (fenêtre ICCD  $\sim 10 \mu\text{s}$ ). La caméra est équipée d'un objectif Canon® (série FD, 35-105 mm, f/3,5) et la décharge est visualisée sur une zone de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  ( $1024 \times 1024 \text{ px}^2$ , calibration :  $25 \mu\text{m} / \text{px}$ ). Les mesures sont répétées de manière à faire apparaître dans la zone de visualisation un ou plusieurs événements liés à la décharge (filament ou spot).

En complément de ces mesures, des photographies (images RAW) ont été prises avec un appareil grand public Casio® (série Exilim F1 Pro, 7,3-87,6 mm, f/2,7-7,5). Il est équipé d'un capteur CMOS ( $2816 \times 2112 \text{ px}^2$ ) et d'un filtre RVB de type Bayer. La décharge est visualisée dans son ensemble ( $50 \times 120 \text{ mm}^2$ ) en positionnant l'appareil au-dessus de l'enceinte représentée sur la Figure 2.4 (résolution :  $55 \mu\text{m} / \text{px}$ ). Le temps de pose (15 – 30 s) est calibré à partir des mesures par imagerie ICCD rapide ; les images RAW sont traitées suivant une méthode détaillée à l'Annexe C qui permet de caractériser le régime de la décharge et d'estimer la longueur du plasma en fonction de ( $V_{\text{HV}}$ ,  $f_{\text{HV}}$ ). Il s'agit de mesures intégrées temporellement sur plusieurs dizaines de milliers de cycles de la décharge.

**Par convention, les images présentées en couleurs sont celles obtenues par photographie (CMOS) tandis que celles présentées en noir et blanc proviennent de l'imagerie rapide (ICCD).**

### 3 Caractérisation de la décharge : choix des paramètres d'entrée

Les résultats de la caractérisation optique et électrique de la décharge qui ont conduit à l'optimisation des paramètres de l'actionneur ( $e$ ,  $\epsilon_r$ ,  $L_{\text{gnd}}$ ) sont présentés ici.

---

#### 3.1 Mesures optiques

La description de la décharge est divisée en deux parties. Tout d'abord, les photographies intégrées en temps permettent de décrire son comportement global sur plusieurs cycles AC. Puis, l'imagerie rapide permet de résoudre la visualisation à l'échelle d'un seul cycle pour documenter les différences de structures entre les phases anodique et cathodique.

---

##### 3.1.1 Régimes de la décharge

A partir d'observations qualitatives, trois régimes différents de la décharge peuvent toujours être visualisés, indépendamment du diélectrique ( $e$ ,  $\epsilon_r$ ) ou du paramètre géométrique  $L_{\text{gnd}}$ .

La Figure 2.5 présente le cas de l'actionneur  $A_{\text{DC}}$  ( $g = 3 \text{ mm}$ ,  $L_{\text{gnd}} = 50 \text{ mm}$ ) pour lequel la tension est progressivement augmentée à fréquence constante ( $f_{\text{HV}} = 1 \text{ kHz}$ ) :

- régime « spot » : la décharge n'est pas allumée de manière uniforme le long de l'électrode active. Les zones d'ionisation se concentrent uniquement sur plusieurs points lumineux faiblement étendus ; ceux-ci s'évasent progressivement de l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse. La position de ces points d'allumage est vraisemblablement liée à des irrégularités sur le bord de l'électrode de haute tension qui concentrent les lignes de champ électrique en ces endroits.
- régime « diffus » : les points d'allumage de la décharge sont plus nombreux et plus lumineux au bord de l'électrode active. Le chevauchement des parties évasées confère à la décharge un aspect plus uniforme.
- régime « filamentaire » : la décharge est caractérisée par la formation de filaments très lumineux qui se propagent depuis l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse jusqu'à une distance de l'ordre de 15 mm ; au-delà, ils sont dirigés dans la direction transversale. Ils sont facilement observables à l'œil nu et engendrent un crépitement très perceptible.

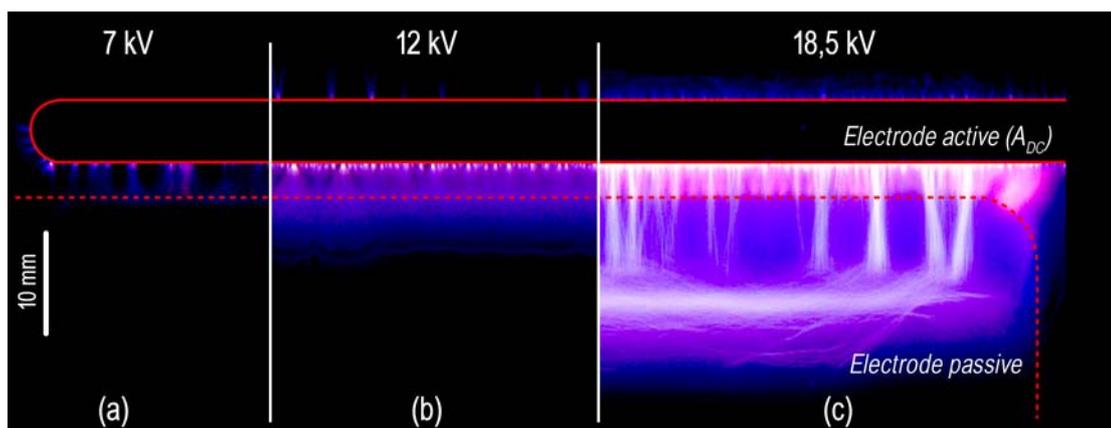


Figure 2.5 – Photographies CMOS de la décharge pour  $A_{DC}$  ( $f_{HV} = 1$  kHz) (a) régime spot, (b) régime diffus et (c) régime filamentaire

Dans la littérature, plusieurs auteurs rapportent que la décharge devient « de plus en plus filamentaire » lorsque la tension ou la fréquence sont augmentées. Dans sa revue, [Corke'08] présente des images qui s'apparentent au régime filamentaire décrit ici (voir Figure 1.28a). Dans le cadre de notre étude, le régime filamentaire est considéré sur la base des observations qualitatives précédentes. Plusieurs paramètres jouent de manière prépondérante sur la transition du régime diffus au régime filamentaire ; l'influence des principaux ( $e$ ,  $L_{gnd}$ ,  $V_{HV}$  et  $f_{HV}$ ) est décrite dans la suite. D'autre part, la puissance, la longueur d'extension du plasma et la vitesse du vent ionique sont caractérisées en fonction de ces régimes.

A noter que sur les photographies présentées à la Figure 2.5, une décharge parasite est visible sur le bord de l'électrode de haute tension qui n'est pas en vis-à-vis direct avec l'électrode de masse (bord supérieur sur les photographies) ; cette décharge parasite peut facilement être supprimée en encapsulant ce côté de l'électrode active.

### 3.1.2 Phase anodique vs phase cathodique

L'imagerie ICCD rapide est utilisée pour qualifier la structure de la décharge pendant les alternances positive (phase anodique) et négative (phase cathodique). La Figure 2.6 présente le cas de l'actionneur  $A_{SC}$  ( $L_{HT} = 6$  mm,  $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 6$  mm) lorsque la décharge n'est pas complètement uniforme (régime spot). Des résultats similaires sont obtenus lorsque celle-ci est plus uniforme. Le temps de pose est ajusté à  $250 \mu s$  de manière à couvrir tous les événements ayant lieu dans la fenêtre de visualisation au cours de la première moitié de l'alternance positive (ou négative) ; les photographies sont donc représentatives des extensions maximales du plasma.

Au cours de l'alternance positive, la décharge est constituée de filaments qui sont de plus en plus ramifiés à mesure qu'ils se propagent de l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse (Figure 2.6b). Au cours de l'alternance négative, la décharge est moins irrégulière : elle est constituée de zones d'ionisation plus diffuses (Figure 2.6c). Par ailleurs, pendant l'alternance positive, la décharge est spatialement plus aléatoire car elle n'est pas toujours présente dans la zone d'observation avec un temps de pose d'un ordre de grandeur plus petit ( $20 \mu s$ ) ; à l'inverse, pendant l'alternance négative, la décharge peut toujours être observée même avec un temps de pose plus court (jusqu'à  $500$  ns). De plus, les filaments de la phase anodique sont plus longs que les spots d'ionisation diffuse de la phase cathodique : un rapport d'environ  $0,6$  à  $0,7$  est constaté entre les longueurs de ces deux structures. Dans la suite, le

transfert de quantité de mouvement (vitesse du vent ionique) est caractérisé en fonction des phases anodique et cathodique (Chap2§6).

Le courant de décharge est caractéristique d'une DBD classique (Figure 2.6d). Les pics de courant de l'alternance positive sont d'une plus grande amplitude ( $\sim 15$  à  $30$  mA) et d'une fréquence moins importante que ceux de l'alternance négative ( $< 5$  mA). De plus, la forme du courant est bien corrélée avec la manière dont la décharge se propage au cours des phases anodique et cathodique en accord avec la description exposée au Chap1§4.2.1 dans la revue bibliographique.

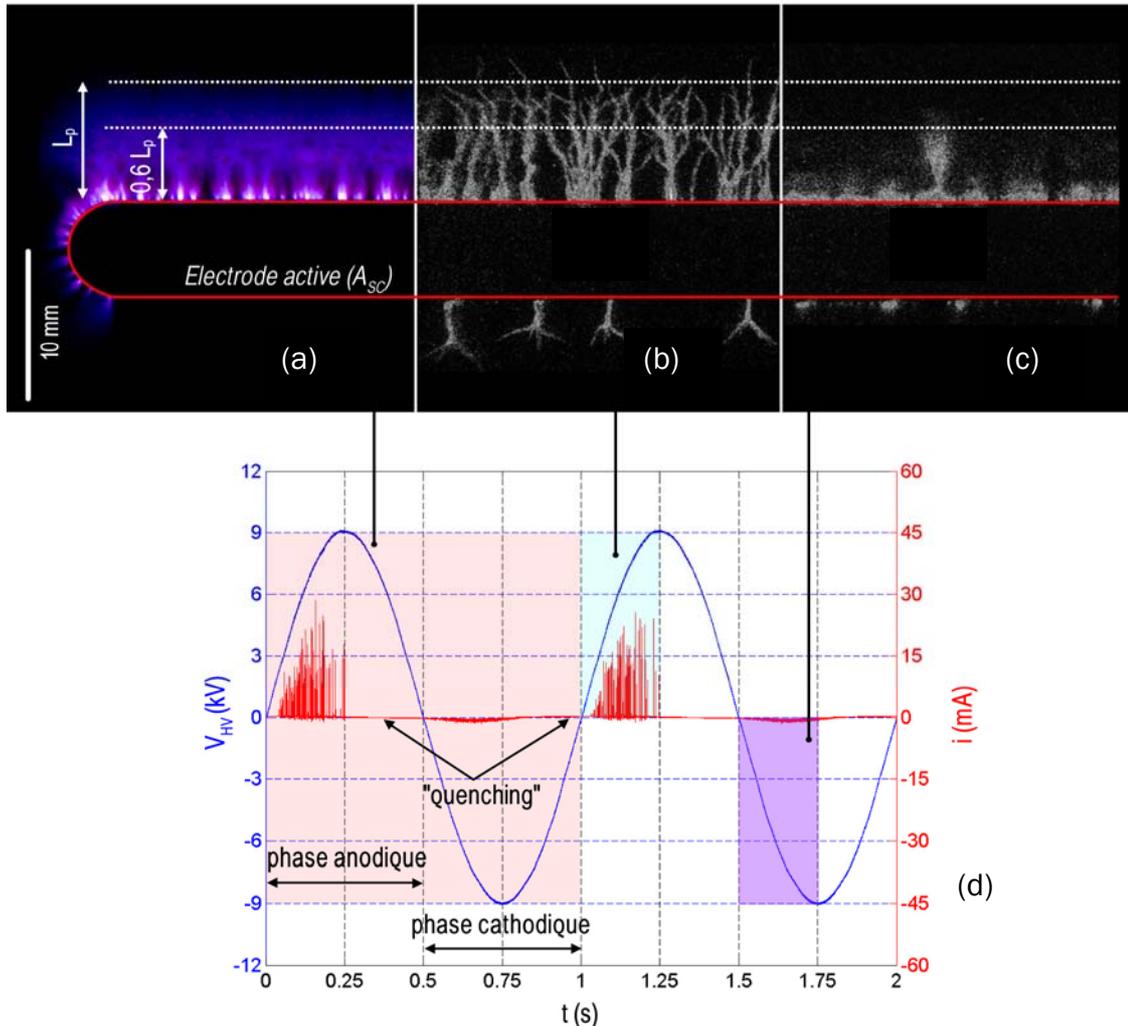


Figure 2.6 – (a) Visualisation intégrée en temps comparée à l'imagerie ICCD ( $250 \mu s$ ) pour (b) la phase anodique et (c) la phase cathodique, corrélée au (d) courant de décharge pour  $A_{sc}$  ( $V_{HV} = 9$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

La Figure 2.6a propose aussi une comparaison des images ICCD avec une image RAW (non résolue en temps). La longueur du plasma  $L_p$  déterminée à partir du traitement de l'image RAW est de l'ordre de grandeur de celle des filaments qui se développent au cours de la phase anodique (voir Annexe C). Dans la suite, cette longueur, considérée comme l'extension maximale du plasma, est évaluée en fonction des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) pour plusieurs configurations d'actionneurs.

Le passage du régime diffus au régime filamentaire décrit précédemment se traduit par des pics de courant plus nombreux et d'une amplitude plus importante dans la décharge. La longueur et la luminosité plus importantes des filaments sont significatives de l'augmentation du courant. Une caractérisation plus précise du courant de décharge pour le régime filamentaire est actuellement en cours au GREMI.

Il faut souligner que c'est par abus de langage que, dans la suite, le régime diffus est opposé au régime filamentaire car, dans les deux cas, la décharge est animée de filaments durant la phase anodique. L'emploi du terme filamentaire a pour but d'insister sur le fait que, dans ce régime, davantage de charges sont transférées par les filaments ; leur longueur est en effet bien plus importante que celle des filaments des régimes spot et diffus car ils se développent également dans la direction transversale au-dessus de l'électrode de masse (Figure 2.5c).

### 3.2 Mesures de la puissance électrique

La puissance électrique consommée par la décharge est mesurée en fonction de  $V_{HV}$ , à fréquence constante ( $f_{HV} = 1$  kHz), pour les différentes configurations de diélectriques présentées dans le Tableau 2.1. Les paramètres géométriques sont identiques pour les cinq actionneurs ( $L_{HT} = 6$  mm,  $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 6$  mm). La largeur de l'actionneur ( $l_{act} = 110$  mm) est considérée comme la largeur sur laquelle se forme le plasma ; elle ne représente donc pas la largeur totale des électrodes de haute tension et de masse dans le sens transversal.

#### 3.2.1 Corrélation avec le régime de la décharge

Les mesures de la puissance électrique sont présentées en fonction de  $(V_{HV} - V_0)$  avec  $V_0$  correspondant à la tension d'allumage de la décharge (Figure 2.7) ;  $V_0$  est déterminée de manière expérimentale et représente la tension à partir de laquelle la puissance électrique n'est plus négligeable<sup>26</sup>, typiquement de l'ordre de quelques dizaines de mW.

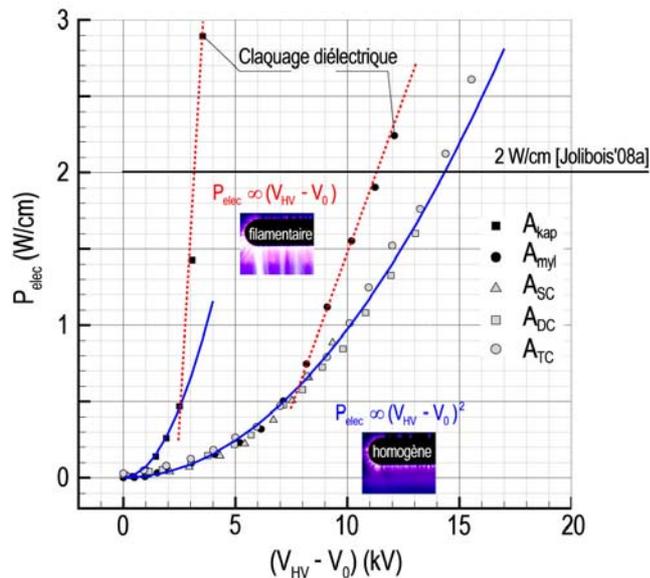


Figure 2.7 – Puissance électrique en fonction du type de diélectrique pour  $V_{HV} = [4-20$  kV] et  $f_{HV} = 1$  kHz

<sup>26</sup> Du point de vue qualitatif,  $V_0$  correspond à l'allumage simultané de plusieurs points au niveau de l'électrode active. Cette tension est supérieure à celle qui permet de voir apparaître les premiers pics de courant positifs dans la décharge qui correspondent à l'allumage du premier point. A noter que la valeur de  $V_0$  déterminée expérimentalement est peu différente de celle trouvée par interpolation.

Indépendamment du type de diélectrique, lorsque la décharge est en régime spot ou diffus, la puissance suit une loi empirique de la forme  $P_{\text{elec}} \propto (V_{\text{HV}} - V_0)^2$ , en accord avec les résultats de [Pons'05]. L'évolution linéaire entre la puissance et la fréquence proposée par [Dong'08a], et confirmée par [Jolibois'08a], est supposée par défaut<sup>27</sup>. La puissance électrique des actionneurs utilisés dans ce travail est donc proposée sous la forme :

$$P_{\text{elec}} = A I_{\text{act}} f_{\text{HV}} (V_{\text{HV}} - V_0)^2 \quad (\text{E2.1})$$

Le Tableau 2.2 donne la valeur de  $V_0$  et celle du paramètre A qui permettent d'ajuster l'équation (E2.1) avec un facteur de détermination proche de 1. La puissance électrique est exprimée directement en Watt de manière à faire intervenir le facteur d'échelle  $I_{\text{act}}$  ; la linéarité est assumée par défaut. Elle est vérifiée par des mesures complémentaires présentées au Chap2§3.4.2.

	A (W/m.kHz.kV <sup>2</sup> )	V <sub>0</sub> (kV)	R <sup>2</sup>	Validité*
A <sub>kap</sub>	7,25	5,6	0,99	8 kV
A <sub>myl</sub>	0,93	5,1	0,99	12 kV
A <sub>sc</sub>	1,00	4,0	0,99	16 kV
A <sub>dc</sub>	0,93	6,2	0,99	19 kV
A <sub>tc</sub>	1,04	7,0	0,99	23 kV

\* domaine de tension pour lequel (E2.1) a été déterminée

Tableau 2.2 – Valeurs du paramètre A de la loi empirique  $P_{\text{elec}} \propto (V_{\text{HV}} - V_0)^2$  pour les cinq configurations de diélectriques ( $g = 3$  mm et  $L_{\text{gnd}} = 6$  mm)

Pour les actionneurs A<sub>kap</sub> et A<sub>myl</sub>, le régime filamentaire est observé à partir d'un seuil d'environ 8 kV et 13 kV respectivement pour  $f_{\text{HV}} = 1$  kHz (Figure 2.7). Au-dessus de ce seuil, la puissance électrique suit une loi de la forme  $P_{\text{elec}} \propto (V_{\text{HV}} - V_0)^2$ <sup>28</sup>. Le même comportement linéaire est rapporté par [Allegraud'07] pour un actionneur DBD AC avec un diélectrique en verre<sup>29</sup>. Dans ce cas, lorsque la tension augmente, la puissance croît de manière plus importante que pour les régimes spot et diffus. Une grande quantité de charges est vraisemblablement transférée par le biais des filaments, ce qui va dans le même sens que les observations de la décharge.

Il découle des mesures précédentes que, pour  $V_{\text{HV}}$  et  $f_{\text{HV}}$  constants, plus le diélectrique est fin, plus la puissance électrique est importante ; ce qui est en accord avec la littérature.

Par ailleurs, une extrapolation des données sous la forme  $P_{\text{elec}} \propto (V_{\text{HV}})^n$ , où l'exposant n n'est pas fixé, a aussi été étudiée (Annexe B). Il en ressort que la loi en puissance avec  $n \sim 7/2$ , suggérée par [Enloe'04b], ne semble pas s'appliquer lorsque la décharge est filamentaire ou peu allumée. Elle ne permet pas d'extrapoler de manière satisfaisante les mesures réalisées pour les actionneurs A<sub>kap</sub> et A<sub>myl</sub>. Dans la suite, c'est

<sup>27</sup> Dans la gamme de fréquences étudiées (0,25 – 1,5 kHz),  $V_0$  varie peu avec la fréquence. La tension d'allumage du plasma est donc considérée comme dépendant principalement du matériau diélectrique et de son épaisseur.

<sup>28</sup> Dans ce cas, il ne s'agit pas tout à fait de la même tension  $V_0$  que celle apparaissant dans la relation (E2.1).

<sup>29</sup> Configuration de la décharge DBD dans cette étude :  $e = 2$  mm,  $g = 6$  mm,  $L_{\text{gnd}} = 20$  mm. La puissance évolue linéairement avec la tension lorsque celle-ci est supérieure à 16 kV ( $f_{\text{HV}} = 50$  Hz).

donc la loi (E2.1) qui est retenue pour calculer la puissance des actionneurs. Les résultats présentés ici démontrent qu'elle peut s'appliquer à des diélectriques d'une très faible épaisseur (jusqu'à 0,05 mm) alimentés par des tensions  $V_{HV} > 10$  kV.

### 3.2.2 Influence du diélectrique ( $\epsilon$ , $\epsilon_r$ )

La puissance électrique des actionneurs  $A_{SC}$ ,  $A_{DC}$  et  $A_{TC}$  évolue de manière similaire à celle de l'actionneur composé uniquement de Mylar® ( $A_{myl}$ ). La principale différence vient du fait que l'ajout de Kapton® permet de retarder le passage de la décharge au régime filamentaire et prolonge le régime diffus jusqu'à des tensions plus élevées (Figure 2.7). Il permet également d'augmenter la durée de vie des actionneurs en repoussant la tension de claquage des diélectriques multi-couches par rapport à celle de  $A_{myl}$  (Tableau 2.2). Par comparaison avec  $A_{kap}$ , le passage au régime filamentaire semble être lié à la fois au type de diélectrique qui accumule les charges de surface mais aussi à l'épaisseur totale du diélectrique. A noter que des mesures complémentaires sont actuellement en cours au GREMI pour caractériser la propagation des filaments à la surface de diélectriques avec des propriétés électriques différentes.

Pour  $A_{kap}$  et  $A_{myl}$ , la limite de 2 W/cm se situe dans le domaine où la décharge est filamentaire tandis que pour  $A_{SC}$ ,  $A_{DC}$  et  $A_{TC}$ , elle se situe dans le domaine du régime diffus. De plus, la durée de vie des actionneurs  $A_{kap}$  et  $A_{myl}$  étant inférieure, ils n'ont pas été retenus. Enfin, l'évolution de la puissance pour  $A_{TC}$  est très peu différente de celle pour  $A_{DC}$ , semblant indiquer une convergence de la puissance en fonction du nombre de couches de Kapton® de part et d'autre du Mylar®.

En conclusion, suite aux mesures de puissance, les actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  ont été choisis pour les applications aérodynamiques.

## 3.3 Mesures de la longueur d'extension du plasma

L'extension du plasma est étudiée pour plusieurs cycles AC de la décharge en fonction de la tension et de la fréquence<sup>30</sup> ; elle est corrélée au régime de la décharge et permet d'orienter le choix de  $L_{gnd}$ .

### 3.3.1 Corrélation avec le régime de la décharge

La longueur d'extension du plasma est mesurée pour un actionneur  $A_{DC}$  ( $g = 3$  mm) en fonction de la tension  $V_{HV} = [6 - 21$  kV] pour  $f_{HV} = 1$  kHz. La longueur de l'électrode de masse est d'abord fixée à  $L_{gnd} = 50$  mm de manière à déterminer l'extension maximale du plasma en fonction du régime de la décharge.

Deux protocoles expérimentaux sont testés avec pour objectif d'étudier l'influence des charges déposées sur la surface du diélectrique. Dans le premier cas (« avec charges »), les mesures sont réalisées de 6 à 18,5 kV avec le même actionneur sans intervenir sur la surface ; dans le deuxième cas (« sans charge »), après chaque mesure (de 6 à 21 kV), le diélectrique est nettoyé avec un solvant (acétone) ; cette technique est notamment employée par [Opait's08b] pour décharger le diélectrique<sup>31</sup>.

<sup>30</sup> Toutes les mesures sur la longueur du plasma ont été réalisées avec l'alimentation TREK®.

<sup>31</sup> L'effet du nettoyage à l'acétone n'est pas clairement identifié. S'il permet d'éliminer les charges sur le diélectrique, il doit aussi probablement modifier la chimie du plasma en surface.

La Figure 2.8 présente les résultats pour les deux cas. Tout d'abord, l'application du solvant modifie le régime de la décharge. Alors que le plasma devient très filamentaire à partir d'environ 17 kV dans le cas sans solvant, la décharge reste dans le régime diffus jusqu'à 21 kV lorsque le solvant est appliqué sur le diélectrique (Figure 2.8a). Le passage de la décharge au régime filamentaire semble donc lié à l'accumulation des charges sur le diélectrique au cours des différents tests. De plus, lorsque la décharge est peu uniforme pour le cas « avec charges », elle l'est davantage dans le cas « sans charges » (Figure 2.8b).

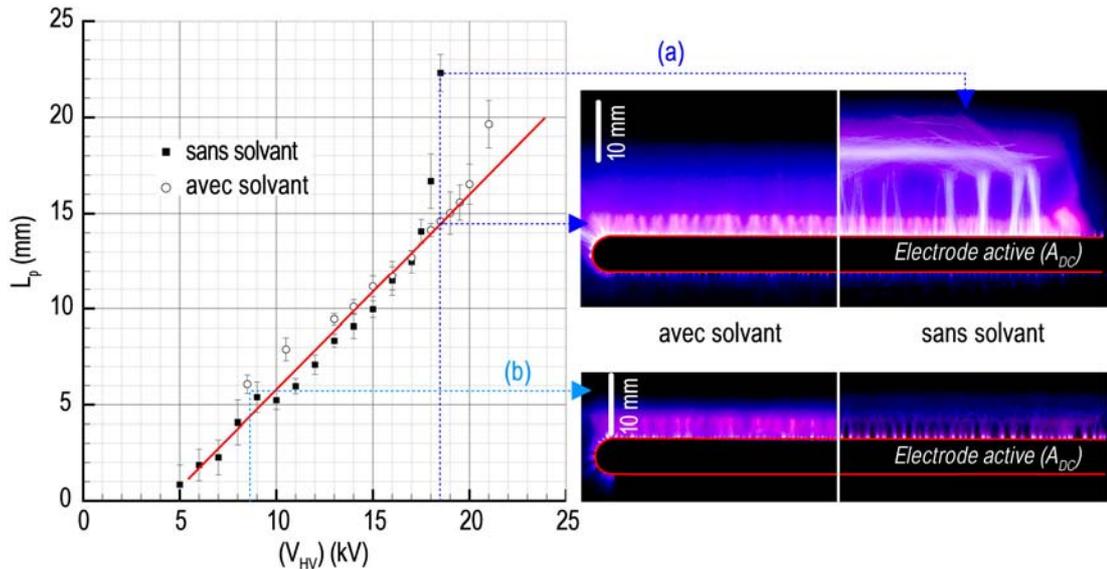


Figure 2.8 – Longueur d'extension du plasma en fonction du régime de la décharge pour  $A_{DC}$  ( $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 50$  mm et  $f_{HV} = 1$  kHz)

L'extension du plasma varie linéairement avec la tension, en accord avec la littérature [Allegraud'07], [Hoskinson'08b] (Chap1§4.2.1). Ce comportement est valable dans le domaine où la décharge est dans les régimes spot et diffus. Lorsque le solvant est appliqué à la surface du diélectrique, la loi se prolonge jusqu'à des tensions où la décharge se trouve déjà dans le régime filamentaire dans le cas « avec charges ». Par ailleurs, lorsque la décharge est filamentaire, le plasma s'étend légèrement au-delà de la ligne que forme, en moyenne, les filaments ; la longueur d'extension s'écarte alors de l'évolution linéaire précédente.

D'après la Figure 2.8, la longueur d'extension maximale du plasma avant que la décharge ne devienne très filamentaire est de l'ordre de 13 mm. Ce résultat suggère une longueur maximale pour l'électrode de masse de l'ordre de  $(L_{gnd})_{max} \sim (13 - g) \sim 10$  mm.

La configuration étudiée pour la mesure de puissance ( $g + L_{gnd} = 9$  mm) est optimisée pour des tensions d'application de l'ordre de 15 kV ( $L_p \sim 10$  mm) ; elle est conservée par la suite.

Trois couples ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) ont été comparés pour une pente de la tension constante ( $4V_{HV}f_{HV} \sim 85$  V/ $\mu$ s). Les résultats sont présentés dans le cas où le solvant est appliqué sur le diélectrique de manière à ce que la décharge soit dans le régime diffus dans les trois cas (Figure 2.9). Les visualisations montrent que la longueur d'extension n'est pas la même dans les trois cas : elle est plus grande lorsque la tension est plus importante. Cette observation suggère que la longueur du plasma dépend davantage de

la tension que de la fréquence lorsque la pente du signal d'alimentation est constante. De plus, les longueurs de la décharge dans les cas ( $V_{HV} = 8,5 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 2,5 \text{ kHz}$ ) et ( $V_{HV} = 10,5 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 2 \text{ kHz}$ ) peuvent être comparées à celles mesurées aux mêmes tensions pour  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$  dans le cas où le solvant n'est pas appliqué à la surface du diélectrique<sup>32</sup>. Elles sont comparables, de l'ordre de 4,5 mm et 6,5 mm, respectivement pour  $V_{HV} = 8,5 \text{ kV}$  et  $V_{HV} = 10,5 \text{ kV}$  (Figure 2.8). Dans la suite, il sera donc considéré que la fréquence  $f_{HV}$  a peu d'influence sur la longueur du plasma.

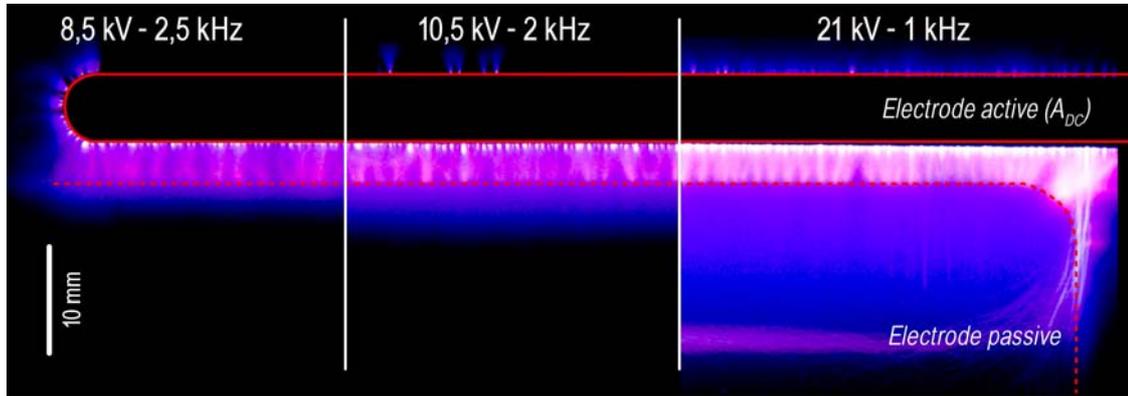


Figure 2.9 – Longueur d'extension du plasma pour une pente de la tension constante ( $85 \text{ V}/\mu\text{s}$ ) pour l'actionneur  $A_{DC}$  ( $g = 3 \text{ mm}$ ,  $L_{gnd} = 50 \text{ mm}$ )

### 3.3.2 Influence de l'électrode de masse ( $L_{gnd}$ )

L'extension du plasma est mesurée pour les actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  avec  $L_{gnd} = 6 \text{ mm}$  et comparée aux mesures précédentes pour  $A_{DC}$  avec  $L_{gnd} = 50 \text{ mm}$  (Figure 2.10).

La longueur de la décharge évolue également de manière linéaire avec la tension lorsqu'elle est dans le régime diffus. La configuration géométrique avec  $L_{gnd} = 6 \text{ mm}$  ne permet pas au plasma de s'étendre aussi loin que dans le cas où  $L_{gnd} = 50 \text{ mm}$  (Figure 2.10a). A noter qu'il s'étend légèrement au-delà de l'électrode de masse, quelques millimètres après celle-ci, en accord avec [Hoskinson'08b]. D'autre part, les visualisations montrent que  $L_{gnd}$  influe sur le régime de la décharge. En effet, pour  $V_{HV} > 17 \text{ kV}$ , la décharge devient filamentaire lorsque  $L_{gnd}$  vaut 50 mm, alors que dans le cas où  $L_{gnd}$  vaut 6 mm, elle demeure dans le régime diffus (Figure 2.10b).

Il ressort de ces mesures que la longueur de la décharge est très peu différente entre les actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  pour une même tension  $V_{HV}$  donnée<sup>33</sup>. Ceci indique qu'une faible variation de l'épaisseur du diélectrique a peu d'influence sur l'extension du plasma. Cette observation justifie donc de choisir la même valeur de  $L_{gnd}$  pour les deux diélectriques. En revanche, la décharge générée par l'actionneur  $A_{SC}$  est plus lumineuse au niveau du bord de l'électrode ; ceci s'explique par le fait que, pour une même tension  $V_{HV}$ , la puissance électrique est supérieure pour le diélectrique le plus fin ( $A_{SC}$ ) ; autrement dit, l'ionisation est plus importante et la décharge émet donc davantage de lumière.

<sup>32</sup> D'après la Figure 2.8, pour  $V_{HV} \leq 17 \text{ kV}$ , la longueur d'extension du plasma est sensiblement la même avec ou sans dissolvant appliqué sur le diélectrique avant la mesure.

<sup>33</sup> Les différences observées sont de l'ordre de grandeur de l'erreur sur la mesure.

Les données expérimentales de la Figure 2.10 sont extrapolées par une loi empirique de la forme :

$$L_p = a(V_{HV} - V_{ign}) \quad (E2.2)$$

où  $a$  et  $V_{ign}$  sont déterminés de manière à ajuster la loi avec le meilleur facteur de détermination possible<sup>34</sup>.

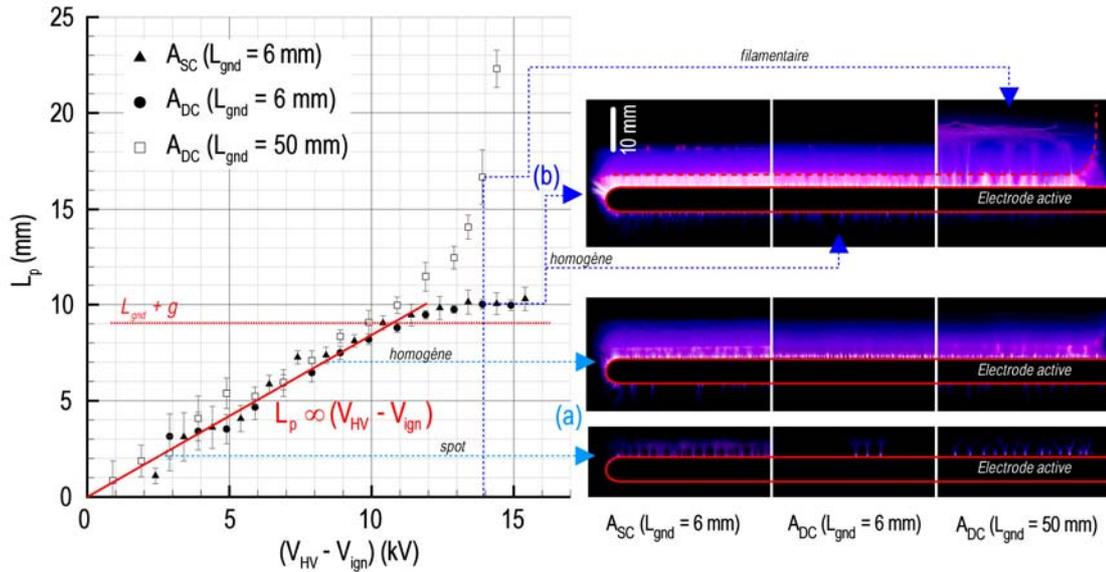


Figure 2.10 – Longueur d’extension du plasma pour les actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  ( $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 6$  mm) pour  $f_{HV} = 1$  kHz

Le Tableau 2.3 donne les valeurs de  $a$  et de  $V_{ign}$ , ainsi que les gammes de tension  $V_{HV}$  pour lesquelles la relation empirique (E2.2) a été déterminée. Au delà d’une certaine tension, cette loi n’est plus valable puisque l’extension du plasma est limitée par  $L_{gnd} = 6$  mm.

	$a$ (mm/kV)	$V_{ign}$ (kV)	$R^2$	Validité*
$A_{SC}$	0,86	2,6	0,98	[6 - 14 kV]
$A_{DC}$	0,81	3,1	0,99	[7 - 15 kV]

\* domaine de tension pour lequel (E2.2) a été déterminée

Tableau 2.3 – Valeurs du paramètre  $a$  de la loi empirique  $L_p \propto (V_{HV} - V_{ign})$  pour les actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  ( $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 6$  mm)

<sup>34</sup> Du point de vue physique,  $V_{ign} (< V_0)$  est à rapprocher de ce que [Allegraud’07] appelle *inception voltage* ; cette tension représente la tension d’allumage de l’actionneur au début des phases anodique et cathodique, après les phases d’extinction du plasma. Cette tension permet de tenir compte du biais du champ électrique qui est la conséquence du dépôt de charges sur le diélectrique. En effet, la décharge ne se rallume pas au moment où la tension repasse par 0 mais légèrement après dans notre cas.

### 3.4 Configurations retenues pour les applications aérodynamiques

Les mesures de puissance ont permis de retenir deux configurations de diélectriques multi-couches ( $A_{SC}$  et  $A_{DC}$ ). La détermination de la longueur moyenne du plasma a orienté le choix de la longueur de l'électrode de masse ( $L_{gnd} = 6$  mm). Les paramètres retenus résultent également du meilleur compromis entre temps de vie et régime de la décharge dans la gamme de tension  $V_{HV} = [4 - 20$  kV]. L'optimisation a été réalisée pour un seul actionneur de faible dimension ( $l_{act} \sim 110$  mm). L'objectif de cette sous-section est d'apporter deux critères qui permettent d'envisager de les utiliser à plus grande échelle et en configuration multiple.

#### 3.4.1 Actionneurs $A_{SC}$ et $A_{DC}$

Les deux configurations d'actionneurs retenues pour les applications aérodynamiques sont résumées dans le Tableau 2.4.

$$\text{Entrées} = (V_{HV}, f_{HV})_{\text{électrique}} + (e, \epsilon_r)_{\text{diélectrique}} + (L_{HT}, g, L_{gnd})_{\text{électrodes}} + (L_{act}, l_{act})_{\text{encombrement}}$$

	$f_{HV}$ (kHz)	$e$ (mm)	$\epsilon_r$	$L_{HT}$ (mm)	$g$ (mm)	$L_{gnd}$ (mm)	$V_o$ (kV)	$V_{cl}$ (kV)
$A_{SC}$	1	0,58	$\sim 3$	6	3	6	4,0	$\sim 18$
$A_{DC}$	1	0,68	$\sim 3$	2	3	6	6,2	$> 20$

Tableau 2. 4 – Configurations d'actionneurs retenues pour les applications aérodynamiques

Ces deux configurations ne diffèrent que par la composition et l'épaisseur du diélectrique. L'actionneur  $A_{SC}$  est utilisé pour la plaque plane et le profil car, étant plus fin et plus souple, il permet de satisfaire plus facilement aux contraintes d'intégration. Les propriétés électromécaniques des actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  sont sensiblement les mêmes. Leur principale différence réside dans les tensions d'allumage du plasma ( $V_o$ ) et de claquage du diélectrique ( $V_{cl}$ ). Par conséquent, à puissance électrique consommée équivalente, l'actionneur  $A_{SC}$  a un temps de vie moins important que l'actionneur  $A_{DC}$  ; ce dernier a été utilisé pour le corps de Ahmed de manière à pouvoir mettre en œuvre des mesures aérodynamiques sur des durées plus importantes, notamment pour les mesures par balance.

Les paramètres électriques variables sont donc limités à  $V_{HV}$  et  $f_p$  et les paramètres géométriques à la largeur des actionneurs dans la direction transversale ( $l_{act}$ ). Les lois empiriques pour la puissance électrique et la longueur du plasma en fonction de la tension sont données respectivement dans les Tableaux 2.2 et 2.3. Ces lois ne sont valables que lorsque la décharge est non filamentaire. A partir d'une certaine tension, le plasma ne s'étend plus étant donné le choix de  $L_{gnd}$ . Il résulte des équations (E2.1) et (E2.2), qu'à partir d'environ 1 W/cm, la puissance injectée dans la décharge ne permet plus d'augmenter la longueur du plasma ( $L_p \sim 10$  mm) ; mais la vitesse induite continue d'augmenter.

### 3.4.2 Facteur d'échelle : critère pour la largeur ( $l_{act}$ )

Des mesures de puissance ont été effectuées pour vérifier la linéarité, supposée précédemment, de la loi de puissance (E2.1) avec  $l_{act}$ . Le principe repose sur la comparaison des puissances consommées par deux actionneurs  $A_{SC}$  connectés en parallèle à la même tension pour  $l_{act} = 110$  mm à celle consommée par un seul actionneur à la même tension pour  $l_{act} = 2 \times 110 = 220$  mm. Sur la gamme de tension étudiée ( $f_{HV} = 1$  kHz), la puissance électrique mesurée est la même dans les deux cas (Figure 2.11) ; ce qui justifie la linéarité avec  $l_{act}$ .

De plus, la loi (E2.1) a été comparée à des mesures dans le cas d'un actionneur de plus grande dimension ( $l_{act} = 700$  mm) : elle permet d'évaluer la puissance à 5% près. Il s'avère donc que les effets de bord sont négligeables et que la puissance n'est pas affectée par un changement d'échelle, en dehors de la linéarité avec  $l_{act}$ .

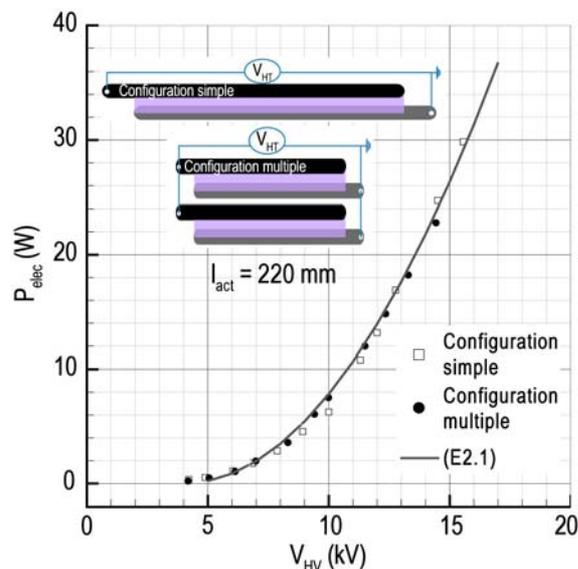


Figure 2.11 – Puissance électrique en fonction de  $l_{act}$  pour l'actionneur  $A_{SC}$  ( $g = 3$  mm,  $L_{gnd} = 6$  mm)

Des tests préliminaires ont montré que l'alimentation construite par le GREMI pouvait délivrer jusqu'à près de 275 W aux actionneurs, cette valeur fluctuant de  $\pm 10\%$  en fonction de la longueur et de la qualité des connectiques. C'est ce critère qui a été retenu pour déterminer la largeur ou le nombre d'actionneurs pouvant être alimentés en fonction de la tension et de la fréquence. Dans ces conditions, il est possible d'utiliser l'actionneur  $A_{SC}$  ( $V_{HV} = 14$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz) jusqu'à  $l_{act} \sim 3$  m, c'est-à-dire d'alimenter en parallèle jusqu'à trois actionneurs en configuration multiple pour l'application sur le profil par exemple.

### 3.4.3 Configuration multiple : critère pour la distance entre les actionneurs ( $D_{act}$ )

Pour la configuration multiple, la stratégie retenue consiste à juxtaposer plusieurs actionneurs de type  $A_{SC}$  ou  $A_{DC}$  en les alimentant en parallèle avec la même alimentation électrique. L'optimisation consiste à minimiser la distance entre les actionneurs de manière à provoquer un cumul de vent ionique mais  $D_{act}$  ne doit pas être

choisi trop petit de manière à ne pas allumer de décharge indésirable entre les deux actionneurs. Ces deux objectifs se traduisent par une optimisation spatiale en fonction de la tension : il s'agit de déterminer, pour  $V_{HV}$  donné, la distance à partir de laquelle quelques points lumineux s'allument du côté de l'électrode de haute tension en vis-à-vis avec l'électrode de masse de l'actionneur précédent ; cela revient à mesurer la tension d'allumage du plasma en fonction de la distance inter-électrode (Figure 2.12a). En effet, pour  $V_{HV}$  donné, aucune décharge indésirable ne s'allumera à condition que les actionneurs soient espacés d'au moins  $D_{act}$  où  $D_{act}$  est la distance pour laquelle la décharge commence à s'allumer, c'est-à-dire pour laquelle  $V_o(D_{act}) = V_{HV}$ .

La mesure de  $V_o$  en fonction de  $D_{act} = [0 - 18 \text{ mm}]$  est représentée sur la Figure 2.12 pour le cas de l'actionneur  $A_{DC}$ . La mesure est aussi réalisée lorsque qu'une couche supplémentaire de Kapton® recouvre l'espace inter-électrode et le bord de l'électrode de haute tension (Figure 2.12b) ; cette technique est citée par [Forte'07] pour limiter la formation de plasma entre chaque actionneur. Elle est reproduite ici pour étudier son influence sur l'allumage de la décharge<sup>35</sup>.

L'ajout d'une couche de Kapton® supplémentaire permet effectivement de retarder l'allumage de la décharge ; cela signifie que pour  $V_{HV}$  donné, la distance entre les actionneurs peut être diminuée, par rapport au cas sans isolant sur l'électrode de haute tension. D'après les mesures, pour une tension d'utilisation de l'actionneur  $A_{DC}$  maximale de 18 kV, la distance minimale pour éviter la formation d'une décharge parasite entre chaque couple doit être de l'ordre de 10 mm. Des visualisations permettent de rendre compte de l'état d'allumage de la décharge pour  $V_{HV} = 18 \text{ kV}$  en fonction de  $D_{act}$  (Figure 2.12c) : jusqu'à  $D_{act} = 18 \text{ mm}$ , une décharge parasite est visible entre l'électrode active et l'électrode passive du couple précédent. L'ajout de l'isolant entre les deux couples d'actionneurs permet de supprimer cette décharge parasite pour  $D_{act} = 12 \text{ mm}$  (dans ce cas, l'image n'est pas représentée sur la Figure 2.12c car, étant complètement noire, elle ne représente que peu d'intérêt).

En conclusion, pour les actionneurs  $A_{DC}$  en configuration multiple, la distance retenue est de 10 mm, en rajoutant une épaisseur de diélectrique entre chaque actionneur (corps de Ahmed). A noter que la distance  $D_{act}$  n'est réellement optimisée que pour le cas où l'actionneur est utilisé à sa tension maximale (18 kV) ;  $D_{act}$  pourrait être diminué pour une meilleure optimisation pour des tensions d'alimentation inférieures à 18 kV. Des mesures de vitesse du vent ionique ont été réalisées au Pitot et indiquent un cumul de l'ordre de 0,5 m/s entre chaque actionneur [Weber'08].

Pour l'application sur le profil, le choix de  $D_{act}$  découle directement du choix de la longueur totale des actionneurs, fixée à  $L_{act} = 30 \text{ mm}$ , afin de limiter le nombre d'actionneurs à réaliser (~30). Dans ces conditions,  $D_{act}$  étant égal à 15 mm, il n'est pas possible d'observer un cumul de vent ionique réellement significatif pour cette configuration.

<sup>35</sup> Le critère retenu pour déterminer la tension d'allumage est le suivant ; la décharge est considérée comme allumée lorsque plusieurs points lumineux (entre 1 et 5) apparaissent sur le bord de l'électrode. Le courant de décharge est alors composé d'une dizaine de pics de courant positifs et négatifs par alternance AC. Cette mesure de tension est relativement variable et dépend de la réalisation de l'actionneur. Dans le cas sans isolant sur l'électrode de haute tension, la mesure de  $V_o$  est sensiblement la même que celle déterminée pour établir la relation de la puissance électrique (E2.1) pour  $g = D_{act} = 3 \text{ mm}$ .

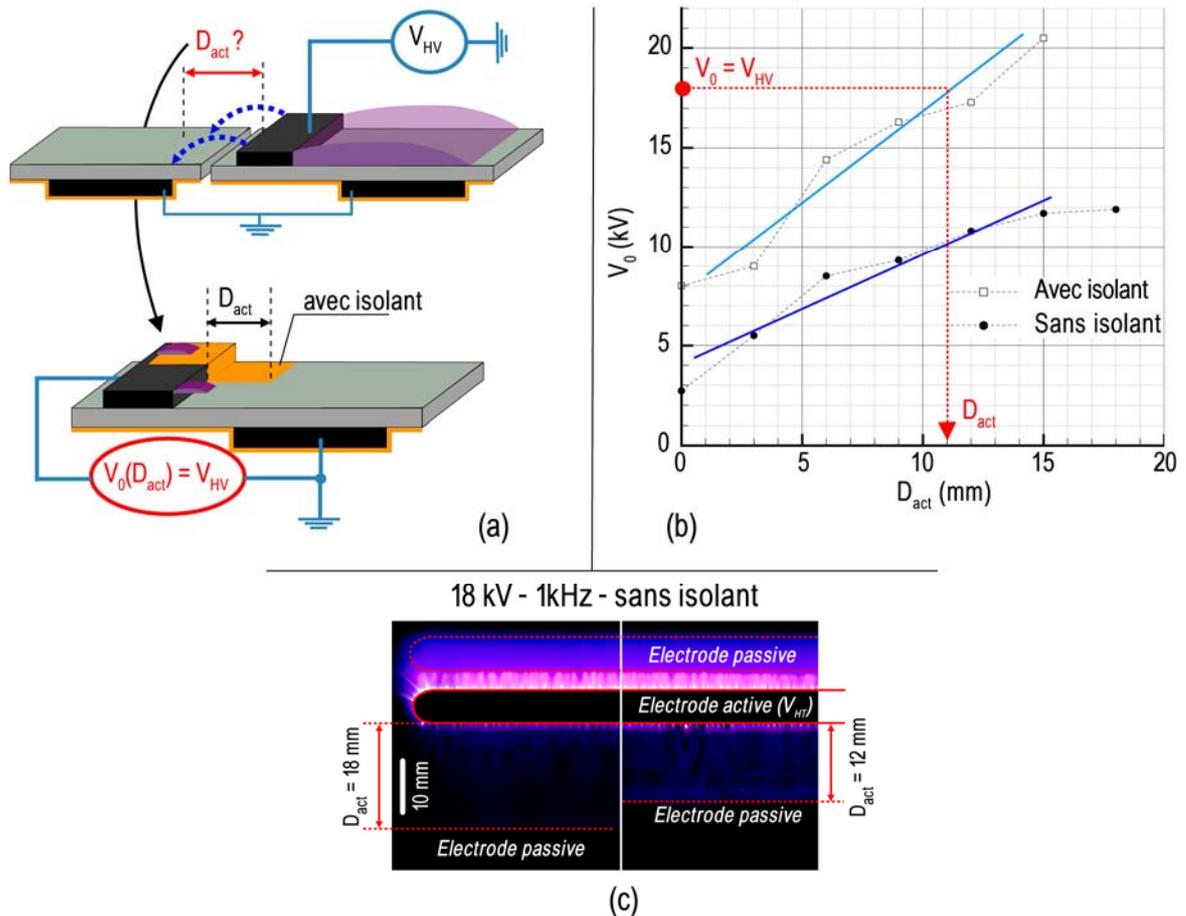


Figure 2.12 – Tension d’allumage de la décharge en fonction de  $D_{act}$  pour l’actionneur  $A_{DC}$  ( $f_{HV} = 1$  kHz)

**Dans la suite de ce chapitre, seul l’actionneur  $A_{SC}$  fait l’objet d’une étude détaillée du vent ionique induit dans l’air initialement au repos.**

#### 4 Analyse de la vitesse moyenne : lois de comportement pour l’actionneur $A_{SC}$

Les paramètres géométriques de l’actionneur  $A_{SC}$  ont été optimisés sur la base des mesures de puissance et de l’extension de la décharge, de manière à satisfaire aux contraintes imposées par l’intégration sur les maquettes. Dans cette section, l’objectif est de relier les paramètres électriques à la vitesse induite par cet actionneur dont la géométrie est fixe. L’intérêt est de dégager une loi de comportement qui permette de connaître les principales caractéristiques de l’écoulement induit *a priori*, avant son utilisation pour les applications aérodynamiques. Les résultats présentés ici portent sur l’analyse de la vitesse moyenne du vent ionique dans l’air au repos.

## 4.1 Topologie de l'écoulement induit

La topologie du vent ionique est d'abord étudiée de manière qualitative à travers des visualisations par fumée, puis par des profils de vitesse au-dessus et en aval de la décharge.

### 4.1.1 Visualisation par fumée

Le vent ionique est visualisé par l'intermédiaire d'un bâton d'encens situé en amont de la décharge, à gauche de l'électrode de haute tension (Figure 2.13a). La fumée est éclairée par une lampe halogène par l'intermédiaire d'une fine ouverture au plafond de l'enceinte<sup>36</sup>. Lorsque l'actionneur est éteint la fumée est dirigée de bas en haut par convection naturelle. Lorsqu'il est déclenché, la fumée est aspirée vers la décharge puis se propage en aval de celle-ci (de la gauche vers la droite) ; le mouvement des particules d'encens indique bien qu'un écoulement est induit au-dessus de l'actionneur (Figure 2.13b). De plus, indépendamment de la tension ou du type de signal électrique, la fumée est toujours dirigée dans ce sens, de l'électrode active vers l'électrode passive, en accord avec les observations tirées de la littérature (Chap1§4.1.3).

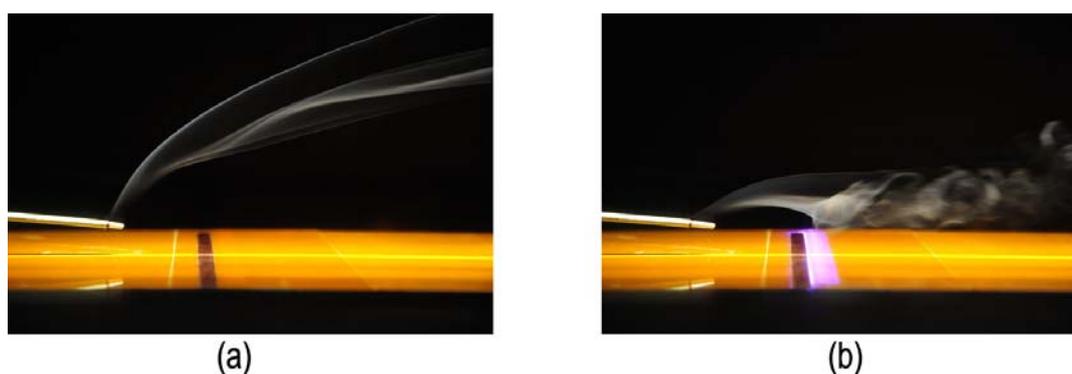


Figure 2.13 – Visualisation du vent ionique par fumée d'encens : (a) actionneur éteint et (b) actionneur allumé ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ )

D'autre part, la Figure 2.13b semble montrer que des structures turbulentes sont convectées par le vent ionique en aval de la décharge. Toutefois, il faut noter que la fumée est située à une hauteur ( $\sim 30 \text{ mm}$ ) qui est plus importante d'un ordre de grandeur par rapport à la hauteur sur laquelle se diffuse le vent ionique ( $\sim 3 \text{ mm}$ ) ; par conséquent, les structures ne peuvent pas être associées directement à l'écoulement induit par l'actionneur DBD.

### 4.1.2 Distribution spatiale du vent ionique

Le vent ionique est caractérisé par des profils de vitesse au-dessus de la décharge et en aval de celle-ci par des mesures de  $y = 0,2$  à  $5 \text{ mm}$ . La hauteur de la décharge peut être estimée à environ  $0,1 \text{ mm}$  d'après [Borghio5] ; le volume de mesure de la LDA est ainsi approché au plus près de l'interface plasma – air ambiant.

<sup>36</sup> Dans ces conditions, le plasma n'est pas visible ; deux photographies sont donc superposées pour faire apparaître la décharge sur l'image (b) de la Figure 2.13.

Deux cas de tension à fréquence constante ( $f_{HV} = 1$  kHz) sont étudiés : pour  $V_{HV} = 10$  kV, la décharge est dans le régime spot alors qu'elle apparaît visuellement uniforme pour  $V_{HV} = 12$  kV. D'après la relation (E2.2), l'extension du plasma est respectivement de l'ordre de 6,3 mm et 8,1 mm pour ces deux tensions.

Les profils de vitesse  $U_{act}(y)$  et  $V_{act}(y)$  sont représentés sur la Figure 2.14 pour différentes positions longitudinales. A noter que  $x = 0$  correspond au bord de l'électrode active situé du côté de l'électrode de masse. La première mesure est réalisée dans l'espace inter-électrode à  $x = 1,5$  mm. Au total, 11 profils sont réalisés et chaque point de mesure est la moyenne de cinq mesures différentes. Les profils situés à  $x = 24$ , 40 et 100 mm ne sont pas représentés ici mais sont exploités dans la suite au Chap2§4.3.2.

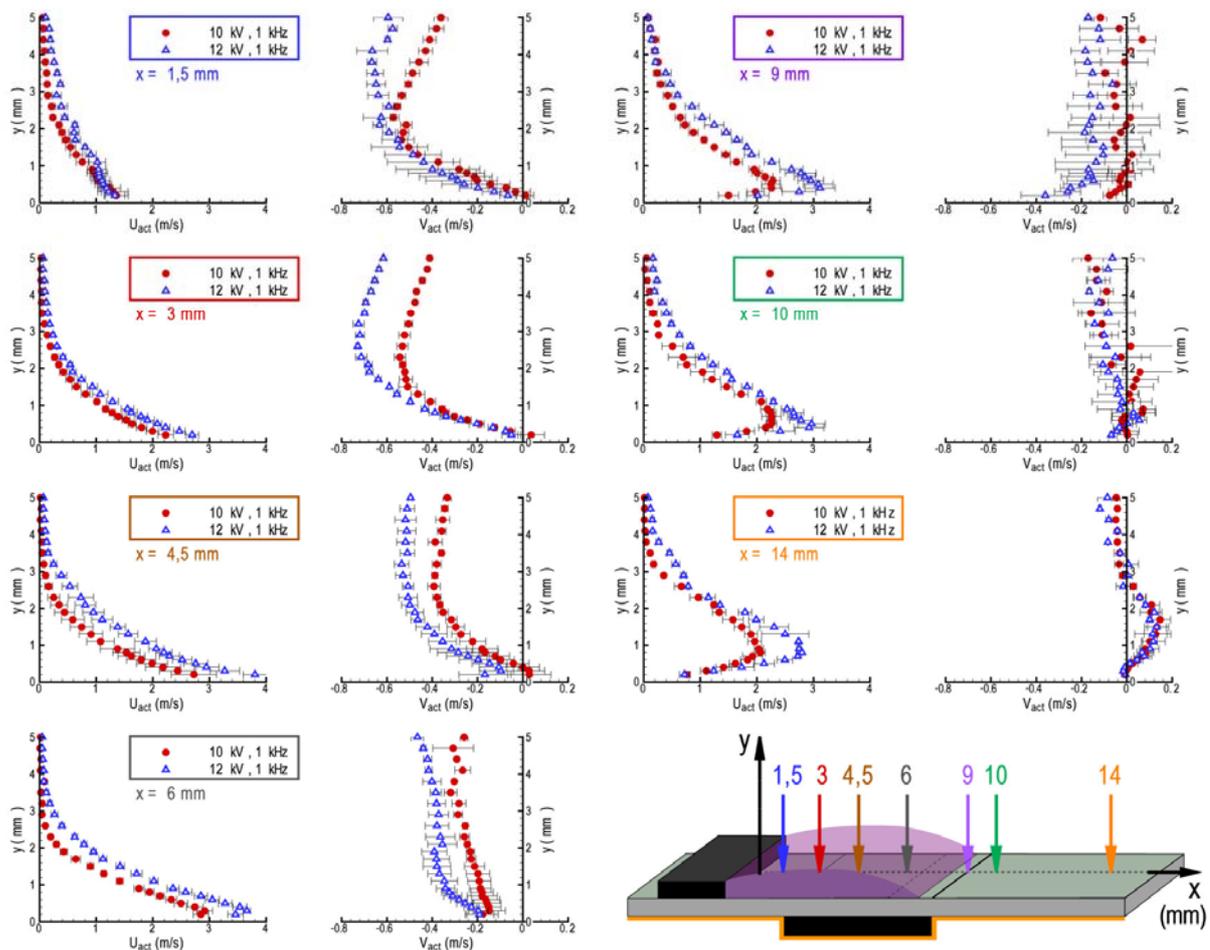


Figure 2.14 – Profils de vitesse moyenne du vent ionique pour l'actionneur  $A_{SC}$  ( $f_{HV} = 1$  kHz)

Les deux cas présentés à la Figure 2.14 conduisent aux mêmes observations :

- pour  $0 \leq x \leq 4,5$  mm : l'air au-dessus de la décharge est aspiré ( $V_{act}(y) < 0$ ) et accéléré en proche paroi ( $U_{act}(y) > 0$ ). Les vitesses longitudinales les plus importantes sont relevées au plus proche de l'interface avec la décharge, c'est-à-dire pour le point de mesure le plus proche du diélectrique ( $y = 0,2$  mm). De plus, la vitesse  $U_{act}(y = 0,2$  mm) augmente le long du plasma : pour  $V_{HV} = 12$  kV, elle passe de 1,3 m/s ( $x = 1,5$  mm) à 3,8 m/s ( $x = 4,5$  mm). Il semble donc que la vitesse maximale induite par la décharge soit mesurée à

une distance légèrement inférieure à la longueur du plasma. Dans cette zone, il n'est pas possible de statuer sur la condition de vitesse à la paroi car les mesures ne sont pas réalisées suffisamment près du diélectrique.

- pour  $x \geq 6$  mm : le profil à  $x = 6$  mm est réalisé à une position qui est encore au-dessus du plasma pour les deux tensions mais celui-ci n'a pas la même forme que précédemment. En effet, la vitesse longitudinale maximale n'est plus mesurée au plus proche du diélectrique mais à une hauteur qui, à partir de cette position, évolue avec  $x$ . De plus, pour  $6 \leq x \leq 10$  mm, les barres d'erreurs sur les profils  $V_{act}(y)$  indiquent que l'écoulement induit dans cette zone est relativement instable : il s'agit vraisemblablement d'une zone de transition vers un autre type d'écoulement. L'air au-dessus de l'actionneur est toujours aspiré en direction du diélectrique mais les vitesses  $V_{act}(y)$  sont inférieures à celles mesurées précédemment (en valeur absolue). Les profils  $U_{act}(y)$  sont en fait caractéristiques d'un écoulement de jet de paroi et font l'objet d'une étude plus détaillée dans la suite (Chap2§4.3). Le maximum de vitesse longitudinale s'écarte de la paroi en se diffusant sur une hauteur de plus en plus importante, à mesure que les profils sont réalisés de plus en plus en aval de la décharge. Pour  $V_{HV} = 12$  kV, le maximum de vitesse mesuré 1 mm derrière l'actionneur, est de 3 m/s à une hauteur de 0,5 mm par rapport au diélectrique. Ce résultat est en accord avec la plupart des mesures de vent ionique au Pitot, réalisées derrière l'actionneur, et rapportées dans sa revue par [Moreau'07].

A partir des observations précédentes, la Figure 2.15 indique les deux zones de l'écoulement qui font l'objet d'une caractérisation plus précise dans la suite. La première région considérée est relative à la zone d'aspiration et d'accélération au niveau de l'interface plasma – air ambiant ; la seconde concerne la diffusion en jet de paroi du vent ionique. Dans ces deux zones, l'évolution de la vitesse longitudinale maximale est étudiée : elle est notée  $U_{act,max}(x,y)$ . Au-dessus de la décharge, cette vitesse est toujours située à la hauteur de mesure la plus proche du diélectrique ( $y = 0,2$  mm) et augmente avec  $x$ . Dans la zone de diffusion, en aval de la décharge,  $U_{act,max}(x,y)$  diminue avec  $x$  et est mesurée à une hauteur qui augmente suivant  $x$ . Dans la suite, la notation suivante est adoptée :

$$U_{act}^* = \left( U_{act,max}(x,y) \right)_{max} = \left( U_{act}(x,y=0,2) \right)_{max} \quad (E2.3)$$

où  $U_{act}^*$  représente la vitesse la plus importante qu'il soit possible de mesurer dans le champ de vitesse moyenne du vent ionique ; celle-ci se situe au-dessus du plasma dans la première zone à  $y = 0,2$  mm (Figure 2.15). Pour évaluer la diffusion du jet de paroi, la hauteur  $\delta_{1/2}$  est également introduite ; elle est définie comme la hauteur  $y$  pour laquelle la vitesse est telle que  $U_{act}(x,y = \delta_{1/2}) = U_{act,max}(x,y)/2$ .

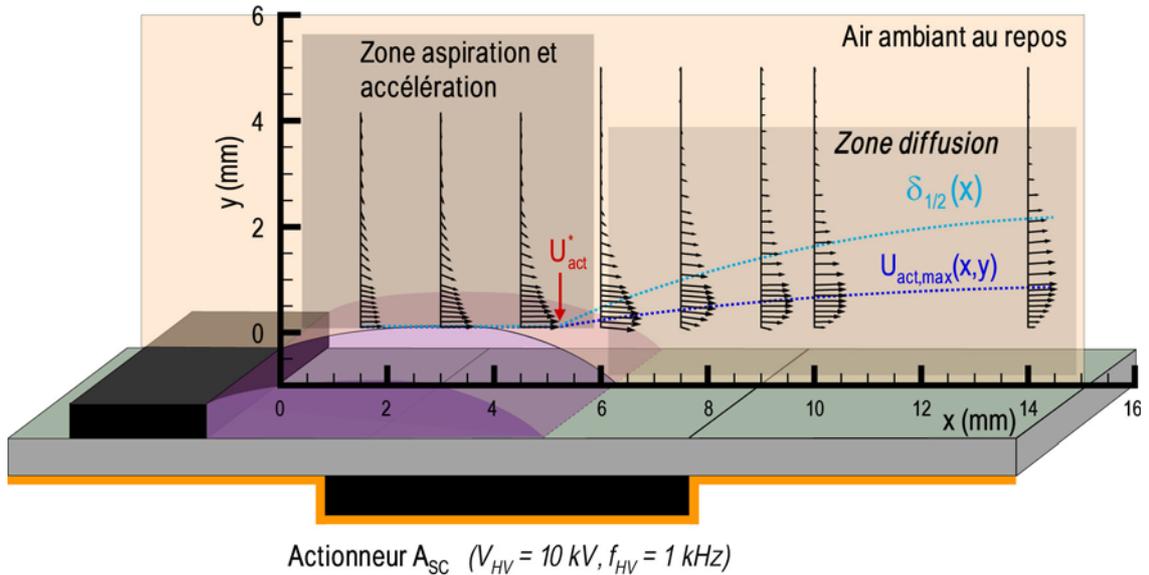


Figure 2.15 – Zones du vent ionique étudiées

Le débit volumique induit par la décharge, ainsi que son rendement électromécanique, sont évalués dans les deux cas précédents à partir des équations (E1.13), (E1.14) et (E1.15) (Figure 2.16). Le débit augmente progressivement, au-delà de la zone d'accélération, tant que l'air au-dessus de la décharge est aspiré ; il est maximal à la fin de l'électrode de masse ( $x = 9$  mm) et est plus important pour  $V_{HV} = 12$  kV. En revanche, le rendement de l'actionneur est maximal à la fin de l'extension du plasma ; il commence à diminuer lorsque le vent ionique se diffuse ; la relation (E1.13) n'est donc valable que pour  $x \leq L_p$ .

Les ordres de grandeur du débit ( $\sim 7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ) et du rendement ( $\sim 0,05\%$ ) sont respectivement en accord avec ceux indiqués par [Jolibois'08a] et [Pons'05].

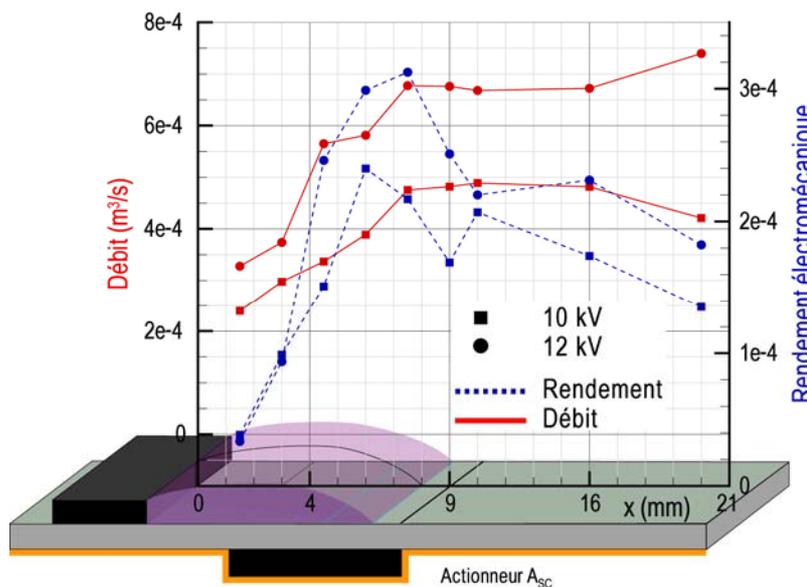


Figure 2.16 – Débit volumique et rendement de l'actionneur  $A_{sc}$  ( $f_{HV} = 1$  kHz)

## 4.2 Influence des paramètres électriques dans la zone d'accélération

L'objectif des mesures présentées ici est de déterminer l'influence des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) sur  $U_{act,max}(x,y)$  au-dessus de la décharge. Le Tableau 2.5 indique les gammes de tensions et de fréquences qui sont étudiées. Les quinze configurations testées permettent de mesurer la vitesse dans les trois régimes de la décharge (spot, diffus et filamentaire). Le protocole expérimental consiste en un sondage de la vitesse à hauteur constante ( $y = 0,2$  mm) pour  $x$  de 1 à 11 mm avec  $\Delta x = 0,5$  mm. Pour chaque couple ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ), la mesure est répétée cinq fois.

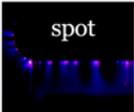
 spot	$V_{HV}$ (kV)	9	10	9	10	9			
	$f_{HV}$ (kHz)	0,5	0,5	1	1	1,5			
 homogène	$V_{HV}$ (kV)	11	12	13	11	12	13	10	11
	$f_{HV}$ (kHz)	0,5	0,5	0,5	1	1	1	1,5	1,5
 filamentaire	$V_{HV}$ (kV)	12	13						
	$f_{HV}$ (kHz)	1,5	1,5						

Tableau 2.5 – Configurations ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) testées pour l'actionneur  $A_{SC}$  pour la mesure de  $U_{act,max}$  dans la zone d'accélération

Les résultats sont commentés en deux temps. La longueur d'accélération est d'abord corrélée avec le régime de la décharge, puis l'influence de ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) sur  $U_{act}^*$  est étudiée.

### 4.2.1 Corrélation avec le régime de la décharge

La Figure 2.17 présente les mesures de  $U_{act,max}(x,y = 0,2)$  pour les quinze configurations ; la vitesse est adimensionnée par  $U_{act}^*$  (déterminée expérimentalement) et la position  $x$  par la longueur du plasma  $L_p$  (calculée à partir de la relation (E2.2)).

L'accélération au-dessus de la décharge est parabolique jusqu'à atteindre le maximum  $U_{act}^*$  ; plus en aval, la vitesse diminue car le vent ionique se diffuse sous la forme d'un jet de paroi.

Les mesures montrent que l'accélération du vent ionique dans la zone du transfert de quantité de mouvement est couplée au régime de la décharge. En effet, le maximum de vitesse  $U_{act}^*$  n'est pas atteint à la même position  $x$ . Pour le régime spot, la vitesse n'augmente que jusqu'à environ 75% de  $L_p$  (triangles rouges). Dans le cas où la décharge est uniforme, l'air est accéléré sur une distance plus courte, de l'ordre de 60 à 70% de  $L_p$  (carrés noirs). Pour le régime filamentaire, l'air est accéléré quasiment jusqu'à la fin de l'extension du plasma (cercles bleus).

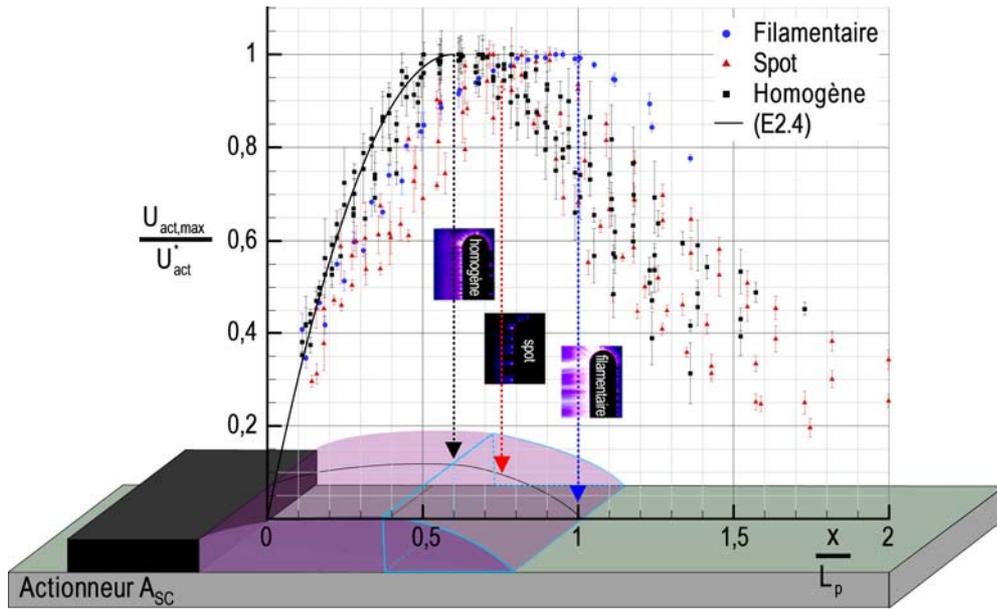


Figure 2.17 – Mesure de  $U_{act,max}$  dans la zone d'accélération pour l'actionneur  $A_{SC}$  en fonction du régime de la décharge

Dans la zone d'accélération, les données expérimentales peuvent être extrapolées par une loi de la forme :

$$\frac{U_{act,max}(x)}{U_{act}^*} = 2 \frac{x}{\lambda L_p} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{x}{\lambda L_p} \right) \quad (E2.4)$$

où la constante  $\lambda$  est fonction du régime de la décharge. Sa valeur est imposée à partir des observations précédentes<sup>37</sup> :

- $\lambda = 0,75$  pour le régime spot ( $R^2 = 0,95$ )
- $\lambda = 0,6$  pour le régime diffus ( $R^2 = 0,91$ )
- $\lambda = 1$  pour le régime filamentaire ( $R^2 = 0,96$ )

La loi (E2.4) n'est valable que lorsque  $0 \leq x \leq \lambda L_p$  ; elle est représentée sur la Figure 2.17 pour le cas uniforme (courbe noire). Ces mesures confirment que la vitesse maximale du vent ionique (mesurée à  $y = 0,2$  mm) n'est pas située à la fin du plasma, tel que la description du champ de vitesse moyenne l'avait suggéré auparavant (Figure 2.14), lorsque la décharge est en régime spot ou diffus.

D'après les résultats précédents, une nouvelle longueur caractéristique du transfert de quantité de mouvement est introduite :

$$L_p^* = \lambda L_p \quad (E2.5)$$

Dans le cas où la décharge est dans le régime diffus, la longueur  $L_p^*$  vaut  $0,6L_p$ , tandis qu'elle est égale à  $L_p$  lorsque la décharge devient filamentaire. D'après les

<sup>37</sup> De meilleurs coefficients de détermination peuvent être obtenus si le paramètre  $\lambda$  n'est pas imposé ; toutefois, les valeurs de  $\lambda$  qui améliorent  $R^2$  sont proches de celles déterminées sur la Figure 2.17.

visualisations présentées au Chap2§3.1.2, la longueur  $L_p$  est représentative de la longueur des filaments qui se propagent durant la phase anodique (alternance positive) tandis que les spots d'ionisation de la phase cathodique (alternance négative) ont une longueur de l'ordre de 60 à 70% de  $L_p$ .

La confrontation des mesures de vitesse précédentes aux résultats de l'imagerie ICCD rapide suggère donc que, dans le régime diffus, la longueur d'accélération de l'air ambiant est corrélée à la longueur moyenne du plasma à la fin de l'alternance négative. Autrement dit, la phase cathodique de la décharge semble dominer le processus de transfert de quantité de mouvement lorsque la décharge est dans le régime diffus puisque la vitesse n'est pas accélérée au-delà de l'extension du plasma pendant cette phase.

En revanche, dans le régime filamentaire, le vent ionique semble être accéléré jusqu'à la fin des filaments. Néanmoins, beaucoup d'énergie électrique étant dépensée à travers ces filaments, c'est un régime de la décharge qui ne s'avère pas aussi efficace que le régime diffus, comme le montrent les considérations sur  $U_{act}^*$  en fonction de  $P_{elec}$  dans la suite.

Vis-à-vis de l'évolution longitudinale des fluctuations de vitesse ( $u'_{act}$ )<sup>38</sup>, aucune corrélation avec le régime de la décharge n'est observée (Figure 2.18). Indépendamment du fait que la décharge soit peu allumée, d'apparence uniforme ou très filamentaire, les fluctuations de vitesse sont toujours les plus importantes au début du plasma, à une position  $x$  comprise entre  $0,2L_p$  et  $0,4L_p$ . Ce résultat suggère que les collisions entre les molécules neutres de l'air ambiant et les espèces ionisées du plasma sont les plus nombreuses près du bord de l'électrode de haute tension.

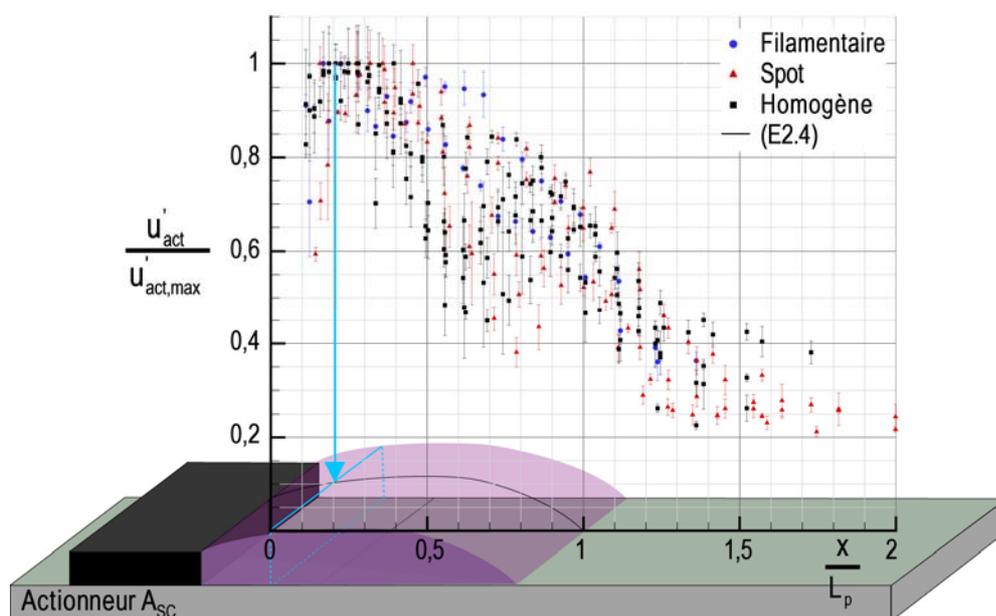


Figure 2.18 – Mesure de  $u'_{act}$  dans la zone d'accélération pour l'actionneur  $A_{sc}$

<sup>38</sup> La quantité fluctuante  $u'_{act}$  représente la valeur RMS de la vitesse longitudinale  $U_{act,max}$ , mesurée à la hauteur constante  $y = 0,2 \text{ mm}$  et présentée à la Figure 2.17. La vitesse  $u'_{act,max}$  représente la valeur maximale de  $u'_{act}$  et est déterminée expérimentalement.

#### 4.2.2 Relation empirique entre la vitesse, la tension et la fréquence

A partir des mesures précédentes, l'influence de  $(V_{HV}, f_{HV})$  sur  $U_{act}^*$  est caractérisée lorsque la décharge est dans les régimes spot et diffus. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.19 et commentés dans la suite en trois parties.

##### Loi de comportement pour l'actionneur $A_{Sc}$

Une loi de comportement pour  $U_{act}^*$  a été recherchée sous la forme d'une combinaison linéaire de termes  $(f_{HV})^m(V_{HV}-V_0)^n$  avec  $0 \leq m, n \leq 2$  où  $m$  et  $n$  sont des entiers<sup>39</sup>. Cette recherche, basée sur une analyse de variance, a conduit à éliminer certains termes moins prépondérants, de sorte que l'extrapolation des données expérimentales a été retenue sous la forme :

$$U_{act}^* = \alpha f_{HV} (V_{HV} - V_0) + \beta (V_{HV} - V_0) \quad (E2.6)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont deux constantes respectivement égales à 0,17 m/kV et 0,38 m/kV/s avec  $f_{HV}$  exprimé en kHz et  $(V_{HV} - V_0)$  en kV. L'équation (E2.6) permet d'estimer la valeur de la vitesse maximale induite par l'actionneur à 5% près pour les gammes de tensions et de fréquences de notre étude (Figure 2.19). Cette loi n'est valable que lorsque la décharge est dans le régime diffus et que l'extension du plasma reste inférieure à la longueur de l'électrode de masse ( $L_p \leq L_{gnd}$ ). Dans ce cas, la vitesse induite par l'actionneur DBD varie linéairement avec la tension et la fréquence.

Du point de vue physique, et en se référant aux simulations numériques de [Lagmich'o8] réalisées dans l'air, la vitesse induite par la décharge peut être considérée comme issue de deux contributions. D'après ces auteurs, la vitesse d'expansion du nuage ionique négatif évolue linéairement avec la pente de la tension ; autrement dit pour un signal sinusoïdal, cette vitesse évolue linéairement avec  $f_{HV}V_{HV}$ . D'autre part, la longueur d'extension du nuage ionique négatif est uniquement dépendante de la tension  $V_{HV}$ . Par conséquent, le transfert de quantité de mouvement, exprimé par la relation empirique (E2.6), peut être considéré comme la somme des contributions linéaires de la vitesse d'extension du plasma et de sa longueur.

<sup>39</sup> Les mesures pour  $(V_{HV} = 12/13 \text{ kV}, f_{HV} = 1,5 \text{ kHz})$  ne sont pas prises en compte pour extrapoler les données expérimentales car, dans ce cas, la décharge est filamentaire.

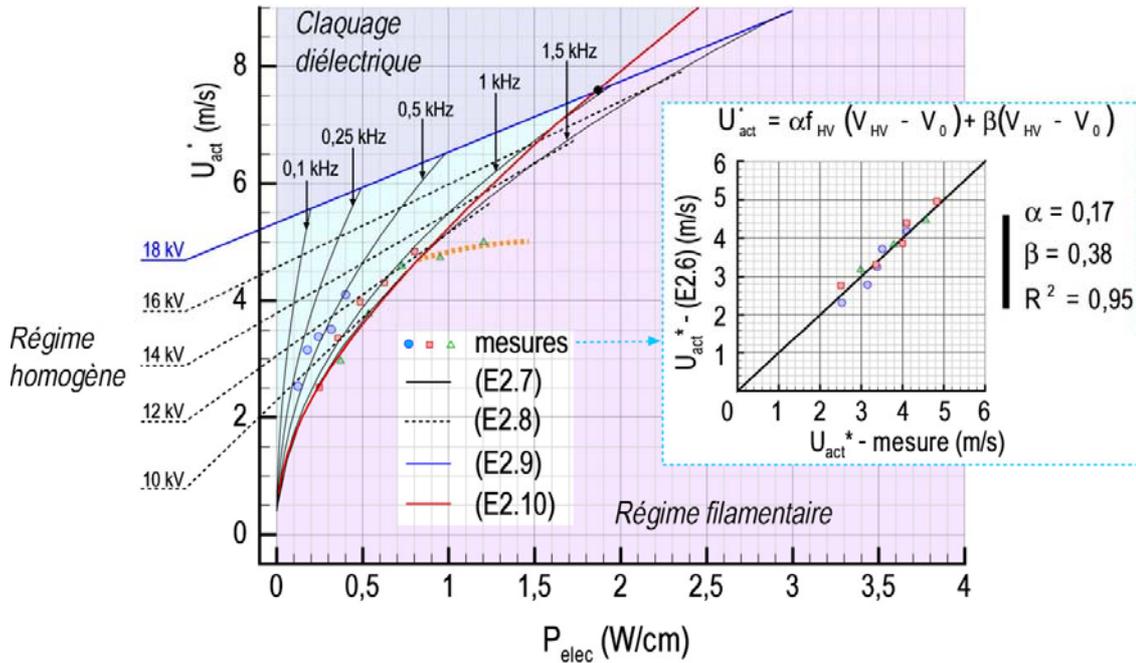


Figure 2.19 – Vitesse maximale  $U_{act}^*$  induite par l'actionneur  $A_{SC}$  en fonction de la puissance électrique consommée  $P_{elec}$  (cercles : 0,5 kHz, carrés : 1 kHz, triangles : 1,5 kHz)

Une loi sous la forme  $U_{act}^* \propto (f_{HV})^m (V_{HV})^n$  a aussi été recherchée sans imposer  $m$  et  $n$  sous la forme d'entiers. Dans ces conditions, les valeurs de  $m \sim 0,25$  et  $n \sim 0,95$  suggèrent également une augmentation quasiment linéaire de la vitesse avec la tension. De plus, la tension semble plus prépondérante que la fréquence pour augmenter la vitesse du vent ionique. L'extrapolation des mesures ne conduit donc pas à une loi de la forme  $U_{act}^* \propto (V_{HV})^{7/2}$  comme celle proposée par [Enloe'04b].

#### Evolution de la vitesse induite avec la puissance

A partir des équations (E2.1) et (E2.6), la vitesse maximale induite par l'actionneur peut être directement exprimée en fonction de la puissance électrique respectivement à iso-fréquence et à iso-tension :

$$U_{act}^* = \left( \frac{\alpha f_{HV} + \beta}{\sqrt{A l_{act} f_{HV}}} \right) P_{elec}^{0,5} \quad (E2.7)$$

$$U_{act}^* = \frac{\alpha}{A l_{act} (V_{HV} - V_0)} P_{elec} + \beta (V_{HV} - V_0) \quad (E2.8)$$

Sur la Figure 2.19, les mesures de  $U_{act}^*$  sont représentées en fonction de la puissance électrique consommée par la décharge<sup>40</sup>. Les mesures sont comparées aux relations (E2.7) et (E2.8) ; les courbes noires en trait continu représentent les iso-fréquences déterminées à partir de (E2.7) et celles en trait discontinu les iso-tensions déterminées à partir de (E2.8). Pour une fréquence donnée, la loi (E2.7) indique que la vitesse maximale induite par un actionneur DBD évolue suivant  $P_{elec}^{0,5}$  en accord avec les mesures de [Pons'05]. En revanche, d'après (E2.8),  $U_{act}^*$  augmente de manière

<sup>40</sup> Pour les régimes spot et diffus, la puissance est calculée en utilisant la relation (E2.1) ; tandis qu'elle est mesurée pour les deux points qui concernent le régime filamentaire (voir Tableau 2.5).

linéaire avec  $P_{elec}$  lorsque la tension est constante : ce résultat va dans le même sens que celui rapporté par [Enloe'04b] qui indique que la force induite par la décharge est proportionnelle à  $P_{elec}$ . Les relations (E2.7) et (E2.8) semblent donc à même d'expliquer les différences de comportement observées dans la littérature pour les actionneurs DBD (voir Chap1§4.2.2).

Lorsque la décharge devient filamentaire, les deux points expérimentaux étudiés ( $V_{HV} = 12/13\text{kV}$ ,  $f_{HV} = 1,5\text{ kHz}$ ) dévient du comportement prédit par les lois empiriques (courbe orange en trait discontinu sur la Figure 2.19). Il semble donc que, pour le régime filamentaire, la puissance injectée ne permette plus d'augmenter  $U_{act}^*$  dans les mêmes proportions que lorsque la décharge est dans le régime diffus. En effet, la vitesse induite par l'actionneur n'augmente pas aussi vite que la puissance électrique ; cette dernière augmente rapidement avec  $V_{HV}$  de part la présence des longs filaments qui transportent une charge importante.

#### *Vitesse induite à iso-puissance : fréquence vs tension*

D'après la Figure 2.19, il apparaît plus efficace d'augmenter la tension, plutôt que la fréquence pour augmenter le transfert de quantité de mouvement à iso-puissance. Cette observation est confirmée par des mesures de vitesse au-dessus de la décharge ( $y = 0,2\text{ mm}$ ) pour trois couples de valeurs ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) pour lesquels  $P_{elec} \sim 0,4\text{ W/cm}$  (Figure 2.20). La vitesse la plus importante est en effet observée pour le couple ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) qui présente la tension la plus élevée. La puissance ne semble donc pas être le seul critère gouvernant la vitesse maximale du vent ionique comme le suggère [Jolibois'08a] ; d'après l'équation (E2.6), la vitesse induite dépend à la fois de la vitesse de déplacement moyenne du plasma et de la longueur sur laquelle il s'étend.

Ce résultat suggère également que, pour un actionneur DBD, la quantité de mouvement induite et la réponse fréquentielle sont deux caractéristiques qui peuvent rentrer en conflit. En raisonnant à iso-puissance électrique, la vitesse du vent ionique est plus importante pour une tension élevée et une faible fréquence ; ce qui signifie que l'augmentation de la vitesse peut se faire au détriment de la fréquence d'excitation de l'écoulement.

Les courbes en trait continu sur la Figure 2.20 représentent la vitesse  $U_{act,max}$  déterminée par l'équation (E2.4) pour laquelle  $U_{act}^*$  est calculée à partir de la relation empirique (E2.6). Une bonne corrélation est observée entre la loi de comportement et les points expérimentaux. Il est donc possible de déterminer à la fois la vitesse maximale induite par l'actionneur en fonction de ses paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) et la position de celle-ci au-dessus de la décharge.

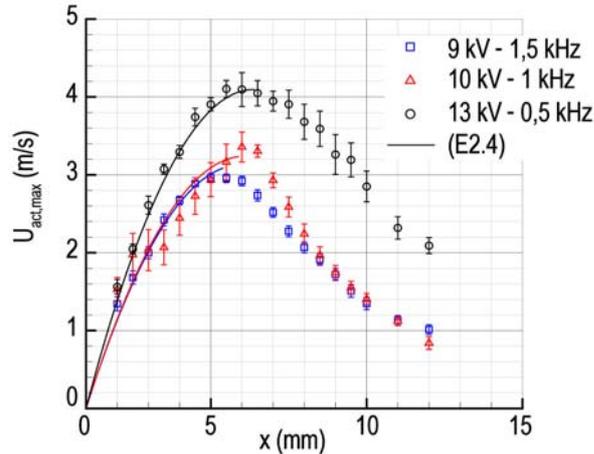


Figure 2.20 – Mesure de  $U_{act,max}$  dans la zone d'accélération à iso-puissance ( $P_{elec} = 0,4 \text{ W/cm}$ ) pour l'actionneur  $A_{SC}$

### Limites de la loi de comportement

L'évolution de la vitesse  $U_{act}^*$  prédite par la relation (E2.6) est limitée par deux comportements aux frontières qui découlent directement des caractéristiques propres à la décharge DBD.

Tout d'abord, il n'est possible d'augmenter la tension  $V_{HV}$  que jusqu'à la limite de claquage du diélectrique. Cette condition est exprimée sous la forme :

$$(V_{HV})_{max} = f(V_{cl} = f(e, f_{HV})) \quad (E2.9)$$

où la tension maximale de fonctionnement de l'actionneur  $(V_{HV})_{max}$  est fonction de la tension de claquage du diélectrique  $V_{cl}$ , elle-même fonction de l'épaisseur  $e$  du diélectrique et de la fréquence  $f_{HV}$ . En pratique, il n'est pas possible d'utiliser l'actionneur DBD à la tension de claquage du diélectrique mais à une tension inférieure, de manière à avoir une durée de vie raisonnable pour les applications aérodynamiques. Pour l'actionneur  $A_{SC}$ , le Tableau 2.1 indique une valeur de  $V_{cl}$ , observée expérimentalement au cours des différents essais, de l'ordre de 18 kV pour  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ . Cette limite est reportée sur la Figure 2.19 (trait continu bleu) en supposant qu'elle varie peu avec la fréquence dans la gamme  $f_{HV} = [0,25 - 1,5 \text{ kHz}]$ . Il en découle que la vitesse  $U_{act}^*$  est relativement limitée, surtout à faible fréquence. Un compromis doit donc être trouvé entre fréquence et tension ; celui-ci dépend du second comportement aux frontières de la décharge exposé ci-dessous.

La relation empirique (E2.6) n'est valable que lorsque la décharge est dans le régime diffus ; elle est donc aussi limitée par les couples  $(V_{HV}, f_{HV})_{fil}$  qui déterminent le passage du régime diffus au régime filamentaire de la décharge. Dans le cadre de cette étude, ceux-ci ne sont pas déterminés expérimentalement par des visualisations de la décharge mais supposés d'après la revue bibliographique. En effet, [Corke'o8] observent par des mesures de balance que la force  $f_{EHD}$  augmente avec la tension et la fréquence jusqu'à un maximum, au-delà duquel la décharge devient filamentaire et  $f_{EHD}$  diminue ; les auteurs proposent une évolution de la forme  $(f_{EHD})_{max} \propto (f_{HV})^{-1}$  pour signifier que le mécanisme de transfert de quantité de mouvement est limité par le passage au régime filamentaire de la décharge.

Dans la suite, le même type de comportement pour l'actionneur  $A_{SC}$  est supposé ; ce qui conduit à définir une vitesse maximale liée au passage de la décharge filamentaire, en fonction de la fréquence, sous la forme :

$$(U_{act}^*)_{fil} = \frac{\gamma}{(f_{HV})_{fil}} \quad (E2.10)$$

où l'indice *fil* permet d'indiquer que la vitesse induite par l'actionneur est maximale au passage vers le régime filamentaire. A partir des mesures précédentes, le paramètre  $\gamma$  est ajusté en considérant qu'à  $f_{HV} = 1,5$  kHz, la décharge devient filamentaire entre 11 et 12 kV (Tableau 2.5) ; ce qui implique que la vitesse  $(U_{act}^*)_{fil}$  vaut 4,6 m/s à cette fréquence<sup>41</sup> et que  $\gamma$  est égal à  $7.10^3$  m/s<sup>2</sup>.

La condition asymptotique (E2.10) appliquée à la loi de comportement (E2.6) permet de déterminer la tension  $(V_{HV})_{fil}$  pour laquelle la décharge passe au régime filamentaire lorsque  $f_{HV} = (f_{HV})_{fil}$  :

$$(V_{HV})_{fil} - V_0 = \frac{(U_{act}^*)_{fil}}{\alpha(f_{HV})_{fil} + \beta} = \frac{\gamma}{(f_{HV})_{fil}} \frac{1}{\alpha(f_{HV})_{fil} + \beta} \quad (E2.11)$$

La relation (E2.11) permet de déterminer les paramètres électriques qui conduisent au passage au régime filamentaire de la décharge dans le cas de l'actionneur  $A_{SC}$ . D'après (E2.11), le régime filamentaire est atteint pour une tension d'environ 17 kV lorsque la fréquence est fixée à 1 kHz ; cette limite coïncide avec les observations de la décharge rapportées au Chap2§3.3.1 pour l'actionneur  $A_{DC}$  lorsque l'électrode de masse ne limite pas l'extension du plasma<sup>42</sup>.

La limite de la loi de comportement due au régime filamentaire est reportée sur la Figure 2.19 en trait continu rouge.

### Vitesse maximale théorique

Si deux conditions asymptotiques sont imposées à la loi (E2.6), il est alors possible de déterminer les paramètres d'entrée électriques  $(V_{HV}, f_{HV})_{max}$  qui permettent d'obtenir la vitesse maximale du vent ionique  $(U_{act}^*)_{max}$  pour l'actionneur  $A_{SC}$ . Cette vitesse maximale est théoriquement atteinte en considérant que la décharge ne devient filamentaire qu'à la tension maximale d'utilisation de l'actionneur, c'est-à-dire à la tension de claquage du diélectrique<sup>43</sup>. Cette condition s'exprime par :

$$(V_{HV})_{max} - V_0 = \frac{(U_{act}^*)_{max}}{\alpha \frac{\gamma}{(U_{act}^*)_{max}} + \beta} \quad (E2.12)$$

<sup>41</sup> Cette valeur est la moyenne des vitesses  $U_{act}^*$  pour les cas  $(V_{HV} = 11$  kV,  $f_{HV} = 1,5$  kHz) et  $(V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 1,5$  kHz) qui définissent le passage de la décharge du régime diffus au régime filamentaire.

<sup>42</sup> Il a déjà été souligné, à plusieurs reprises, que le régime de la décharge en fonction de  $(V_{HV}, f_{HV})$  était peu différent entre  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$ .

<sup>43</sup> Ce développement théorique est basée sur une extrapolation de la loi de comportement au cas où l'électrode de masse ne limiterait pas l'extension du plasma.

Il en résulte que  $(U_{act}^*)_{max}$  est la solution positive d'un polynôme du second degré et s'exprime par :

$$(U_{act}^*)_{max} = \frac{\beta[(V_{HV})_{max} - V_0] + \sqrt{\beta^2[(V_{HV})_{max} - V_0]^2 + 4\alpha\gamma[(V_{HV})_{max} - V_0]}}{2} \quad (E2.13)$$

Pour l'actionneur  $A_{SC}$ , en se plaçant à une tension de claquage du diélectrique de 18 kV, la vitesse maximale qu'il serait théoriquement possible d'atteindre n'excéderait donc pas 7,4 m/s ; elle serait atteinte pour  $f_{HV} \sim 1$  kHz. Ce point de fonctionnement théorique représente l'intersection des courbes asymptotiques (point noir) sur la Figure 2.19.

**En pratique, pour les applications aérodynamiques, la fréquence des actionneurs  $A_{SC}$  et  $A_{DC}$  a été fixée à 1 kHz. Leur efficacité vis-à-vis de l'ajout de quantité de mouvement a donc été testée uniquement en fonction de la tension d'alimentation. Celle-ci a été fixée dans des gammes relativement restreintes imposées à la fois par le critère  $l_{act}$  (configuration multiple) et par la durée de vie des actionneurs ; elles sont comprises entre [10 – 14 kV] pour  $A_{SC}$  et [10 – 16 kV] pour  $A_{DC}$ . Dans tous les cas, ces tensions n'ont pas permis d'explorer la potentialité du contrôle pour des vitesses du vent ionique au-delà de 6 m/s.**

### 4.3 Vitesse et longueur caractéristiques du vent ionique

L'objectif de cette sous-section est de déterminer une vitesse et une longueur qui permettent de relier l'ensemble de l'écoulement moyen induit par l'actionneur DBD aux paramètres électriques. L'analyse porte essentiellement sur les profils de vitesse moyenne  $U_{act}(y)$  présentés précédemment (Figure 2.14). Deux cas sont donc étudiés à fréquence constante ( $f_{HV} = 1$  kHz) pour  $V_{HV}$  égal à 10 et 12 kV (régimes spot et diffus).

#### 4.3.1 Profils de vitesse adimensionnés

Les paramètres retenus pour adimensionner les profils de vitesse en fonction de la zone de l'écoulement induit sont les suivants :

- la vitesse maximale  $U_{act,max}(x,y)$  est utilisée pour adimensionner la vitesse dans les deux régions.
- la longueur  $L_p^*$  calculée à partir des relations (E2.2) et (E2.5) est utilisée pour adimensionner la hauteur  $y$  dans la première région (aspiration et accélération). Dans la région de diffusion,  $\delta_{1/2}$  est mesuré d'après les profils de vitesse moyenne et utilisé pour adimensionner la hauteur.

Dans la région d'aspiration et d'accélération ( $0 \leq x \leq L_p^*$ ), les profils adimensionnés présentent une forme exponentielle (Figure 2.21a) :

$$\frac{U_{act}(y)}{U_{act,max}} = \exp\left(-C_1 \frac{(y-0,2)}{L_p^*}\right) \quad (E2.14)$$

où  $C_1$  est une constante égale à 4,0 ( $R^2 = 0,98$ ). La relation (E2.14) est valable pour  $0,2 \text{ mm} \leq y \leq L_p^*$ .

Dans la relation précédente,  $U_{act,max}$  évolue avec  $x$  suivant la loi parabolique définie par l'équation (E2.4), de sorte que les profils dans cette région sont auto-similaires. Il est donc possible de reconstituer tout le champ moyen de l'écoulement induit au-dessus de l'actionneur en fonction de ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) à partir des équations (E2.4) et (E2.14) en déterminant  $L_p^*$  et  $U_{act}^*$  avec, respectivement, les relations (E2.5) et (E2.6)<sup>44</sup>. De plus, la hauteur sur laquelle le vent ionique est aspiré est aussi de l'ordre de grandeur de  $L_p^*$ ; ce qui s'avère être un argument supplémentaire pour utiliser  $L_p^*$  comme longueur caractéristique de l'écoulement au-dessus de la décharge.

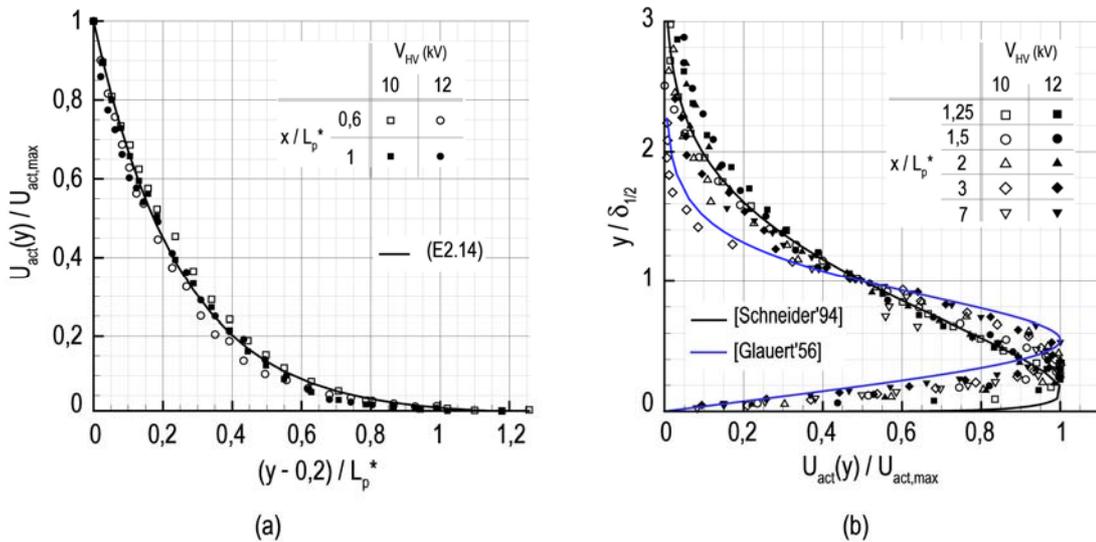


Figure 2.21 – Profils de vitesse adimensionnés dans les zones (a) d'aspiration et (b) de diffusion pour l'actionneur  $A_{SC}$  ( $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ )

Dans la région de diffusion du vent ionique ( $x \geq L_p^*$ ), les profils adimensionnés sont comparés au modèle analytique du jet de paroi laminaire de [Glauert'56] et au modèle empirique du jet de paroi turbulent de [Schneider'94] (Figure 2.21b). En proche paroi, les mesures semblent plus proches du comportement d'un jet de paroi laminaire bien que la hauteur à laquelle  $U_{act,max}$  est mesurée ( $y/\delta_{1/2} \sim 0,4$ ) soit inférieure à celle définie théoriquement ( $y/\delta_{1/2} = 0,548$ ).

Dans la partie supérieure des profils, les points expérimentaux s'écartent du modèle analytique laminaire; ils sont plus proches du modèle empirique turbulent proposé par [Schneider'94]. Il n'est donc pas possible de reconstituer précisément le champ d'écoulement moyen du vent ionique en utilisant le modèle analytique du jet de paroi laminaire; en revanche, il est possible de déterminer l'évolution suivant  $x$  de  $U_{act,max}$  et de  $\delta_{1/2}$  (voir Chap2§4.3.2).

<sup>44</sup> La reconstruction à partir de ces lois empiriques ne peut évidemment se faire que jusqu'à la hauteur de mesure la plus proche du diélectrique, c'est-à-dire que jusqu'à  $y = 0,2 \text{ mm}$ .

Les différences observées entre les profils et le modèle de jet de paroi laminaire proviennent essentiellement du fait que le vent ionique, dans la région de diffusion, n'émane pas d'un jet de paroi à proprement parler. En effet, si les profils montrent que la vitesse se diffuse sur une hauteur qui évolue avec  $x$  à partir de la fin de l'accélération, ils sont en revanche encore alimentés par l'air qui est aspiré quelques millimètres après la décharge ; c'est ce que montre le calcul du débit par section au-dessus de l'actionneur (Figure 2.16). Par ailleurs, la hauteur de diffusion du jet de paroi induit par le vent ionique ( $\delta_{1/2}$ ) est plus petite d'au moins un ordre de grandeur que les hauteurs des jets de paroi classiquement étudiés dans la littérature. Dans le cas du vent ionique, les mesures ne sont pas suffisamment résolues en hauteur pour pouvoir déterminer avec précision  $U_{act,max}$  et  $\delta_{1/2}$ . De plus, l'écoulement induit par l'actionneur n'est probablement pas bidimensionnel, en particulier dans le régime spot de la décharge ; dans les travaux sur les jets de parois dont il est fait référence ici, l'écoulement est 2D. D'autre part, comme il sera montré dans la suite, le vent ionique est un écoulement similaire à un jet de paroi pulsé et non continu.

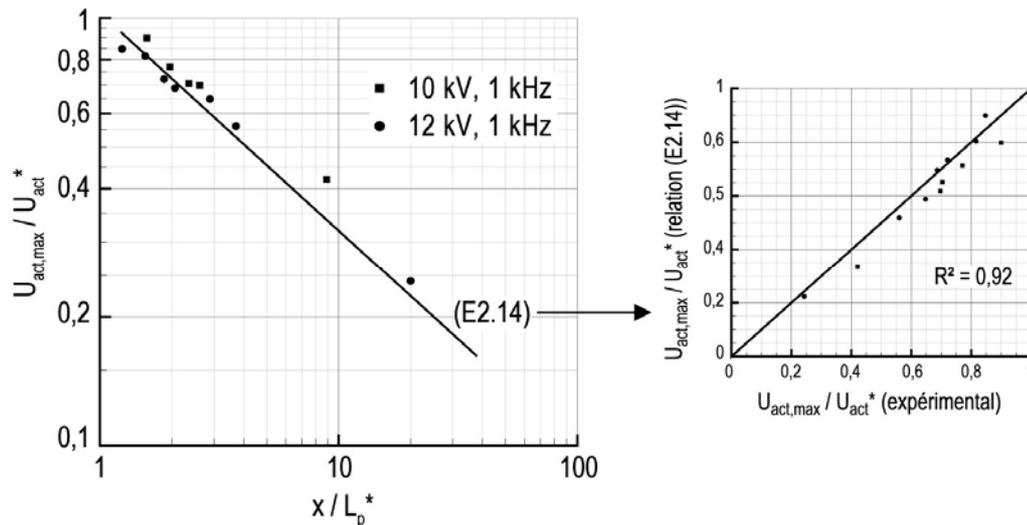
#### 4.3.2 Prédiction des propriétés de l'écoulement dans la zone de diffusion

Les résultats précédents ont montré que  $U_{act}^*$  et  $L_p^*$  sont deux paramètres caractéristiques du transfert de quantité de mouvement au-dessus de la décharge. L'objectif est de montrer ici qu'ils peuvent servir à prédire l'évolution de  $U_{act,max}(x,y)$  et de  $\delta_{1/2}$  dans la zone de diffusion. Dans la suite,  $U_{act}^*$  et  $L_p^*$  sont respectivement calculés à partir des équations (E2.5) et (E2.6) alors que  $U_{act,max}$  et  $\delta_{1/2}$  sont déterminés expérimentalement à partir des profils de vitesse moyenne.

La Figure 2.22 indique l'évolution de  $U_{act,max}$  en fonction de  $x$ . Dans la zone de diffusion, les points expérimentaux peuvent être extrapolés par la relation :

$$\frac{U_{act,max}(x)}{U_{act}^*} = \left( \frac{x}{L_p^*} \right)^{-0,5} \quad (\text{E2.15})$$

où (E2.15) est valable pour  $x > L_p^*$ . En accord avec [Bajura'70], l'évolution de la vitesse maximale dans la zone de diffusion est similaire à celle d'un jet de paroi laminaire, c'est-à-dire à une évolution de la forme  $U_{act,max}(x) \propto x^n$  où  $n = -0,5$ . De plus, les mesures LDA de [Eriksson'98] dans un jet de paroi 2D indiquent que  $n$  doit être inférieur à  $-0,5$  pour que le jet soit turbulent. En conclusion, l'évolution de la vitesse maximale du vent ionique dans la zone de diffusion est similaire à celle d'un jet de paroi laminaire. Dans l'air au repos, il découle de (E.14) que la vitesse maximale induite par un actionneur DBD AC est de l'ordre de  $0,3U_{act}^*$  à une distance  $x = 10L_p^*$  et de l'ordre de  $0,1U_{act}^*$  à  $x = 100L_p^*$ .

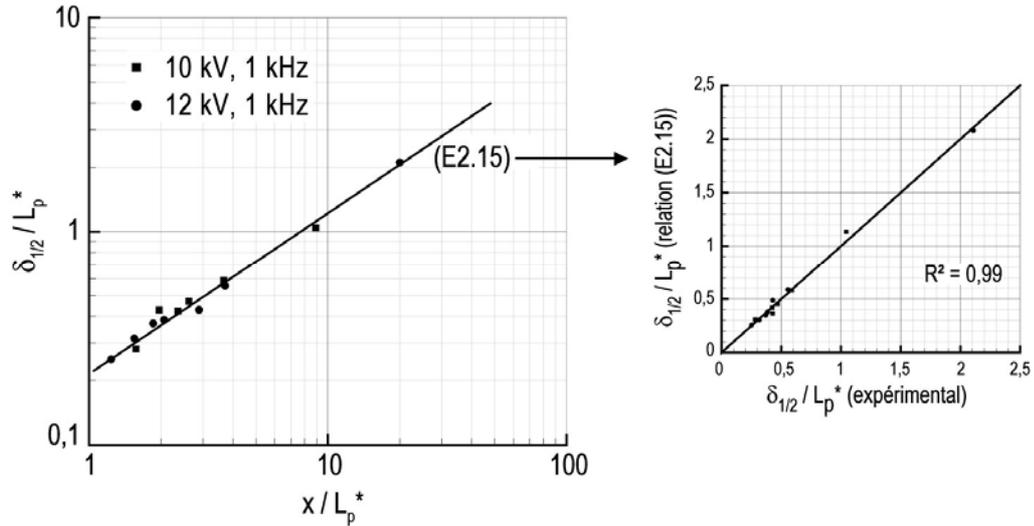

 Figure 2.22 – Evolution de  $U_{act,max}$  en fonction de  $x$ 

A noter que la relation (E2.14) qui donne l'évolution de  $U_{act,max}$  dans la zone de diffusion repose sur la prédiction de  $U_{act}^*$  par la loi de comportement de l'actionneur (E2.6) ; cette dernière ayant été déterminée empiriquement par des mesures à  $y = 0,2$  mm de la paroi au-dessus de la décharge. Dans cette étude, la vitesse  $U_{act}^*$  est donc considérée comme la vitesse maximale induite par l'actionneur bien que l'information sur la vitesse manque en plus proche paroi. Les mesures de  $U_{act,max}$  étant bien corrélées à la prédiction donnée par la relation (E2.14), il semble que  $U_{act}^*$  soit une bonne estimation de la vitesse maximale du vent ionique. Des mesures au plus près du plasma permettraient d'améliorer la prédiction, c'est-à-dire d'améliorer le coefficient de détermination de l'équation (E2.14).

L'évolution de  $\delta_{1/2}$  en fonction de  $x$  est également étudiée (Figure 2.23). Dans la zone de diffusion,  $\delta_{1/2}$  augmente avec  $x$  suivant une loi de la forme :

$$\frac{\delta_{1/2}(x)}{L_p^*} = C_2 \left( \frac{x}{L_p^*} \right)^{0,75} \quad (\text{E2.16})$$

où  $C_2$  est une constante égale à 0,22. L'équation (E2.16) est valable pour  $x > L_p^*$  et conduit à une très bonne prédiction de  $\delta_{1/2}$  ( $R^2 \sim 1$ ). En accord avec [Bajura'70], l'évolution de  $\delta_{1/2}$  dans la zone de diffusion est similaire à celle d'un jet de paroi laminaire, c'est-à-dire à une évolution de la forme  $\delta_{1/2}(x) \propto x^n$  où  $n = 0,75$ . Dans l'air au repos, il découle de l'équation (E2.16) que la hauteur de diffusion  $\delta_{1/2}$  du vent ionique induit par un actionneur DBD AC est de l'ordre de  $L_p^*$  à une distance  $x = 10L_p^*$  et de l'ordre de  $6L_p^*$  à  $x = 100L_p^*$ .

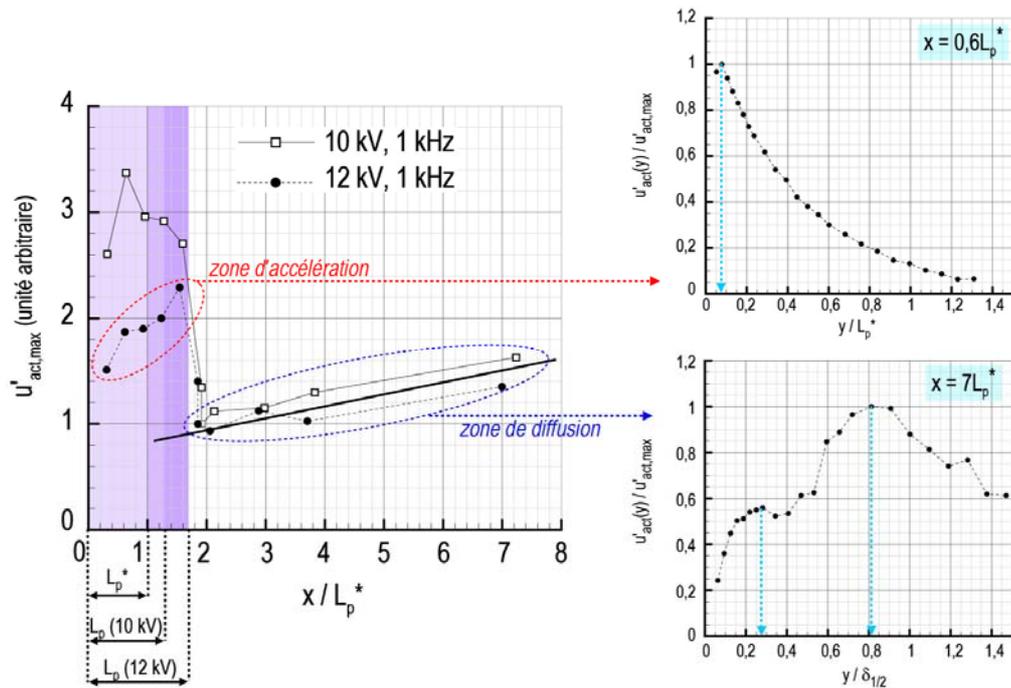

 Figure 2.23 – Evolution de  $\delta_{1/2}$  en fonction de  $x$ 

En conclusion, les deux paramètres  $U_{act}^*$  et  $L_p^*$  sont caractéristiques du champ de vitesse moyen de l'écoulement induit, indépendamment du régime de la décharge (spot ou diffus). A partir des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) de l'actionneur, il est possible de prédire les évolutions longitudinales de  $U_{act,max}$  et de  $\delta_{1/2}$ . Typiquement, pour l'actionneur  $A_{SC}$ , pour  $V_{HV} = 14$  kV et  $f_{HV} = 1$  kHz, la vitesse maximale induite sera d'environ 5,4 m/s à  $x = 6$  mm, de 1,6 m/s à  $x = 60$  mm ( $\delta_{1/2} = 6$  mm) et de 0,5 m/s à  $x = 600$  mm ( $\delta_{1/2} = 36$  mm).

L'évolution spatiale des fluctuations ( $u'_{act,max}$ )<sup>45</sup> est représentée sur la Figure 2.24. Les perturbations sont deux à trois fois plus importantes dans la zone du transfert de quantité de mouvement que dans la région de diffusion du vent ionique. Dans la zone d'accélération, les perturbations sont les plus importantes au niveau du maximum de vitesse, c'est-à-dire au plus proche du diélectrique ; cette observation confirme que les collisions entre les molécules neutres et les espèces ionisées ont lieu à l'interface plasma-air ambiant à une hauteur très faible (de l'ordre de 0,1 mm). Dans la zone de diffusion, les fluctuations de vitesse présentent deux pics caractéristiques des écoulements de jet de paroi laminaire, d'après [Bajura'70]. En effet, un premier pic est observé dans la partie inférieure du profil de vent ionique, c'est-à-dire à  $y \sim 0,2 \delta_{1/2}$ <sup>46</sup>. Un deuxième pic, d'intensité deux fois plus importante, est visible dans la partie supérieure du profil à  $y = 0,8 \delta_{1/2}$ , c'est-à-dire dans la région du profil similaire à un écoulement de jet libre. De plus, dans la zone de diffusion ( $x \geq 2L_p^*$ ), les fluctuations de vitesse relevées à  $y \sim 0,8 \delta_{1/2}$  évoluent linéairement avec la distance  $x$  adimensionnée par  $L_p^*$  ; cette dernière observation est aussi en accord avec [Bajura'70] dans le cas d'un jet de paroi laminaire.

<sup>45</sup> Dans ce cas, la vitesse  $u'_{act,max}$  représente la valeur RMS de  $U_{act}(x,y)$  la plus importante par section, c'est-à-dire à  $x$  constant. Son évolution suivant  $x$  et suivant  $y$  est représentée à la Figure 2.24 où  $u'_{act,max}$  est exprimée en unité arbitraire, c'est-à-dire en prenant  $u'_{act,max} = 1$  au début de la zone de diffusion.

<sup>46</sup> Dans notre cas, le premier pic (à  $x = 7 L_p^*$ ) est plus exactement observé à  $y = 0,3 \delta_{1/2}$  comme le montre la Figure 2.24 ; néanmoins, cette hauteur est proche de celle rapportée par [Bajura'70], c'est-à-dire  $y = 0,2 \delta_{1/2}$ .


 Figure 2.24 – Evolution de  $u'_{act,max}$  en fonction de  $x$  et de  $y$ 

#### 4.3.3 Confrontation de la loi de comportement à la littérature

L'objectif de ce paragraphe est de confronter les mesures LDA de la vitesse moyenne induite par l'actionneur  $A_{SC}$  à la littérature. Le choix s'est porté sur les mesures effectuées par [Jolibois'08a] car elles sont réalisées près de la décharge, « à la fin du plasma », dans l'air au repos. De plus, l'évolution de la vitesse du vent ionique étant étudiée en faisant varier la tension, [Jolibois'08a] mesure la vitesse du vent ionique à une position qui varie linéairement avec la tension, comme c'est le cas pour l'actionneur  $A_{SC}$ . En revanche la configuration géométrique de l'actionneur, ainsi que la méthode de mesure, sont différentes. Un tube de Pitot est utilisé par [Jolibois'08a] pour évaluer la vitesse maximale induite par des actionneurs DBD AC ( $f_{HV} = 1$  kHz) avec un diélectrique en PMMA ( $\epsilon_r \sim 3,3$ ) pour six épaisseurs différentes ( $0,5 \leq e \leq 5$  mm). A noter que la permittivité du diélectrique utilisé par [Jolibois'08a] est du même ordre de grandeur que celle de l'actionneur  $A_{SC}$ .

Les mesures pour l'actionneur  $A_{SC}$  ( $f_{HV} = 1$  kHz) sont reportées sur la Figure 2.25 (carrés blancs) ; celles de [Jolibois'08a] sont représentées par les cercles noirs, sans préciser l'épaisseur car, comme le fait remarquer l'auteur, la vitesse en fonction de la puissance suit la même tendance indépendamment de  $e$  pour  $\epsilon_r \sim 3,3$ . Les vitesses induites par l'actionneur  $A_{SC}$  sont proches de celles rapportées par [Jolibois'08a] et semblent suivre la même tendance, pour une puissance linéique inférieure à  $1$  W/cm. Cette première observation suggère, d'une part, que le dispositif expérimental retenu dans notre étude conduit à des mesures de vitesse comparables à celles réalisées au Pitot. D'autre part, la comparaison confirme que pour des diélectriques ayant une permittivité équivalente, l'épaisseur a peu d'influence sur la relation entre la vitesse induite et la puissance électrique.

Les mesures pour l'actionneur  $A_{SC}$  n'ayant pas été réalisées au-delà de 13 kV, la Figure 2.25 propose une comparaison des mesures de [Jolibois'08a] avec la vitesse estimée à partir des relations établies précédemment. Deux évolutions sont prédites de

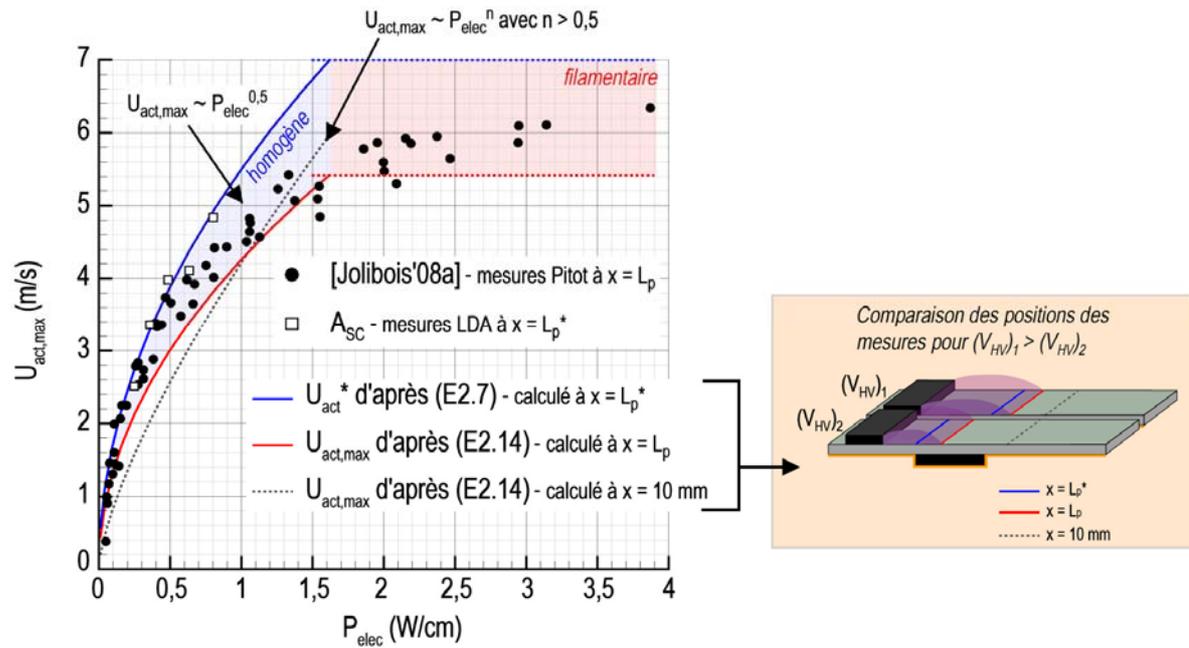
manière à prendre en considération la position de la mesure qui est différente dans les deux études, à savoir :

- actionneur  $A_{SC}$  : les mesures sont effectuées au-dessus du plasma et la vitesse maximale est identifiée à  $x = 0,6L_p = L_p^*$ . La vitesse est donc calculée directement à partir de la relation (E2.7) et représentée par la courbe bleue sur la Figure 2.25 ; celle-ci correspond donc à  $U_{act,max} = U_{act}^*$  d'après les définitions introduites précédemment.
- [Jolibois'08a] : les mesures sont effectuées « à la fin du plasma », c'est-à-dire à la position  $x = L_p$  où, d'après les résultats de notre étude, le vent ionique se diffuse déjà en jet de paroi. La vitesse maximale est donc calculée à partir de la prédiction de  $U_{act,max}$  donnée par la relation (E2.14) en considérant que la mesure est effectuée à  $x = L_p$  (courbe rouge). Il en résulte que  $U_{act,max}$  vaut dans ce cas  $\lambda^{0,5} U_{act}^*$  d'après (E2.14).

Par ailleurs, les deux courbes précédentes sont interceptées par une courbe de même couleur en traits pointillés qui représente le comportement aux frontières lié au passage de la décharge au régime filamentaire. Pour la mesure à  $x = L_p^*$  (courbe bleue), l'asymptote est déterminée directement en utilisant la relation (E2.10) ; tandis que pour la mesure à  $x = L_p$  (courbe rouge), la vitesse filamentaire à 1 kHz est introduite dans la relation (E2.15) à la place de  $U_{act}^*$ .

La confrontation de la loi de comportement aux mesures réalisées par [Jolibois'08a] induit les commentaires suivants :

- les mesures (cercles noirs) se trouvent dans le domaine délimité par les prédictions de la vitesse maximale estimée entre  $x = L_p^*$  et  $x = L_p$  (entre les courbes bleue et rouge). Du point de vue expérimental, étant donné l'incertitude sur la position de mesures réalisées au Pitot, il semble donc que la loi de comportement de l'actionneur, couplée à l'évolution de  $U_{act,max}$  dans la zone de diffusion, prédisent de manière raisonnable les mesures de [Jolibois'08a]. Plus précisément, l'évolution  $U_{act,max} \propto P_{elec}^{0,5}$  est respectée pour une puissance linéique inférieure à 1,5 W/cm ; au-delà de cette puissance, le comportement asymptotique découlant du passage de la décharge au régime filamentaire est relativement bien évalué, entre 5,5 et 7 m/s.
- la similitude des mesures de [Jolibois'08a] avec la loi de comportement de l'actionneur  $A_{SC}$  semble indiquer que celle-ci s'applique indépendamment de l'épaisseur pour des diélectriques tels que  $\epsilon_r \sim 3$ .


 Figure 2.25 – Comparaison des mesures de  $U_{act}^*$  à la littérature

Par conséquent, la loi de comportement (E2.6) est utilisée dans la suite de ce travail pour prédire la vitesse induite par l'actionneur  $A_{DC}$  en utilisant les paramètres ( $V_0$ ,  $A$  et  $a$ ) répertoriés dans les Tableaux 2.2 et 2.3.

La vitesse maximale induite par les actionneurs DBD utilisés par [Jolibois'08a] est mesurée à une position variable en fonction de la tension. En revanche, [Pons'05], [Hoskinson'08a] et [Dong'08a] rapportent des mesures de la vitesse du vent ionique réalisées au Pitot, à une position fixe quelle que soit la tension, c'est-à-dire sans prendre en compte la longueur d'extension du plasma et la diffusion du vent ionique. La courbe grise en trait discontinu sur la Figure 2.25 représente la vitesse maximale prédite par les équations (E2.6) et (E2.14), pour  $V_{HV} = [4 - 20 \text{ kV}]$  et  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ , lorsque celle-ci est toujours mesurée à la même position, à savoir 1 mm derrière l'actionneur ( $x = 10 \text{ mm}$  pour  $A_{SC}$ ), indépendamment de la tension. A iso-fréquence, la prédiction montre alors qu'une loi en puissance de la forme  $U_{act,max} \propto P_{elec}^n$  peut être trouvée avec  $n > 0,5$  ; cette dernière observation suggère que la valeur de l'exposant  $n$  proposée par divers auteurs dans la relation précédente dépend aussi de la position de la mesure de la vitesse maximale induite par un actionneur DBD.

## 5 Analyse de la vitesse instantanée : répartition spectrale du vent ionique

Dans la littérature, peu de références sont faites à la répartition spectrale de l'écoulement induit par l'actionneur DBD ; la plupart des dispositifs expérimentaux utilisés ne permettent pas d'obtenir des mesures résolues en temps jusqu'à la fréquence d'alimentation de l'actionneur. L'objectif de cette section est de déterminer la distribution spectrale du vent ionique pour les deux modes de pilotage mis en œuvre au cours des applications aérodynamiques (modes continu et instationnaire). L'analyse

spectrale repose sur des séries temporelles mesurées à la LDA dont le traitement est rappelé en Annexe A.

### 5.1 Mode continu : signature de la fréquence d'alimentation ( $f_{HV}$ )

Pour l'étude du mode continu, l'actionneur  $A_{SC}$  est alimenté par une tension de 10 kV et une fréquence de 1 kHz. Les séries temporelles sont d'une durée de 10 s et sont répétées trois fois en chaque point ; au total, l'analyse spectrale porte sur au moins 30 000 échantillons de la vitesse longitudinale fluctuante. Les mesures sont réalisées à la hauteur  $y = 0,5$  mm.

#### 5.1.1 Réponse dans la zone d'accélération

C'est dans la zone d'accélération que la distribution spectrale du vent ionique est la plus marquée par la fréquence de l'actionneur, au plus proche de l'électrode de haute tension, c'est-à-dire à la position où les fluctuations de vitesse  $u'_{act,max}(x)$  sont les plus importantes. Ainsi, à  $x = 0,3L_p^*$ , les densités spectrales de puissance mettent en évidence un pic d'excitation à 1 kHz et son harmonique<sup>47</sup> à 2 kHz (Figure 2.26). L'écoulement au-dessus de la décharge est donc soumis à un forçage fréquentiel linéaire vis-à-vis de la fréquence d'alimentation de l'actionneur. Dans la mesure où le plasma s'éteint pendant les phases de *quenching*, l'actionneur DBD AC induit donc un jet de paroi pulsé à la fréquence  $f_{HV}$  au début des phases cathodique et anodique, lorsque la décharge se rallume.

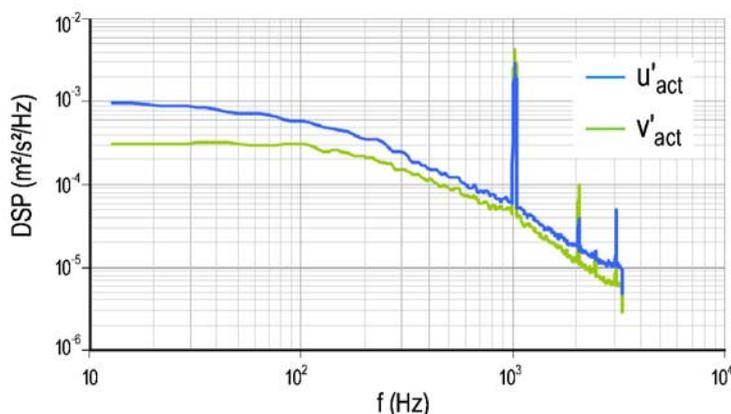


Figure 2.26 – Densités spectrales de puissance à  $x = 0,3L_p^*$  pour l'actionneur  $A_{SC}$  en fonction de  $y$  ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

#### 5.1.2 Réponse dans la zone de diffusion

L'évolution longitudinale de l'activité spectrale est aussi étudiée dans la zone de diffusion du vent ionique (Figure 2.27). Dans ce cas, les densités spectrales de puissance sont adimensionnées par l'énergie cinétique turbulente dans la mesure où la Figure 2.25 montre que les fluctuations de vitesse augmentent de manière linéaire avec

<sup>47</sup> Il a été vérifié que les harmoniques présents dans les densités spectrales de puissance sont propres à l'écoulement induit ; ceux-ci ne sont pas présents dans le signal de haute tension alimentant l'actionneur DBD.

$x$  dans cette région (voir Annexe A). Le pic caractéristique de  $f_{HV} = 1$  kHz est détectable jusqu'à  $x \sim 2L_p^*$ , c'est-à-dire jusqu'à l'extrémité de l'électrode de masse. Le forçage fréquentiel lié au transfert de quantité de mouvement s'étend donc quelques millimètres au-delà de l'accélération du vent ionique. Plus en aval, les DSP mettent en évidence une réduction importante de la puissance portée par les hautes fréquences : dans la zone de diffusion du vent ionique, la fréquence de l'actionneur n'est plus prépondérante. La réponse fréquentielle est plutôt caractéristique de celle d'un jet de paroi ; la réponse spectrale est portée par les faibles fréquences ( $\sim 100$  Hz) et diminue à mesure que le vent ionique se diffuse.

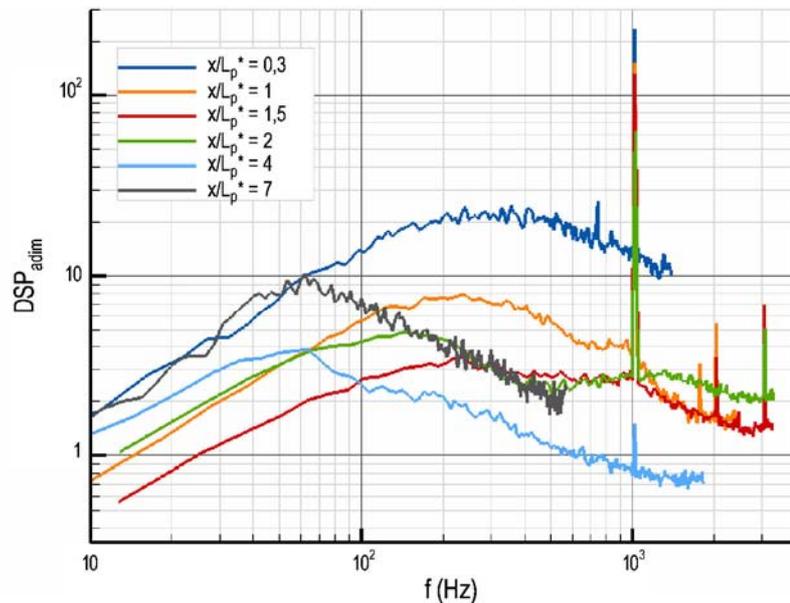


Figure 2.27 – Densités spectrales de puissance pour l'actionneur  $A_{SC}$  en fonction de  $x/L_p^*$  ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

En conclusion, en mode continu, l'écoulement induit par un actionneur DBD présente une activité spectrale différente selon les régions considérées. Au-dessus de la décharge, l'air ambiant est accéléré et pulsé à la fréquence  $f_{HV}$ . En aval de la décharge, lorsque le vent ionique se diffuse, il présente une activité spectrale propre au jet de paroi, à savoir une fréquence qui diminue linéairement avec  $x$ , d'un ordre de grandeur inférieure à  $f_{HV}$ .

## 5.2 Mode instationnaire : signature de la fréquence de modulation ( $f_p$ )

Pour étudier le mode instationnaire de l'actionneur DBD AC, la fréquence  $f_{HV}$  est réduite à 0,5 kHz pour une tension de 10 kV (régime spot). L'intérêt est de pouvoir obtenir une fréquence d'acquisition pour la LDA d'un ordre de grandeur supérieur à  $f_{HV}$ . L'actionneur est successivement allumé puis éteint à la fréquence  $f_p = 10$  Hz. L'influence du rapport cyclique est étudiée pour  $R_{DC} = 50$  et 75%. Les mesures sont comparées au cas où l'actionneur est piloté en continu. Les séries temporelles sont d'une durée de 30 s répétées trois fois ; l'analyse spectrale porte sur plus de 500 000 échantillons.

La répartition spectrale de la vitesse du vent ionique est étudiée à la fin de la zone d'accélération de la vitesse moyenne ( $x = L_p^*$ ) à une hauteur  $y = 0,5$  mm (Figure 2.28).

Les densités spectrales de puissance indiquent la présence de deux pics d'excitation, et de leur premier et second harmoniques, aux fréquences correspondant à  $f_{HV}$  et  $f_p$ . Le mode instationnaire de l'actionneur permet donc d'ajouter de la quantité de mouvement à une fréquence d'un ordre de grandeur inférieur à la fréquence de l'alimentation sinusoïdale. De plus, le rapport cyclique joue un rôle dans la réponse fréquentielle de l'actionneur. Lorsque  $R_{DC}$  augmente la réponse est dominée par les hautes fréquences avec une bande passante importante ; la signature du forçage linéaire lié au transfert de quantité de mouvement ( $f_{HV}$ ) est très marquée. En revanche, à partir de  $R_{DC} \leq 50\%$ , l'activité spectrale est largement dominée par la signature de la fréquence du mode instationnaire, avec une bande passante plus faible et centrée sur  $f_p$ .

Ces observations éclairent la conclusion de [Grundmann'07c] dans leur étude sur l'effet des actionneurs DBD sur les instabilités de couche limite. Lorsque l'actionneur est en mode continu, il permet d'agir sur une gamme de fréquences plus importante que lorsqu'il est piloté en mode instationnaire. Le mode continu, bien qu'il consomme plus d'énergie, a l'avantage de pouvoir être utilisé pour modifier des instabilités naturelles arbitraires, sur une large bande de fréquences, sans chercher à exciter plus particulièrement une fréquence par un contrôle en boucle fermé.

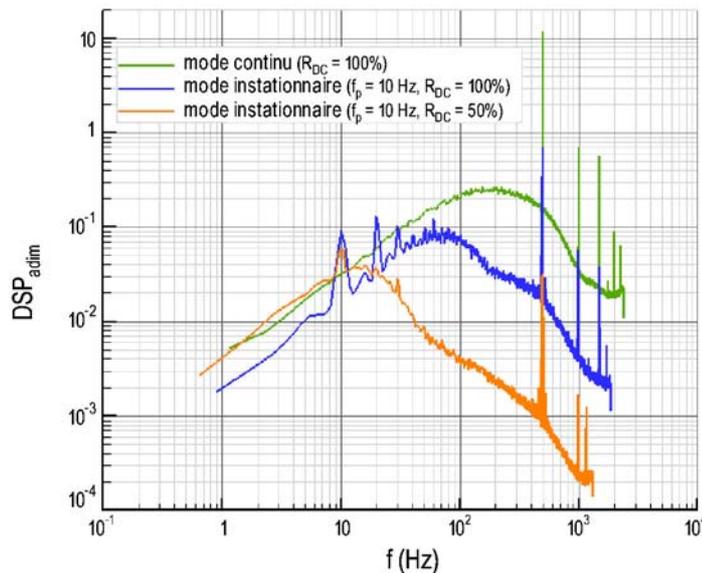


Figure 2.28 – Densités spectrales de puissance à  $x = L_p^*$  pour l'actionneur  $A_{SC}$  en mode instationnaire ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 0,5$  kHz,  $f_p = 10$  Hz)

## 6 Analyse de la vitesse moyenne en synchronisation de phase : prépondérance de la phase cathodique

Les mesures précédentes ont permis de montrer le couplage existant entre le régime de la décharge et le transfert de quantité de mouvement au-dessus de la décharge. Lorsque celle-ci est dans le régime diffus, le vent ionique est accéléré sur une distance caractéristique de la longueur des spots d'ionisation de la phase cathodique. Par ailleurs, lorsque la décharge devient filamentaire, le transfert de quantité de mouvement n'est pas aussi efficace et la vitesse induite ne suit plus la loi de comportement empirique liant vitesse, tension et fréquence.

L'objectif de cette section est de réaliser des mesures de vitesse du vent ionique qui permettent un couplage avec la physique de la décharge. La fréquence d'acquisition du système LDA étant de l'ordre de grandeur de la fréquence de l'actionneur, il n'est pas possible d'observer l'évolution de la vitesse au cours d'un cycle AC de manière suffisamment résolue en temps ; c'est pour cette raison que les mesures sont réalisées en synchronisation de phase et que  $f_{HV}$  est fixé à 0,5 kHz. Le système LDA est ainsi synchronisé avec la tension d'alimentation de l'actionneur piloté en modes continu et instationnaire ; le principe est rappelé en Annexe A.

## 6.1 Corrélation entre la vitesse et la phase de l'actionneur $A_{SC}$ en mode continu

L'analyse des mesures pour l'actionneur piloté en continu sont divisées en trois parties. Tout d'abord, les différences entre les phases anodique et cathodique sont étudiées à plusieurs positions de l'écoulement induit, lorsque la décharge est dans le régime diffus ( $V_{HV} = 12$  kV). Ensuite, plusieurs tensions d'alimentation sont testées pour des mesures dans la zone d'accélération pour les régimes spot et diffus. Enfin, l'influence du signal électrique (rampes positives et négatives) sur le transfert de quantité de mouvement est étudiée.

### 6.1.1 Phase anodique vs phase cathodique

Deux séries temporelles d'une durée de 60 s sont réalisées de manière à obtenir une résolution d'au moins 1000 échantillons par  $2^\circ$  du cycle AC pour assurer la convergence de la vitesse à l'ordre 0.

Les quatre positions longitudinales de mesure sont choisies à partir des propriétés des deux zones de l'écoulement mises en relief précédemment, à savoir :

- à  $x = 0,3L_p^*$  : c'est la position où les fluctuations de vitesse sont les plus importantes (Figure 2.18), près du bord de l'électrode de haute tension, c'est-à-dire là où les collisions entre les neutres et les espèces ionisées sont vraisemblablement les plus nombreuses.
- à  $x = L_p^*$  : c'est la position du maximum de vitesse  $U_{act}^*$  induit par l'actionneur, c'est-à-dire à la fin des spots d'ionisation caractéristiques de la phase cathodique de la décharge.
- à  $x = 2L_p^*$  et  $x = 3L_p^*$  : à ces positions, l'activité spectrale commence à ne plus être marquée par la fréquence  $f_{HV}$  de l'alimentation du plasma car le vent ionique se diffuse comme un jet de paroi.

La hauteur des mesures est déterminée par la hauteur de la vitesse maximale induite par le vent ionique ; pour les deux premières positions, elle est égale à 0,2 mm ; pour les deux suivantes, elle vaut respectivement 0,5 et 0,8 mm.

La phase anodique (alternance positive) est considérée entre  $\Phi = [0^\circ - 180^\circ]$  et la phase cathodique (alternance négative) entre  $\Phi = [180^\circ - 360^\circ]$ . La norme et la direction de la vitesse induite par l'actionneur sont caractérisées en fonction de  $\Phi$  ; elles

sont respectivement définies par  $\sqrt{U_{act}^2 + V_{act}^2}$  et  $\arctan\left(\frac{V_{act}}{U_{act}}\right)$ . Par convention, lorsque la direction de la vitesse est négative, cela signifie que l'écoulement est attiré vers le diélectrique (aspiration) ; lorsqu'elle est positive, l'écoulement est ascendant (dirigé du diélectrique vers le haut).

La norme et la direction de la vitesse induite sont représentées en fonction de la phase respectivement en coordonnées polaires (Figure 2.29a) et en coordonnées cartésiennes (Figure 2.29b).

En accord avec la description de l'activité spectrale, la vitesse induite par l'actionneur n'est corrélée avec l'alimentation sinusoïdale qu'à proximité de la décharge (Figure 2.29a). En effet, pour les positions  $x = 0,3L_p^*$  et  $x = L_p^*$ , la vitesse n'est pas la même suivant la phase de l'actionneur tandis qu'elle reste constante pour  $\Phi = [0^\circ - 360^\circ]$  lorsque la mesure est effectuée dans la zone de diffusion du vent ionique ( $x = 2L_p^*$  et  $3L_p^*$ ).

Dans la région du transfert de quantité de mouvement, la vitesse augmente durant la phase cathodique [ $180^\circ - 270^\circ$ ] et est supérieure (environ double) à la vitesse mesurée durant la phase anodique de la décharge. A noter que l'augmentation de vitesse a lieu à partir de  $\Phi \sim 200^\circ$ , soit environ 0,1ms après que le signal d'alimentation soit repassé par 0 (Figure 2.29a). Durant la phase cathodique, le maximum de vitesse est atteint à  $\Phi = 270^\circ$ , lorsque le champ électrique diminue et conduit à l'extinction de la décharge ; cette augmentation de vitesse est caractérisée par une aspiration de l'air au-dessus de la décharge (Figure 2.29b). Au cours de la phase anodique, la vitesse augmente légèrement à partir de  $\Phi \sim 10^\circ$  et reste quasiment constante jusqu'au début de l'alternance négative à  $\Phi = 180^\circ$ . D'autre part, sur l'ensemble du cycle AC de l'actionneur, aucune vitesse longitudinale négative n'est mesurée, suggérant que le vent ionique est toujours dirigé dans le même sens, de l'électrode active vers l'électrode passive. D'autre part, la vitesse induite est la plus importante pour la mesure à la fin de la zone d'accélération ( $x = L_p^*$ ).

Ces mesures montrent donc que le transfert de quantité de mouvement est plus important durant l'alternance négative. Elles confirment les résultats obtenus par [Forte'07] dans le cas de mesures LDA résolues en temps avec un écoulement au-dessus de la décharge ( $U_\infty = 2$  m/s). En se référant aux observations précédentes sur la longueur d'accélération en fonction du régime de la décharge, il apparaît à nouveau qu'un couplage important lie la structure de la décharge à l'efficacité du transfert de quantité de mouvement. Les spots d'ionisation diffuse (phase cathodique) sont vraisemblablement plus efficaces que les filaments (phase anodique) pour induire un écoulement au-dessus de l'actionneur DBD. Il s'en suit que les forces  $f_{EHD}$  mises en jeu durant la phase cathodique sont certainement plus importantes que celles créées au cours de la phase anodique ; en se référant aux résultats des simulations de [Lagmich'08], il semble donc que les ions négatifs de l'oxygène jouent un rôle prépondérant dans le transfert de quantité de mouvement.

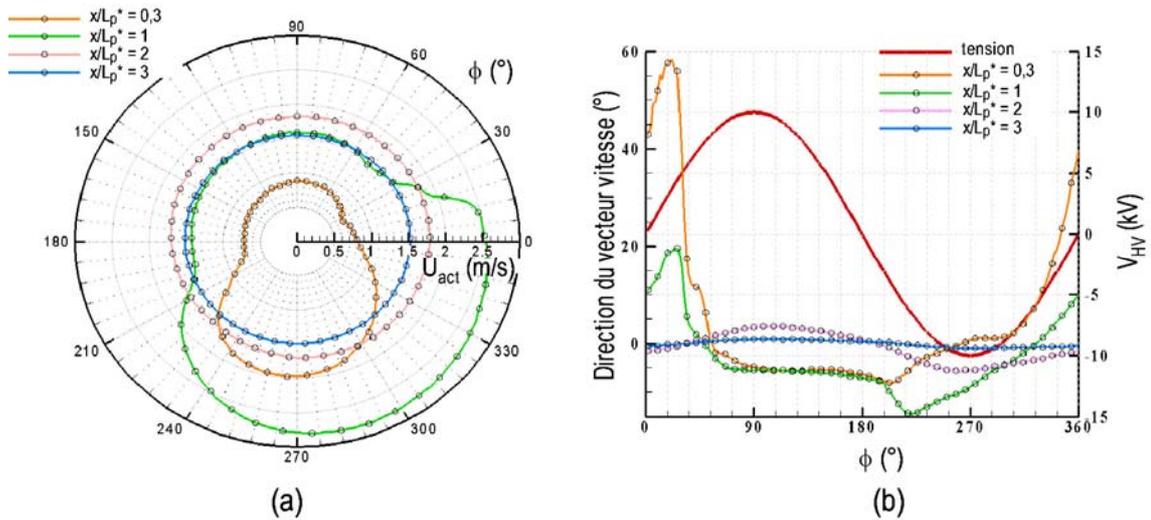


Figure 2.29 – (a) Norme de la vitesse et (b) direction de la vitesse induite par le vent ionique en phase avec l'actionneur  $A_{SC}$  ( $V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 0,5$  kHz)

Au cours des deux phases d'extinction de la décharge, la norme et la direction de la vitesse évoluent différemment. Pour  $\Phi = [90^\circ - 180^\circ]$ , la vitesse reste quasiment constante et l'écoulement induit est toujours dirigé vers le diélectrique (aspiration). Au contraire, pour  $\Phi = [270^\circ - 360^\circ]$ , la vitesse diminue progressivement et l'écoulement semble dévié vers le haut (direction positive de l'ordre de  $60^\circ$ ); une diminution brutale de la vitesse est même observée lorsque la décharge s'allume au début de l'alternance positive à  $\Phi \sim 10^\circ$  ( $x = L_p^*$ ). D'autres mesures réalisées dans la zone de l'écoulement au-dessus de la décharge confirment ces observations. Des détails supplémentaires sur leur interprétation sont donnés dans la suite lorsque l'actionneur est piloté en mode instationnaire (Chap2§6.2).

### 6.1.2 Temps caractéristique du transfert de quantité de mouvement

La vitesse induite est mesurée en synchronisation de phase avec l'actionneur en fonction de la tension ( $V_{HV} = 7 - 16$  kV) à une position constante ( $x = 4,5$  mm,  $y = 0,5$  mm); dans ce cas, la position de la mesure n'est donc pas fixe vis-à-vis de la longueur caractéristique  $L_p^*$ . Six séries temporelles d'une durée de 30 s sont réalisées de manière à obtenir une résolution d'au moins 1000 échantillons par  $2^\circ$  du cycle AC pour toutes les tensions étudiées.

Pour  $V_{HV} = 7$  kV, la décharge est très faiblement allumée et la mesure du vent ionique est faiblement marquée par le cycle AC (Figure 2.30). Pour les autres cas, la différence entre l'alternance positive et l'alternance négative décrite précédemment est observable indépendamment de la tension, c'est-à-dire indépendamment du régime de la décharge (spot ou diffus). Dans tous les cas, la vitesse maximale induite au cours de la phase cathodique est quasiment le double de celle générée par la phase anodique. De plus, il semble qu'à  $V_{HV} = 16$  kV, la vitesse atteigne une valeur seuil : ceci s'explique certainement par le fait, qu'à cette tension, l'extension du plasma est limitée par la longueur de l'électrode de masse.

Ces mesures confirment donc que l'augmentation de la vitesse avec la tension n'est pas uniquement due à l'augmentation de la longueur d'extension de la décharge mais également à l'augmentation locale de la force  $f_{EHD}$ , c'est-à-dire à la pente de la tension.

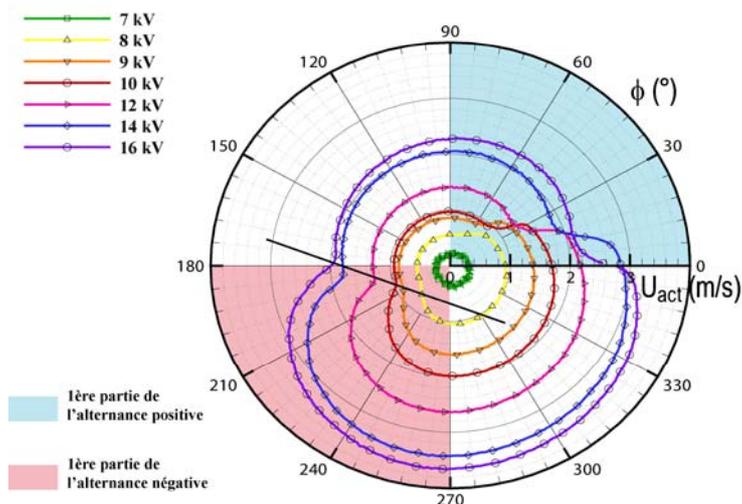


Figure 2.30 – Vitesse longitudinale ( $U_{act}$ ) en phase avec l'actionneur  $A_{SC}$  en fonction de la tension ( $f_{HV} = 0,5$  kHz)

Le début de l'accélération de la vitesse [ $180^\circ - 270^\circ$ ] est toujours déphasé vis-à-vis de la tension d'alimentation (trait continu noir sur la Figure 2.30). Ce déphasage diminue à mesure que  $V_{HV}$  augmente ; il est vraisemblablement lié à l'apparition des premiers pics négatifs dans le courant de décharge, comme le montrent les considérations suivantes sur la vitesse de propagation moyenne du plasma au cours de l'alternance négative.

Les relations (E2.2) et (E2.5) permettent de déterminer la longueur maximale de la décharge à la fin de l'alternance négative. Cette extension est atteinte au bout d'un temps égal à un quart de la période de l'alimentation sinusoïdale. Il est donc possible de calculer la vitesse moyenne de déplacement du plasma durant la phase cathodique à partir de :

$$U_p^- = 4f_{HV} L_p^* = 4\lambda f_{HV} L_p \quad (E2.17)$$

où  $\lambda$  vaut 0,6 et  $U_p^-$  représente la vitesse de déplacement moyenne du nuage ionique négatif d'après [Lagmich'08] et [Hoskinson'08b]<sup>48</sup>. Dans la relation (E2.17),  $L_p$  peut être calculée en fonction de la tension à partir de (E2.2), de sorte que  $U_p^-$  peut être évaluée en fonction de la pente de la tension du signal d'alimentation pour  $V_{HV} = [8 - 14$  kV] et  $f_{HV} = 1$  kHz (Figure 2.31a). Cette vitesse est comparée à l'évolution prédite par les simulations de [Lagmich'08] pour la phase cathodique de la DBD dans l'air. La valeur de  $U_p^-$  calculée avec les relations empiriques propres à l'actionneur  $A_{SC}$  est en accord avec celle de [Lagmich'08] : elle est en effet proportionnelle à la pente de la tension avec un facteur égal à 0,4 mm/kV dans les deux cas. Ce résultat valide donc la mesure de la longueur des spots d'ionisation observée au cours de l'alternance négative (voir Figure 2.6) ; il confirme que leur longueur est de l'ordre de 60% de celle des filaments. De plus, la corrélation réalisée précédemment au travers de la relation (E2.4), entre la longueur d'accélération et la longueur maximale du nuage ionique négatif, est confortée par ce dernier résultat ; la convergence des résultats des simulations de [Lagmich'08] avec les mesures présentées ici semblent donc être en faveur d'un transfert de quantité de mouvement dominé par les espèces négatives.

<sup>48</sup> Voir la note 21 dans le Chap1§4.2.1

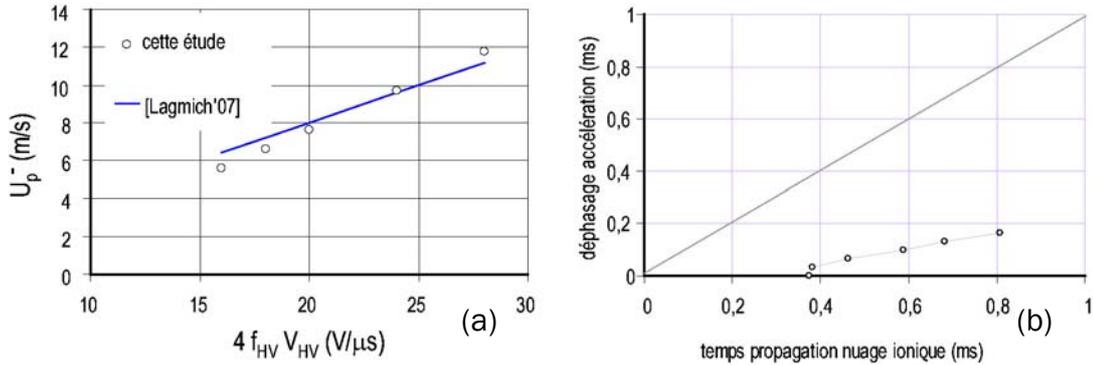


Figure 2.31 – (a) Vitesse de propagation du plasma  $U_p^-$  en fonction de la pente de la tension - (b) Comparaison du temps moyen de propagation du plasma jusqu'à  $x = 4,5$  mm au déphasage de la vitesse au cours de l'alternance négative

A partir de l'équation (E2.17), le temps mis par le nuage ionique négatif pour se déplacer jusqu'à la zone de mesure ( $x = 4,5$  mm) peut être évalué en fonction de la tension  $V_{HV}$ . Ce temps est comparé au déphasage décrit précédemment pour le début de l'augmentation de la vitesse au cours de la phase cathodique (Figure 2.31b). Il apparaît que le déphasage est bien plus faible que le temps nécessaire au passage du nuage ionique négatif par le volume de mesure de la LDA. Ce résultat suggère que la vitesse est induite dès les premiers pics de courant négatifs et non lorsque le nuage ionique négatif passe par la zone de mesure. En d'autres termes, le transfert de quantité de mouvement se déroule non pas sur un temps caractéristique de la vitesse de propagation moyenne du nuage ionique négatif mais sur un temps bien plus faible, représentatif des micro-décharges qui composent la DBD.

### 6.1.3 Influence de la forme du signal électrique (rampes positives et négatives)

L'influence de la forme du signal électrique a été testée dans le cas de rampes positives et négatives<sup>49</sup> au cours de mesures de vitesse en phase réalisées à  $x = L_p^*$  et  $y = 0,5$  mm pour  $V_{HV} = 10$  kV et  $f_{HV} = 0,5$  kHz. Deux séries temporelles d'une durée de 60 s sont réalisées de manière à obtenir une résolution d'au moins 500 échantillons pour  $\Delta\Phi = 2^\circ$ .

Tout d'abord, le courant de décharge montre que l'intensité des pics de courant est plus importante lorsque la pente du signal électrique est la plus forte (Figure 2.32a). Au cours de la phase cathodique de la décharge, les pics de courant sont en effet plus intenses pour la rampe positive (courbe bleue) que pour la rampe négative (courbe orange). Le même commentaire peut être fait pour la phase anodique. Il en résulte que la vitesse induite par l'actionneur  $A_{SC}$  est plus importante lorsque la pente du signal est la plus forte (Figure 2.32b). Cette observation est davantage mise en relief dans le cas de l'alternance négative pour laquelle le pic de vitesse induit par la décharge est plus important pour la rampe positive (courbe bleue). Au cours de l'alternance positive, la vitesse chute de manière plus brutale lorsque la pente de la tension est la plus forte (courbe orange) ; il s'en suit une légère augmentation de la vitesse, qui est plus marquée que dans le cas de la rampe positive (courbe bleue). Pour les deux rampes

<sup>49</sup> La même terminologie que celle adoptée pour la revue bibliographique est utilisée ici : la rampe positive désigne le signal électrique pour lequel la pente de la tension est moins importante (la durée plus importante) au cours de la première moitié de l'alternance positive.

comparées ici, la longueur d'extension du plasma est la même ; en revanche, c'est la vitesse de déplacement des nuages ioniques qui est différente. La vitesse induite durant l'alternance négative étant plus importante pour la pente de la tension la plus forte, ce résultat confirme à nouveau que la vitesse induite par l'actionneur dépend bien de la vitesse de déplacement du nuage ionique et pas uniquement de la longueur d'extension du plasma.

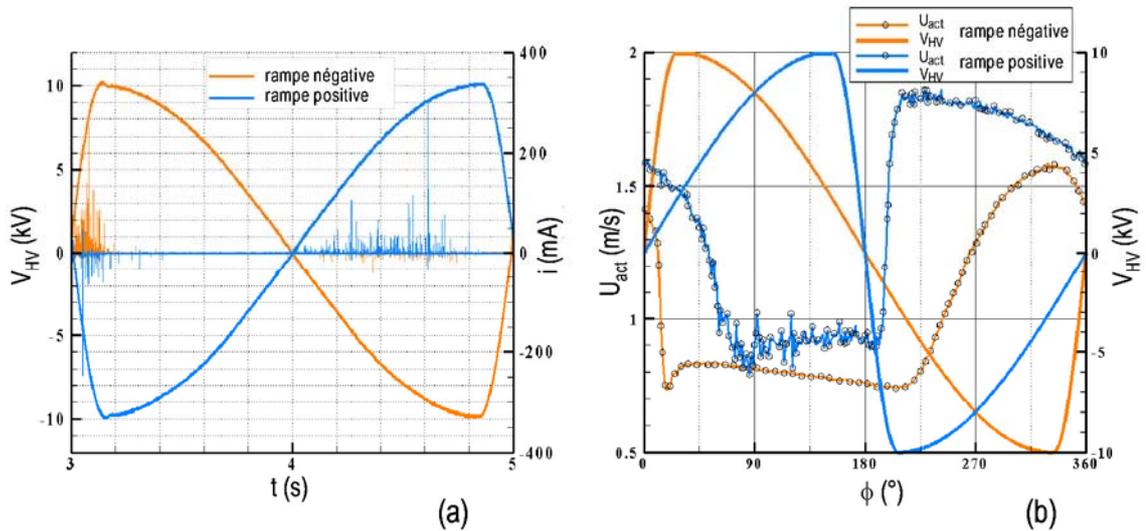


Figure 2.32 – (a) Courant de décharge pour des signaux d'alimentation de type rampes et (b) influence sur la norme et la direction de la vitesse induite par l'actionneur  $A_{SC}$  ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 0,5$  kHz)

De la même manière que pour l'alimentation sinusoïdale, la vitesse induite pendant l'alternance négative est toujours deux fois plus importante que celle observée durant l'alternance positive ; ce résultat est vérifié à la fois pour la rampe positive et la rampe négative. De plus, aucune vitesse longitudinale négative n'est mesurée, indiquant que l'air au-dessus de la décharge est toujours orienté de l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse (de l'amont vers l'aval). D'autre part, les deux phases d'extinction sont différentes comme décrit précédemment pour le signal sinusoïdal, indépendamment du type de rampes. Un plateau de vitesse est observé durant l'alternance positive tandis qu'une diminution de la vitesse se produit au cours de l'alternance négative. A noter que cette diminution de la vitesse est d'autant plus rapide que la pente de la tension est importante (courbe orange).

D'autre part, ces mesures confirment que le déphasage observé pour le début de l'accélération au cours de la phase cathodique est lié à l'apparition des premiers pics de courant négatifs.

Dans le cas de la rampe positive (courbe bleue), la vitesse augmente rapidement à partir de  $\Phi \sim 190^\circ$ , c'est-à-dire environ  $50 \mu s$  après que la tension soit passée par 0 (Figure 2.32b), en accord avec l'apparition des premiers pics de courant (Figure 2.32a) ; dans le cas de la rampe négative (courbe orange), l'accélération débute pour  $\Phi \sim 210^\circ$ , soit environ  $150 \mu s$  après le début de l'alternance négative (Figure 2.32b), au moment où les premiers de pics de courant négatifs sont observés (Figure 2.32a).

## 6.2 Temps de réponse de l'actionneur $A_{sc}$ en mode instationnaire

Les mesures en phase avec l'actionneur  $A_{sc}$ , piloté en mode instationnaire, sont réalisées dans la même configuration que celles pour la réponse fréquentielle. La vitesse est mesurée à  $x = L_p^*$  et  $y = 0,5$  mm pour  $V_{HV} = 10$  kV et  $f_{HV} = 0,5$  kHz ; la fréquence de modulation  $f_p$  est ajustée à 10 Hz.

En accord avec les résultats précédents, la vitesse induite par l'actionneur subit un forçage linéaire directement lié à la tension d'alimentation (Figure 2.33). Le processus de transfert de quantité de mouvement est décrit suivant trois phases pour le cas  $R_{DC} = 50\%$  :

- pour  $0 \leq t_{act} \leq 12$  ms : le premier cycle de la décharge commence par la phase cathodique et induit une vitesse d'environ 1 m/s. Ensuite, environ 6 périodes de fonctionnement sont nécessaires avant que la vitesse ne s'établisse jusqu'à 2 m/s ; la même observation peut être faite pour l'alternance positive. Ce résultat indique que plusieurs cycles de collisions entre les espèces ionisées et les neutres sont nécessaires avant que la vitesse induite n'atteigne sa valeur maximale.
- pour  $12 \leq t_{act} \leq 50$  ms : dans cette partie de la réponse, l'actionneur induit une vitesse en phase avec l'alimentation électrique, similaire à celle observée lorsqu'il est piloté en continu ; au cours des alternances négatives, la vitesse du vent ionique est plus importante que lors des alternances positives. De plus, elle n'est pas la même au cours des deux phases d'extinction de la décharge : un plateau de vitesse est observé pour l'alternance positive, tandis qu'une diminution intervient pour l'alternance négative. A noter que le même commentaire peut être fait sur les mesures LDA résolues en temps, avec écoulement extérieur, rapportées par [Forte'07] (Figure 1.23).
- pour  $50 \leq t_{act} \leq 100$  ms : lorsque l'actionneur est éteint, la vitesse mesurée diminue progressivement et indique le temps nécessaire pour que l'air au-dessus de la décharge redevienne statique ( $\sim 30$  ms). De plus, les mesures donnent un ordre de grandeur de la décélération de l'air lorsqu'il n'y a plus de plasma, ni de champ électrique. Cette décélération peut être comparée à celle observée durant les phases d'extinction de la décharge. Durant l'alternance négative, la vitesse de l'écoulement induit diminue de manière plus importante par rapport à la décélération observée lorsque l'actionneur est éteint ; au contraire, durant l'alternance positive, la vitesse induite ne diminue quasiment pas (plateau de vitesse) par rapport à la décélération de l'air ambiant lorsque l'actionneur est éteint. Ces observations suggèrent que l'évolution de la vitesse durant les phases d'extinction de la décharge n'est pas similaire à la diminution de la vitesse lorsque l'actionneur est éteint ; en d'autres termes, la présence du champ électrique au cours des phases d'extinction semble jouer un rôle sur l'évolution de la vitesse induite. Un scénario mettant en jeu l'influence des charges positives déposées sur le diélectrique est proposé dans la suite pour expliquer la différence de comportement pendant les phases d'extinction de la décharge.

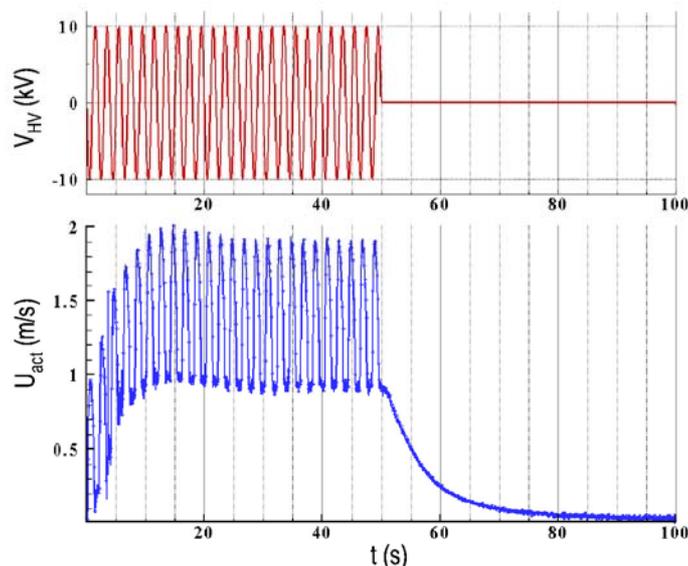


Figure 2.33 – Vitesse moyenne  $U_{act}$  en synchronisation de phase avec l'actionneur  $A_{SC}$  en mode instationnaire ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 0,5$  kHz,  $f_p = 10$  Hz,  $R_{DC} = 50\%$ )

Pour une configuration similaire à celle de l'actionneur  $A_{SC}$ , les mesures de [Enloe'08b] montrent que le bilan des charges déposées sur le diélectrique est nettement en faveur des charges positives et de l'ordre de grandeur de la tension appliquée aux électrodes. Les différences observées au cours des phases d'extinction tendent à indiquer que ces charges pourraient jouer un rôle ; elles pourraient être accélérées sous l'influence du champ électrique et se déplacer au-dessus du diélectrique ; elles rentreraient ainsi en collision avec les molécules neutres de l'air ambiant et conduiraient à modifier la vitesse induite pendant les phases anodiques et cathodiques. Plus précisément, au cours de l'alternance positive, ces charges se déplaceraient de l'électrode active vers l'électrode passive (de l'amont vers l'aval), c'est-à-dire dans le même sens que l'écoulement induit ; au contraire, au cours de l'alternance négative, elles se déplaceraient de l'électrode passive vers l'électrode active (de l'aval vers l'amont), c'est-à-dire dans le sens contraire à l'écoulement induit. Ce mouvement des charges positives serait alors à même d'expliquer pourquoi durant la phase d'extinction de l'alternance positive, la vitesse induite diminue peu alors qu'elle diminue de manière importante dès le début de la phase d'extinction de l'alternance négative. Ce scénario n'a, pour l'instant, que valeur d'hypothèse. Des mesures sont en cours au GREMI et à l'Institut PRISME pour déterminer l'influence de l'accumulation des charges sur le diélectrique, vis-à-vis de la vitesse induite par l'actionneur.

Finalement, ces dernières mesures mettent en avant le fait que l'actionneur  $A_{SC}$  est tributaire d'un temps de réponse de l'ordre de quelques ms, qui dépend de la pente de la tension d'alimentation<sup>50</sup>. Les mesures pour  $R_{DC} = 75\%$  conduisent exactement aux mêmes conclusions avec une vitesse induite comprise entre 1 et 2 m/s. D'après le cas présenté à la Figure 2.33, un rapport cyclique inférieur à 10% signifierait que la décharge n'induirait presque pas d'écoulement. Par conséquent, un rapport cyclique compris entre 10 et 50% est vraisemblablement un optimum pour pouvoir exciter un écoulement à la fréquence  $f_p$ .

<sup>50</sup> Les mêmes mesures ont été réalisées à une tension de 14 kV et ont montré que seulement 2 cycles AC de la décharge ( $\sim 4$  ms) étaient nécessaires à l'établissement du transfert de quantité de mouvement.

En conclusion, le mode instationnaire est un bon compromis pour éviter de mettre en conflit ajout de quantité de mouvement et réponse fréquentielle de l'actionneur DBD, comme c'est aussi le cas pour les jets synthétiques par exemple. En effet, un jet synthétique possède une fréquence de résonance mécanique qui correspond à la fréquence permettant d'induire le plus de quantité de mouvement ; dans le cas de l'actionneur DBD, celle-ci s'apparente à la fréquence  $f_{HV}$  permettant d'optimiser le transfert de quantité de mouvement (Chap4.2.2). Il est alors nécessaire de recourir à une fréquence de modulation, c'est-à-dire de piloter le jet synthétique en mode instationnaire pour pouvoir exciter l'écoulement à la fréquence  $f_p$  ; ce qui est similaire pour l'actionneur DBD. En général,  $f_p$  est inférieur d'au moins un ordre de grandeur à  $f_{HV}$ .

Pour les applications aérodynamiques, la fréquence de modulation a été ajustée de manière à correspondre à des fréquences naturelles des écoulements à modifier ( $1 \leq f_p \leq 100$  Hz).

## 7 Synthèse et perspectives

Les principaux résultats obtenus au cours de la caractérisation des actionneurs sont synthétisés ici de manière à dégager les perspectives de ce travail.

### *Synthèse*

Dans le but de réaliser des actionneurs souples et peu intrusifs, des matériaux polymères sont utilisés comme barrière diélectrique. Pour ces matériaux de faible épaisseur ( $e < 0,5$  mm) se pose le problème de la rigidité du diélectrique et donc, de la durée de vie des actionneurs. De manière à palier à cette limitation, une combinaison multicouches de ces matériaux est utilisée. Deux configurations sont plus particulièrement retenues et mises en œuvre pour les applications aérodynamiques : l'actionneur simple couche  $A_{SC}$  et l'actionneur double couche  $A_{DC}$ , constitués respectivement d'une et de deux couches de Kapton® de part et d'autre d'une couche de Mylar®. L'optimisation de la configuration multiple pour plusieurs actionneurs repose sur un critère mesuré expérimentalement ; ce critère indique une distance minimale à respecter pour éviter la formation d'une décharge parasite entre deux couples d'électrodes.

### *Caractérisation de la décharge*

L'imagerie ICCD résolue en temps révèle que la décharge est constituée de spots d'ionisation diffus au cours de la phase cathodique tandis qu'elle est dominée par des filaments ramifiés au cours de la phase anodique. Dans le cadre de cette étude, la longueur des spots est de l'ordre de 60 à 70% de celle des filaments.

Les visualisations intégrées en temps conduisent à distinguer trois régimes pour la décharge : spot, diffus et filamentaire. La distinction entre ces trois régimes naît de l'aspect que revêt la décharge lorsque la tension  $V_{HV}$  est progressivement augmentée pour une fréquence constante. Dans le régime spot, la décharge n'est allumée qu'en certains points de l'électrode de haute tension ; dans le régime diffus, la multiplication de points d'allumage se chevauchant confère un aspect plus uniforme à la décharge. Le

régime filamentaire se distingue des autres par la formation de filaments très lumineux fortement dispersés. Ces filaments se propagent de l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse, mais également parallèlement aux électrodes. Le passage du régime diffus au régime filamentaire dépend à la fois des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ), du type de diélectrique ( $\epsilon$ ,  $\epsilon_r$ ) et du dépôt de charge à la surface. La configuration du diélectrique multicouches et la réduction de la longueur de l'électrode de masse de 50 à 10 mm permettent de repousser le passage au régime filamentaire à une tension plus importante.

Pour les régimes spot et diffus, la puissance électrique suit une loi de la forme  $P_{elec} \propto (V_{HV} - V_0)^2$ . Lorsque la décharge passe au régime filamentaire la puissance augmente linéairement avec  $(V_{HV} - V_0)$ .

Dans les régimes spot et diffus, la longueur du plasma  $L_p$ , déterminée à partir des visualisations intégrées en temps, augmente linéairement avec  $(V_{HV} - V_{ign})$ . Cette longueur ne dépend pas de la fréquence  $f_{HV}$  dans la gamme de tension de l'étude.

### Caractérisation du vent ionique

L'écoulement induit par la décharge est divisé en deux régions au sein desquelles l'évolution de  $U_{act,max}(y)$  est étudiée en fonction de la distance  $x$ , en corrélation avec le régime de la décharge.

Dans la première région, située au-dessus de l'actionneur  $A_{SC}$ , l'air initialement au repos est mis en mouvement et accéléré à l'interface air-plasma. La vitesse la plus importante est mesurée au point de mesure le plus proche de la décharge, c'est-à-dire à  $y = 0,2$  mm. L'étude de la vitesse à  $y = 0,2$  mm le long de la décharge montre que l'air atteint sa vitesse maximale  $U_{act}^*$  à la position  $x = \lambda L_p = L_p^*$  où  $\lambda$  est un paramètre dépendant du régime de la décharge. Ce paramètre est de l'ordre de 0,6 pour le régime diffus alors qu'il est égal à 1 pour le régime filamentaire. La corrélation de ce résultat à l'imagerie ICCD indique que, dans le régime diffus, la longueur d'accélération de l'air ambiant est la même que la longueur moyenne du plasma à la fin de l'alternance négative. Autrement dit, la phase cathodique semble dominer le processus de transfert de quantité de mouvement lorsque la décharge est dans le régime diffus.

D'autre part, toujours dans la zone d'accélération de l'air ambiant, la vitesse  $U_{act}^*$  est reliée à la tension et à la fréquence par une combinaison linéaire des termes  $f_{HV}(V_{HV} - V_0)$  et  $(V_{HV} - V_0)$  d'après la relation (E2.6). Cette relation est établie pour  $V_{HV} = [9 - 13$  kV] et  $f_{HV} = [0,5 - 1,5$  kHz] dans le cas de l'actionneur  $A_{SC}$  pour les régimes spot et diffus. Du point de vue physique et, en se référant aux simulations numériques de [Lagmich'o8], la vitesse induite par l'actionneur peut être vue comme la somme des contributions linéaires de la vitesse d'extension du plasma et de sa longueur. L'association de la relation (E2.6) à la relation pour la puissance électrique montre que la vitesse  $U_{act}^*$  évolue de manière différente avec  $P_{elec}$  selon que la puissance est augmentée à iso-fréquence ou à iso-tension. Pour une fréquence donnée, la vitesse maximale induite par l'actionneur évolue de manière linéaire avec  $P_{elec}^{0,5}$ . En revanche, pour une tension donnée, la vitesse  $U_{act}^*$  augmente linéairement avec  $P_{elec}$ . Lorsque la décharge passe au régime filamentaire, la relation (E2.6) n'est plus valable. L'hypothèse est faite que la vitesse  $U_{act}^*$  n'augmente quasiment plus avec  $P_{elec}$ , de par la présence des longs filaments qui transportent une charge importante ; la puissance électrique augmente alors de manière plus importante que n'augmente la vitesse du vent ionique.

L'extrapolation de la relation (E2.6) pour le cas où l'extension du plasma n'est pas limitée par la longueur de l'électrode de masse suggère qu'il existe une fréquence de fonctionnement optimale à iso-puissance. Dans le cas de l'actionneur  $A_{SC}$ , celle-ci est proche de 1 kHz. Pour les applications aérodynamiques, c'est cette fréquence qui est systématiquement choisie. D'autre part, l'extrapolation de la relation (E2.6) confirme qu'il ne semble pas possible d'obtenir des vitesses de vent ionique supérieures à 10 m/s pour une configuration classique d'actionneur DBD AC, telle que celle utilisée dans cette thèse.

La seconde région de l'écoulement induit par l'actionneur concerne le champ de vitesse en aval de la décharge. Dans cette zone, l'évolution de  $U_{act,max}$  et de  $\delta_{1/2}$  avec la distance  $x$  est similaire à celle d'un jet de paroi laminaire. La prédiction de ces évolutions passe par l'utilisation d'une longueur et d'une vitesse caractéristiques de l'écoulement induit. Pour la longueur, c'est  $L_p^*$  qui est retenu et pour la vitesse, il s'agit de  $U_{act}^*$ . Les mesures montrent que la vitesse maximale dans la région de diffusion suit une loi de la forme  $U_{act,max} \propto U_{act}^* \left(x/L_p^*\right)^{-0.5}$ ; la hauteur de diffusion du vent ionique  $\delta_{1/2}$  évolue suivant une loi de la forme  $\delta_{1/2} \propto L_p^* \left(x/L_p^*\right)^{0.75}$ . Les deux évolutions précédentes peuvent être estimées directement à partir des paramètres électriques de l'actionneur puisque deux relations empiriques sont par ailleurs proposées pour calculer  $U_{act}^*$  et  $L_p^*$  en fonction de  $(V_{HV}, f_{HV})$ .

La caractérisation de la répartition spectrale de la vitesse du vent ionique indique que l'écoulement induit par la décharge porte la signature de la fréquence  $f_{HV}$  du signal d'alimentation de l'actionneur. Le vent ionique est donc similaire à un jet de paroi pulsé à la fréquence  $f_{HV}$ . De plus, lorsque l'actionneur est piloté en mode instationnaire, le vent ionique porte la signature de la fréquence  $f_p$ , qui résulte de la modulation de l'amplitude du signal d'alimentation sinusoïdal. Ces résultats suggèrent qu'il est possible d'exciter un écoulement pour deux fréquences distinctes, qui peuvent être différentes de plusieurs ordres de grandeur ( $f_{HV} \sim \text{kHz}$  et  $f_p \sim 10 \text{ Hz}$ ).

Les mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur confirment que la phase cathodique domine le processus de transfert de quantité de mouvement : la vitesse du vent ionique est deux fois plus importante au cours de l'alternance négative, indépendamment de la tension. Par ailleurs, la vitesse induite n'a pas le même comportement au cours des deux phases d'extinction de la décharge. Un plateau de vitesse est observé au cours de la phase d'extinction de l'alternance positive alors que la vitesse diminue lors de la phase d'extinction de l'alternance négative. D'autre part, les mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur piloté dans le mode instationnaire montrent que plusieurs cycles AC de la décharge sont nécessaires pour que la vitesse induite atteigne sa valeur maximale. Ce résultat peut être interprété comme le temps de réponse de l'actionneur vis-à-vis du processus de transfert de quantité de mouvement ; celui-ci est de l'ordre de quelques millisecondes.

### *Perspectives*

Dans la perspective de ce travail, il serait tout d'abord intéressant de confirmer les évolutions empiriques proposées dans ce chapitre. En ce qui concerne la relation (E2.6) liant la vitesse du vent ionique à la fréquence et à la tension, il serait notamment intéressant de la valider pour une autre géométrie de l'actionneur, ainsi que pour un

autre type de diélectrique. A noter que la comparaison des mesures de notre étude avec celles de [Jolibois'08a] semble confirmer que l'épaisseur du diélectrique influe peu sur la vitesse du vent ionique en fonction de la puissance électrique. En ce qui concerne la prédiction des propriétés de l'écoulement induit en aval de la décharge (évolutions de  $U_{act,max}$  et de  $\delta_{1/2}$  avec  $x$ ), il est nécessaire de vérifier que celles-ci restent bien valables pour d'autres paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) de la décharge ; notamment en ce qui concerne la constante  $C_2$  introduite dans (E2.16). Dans la suite, il est fait l'hypothèse que les relations (E2.15) et (E2.16) restent valables pour d'autres configurations électriques et qu'elles s'appliquent également à l'actionneur  $A_{DC}$ .

La réalisation des actionneurs se verrait améliorée si une solution de dépôt des électrodes sur le diélectrique pouvait être mise au point. Il en va de même pour le collage des différentes couches de diélectriques entre elles ; ces deux points étant cruciaux pour la durée de vie des actionneurs et, vraisemblablement, pour la stabilité de la décharge. Un projet dans ce sens est actuellement en cours à l'Institut PRISME et au GREMI. Par ailleurs, la configuration d'actionneurs multiples demande à être optimisée du point de vue temporel en réalisant, par exemple, des mesures de vitesse en synchronisation de phase avec deux actionneurs alimentés par des signaux électriques issus de deux alimentations différentes.

Plusieurs pistes restent encore à explorer pour tenter d'augmenter la vitesse du vent ionique qui, au vu des résultats précédents, semble bien devoir être confinée à une valeur de l'ordre de 7 à 8 m/s pour une configuration classique d'actionneur DBD AC (électrodes parallèles entre elles,  $V_{HV} < 20$  kV). Tout d'abord, la géométrie de l'électrode de haute tension pourrait être modifiée de manière à concentrer localement les lignes du champ électrique, ainsi que les spots d'ionisation diffus de la phase cathodique ; ces derniers ayant été identifiés comme étant responsables de la contribution majoritaire au transfert de quantité de mouvement. La recherche d'un signal électrique optimum doit se poursuivre en ayant à l'esprit que, d'une part, le régime cathodique permet de produire plus de vent ionique et que, d'autre part, les deux phases d'extinction de la décharge ne semblent pas être neutres vis-à-vis du transfert de quantité de mouvement. De plus, l'objectif de l'optimisation du signal électrique pourrait également concerner l'évaluation de son influence sur le dépôt des charges sur le diélectrique, c'est-à-dire l'évaluation de son influence sur le régime filamentaire de la décharge. A cet égard, il serait intéressant de documenter davantage le passage de la décharge du régime diffus au régime filamentaire par des mesures de courant, des visualisations ICCD résolues en temps et des mesures de charges avec une sonde électrostatique. Une étude allant dans ce sens est actuellement en cours à l'Université d'Orléans. Repousser le régime filamentaire à une tension plus importante permettrait vraisemblablement d'augmenter la longueur du plasma, d'une part, et d'accroître la vitesse du vent ionique, d'autre part.



# Chapitre 3 > Interaction du vent ionique avec une couche limite 2D

<b>1 Introduction .....</b>	<b>149</b>
<b>2 Eléments bibliographiques .....</b>	<b>149</b>
2.1 Définition des principaux paramètres de la couche limite.....	150
2.2 Contrôle de la transition.....	152
2.2.1 <i>Approches théoriques</i> .....	152
2.2.2 <i>Travaux portant sur les actionneurs plasmas</i> .....	155
2.3 Contrôle du décollement.....	159
2.3.1 <i>Approches théoriques</i> .....	159
2.3.2 <i>Travaux portant sur les actionneurs plasmas</i> .....	161
<b>3 Interaction du vent ionique avec l'écoulement sur une plaque plane .....</b>	<b>166</b>
3.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....	166
3.2 Caractérisation de l'écoulement naturel.....	169
3.2.1 <i>Qualification de l'écoulement au-dessus de la maquette</i> .....	169
3.2.2 <i>Sondage de la couche limite</i> .....	170
3.2.3 <i>Objectifs du contrôle prédéterminé</i> .....	172
3.3 Caractérisation du transfert de quantité de mouvement .....	174
3.3.1 <i>Description de l'écoulement manipulé moyen</i> .....	174
3.3.2 <i>Spécification instationnaire</i> .....	176
3.3.3 <i>Comparaison avec les mesures dans l'air au repos</i> .....	177
3.4 Modification de la transition laminaire-turbulente .....	179
3.4.1 <i>Influence sur la stabilité des profils</i> .....	179
3.4.2 <i>Influence sur les paramètres de la couche limite</i> .....	181
3.4.3 <i>Confrontation des résultats à la littérature</i> .....	184
<b>4 Interaction du vent ionique avec l'écoulement autour d'un profil .....</b>	<b>187</b>
4.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....	187
4.1.1 <i>Montage expérimental</i> .....	187
4.1.2 <i>Intégration des actionneurs sur la maquette</i> .....	189
4.1.3 <i>Moyens de mesure expérimentaux</i> .....	191
4.2 Caractérisation de l'écoulement naturel.....	193
4.2.1 <i>Description aux faibles incidences (<math>\alpha_i \leq 12^\circ</math>)</i> .....	193
4.2.2 <i>Description aux incidences précédant le décrochage (<math>\alpha_i &gt; 12^\circ</math>)</i> .....	197

4.2.3 Objectifs du contrôle prédéterminé .....	198
4.3 Modification de la séparation au bord de fuite.....	200
4.3.1 Description de l'écoulement manipulé .....	201
4.3.2 Etude paramétrique : influence de $\Delta s$ , $V_{HV}$ , $\alpha_i$ et $U_\infty$ .....	204
<b>5 Synthèse et perspectives.....</b>	<b>211</b>

---

---

## 1 Introduction

Dans ce chapitre, l'effet de l'actionneur  $A_{sc}$  piloté en mode continu est étudié pour deux configurations d'écoulements bidimensionnels jusqu'à  $Re = 6,7 \cdot 10^5$  ( $U_\infty = 10$  m/s). La première étude porte sur la modification de l'écoulement sur une plaque plane tandis que la seconde concerne la modification du décollement sur un profil d'aile.

**Chap3§2.** Ce chapitre débute par un rappel des définitions des principaux paramètres de la couche limite utilisés pour l'analyse des résultats. Une revue des approches théoriques et des dispositifs usuels utilisés pour le contrôle de la transition et du décollement est ensuite proposée. Les principaux travaux relatifs à l'utilisation des actionneurs plasmas pour ces deux types d'applications aérodynamiques complètent les éléments bibliographiques.

**Chap3§3.** La première étude expérimentale concerne l'interaction du vent ionique avec une couche limite laminaire non décollée pour  $U_\infty = 10$  m/s (mesures LDA). L'actionneur est positionné en amont de la transition naturelle de l'écoulement sur une plaque plane (1 m de long). Le sondage de la couche limite est effectué en réalisant des profils de vitesse longitudinale pour l'écoulement naturel et manipulé. L'effet de l'actionneur sur la transition laminaire-turbulente est identifié à partir du calcul des paramètres classiques de la couche limite. Une analyse des quantités fluctuantes complète la caractérisation, notamment vis-à-vis de l'introduction d'instabilités dans la couche limite par la décharge. Finalement, à travers la confrontation de ces résultats avec ceux tirés de la littérature, un scénario est proposé pour expliquer l'influence de l'actionneur DBD sur la transition laminaire-turbulente.

**Chap3§4.** L'effet de l'actionneur sur une couche limite turbulente décollée est ensuite étudié dans le cas d'un profil de type éolien (1 m de corde). Ce profil présente une topologie d'écoulement caractéristique de celle des profils à bas Reynolds. La maquette est instrumentée d'une peau constituée de 27 actionneurs indépendants disposés de 3 à 80% de corde. La modification de l'écoulement moyen est étudiée jusqu'à  $U_\infty = 15$  m/s (mesures par balance aérodynamique et PIV). Aux faibles incidences ( $\alpha_i < 12^\circ$ ), une étude paramétrique est conduite sur la position, le nombre et la puissance électrique des actionneurs. Leur efficacité est aussi testée vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement amont ou de la taille du bulbe de séparation au bord de fuite en faisant varier l'incidence du profil. Les résultats de l'étude paramétrique sont finalement synthétisés de manière à déterminer l'effet des actionneurs sur la courbe de portance du profil pour  $8^\circ \leq \alpha_i \leq 12^\circ$ .

---

## 2 Eléments bibliographiques

L'objectif de cette première partie est tout d'abord de rappeler les définitions des paramètres classiques de la couche limite, utilisés principalement pour l'analyse des résultats de la manipulation de l'écoulement sur la plaque plane. Les principales

stratégies relatives au contrôle de la transition et du décollement pour les écoulements subsoniques externes sont ensuite présentées. L'objectif est de décrire quelques unes des approches théoriques mises en œuvre à l'heure actuelle afin d'apporter quelques éléments de réponse à la question suivante : Comment, où et quand contrôler l'écoulement ?

La littérature portant sur la modification d'écoulements par actionneurs EHD s'est considérablement enrichie depuis les premiers travaux de [Roth'98]. Deux revues sur le sujet sont proposées pour les écoulements subsoniques externes [Moreau'07], [Corke'08]. De par l'expertise actuelle, l'utilisation des actionneurs plasmas est davantage de l'ordre d'une modification que d'un contrôle des écoulements. Les configurations aérodynamiques testées sont plutôt orientées vers des applications dans le domaine aéronautique, avec des travaux concernant majoritairement la modification de la séparation sur des profils d'aile. Par ailleurs, quelques équipes se sont penchées sur la modification de la transition laminaire-turbulente pour la configuration académique d'une plaque plane, avec des résultats contradictoires : déclenchement ou retard de la transition.

## 2.1 Définition des principaux paramètres de la couche limite

La couche limite est la zone de l'écoulement, de faible épaisseur, qui s'étend de la paroi où la vitesse est nulle, aux filets d'air où la vitesse est sensiblement égale à celle de l'écoulement non perturbé. La hauteur physique du fluide pour laquelle la vitesse vaut 99% de la vitesse de l'écoulement libre définit l'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$ . Les paramètres  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  et  $H$  permettent de caractériser plus précisément le déficit de vitesse à la paroi. Ils sont calculés à partir des profils de vitesse longitudinale moyenne obtenus par sondage de la couche limite. Leur évolution dans la direction de l'écoulement n'est pas la même suivant que la couche limite est laminaire ou turbulente. Leurs définitions sont rappelées ci-dessous d'après [Schlichting'68] :

- Epaisseur de déplacement  $\delta_1$  : elle définit le déplacement que devrait subir chaque point au-dessus de la paroi pour qu'un écoulement fictif à la vitesse constante  $U_\infty$  s'effectuant entre  $y = \delta_1$  et l'infini donne le même débit que l'écoulement réel s'effectuant entre  $y = 0$  et l'infini (pour un écoulement incompressible).

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (\text{E3.1})$$

- Epaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2$  : elle définit le défaut de quantité de mouvement à la paroi

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (\text{E3.2})$$

- Facteur de forme  $H$  : il est toujours supérieur à 1 et permet de comparer les formes des profils laminaires ( $H \sim 2,56$ ) et turbulents ( $H \sim 1,4$ ).

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (\text{E3.3})$$

Les profils de couche limite laminaire sont solutions de l'équation de Falker-Skan qui s'écrit (gradient de pression nul) :

$$f'''(\eta) + \frac{1}{2}f(\eta)f''(\eta) = 0 \quad (\text{E3.4})$$

où  $f(\eta)$  représente la vitesse adimensionnée  $U/U_e$ . Le paramètre  $\eta$  est le paramètre de similitude et s'exprime par :

$$\eta = y\sqrt{\frac{U_e}{\nu s}} \quad (\text{E3.5})$$

La résolution numérique de (E3.4) permet de déduire l'évolution de  $U/U_e$  avec la hauteur  $y$  en fonction de la position  $s$  sur la plaque plane. La position  $s$  représente l'abscisse curviligne, utilisée dans la suite pour l'étude de l'écoulement sur la plaque plane, de manière à prendre en compte le bord d'attaque profilé de la plaque (Chap3§3.1).

D'après Prandtl, les profils de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente (gradient de pression nul) suivent une loi en puissance 1/7 :

$$\frac{U}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta_{99}}\right)^{1/7} \quad (\text{E3.6})$$

D'autre part, les écoulements pariétaux turbulents font partie de la seule classe d'écoulements pour laquelle un comportement universel a été observé. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recourt à des échelles de longueur et de vitesse adéquates pour adimensionner les profils de vitesse longitudinale moyenne :

- Contrainte pariétale :

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{E3.7})$$

- Vitesse de « frottement » :

$$u_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{E3.8})$$

- Hauteur et vitesse adimensionnées à partir de la vitesse de frottement :

$$y^+ = \frac{yu_f}{\nu} \quad \text{et} \quad u^+ = \frac{U(y)}{u_f} \quad (\text{E3.9})$$

Il est vérifié expérimentalement, qu'indépendamment du type d'écoulement, la couche limite turbulente est caractérisée par [Schlichting'68] :

- pour  $0 \leq y^+ \leq 5$  : une région appelée sous-couche visqueuse laminaire pour laquelle une relation affine de la forme  $u^+ = ky^+$  existe.
- pour  $5 \leq y^+ \leq 30$  : une zone tampon (*buffer layer*) pour laquelle aucune relation particulière n'existe entre  $u^+$  et  $y^+$ .
- pour  $y^+ \geq 30$  : une région remarquable appelée région logarithmique qui obéit à une loi universelle de la forme  $u^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B$ .

---

## 2.2 Contrôle de la transition

La revue bibliographique proposée au Chap1 a permis d'identifier le contrôle de la transition laminaire-turbulente comme l'une des sources potentielle de progrès aérodynamiques pour réduire la traînée de frottement, principalement dans le domaine aéronautique.

---

### 2.2.1 Approches théoriques

Pour diminuer la traînée de frottement, deux approches sont généralement considérées. Dans son livre, [Gad'El'Hak'00] les présente en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement à contrôler. Lorsque  $10^6 < Re < 4.10^7$ , la première stratégie consiste à étendre le régime laminaire le plus loin possible en atténuant l'amplification des instabilités dans la couche limite (retard de la transition). Lorsque  $Re > 4.10^7$ , l'expérience montre que le retard de la transition ne peut se faire qu'à un coût énergétique qui excède le gain aérodynamique ; une diminution directe du frottement turbulent est alors envisagée en influençant la formation des structures dans la couche limite turbulente par exemple. Du point de vue applicatif, il est raisonnable d'envisager le retard de la transition sur la voilure d'un avion de transport mais pas sur son fuselage (Reynolds trop élevé). Retarder la transition sur l'aile permettrait de diminuer sa traînée globale d'environ 15% [Saric'09]. Si le retard de la transition peut s'envisager sous la forme du contrôle actif, principalement par l'aspiration<sup>51</sup>, en revanche, la réduction directe du frottement dans la couche limite turbulente est peu concevable autrement que par l'emploi de dispositifs passifs (LEBU, riblets par exemple).

#### *Instabilités longitudinales*

L'introduction d'instabilités de l'écoulement extérieur vers la couche limite est à l'origine de la rupture de la laminarité. Le scénario de la transition par l'amplification des ondes TS est considéré comme classique, dans le cas de faibles perturbations extérieures et d'une paroi avec peu d'imperfections (Chap1§3.1.2). C'est seulement en 1956 que, pour la première fois, Schubauer et Klebanoff ont démontré la possibilité d'exciter artificiellement des ondes TS. Le succès de leur expérience résulte notamment dans l'utilisation d'une soufflerie avec un taux de turbulence très faible (<0,1%). Depuis, le contrôle de la transition n'en demeure pas moins un challenge.

En premier lieu parce que les efforts fournis pour reculer la transition peuvent être annulés par des perturbations extérieures qui contaminent la couche limite (occlusions solides, givre, turbulence, bruit, etc...). Il s'avère en effet plus aisé de déclencher la transition que de la retarder. C'est ce que permettent par exemple les bandes rugueuses (carborandum), placées directement dans la couche limite laminaire. Néanmoins, les mesures en vol de croisière montrent que l'écoulement incident présente un faible taux d'intensité turbulente, laissant le contrôle de la laminarité en conditions réelles envisageable [Saric'09]. Les ondes transversales qui naissent de par

---

<sup>51</sup> Le contrôle actif est ici entendu au sens qu'un apport d'énergie extérieure est indispensable pour l'aspiration par opposition aux dispositifs passifs qui sont en rupture gratuite pour les performances aérodynamiques. Bien souvent, l'aspiration en vue de modifier la transition est considérée comme une technique passive dans la mesure où il s'agit d'aspiration continue prédéterminée (sans boucle de contrôle).

la tridimensionnalité de l'écoulement sur une aile en flèche représentent également un enjeu pour la réduction de la traînée de frottement.

### Stabilité vs annulation en opposition de phase

Deux approches sont rapportées dans la littérature pour étudier le retard de la transition : la modification du profil de vitesse pour le rendre plus stable et l'annulation en opposition de phase des instabilités. Cette dernière approche, dite *wave cancellation*, n'en est qu'au stade expérimental n'ayant donné que des résultats modestes en laboratoire. Pour ce type d'études, les ondes TS sont généralement excitées par un oscillateur mécanique (*ribbon*) et l'approche consiste alors à surimposer une ou plusieurs perturbations avec un actionneur déphasé de  $180^\circ$ , dans le but d'atténuer les ondes TS [Tropea'07]. Dans [Ladd'88], les auteurs utilisent un film chaud pour introduire artificiellement des ondes 2D au sein de la couche limite laminaire d'un ellipsoïde de révolution dans un canal hydraulique. L'utilisation d'une boucle de contrôle et d'un filtre actif vis-à-vis des changements d'amplitude et de fréquence des perturbations leur permet de piloter une seconde surface chauffante pour annuler les ondes TS (Figure 3.1a). L'annulation en opposition de phase permet d'atténuer la bande passante des instabilités naturelles mais ne modifie que modestement la position de la transition. L'obtention d'un retard de la transition significatif par cette méthode, en conditions réelles, supposerait l'emploi d'un nombre de capteurs et d'actionneurs très important, ainsi qu'une boucle de contrôle d'une complication prohibitive ; [Saric'09] avance le nombre de 10 000 capteurs et d'autant d'actionneurs fonctionnant à des fréquences de l'ordre de 10 kHz.

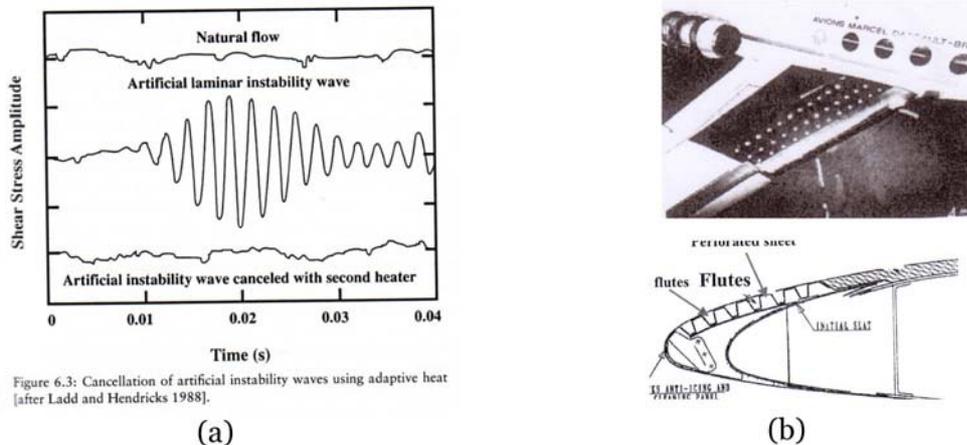


Figure 3.1 – (a) Annulation à l'aide d'un film chaud d'instabilités introduites artificiellement dans une couche limite laminaire [Ladd'88] (b) Dispositif d'aspiration utilisé pour des essais en vol sur un Falcon 50 (1987-1990) [Courty'09]

L'autre approche qui repose sur la stabilité des profils de vitesse (Tableau 1.1), a conduit à des expériences davantage convaincantes, allant même jusqu'à l'étape des démonstrateurs en vol. Quelques précisions relatives à la laminarité naturelle, contrôlée et hybride sont données ici.

La laminarité naturelle consiste à concevoir des profils d'ailes pour lesquels la couche limite laminaire se maintient jusqu'à 50 à 70% de la corde. Les avions régionaux et d'affaires de petite taille (Reynolds plus faible et flèche modérée) sont des cibles privilégiées pour ce genre d'optimisation passive de la traînée [Peyrat'97].

L'amélioration des codes de calcul transsoniques et des codes de calcul d'instabilité laminaire dans les années 1980 a permis d'optimiser des profils supercritiques. C'est notamment le cas du Falcon 50 (1985 – 1987) qui a été équipé d'un tronçon de dérive laminaire ayant conduit à une diminution de la traînée de frottement de l'ordre de 25% [Courty'09]. L'aspiration de la couche limite est étudiée depuis les années 1930-1940 et a permis des réductions de traînée significatives pour des configurations académiques [Schlichting'68]. De nombreux travaux ont ensuite porté sur l'optimisation de ce système, notamment la répartition et la taille des orifices d'aspiration. L'écoulement laminaire contrôlé d'une aile consiste donc à aspirer l'ensemble de la couche limite sur l'extrados. Cette méthode a connu un succès, dès 1965 aux Etats-Unis, avec le projet X-21 de l'Air Force Army qui a démontré la possibilité de maintenir l'état laminaire jusqu'à  $Re = 2,7.10^7$ , induisant une diminution de traînée de 20%. Toutefois, le bilan énergétique s'est avéré insuffisant sur des distances courtes et moyennes. De plus, la contamination de la couche limite, l'obstruction des trous d'aspiration, ainsi que la réalisation technologique du système, ont été des facteurs limitants à sa mise en œuvre opérationnelle. Le contrôle hybride de la laminarité (profil laminaire et aspiration partielle de la couche limite) a été envisagé pour des avions de transport suite à la crise du pétrole de 1974. Cette approche permet de diminuer l'énergie nécessaire au système d'aspiration en concentrant son action uniquement sur une portion de voilure, au bord d'attaque (Figure 3.1b). Des essais en vol ont été réalisés dans les années 90 ; c'est notamment le cas, en Europe, pour les Falcon 50 (1987-1990) et Falcon 900 (1993-1997) [Peyrat'97].

Finalement, le contrôle hybride de la laminarité se présente donc comme l'un des dispositifs les plus aboutis pour la réduction de la traînée de frottement en aéronautique. Son application dépendra notamment du compromis technique imposé par la structure de l'aile (résistance et capacité de stockage du kérosène), de son bénéfice économique (longue distance), et de la certification. D'autres dispositifs sont actuellement à l'étude pour un contrôle passif de la transition, comme par exemple les éléments de rugosité ponctuelle (*discret roughness elements*), initialement développés aux Etats-Unis par l'Université du Texas. Leur simplicité de mise en œuvre semble prometteuse pour les avions de transport, leur objectif étant d'atténuer les ondes transversales des ailes en flèche. Dans l'étude de [Saric'09], les rugosités, adéquatement disposées en deux rangées au bord d'attaque, ont permis de reculer la transition de 30% à 60% de corde pour  $Re = 8,1.10^6$  (essais en vol). Toutefois, cette stratégie passive ne dispose pas de la même expertise que celle développée pour l'aspiration durant plusieurs décennies. Actuellement, plusieurs travaux sont donc poursuivis pour valider ce résultat. Des simulations numériques directes cherchent notamment à modéliser les tourbillons stationnaires introduits par les rugosités dans la couche limite [Arnal'08].

#### *Diminution du frottement turbulent*

Lorsque le retard de la transition n'est pas envisageable, la réduction du frottement turbulent en diminuant directement la quantité de mouvement en proche paroi a déjà été abordée : gradient de pression défavorable, chauffage (air) et soufflage normale à la paroi (Tableau 1.1). Ces techniques doivent être employées avec précaution puisqu'elles peuvent conduire au décollement de la couche limite<sup>52</sup>. Avec une approche

<sup>52</sup> Dans une stratégie de réduction de la traînée, le décollement de la couche limite entraînerait vraisemblablement une augmentation globale de la résistance avec l'apparition inévitable de traînée de pression.

théorique similaire, le gradient de vitesse à la paroi peut être modifié en utilisant des parois mobiles (changement de la condition de non glissement), pour obtenir une diminution du frottement. Néanmoins, cela n'est réalisable qu'au prix de complications techniques immenses et d'une dépense d'énergie prohibitive. L'addition de substances ou de corps étrangers tels que des polymères ou des micro-bulles dans la couche limite a inspiré de nombreux travaux, dont [Gad'El'Hak'00] propose un résumé intéressant. L'objectif est de supprimer la production de cisaillement turbulent dans la zone tampon (*buffer layer*) entre la sous-couche visqueuse et la région logarithmique de la couche limite turbulente. Cette technique est surtout envisageable en milieu aquatique ou pour des écoulements internes.

Une autre stratégie, reposant principalement sur des résultats expérimentaux, concerne la modification directe des structures turbulentes. Dans ce cas, le contrôle en proche paroi (*inner layer*) semble moins efficace que le contrôle dans la partie supérieure de la couche limite turbulente (*outer layer*). En effet, appliquée sur une aile d'avion, la première stratégie permettrait d'influencer les structures sur une distance d'environ 2 mm ( $\sim 1000 y^+$ ) alors que la seconde serait efficace jusqu'à environ 0,5 m après la zone de contrôle ( $\sim 50 \delta_{99}$ ) d'après [Choi'09]. Deux dispositifs passifs répondant à cette stratégie, les riblets et les LEBUs, ont déjà été présentés précédemment (Figure 1.6). Quelques méthodes actives ont fait l'objet de travaux plus récents comme par exemple les parois oscillantes, animées d'un mouvement transversal à l'écoulement [Choi'98]. Toutefois, en l'état actuel des connaissances des structures des écoulements turbulents pariétaux et des événements qui y leurs sont associés (*sweeps, ejections*), il est difficile d'envisager des dispositifs de contrôle actif en boucle fermée de la couche limite turbulente non décollée. De plus, ce type d'approche se heurterait encore à un problème d'échelle dans la mesure où [Bonnet'09] indique qu'environ un milliard de spots turbulents sont présents dans la couche limite sur le fuselage d'un A 340-300. Le nombre d'actionneurs et de capteurs à utiliser serait alors considérable.

### 2.2.2 Travaux portant sur les actionneurs plasmas

Les premiers travaux portant sur l'interaction du vent ionique avec une couche limite non séparée reposent principalement sur des mesures moyennes sur un segment de plaque plane, d'une dizaine de cm, sur lequel est créée une décharge de type couronne en présence d'un écoulement extérieur. Les travaux présentés ensuite concernent l'insertion d'un actionneur EHD sur une surface plane, typiquement de 1 m de long, pour étudier l'influence sur le développement de la couche limite. Dans ce cas, pour réduire la traînée, deux approches similaires à celles présentées précédemment sont observées. La première consiste à modifier la transition laminaire-turbulente tandis que la deuxième s'intéresse à une réduction directe du frottement turbulent. Au regard des résultats de ces études, la question de l'action du plasma sur la couche limite demeure ouverte.

**L'actionneur plasma influence-t-il directement les instabilités visqueuses se développant dans la couche limite ou modifie-t-il la stabilité des profils de vitesse ? A-t-il la capacité de modifier les structures turbulentes ?**

*Interaction entre le vent ionique et la couche limite non séparée*

Les travaux expérimentaux de [Velkoff'68] sont souvent cités comme précurseurs des études portant sur la modification d'une couche limite par l'application d'une décharge électrique. Dans cette étude, les auteurs utilisent une décharge couronne avec plusieurs électrodes situées à environ 2 cm au-dessus de la paroi et observent un retard de la transition de quelques centimètres à  $U_\infty = 60$  m/s.

Plus récemment, les travaux de [Soetomo'92] indiquent la possibilité de réduire de manière importante la traînée sur une plaque de verre sur laquelle est établie une décharge couronne ; ces résultats sont toutefois obtenus pour un nombre de Reynolds très faible ( $Re \sim 1.10^3$ ,  $U_\infty < 2$  m/s). Le même type d'étude est conduit par [D'Adamo'02] sur un tronçon de plaque en PPMA ( $U_\infty \leq 19$  m/s,  $Re \sim 1,6.10^5$ ). Les auteurs observent un ajout de vitesse en proche paroi ( $y < 5$  mm), localisé à la zone de la décharge. En aval de celle-ci, ils décrivent un processus de diffusion (normal à la paroi) et de convection (sens de l'écoulement) de la quantité de mouvement dans la couche limite. Les travaux de thèse de [Léger'03], complétés par les résultats présentés dans [Moreau'06], montrent clairement l'ajout de quantité de mouvement par un actionneur DC dans une couche limite turbulente (Pitot). La configuration aérodynamique est similaire aux travaux précédents (tronçon de plaque plane) pour des vitesses jusqu'à 25 m/s ( $Re = 3,8.10^5$ ).

L'étude rapportée par [Jacob'04] concerne un actionneur DBD AC en présence d'une couche limite se développant à la paroi de la veine d'une soufflerie ouverte pour une vitesse amont de 1 m/s. Les auteurs indiquent que la couche limite est aspirée au-dessus de l'actionneur puis accélérée au niveau de la sous-couche visqueuse. L'interaction entre le vent ionique et la couche limite est similaire à celle d'un jet de paroi turbulent en aval de la DBD : le tenseur de Reynolds est globalement augmenté dans la couche limite, d'après cette étude.

Les travaux présentés dans la suite reposent sur des sondages de la couche limite se développant sur une surface plane, en présence d'un actionneur DBD AC.

*Retard et déclenchement de la transition*

Deux tendances sont rapportées dans la littérature : le déclenchement de la transition est observé par [Séraudie'06], [Porter'07] et [Magnier'09] (gradient de pression nul) tandis que son retard est démontré par [Grundmann'07c] (gradient de pression défavorable).

Dans [Séraudie'06], les auteurs étudient l'effet d'actionneurs DC et DBD sur la couche limite laminaire d'une plaque plane profilée (1,2 m de long). Les actionneurs sont situés dans un insert à 500 mm du bord d'attaque ; la vitesse du vent ionique est de l'ordre de 4,5 m/s à 2 mm de la paroi. Les profils de vitesse à proximité de l'actionneur (Pitot) montrent un ajout de vitesse limitée lorsque  $U_\infty \geq 10$  m/s. Par des mesures avec un fil chaud fixe, situé 10 cm derrière la décharge, et en faisant varier la vitesse de l'écoulement (10 à 62 m/s,  $Tu < 0,05\%$ ), les auteurs observent que la transition est déclenchée plus en amont lorsque l'actionneur DBD est actif ; ils concluent que des actionneurs situés plus proches du bord d'attaque auraient davantage d'effet.

L'influence d'un actionneur DBD AC ( $V_{HV} = 5 - 10$  kV,  $f_{HV} = 5 - 20$  kHz) est étudié par [Porter'07] pour des configurations du vent ionique dans le même sens que l'écoulement (*co-flow*) ou en sens contraire (*counter-flow*). L'actionneur est positionné sur la paroi inférieure de la soufflerie ( $\sim 1$  m de long,  $U_\infty \leq 6$  m/s,  $Tu \sim 1,2\%$ ) et un

turbulateur mécanique en amont permet de déclencher artificiellement la transition (mesures Pitot). L'actionneur permet toujours de provoquer la transition lorsqu'il agit dans la couche limite laminaire naturelle (Figure 3.2a) ; la configuration *counter-flow* est alors plus efficace. D'autre part, les auteurs observent que la décharge a peu d'influence sur la couche limite turbulente déclenchée artificiellement. Ils concluent que l'actionneur DBD n'a pas la capacité d'atténuer des instabilités naturelles dans la couche limite .

Enfin, [Magnier'09] propose une étude sur l'effet d'actionneurs DBD AC en configuration multiple, montés sur une plaque plane profilée (1 m de long,  $U_\infty \leq 22$  m/s,  $Tu \sim 0,4\%$ ). Une étude sur la position des actionneurs placés dans la couche limite laminaire naturelle est réalisée (mesures Pitot). Dans tous les cas, la transition est provoquée au-dessus des actionneurs multiples. De plus, plus l'actionneur multiple est situé en amont de la transition naturelle, plus l'augmentation de la traînée globale sur la plaque plane est importante.

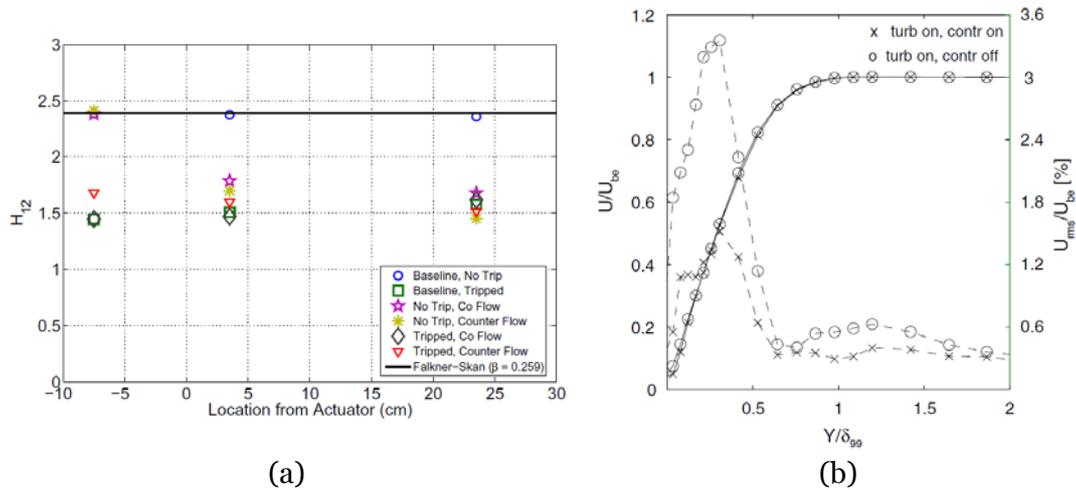


Figure 3.2 – Influence d'un actionneur DBD AC sur la transition pour  $U_\infty = 6$  m/s : (a) déclenchement [Porter'07] et (b) atténuation des ondes TS [Grundmann'07c]

A l'inverse, les résultats rapportés dans [Grundmann'07a], [Grundmann'07b] et [Grundmann'07c] sont en faveur d'un retard de la transition. Jusqu'à présent, il s'agit des seuls travaux portant sur étude de stabilité linéaire menée avec des actionneurs DBD. Le montage expérimental consiste en une plaque plane de 1 m de long, munie de plusieurs inserts ( $U_\infty = 6$  m/s). Un gradient de pression défavorable est imposée dans la veine de la soufflerie de manière à accélérer la transition ( $Tu \sim 0,3\%$ ). Plusieurs configurations sont étudiées mais le principe repose toujours sur l'introduction d'instabilités TS dans la couche limite laminaire de manière artificielle. Plus précisément, dans [Grundmann'07b], les auteurs montrent qu'un actionneur DBD AC utilisé en mode instationnaire ( $V_{HV} = 4,6$  kV,  $f_{HV} = 6$  kHz,  $f_p = 55$  Hz) permet d'introduire des instabilités que deux autres actionneurs DBD, activés en continu, peuvent atténuer. Dans [Grundmann'07c], les instabilités sont, dans ce cas, introduites par un turbulateur mécanique (110 Hz) et atténuées par un actionneur DBD AC en mode instationnaire avec  $f_p = 110$  Hz (Figure 3.2b). De ces études, les auteurs concluent qu'il est possible d'atténuer l'évolution des ondes TS mais que l'actionneur piloté en mode continu est plus efficace ; il agit sur une bande de fréquences plus importante et contribue davantage à modifier la stabilité des profils qu'un actionneur en mode instationnaire. A noter que dans ces études, le retard de la transition observée par un sondage de la couche limite au fil chaud demeure relativement modeste, de l'ordre de

quelques centimètres. En revanche, il est indéniable que l'action de la décharge ne consiste pas uniquement à accélérer le fluide par l'intermédiaire du vent ionique. Enfin, dans [Grundmann'07a], une méthode semi-analytique, semi-empirique est employée pour confirmer ces résultats expérimentaux à travers des simulations avec un code commercial (Fluent®), avec une prédiction raisonnable.

### Réduction du frottement turbulent

Au cours des premiers travaux, la décharge OAUGDP™ est utilisée pour évaluer l'influence des actionneurs DBD AC sur le frottement turbulent [Roth'98]. Plusieurs arrangements d'électrodes sont testés : *co-flow*, *counter-flow*, ainsi qu'une 3<sup>ème</sup> configuration qui consiste à positionner les électrodes actives parallèlement à l'écoulement pour induire un vent ionique dans le sens transversal (*spanwise*). Il semble que l'actionneur a un effet significatif uniquement jusqu'à environ 10 m/s. La configuration *co-flow* permet de diminuer la traînée de frottement turbulente tandis que la configuration *counter-flow* l'augmente. La Figure 3.3a montre que le 3<sup>ème</sup> arrangement d'électrodes conduit à séparer l'écoulement au-dessus de la décharge.

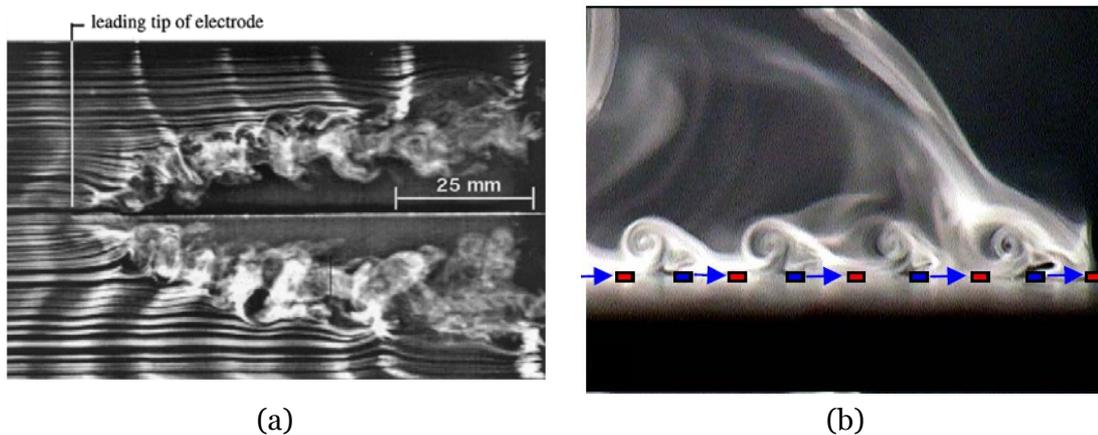


Figure 3.3 – (a) Effet de la décharge OAUGDP™ en configuration transversale à l'écoulement [Roth'98] et (b) structures tourbillonnaires oscillantes dans l'air au repos [Jukes'06]

Plus récemment, dans [Jukes'06], les auteurs rapportent une étude visant à diminuer la traînée de frottement turbulente en utilisant des actionneurs DBD pulsés ( $V_{HV} = 4$  kV,  $f_{HV} = 50$  kHz) sur une plaque plane de 3 m de long (gradient de pression nul,  $U_{\infty} = 1,8$  m/s,  $Tu \sim 0,4\%$ ). Les actionneurs sont en configuration multiple, en mode instationnaire ( $f_p = 20$  Hz), orientés de manière à générer des structures tourbillonnaires de type *starting vortex* dans la direction transversale, dans un sens puis dans l'autre (Figure 3.3b). En somme, c'est une configuration d'actionneurs similaire à une paroi oscillante. Un sondage de la couche limite au fil chaud permet de montrer qu'une réduction de la traînée jusqu'à 45% peut être observée. Les auteurs concluent que les structures émises par les actionneurs interagissent avec les structures turbulentes et ralentissent la cascade turbulente.

Vis-à-vis des travaux présentés précédemment, peu d'études portent sur la réduction de la traînée sur des profils d'aile ; la séparation est plutôt l'objectif visé et sera détaillé dans la suite. A noter toutefois les travaux de [Scherbakov'00] qui concernent l'utilisation d'actionneurs DBD AC du même type que ceux développés par [Roth'98]. Dans cette étude, les auteurs instrumentent une géométrie s'apparentant à

un profil d'aile, à l'intrados et à l'extrados ( $c = 11$  cm). Pour  $U_\infty = 35$  m/s, à faible incidence (écoulement attaché), une diminution d'environ 5% de la traînée est observée dans le cas où la couche limite est turbulente (artificiellement déclenchée) tandis qu'elle est inférieure à 1% dans le cas d'une couche limite laminaire (naturelle).

## 2.3 Contrôle du décollement

Les bénéfices aérodynamiques que le contrôle du décollement pourrait apporter ont été présentés précédemment, aussi bien pour l'aéronautique que pour le domaine automobile (Chap1§3.1.3). Il s'agit d'aborder ici quelques dispositifs de contrôle des décollements mis en œuvre récemment.

### 2.3.1 Approches théoriques

Le contrôle de la séparation peut être présenté en fonction de deux approches qui sont généralement complémentaires : la première consiste à rendre plus énergétique la couche limite turbulente pour retarder le décollement alors que la seconde repose plutôt sur un ajout de quantité de mouvement en proche paroi pour forcer l'écoulement à se rattacher à la paroi.

#### *Retard de la séparation*

La méthode la plus simple pour tenter de retarder le décollement est certainement de déclencher artificiellement la transition. Une couche limite turbulente résiste effectivement mieux à la séparation qu'une couche limite laminaire. Ceci peut être facilement réalisé par l'emploi de bandes rugueuses. Néanmoins, cette technique peut rapidement entrer en conflit avec un objectif de réduction de traînée. L'utilisation des bandes rugueuses est donc plutôt utilisée en laboratoire pour s'assurer que le décollement de la couche limite autour d'une maquette est bien turbulent.

Les méthodes calquées sur la modification des profils de vitesse et l'analyse de l'équation de quantité de mouvement (Tableau 1.1) sont similaires à celles employées pour retarder la transition. Dans le cas du retard de la séparation, cette approche théorique consiste à rendre le profil le plus « rempli » possible (le moins inflexionnel possible). Historiquement, cette approche a suscité les premiers travaux de contrôle de la séparation : courbure de la paroi (gradient de pression positif) et aspiration<sup>53</sup>. L'aspiration a été proposée pour palier aux insuffisances des dispositifs hypersustentateurs qui peuvent présenter des zones de décollement lorsqu'ils sont fortement braqués [Schlichting'68]. Plus récemment, cette technique a suscité des travaux sur des géométries simplifiées de véhicule automobile pour modifier le décollement sur la lunette arrière [Rouméas'06] et les structures longitudinales équivalentes à celles se formant au niveau des montants de baie du pare-brise [Lehuteur'07]. Des simulations numériques ont montré la possibilité de réduire la traînée de respectivement 17% et 14%.

Avec une approche théorique similaire, des parois mobiles ont été étudiées comme dispositif de retard de la séparation. Des cylindres en rotation ont ainsi été envisagés en remplacement des dispositifs hypersustentateurs pour augmenter la

<sup>53</sup> Dans ce cas, l'aspiration s'apparente à un ajout de quantité de mouvement à la paroi.

portance et repousser l'incidence de décrochage (Figure 3.4a). Certaines de ces études sont présentées vis-à-vis des enjeux pour l'automobile par [Gilliéron'02].

D'autres techniques consistent également à rendre plus énergétique la couche limite turbulente pour la maintenir à la paroi. A l'inverse de ce qui est visé par l'ajout de polymères dans la couche limite, l'objectif est d'augmenter la contrainte turbulente en donnant plus de poids au tenseur de Reynolds devant le gradient de pression. Ceci peut se faire en introduisant des structures comme celles induites par les générateurs de tourbillons (VGs) (voir Figure 1.7a). Des dispositifs actifs de type fluïdique sont actuellement à l'étude dans le même but de générer de la vorticité longitudinale dans la couche limite turbulente pour la rendre plus robuste au gradient de pression adverse [Kostas'09].

D'une manière générale, toutes ces techniques ont permis d'appréhender que la position des actionneurs conduisant à une meilleure efficacité du contrôle se situe en amont ou au niveau du point de séparation naturelle. Il est ainsi plus facile d'essayer de repousser le décollement que de recoller une couche limite déjà entièrement séparée.

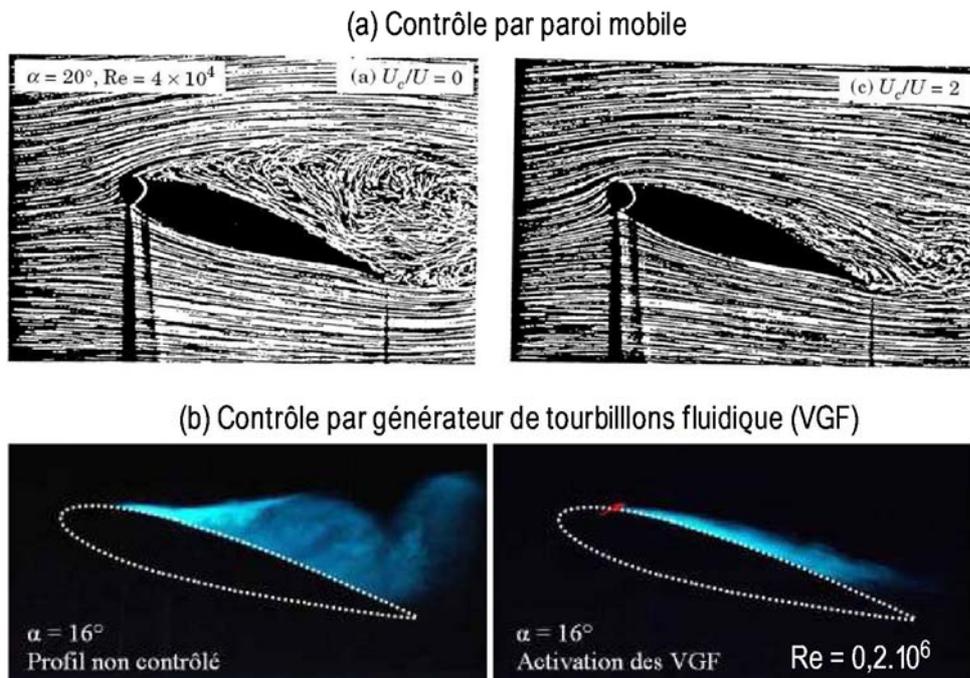


Figure 3.4 – Contrôle de la séparation par (a) paroi mobile [Modi'97] et par (b) générateurs de tourbillons fluïdiques [Bourgois'07]

#### Ajout de quantité de mouvement

L'autre approche pour le contrôle de la séparation consiste à ajouter de la quantité de mouvement en proche paroi. Le soufflage tangentiel (*wall jet*) est de loin la méthode la plus usitée depuis une cinquantaine d'années. La discipline s'est depuis enrichie du développement des nouveaux actionneurs présentés précédemment et plus particulièrement des jets synthétiques, des microjets ou des jets pulsés (Figure 3.4b). Leur apport concerne principalement la possibilité de manipuler des structures turbulentes cohérentes ; ils sont ainsi capables d'ajouter de la quantité de mouvement sous la forme de structures tourbillonnaires capables d'interagir avec les instabilités intrinsèques à l'écoulement. D'autre part, c'est la possibilité de les activer de manière

instationnaire qui représente aussi leur grand intérêt ; cette idée a émergé aux Etats-Unis à la fin des années 90, notamment avec les travaux de [Seifert'93].

### 2.3.2 Travaux portant sur les actionneurs plasmas

La majeure partie des travaux portant sur la modification des écoulements par actionneurs plasma est relative à la modification de la séparation sur des profils d'aile. Les objectifs sont principalement de repousser l'incidence de décrochage ou d'atténuer le décrochage dynamique. Plusieurs profils bidimensionnels de référence sont étudiés tels que les NACA 0009, 0012, 0015, 0021, 66<sub>3</sub>-018 ou HS3412, entre autres, pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à environ  $10^6$ . La plupart de ces travaux ont en commun d'être réalisés sur des maquettes de petites dimensions, typiquement de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Par ailleurs, la littérature fait état de peu d'études sur des profils 3D. Certaines équipes concentrent leurs travaux spécifiquement pour une application sur des drones (MAV, UAV) [Göksel'06] ou pour la modification de la séparation sur des volets de bord de fuite [Little'08]. La dynamique du recollement par les actionneurs EHD est encore mal comprise et plusieurs scénarios sont proposés pour l'expliquer :

**les actionneurs EHD autorisent-ils un retard de la séparation par un déclenchement de la transition au bord d'attaque, accompagnent-ils le recollement par un ajout de quantité de mouvement ou agissent-ils directement sur des instabilités intrinsèques à l'écoulement séparé ?**

De la réponse à ces questions dépendent notamment les stratégies retenues pour l'instrumentation des profils (voir Chap1§4.2.3). En effet, si une majorité des travaux concernent des actions en bord d'attaque, toutes ne concernent pas une action sur la séparation naturelle de l'écoulement ; si l'instrumentation le permet, des bandes rugueuses sont souvent utilisées pour déclencher la transition de manière à écarter directement le scénario d'un déclenchement de la transition par les actionneurs. Par ailleurs, plusieurs équipes se sont concentrées sur l'utilisation des actionneurs en mode instationnaire de manière à identifier des paramètres de contrôle optimaux. Ainsi, de part les études tirées de la littérature, les trois scénarios sont envisagés par différents auteurs et les questions précédentes restent donc encore ouvertes.

#### *Ajout de quantité de mouvement vs instabilités*

Suite aux travaux de [Roth'98], la modification de la séparation par actionneurs EHD a été largement étudiée par une équipe de l'Université Notre Dame aux Etats-Unis. Leurs travaux sont rapportés dans [Post'03], [Corke'04], [Corke'05] et [Patel'08] ; ils sont brièvement décrits dans la suite. Ces auteurs utilisent des actionneurs DBD AC ( $V_{HV} = 1,5-6$  kV,  $f_{HV} = 5$  kHz), de très faible épaisseur (kapton®,  $e \leq 0,3$  mm), avec une instrumentation directe des profils sans modification notable de ceux-ci (Figure 3.5a). Ils ne choisissent que des configurations pour lesquelles la séparation a lieu dès le bord d'attaque. Les trois premières études citées ci-dessus sont réalisées dans les mêmes conditions aérodynamiques ( $U_\infty \leq 30$  m/s,  $Re \leq 4,6 \cdot 10^5$  et  $c = 12,7$  cm) ; tandis que la dernière fait état de résultats jusqu'à  $Re \sim 10^6$ .

Dans [Post'03], l'étude consiste à déterminer la position optimale et la puissance minimale nécessaire pour recoller l'écoulement sur un profil 66<sub>3</sub>-018. Deux actionneurs

sont positionnés à 0% et 50% de corde et leur action est comparée à celle de VGs passifs. Le 1<sup>er</sup> actionneur, plus proche du point de décollement naturel, est plus efficace que le 2<sup>ème</sup> actionneur ; il est aussi plus performant que les VGs passifs. Pour une consommation électrique d'environ 20 W, l'incidence du décrochage est repoussée de 2° induisant une augmentation de la finesse d'environ 400% ( $Re = 0,8.10^5$ ).

La même équipe réalise ensuite deux études de manipulation d'écoulements autour d'un profil NACA0015 [Corke'04], [Corke'05].

Dans [Corke'04], les auteurs étudient l'influence sur le décrochage de deux actionneurs localisés respectivement en bord de fuite et en bord d'attaque. Ils observent que la décharge en bord de fuite a un effet similaire à celui d'un volet : la portance est globalement augmentée pour toutes les incidences testées. De la même façon, l'action en bord d'attaque est similaire à celle d'un bec : l'angle de décrochage est repoussé de 3° et la finesse augmentée de 340% pour une action en continu (~20 W). En revanche, une action instationnaire pour  $F^+ = 1$  (basée sur la corde du profil) est bien plus efficace (Figure 3.5b) : elle permet de repousser le décrochage de 7° (~3 W).

Dans [Corke'05], l'influence d'un actionneur au bord d'attaque est étudiée lorsque le profil est animé d'une oscillation continue (5° - 15°). Les visualisations et les mesures de pression à la paroi montrent que l'écoulement reste attaché au cours du cycle et que la portance ne présente plus le phénomène d'hystérésis lié à l'oscillation.

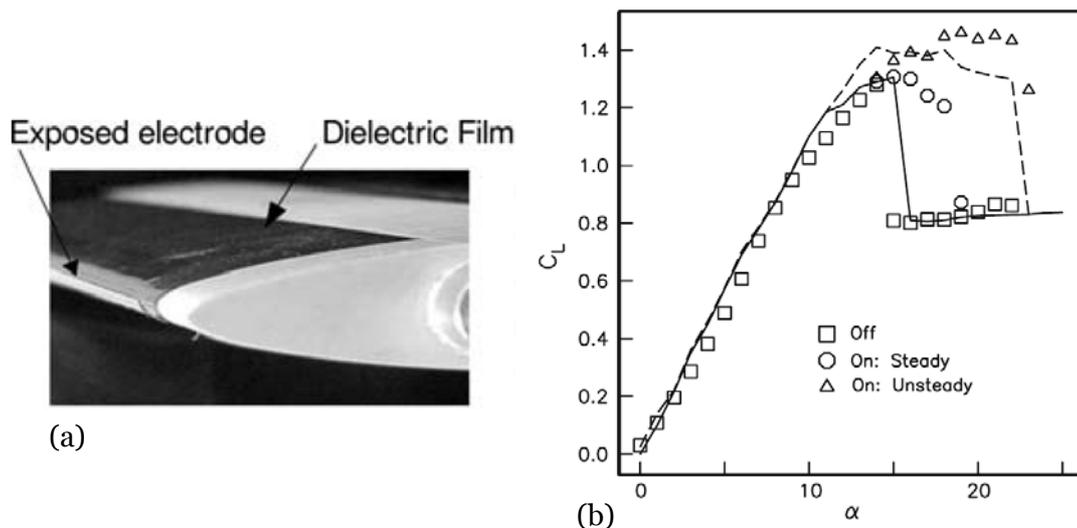


Figure 3.5 – Contrôle sur un NACA0015 de 12,5 cm de corde [Corke'04] : (a) intégration de l'actionneur et (b) influence du mode instationnaire sur le décrochage ( $Re = 2,2.10^5$ )

Par ailleurs, dans [Patel'08], les mêmes auteurs proposent une étude qui, jusqu'à présent, est la seule tentative consistant à dégager des facteurs d'échelle pour  $3,8.10^5 \leq Re \leq 10^6$  sur un NACA0015 légèrement plus grand que précédemment ( $c \sim 30$  cm). L'objectif visé est le contrôle du décrochage avec un seul actionneur utilisé au bord d'attaque ; celui-ci ne permet pas de supprimer complètement le bulbe de décollement mais seulement de recoller l'écoulement par intermittence. De plus, pour les incidences précédant le décrochage, l'actionneur DBD n'a aucun effet sur l'écoulement. Pour des actions à des incidences proches du décrochage, le premier fait intéressant est que les auteurs observent un phénomène d'hystérésis : l'écoulement reste modifié lorsque l'actionneur est éteint, jusqu'à plusieurs secondes après son action (Figure 3.6a). D'autre part, indépendamment de la vitesse et de l'incidence, la fréquence réduite la plus efficace est  $F^+=1$  (basée sur la corde). Lorsque  $Re$  augmente, à

incidence constante, la modification de l'écoulement requiert une tension moins importante (moins d'énergie). Au final, l'actionneur permet de décaler l'incidence du décrochage de manière significative jusqu'à 30 m/s (gain en portance jusqu'à 50%) ; au-delà de cette vitesse, les mesures rapportées par les auteurs sont plus difficilement interprétables. Pour compléter cette étude, les auteurs terminent par une comparaison entre trois profils NACA d'épaisseur relative différente (0006, 0015 et 0021). Ils en concluent que la tension nécessaire au recollement augmente linéairement avec l'incidence et qu'elle évolue avec le carré du rayon de courbure du bord d'attaque (indépendamment de  $Re$ ) (Figure 3.6b).

A noter que pour toutes les études précédentes, aucune mesure instationnaire n'est réalisée dans l'écoulement. La fréquence réduite  $F^+ = 1$  n'est donc pas clairement reliée à une fréquence instable intrinsèque à l'écoulement séparé ; de plus, elle est basée sur la corde en supposant que la zone de séparation est de la taille du profil, indépendamment de l'incidence ou du Reynolds. D'autre part, de part la position des actionneurs (bord d'attaque), la couche limite n'est pas déclenchée artificiellement. Pour interpréter leurs résultats, les auteurs avancent le scénario d'un ajout de quantité de mouvement dans la zone séparée ou celui de la génération de structures cohérentes interagissant avec l'écoulement.

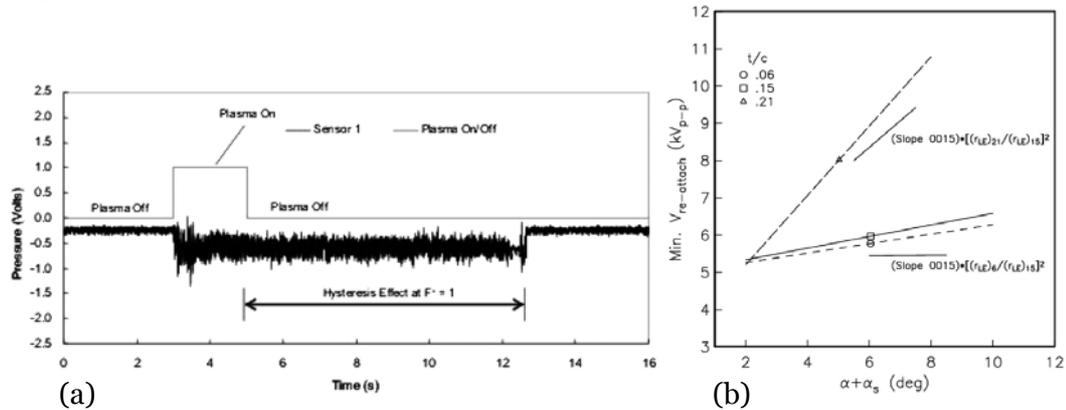


Figure 3.6 – (a) Contrôle sur un NACA0015 de 30 cm de corde : phénomène d'hystérésis ( $Re = 5,2.10^5$ ) et (b) relation entre le rayon de courbure et la tension nécessaire au recollement pour trois profils NACA différents [Patel'08]

Dans sa revue, [Corke'08] rapporte aussi les résultats d'un workshop mené au Nasa Langley sur une configuration canonique de rampe pour étudier l'effet sur un décollement turbulent. L'actionneur DBD est le même que celui utilisé précédemment ; c'est à nouveau en mode instationnaire que les résultats les plus significatifs sont obtenus pour  $F^+ = 1$  (basé sur la longueur de la zone de recirculation). De plus, le modèle développé par [Orlov'06] est utilisé pour prédire la force EHD générée par l'actionneur (voir Chap1§4.2.2) ; cette force est utilisée comme terme source dans Fluent® pour évaluer l'effet de l'actionneur DBD avec une bonne prédiction des simulations vis-à-vis des résultats expérimentaux.

Parallèlement à ces travaux, d'autres équipes, notamment à l'Université de Poitiers (LEA) et d'Orléans, ont mené des études sur des profils NACA0015, en réalisant des mesures par PIV ou TR-PIV [Sosa'07], [Magnier'07a], [Bénard'08c] et [Bénard'09b]. Ces travaux ont en commun d'être réalisés pour des profils de 20 cm de corde et des vitesses jusqu'à 30 m/s. Les deux premières concernent l'utilisation d'actionneurs DC tandis que les deux autres sont relatives aux actionneurs DBD AC. Si

ces études permettent d'identifier un effet fréquentiel de l'actionneur ( $F^+ \sim 1$ ), elles mettent également en avant le rôle du transfert de quantité de mouvement.

Dans [Sosa'07], les auteurs montrent qu'il est possible de rattacher l'écoulement à  $20^\circ$  d'incidence à 25 m/s en utilisant un actionneur DC au bord d'attaque de manière pulsée ou continue. Aucune relation claire entre la puissance électrique et la fréquence du pulse (30 – 50 Hz) n'est mise en évidence pour l'efficacité sur le recollement. Dans [Magnier'07a], une décharge couronne surfacique est également utilisée pour recoller un écoulement à  $15^\circ$  d'incidence à 20 m/s en mode continu ; dans ce cas, les auteurs invoquent un déclenchement de la transition pour expliquer l'effet de la décharge.

Enfin, dans [Bénard'08c] et [Bénard'09b], l'effet d'un actionneur DBD AC ( $V_{HV} = 12 - 20$  kV,  $f_{HV} = 0,5 - 1,5$  kHz) est étudié sur un profil qui présente un insert PMMA sur lequel la décharge est établie directement au bord d'attaque (Figure 3.7a). Les efforts sont mesurés par une balance 2D et la topologie de l'écoulement est étudiée par TR-PIV (3 kHz). Tout d'abord, un lâché tourbillonnaire est identifié dans la zone de cisaillement à l'interface entre l'écoulement libre et l'écoulement séparé. Les fréquences naturelles instables identifiées en plusieurs points sont comprises dans la gamme [80 - 140 Hz], plus particulièrement autour de 90 Hz ( $St \sim 1$ ). Le décrochage est repoussé d'environ  $2^\circ$  par l'actionneur DBD et l'écoulement recollé jusqu'à 70% de corde. Une étude paramétrique est conduite pour une incidence de  $16^\circ$  sur les deux fréquences de l'actionneur ( $f_{HV}$  et  $f_p$ ). Pour la fréquence du plasma  $f_{HV}$ , deux gammes permettent plus particulièrement d'augmenter significativement la portance (environ +50%) : tout d'abord à 100 Hz (vent ionique très faible) puis au-delà de 1 kHz (vent ionique plus important) ; tant l'ajout de quantité de mouvement que l'aspect fréquentiel sont donc mis en relief par ce résultat (Figure 3.7b). En revanche, pour la fréquence du mode instationnaire  $f_p$ , c'est à 25 Hz que le gain en portance est le plus important (+100%), bien inférieure à  $F^+ = 1$ , sans que ce résultat ne puisse être facilement interprété. Enfin, en analysant l'écoulement par TR-PIV, les auteurs rapportent que c'est à  $F^+ = 1,5$ , que le recollement de l'écoulement est le plus significatif (recollé jusqu'au bord de fuite et intensité turbulente diminuée). Les auteurs concluent en indiquant un scénario pour le recollement ; contrairement à d'autres études, ils estiment que l'actionneur n'induit pas de structures qui lui soient propres comme un jet synthétique. C'est une interaction entre le vent ionique et les structures naturelles de l'écoulement séparé qui permet de conduire au recollement, d'après ces travaux.

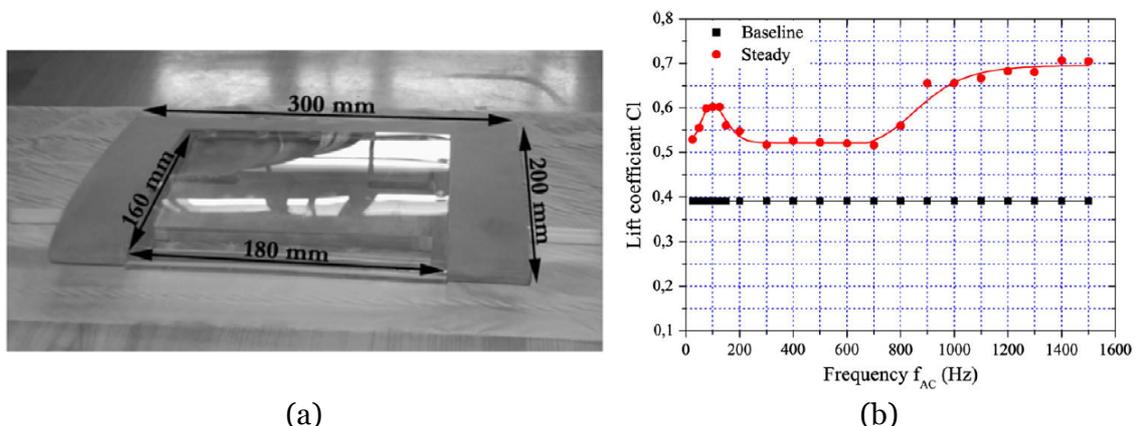


Figure 3.7 – Contrôle sur un NACA0015 de 20 cm de corde [Bénard'09b] : (a) intégration des actionneurs et (b) influence de la fréquence du plasma  $f_{HV}$  sur le gain en portance ( $Re = 2,6.10^5$ )

L'étude de [Jolibois'08b] constitue vraisemblablement la seule étude qui ait été menée jusqu'à présent sur un profil dont la corde est supérieure d'environ un ordre de grandeur par rapport aux travaux précédents. La configuration concerne un NACA0015

( $c = 1$  m) pour une vitesse de 6 m/s ( $Re = 0,4 \cdot 10^6$ ). La transition est déclenchée artificiellement et, via un insert, le profil est équipé de 7 actionneurs DBD AC (Figure 3.8a) en position *co-flow* ou *counter-flow*. Par des mesures PIV grand champ intégrant tout le profil, une étude paramétrique sur la position des actionneurs est menée pour des incidences précédant le décrochage ( $12^\circ - 17^\circ$ ) de manière à optimiser la puissance électrique. Les auteurs observent que le recollement est le plus efficace lorsque l'actionneur utilisé est au plus proche du point de séparation naturel (Figure 3.8b). D'autre part, une action instationnaire à  $F^+ = 1$  (6 Hz) permet aussi de recoller l'écoulement jusqu'à  $DC = 50\%$ , autorisant des gains énergétiques substantiels. Enfin, il semble plus facile, à puissance électrique constante, de repousser le point de décollement en aval (*co-flow*) que de le ramener plus en amont (*counter-flow*).

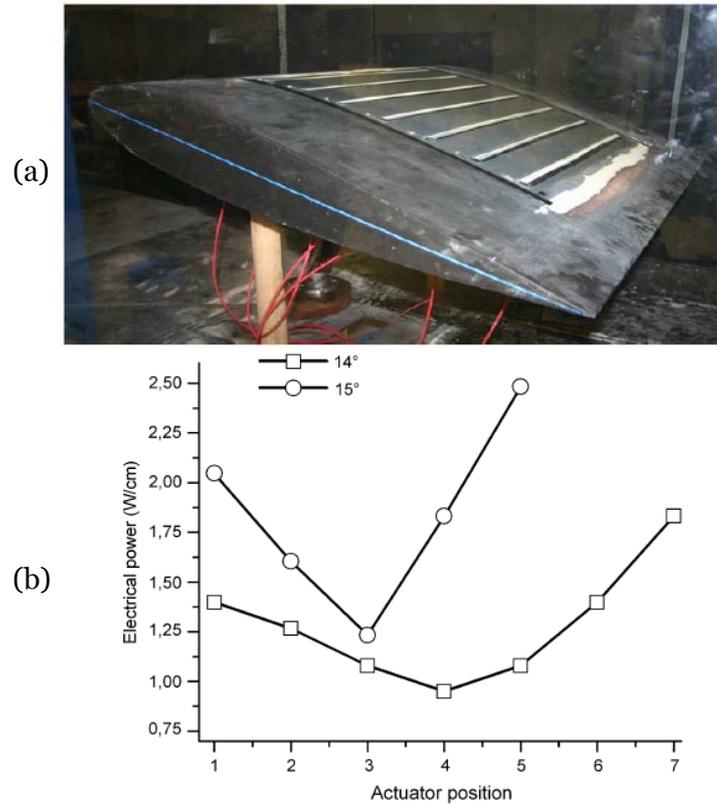


Figure 3.8 – Contrôle sur un NACA0015 de 1 m de corde [Jolibois'08b] : (a) intégration des actionneurs et (b) influence de la position de l'actionneur sur la puissance électrique nécessaire au recollement ( $Re = 0,4 \cdot 10^6$ )

### Déclenchement de la transition

Une équipe russe de l'Institut de Physique de Moscou a publié plusieurs travaux pour un profil NACA0015 avec des vitesses jusqu'à 110 m/s pour un profil de très petite corde ( $c = 9$  cm,  $Re = 0,6 \cdot 10^6$ ); ces résultats sont présentés dans [Opaits'05] et [Nudnova'06]. Les auteurs utilisent des actionneurs DBD pulsés dont les caractéristiques semblent différentes de celles présentées pour les actionneurs DBD AC classiques (Chap1§4.2.1). Les résultats de leurs travaux sont à peu près les seuls, dans la littérature, qui puissent être expliqués *a priori* par un déclenchement de la transition laminaire-turbulente dans la mesure où leur configuration d'actionneurs produit des vitesses de vent ionique très faibles ( $U_{act} \sim 0,5$  m/s). Plusieurs configurations

d'actionneurs multiples ont été testées pour des incidences entre  $12^\circ$  et  $20^\circ$ . Lorsque les actionneurs sont orientés perpendiculairement ou dans le sens de l'écoulement, leurs travaux montrent que l'écoulement peut resté attaché jusqu'à 110 m/s dans les deux cas, d'après des mesures de pression à la paroi.

---

### 3 Interaction du vent ionique avec l'écoulement sur une plaque plane

L'objectif de cette section est d'étudier l'interaction du vent ionique avec une couche limite non séparée sur une plaque plane. La revue bibliographique a montré que des résultats contradictoires sont observés lorsqu'un actionneur DBD AC agit dans la couche limite laminaire : soit il provoque la transition, soit il la retarde. D'autres études tirées de la littérature portent sur l'interaction entre des structures de type *starting vortex* (actionneurs DBD pulsés) et celles de la couche limite turbulente pour une diminution directe du frottement turbulent.

L'étude de l'écoulement induit par l'actionneur  $A_{SC}$  a révélé que le vent ionique se caractérise principalement par la diffusion d'un jet de paroi en aval de la décharge ; aucune structure ne semble être émise par ce type d'actionneur, en dehors de l'enroulement de la vitesse dans la partie supérieure des profils. L'actionneur DBD AC ne semble donc pas adapté à la manipulation de structures turbulentes pour une réduction directe de la traînée de frottement, d'autant plus que la vitesse induite par ces actionneurs est relativement faible et en très proche paroi. Il a donc été décidé de caractériser l'effet de l'actionneur  $A_{SC}$  sur le développement d'une couche limite de Blasius à la surface d'une plaque plane.

---

#### 3.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie de type Eiffel de l'Institut PRISME (30kW,  $U_\infty \leq 50$  m/s,  $0,5 \times 0,5 \times 2$  m<sup>3</sup>). Installées en entrée de veine, les grilles en nid d'abeille suivies d'un convergent (16:1) permettent d'obtenir un taux de turbulence moyen de l'ordre de 0,4% dans la section d'essais<sup>54</sup> (Figure 3.9a).

Une configuration d'actionneurs multiples a initialement été retenue (sans cumul de vent ionique). De manière à ne pas créer trop de raccords entre les différents actionneurs, sept couples d'électrodes, espacés de 150 mm, sont disposés de part et d'autre d'un même diélectrique d'une longueur totale de 1 m (Figure 3.9b). Les conditions géométriques sont celles définies précédemment pour l'actionneur  $A_{SC}$  (Tableau 2.4). Les actionneurs sont orientés de manière à ce que le vent ionique soit induit dans le sens de l'écoulement amont (version *co-flow*).

---

<sup>54</sup> Le taux de turbulence est mesuré par anémométrie fil chaud (1D) dans la section sans obstacle.

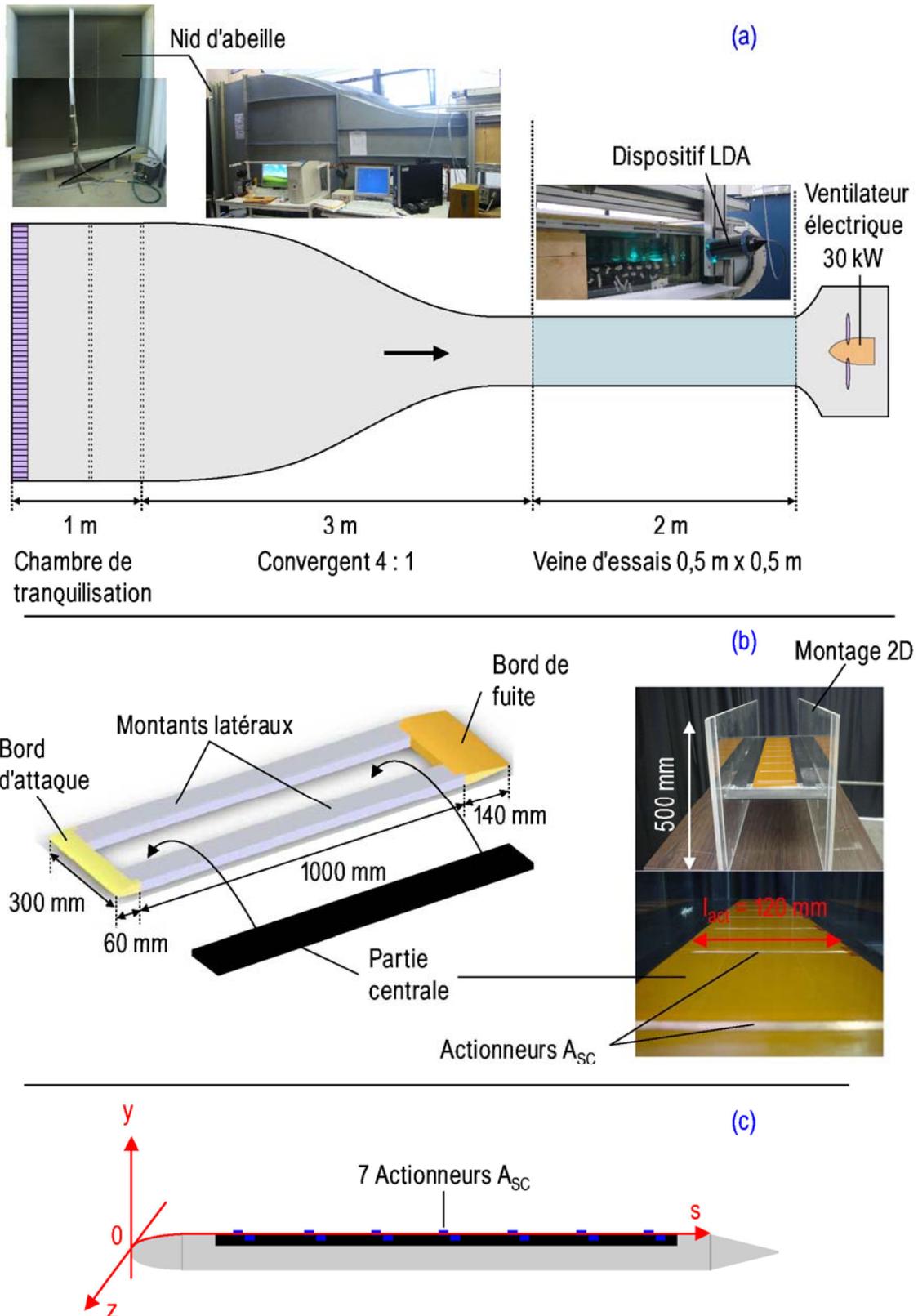


Figure 3.9 – Dispositif expérimental pour les mesures au-dessus de la plaque plane

Le principe du montage sur la plaque plane est le même que celui utilisé par [Magnier'07c] dans sa thèse. La plaque plane est constituée de quatre parties en PVC (Figure 3.9b) :

- le bord d'attaque est celui d'un NACA0015 pris de 0 à 30% de corde (60 mm de long).
- le bord de fuite est constitué d'un volet fixe ; il s'agit du bord de fuite d'un profil NACA0015 pris de 30 à 100% de corde (140 mm de long).
- deux montant longitudinaux de 1 m de long et 30 mm d'épaisseur relient les deux parties précédentes. Deux rainures de 5 mm de large et de 16 mm de profondeur sont usinées sur toute leur longueur afin d'accueillir la partie centrale.
- la partie centrale est une plaque de 15 mm d'épaisseur sur laquelle est collée l'actionneur en configuration multiple.

Les jonctions entre les quatre éléments précédents sont comblées avec de l'enduit, puis poncées soigneusement afin d'éviter toute discontinuité sur la surface. La plaque plane instrumentée est insérée entre deux parois verticales biseautées à l'amont ( $1,5 \times 0,5 \text{ m}^2$ ) de manière à réaliser un montage bidimensionnel dans la veine de la soufflerie (Figure 3.9b). Les connectiques électriques ne sont pas apparentes à la surface de la plaque plane ; elles passent à travers la partie centrale et ressortent à l'extérieur du montage bidimensionnel.

De manière à prendre en compte le développement de la couche limite depuis le bord d'attaque profilé de la plaque, un système de coordonnées  $(O; \vec{s}, \vec{y}, \vec{z})$  est adoptée dans la suite (Figure 3.1c). **Le nombre de Reynolds est calculé en utilisant la coordonnée curviligne  $\vec{s}$ , dont l'origine est le point d'arrêt au bord d'attaque de la plaque.** A noter que toutes les mesures sont effectuées sur la partie plane de la plaque, dont l'incidence est nulle.

Les mesures de vitesse sont réalisées avec le même dispositif LDA, monté sur un système de déplacement à deux axes, que celui utilisé pour caractériser le vent ionique dans l'air au repos (Figure 2.4). Les mesures sont réalisées jusqu'à une hauteur de 0,1 mm de la paroi avec des fréquences d'acquisition variant entre 1,5 et 10 kHz. Dans la suite, la durée d'acquisition est fixée à 10 s pour chaque point des profils de vitesse moyenne. La durée d'acquisition est de 30 s pour les séries temporelles ; celles-ci étant répétées trois fois.

Par ailleurs, seule la qualification de l'écoulement au-dessus la plaque plane a fait l'objet de mesures par anémométrie fil chaud (1D) avec une chaîne d'acquisition de TSI® (Chap3§3.2.1). L'étalonnage du fil chaud (diamètre de 5  $\mu\text{m}$ ) est effectué à l'extérieur de la veine de la soufflerie ouverte. L'acquisition est réalisée à 60 kHz avec une fréquence de coupure (filtre passe-bas) de 30 kHz.

L'interaction du vent ionique avec l'écoulement est étudiée pour une des configurations électriques de l'actionneur  $A_{sc}$  présentée au chapitre précédent. La fréquence de l'alimentation sinusoïdale est fixée à 1 kHz et l'actionneur est piloté en mode continu à une tension de 12 kV (régime diffus). Dans ces conditions, le vent ionique est inférieur à 5 m/s. **Dans l'étude qui suit, la vitesse de l'écoulement**

**amont est ainsi fixée à 10 m/s, de manière à observer une interaction remarquable du vent ionique avec la couche limite.** Les vitesses de référence et la température sont systématiquement relevées en entrée de veine, respectivement, à l'aide d'un Pitot et d'une sonde de température.

## 3.2 Caractérisation de l'écoulement naturel

L'objectif de la première partie de l'étude est de documenter les conditions de développement de la couche limite naturelle sur la plaque plane sans contrôle, pour le montage expérimental décrit précédemment. L'écoulement sur la plaque est tout d'abord caractérisé en dehors de la couche limite. Celle-ci est ensuite sondée en réalisant plusieurs profils de vitesse moyenne. Les paramètres classiques de couche limite sont utilisés de manière à identifier la position de la zone de transition. Ces informations permettent de choisir plus particulièrement un actionneur pour la suite de l'étude.

### 3.2.1 Qualification de l'écoulement au-dessus de la maquette

La vitesse longitudinale au-dessus de la plaque plane est relevée par anémométrie à fil chaud dans le sens longitudinal et transversal (Figure 3.10) ; les vitesses moyennes dans le sens longitudinal sont adimensionnées par la vitesse mesurée au bord d'attaque ( $s = 0$  mm).

De part la courbure du bord d'attaque, la vitesse augmente d'environ 5% au début de la plaque plane ( $s < 100$  mm) ; elle diminue et se stabilise ensuite ( $100 \leq s \leq 500$  mm), avant d'augmenter progressivement de près de 10% à partir du milieu de la plaque jusqu'au bord de fuite (Figure 3.10a). Les fluctuations de vitesse longitudinale sont, quant à elles, représentatives du taux de turbulence dans la veine sans maquette ( $Tu \sim 0,4$  %). L'augmentation de la vitesse moyenne est due à la largeur du montage bidimensionnel dans la direction transversale. Celle-ci n'est pas suffisante pour que l'écoulement au-dessus de la plaque plane ne ressente pas le développement des couches limites sur les parois verticales. L'augmentation de la vitesse est représentative d'un gradient de pression favorable, de l'ordre de  $-8$  Pa/m (Figure 3.10a). Cette caractéristique n'est pas satisfaisante mais est difficilement résolvable de part la taille du montage et le fait que le volet de bord de fuite soit fixe ; il ne permet pas de changer le gradient de pression dans la veine. Il a été décidé de ne pas modifier l'installation expérimentale et de conserver ces résultats, en gardant à l'esprit leur limitation. **Par conséquent, pour le calcul des paramètres de couche limite, tous les profils sont adimensionnés par la vitesse extérieure  $U_e$  qui représente la vitesse par section en dehors de la couche limite.**

Le montage permet d'assurer la bidimensionnalité de l'écoulement sur une largeur d'environ  $z = 200$  mm (Figure 3.10b). La largeur des actionneurs ( $l_{act}$ ) étant de 120 mm, l'action sur la couche limite porte sur environ 50% de la largeur de la plaque. Dans la suite, toutes les mesures de vitesse sont effectuées dans le plan de symétrie de la plaque ( $z = 0$ ) et sont relatives à l'utilisation du système LDA.

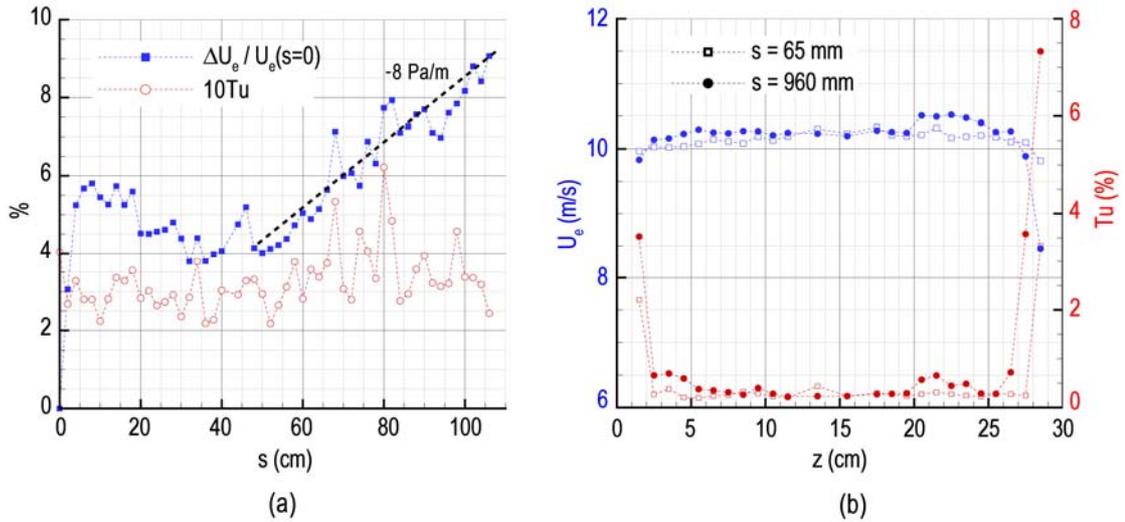


Figure 3.10 – Qualification de la vitesse au-dessus de la plaque plane dans le sens (a) longitudinal ( $y = 135 \text{ mm}$ ) et (b) transversal ( $y = 50 \text{ mm}$ )

### 3.2.2 Sondage de la couche limite

Pour caractériser le développement de la couche limite, plusieurs profils de vitesse moyenne sont réalisés de  $s = 140$  à  $1000 \text{ mm}$ . Ils sont comparés aux évolutions théoriques de Blasius (laminaire) et de Prandtl (turbulent) dont les définitions ont été rappelées précédemment (Chap3§2.1).

Les profils mesurés sont auto-similaires et représentatifs d'une couche limite de Blasius jusqu'à  $Re = 2,6 \cdot 10^5$  (Figure 3.11a). A partir de  $Re = 2,9 \cdot 10^5$ , les profils s'écartent du comportement théorique laminaire et se rapprochent de celui d'une couche limite turbulente. Ce comportement indique le début de la transition vers le régime turbulent. A noter que c'est l'origine réelle de la plaque plane ( $s = 0$  au point d'arrêt) qui a été utilisée pour calculer directement le paramètre  $\eta$  (E3.5) de l'équation de Falker-Skan (E3.4). Tous les profils mesurés peuvent être prédits par la solution de cette équation, ce qui semble indiquer que, d'une part, la couche limite se développe bien depuis le point d'arrêt sans bulbe au niveau du bord d'attaque et que, d'autre part, le gradient de pression dans la veine n'influe pas sur le développement de la couche limite laminaire.

Les profils sont caractéristiques d'une couche limite turbulente à partir de  $Re = 4,2 \cdot 10^5$  (Figure 3.11b). La présence du gradient de pression dans la veine se répercute sur la forme des profils : ils ne sont pas aussi remplis que la loi en puissance théorique de Prandtl.

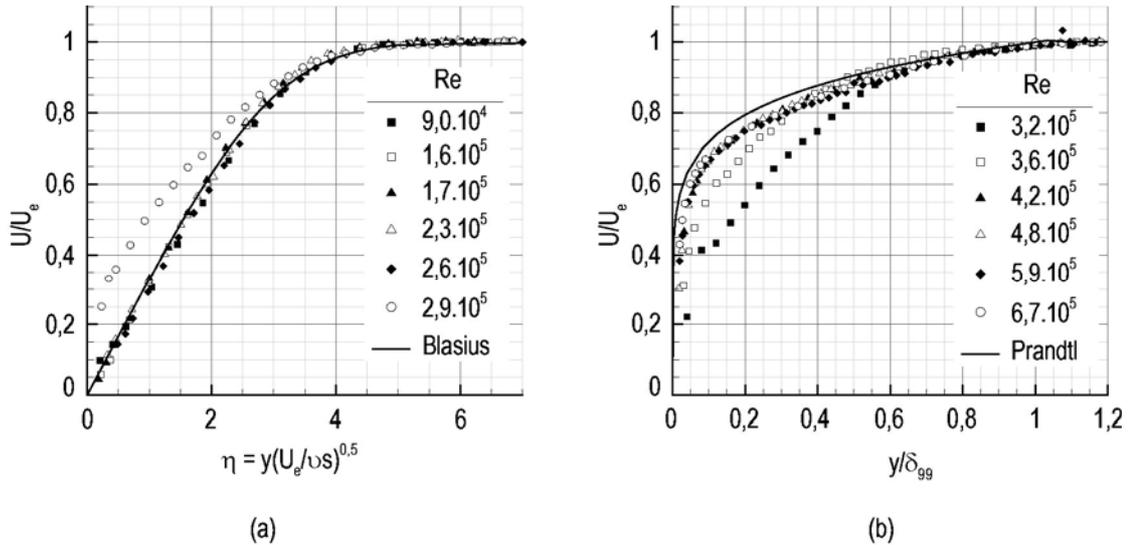


Figure 3.11 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés dans la couche limite (a) laminaire et (b) turbulente

Plusieurs séries temporelles sont réalisées à hauteur constante ( $y = 1$  mm) dans la couche limite (Figure 3.12a). Pour  $Re = 1,7 \cdot 10^5$ , la vitesse instantanée est peu perturbée tandis que des fluctuations de vitesse, caractéristiques de l'apparition des premiers spots turbulents, sont observées à partir de  $Re = 2,6 \cdot 10^5$ . A noter que, pour cette dernière position, le profil moyen est encore représentatif d'une couche limite laminaire (Figure 3.11a). Pour  $Re = 5,9 \cdot 10^5$ , les fluctuations importantes de la vitesse sont représentatives de l'activité turbulente dans la couche limite. Le passage de la couche limite du régime laminaire au régime turbulent est caractérisé par l'augmentation progressive de  $U_{RMS}$  avec le nombre de Reynolds (Figure 3.12b). Dans la couche limite laminaire ( $Re \leq 2,6 \cdot 10^5$ ), les valeurs de  $U_{RMS}$  sont relativement faibles et restent inférieures à 10% de la vitesse extérieure. C'est dans la zone de transition ( $2,9 \cdot 10^5 \leq Re \leq 3,6 \cdot 10^5$ ) que la vitesse  $U_{RMS}$  est la plus importante et atteint jusqu'à 16% de  $U_e$ . Lorsque la couche limite est turbulente, elle conserve des valeurs de  $U_{RMS}$  élevées mais légèrement inférieures à celles observées dans la zone de transition ( $\sim 12\%$  de  $U_e$  pour  $Re \geq 4,2 \cdot 10^5$ ).

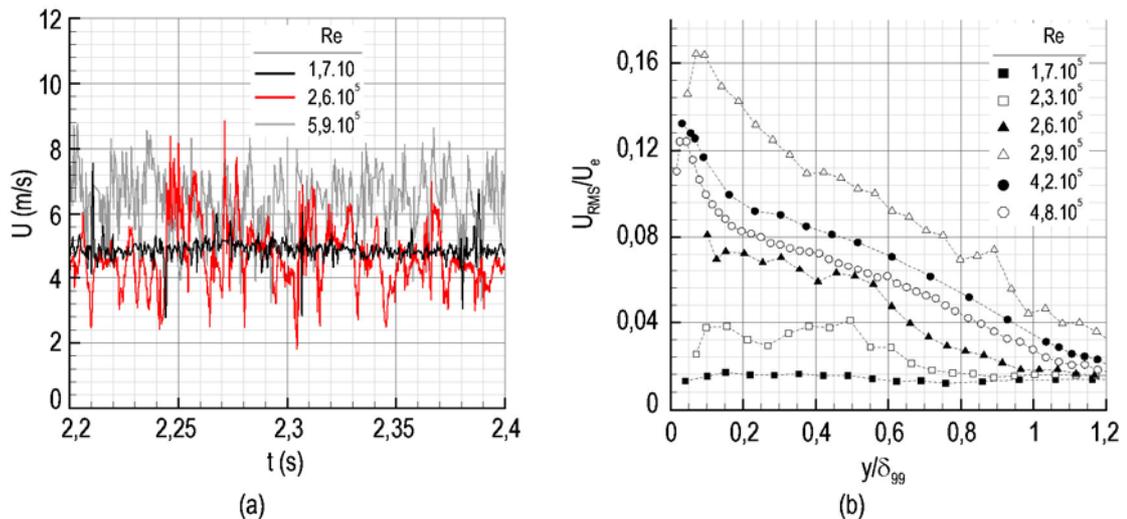


Figure 3.12 – (a) Vitesse instantanée à hauteur constante ( $y = 1$  mm) et (b) évolution longitudinale des profils  $U_{RMS}$  dans la couche limite non manipulée

### 3.2.3 Objectifs du contrôle prédéterminé

A partir des profils de vitesse moyenne mesurés précédemment, les épaisseurs de couche limite  $\delta_{99}$ , de déplacement  $\delta_1$  (E3.1), de quantité de mouvement  $\delta_2$  (E3.2) et le facteur de forme H (E3.3) sont calculés.

L'évolution de l'épaisseur adimensionnelle de couche limite  $\delta_{99} \sqrt{\frac{U_c}{\nu s}}$  est représentée sur la Figure 3.13. Le régime laminaire est caractérisée par une valeur théorique proche de 5, que respectent les mesures. La transition est déterminée à partir de la position où l'épaisseur de couche limite adimensionnelle n'est plus égale à 5 et augmente de manière importante. Ce critère induit  $Re_{crit} \sim 2,9 \cdot 10^5$  (basé sur s), en accord avec l'observation des profils de vitesse moyenne (Figure 3.11a). De plus,  $Re_{crit}$  est proche de la limite inférieure donnée par [Schlichting'68] qui indique  $3,2 \cdot 10^5$ . Dans le cas du montage expérimental de notre étude, la transition est déclenchée de manière relativement précoce par rapport aux expériences classiques de stabilité pour lesquelles la transition apparaît plutôt pour  $Re_{crit} \sim 10^6$ . Ce déclenchement précoce est probablement dû à l'introduction de perturbations non maîtrisées dans la couche limite parmi lesquelles peuvent jouer le taux de turbulence, les raccords entre les différentes pièces de la plaque plane, le gradient de pression dans la veine et l'épaisseur des électrodes sur la surface plane<sup>55</sup>.

L'évolution du facteur de forme H est aussi représentée sur la Figure 3.13. Il permet d'apprécier la position de la zone de transition en la situant dans la région  $Re_{crit} \leq Re \leq 3,6 \cdot 10^5$ ; cette plage est aussi en accord avec la description des profils de vitesse moyenne (Figure 3.11b).

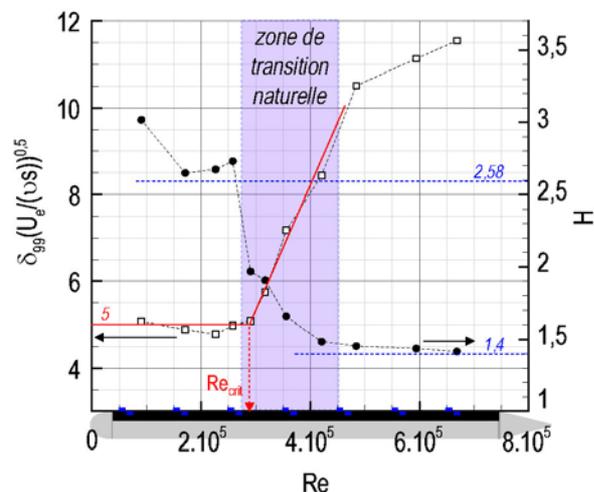


Figure 3.13 – Evolution de  $\delta_{99}$  et de H dans la couche limite non manipulée

L'objectif de l'étude est de décrire l'interaction du vent ionique avec la couche limite de Blasius. Un seul actionneur parmi les sept intégrés sur la plaque a été utilisé. Le choix de l'actionneur repose sur le fait de pouvoir ajouter de la quantité de mouvement à une position où le vent ionique puisse se diffuser entièrement dans la couche limite, d'après la caractérisation dans l'air au repos effectuée au Chap2§4.3.2.

<sup>55</sup> Concernant ce dernier point, l'épaisseur des électrodes est d'environ 100  $\mu\text{m}$ , ce qui représente une hauteur  $y^+$  de l'ordre de 10 au niveau des premiers actionneurs.

Le choix de l'actionneur adéquate repose donc, d'une part, sur la vitesse maximale induite en comparaison à la vitesse locale de l'écoulement et, d'autre part, sur la hauteur de diffusion du vent ionique en comparaison à l'épaisseur de la couche limite. La vitesse maximale de l'actionneur  $U_{act}^*$  est calculée en utilisant la loi de comportement (E2.6) liant la vitesse induite à la tension et à la fréquence. L'évolution de  $U_{act,max}$  est prédite au-dessus de la décharge par (E2.4) et en aval de celle-ci par (E2.15). De même, l'évolution de la hauteur de diffusion du vent ionique est prédite par (E2.16).

L'actionneur n°2, situé à  $s = 248,5$  mm ( $Re = 1,6 \cdot 10^5$ ), permet de satisfaire les objectifs du contrôle prédéterminé définis ci-dessus (Figure 3.14). En effet, en fonctionnant à  $V_{HV} = 12$  kV et  $f_{HV} = 1$  kHz, il permet *a priori* d'induire une vitesse de l'ordre de 30% de la vitesse extérieure dans une région située en amont de la zone de transition. De plus, cet ajout de quantité de mouvement doit se faire *a priori* sur une hauteur inférieure à l'épaisseur de couche limite pour  $Re < 2 \cdot 10^5$ .

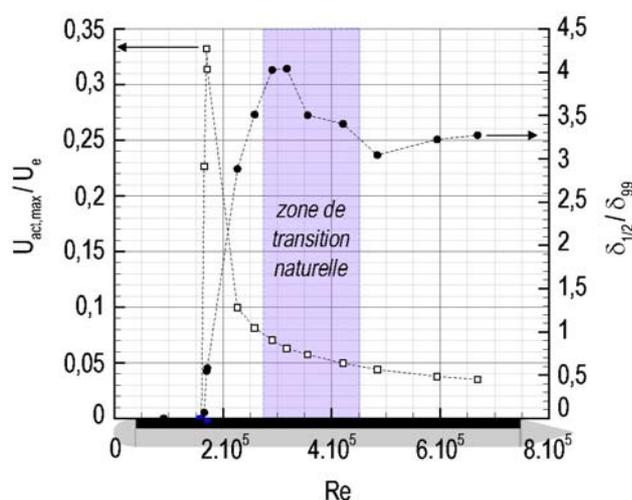


Figure 3.14 – Evolutions longitudinales de  $U_{act}^*$  et de  $\delta_{1/2}$  pour l'actionneur n°2 vis-à-vis de la couche limite non manipulée ( $V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

**Dans la suite, le paramètre  $x$  est utilisé pour repérer la position longitudinale des mesures par rapport à l'actionneur  $A_{SC}$  n°act2.** Par convention,  $x = 0$  représente le bord de l'électrode active de l'actionneur, du côté de l'électrode de masse, situé à  $s = 248,5$  mm sur la plaque plane. Le paramètre  $x$  est donc le même que celui utilisé dans le cadre des mesures dans l'air au repos (voir Figure 2.14).

La modification de la couche limite par le vent ionique est présentée en deux parties. Tout d'abord, le transfert de quantité de mouvement est caractérisé au-dessus de la décharge et à proximité de celle-ci ; les résultats sont comparés à ceux observés dans le cas de la diffusion du vent ionique dans l'air au repos. Dans une seconde partie, l'impact de la modification des profils de vitesse sur la transition est étudié du point de vue stationnaire et instationnaire.

### 3.3 Caractérisation du transfert de quantité de mouvement

Pour le point de fonctionnement de l'actionneur retenu ( $V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz), la décharge est dans le régime diffus et les paramètres caractéristiques du transfert de quantité de mouvement  $L_p^*$  et  $U_{act}^*$  valent respectivement 4,9 mm et 4,3 m/s, d'après les mesures effectuées au Chap2. Dans la suite, le transfert de quantité de mouvement opéré par l'actionneur est décrit au-dessus de la décharge et jusqu'à  $x = 30 L_p^*$ .

#### 3.3.1 Description de l'écoulement manipulé moyen

La couche limite manipulée est sondée en réalisant des profils de vitesse moyenne aux positions étudiées précédemment. En accord avec la littérature, aucune modification de la couche limite n'a été observée en amont de l'actionneur ( $Re \leq 1,6 \cdot 10^5$ ). En revanche, la couche limite est notablement modifiée au-dessus de la décharge et en aval de celle-ci (Figure 3.15). A  $x = 0,3L_p^*$ , la couche limite est aspirée ( $V_{on}(y) < 0$ ) et accélérée en proche paroi ( $U_{on}(y) > U_{off}(y)$ ) comme dans l'air au repos. Les mesures à  $y = 0,25$  mm suggèrent que la condition de vitesse nulle à la paroi demeure dans le cas de la couche limite manipulée, même au-dessus de la décharge. En aval de celle-ci, à partir de  $x \geq 2L_p^*$ , la forme des profils change et témoigne d'un ajout de quantité de mouvement dû au vent ionique ; l'accélération de la couche limite est la plus importante à la position où le débit volumique injectée par la décharge est le plus important dans l'air au repos (voir Figure 2.16). Pour  $x = 30L_p^*$ , les profils naturel et manipulé sont peu différents ; à cette distance de l'actionneur, d'après (E2.15), la vitesse maximale du vent ionique dans l'air au repos ne représente plus que 20% de  $U_{act}^*$ , c'est-à-dire plus qu'environ 5% de la vitesse extérieure à la couche limite, ce qui semble donc être négligeable vis-à-vis de l'écoulement au-dessus de la plaque plane.

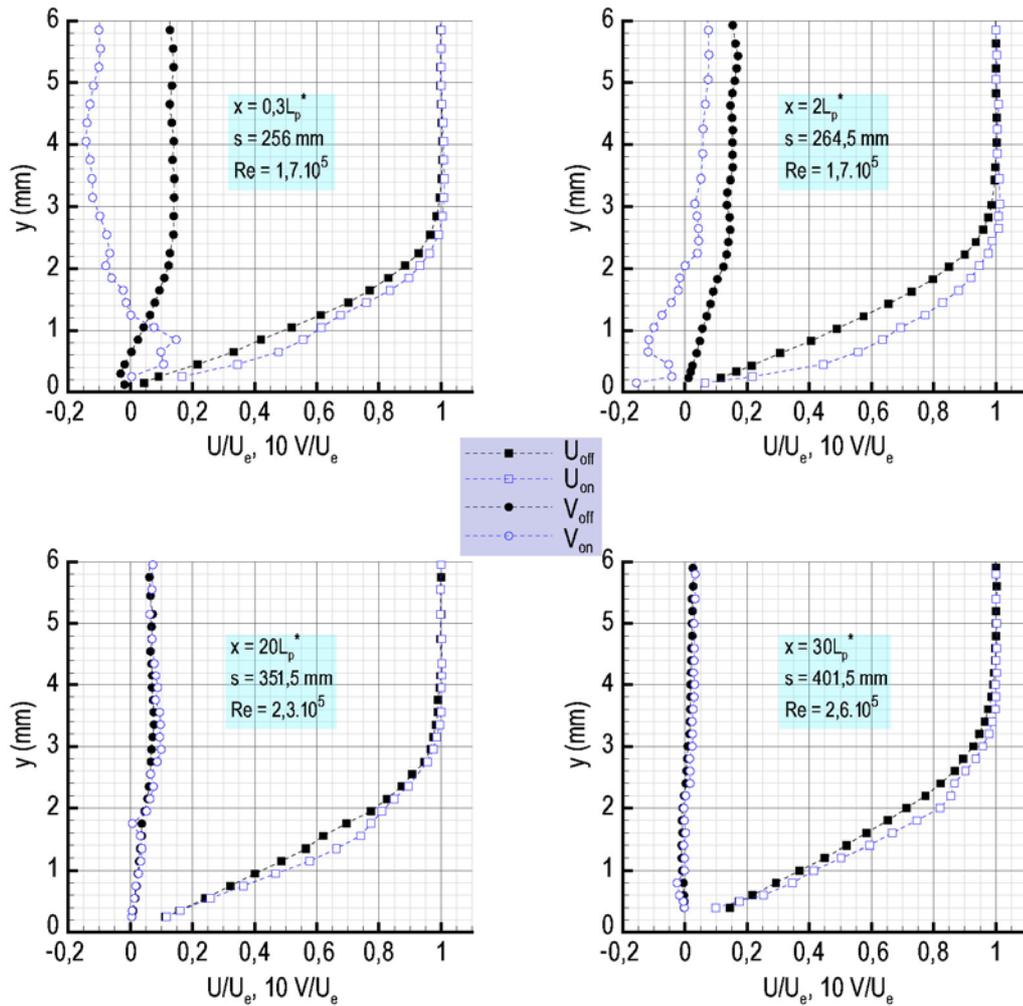


Figure 3.15 – Comparaison des profils de couche limite entre le cas naturel et manipulé au-dessus de l'actionneur  $A_{sc}$

L'influence de la décharge sur l'évolution de  $U_{RMS}$  dans la couche limite est également étudiée (Figure 3.16). Les profils de  $U_{RMS}$  révèlent deux faits notables :

- pour  $x = 0,3L_p^*$ , c'est-à-dire à la position où les collisions entre les neutres et les espèces ionisées sont les plus importantes<sup>56</sup>, un pic important de  $U_{RMS}$  est observé en proche paroi à environ  $y/\delta_{99} \sim 0,2$  ; ce pic de  $U_{RMS}$  représente près de 15% de la vitesse extérieure et est nettement plus important que les valeurs de  $U_{RMS}$  observées dans la couche limite naturelle (Figure 3.16a). De plus, il est de l'ordre de grandeur des pics de  $U_{RMS}$  qui conduisent à la transition laminaire-turbulente dans le cas naturel (Figure 3.12b). Il apparaît à une hauteur dans la couche limite ( $y = 0,2$  mm) qui est la même que pour les mesures dans l'air au repos (voir Figure 2.24).
- pour  $x \geq 2L_p^*$ , en aval de la décharge, les valeurs de  $U_{RMS}$  sont plus faibles qu'au-dessus de celle-ci ( $< 10\%$ ) mais demeurent tout de même plus importantes dans le cas de la couche limite manipulée (Figure 3.16b). D'autre part, les profils de  $U_{RMS}$  dans le cas manipulé semblent porter la signature de la

<sup>56</sup> D'après la caractérisation de l'actionneur dans l'air au repos présentée au Chap2§4.3.2 (voir Figure 2.24).

diffusion en jet de paroi du vent ionique. En effet, la hauteur à laquelle les valeurs de  $U_{RMS}$  sont les plus importantes est modifiée ; les fluctuations de vitesse sont plus importantes à une distance de la paroi plus grande lorsque la couche limite est manipulée (Figure 3.16c). La nouvelle répartition de  $U_{RMS}$  est comparée à la position du premier pic de fluctuations de vitesse observé dans les profils de  $u'_{act}$  au cours de la caractérisation dans l'air au repos ; ce premier pic a été observé à une hauteur telle que  $y/\delta_{1/2} = 0,2$  (voir Figure 2.24). Cette hauteur, rapportée sur les graphiques de la Figure 3.16 (trait discontinu), est similaire à la hauteur à laquelle le profil  $U_{RMS}$  de la couche limite manipulée présente un maximum. La diffusion du vent ionique dans la couche limite semble donc être à l'origine de la nouvelle répartition de  $U_{RMS}$  dans la couche limite. D'autre part, il faut souligner que le pic observé à  $y/\delta_{1/2} = 0,8$  dans la partie supérieure du profil de vent ionique dans l'air au repos, ne se retrouve pas dans la couche limite.

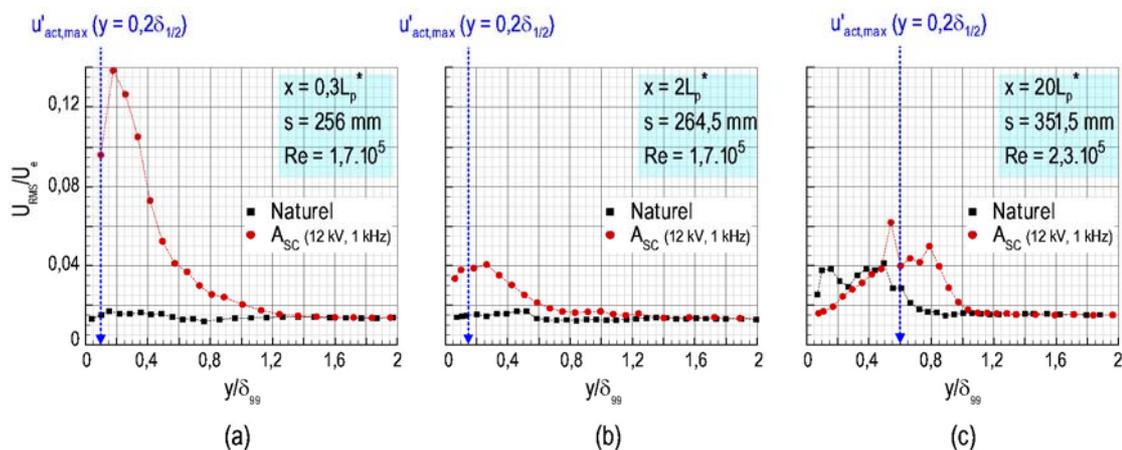


Figure 3.16 – Evolution longitudinale des profils de  $U_{RMS}$  dans la couche limite manipulée

En conclusion, ces mesures corroborent celles réalisées dans l'air au repos. Le transfert de quantité de mouvement a lieu à l'interface plasma-air ambiant ; il est caractérisé par une aspiration de la couche limite au-dessus de la décharge et par une accélération en proche paroi. Les collisions entre les neutres et les espèces ionisées sont vraisemblablement les plus importantes au niveau de l'électrode de haute tension ; du point de vue aérodynamique, on observe une augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesse à cet endroit, du même ordre de grandeur que celles conduisant au passage au régime turbulent. D'autre part, la couche limite semble porter la signature des fluctuations de vitesse convectées par le vent ionique dans la zone de diffusion, c'est-à-dire en aval de l'actionneur A<sub>SC</sub>.

### 3.3.2 Spécification instationnaire

L'analyse porte ici sur plusieurs séries temporelles réalisées à la position qui correspond à l'ajout maximal de quantité de mouvement dans la couche limite, c'est-à-dire à  $x = 2L_p^*$  ( $Re = 1,7 \cdot 10^5$ ). A noter que, dans l'air au repos, cette position se situe toujours dans la région de l'écoulement induit où la signature fréquentielle de l'alimentation électrique  $f_{HV}$  est prépondérante (voir Figure 2.27). Les séries temporelles sont réalisées pour l'actionneur piloté en mode continu pour quatre fréquences  $f_{HV}$  de 0,25 à 1 kHz à une hauteur  $y = 1$  mm de la paroi.

La densité spectrale de puissance calculée dans le cas de l'écoulement naturel montre que l'activité spectrale repose principalement sur les basses fréquences ; elle est caractéristique du caractère laminaire de la couche limite à cette position (Figure 3.17). Dans le cas de l'écoulement manipulé, les spectres présentent des pics caractéristiques de la fréquence  $f_{HV}$  de l'alimentation électrique de la décharge. Ces pics sont d'une puissance importante et domine l'activité spectrale dans la bande de fréquences [30 – 1000 Hz]. Ils sont représentatifs de la fréquence fondamentale  $f_{HV}$  ainsi que de ses premiers harmoniques. Pour le cas à  $f_{HV} = 0,25$  kHz, la fréquence d'acquisition de la LDA permet même de mettre en avant l'harmonique de troisième ordre à 1 kHz. D'autre part, la Figure 3.17 indique que l'énergie cinétique turbulente augmente lorsque la fréquence de l'actionneur augmente. Pour les mesures réalisées en aval de la décharge ( $x > 2L_p^*$ ), l'écoulement ne présente plus la signature caractéristique de la fréquence de l'actionneur.

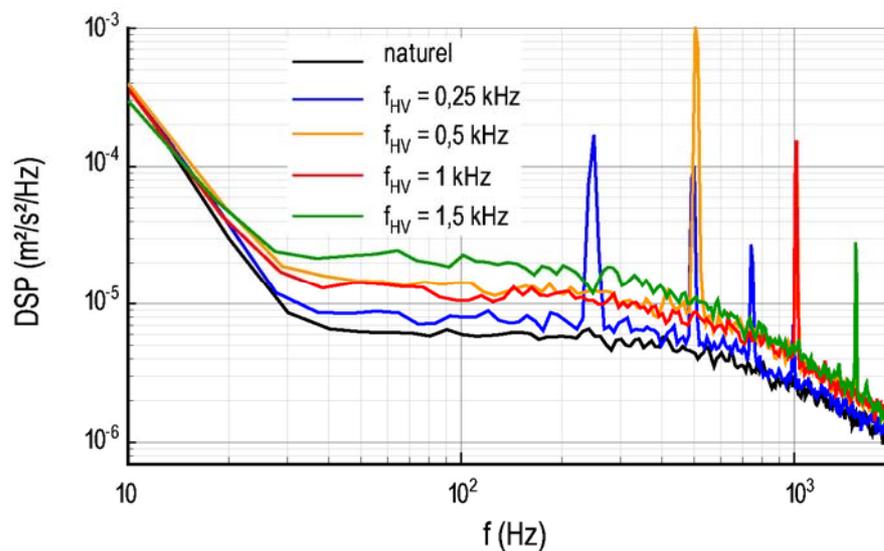


Figure 3.17 – Densités spectrales de puissance dans la couche limite manipulée mesurées à  $x = 2L_p^*$  en fonction de  $f_{HV}$  ( $V_{HV} = 12$  kV)

### 3.3.3 Comparaison avec les mesures dans l'air au repos

Les résultats présentés jusqu'ici indiquent que le transfert de quantité de mouvement au-dessus de la décharge correspond à un forçage linéaire de la couche limite laminaire à la fréquence  $f_{HV}$ . Ce forçage se traduit par la présence d'un pic de  $U_{RMS}$  de l'ordre de 15% de  $U_e$  en très proche paroi, à proximité de l'interface plasma – air ambiant. Dans la suite, l'objectif est de comparer l'ajout de quantité de mouvement qui résulte du forçage de la couche limite avec les mesures du vent ionique effectuées dans l'air au repos.

La Figure 3.18 présente les profils verticaux de vitesse moyenne ( $U_{on} - U_{off}$ ) et les compare aux profils de vent ionique  $U_{act}$  pour les positions étudiées précédemment. Il apparaît que le transfert de quantité de mouvement est du même ordre de grandeur dans l'air au repos qu'en présence d'un écoulement au-dessus de la décharge. En effet, la différence des profils entre les cas naturel et manipulé présente des similitudes avec les profils de vent ionique. Plus précisément, l'augmentation de la vitesse semble davantage correspondre à la mesure de la vitesse du vent ionique pour la partie inférieure des profils que pour la partie supérieure.

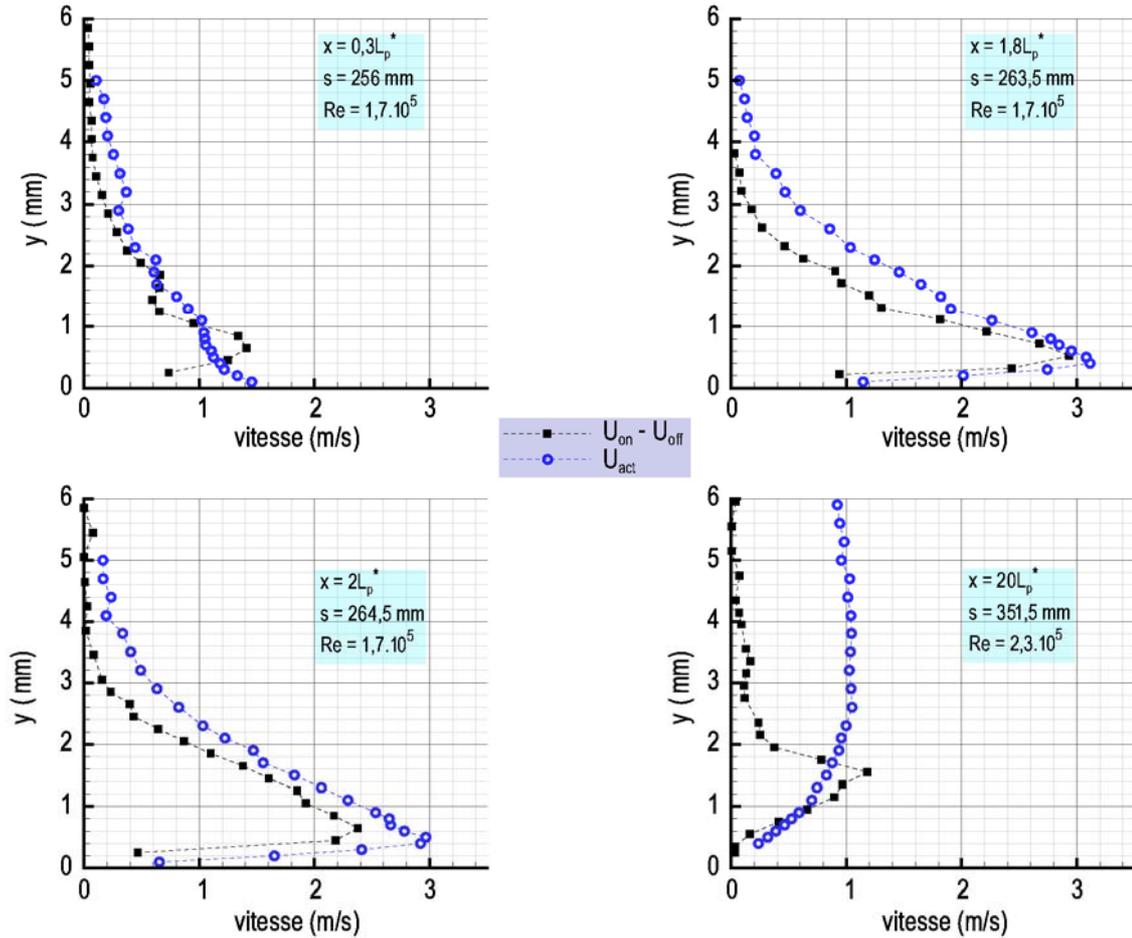


Figure 3.18 – Comparaison des profils de vent ionique dans l’air au repos avec l’ajout de quantité de mouvement dans la couche limite

Pour évaluer de manière quantitative l’ajout de quantité de mouvement, un coefficient de quantité de mouvement est introduit. Il est défini par :

$$C_{\mu} = \frac{\int_0^{\delta_{99}} (U_{on}(y) - U_{off}(y))^2 dy}{\frac{1}{2} \delta_2 U_{\infty}^2} \quad (E3.10)$$

Du point de vue physique, ce coefficient permet de comparer l’ajout de quantité de mouvement par l’actionneur plasma au défaut de quantité de mouvement dans la couche limite responsable de la traînée de frottement sur la plaque plane. Son intérêt réside dans le fait de pouvoir comparer les effets d’actionneurs DBD avec des configurations différentes, comme ce sera le cas dans la dernière partie de cette section (Chap3§3.4.3).

L’évolution longitudinale du coefficient  $C_{\mu}$  est évaluée le long de la plaque plane en fonction de  $Re_{\delta_2}$  ; elle est comparée à celle de  $U_{act,max}/U_e$  en utilisant les prédictions pour  $U_{act,max}$  établies lors des mesures dans l’air au repos (Figure 3.19). En accord avec la description des profils de vitesse moyenne,  $C_{\mu}$  est maximum au niveau de l’actionneur, de l’ordre de 30%. Il diminue ensuite très rapidement à l’approche de la zone de transition naturelle. Le coefficient de quantité de mouvement est de l’ordre de

5% après la transition indiquant que les profils de vitesse naturel et manipulé ne sont pas les mêmes ; toutefois, cette dernière observation n'est pas caractéristique de l'ajout de quantité de mouvement par l'actionneur mais du retard de la transition qui en résulte, comme il sera précisé dans la suite. La Figure 3.19 met aussi en avant le fait que  $U_{act,max}/U_e$  est du même ordre de grandeur et suit la même évolution que  $C_\mu$  suggérant deux remarques. D'une part, il semble que  $U_{act,max}/U_e$  soit représentatif de la quantité de mouvement qu'il est possible d'ajouter dans un écoulement passant au-dessus de la décharge ; d'autre part, la similitude des évolutions de  $U_{act,max}/U_e$  et de  $C_\mu$  permet de valider les lois de prédictions de l'évolution de  $U_{act,max}$ , établies dans l'air au repos au-dessus de la décharge (E2.4) et en aval de celle-ci (E2.15).

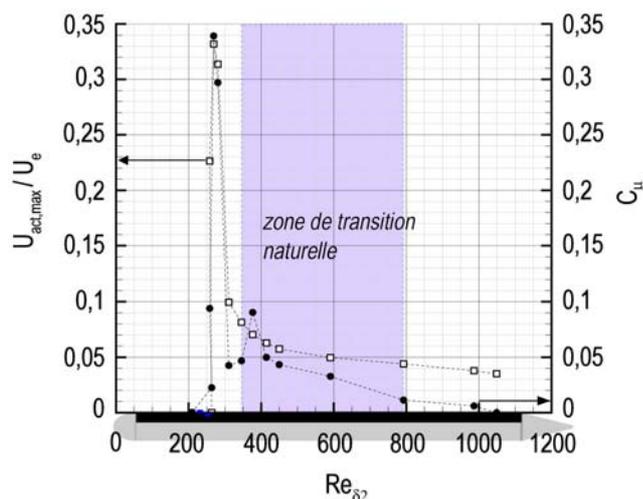


Figure 3.19 – Evolution longitudinale du coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$

### 3.4 Modification de la transition laminaire-turbulente

Les observations précédentes ont mis en avant le transfert de quantité de mouvement opéré par la décharge vers la couche limite, de manière similaire à ce qui est observé dans l'air au repos. De plus, l'évolution de  $U_{RMS}$  dans la couche limite semble être modifiée dans le cas de la couche limite manipulée. L'objectif de cette sous-section est de montrer la répercussion à la fois de l'ajout de quantité de mouvement et de la modification des fluctuations de vitesse sur la position de la transition laminaire-turbulente. L'analyse porte donc sur des mesures effectuées en aval du pic de  $C_\mu$  observé précédemment ( $Re \geq 2,6 \cdot 10^5$ ).

#### 3.4.1 Influence sur la stabilité des profils

La répercussion de l'ajout de quantité de mouvement sur le développement de la couche limite manipulée est étudiée à deux positions plus en aval des mesures commentées précédemment ; celles-ci correspondent respectivement à l'endroit où les premiers spots turbulents sont détectés ( $Re = 2,6 \cdot 10^5$ ) et à la position du début de la transition déterminée dans le cas naturel ( $Re_{crit} = 2,9 \cdot 10^5$ ). L'analyse porte sur les profils de vitesse moyenne et sur la vitesse instantanée mesurée à  $y = 1$  mm (Figure 3.20). Les résultats induisent les commentaires suivants :

- pour  $Re = 2,6 \cdot 10^5$  (graphiques à gauche), les profils de vitesse moyenne sont les mêmes dans les cas naturel et manipulé, comme il l'a déjà été souligné auparavant ( $x = 30Lp^*$ ) ; il n'y a donc plus d'ajout de quantité de mouvement à cette position (Figure 3.20a). En revanche, les profils de  $U_{RMS}$  sont nettement différents dans les deux cas : à l'inverse de ce qui a été observé précédemment lorsque la couche limite porte encore la signature de l'ajout de quantité de mouvement, le profil de  $U_{RMS}$  présente des valeurs moins importantes dans le cas de la couche limite manipulée que dans le cas naturel (Figure 3.20a). Il en résulte une stabilisation de la vitesse, ce qui est corrélé avec les mesures de vitesse instantanée qui ne montrent pas aussi clairement l'apparition de spots turbulents comme dans le cas de la couche limite naturelle (Figure 3.20b). L'analyse spectrale révèle qu'à cette position de la couche limite non manipulée, les spots turbulents observés dans le signal temporel de la vitesse sont caractéristiques d'instabilités naturelles dont la fréquence est centrée autour de 100 Hz sur une bande de fréquences assez large comprise entre 80 et 200 Hz (Figure 3.20c). De part, la stabilisation du profil manipulé, il apparaît clairement que la puissance de ces fréquences instables est réduite de quasiment un ordre de grandeur dans le cas de la couche limite manipulée.
- pour  $Re = Re_{crit} = 2,9 \cdot 10^5$  (graphiques à droite), les profils verticaux de vitesse moyenne et de vitesse  $U_{RMS}$  sont différents dans les deux cas (Figure 3.20d). D'une part, le profil moyen manipulé est plus proche du profil théorique de Blasius et, d'autre part, les niveaux de RMS sont nettement moins importants par rapport à ceux de la couche limite naturelle. Ces observations sont corroborées à la fois par les mesures de vitesse instantanée (Figure 3.20e) et par l'atténuation de l'énergie cinétique turbulente mise en avant par la densité spectrale de puissance (Figure 3.20f). Ces résultats suggèrent que le renforcement de la stabilité des profils permet de retarder le début de la transition dans la couche limite manipulée. De plus, il faut souligner ici que la gamme des fréquences naturelles instables (80 – 200 Hz) identifiées dans la couche limite non manipulée correspond à celle qui a été relevée dans la distribution spectrale du vent ionique dans la zone de diffusion, pour les mesures dans l'air au repos (voir Figure 2.27). Cette gamme de fréquences correspond également à la gamme pour laquelle l'énergie cinétique turbulente est augmentée localement par l'actionneur, suite au forçage fréquentiel induit par la décharge (voir Figure 3.17).

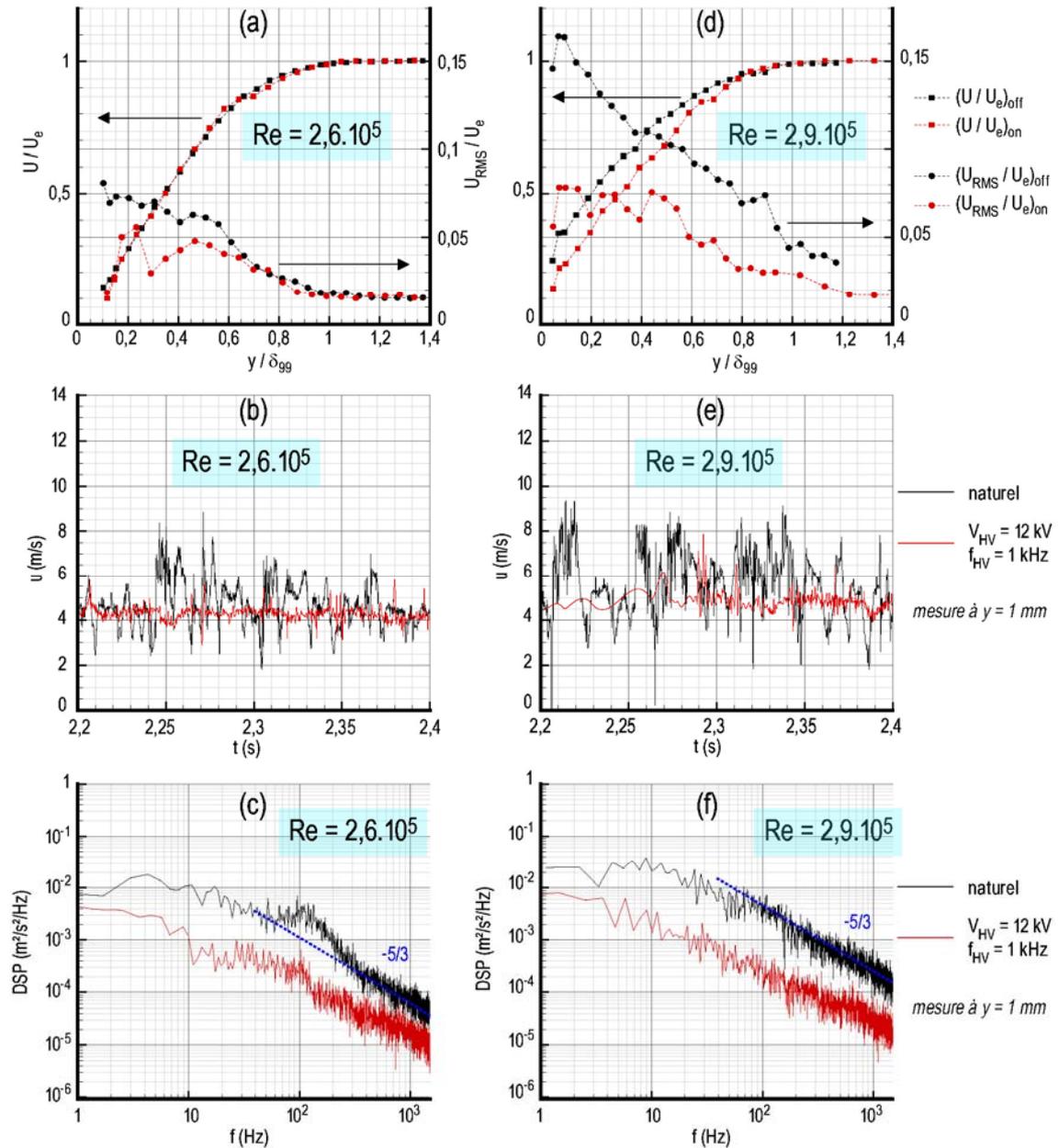


Figure 3.20 – Comparaison de la stabilité des profils naturel et manipulé dans la zone de transition ( $Re = 2,5 \cdot 10^5$  et  $2,9 \cdot 10^5$ )

### 3.4.2 Influence sur les paramètres de la couche limite

Les résultats précédents ont permis de mettre en avant une stabilisation des profils de vitesse dans la couche limite manipulée. Les évolutions de l'épaisseur de couche limite et du facteur de forme confirment également un retard de la transition (Figure 3.21). En effet,  $\delta_{99}$  poursuit une évolution conforme à celle théoriquement observée pour une couche limite laminaire jusqu'à  $Re = 3,6 \cdot 10^5$ , tandis que la position de la transition naturelle est située à  $Re_{crit} = 2,9 \cdot 10^5$ . Le facteur de forme  $H$  indique également que la zone de transition est modifiée par l'actionneur. Plus précisément, la position de la fin de la transition semble inchangée ( $Re = 4,8 \cdot 10^5$ ) ; c'est plutôt la longueur de la transition qui est raccourcie, en accord avec la description précédente

portant sur la modification de l'évolution de  $U_{RMS}$ . La réduction de la zone de transition est relativement modeste de l'ordre de 100 mm.

A noter que le facteur  $H$  permet uniquement de caractériser la forme des profils en comparant les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement. Il est intéressant de remarquer qu'au-dessus de l'actionneur, une diminution importante de  $H$  est observée. Indépendamment du fait que le transfert de quantité de mouvement implique un pic de  $U_{RMS}$  en proche paroi qui soit aussi important que ceux observés dans la couche limite turbulente, la forme du profil manipulé de la vitesse moyenne s'approche aussi d'un profil turbulent au-dessus de la décharge.

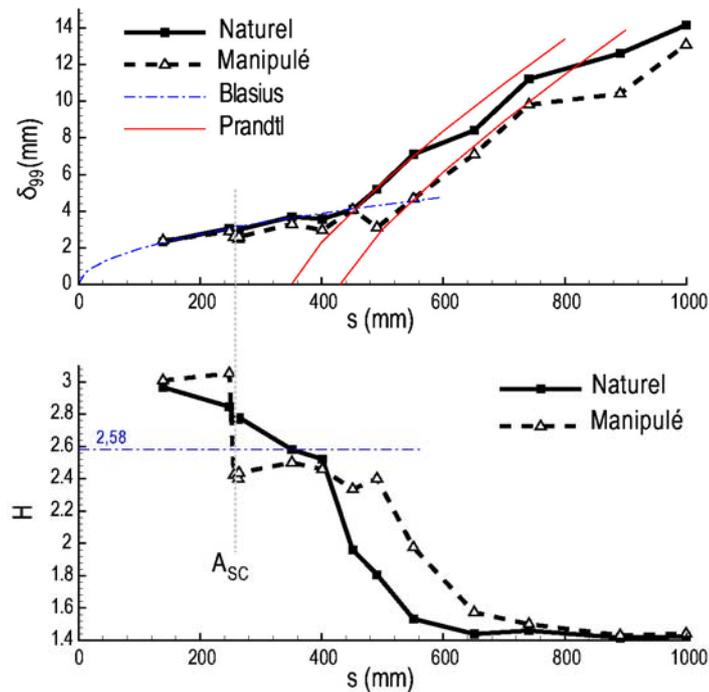


Figure 3.21 – Evolution de  $\delta_{99}$  et de  $H$  dans la couche limite manipulée ( $V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

La Figure 3.22 présente les profils de couche limite adimensionnés sous la forme  $u^+ \propto \log(y^+)$  à  $Re = 4,2 \cdot 10^5$ , c'est-à-dire à la position où la transition naturelle est accomplie<sup>57</sup>. Les premiers points de mesure ( $y^+ = 8$ ) sont situés dans la zone tampon de la couche limite. Pour  $y^+ > 20$ , le profil de vitesse naturelle est en accord avec la loi logarithmique universelle de Von Karman. En revanche, le profil manipulé s'écarte de la prédiction théorique linéaire, confirmant que la transition de la couche limite est retardée lorsque l'actionneur est allumé.

<sup>57</sup> Le gradient de vitesse à la paroi est calculée avec le premier point mesuré à la paroi ( $y = 0,1$  mm) ; il permet d'estimer la contrainte pariétale  $\tau_p$  et, par suite, la vitesse de frottement  $u_\tau$ . A noter que le calcul de  $C_f$ , dans la suite, découle de la même méthode.

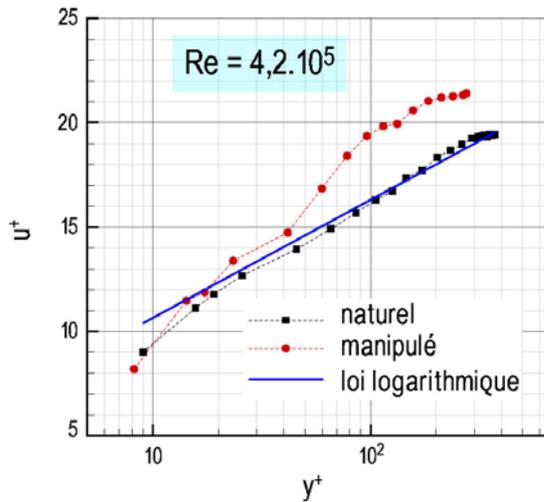


Figure 3.22 – Comparaison des profils de vitesse à la loi logarithmique pour  $Re = 4,2 \cdot 10^5$  ( $V_{HV} = 12 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ )

Il ressort donc de l'étude précédente que l'actionneur  $A_{SC} \text{ n}^\circ 2$ , situé en amont de la transition naturelle, permet de modifier l'évolution de  $U_{RMS}$  dans la zone de transition de la couche limite. Il en résulte une diminution de la longueur de la transition qui a peu d'influence sur la diminution globale de la traînée de la plaque plane, comme l'indique le calcul du coefficient de frottement  $C_f$  (Figure 3.23). En effet,  $C_f$  est diminué dans la zone de transition naturelle lorsque la couche limite est manipulée, confirmant un retard de l'ordre de quelques dizaines de millimètres, mais le frottement redevient rapidement du même ordre de grandeur à partir de  $Re = 5,9 \cdot 10^5$ . Par conséquent la traînée de frottement de la plaque plane n'est diminuée que localement, dans la zone où les profils de vitesse manipulés, sont rendus plus stables. A noter qu'au-dessus de l'actionneur, de la même façon que pour le facteur H, une augmentation du coefficient de frottement est observée suite à la modification de la forme des profils de vitesse en proche paroi (pour  $y < 2 \text{ mm}$ , la vitesse est accélérée).

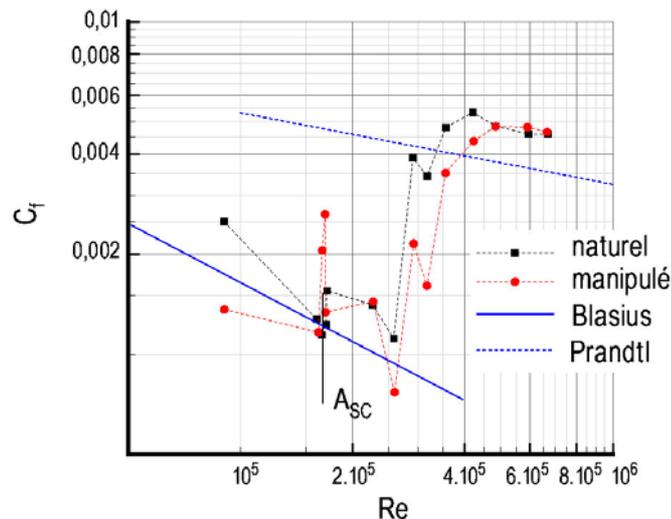


Figure 3.23 – Influence sur le coefficient de frottement  $C_f$  sur la plaque plane ( $V_{HV} = 12 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ )

### 3.4.3 Confrontation des résultats à la littérature

Au regard des résultats précédents, deux mécanismes semblent rentrer en compétition pour expliquer l'effet d'un actionneur DBD AC sur une couche limite laminaire.

D'une part, des perturbations sont introduites dans la couche limite lors du transfert de quantité de mouvement, c'est-à-dire lors des collisions entre les espèces ionisées et les neutres. En effet, du point de vue aérodynamique, des fluctuations de vitesse importantes, supérieures à 10% de  $U_e$ , sont introduites en très proche paroi ( $y \sim 0,2$  mm) au niveau de l'électrode de haute tension. Ces fluctuations de vitesse ont une fréquence égale à la fréquence d'alimentation de l'actionneur  $f_{HV}$ . De part les mesures réalisées dans l'air au repos, il peut être supposé que l'actionneur piloté en mode instationnaire permet aussi d'introduire des perturbations à la fréquence de modulation  $f_p$ . Cette fréquence étant généralement prise un ordre de grandeur inférieure à  $f_{HV}$ , elle est proche de la fréquence des instabilités naturelles qui se développent dans la couche limite naturelle et conduisent à la transition ; c'est en tout cas ce qu'observe [Grundmann'07b] qui déclenche la transition avec un actionneur DBD AC piloté en mode instationnaire avec  $f_p = 55$  Hz.

D'autre part, la décharge permet d'accélérer la couche limite au-dessus de l'actionneur et en aval de celle-ci jusqu'à une distance de l'ordre de  $20L_p^*$ . Lorsque les profils de vitesse moyenne sont modifiés par cet ajout de quantité de mouvement, les profils de  $U_{RMS}$  portent la signature des fluctuations de vitesse qui sont convectées à  $y = 0,2 \delta_{1/2}$  par le vent ionique lorsqu'il se diffuse en jet de paroi dans l'air au repos. Lorsque les profils de vitesse moyenne ne sont plus modifiés par l'ajout de quantité de mouvement, ils présentent une atténuation des valeurs de  $U_{RMS}$  représentatives de leur stabilisation, pouvant conduire à un retard de la transition naturelle.

La possibilité de retarder ou de déclencher la transition résulte probablement de la compétition entre la stabilisation des profils par ajout de quantité de mouvement et l'introduction d'instabilités à l'intérieur de la couche limite par la décharge. La position de l'actionneur vis-à-vis du développement de la couche limite naturelle est très certainement déterminant pour que l'un de ces mécanismes devienne prépondérant devant l'autre. Ce scénario est confronté dans la suite à quelques résultats tirés de la revue bibliographique, lorsque la comparaison est possible. A noter que l'explication d'un effet thermique de la décharge dans la couche limite a été écartée dès le début de cette étude et n'est donc pas invoquée ici comme mécanisme potentiellement responsable du déclenchement de la transition. Des mesures thermiques, dans l'air au repos et avec un écoulement au-dessus de l'actionneur, ont récemment été réalisées à l'Institut PRISME par [Joussot'09] et seront comparées, à l'avenir, aux mesures présentées dans cette thèse.

Lors d'une première étude, les essais réalisés à l'Institut PRISME par [Magnier'09] ont conduit à observer un déclenchement de la transition. Les actionneurs utilisés consistaient en quinze couples d'électrodes alimentés en parallèle, agissant dans la couche limite de Blasius. Au regard des nouveaux résultats présentés ici, il est probable que, dans cette étude, le déclenchement de la transition résulte des nombreuses perturbations introduites dans l'écoulement. En effet, de part la configuration des actionneurs, quinze pics de  $U_{RMS}$  à la fréquence de 1 kHz ont vraisemblablement été introduits dans la couche limite de Blasius, conduisant à sa transition prématurée. A noter que la transition est d'ailleurs observée dès le

10<sup>ème</sup> couple d'électrodes, avant même que l'actionneur puisse accélérer la couche limite sur toute sa longueur ( $L_{act} = 150$  mm).

La Figure 3.24a présente une comparaison de nos mesures avec celles de [Porter'07] dans la zone où les profils moyens sont accélérés par le vent ionique. La comparaison est réalisée à une position qui est similaire vis-à-vis du développement de la couche limite laminaire, c'est-à-dire pour  $Re_{\delta_2} \sim 285$  dans les deux cas. Pour [Porter'07], la mesure est réalisée 35 mm derrière leur actionneur DBD ( $H = 2,4$ ) tandis que, pour cette étude, le profil correspond à la position  $s = 264,5$  mm, soit 1 mm derrière l'actionneur  $A_{SC}$  ( $H = 2,6$ ). Les auteurs observent un déclenchement de la transition en réalisant un profil de vitesse moyen 240 mm en aval de l'actionneur ; ce qui correspond, dans notre cas, à la position  $s = 491,5$  mm où un retard de la transition est observé.

L'ajout de quantité de mouvement est plus important dans le cas de [Porter'07] car la vitesse extérieure de l'écoulement est plus faible ( $U_e = 6,5$  m/s) ; de plus, la position et le point de fonctionnement électrique des actionneurs ne sont pas non plus les mêmes. Le coefficient de quantité de mouvement évalué à cette position ( $Re_{\delta_2} \sim 285$ ) montre que, dans le cas de [Porter'07],  $C_\mu$  vaut 0,58, c'est-à-dire le double de l'actionneur  $A_{SC}$ . L'ajout de quantité de mouvement évalué par  $C_\mu$  serait même probablement bien plus important dans le cas de [Porter'07], si des mesures étaient effectuées plus proche de leur actionneur.

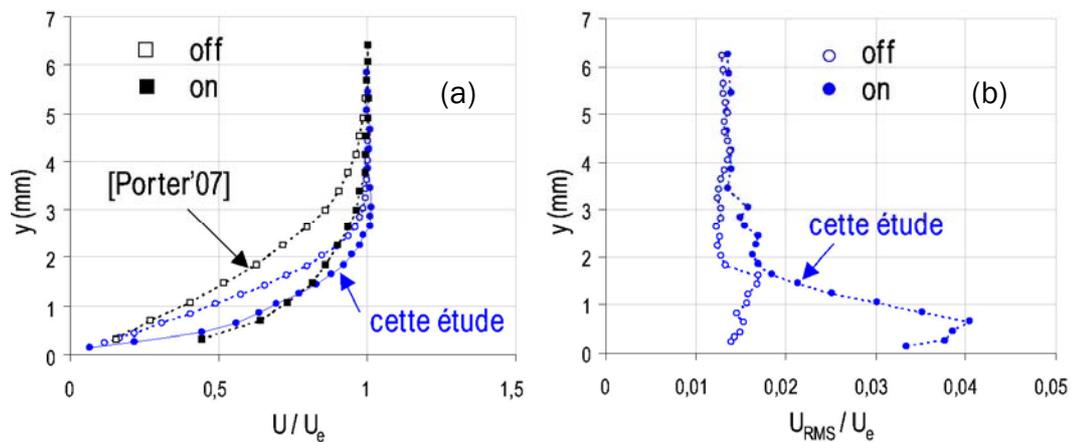


Figure 3.24 – Comparaison des mesures avec [Porter'07]

Par ailleurs, la Figure 3.24b rappelle la modification du profil  $U_{RMS}$  induit par la signature du vent ionique dans le cas de l'actionneur  $A_{SC}$ . Dans [Porter'07], s'agissant de mesures réalisées au Pitot, les auteurs ne présentent pas de profils de  $U_{RMS}$ . Au regard des résultats de notre étude, il est probable, qu'étant donné l'important ajout de quantité de mouvement dans le cas de [Porter'07], la montée en RMS porte une signature importante des fluctuations de vitesse convectées par leur actionneur. Ce dernier étant situé plus près de la zone de transition naturelle dans leur configuration que l'actionneur  $A_{SC}$ , il serait intéressant de savoir si, à la position où naissent les premiers spots turbulents dans la couche limite naturelle, les profils manipulés portent encore la signature d'un ajout de quantité de mouvement par le vent ionique ; si cela était le cas, alors le déclenchement de la transition pourrait être expliqué par une amplification des instabilités naturelles par les fluctuations de vitesse convectées par le vent ionique en proche paroi. Dans notre cas, à la position où naissent les premières instabilités naturelles de la couche limite, il n'y a plus de signature de

l'ajout de quantité de mouvement sur les profils moyens, c'est-à-dire plus de signature des fluctuations émises par le vent ionique mais uniquement l'histoire d'un ajout de quantité de mouvement plus en amont.

Pour étayer ces derniers propos, nos mesures sont comparées à celles de [Grundmann'07b] qui observe un retard de la transition pour  $U_e = 6$  m/s (Figure 3.25). Cette expérience ne peut néanmoins pas être comparée à la nôtre en tout point car, dans [Grundmann'07b], les instabilités sont introduites artificiellement en amont des deux actionneurs DBD qui ajoutent de la quantité de mouvement ; dans notre cas, les instabilités sont naturelles et naissent en aval de l'actionneur  $A_{SC}$ . La comparaison porte donc simplement sur la position où l'ajout de quantité de mouvement n'est plus visible dans la couche limite laminaire, en aval des actionneurs, à une position où la couche limite « naturelle » présente l'apparition des premiers spots turbulents.

Pour les deux études, le résultat est similaire. Les profils de vitesse moyenne sont identiques entre les cas « naturel » et manipulé tandis que les profils de  $U_{RMS}$  révèlent une stabilisation dans le cas manipulé. Cette stabilisation induit un retard de la transition du même ordre de grandeur dans les deux cas, soit environ 100 mm.

Dans [Grundmann'07], s'agissant de mesures par anémométrie fil chaud, les mesures ne peuvent être réalisées au plus près des deux actionneurs qui retardent la transition. Il serait intéressant de savoir si, dans la zone du transfert de quantité de mouvement, ces derniers amplifient ou atténuent les instabilités qui sont introduites artificielles plus en amont.

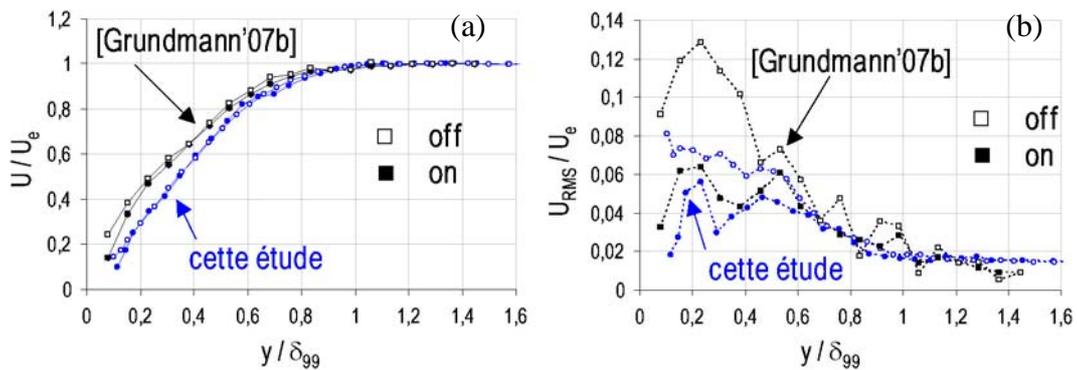


Figure 3.25 – Comparaison des mesures avec [Grundmann'07b]

## 4 Interaction du vent ionique avec l'écoulement autour d'un profil

Cette section est consacrée à l'étude de l'interaction du vent ionique avec une couche limite décollée se développant sur un profil d'aile. La revue bibliographique a montré que la plupart des travaux portent sur la modification du décollement et visent principalement à repousser l'incidence du décrochage en agissant au bord d'attaque. Toutes ces études ont en commun d'être réalisées sur des maquettes de petites dimensions, typiquement de l'ordre de quelques dizaines de centimètres, pour une vitesse de l'écoulement amont jusqu'à 30 m/s ( $Re \sim 10^6$ ). La dynamique du recollement par les actionneurs DBD AC est encore mal comprise et les principaux scénarios proposés pour l'expliquer ont été présentés précédemment. D'autre part, peu de travaux abordent les effets d'échelles liés à l'utilisation des actionneurs DBD.

Le but de la présente étude est donc de tester l'actionneur  $A_{SC}$ , en configuration multiple et piloté en mode continu, sur une maquette de grandes dimensions pour des vitesses de l'écoulement extérieur jusqu'à 15 m/s ( $Re \leq 10^6$ ). L'objectif visé consiste à rattacher l'écoulement par un ajout de quantité de mouvement directement dans la couche limite, sans intervenir sur la dynamique instationnaire de l'écoulement naturel ou sur la transition laminaire-turbulente. La configuration retenue est un profil de type éolien de 1 m de corde, caractéristique des écoulements de profil à bas Reynolds. L'écoulement naturel est caractérisé par l'apparition aux faibles incidences d'un décollement turbulent de bord de fuite. Pour les incidences précédentes le décrochage, un bulbe laminaire se forme au bord d'attaque et conduit au recollement en moyenne de l'écoulement au bord de fuite. La caractérisation de l'écoulement manipulé porte sur des mesures stationnaires de vitesse (PIV) et d'efforts aérodynamiques. L'autorité du contrôle est testée, en fonction de la tension  $V_{HV}$ , sur la zone de séparation au bord de fuite et sur le bulbe au bord d'attaque. Une étude paramétrique est conduite de manière à appréhender la robustesse du contrôle en fonction de la position des actionneurs, de la taille de la zone de recirculation et de la vitesse de l'écoulement amont.

### 4.1 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs

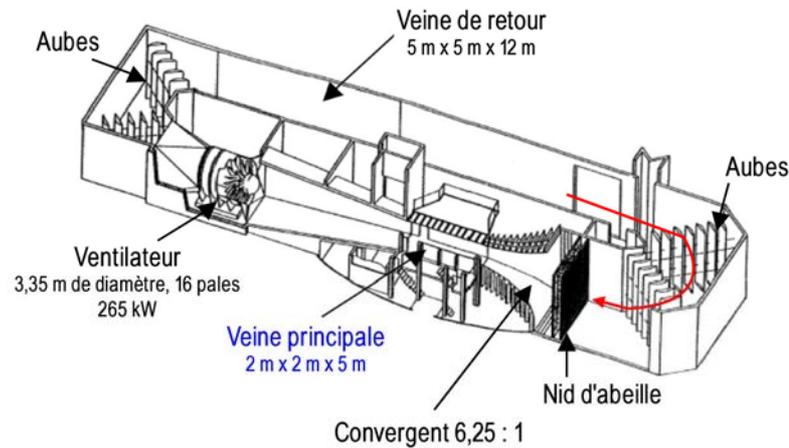
Les essais ont été réalisés dans la veine principale de la soufflerie en circuit fermé Lucien Malavard de l'Institut PRISME (265 kW,  $U_\infty \leq 60$  m/s, 2 m x 2 m x 5 m). Une grille en nid d'abeille installée en amont du convergent (6,25 : 1) permet d'obtenir un taux de turbulence de l'ordre de 0,4% dans la section d'essais (Figure 3.26a).

#### 4.1.1 Montage expérimental

La maquette étudiée est un profil épais de type éolien (BMVR1) réalisé en résine dont la corde est de 1 m et l'envergure de 1,1 m. L'épaisseur du profil est de 19,5% de corde à une position égale à 45% de corde. Pour réaliser le montage expérimental, la maquette est rendue solidaire de deux disques amovibles (1 m de diamètre) qui permettent sa mise en incidence. Les disques sont insérés dans deux panneaux latéraux (2 m x 4 m) de manière à réaliser un montage bidimensionnel ; ceux-ci sont écartés d'une distance de 1,1 m (Figure 3.26b). Les disques et le profil sont solidaires du mât de la balance aérodynamique. Compte tenu des dimensions de la maquette, un effet de

blochage de l'écoulement aux fortes incidences est inévitable. Afin d'éviter un déséquilibre de l'écoulement entre l'intérieur des panneaux, constituant la zone utile de l'écoulement où sont réalisées les mesures, et l'extérieur de ceux-ci, le profil est prolongé à l'extérieur du montage bidimensionnel, jusqu'aux parois latérales de la soufflerie afin d'y réaliser le même taux de blocage (voir les raccords profils sur la Figure 3.26b). D'autre part, l'alimentation électrique des actionneurs est située au rez-de-chaussée de la soufflerie près de la balance aérodynamique.

(a) Soufflerie Lucien Malavard



(b) Montage expérimental

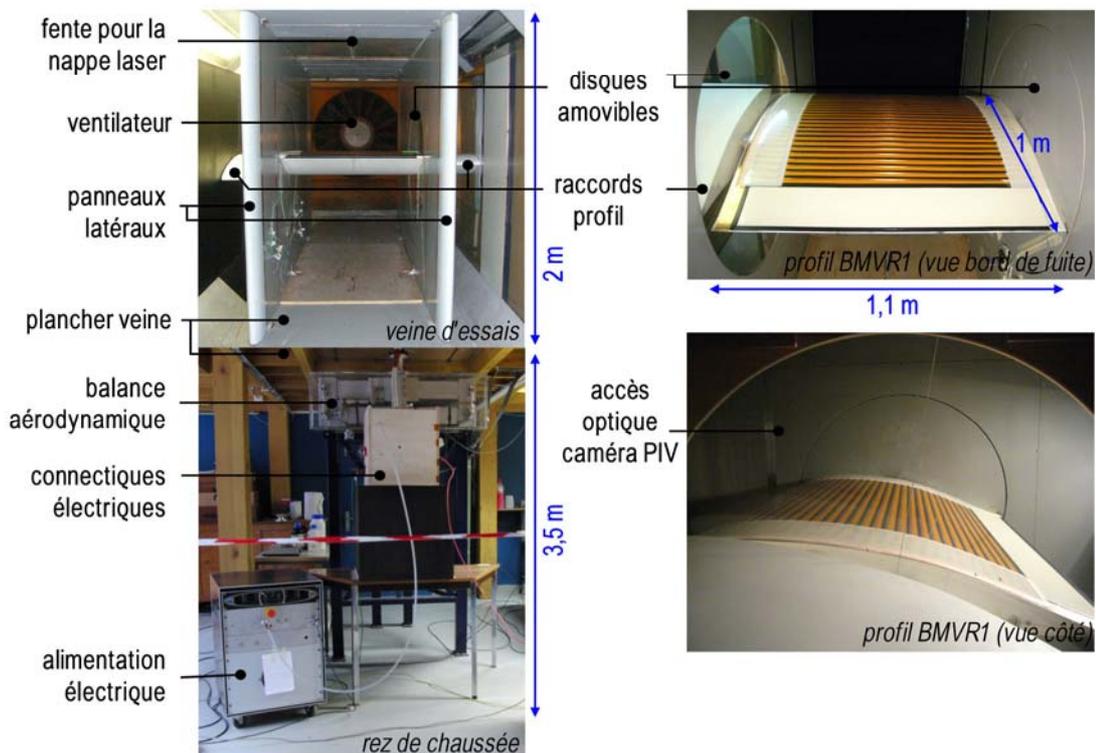


Figure 3.26 – Montage du profil BMVR1 dans la veine principale de la soufflerie Lucien Malavard

---

#### 4.1.2 Intégration des actionneurs sur la maquette

Les dimensions des actionneurs  $A_{SC}$  sont rappelées sur la Figure 3.27a. Leur largeur totale suivant l'envergure est de 1 m. La taille des électrodes de haute tension et de masse est limitée à 100 mm du bord du diélectrique ; de plus, un écart de 25 mm entre les extrémités des électrodes est imposée pour limiter le claquage par effet de pointe. Il en résulte que la largeur de plasma  $l_{act}$  est égale à 750 mm : chaque actionneur agit donc sur 75% de l'envergure du profil.

L'instrumentation de la maquette consiste en un habillage direct de l'extrados avec une peau constituée de 27 actionneurs  $A_{SC}$  pour une épaisseur totale de 0,7 mm (Figure 3.27b). Les actionneurs couvrent une surface comprise entre 2,5 % et 80 % de corde ; la peau d'actionneurs est complétée au bord de fuite par une plaque de PVC de même épaisseur. Un biseau en PVC d'une longueur de 9 mm et d'une épaisseur de 0,7 mm est positionné en amont du premier actionneur pour limiter l'intrusion au bord d'attaque du profil. **Les actionneurs sont disposés de manière à induire un vent ionique dans le sens de l'écoulement principal.**

Les connectiques des actionneurs sont réalisées directement à chaque extrémité de la maquette (Figure 3.27c). Toutes les électrodes de masse sont reliées entre elles à une ligne de masse commune. Chaque électrode de haute tension est reliée à un câble de haute tension indépendant, d'une longueur d'environ 3 m, fixé le long de la paroi du montant latéral droit<sup>58</sup> du montage 2D. Un bornier électrique, relié à l'alimentation électrique par un unique câble électrique traversant le plancher, permet d'alimenter les câbles de haute tension des actionneurs  $A_{SC}$ . De manière à limiter l'intrusion des connectiques électriques aux extrémités du profil, celles-ci sont recouvertes de deux bandes de Mylar®.

---

<sup>58</sup> Le montant droit est considéré en regardant le profil du bord de fuite vers le bord d'attaque.

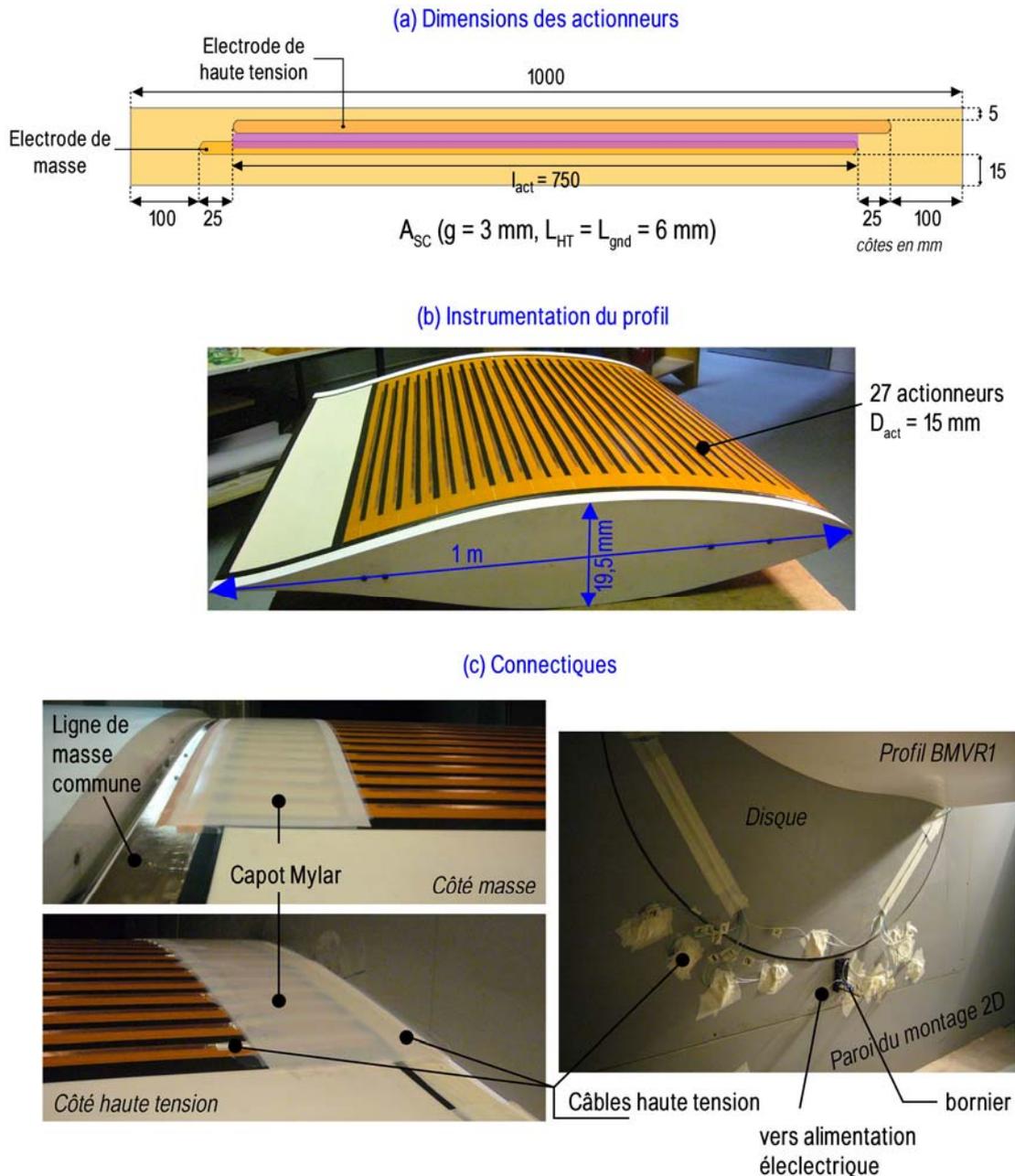


Figure 3.27 – Intégration des actionneurs  $A_{sc}$  sur le profil BMVR1

Deux repères cartésiens sont principalement utilisés dans la suite (Figure 3.28). Le repère  $(O; \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$  est le repère fixe lié à la veine d'essais ; son origine est prise au niveau du centre de rotation du profil. Le repère  $(O; \bar{x}^*, \bar{y}^*, \bar{z}^*)$  a la même origine mais est fixe vis-à-vis du profil. Le passage de l'un à l'autre se fait par une rotation d'un angle  $\alpha_i$ . Par convention, l'incidence de la maquette est positive quand le profil est cabré nez vers le haut. L'incidence est mesurée par un inclinomètre implanté sur l'un des disques solidaires de la maquette. Un troisième repère à deux axes est introduit : il s'agit du repère local lié à l'extrados du profil  $(A; \bar{s}, \bar{n})$  où  $\bar{s}$  représente l'abscisse curviligne de l'extrados et  $\bar{n}$  la normale à la surface du profil.

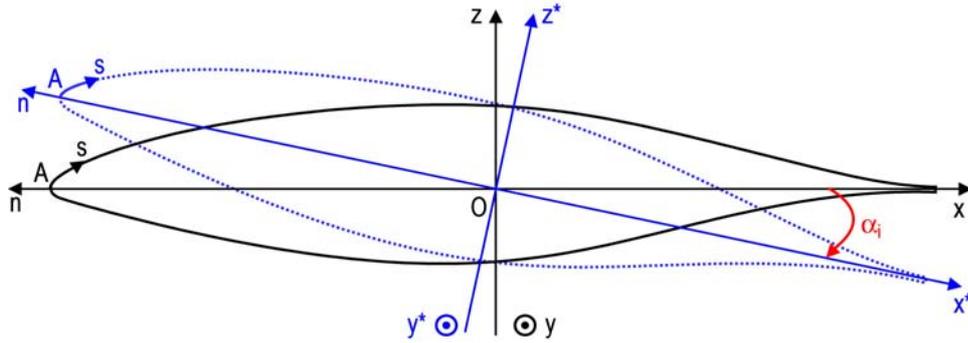


Figure 3.28 – Repères utilisés pour l'étude du profil BMVR1

Le biseau en PVC est positionné en amont du premier actionneur à  $s = 5$  mm. La position des actionneurs est calculée vis-à-vis de l'abscisse curviligne  $s$  d'après la relation suivante :

$$s_{\text{act}} = 0,019 + (n^{\circ}_{\text{act}} - 1)L_{\text{act}} + L_{\text{HT}} \quad (\text{E3.11})$$

où  $n^{\circ}_{\text{act}}$  représente le numéro de l'actionneur utilisé<sup>59</sup>. La longueur de chaque actionneur  $L_{\text{act}}$  vaut 30 mm et la longueur de l'électrode de haute tension  $L_{\text{HT}}$  est égale à 6 mm. La position de l'actionneur  $s_{\text{act}}$  (exprimée en mètre) représente la position du début de la zone de plasma.

Chaque actionneur est indépendant des autres, de sorte qu'il est possible de choisir la position, le nombre et la puissance des actionneurs pour modifier l'écoulement en boucle ouverte. Pour désigner la configuration multiple, la nomenclature «  $n^{\circ}_{\text{act}} \text{ASC} = 16\text{a}18$  » signifie que les actionneurs 16 à 18 sont utilisés en parallèle pour le même couple ( $V_{\text{HV}}$ ,  $f_{\text{HV}}$ ).

#### 4.1.3 Moyens de mesure expérimentaux

La caractérisation de l'écoulement manipulé porte sur des mesures stationnaires d'efforts par balance aérodynamique et des mesures de vitesse moyenne par PIV.

Le profil et les deux disques sont solidaires de la balance aérodynamique stationnaire qui permet de mesurer les six composantes du torseur aérodynamique. La mise à zéro des conditionneurs de la balance avant chaque mise en route de la soufflerie permet de s'affranchir de la pesée des disques au cours des différents essais. L'étalonnage de la balance indique une justesse de l'ordre de +0,5% sur la mesure de la portance. D'autre part, la mise à zéro manuelle des conditionneurs est entachée d'une erreur de mesure à laquelle s'ajoute celle occasionnée par la dérive thermique de ceux-ci. Des mesures préliminaires ont été conduites de manière à évaluer l'erreur ainsi commise ; les résultats de ces mesures sont présentés en Annexe D. La mise à zéro et la dérive des capteurs engendrent une imprécision de l'ordre de  $\pm 0,1$  N sur la mesure de la portance.

L'efficacité du contrôle est évaluée à partir des augmentations de portance exprimées en pourcentage par la relation<sup>60</sup> :

<sup>59</sup> Les actionneurs sont numérotés dans l'ordre croissant en considérant que  $n^{\circ}_{\text{act}1}$  est l'actionneur situé le plus près du bord d'attaque du profil.

<sup>60</sup> Aucune correction de paroi n'est apportée à la mesure de  $C_z$  car l'objectif de l'étude présentée ici est de quantifier le gain en portance apportée par les actionneurs et non de fournir une valeur absolue de  $C_z$  dans les cas naturel et manipulé.

$$\Delta C_z (\%) = \frac{(C_z)_{\text{on}} - (C_z)_{\text{off}}}{(C_z)_{\text{off}}} \quad (\text{E3.12})$$

où  $(C_z)_{\text{on}}$  et  $(C_z)_{\text{off}}$  représentent les coefficients de portance du profil respectivement dans les cas manipulé et naturel. Les coefficients de portance sont calculés à partir de l'équation (E1.3) introduite au Chap1§3.1.1. La vitesse de référence  $U_\infty$  est mesurée par l'intermédiaire d'un tube de Pitot en amont du montage bidimensionnel. Pour tenir compte du phénomène du blocage de l'écoulement, cette vitesse est corrigée par un facteur qui est fonction de la vitesse et de l'incidence du profil ; celui-ci est déterminé au préalable avant les essais en calibrant le Pitot de référence par un Pitot situé entre les parois du montage 2D. La surface de référence utilisée pour le calcul de  $C_z$  est  $1,1 \text{ m}^2$ .

De manière à s'affranchir des problèmes de mesures liés à la mise à zéro manuelle des conditionneurs et à la dérive de ceux-ci,  $\Delta C_z$  est évalué au cours d'un « même coup de vent ». En d'autres termes,  $\Delta C_z$  résulte de la moyenne d'une mesure répétée cinq fois au cours d'un même enregistrement pour lequel l'actionneur est éteint durant 30 s et allumé pendant 10 s sur une période totale de 200 s. Chaque échantillon est acquis à une fréquence de 10 Hz. Un signal TTL en phase avec l'actionneur est également enregistré de manière à déterminer les phases où l'actionneur est allumé. Les barres d'erreurs portées sur les graphiques suivants représentent la dispersion des cinq mesures de  $\Delta C_z$  (écart type). Des perturbations électromagnétiques induites par les décharges plasmas sur le capteur de pression utilisé pour mesurer  $U_\infty$  ayant été notées au cours des essais, la vitesse de référence pour calculer les coefficients de portance  $(C_z)_{\text{off}}$  et  $(C_z)_{\text{on}}$  est la vitesse moyenne mesurée au cours des cinq phases où l'actionneur est éteint (Annexe D).

Pour les mesures par PIV, les images sont enregistrées par une caméra CCD PowerView Plus® (série 4MP,  $2048 \times 2048$  pixels<sup>2</sup>) ; celle-ci est équipée d'un objectif Nikon® (série Nikkor AF, 105 mm, f/2,8-32). La nappe laser est générée au-dessus du profil par un laser Nd : Yag double impulsion de marque Quantel Twins® (série Ultra 200,  $2 \times 200$  mJ à 532 nm). Un synchronisateur de marque TSI® (série 610035) est utilisé pour synchroniser les deux pulses laser avec la caméra. Le système d'acquisition des images est géré par le logiciel Insight® développé par TSI® ; c'est ce logiciel qui est utilisé pour le post-traitement des images dont le détail est donné en Annexe E. L'écoulement estensemencé avec des particules d'huile d'olive (générateur Pivtec®) d'un diamètre d'environ  $1 \mu\text{m}$ .

Un système robotisé à deux axes permet de déplacer la caméra dans les directions  $x$  et  $z$ . Le laser, situé au-dessus de la veine principale, peut également être déplacé dans la direction  $x$  ; la nappe est générée à travers une fente au plafond de la veine.

Les champs PIV sont réalisés dans le plan de symétrie de la maquette, c'est-à-dire dans le plan  $(O; \vec{x}, \vec{z})$ . Les champs de vitesse moyenne sont obtenus en moyennant 200 couples d'images enregistrées à une fréquence de 10 Hz. Pour la caractérisation de l'écoulement naturel, dix fenêtres PIV sont réalisées de manière à couvrir l'ensemble de l'écoulement au-dessus du profil (Figure 3.29). Dans ce cas, la taille des images est de  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  avec un recouvrement de 5 cm entre chaque fenêtre de visualisation. Le post-traitement retenu permet d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 1,5 mm entre chaque vecteur (Annexe E). En proche paroi, les champs moyens sont exploitables à une distance d'environ 3 mm de la paroi du profil. Pour la caractérisation de l'écoulement manipulé, deux fenêtres de  $25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm}$  sont réalisées soit au bord de fuite, soit au bord d'attaque. A noter qu'à ces positions, la zone de mesure par PIV est limitée par la taille du disque car les parois du montage bidimensionnel étant opaques,

elles ne permettent pas de visualiser l'écoulement en amont du profil ou dans son sillage.

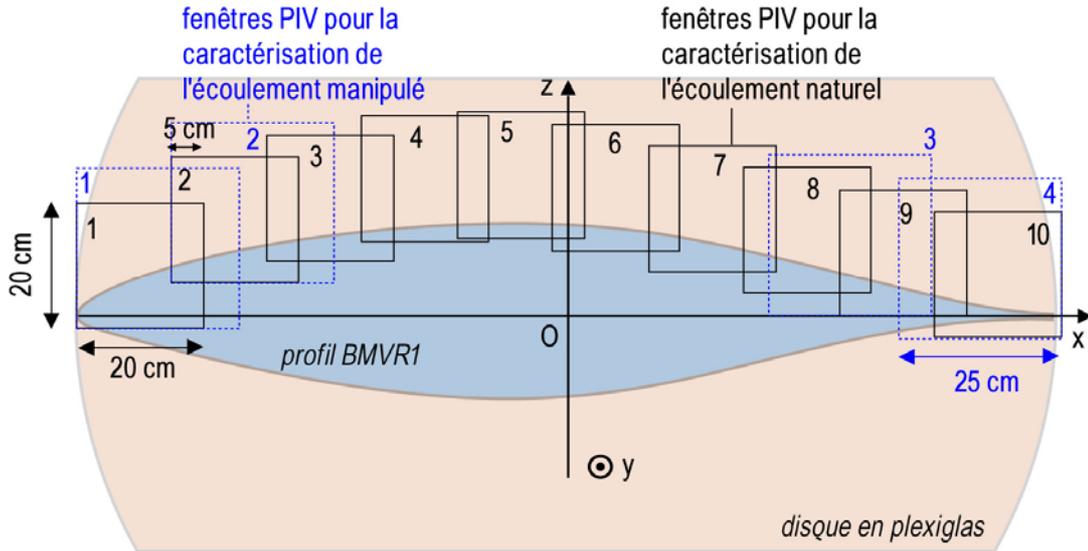


Figure 3. 29 – Position des champs PIV longitudinaux au-dessus du profil BMVR1

## 4.2 Caractérisation de l'écoulement naturel

L'étude débute par la caractérisation de l'écoulement non manipulé avant l'intégration des actionneurs sur la maquette pour  $U_\infty = 10 \text{ m/s}$  ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). L'analyse porte principalement sur les champs de vitesse moyenne mesurés par PIV dans le plan médian. L'influence de la présence des actionneurs sur la maquette est déterminée a posteriori en vérifiant que la topologie de l'écoulement naturel n'est pas modifiée. La description de l'écoulement naturel est divisée en deux parties. La première présente les paramètres utilisés pour décrire le décollement turbulent qui se forme au bord de fuite du profil pour des incidences jusqu'à  $12^\circ$ . La deuxième partie s'intéresse aux caractéristiques du bulbe de décollement qui apparaît au bord d'attaque du profil pour des incidences au-delà de  $12^\circ$  et jusqu'au décrochage ( $\alpha_i = 16^\circ$ ). L'influence de l'instrumentation de la maquette est également déterminée en réalisant des mesures du coefficient de portance. Finalement, la stratégie de contrôle prédéterminée retenue dans le cadre de cette étude est exposée.

### 4.2.1 Description aux faibles incidences ( $\alpha_i \leq 12^\circ$ )

Pour des incidences jusqu'à  $12^\circ$ , le profil présente une zone décollée au bord de fuite dont la taille augmente avec l'incidence (Figure 3.30). La taille de la zone de recirculation est caractérisée à partir du champ moyen de la vitesse longitudinale par trois paramètres : sa longueur  $L_{sep}$ , sa hauteur  $H_{sep}$  et sa superficie  $A_{sep}$ . La longueur  $L_{sep}$  est mesurée en déterminant l'intersection de la ligne de vitesse nulle avec l'extrados du profil. La hauteur  $H_{sep}$  est mesurée en déterminant l'intersection de la normale  $\vec{n}$  à la surface du profil au bord de fuite avec la ligne de vitesse nulle. La superficie du bulbe

$A_{sep}$  est calculée par intégration numérique en prenant comme frontières la ligne de l'extrados du profil, la ligne de vitesse nulle et la normale au bord de fuite<sup>61</sup>.

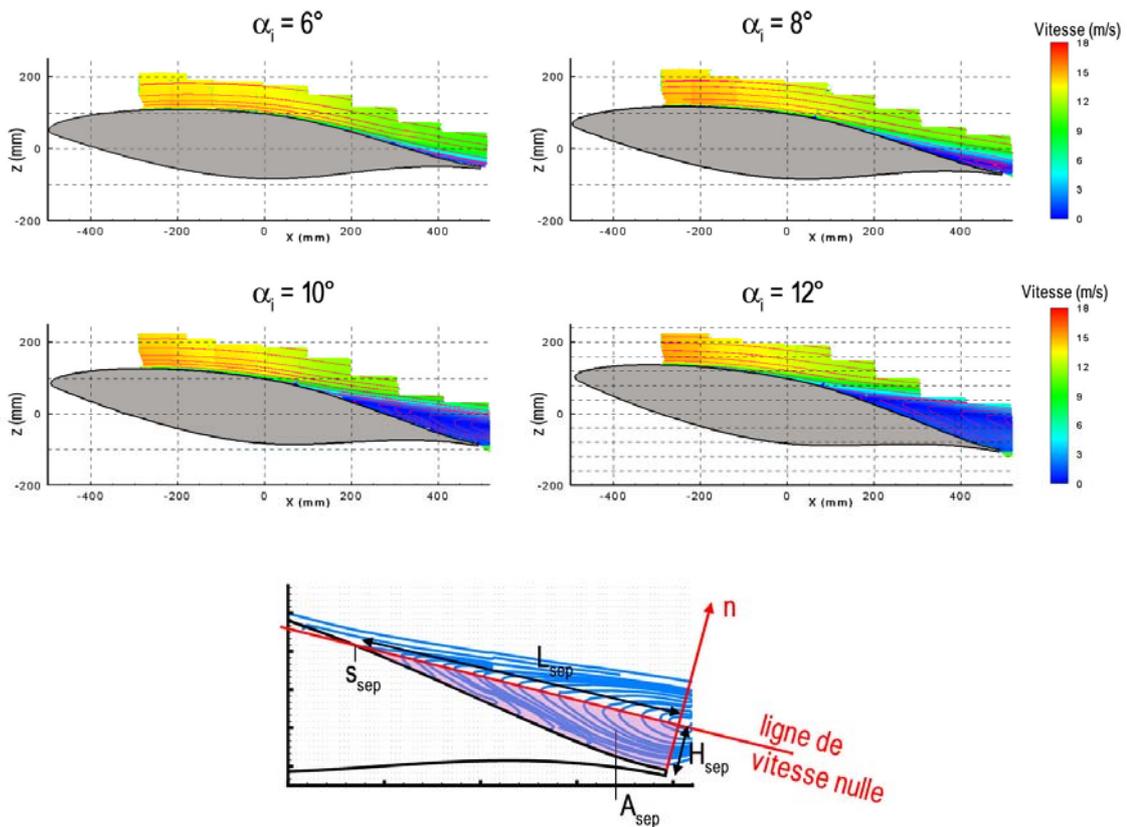


Figure 3.30 – Topologie de l'écoulement naturel au-dessus du profil BMBR1 pour  $\alpha_i \leq 12^\circ$

A noter que  $H_{sep}$  et  $A_{sep}$  ainsi déterminés sont uniquement représentatifs de la zone de l'écoulement où la vitesse longitudinale est inférieure ou égale à zéro. La hauteur de la zone du déficit de vitesse s'étend au-delà de  $H_{sep}$  mais les champs PIV réalisés au bord de fuite du profil ne sont pas suffisamment grands pour retrouver une vitesse égale à la vitesse de l'écoulement amont  $U_\infty$ .

A partir des champs PIV précédents, l'évolution de  $L_{sep}$  et  $H_{sep}$  en fonction de l'incidence du profil est présentée sur la Figure 3.31. Le point de décollement moyen remonte progressivement du bord de fuite vers le bord d'attaque lorsque l'incidence du profil augmente ; la longueur de la séparation  $L_{sep}$  évolue linéairement avec  $\alpha_i$ . Cette évolution peut être extrapolée par une droite passant par l'origine, suggérant que la séparation au bord de fuite débute dès la mise en incidence du profil ( $\alpha_i > 0$ ). A noter que  $H_{sep}$  ne semble pas suivre la même évolution que  $L_{sep}$  ; ceci s'explique en partie par le fait que la zone de recirculation est confinée à la partie de l'extrados qui est légèrement concave au bord de fuite pour les faibles incidences. Ainsi sur les champs PIV réalisés pour  $\alpha_i < 6^\circ$ , la hauteur  $H_{sep}$  est quasiment nulle ou difficilement mesurable ; de plus, elle n'est pas totalement représentative de la zone du déficit de vitesse qui se forme au-dessus du profil mais uniquement de la zone de recirculation.

<sup>61</sup> Pour calculer  $A_{sep}$ , l'extrados du profil est extrapolé par un polynôme de degré 4.

A noter que le même type de mesure a été conduit pour  $U_\infty = 15$  m/s ( $Re = 10^6$ ) pour  $\alpha_i = 4^\circ$  et  $10^\circ$ . La longueur de la zone séparée est identique à celle observée dans le cas précédent pour  $U_\infty = 10$  m/s.

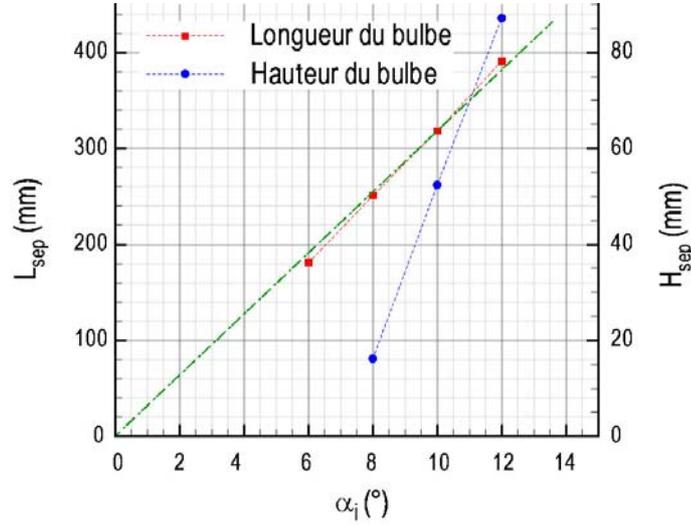


Figure 3.31 – Dimensions de la zone de décollement en fonction de l'incidence pour  $\alpha_i \leq 12^\circ$

En extrapolant les mesures présentées à la Figure 3.31, il est possible de déterminer la position moyenne du point de séparation en fonction de l'incidence à partir de la relation suivante :

$$s_{sep} = -0,032\alpha_i + 1,031 \quad (\text{E3.13})$$

où  $s_{sep}$  est exprimé en mètres et  $\alpha_i$  en degrés.

A partir des relations (E3.11) et (E3.13), la distance  $\Delta s$  de l'actionneur  $n^\circ_{act}$  au point de séparation naturelle peut donc être estimée en fonction de l'incidence par l'équation suivante :

$$\Delta s = s_{sep} - s_{act} = -0,032\alpha_i - (n^\circ_{act} - 1)L_{act} + 1,006 \quad (\text{E3.14})$$

où  $\Delta s$  est pris positif pour indiquer que l'actionneur utilisé est situé en amont du point de séparation.

L'évolution des profils de vitesse moyenne au-dessus du profil est étudiée en réalisant une rotation de  $\alpha_i$  des champs PIV moyens. Le champ de vitesse  $\bar{U}(U, W)$  exprimé dans le repère de mesures fixe  $(O; \bar{x}, \bar{z})$  devient le champ  $\bar{U}^*(U^*, W^*)$  dans le repère  $(O; \bar{x}^*, \bar{z}^*)$  en appliquant la transformation suivante :

$$\begin{aligned} U^* &= U \cos \alpha_i + W \sin \alpha_i \\ W^* &= -U \sin \alpha_i + W \cos \alpha_i \end{aligned} \quad (\text{E3.15})$$

De manière à tracer les profils de vitesse longitudinale  $U^*$  suivant l'axe  $z^*$  pour  $x^*$  donné, une interpolation du champ  $\bar{U}^*(U^*, W^*)$  est réalisée (Annexe E).

L'évolution des profils  $U^*(z^*)$  est représentée à la Figure 3.32a, de part et d'autre du point de séparation naturelle, pour  $\alpha_i = 12^\circ$ . Dans ce cas, la position moyenne du

point de séparation naturelle est située à  $s_{sep} = 0,64$  m, c'est-à-dire à  $x^*/c \sim 62\%$ . La hauteur  $z^*$  est adimensionnée par l'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$  et la vitesse  $U^*(z^*)$  par  $U_e$ , qui représente la vitesse locale extérieure à la couche limite dans le plan  $(O; \bar{x}^*, \bar{z}^*)$ .

A mesure que les profils sont observés de plus en plus près du point de séparation, ceux-ci présentent un point d'inflexion de plus en plus marqué. C'est notamment le cas pour le profil à  $x^*/c = 62,6\%$ , proche du point de séparation (courbe en traits pointillés). En aval du point de séparation, pour  $x^*/c \geq 64,8\%$ , les profils de vitesse font clairement apparaître une zone de vitesse longitudinale négative.

A partir des profils de vitesse  $U^*(z^*)$ , le facteur de forme  $H$  (E3.3) est calculé pour des incidences de  $10^\circ$  et  $12^\circ$  (Figure 3.32b). A noter que le premier point de mesure utilisé pour évaluer  $H$  est situé à une hauteur  $z^* \sim 3$  mm sur les champs PIV moyens ; cette caractéristique n'est pas complètement satisfaisante pour évaluer précisément  $H$ . De plus, le facteur de forme  $H$  n'a de signification que pour la partie de l'écoulement attaché au profil. Pour les profils de vitesse situés en amont du point de décollement, le facteur de forme est de l'ordre de 1,5 ; cette valeur est proche de celle qui est caractéristique des profils de couche limite turbulents ( $H = 1,4$ ) [Schlichting'68]. Ce résultat indique donc que la couche limite décollée au bord de fuite du profil est caractéristique d'un décollement turbulent. Lorsque l'écoulement décolle du profil, le facteur de forme augmente de manière très importante et ne suit plus la prédiction théorique pour une couche limite attachée. La Figure 3.32b confirme par ailleurs que le décollement est situé plus en amont du bord de fuite lorsque l'incidence augmente.

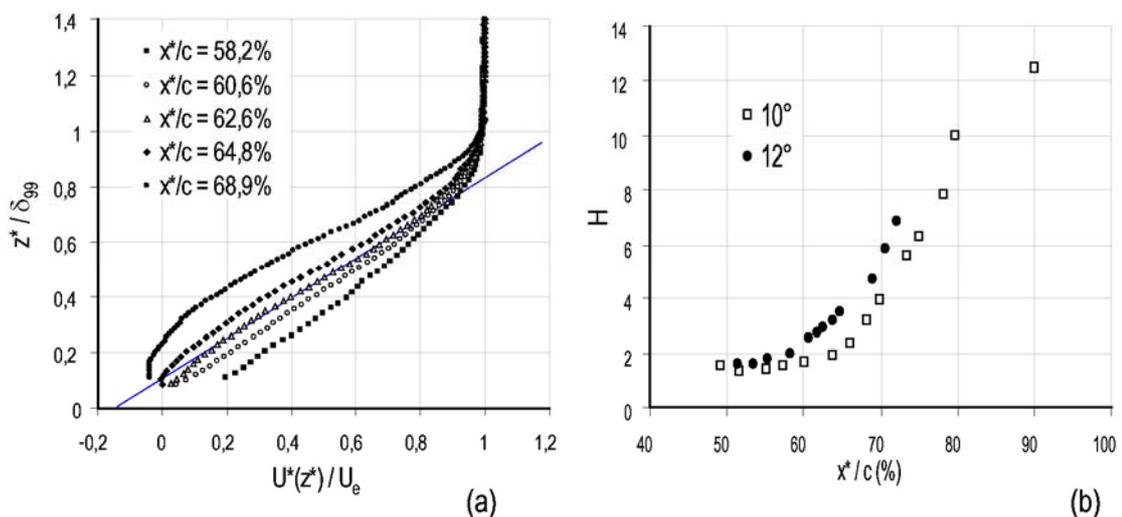


Figure 3. 32 – (a) Profil de vitesse longitudinale  $U^*(z^*)$  pour  $\alpha_i = 12^\circ$  et  
(b) évolution du facteur de forme  $H$  en fonction de  $x^*/c$

Pour les faibles incidences, les profils de vitesse situés proches du point de séparation sont donc marqués par la présence d'un point d'inflexion. Ce dernier résulte de la décélération de l'écoulement au-dessus du profil, c'est-à-dire de la présence d'un gradient de pression défavorable, à partir de  $x^*/c > 45\%$  comme le montre l'évolution de  $U_e$  en fonction de  $x^*/c$  (Figure 3.33). La décélération de la vitesse extérieure est telle que  $U_e \propto (x^*/c)^n$  avec  $n \sim -0,25$ . D'après [Schlichting'68], une couche limite turbulente résiste au décollement jusqu'à  $n = -0,23$  ; ce qui est en accord avec le fait que la couche

limite développée au-dessus du profil BMVR1 se sépare lorsque celui-ci est mis en incidence.

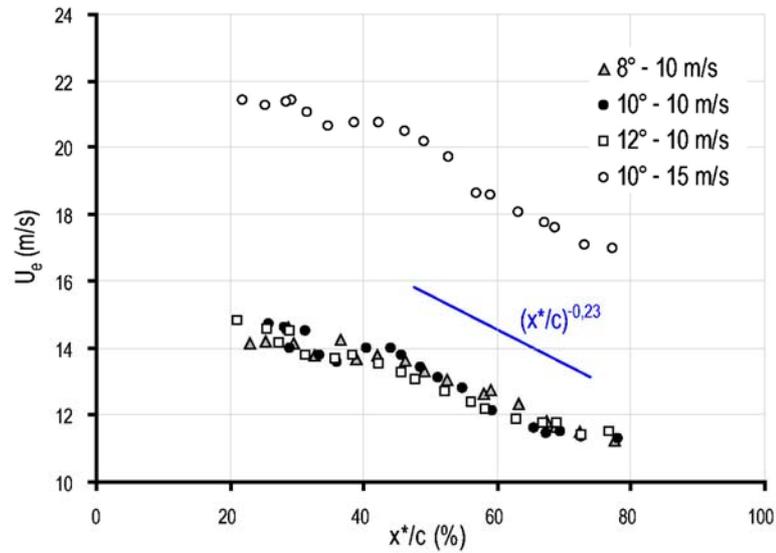


Figure 3.33 – Evolution de  $U_e$  en fonction de  $x^*/c$  au-dessus du profil BMVR1

#### 4.2.2 Description aux incidences précédant le décrochage ( $\alpha_i > 12^\circ$ )

Pour des incidences supérieures à  $12^\circ$ , le profil présente une topologie d'écoulement caractéristique des écoulements de profil à bas Reynolds ( $Re < 10^6$ ). Un bulbe de recirculation se forme au bord d'attaque du profil et provoque le recollement en moyenne de l'écoulement en aval du bulbe (Figure 3.34). Le bulbe n'est pas vraiment visible sur les champs PIV au bord d'attaque pour  $\alpha_i = 13^\circ$  ; en revanche, il est clair que l'écoulement n'est pas décollé au bord de fuite comme c'est le cas à  $12^\circ$ . Pour  $\alpha_i = 14^\circ - 15^\circ$ , la topologie présente les caractéristiques d'un bulbe de décollement laminaire, provoqué par la séparation de la couche limite laminaire avant sa transition vers le régime turbulent, comme le décrit notamment [Gad'El'Hak'oo]. La transition laminaire-turbulente a probablement lieu dans le bulbe, conduisant au rattachement de la couche limite en aval de celui-ci. Le décrochage du profil est identifié à une incidence d'environ  $16^\circ$  pour laquelle l'écoulement est complètement séparé au-dessus du profil depuis le bord d'attaque.

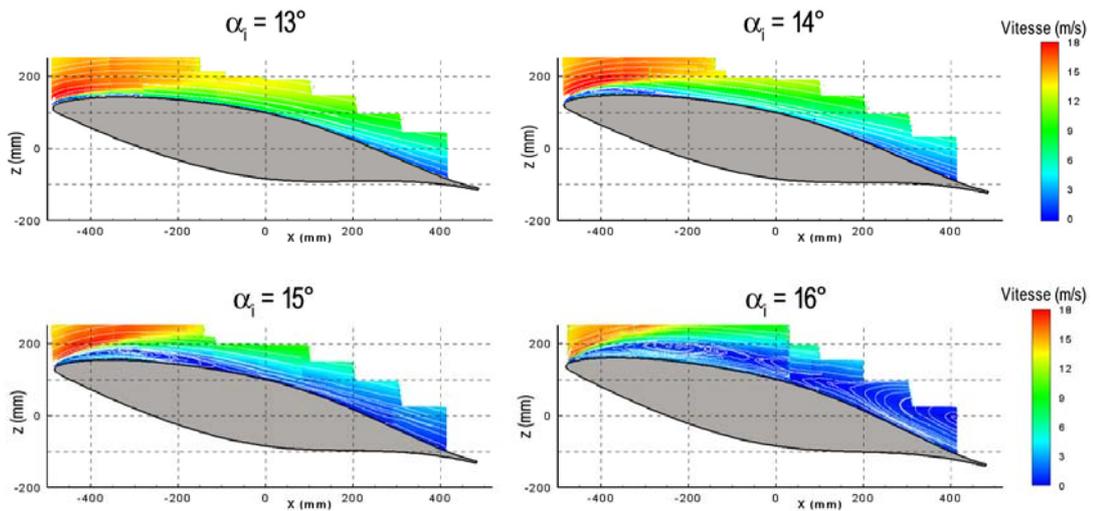


Figure 3.34 – Topologie de l'écoulement naturel au-dessus du profil BMVR1 pour  $\alpha_i > 12^\circ$

La topologie de l'écoulement naturel décrite précédemment a été confrontée à celle observée après que le profil BMVR1 ait été recouvert de la peau d'actionneurs  $A_{SC}$ . La comparaison a porté sur les champs PIV moyens réalisés au bord de fuite pour  $\alpha_i = 12^\circ$  et au bord d'attaque pour  $\alpha_i = 14^\circ$ . Aucune variation significative de la forme de l'écoulement n'a été notée ; le paramètre  $L_{sep}$  est du même ordre de grandeur avant et après instrumentation de la maquette.

#### 4.2.3 Objectifs du contrôle prédéterminé

L'évolution du coefficient de portance  $C_z$  en fonction de l'incidence est mesurée avant et après instrumentation pour  $U_\infty = 10$  m/s (Figure 3.35). Les deux courbes de portance sont peu différentes et confirme le fait que la peau d'actionneurs est peu intrusive au regard du développement de la couche limite au-dessus du profil.

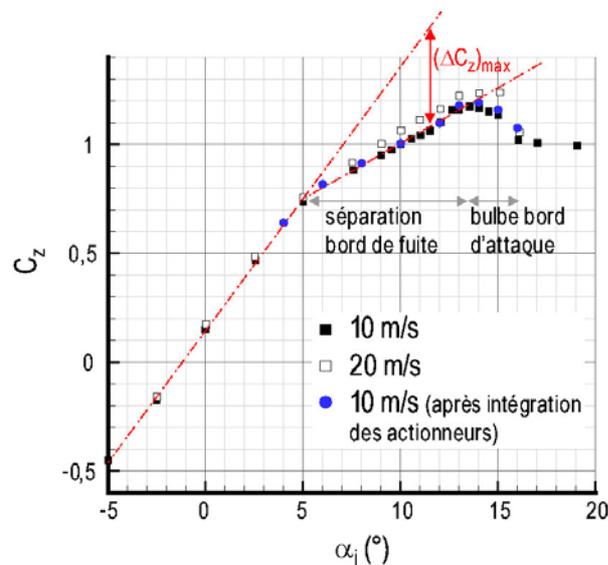


Figure 3.35 – Evolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence

Par ailleurs, une corrélation entre les mesures de portance et la topologie de l'écoulement est observée. A partir d'une incidence d'environ  $5^\circ$ , le coefficient de

portance dévie du comportement linéaire théorique. Cette perte de portance est due au décollement de l'écoulement en bord de fuite du profil. La déviation de la courbe de portance du comportement linéaire peut être extrapolée en fonction de l'incidence pour  $5^\circ \leq \alpha_i \leq 12^\circ$  par la relation suivante (Figure 3.35) :

$$(\Delta C_z)_{\max} = 3,47\alpha_i - 8,9 \quad (\text{E3.16})$$

où  $\alpha_i$  est exprimé en degrés et  $(\Delta C_z)_{\max}$  est une indication (directement en pourcentages) de la perte de portance du profil occasionnée par le décollement au bord de fuite. Ce paramètre permet de donner une indication du gain en portance maximal qu'il est possible d'espérer obtenir en recollant l'écoulement avec les actionneurs  $A_{sc}$ . Dans la suite, le gain en portance  $(\Delta C_z)$  est rapporté à  $(\Delta C_z)_{\max}$  lorsque la comparaison des résultats est effectuée pour des incidences différentes (Chap4§4.3.3).

A partir de  $12^\circ$ , le coefficient de portance présente un plateau qui est vraisemblablement lié à l'apparition du bulbe au bord d'attaque du profil (Figure 3.35). Le décrochage apparaît pour une incidence de  $16^\circ$ . La corrélation avec les mesures PIV indique que le décrochage résulte de l'augmentation progressive de la taille du bulbe au bord d'attaque.

La courbe de portance du profil a également été déterminée pour une vitesse de l'écoulement amont de 20 m/s ; celle-ci suit la même évolution que celle décrite précédemment pour 10 m/s. Le coefficient de portance semble toutefois légèrement supérieur dans la gamme  $\alpha_i = [10^\circ - 15^\circ]$ .

**Dans la suite, l'objectif de la manipulation de l'écoulement porte uniquement sur la réduction du bulbe de séparation en bord de fuite dans le but d'augmenter la portance pour une vitesse amont de 10 m/s.** Des essais préliminaires ont conduit à se concentrer sur cette configuration car où il n'a pas été possible d'obtenir d'effets significatifs sur la réduction du bulbe au bord d'attaque du profil. Dans ce cas, les premiers actionneurs, pilotés en continu, sont déjà situés dans le bulbe et ne permettent pas de modifier notablement la topologie de l'écoulement ; aucun effet sur la portance n'a donc pu être mesuré en agissant au bord d'attaque.

Pour l'ensemble de l'étude, les actionneurs sont pilotés en mode continu à une fréquence  $f_{HV} = 1$  kHz. L'autorité du contrôle est testée en fonction de la tension d'alimentation pour  $V_{HV} = [10 - 16$  kV]. La robustesse du contrôle est étudiée vis-à-vis de la position des actionneurs, de la taille de la zone de séparation et de la vitesse de l'écoulement extérieur. Le Tableau 3.1 résume les cinq paramètres dont l'influence sur la modification de l'écoulement est étudiée.

Désignation	Paramètre
Nombre / surface d'action	$N_{act}$
Position	$n^\circ_{act} / \Delta s$
Puissance / Vitesse induite	$V_{HV}$
Incidence	$\alpha_i$
Vitesse écoulement amont	$U_\infty$

Tableau 3.1 – Paramètres étudiés pour la manipulation de l'écoulement au-dessus du profil BMVR1

Quelques précisions sont données dans la suite sur les cinq paramètres étudiés :

- **Nombre d'actionneurs** : le nombre total d'actionneurs pouvant être alimentés dépend de la tension  $V_{HV}$  et de la puissance maximale délivrée par l'alimentation électrique ( $\sim 300$  W). Le Tableau 3.2 donne le nombre d'actionneurs pouvant être utilisés en parallèle en fonction de la tension pour  $V_{HV} = [10 - 16$  kV] d'après la relation (E2.1).

$V_{HV}$	$N_{act}$
<b>10</b>	10
<b>11</b>	7
<b>12</b>	5
<b>13</b>	4
<b>14</b>	3
<b>15</b>	3
<b>16</b>	2

Tableau 3.2 – Nombre maximal d'actionneurs pouvant être utilisés en fonction de  $V_{HV}$

- **Position des actionneurs** : la relation (E3.14) permet de déterminer la position de l'actionneur vis-à-vis du point de séparation pour  $\alpha_i \geq 8^\circ$ . La peau constituée de 27 actionneurs permet d'étudier l'influence des actionneurs pour une position située en amont ou en aval du point de séparation.
- **Puissance électrique de la décharge et vitesse du vent ionique** : la vitesse induite par l'actionneur  $A_{SC}$  varie linéairement avec la tension  $V_{HV}$  d'après la relation (E2.6) tandis que la puissance électrique dépend de  $V_{HV}^2$  d'après l'équation (E2.1). A iso-fréquence, comme c'est le cas pour l'étude du profil BMVR1 ( $f_{HV} = 1$  kHz), la vitesse  $U_{act}^*$  évolue linéairement avec la puissance électrique.
- **Incidence** : la longueur moyenne de la zone de séparation  $L_{sep}$  évolue linéairement avec l'incidence d'après la relation (E3.13).
- **Vitesse de l'écoulement amont** : il est supposé dans la suite que la topologie de l'écoulement ne varie pas dans la gamme  $Re = [6,7 \cdot 10^5 - 10^6]$ , c'est-à-dire pour  $U_\infty = [10 - 15$  m/s].

### 4.3 Modification de la séparation au bord de fuite

L'action sur la séparation au bord de fuite est décrite en deux parties. Tout d'abord, la première partie consiste en une description de l'écoulement manipulé à partir de l'analyse des profils de vitesse moyenne. La seconde partie aborde la recherche de performance pour les actionneurs  $A_{SC}$  en présentant les résultats de l'étude paramétrique ; l'analyse porte sur le gain en portance et sur la modification de la zone de recirculation moyenne.

### 4.3.1 Description de l'écoulement manipulé

Indépendamment de la stratégie retenue pour modifier la séparation au bord de fuite, l'écoulement manipulé présente les mêmes caractéristiques. La taille de la zone de décollement est diminuée et, pour certaines configurations, l'écoulement est complètement recollé au bord de fuite ; c'est notamment le cas à une incidence de  $8^\circ$  comme l'étude paramétrique le montre dans la suite. La modification de l'écoulement consiste en une réduction en moyenne de la zone de recirculation. En effet, les champs instantanés mesurés avec le système PIV montrent que l'écoulement n'est pas toujours rattaché à la paroi de l'extrados. La caractérisation de l'écoulement manipulé porte donc principalement sur l'étude des paramètres  $L_{sep}$ ,  $H_{sep}$  et  $A_{sep}$  mesurés à partir des deux champs réalisés au bord de fuite (Figure 3.29).

La description de l'écoulement manipulé est comparée à celle réalisée précédemment dans le cas où l'incidence du profil est de  $12^\circ$  et la vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s. Dans cet exemple, l'écoulement est manipulé par les actionneurs n°<sub>act</sub>16a18 pour  $V_{HV} = 13$  kV. Les profils verticaux de vitesse  $U^*(z^*)$  et  $W^*(z^*)$  sont comparés à trois positions différentes (Figure 3.36) :

- à  $x^* = 34$  mm, soit environ 20 mm derrière le dernier actionneur.
- à  $x^* = 118$  mm, c'est-à-dire à la position moyenne du point de séparation naturel
- à  $x^* = 216$  mm, c'est-à-dire dans la zone de séparation lorsque l'écoulement est non manipulé, plus précisément à  $s = s_{sep} + 0,25 L_{sep}$ .

Quelques millimètres derrière le dernier actionneur ( $x^* = 34$  mm), l'écoulement est accéléré et présente des vitesses  $U^*(z^*)$  plus importantes dans la couche limite manipulée que dans le cas naturel. A cette même position, l'écoulement est également attiré vers la paroi puisque des vitesses  $W^*(z^*)$  négatives sont observées jusqu'à une hauteur  $z^* = 80$  mm.

A la position du point de séparation naturel ( $x^* = 118$  mm), le profil  $U^*(z^*)$  dans le cas manipulé montre clairement l'ajout de quantité de mouvement induit par les actionneurs. Le profil manipulé ne présente pas le point d'inflexion caractéristique du profil naturel à proximité de la zone de décollement. Les profils à  $x^* = 216$  mm montrent que la position du point de séparation est repoussée en aval vers le bord de fuite. En effet, dans le cas naturel, des vitesses négatives  $U^*(z^*)$  sont mesurées jusqu'à  $z^* = 20$  mm tandis que, dans le cas manipulé, l'écoulement demeure attaché à la paroi. Dans le cas présenté ici, l'écoulement n'est pas complètement rattaché au bord de fuite : la zone de recirculation est tout de même diminuée d'environ 95%.

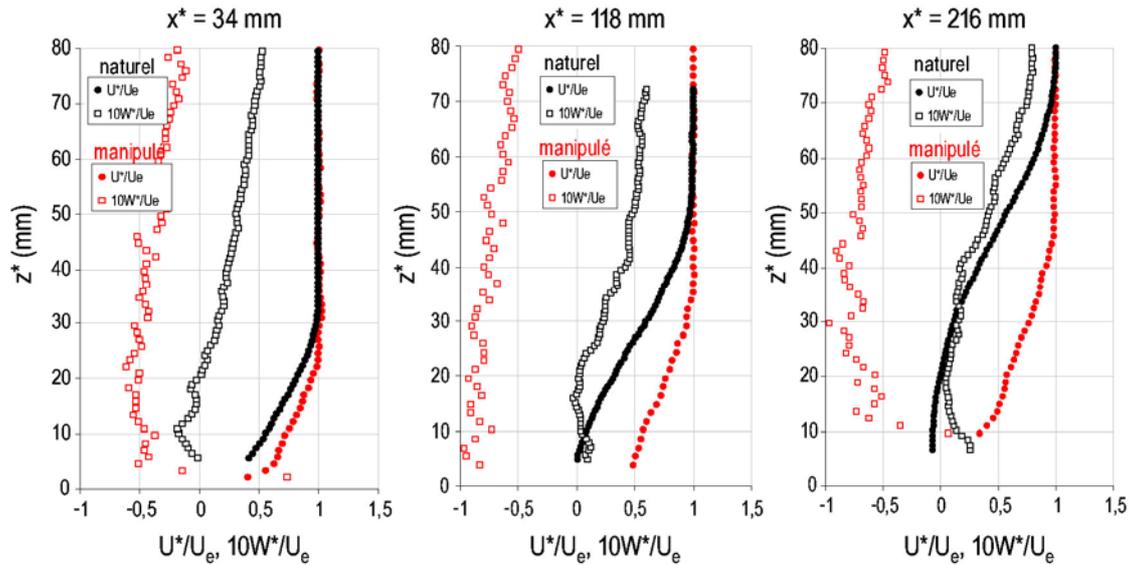


Figure 3.36 – Comparaison des profils de vitesse moyenne entre les cas naturel et manipulé ( $n^{\circ}_{act}16a18$ ,  $V_{HV} = 13kV$ ,  $\alpha_i = 12^{\circ}$ ,  $U_{\infty} = 10$  m/s) – Noir : naturel / Rouge : manipulé

A partir des profils de vitesse moyenne déterminés dans le repère  $(O; \bar{x}^*, \bar{z}^*)$ , les paramètres  $H$  et  $\delta_{99}$  sont calculés dans le cas de la couche limite manipulée. L'évolution du facteur  $H$  montre bien que l'écoulement manipulé est rattaché ;  $H$  est constant et égal à 1,5 jusqu'à  $x^*/c = 75\%$  (Figure 3.37a). Le recollement de l'écoulement induit une réduction de l'épaisseur de couche limite qui traduit une diminution de la hauteur du déficit de vitesse au-dessus du profil (Figure 3 ; 37b). Toutefois, cette diminution n'est pas très importante car il a été observé que, du point de vue instantané, un détachement tourbillonnaire est encore présent dans l'écoulement manipulé.

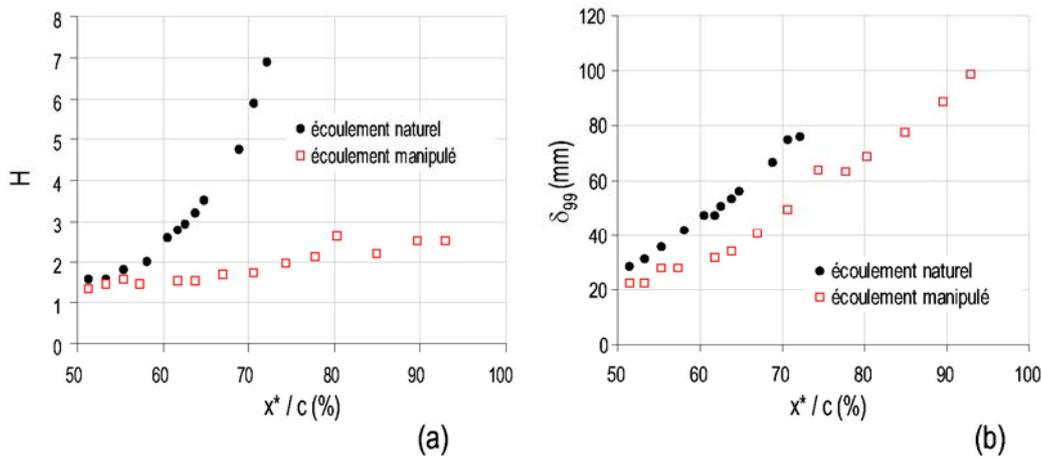


Figure 3.37 – Evolutions du (a) facteur de forme  $H$  et de (b) l'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$  ( $n^{\circ}_{act}16a18$ ,  $V_{HV} = 13kV$ ,  $\alpha_i = 12^{\circ}$ ,  $U_{\infty} = 10$  m/s)

Afin de valider l'hypothèse qu'une action en configuration multiple est plus efficace qu'une action avec un seul actionneur DBD AC, les premiers tests ont consisté à étudier l'influence du nombre d'actionneurs<sup>62</sup>.

<sup>62</sup> Comme il l'a déjà été indiqué au Chap2§3.4.3, pour l'étude sur le profil BMVR1, la distance entre les actionneurs a été fixée à 15 mm ; celle-ci est insuffisante pour observer un cumul du vent ionique qui soit significatif entre chaque actionneur.

L'influence de  $N_{act}$  a été étudiée à iso-puissance pour les trois configurations indiquées au Tableau 3.3. L'incidence du profil a été fixée à  $10^\circ$  ( $L_{sep} \sim 0,32$  m) et la vitesse de l'écoulement amont à 10 m/s. Dans ce cas, il n'est pas possible d'être strictement à iso-position ; pour toutes les configurations, le premier actionneur est toujours situé à  $\Delta s = 146$  mm ( $n_{act}^o$  19) en amont du point de décollement naturel. Pour les configurations multiples,  $\Delta s$  est exprimé sous la forme d'un intervalle indiquant les positions du premier et du dernier actionneur. En toute rigueur, il n'est donc pas vraiment possible de découpler l'effet sur la position de l'action de celui découlant de la surface d'action.

Il faut souligner ici que la comparaison portant sur trois tests à iso-puissance, il est possible de montrer, à partir des relations établies au Chap2 pour l'actionneur  $A_{SC}$ , que le débit volumique  $Q_v$  (E1.15) induit par la décharge dans l'air au repos est indépendant du nombre d'actionneurs à iso-puissance. Par exemple, pour  $P_{elec} = 110$  W, il est possible de montrer que le débit globalement induit dans l'air au repos est le même pour un actionneur à 16 kV que pour trois actionneurs à 11 kV ; en revanche, la vitesse induite par un actionneur est plus importante que la vitesse induite localement par les trois actionneurs.

	$P_{elec} = 75$ W		$P_{elec} = 110$ W		$P_{elec} = 140$ W	
$N_{act}$	1	2	1	3	3	4
$n_{act}^o A_{SC}$	19	19a20	19	19a21	19a21	19a22
$\Delta s$ (mm)	146	[116 ; 146]	146	[86 ; 146]	[86 ; 146]	[56 ; 146]
$V_{HV}$ (kV)	14	11	16	11	12	11
$\alpha_i$ ( $^\circ$ )	10					
$U_\infty$ (m/s)	10					

Tableau 3.3 – Configurations pour l'étude de l'influence de  $N_{act}$

Pour toutes les configurations étudiées, les champs PIV montrent que la zone de recirculation au bord de fuite est réduite (Figure 3.38). D'autre part, pour les trois puissances électriques, il est toujours plus efficace d'utiliser la configuration où le nombre d'actionneurs est le plus important. En effet, pour la configuration multiple, le point de séparation est repoussé plus en aval et la taille du bulbe  $A_{sep}$  est plus petite.

Ces observations montrent donc, qu'à puissance électrique constante, il est plus intéressant de multiplier la surface d'action plutôt que de chercher à augmenter la vitesse induite par un seul actionneur. Ceci peut s'expliquer par le fait que la vitesse  $U_{act}^*$  induite par l'actionneur varie peu avec la tension  $V_{HV}$ . Pour les puissances testées ici, la vitesse induite localement par un actionneur est donc peu différente de celle induite par plusieurs actionneurs. D'autre part, il a été montré au Chap2 que le vent ionique se diffuse comme un jet de paroi, ce qui signifie qu'augmenter le nombre d'actionneurs ne consisterait pas uniquement à augmenter le nombre de zones d'accélération plasma-air ambiant ; elle consisterait aussi à augmenter la surface sur laquelle le transfert de quantité de mouvement via la diffusion du vent ionique peut être effectué.

**Dans la suite, l'influence des autres paramètres (Tableau3.1) est étudiée pour  $N_{act} = 3$ . Le paramètre  $\Delta s$  est alors exprimé sous la forme d'un intervalle indiquant les positions du premier et du troisième actionneur.**

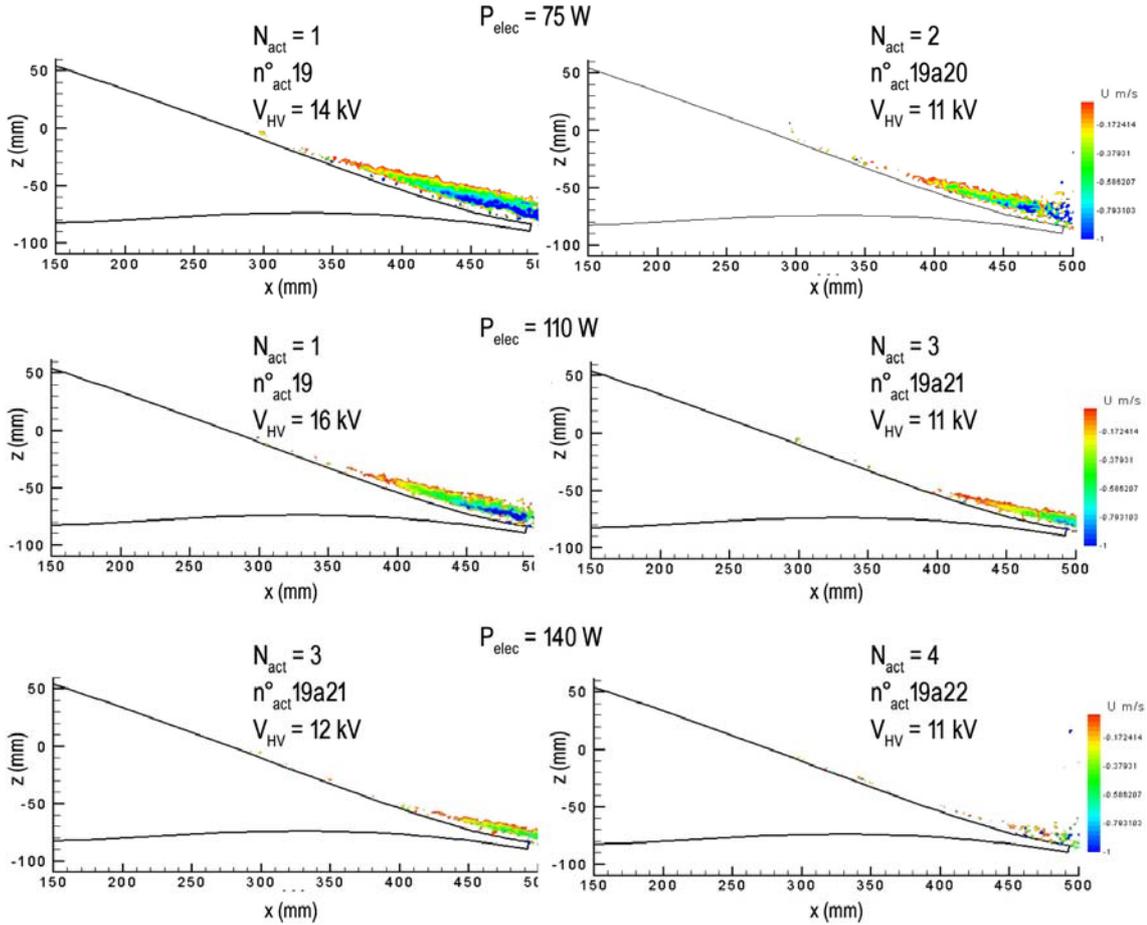


Figure 3.38 – Influence du nombre d’actionneurs à iso-puissance ( $\alpha_i = 10^\circ$ ,  $U_\infty = 10\text{ m/s}$ )

#### 4.3.2 Etude paramétrique : influence de $\Delta s$ , $V_{HV}$ , $\alpha_i$ et $U_\infty$

Le Tableau 3.4 récapitule les caractéristiques des 39 configurations qui ont été testées pour déterminer l’influence de la position, de la tension, de l’incidence et de la vitesse de l’écoulement amont. Les principales tendances observées sont rapportées dans la suite.

		$U_\infty = 10\text{ m/s}$			$U_\infty = 15\text{ m/s}$
		$\alpha_i = 8^\circ$	$\alpha_i = 10^\circ$	$\alpha_i = 12^\circ$	$\alpha_i = 10^\circ$
$n_{act}^{\circ} 16a18$	$V_{HV}$ (kV)	10 11 12	10 11 12 13	10 11 12 13	10 11 12 13
	$\Delta s$ (mm)	[243 ; 303]	[176 ; 236]	[103 ; 163]	[176 ; 236]
	$\Delta s / L_{sep}$	[0,97 ; 1,21]	[0,56 ; 0,74]	[0,27 ; 0,42]	[0,56 ; 0,74]
$n_{act}^{\circ} 19a21$	$V_{HV}$ (kV)	10 11 12	10 11 12 13	10 11 12 13	10 11 12 13
	$\Delta s$ (mm)	[153 ; 213]	[86 ; 146]	[13 ; 73]	[86 ; 146]
	$\Delta s / L_{sep}$	[0,61 ; 0,85]	[0,27 ; 0,46]	[0,03 ; 0,19]	[0,27 ; 0,46]
$n_{act}^{\circ} 22a24$	$V_{HV}$ (kV)	10 11	10 11 12 13		10 11 12 13
	$\Delta s$ (mm)	[63 ; 123]	[-3 ; 56]		[-3 ; 56]
	$\Delta s / L_{sep}$	[0,25 ; 0,49]	[-0,01 ; 0,18]		[-0,01 ; 0,18]

Tableau 3.4 – Configurations pour l’étude de l’influence de  $n_{act}^{\circ}$ ,  $V_{HV}$ ,  $\alpha_i$  et  $U_\infty$

Influence de  $n^{\circ}_{act} / \Delta s$ 

L'influence de la position des actionneurs est présentée dans le cas d'une incidence de  $10^{\circ}$  et d'une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s. La comparaison porte sur la manipulation de l'écoulement par les trois groupes d'actionneurs indiqués au Tableau 3.4. A noter que pour  $n^{\circ}_{act}22a24$ , le dernier actionneur est situé légèrement en aval du point de séparation naturel.

Les champs PIV montrent que la taille de la zone de recirculation est plus réduite lorsque les trois actionneurs sont situés en amont, au plus proche du point de séparation. En effet, pour  $V_{HV} = 13$  kV, ce sont les actionneurs  $n^{\circ}_{act}19a21$  situés à  $\Delta s = [13 ; 73]$  qui induisent la réduction de la zone de décollement la plus importante : l'écoulement est presque totalement rattaché à la paroi (Figure 3.39a).

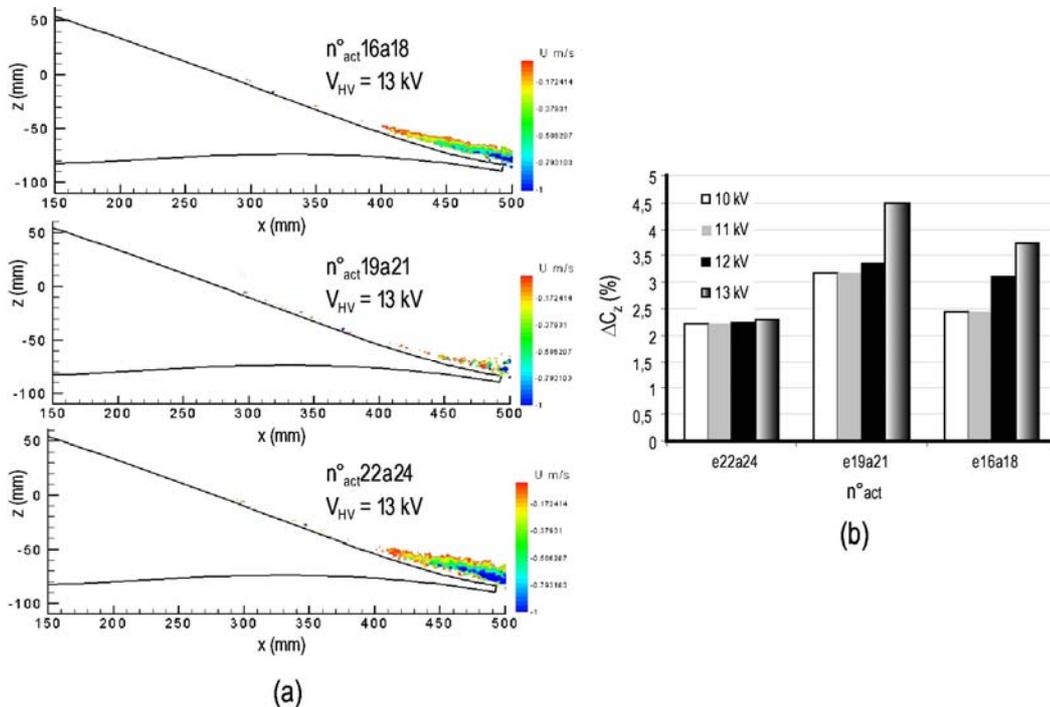


Figure 3.39 – Influence de la position des actionneurs sur (a) la taille de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $\alpha_i = 10^{\circ}$ ,  $U_{\infty} = 10$  m/s)

L'analyse des champs PIV moyens est corrélée aux mesures de balance (Figure 3.39b). Indépendamment de la tension, le gain en portance est toujours plus important pour  $n^{\circ}_{act}19a21$ . De plus,  $\Delta C_z$  est moins important pour le groupe d'actionneurs  $n^{\circ}_{act}22a24$  et varie peu avec la tension. Ceci s'explique par le fait que le dernier actionneur  $n^{\circ}_{act}24$  étant situé dans la zone de recirculation, son efficacité est moins importante que celle des autres actionneurs ; il est en effet plus difficile de recoller un écoulement déjà séparé.

En conclusion, il est plus efficace d'agir au plus proche du point de séparation, en amont de celui-ci. Ce résultat est en accord avec les résultats de l'étude menée par [Jolibois'08b] en ce qui concerne l'optimisation de la position des actionneurs DBD AC pour la réduction de la séparation sur un profil NACA0015 de 1 m de corde.

### Influence de $V_{HV}$

L'influence de la tension est présentée dans le cas d'une incidence de  $12^\circ$  et d'une vitesse amont de 10 m/s pour  $n^\circ_{act19a21}$ . La mesure du coefficient de portance  $C_z$  est représentée sur la Figure 3.40 en l'adimensionnant par la valeur moyenne mesurée lorsque l'actionneur est éteint ( $t = [0 - 40 \text{ s}]$ ), c'est-à-dire par  $(C_z)_{off}$ .

Dans tous les cas, la portance du profil est plus importante lorsque les actionneurs sont allumés. Le gain en portance augmente avec la tension  $V_{HV}$  : un gain de l'ordre de 5% est observé lorsque la tension est égale à 13 kV alors que celui-ci n'est que de 3,5% pour  $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ . Comme il sera montré au cours de la synthèse de l'étude paramétrique, le gain en portance, pour un groupe d'actionneurs donné, augmente de manière linéaire avec la puissance électrique, c'est-à-dire de manière linéaire avec  $V_{HV}^2$ .

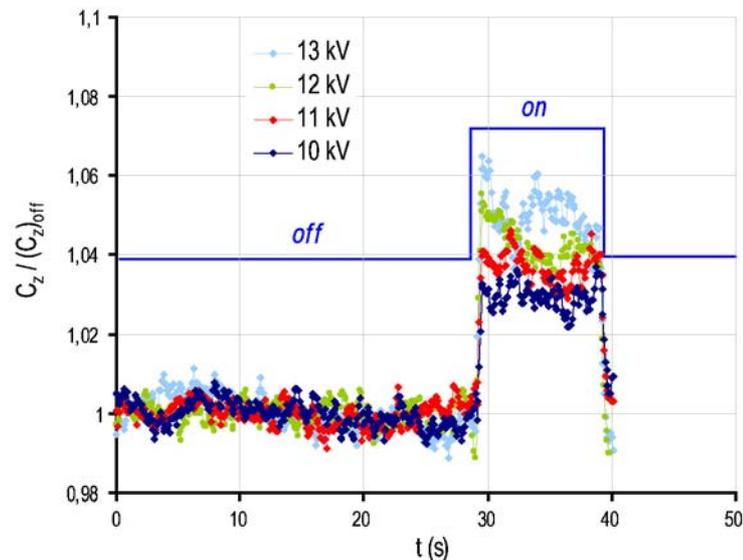


Figure 3.40 – Influence de la tension des actionneurs sur le gain en portance ( $n^\circ_{act19a21}$ ,  $\alpha_i = 10^\circ$ ,  $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ )

### Influence de $\alpha_i$

L'influence de l'incidence est présentée dans le cas du groupe d'actionneurs  $n^\circ_{act19a21}$  pour  $V_{HV} = [10 - 13 \text{ kV}]$  et  $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ . Pour cette comparaison, plus l'incidence est importante, plus le groupe d'actionneurs est proche de la position du point de séparation naturelle, en étant toujours en amont de celui-ci. En d'autres termes, c'est dans le cas où  $\alpha_i = 12^\circ$  que la position des actionneurs est la plus optimisée. L'analyse porte sur la taille de la zone de recirculation et sur le gain en portance pour chaque incidence, à iso-tension, c'est-à-dire à iso-puissance.

Pour  $\alpha_i = 8^\circ$ , l'écoulement moyen est presque totalement rattaché au bord de fuite :  $A_{sep}$  est inférieur à  $5 \text{ cm}^2$  (Figure 3.41a). Pour les deux autres incidences, la taille moyenne de la zone de recirculation est diminuée, d'autant plus que la puissance électrique est importante. Néanmoins, pour une puissance électrique de 81 et 110 W, la taille du bulbe manipulé demeure plus grande à 10 et  $12^\circ$  que celle observée à  $8^\circ$ .

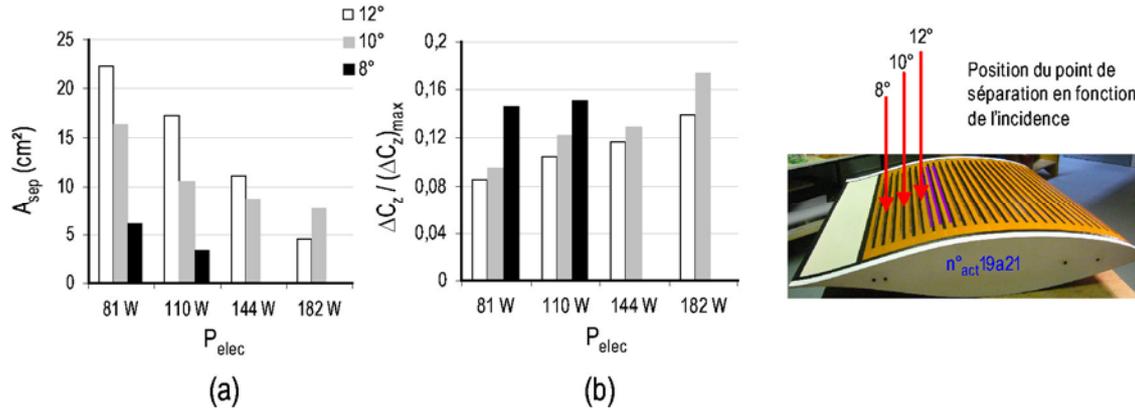


Figure 3.41 – Influence de l'incidence du profil sur (a) l'efficacité de la réduction de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $U_{\infty} = 10$  m/s)

La comparaison des mesures de portance est effectuée à des incidences différentes en étudiant le rapport  $\Delta C_z / (\Delta C_z)_{max}$ . Autrement dit, à une incidence donnée, le gain en portance découlant de la manipulation de l'écoulement est rapporté à la perte de portance occasionnée par le décollement naturel à cette même incidence. Le rapport  $\Delta C_z / (\Delta C_z)_{max}$  représente donc le recouvrement de portance induit par les actionneurs. Cette représentation des résultats des mesures de portance est adoptée pour la raison suivante : une augmentation de la portance  $\Delta C_z$  de 5% à 8° n'apporte pas la même information sur l'efficacité des actionneurs que la même augmentation de 5% à 12°. En effet, à une incidence de 8°, l'écoulement est complètement rattaché sur le profil en moyenne, tandis qu'à 12° il subsiste une poche de recirculation. A 12°, si l'écoulement était totalement rattaché, une augmentation de portance supérieure serait vraisemblablement observée. Cette présentation des résultats est donc adoptée de manière à faire ressortir l'influence de la taille du bulbe de séparation sur le gain en portance, en le rapportant au gain maximal théorique qu'il serait possible d'obtenir en rattachant complètement l'écoulement sur l'extrados. Dans cet exemple, une autre manière de présenter le résultat est de dire que l'effet des actionneurs sur le décollement ne permet, au mieux, que d'obtenir une augmentation de la portance de 5%, indépendamment de l'incidence.

Pour  $\alpha_i = 8^\circ$ , la réduction de la zone de recirculation se traduit par un gain en portance de l'ordre de 15% de  $(\Delta C_z)_{max}$  ; la manipulation de l'écoulement permet donc de retrouver environ 15% de la perte de portance due au décollement au bord de fuite à cette incidence. Lorsque l'incidence augmente, le rapport  $\Delta C_z / (\Delta C_z)_{max}$  diminue. Le recouvrement en portance à 8° est plus important que celui observé à 10° et 12° alors que c'est à une incidence de 8° que la position du groupe d'actionneurs  $n^{\circ}_{act} 19a21$  est la plus défavorable, vis-à-vis du point de décollement naturel.

Ces résultats suggèrent que l'efficacité des actionneurs DBD AC est limitée par un effet d'échelle. L'efficacité des actionneurs diminue lorsque la taille de la zone de décollement augmente devant la surface d'action. Pour une puissance électrique et un groupe d'actionneurs donnés, l'ajout de quantité de mouvement dans la zone séparée ne permet pas de modifier de manière aussi significative l'écoulement séparé pour toutes les incidences. La capacité à modifier en moyenne le décollement semble donc être fonction de la taille de la zone séparée.

Influence de  $U_\infty$ 

L'influence de la vitesse de l'écoulement amont est présentée en comparant l'effet des deux groupes d'actionneurs  $n^\circ_{act16a18}$  et  $n^\circ_{act19a21}$ , situés en amont du point de séparation naturelle, pour  $U_\infty = 10$  et  $15$  m/s (Figure 3.42). L'analyse porte sur la réduction de la zone de recirculation (la valeur de  $A_{sep}$  est rapportée à celle mesurée dans le cas naturel) et sur le gain en portance  $\Delta C_z$  pour  $V_{HV} = [10 - 13$  kV]. Les résultats sont présentés en fonction du rapport de la vitesse  $U_{act}^*$ , calculée à partir de la relation (E2.6), et de la vitesse locale de l'écoulement  $U_e$ , déterminée à partir de la Figure 3.33. Pour calculer  $U_{act}^*/U_e$ , c'est la position du dernier actionneur de chaque groupe qui est considérée.

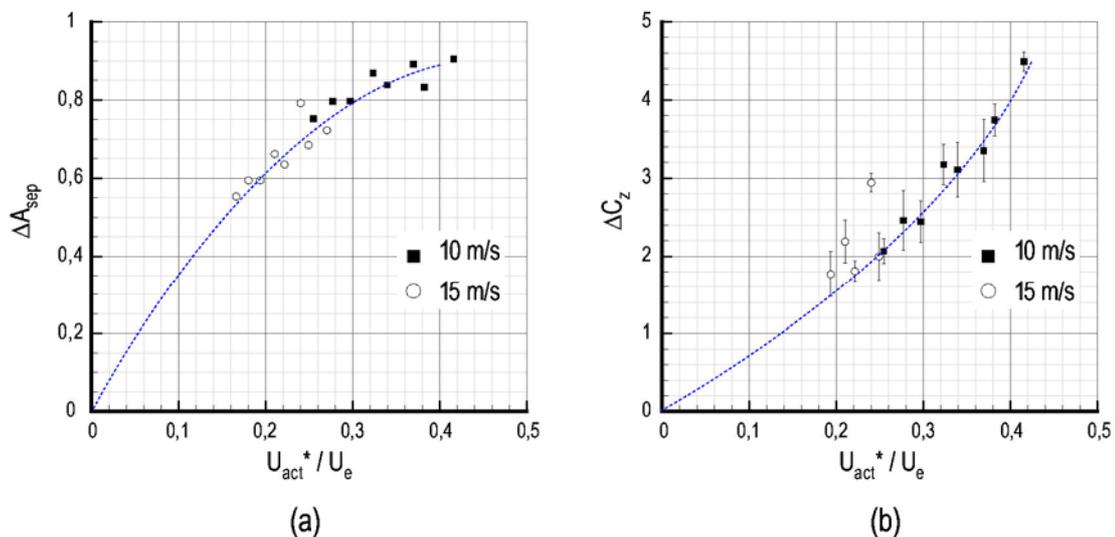


Figure 3.42 – Influence de la vitesse de l'écoulement amont sur (a) la réduction de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $\alpha_i = 10^\circ$ ).

Pour une vitesse induite de l'ordre de 40% de la vitesse de l'écoulement amont, la zone de recirculation est diminuée d'environ 90% (Figure 3.42a). En revanche, la diminution de  $A_{sep}$  n'est plus que de 60% lorsque  $U_{act}^*/U_e$  est de l'ordre de 20%. Ces résultats montrent que l'efficacité des actionneurs est moins importante lorsque  $U_\infty$  vaut 15 m/s.

Les mesures de balance sont en accord avec les mesures PIV. Le gain en portance  $\Delta C_z$  augmente avec  $U_{act}^*/U_e$ . Pour une vitesse induite de l'ordre de 40% de la vitesse de l'écoulement amont,  $\Delta C_z$  est de l'ordre de 4,5%. En revanche, le gain en portance n'est plus que de 2% lorsque  $U_{act}^*/U_e$  est de l'ordre de 20%.

Les essais n'ont pas été réalisés pour des vitesses de l'écoulement amont plus élevées car au-delà de 15 m/s, l'effet des actionneurs sur la zone de recirculation, et le gain en portance qui en découle, sont très peu significatifs. Les résultats présentés ici montrent que  $U_{act}^*/U_e$  semble être représentatif des limites de l'autorité des actionneurs  $A_{sc}$ . D'une manière plus générale, c'est la capacité des actionneurs DBD AC pilotés en mode continu à rattacher une couche limite turbulente séparée, par un mécanisme d'ajout de quantité de mouvement, qui semble être limitée ; cette limite est tributaire du rapport de la vitesse du vent ionique et de la vitesse locale de l'écoulement à manipuler.

### 4.3.3 Synthèse et discussion

L'objectif de ce paragraphe est de résumer l'ensemble des mesures réalisées pour les 39 configurations présentées au Tableau 3.4. Les résultats sont synthétisés en représentant le recouvrement de portance  $\Delta C_z / (\Delta C_z)_{\max}$  en fonction de la taille de la zone de recirculation  $A_{\text{sep}}$  (Figure 3.43).

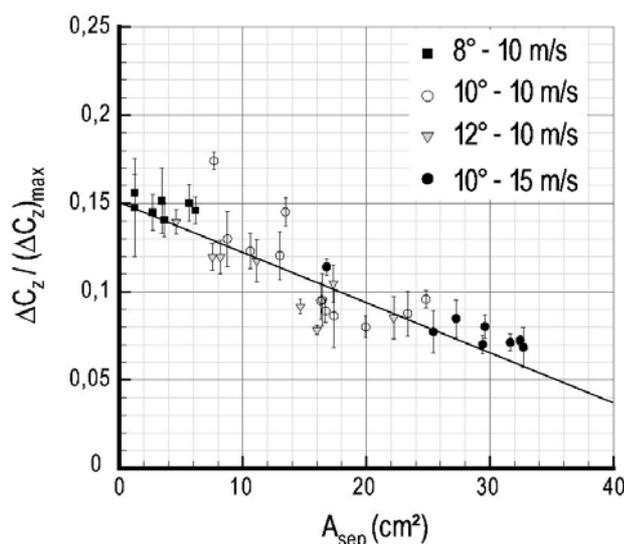


Figure 3.43 – Synthèse des résultats de l'étude paramétrique

En combinant les relations (E3.13) et (E3.16), il vient que la perte de portance du profil  $(\Delta C_z)_{\max}$  est directement proportionnelle à la taille de la zone de décollement sur l'extrados. D'après la Figure 3.43, le recouvrement de portance induit par la manipulation de l'écoulement suit la même tendance : il est proportionnel à la taille du bulbe manipulé. Plus la zone de recirculation de l'écoulement manipulé est petite, plus le recouvrement de portance est important. D'autre part, les résultats présentés sur la Figure 3.43 permettent de retrouver les principales limitations mises en avant précédemment. La diminution de la zone de recirculation, et le recouvrement de portance qui lui est associé, est d'autant plus importante que l'incidence et la vitesse de l'écoulement amont sont faibles. Les meilleurs résultats sont donc obtenus pour une incidence de 8° et une vitesse amont de 10 m/s. En d'autres termes, malgré des optimisations sur la position, l'efficacité des actionneurs, pour une plage de tensions donnée, diminue lorsque l'incidence du profil ou la vitesse de l'écoulement augmente.

La tendance linéaire observée sur la Figure 3.43 semble également indiquer que si il était possible de recoller l'écoulement pour toutes les incidences, en augmentant par exemple la vitesse du vent ionique, le gain en portance ne permettrait, au mieux, que de récupérer 15% de la perte de portance occasionnée par le décollement. Dans le cadre de cette étude, il faut donc noter que l'effet des actionneurs  $A_{\text{SC}}$  est relativement limité. En supposant qu'il soit possible de recoller l'écoulement pour toutes les incidences étudiées précédemment, ils ne permettraient quoiqu'il en soit de ne retrouver qu'une faible proportion des capacités de sustentation du profil. Deux raisons peuvent être invoquées pour expliquer en partie cette limitation des actionneurs  $A_{\text{SC}}$ . D'une part, ils n'agissent que sur 75% de l'envergure du profil et, d'autre part, ils ne permettent qu'une réduction, en moyenne, de la zone de recirculation. L'étude de

l'épaisseur de couche limite a en effet montré que le déficit de vitesse demeure important pour l'écoulement manipulé, même lorsque la zone de recirculation est diminuée de 95%.

Le gain en portance découlant de la manipulation de l'écoulement doit être confronté à la puissance électrique des actionneurs pour réellement évaluer leur efficacité. Il est relativement compliqué d'évaluer la puissance mécanique apportée à l'écoulement par la diminution de la zone de recirculation. Celle-ci est évaluée ici en ayant recours à la formulation classiquement utilisée dans le domaine des turbomachines pour calculer la puissance des aubes. Le gain de puissance mécanique  $\Delta P_{\text{mec}}$  apportée par les actionneurs à l'écoulement peut ainsi être évaluée par la relation :

$$\Delta P_{\text{mec}} = \left( \frac{1}{2} \rho S C_z U_\infty^3 \right) \Delta C_z \quad (\text{E3.17})$$

où  $\Delta C_z$  et  $C_z$  dépendent de l'incidence du profil. Ce gain de puissance mécanique est évaluée pour le groupe d'actionneurs  $n^\circ_{\text{act}19a21}$  pour des incidences de  $10^\circ$  et  $12^\circ$  à 10 m/s. C'est avec ce groupe d'actionneurs que la modification de la zone de recirculation la plus importante est observée. Au préalable, l'évolution de  $\Delta C_z$  avec la puissance électrique  $P_{\text{elec}}$  est déterminée (Figure 3.44).

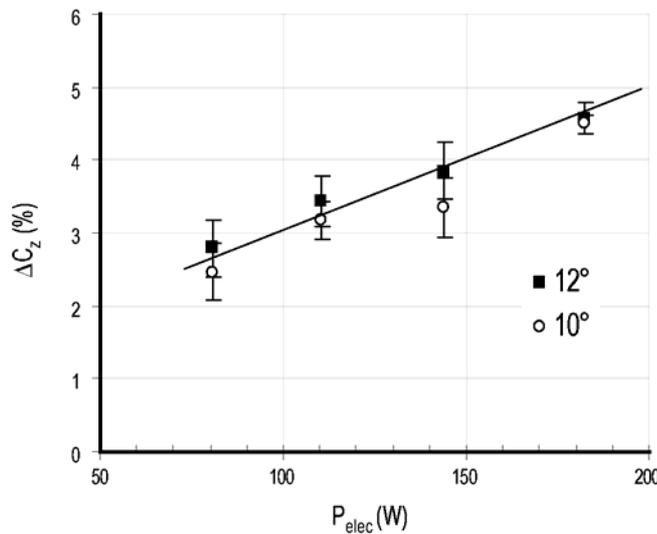


Figure 3.44 – Evolution de  $\Delta C_z$  en fonction de la puissance électrique ( $n^\circ_{\text{act}19a21}$ ,  $U_\infty = 10$  m/s)

Il apparaît que  $\Delta C_z$  évolue de manière linéaire avec la puissance électrique : le facteur de proportionnalité est de l'ordre de  $2.10^{-2} \% / \text{W}$  et dépend peu de l'incidence dans la gamme  $P_{\text{elec}} = [80 - 185 \text{ W}]$ . Le gain de puissance mécanique lié au recollement est calculée à partir de la relation (E3.17) pour le cas où  $P_{\text{elec}} = 100 \text{ W}$  en considérant que  $\Delta C_z \sim 3\%$ . La puissance mécanique gagnée vaut alors respectivement 19 W et 22 W pour  $\alpha_i = 10^\circ$  et  $12^\circ$ , ce qui implique que le rendement du groupe d'actionneurs  $n^\circ_{\text{act}19a21}$  est faible, de l'ordre de 20%. Si ce raisonnement est appliqué pour le même groupe d'actionneurs pour une vitesse de l'écoulement amont de 15 m/s, le rendement est de l'ordre de 45%<sup>1</sup>. Ce dernier résultat peut apparaître étonnant au vue des considérations exposées précédemment sur la diminution de l'autorité du contrôle avec l'augmentation de  $U_\infty$  ; néanmoins, il peut être expliqué par le fait que la puissance

<sup>1</sup> Pour  $U_\infty = 15$  m/s, le gain en portance est de l'ordre de 2% pour une puissance électrique de 100 W.

mécanique gagnée et évaluée par la relation (E3.17) dépend du cube de la vitesse alors que, dans ce cas,  $\Delta C_z$  est du même ordre de grandeur pour 10 m/s et 15 m/s.

L'étude paramétrique a été conduite pour une tension maximale de 13 kV. D'après les résultats exposés au Chap2, il est possible de déterminer le gain en portance qu'il serait théoriquement possible d'obtenir avec les actionneurs  $A_{SC}$  en considérant le point de fonctionnement limite de l'actionneur. En effet, la vitesse maximale pouvant être induite par l'actionneur est théoriquement atteinte lorsque la décharge passe au régime filamentaire à une tension proche de la tension de claquage du diélectrique ( $U_{act}^* \sim 7$  m/s). Pour  $f_{HV} = 1$  kHz, la puissance électrique caractéristique du passage au régime filamentaire est égale à 1,6 W/cm. Dans le cas présent, la largeur des trois actionneurs est  $l_{act} = 0,75$  m. Le report de cette limite sur la Figure 3.44 conduit à une projection pour  $\Delta C_z$  de l'ordre de 7,5% pour la configuration d'actionneurs  $n_{act}^o_{19a21}$ , impliquant un rendement maximal théorique inférieur à 60% pour  $\alpha_i \leq 12^\circ$  à 10 m/s.

Aux considérations précédentes, s'ajoute le fait que les mesures de traînée qui n'ont pas été présentées dans cette étude, ont montré que l'augmentation de portance obtenu avec les actionneurs  $A_{SC}$  s'accompagnent systématiquement d'une augmentation de la traînée du même ordre de grandeur<sup>2</sup>. Cette dernière remarque, ajoutée aux résultats présentés dans cette synthèse, conduisent à dire que les actionneurs DBD AC pilotés en continu ne sont vraisemblablement pas de bons candidats au contrôle de la séparation turbulente en bord de fuite pour des applications à des échelles et à des vitesses réalistes.

## 5 Synthèse et perspectives

Les principaux résultats obtenus au cours de l'application de l'actionneur  $A_{SC}$  pour la modification de la transition laminaire-turbulente et du décollement sont synthétisés ici de manière à dégager les perspectives de ce travail.

### Synthèse

La première application de l'actionneur  $A_{SC}$  concerne la modification de la transition laminaire-turbulente de l'écoulement sur une plaque plane ( $U_\infty = 10$  m/s,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). La couche limite naturelle se développe en présence d'un gradient de pression favorable, de l'ordre de -8 Pa/m, dans la section du montage bidimensionnel. Le calcul des paramètres de couche limite ( $\delta_{99}$  et  $H$ ) conduit à identifier la position du début de la transition à  $Re_{crit} \sim 2,9 \cdot 10^5$ , en accord avec l'observation des profils de vitesse moyenne. Un actionneur  $A_{SC}$ , situé en amont de la transition naturelle ( $Re = 1,6 \cdot 10^5$ ), est piloté en continu ( $V_{HV} = 12$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz) et permet de la retarder d'environ 100 mm. L'analyse des profils de vitesse moyenne révèle que l'écoulement manipulé est accéléré au niveau de la décharge et en aval de celle-ci sur une distance de l'ordre de 20 fois la longueur du plasma. L'ajout de vitesse dans la couche limite manipulé est de l'ordre de grandeur de la vitesse du vent ionique, mesurée dans l'air au repos. D'autre part, le transfert de quantité de mouvement au-dessus de la décharge

<sup>2</sup> Il faut souligner ici que l'augmentation de la traînée peut également être attribuée au fait que l'action porte sur uniquement 75% de l'envergure et que, par conséquent, des effets tridimensionnels apparaissent certainement au-dessus du profil, contribuant à augmenter la traînée.

correspond à un forçage linéaire de la couche limite laminaire à la fréquence  $f_{HV}$ . Ce forçage se traduit par la présence d'un pic de  $U_{RMS}$  important de l'ordre de 15% de  $U_e$  en très proche paroi, à proximité de l'interface plasma – air ambiant. En aval de la décharge, lorsque les profils de vitesse moyenne portent encore la signature d'un ajout de quantité de mouvement (accélération en proche paroi), les profils de  $U_{RMS}$  sont également modifiés. La vitesse  $U_{RMS}$  est plus importante et les fluctuations se diffusent sur une distance à la paroi plus importante. En revanche, lorsque les profils de vitesse de l'écoulement manipulé ne porte plus la signature de l'ajout de quantité de mouvement par l'actionneur, une stabilisation de ceux-ci est observée. Cette stabilisation se manifeste par une diminution du niveau de  $U_{RMS}$  sur la bande de fréquences correspondant aux instabilités naturellement présentes dans la couche limite. Le retard de la transition sur la plaque plane entraîne une diminution du coefficient de frottement locale et relativement modeste.

La seconde application de l'actionneur  $A_{SC}$  porte sur la modification du décollement turbulent en bord de fuite d'un profil ( $U_\infty = 10$  m/s,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). L'intégration de 27 actionneurs  $A_{SC}$  de 2,5 à 80% de corde sur l'extrados de la maquette (75% de l'envergure) ne modifie pas de manière notable ni la topologie de l'écoulement naturel, ni la portance du profil en fonction de l'incidence. La modification du décollement est étudiée pour des incidences comprises entre 8 et 12° correspondant à des longueurs du bulbe de recirculation au-dessus du profil comprises entre 0,2 et 0,4 m. Les mesures PIV montrent que les actionneurs ne parviennent à rattacher l'écoulement qu'en moyenne. Une étude paramétrique sur la surface d'action, sur la position et sur la tension des actionneurs est réalisée. De plus, l'efficacité des actionneurs est également étudiée pour une vitesse de l'écoulement amont de 15 m/s. De l'étude paramétrique menée sur la surface d'action, il ressort, qu'à iso-puissance, plusieurs actionneurs s'avèrent plus efficaces qu'un seul. Toutefois, la configuration d'actionneurs multiples n'améliore pas de manière très significative l'effet sur le recollement. L'étude menée sur l'influence de la position des actionneurs indique qu'il est plus efficace d'agir en amont ou niveau du point de séparation moyen naturel de l'écoulement. Les essais montrent par ailleurs les limites des actionneurs DBD, pilotés en continu, vis-à-vis de la taille de la zone de recirculation d'une part, de la vitesse de l'écoulement amont d'autre part. Au-delà de 15 m/s, l'effet des actionneurs devient négligeable ; à partir d'une incidence de 10°, les actionneurs ne parviennent pas à rattacher complètement l'écoulement sur le profil. La synthèse de l'étude paramétrique montre que l'effet des actionneurs permet d'augmenter la portance du profil, en récupérant environ 15% de la perte de portance occasionnée par le décollement. Une estimation de la puissance mécanique gagnée grâce au recollement de l'écoulement par les actionneurs est finalement proposée. Il apparaît que, pour une position et un nombre d'actionneurs optimisés, la puissance électrique consommée par les décharges plasmas est toujours supérieure à la puissance mécanique gagnée.

### *Perspectives*

La possibilité de retarder ou de déclencher la transition résulte probablement de la compétition entre la stabilisation des profils de vitesse par ajout de quantité de mouvement et l'introduction d'instabilités à l'intérieur de la couche limite par la décharge. La position de l'actionneur vis-à-vis du développement de la couche limite naturelle est très certainement déterminante pour que l'un de ces mécanismes devienne prépondérant devant l'autre. Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude par

une étude paramétrique sur la position de l'actionneur vis-à-vis de la position de la transition naturelle. L'objectif est de réussir à dégager des paramètres caractéristiques permettant d'expliquer l'interaction entre l'actionneur DBD et la couche limite laminaire. A cet égard, les résultats présentés ici semblent indiquer que la hauteur de diffusion du vent ionique vis-à-vis de l'épaisseur de couche limite pourrait être un paramètre intéressant. La hauteur de diffusion peut être variée à partir des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ) de l'actionneur. Enfin, des essais supplémentaires doivent être réalisés afin d'évaluer la possibilité de retarder la transition pour des vitesses de l'écoulement amont plus importantes.

Les essais sur le profil BMVR1 ont montré la limite de l'ajout de quantité de mouvement par les actionneurs  $A_{SC}$  lorsque ceux-ci sont pilotés en continu. De manière à déterminer s'ils peuvent intervenir sur la dynamique instationnaire du décollement, il serait utile de caractériser l'écoulement au-dessus du profil et dans son sillage par des mesures de vitesse résolues en temps. Ces mesures permettraient vraisemblablement d'identifier des instabilités naturelles associées au détachement tourbillonnaire sur l'extrados. L'objectif serait alors d'évaluer la possibilité de modifier ces instabilités naturelles en pilotant les actionneurs en mode instationnaire. Afin de réaliser de tels essais, il est indéniable que des efforts supplémentaires doivent être réalisés sur l'intégration des actionneurs et, plus particulièrement, sur leurs connectiques électriques. Des essais préliminaires ont en effet révélé que le passage à l'arc est relativement fréquent lorsque les actionneurs sont pilotés en mode instationnaire pour les mêmes paramètres géométriques que ceux retenus dans le cadre de l'étude sur le profil BMVR1. D'autre part, l'intégration des actionneurs sur le profil n'a pas permis de débiter l'action au bord d'attaque avant 3% de corde. Une nouvelle solution d'intégration doit donc être envisagée afin de pouvoir agir en amont du bulbe de recirculation formé au bord d'attaque. Noyer une électrode cylindrique au niveau du point d'arrêt pourrait s'avérer être une solution. Par ailleurs, envisager une action au bord d'attaque dans le sens transversal à la direction de l'écoulement amont, en mode instationnaire, pourrait vraisemblablement permettre de manipuler la transition et peut-être empêcher la formation du bulbe. Une prochaine étude pourrait également consister à étudier la dynamique de l'écoulement autour du profil. L'objectif serait notamment de déterminer si le recollement de l'écoulement aux faibles incidences permet de supprimer la formation du bulbe au bord d'attaque lorsque l'incidence est progressivement augmentée.



# Chapitre 4 > Application sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile

<b>1 Introduction .....</b>	<b>217</b>
<b>2 Eléments bibliographiques .....</b>	<b>218</b>
2.1 Présentation du modèle de Ahmed et al.....	218
2.2 Cas de l'écoulement tridimensionnel de type bicorps .....	220
<b>3 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs.....</b>	<b>221</b>
3.1 Réalisation des maquettes et montage dans la soufflerie .....	221
3.2 Intégration des actionneurs.....	223
3.3 Moyens de mesures expérimentaux et traitement des données .....	226
<b>4 Caractérisation de l'écoulement naturel.....</b>	<b>231</b>
4.1 Caractérisation du bulbe décollé sur la lunette arrière.....	231
4.1.1 Description de l'écoulement moyen .....	232
4.1.2 Comparaison entre les maquettes.....	233
4.1.3 Spécification instationnaire.....	234
4.2 Caractérisation de la structure torique au culot.....	236
4.2.1 Description de l'écoulement moyen .....	236
4.2.2 Comparaison entre les maquettes.....	237
4.2.3 Spécification instationnaire.....	239
4.3 Caractérisation des tourbillons longitudinaux .....	240
4.4 Caractérisation de la traînée aérodynamique .....	242
4.5 Objectifs du contrôle prédéterminé.....	243
<b>5 Caractérisation de l'écoulement manipulé.....</b>	<b>244</b>
5.1 Etude préliminaire .....	244
5.1.1 Action sur le bulbe décollé .....	244
5.1.2 Action sur les tourbillons longitudinaux.....	246
5.2 Action en mode continu sur le bulbe décollé.....	249
5.2.1 Etude paramétrique .....	249
5.2.2 Topologie de l'écoulement moyen .....	256
5.2.3 Spécification instationnaire à hauteur de la lunette et au culot.....	259
5.3 Action en mode instationnaire sur le bulbe décollé .....	260
5.3.1 Spécification instationnaire à hauteur de la lunette et au culot.....	261
5.3.2 Caractérisation de la traînée aérodynamique.....	263

**6 Synthèse et perspectives.....266**

---

## 1 Introduction

Dans ce chapitre, l'efficacité de l'actionneur  $A_{DC}$ , piloté dans les modes continu et instationnaire, est étudiée dans le cas de la modification de l'écoulement autour d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile, jusqu'à  $Re = 1,7 \cdot 10^6$  ( $U_\infty = 35$  m/s)<sup>65</sup>.

**Chap4§2.** Tout d'abord, quelques éléments bibliographiques relatifs à la topologie de l'écoulement autour de la géométrie retenue sont rappelés (corps de Ahmed). Les principales structures tourbillonnaires présentes dans le cas de l'écoulement tridimensionnel de type bicorps sont décrites. Il s'agit du bulbe décollé sur la lunette arrière, des structures tourbillonnaires au culot et des structures longitudinales au niveau des arrêtes latérales de la lunette. Quelques éléments sur la dynamique instationnaire de l'écoulement de sillage sont également présentés.

**Chap4§3.** Une maquette représentant le corps de Ahmed à l'échelle 1 avec une inclinaison de la lunette à  $25^\circ$  est étudiée en soufflerie. Celle-ci est équipée d'actionneurs  $A_{DC}$  en configuration multiple disposés sur la lunette arrière. Plusieurs moyens expérimentaux sont mis en œuvre pour étudier l'écoulement : mesures de vitesse dans le sillage par PIV et par anémométrie à fil chaud 1D. L'efficacité des actionneurs est déterminée par des mesures de la traînée par balance aérodynamique stationnaire.

**Chap4§4.** Les différentes structures tourbillonnaires se développant autour de la maquette équipée des actionneurs sont étudiées sans contrôle. La topologie de l'écoulement naturel, en fonction du nombre de Reynolds, est comparée à la littérature afin d'évaluer l'intrusivité des actionneurs. Les trois types de structures classiquement décrites à l'arrière du corps de Ahmed sont mis en évidence. La comparaison avec la littérature montre que la topologie de l'écoulement naturel est sensible à l'état de surface sur la lunette ; ce que confirment les mesures de la traînée aérodynamique. Une spécification fréquentielle de la dynamique des structures à hauteur de la lunette et au culot complète la caractérisation de l'écoulement naturel.

**Chap4§5.** La manipulation de l'écoulement par les actionneurs  $A_{DC}$  débute par une étude préliminaire pour déterminer leur potentiel de modification, d'une part, du bulbe décollé et, d'autre part, des tourbillons longitudinaux. Plusieurs paramètres tels que le nombre, la position ou la tension des actionneurs sont testés avec pour objectif de dégager une configuration optimale lorsque les actionneurs sont utilisés en mode continu. L'étude se focalise ensuite sur la manipulation du bulbe décollé pour un seul actionneur piloté en mode instationnaire. L'objectif est d'évaluer le potentiel du contrôle sur les instabilités naturelles identifiées au cours de la caractérisation de l'écoulement naturel. Enfin, des considérations sur l'influence de la taille de la maquette sont présentées en évoquant les différences observées sur les mesures d'efforts aérodynamiques pour une maquette à l'échelle 0,7.

<sup>65</sup> Dans ce chapitre, le nombre de Reynolds est calculé en prenant comme longueur de référence la longueur du corps de Ahmed ( $L_A$ ).

## 2 Eléments bibliographiques

La revue bibliographique générale sur le contrôle des écoulements (Chap1§3) a permis d'identifier le rôle prépondérant des structures décollées, comme source majeure de traînée de pression pour un véhicule terrestre. L'attention des aérodynamiciens dans le domaine automobile est donc principalement focalisée sur ces structures qui alimentent le sillage du véhicule avec pour objectif de piloter leur dynamique. C'est notamment le cas pour les structures tourbillonnaires qui se forment à l'arrière du véhicule, celles-ci constituant la principale source de traînée. Depuis une dizaine d'années, les recherches visant à valider le potentiel d'actionneurs pour le domaine automobile (aspiration, soufflage, jets synthétiques, MEMS) sont menées sur des géométries simplifiées de véhicule automobile, qui dérivent du modèle générique proposé par [Ahmed'84], dit corps de Ahmed. La manipulation de l'écoulement par les actionneurs plasma développés au cours de cette thèse est étudiée sur cette géométrie, dont les principales caractéristiques aérodynamiques sont rappelées dans la suite, de manière non exhaustive.

---

### 2.1 Présentation du modèle de Ahmed et al.

Le modèle proposé par [Ahmed'84] représente une géométrie simplifiée de véhicule automobile, à l'échelle  $\frac{1}{4}$  par rapport à un véhicule réel, dépourvue de tout appendice géométrique (Figure 4.1a). L'avant de la géométrie est arrondi, ce qui permet de s'affranchir des structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent en réalité sur les arêtes latérales du pare-brise [Lehuteur'07]. A la jonction avec le pavillon, la partie arrière de la maquette est constituée d'une lunette de biais et d'un culot droit. Le principe du modèle proposé par [Ahmed'84] consiste à conserver la longueur de la lunette constante (222 mm) lorsque l'inclinaison  $\alpha_A$  de la lunette est modifiée pour reproduire différentes topologies d'écoulement de sillage. La géométrie repose sur quatre pieds qui définissent la garde au sol et le soubassement de la maquette est plan et lisse. La longueur totale du modèle original proposé par [Ahmed'84] est de 1,044 m ; c'est cette maquette qui sert de référence et qui est couramment désignée dans la littérature comme étant la maquette à l'échelle 1. De nombreux travaux portent sur des maquettes similaires à des échelles différentes. Dans la suite, les désignations A1 et A0,7 seront relatives au corps de Ahmed respectivement aux échelles 1 et 0,7.

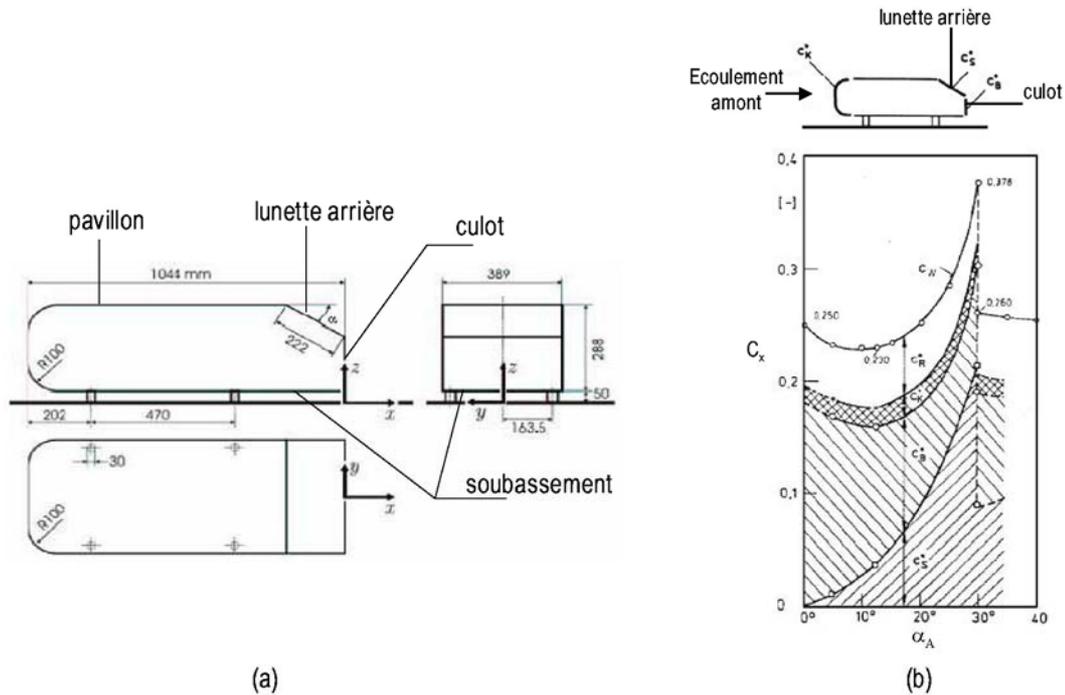


Figure 4.1 – (a) Schéma du corps de Ahmed et (b) mesure du coefficient de traînée ( $Re = 4.10^6$ ) d'après [Ahmed'84]

A partir de mesures de la traînée aérodynamique, [Ahmed'84] indique deux valeurs critiques pour l'inclinaison de la lunette arrière ( $Re = 4.10^6$ ). Pour  $\alpha_A = 12^\circ$ , la traînée du corps de Ahmed est minimale tandis qu'elle est maximale lorsque  $\alpha_A = 30^\circ$  (Figure 4.1b). Ces résultats sont en accord avec les performances aérodynamiques des véhicules réels, déterminés en soufflerie, en fonction de la forme de leur arrière corps [Gallas'o8]. De plus, l'évolution de la topologie de l'écoulement en aval du corps de Ahmed en fonction de  $\alpha_A$  est bien représentative des écoulements observés autour des véhicules réels<sup>66</sup> [Leclerc'o8].

Les deux valeurs critiques identifiées pour la traînée aérodynamique sont corrélées à deux régimes d'écoulement différents. Pour  $\alpha_A < 12^\circ$  et  $\alpha_A > 30^\circ$ , l'écoulement est de type « écoulement de culot bidimensionnel » ; pour  $12^\circ < \alpha_A < 30^\circ$ , l'écoulement est dit « écoulement tridimensionnel de type bicorps ». Ces deux régimes d'écoulement correspondent à la présence de structures tourbillonnaires différentes autour de la maquette.

Dans le cadre de cette thèse, la configuration d'écoulement tridimensionnel a été retenue. C'est celle qui est utilisée dans la plupart des travaux de recherche actuels portant sur le contrôle d'écoulement ou sur la dispersion de polluant dans le sillage d'un véhicule automobile [Gosse'o5], [Rouméas'o6], [Beaudouin'o8], [Leclerc'o8]. En effet, cette configuration est étudiée de part la valeur élevée du coefficient de traînée et la présence de trois types de structures différentes à l'arrière de la maquette, qui offrent plusieurs perspectives pour le contrôle d'écoulement. A noter qu'elle correspond à des véhicules réels plutôt de type berlines. Des informations portant sur la topologie de l'écoulement moyen peuvent être tirées de la littérature, plus particulièrement, pour une lunette inclinée à  $25^\circ$  ; c'est la raison pour laquelle cette géométrie a été retenue dans le cadre de cette thèse.

<sup>66</sup> Dans le cas des études qui ne considèrent pas l'effet d'avancement du sol.

## 2.2 Cas de l'écoulement tridimensionnel de type bicorps

Pour une inclinaison  $\alpha_A$  supérieure à  $12^\circ$ , l'écoulement sur la lunette arrière devient tridimensionnel. [Ahmed'84] observe que l'écoulement décolle puis recolle sur la partie centrale de la lunette arrière. Ce bulbe de décollement, qui se forme à partir de la rupture de pente avec le pavillon, est représenté sur la Figure 4.2a selon le schéma proposé par [Spohn'02] à partir de l'analyse de visualisations pariétales des lignes de frottement. A partir de simulations numériques, [Hinterberger'04] montre que l'écoulement recolle sur le bas de lunette arrière de manière intermittente (Figure 4.2b). De plus, ces simulations numériques confirment les observations expérimentales de [Ahmed'84] : une structure torique se forme également en appui sur le culot de la maquette. Le sillage du corps de Ahmed est finalement caractérisé par la présence de deux tourbillons longitudinaux qui se forment au-dessus des arrêtes latérales de la lunette arrière ; ils sont visualisés par cavitation dans l'eau par [Beaudouin'08] (Figure 4.2c) ; le tourbillon longitudinal observée sur l'arête gauche de la lunette est également représenté sur le schéma de [Spohn'02].

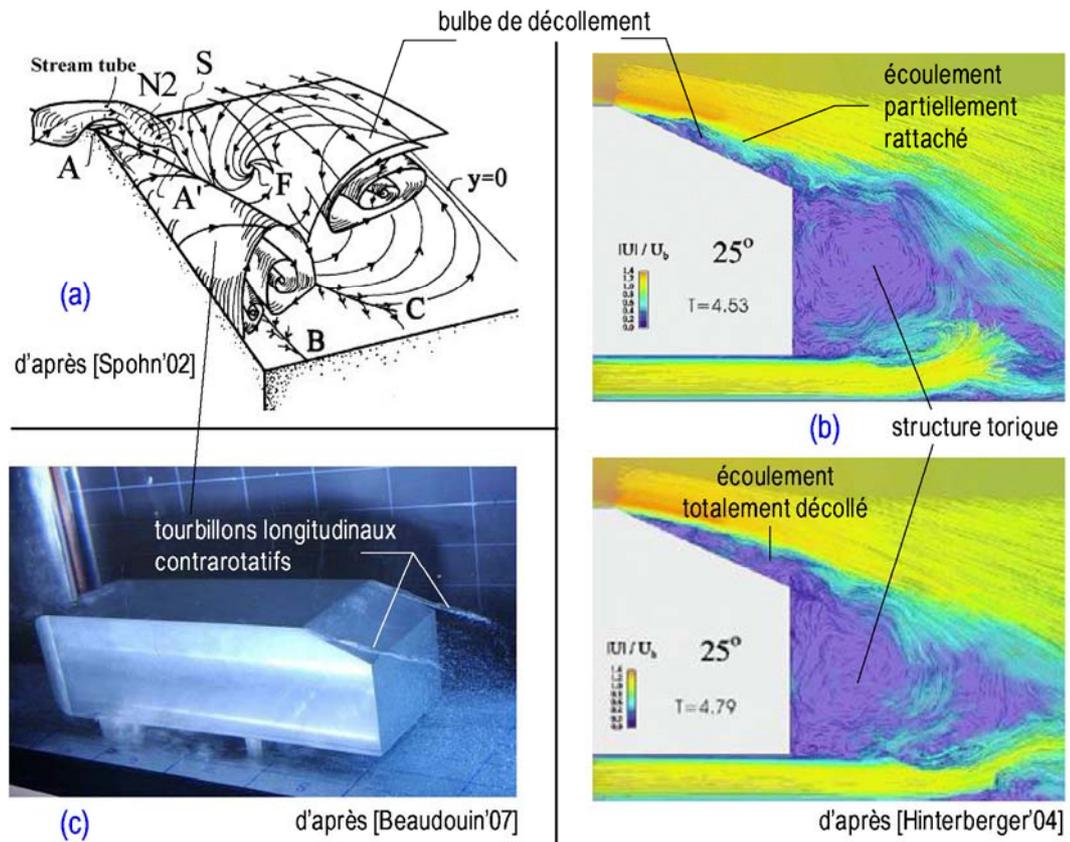


Figure 4.2 – Topologie de l'écoulement moyen autour du corps de Ahmed : (a) schéma d'après des visualisations pariétales, (b) simulations LES et (c) visualisation par cavitation

Dans sa thèse, [Leclerc'08] estime la contribution de chacune des structures précédentes à la traînée globale par des mesures de pression statique à la paroi d'un corps de Ahmed à l'échelle 0,7 ( $\alpha_A = 25^\circ$ ). Le bulbe de décollement sur la lunette arrière contribue à hauteur de 34%, les structures longitudinales à hauteur de 12% et celles en

appui au culot à hauteur de 44%. D'après ses résultats, les trois structures sont donc responsables de près de 90% de la traînée globale du corps de Ahmed ( $Re = 1,2 \cdot 10^6$ ).

La caractérisation instationnaire de l'écoulement dans le sillage du corps de Ahmed est un thème encore peu abordé dans la littérature. Dans [Vino'05], les auteurs rapportent des mesures à l'aide d'une sonde de pression statique instationnaire au culot ( $\alpha_A = 30^\circ$ ). Les spectres de puissance mettent en évidence l'émergence d'un pic caractéristique de l'instabilité de Von Karman. Le nombre de Strouhal de cette instabilité, basé sur la racine carrée de la surface frontale de la maquette, augmente légèrement, de 0,36 à 0,39 avec l'augmentation du nombre de Reynolds de  $5,5 \cdot 10^5$  à  $7,7 \cdot 10^5$ . Dans cette même étude, les auteurs relèvent par ailleurs que le coefficient de traînée de la maquette diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Des expériences comparables menées par [Sims-Williams'03] montrent que le nombre de Strouhal associé au lâché alternatif de tourbillons au culot est du même ordre de grandeur pour des inclinaisons de lunette arrière de 25 et 30°, lorsque l'écoulement moyen est attaché sur le bas de la lunette.

L'objectif de réduction de traînée passe donc par la réduction de la taille des structures au-dessus du corps de Ahmed car celles-ci engendrent des pertes de pression importantes dans le sillage de la maquette. Du point de vue du contrôle, l'objectif est de réussir à piloter la dynamique instationnaire de ces structures.

### 3 Dispositif expérimental, métrologie et intégration des actionneurs

Les principaux résultats présentés dans la suite sont relatifs à l'utilisation d'une maquette représentant le corps de Ahmed à l'échelle 1. Des résultats complémentaires, issus d'une étude réalisée par l'Institut PRISME dans le cadre d'un benchmark pour le CNRT R2A [Weber'08], sont également présentés ; ceux-ci sont relatifs à l'utilisation d'une maquette à l'échelle 0,7. Tous les essais ont été réalisés dans la veine principale de la soufflerie Lucien Malavard, décrite précédemment dans le cas de l'étude du profil BMVR1 (voir Figure 3.26).

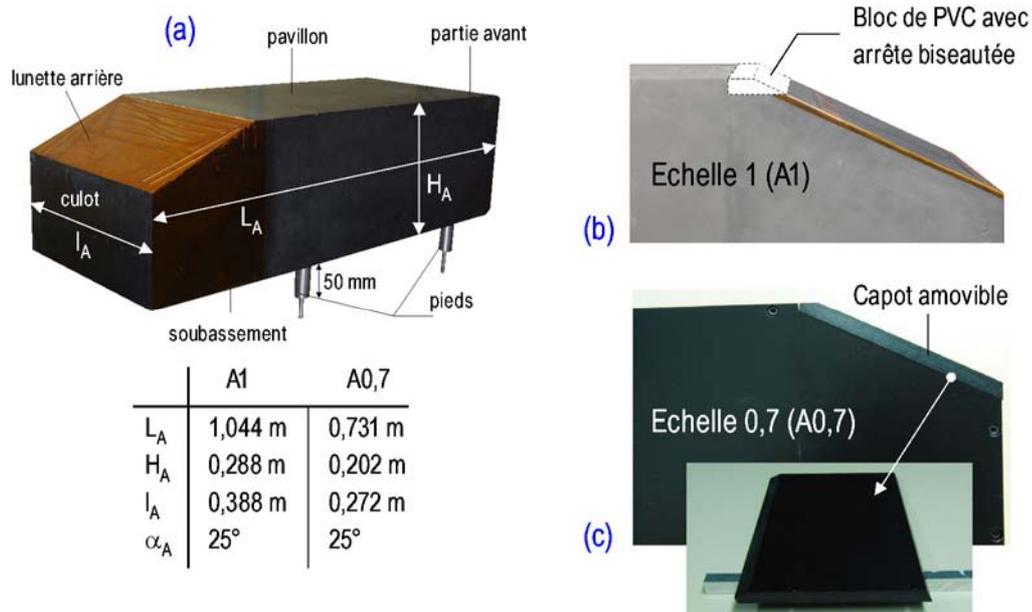
#### 3.1 Réalisation des maquettes et montage dans la soufflerie

La maquette à l'échelle 1 est réalisée par un assemblage de plaques en bois de 25 mm d'épaisseur tandis que la maquette à l'échelle 0,7 est constituée d'un assemblage de plaques en PVC noir de 12 mm d'épaisseur. Dans les deux cas, les pieds de la maquette sont cylindriques et usinés en aluminium. Les principales côtes des deux maquettes sont rappelées à la Figure 4.3a. Pour le corps de Ahmed à l'échelle 1, la longueur de la maquette  $L_A$  est de 1,044 m, sa hauteur  $H_A$  est de 0,288 m et sa largeur  $l_A$  est de 0,388 m.

Le nombre de Reynolds utilisé dans ce chapitre est basé sur la longueur  $L_A$ . La longueur de référence utilisée pour calculer le nombre de Strouhal est la racine carrée du maître couple, c'est-à-dire  $\sqrt{H_A l_A}$ .

De part leur conception, l'état de surface des deux maquettes n'est donc pas rigoureusement le même. Les raccords de la maquette à l'échelle 1 sont enduits et polis

au papier de verre ; l'état de surface final est assuré par une couche de peinture noire. Une autre différence repose sur la technique retenue pour réaliser l'arrête, qui doit être la plus franche possible. En effet, des tests préliminaires ont montré que lorsque l'arrête est réalisée par un contact linéique entre deux plaques (typiquement entre le pavillon et la lunette), la topologie de l'écoulement observé à l'arrière de la maquette n'est pas en accord avec la littérature : le bulbe de décollement n'est pas présent. La technique finalement retenue ici consiste à usiner l'arrête entre le pavillon et la lunette dans une même pièce. Dans le cas du corps de Ahmed à l'échelle 1, l'arrête est usinée dans un bloc de PVC qui est ensuite intégré au reste de la maquette (Figure 4.3b). Dans le cas du corps de Ahmed à l'échelle 0,7, l'arrête est usinée directement sur la plaque en PVC qui constitue la lunette arrière : la jonction avec le reste de la maquette est réalisée au niveau du pavillon, 20 mm avant l'arrête (Figure 4.3c). Cette dernière solution est la plus satisfaisante, tant du point de vue de l'état de surface de la maquette, que de l'intégration des actionneurs. En effet, dans ce dernier cas, la lunette arrière constitue un capot qu'il est possible d'instrumenter indépendamment du reste de la maquette.



La maquette est posée sur un plateau en aluminium de 3 m x 2 m afin de limiter le développement de la couche limite en amont du corps de Ahmed (Figure 4.4). L'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$  sur le plateau est ainsi théoriquement comprise entre  $1,7 \cdot 10^{-2}$  et  $1,2 \cdot 10^{-2}$  m pour des vitesses de l'écoulement entre 1 et 50 m/s. Le plateau est muni d'un bord d'attaque profilé et d'un volet réglable en bord de fuite (incliné à  $2,5^\circ$ ) afin d'assurer une répartition de pression homogène sur le plateau. Les pieds de la maquette sont fixés à une plaque en aluminium à l'intérieur du plateau qui est solidaire d'un mât, lui-même solidaire de la balance aérodynamique. Le mât de la balance est caréné pour limiter la perturbation de l'écoulement qu'il occasionne sous le plateau. La maquette est placée à l'horizontal et son dérapage est nul. Le soubassement est situé à une hauteur de 50 mm du plateau pour les deux maquettes.

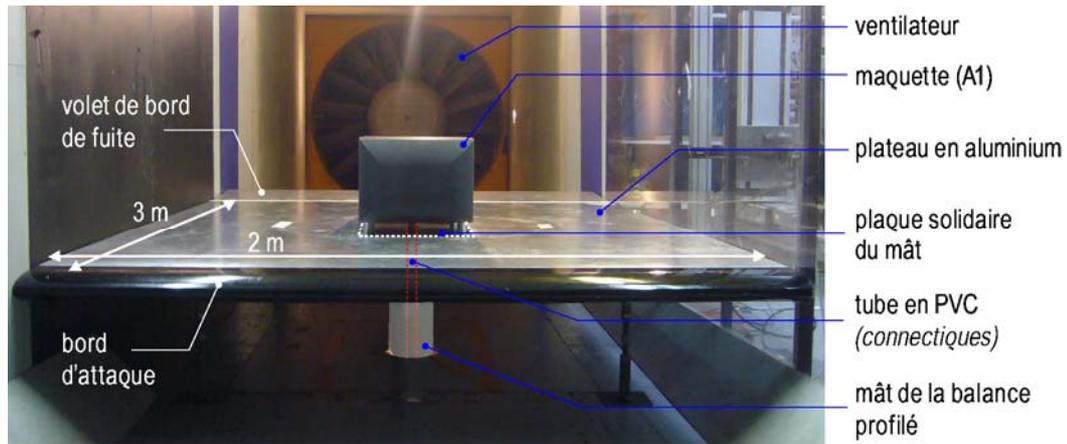


Figure 4.4 – Montage du corps de Ahmed dans la veine principale de la soufflerie Lucien Malavard

### 3.2 Intégration des actionneurs

#### *Caractéristiques des actionneurs $A_{DC}$*

Tous les actionneurs utilisés dans ce chapitre sont des actionneurs  $A_{DC}$  disposés en configuration multiple ( $L_{HT} = 2 \text{ mm}$ ,  $g = 3 \text{ mm}$ ,  $L_{gnd} = 6 \text{ mm}$ ,  $D_{act} = 10 \text{ mm}$ ). Pour  $D_{act} = 10 \text{ mm}$ , un cumul du vent ionique moyen de l'ordre de  $0,5 \text{ m/s}$  est observé entre chaque couple d'actionneurs, dans l'air au repos, sur la gamme  $V_{HV} = [10 - 16 \text{ kV}]$ . La fréquence du signal sinusoïdal alimentant les actionneurs est fixée pour toute l'étude à  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ .

Dans la suite, la vitesse du vent ionique dans la zone d'accélération  $U_{act}^*$  est estimée à partir de la relation (E2.6). Dans la zone de diffusion du vent ionique, l'évolution de la vitesse  $U_{act,max}$  et de la hauteur de diffusion  $\delta_{1/2}$  sont estimées respectivement à partir des relations (E2.14) et (E2.15)<sup>67</sup>.

Le principe d'intégration des actionneurs  $A_{DC}$  est le même pour les deux maquettes A1 et A0,7. L'intégration est réalisée en décaissant la lunette arrière à une distance de  $2 \text{ mm}$  de la rupture de pente ; le décaissement est effectué sur une épaisseur de  $2 \text{ mm}$  sur toute l'envergure de la maquette (Figure 4.5a). Le début de l'action, c'est-à-dire le début de la zone de plasma vis-à-vis de la rupture de pente est toujours situé à une distance de  $6 \text{ mm}$ .

La même nomenclature que celle employée au Chap3§4 pour désigner les actionneurs est utilisée ici : l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  désigne l'actionneur situé sur le haut de la lunette, c'est-à-dire au plus proche de l'arrête avec le pavillon. Pour les deux maquettes, les seules différences entre les actionneurs résident dans leur largeur  $l_{act}$  dans le sens transversal.

<sup>67</sup> Les relations (E2.6), (E2.14) et (E2.15) ont été établies pour l'actionneur  $A_{SC}$  et non pour l'actionneur  $A_{DC}$ . Dans ce chapitre, l'hypothèse est faite qu'elles restent valables dans le cas de l'actionneur  $A_{DC}$  en utilisant la tension de claquage  $V_0$  propre à cet actionneur ( $V_0 = 6,2 \text{ kV}$ ).

### *Corps de Ahmed à l'échelle 1*

Pour le corps de Ahmed à l'échelle 1, un premier montage A1\_M1 est utilisé de manière à évaluer le potentiel de manipulation du bulbe de décollement sur la lunette arrière, d'une part, et des tourbillons marginaux sur les arrêtes latérales, d'autre part. Dans le cas de ce montage, le positionnement et la largeur des actionneurs ont été déterminés à partir de visualisations pariétales réalisées à l'Institut PRISME par [Thacker'09], sur la même maquette ( $Re = 2.10^6$ ) avant l'intégration des actionneurs (Figure 4.5b). Un premier groupe de six actionneurs  $A_{DC}$  a été positionné de manière à confiner la surface d'action dans le bulbe de décollement ( $n^{\circ}_{act1a6}$ ). Un deuxième ( $n^{\circ}_{act7a8}$ ) et un troisième groupe ( $n^{\circ}_{act7^*a8^*}$ ) de deux actionneurs sont positionnés sur la ligne moyenne formée par les tourbillons longitudinaux, près des arrêtes latérales de la lunette arrière. Pour ces deux derniers groupes, deux configurations ont été testées suivant que le vent ionique est orienté dans le sens de l'enroulement des tourbillons ou dans le sens contraire. A noter que chaque actionneur est indépendant des autres et peut être remplacé en cas de claquage du diélectrique.

Pour l'étude du mode instationnaire présentée au Chap4§5.3, un second montage sur le corps de Ahmed à l'échelle 1 est utilisé (A1\_M2). Il est constitué d'un seul actionneur situé au niveau de la rupture de pente (Figure 4.5b) ; il s'agit du même actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  que celui utilisé pour le montage A1\_M1 sur le haut de la lunette<sup>68</sup>. A noter que la photographie du montage A1\_M2 fait apparaître deux autres actionneurs sur la lunette arrière. Ceux-ci ne sont toutefois pas utilisés dans le cadre de la présente étude ; ils sont l'objet d'un commentaire dans la toute dernière partie de ce chapitre (Chap4§6).

### *Corps de Ahmed à l'échelle 0,7*

Pour les essais sur la maquette A0,7, quatre actionneurs sont positionnés sur la lunette arrière ( $n^{\circ}_{act1a4}$ ) ; leur position est la même que celle des actionneurs  $n^{\circ}_{act1a4}$  du montage A1\_M1.

---

<sup>68</sup> Lorsque la lunette arrière n'est pas totalement recouverte d'actionneurs, comme c'est le cas du montage A1\_M2, les espaces restants sur la lunette sont comblés avec des plaques de PVC de 2 mm d'épaisseur.

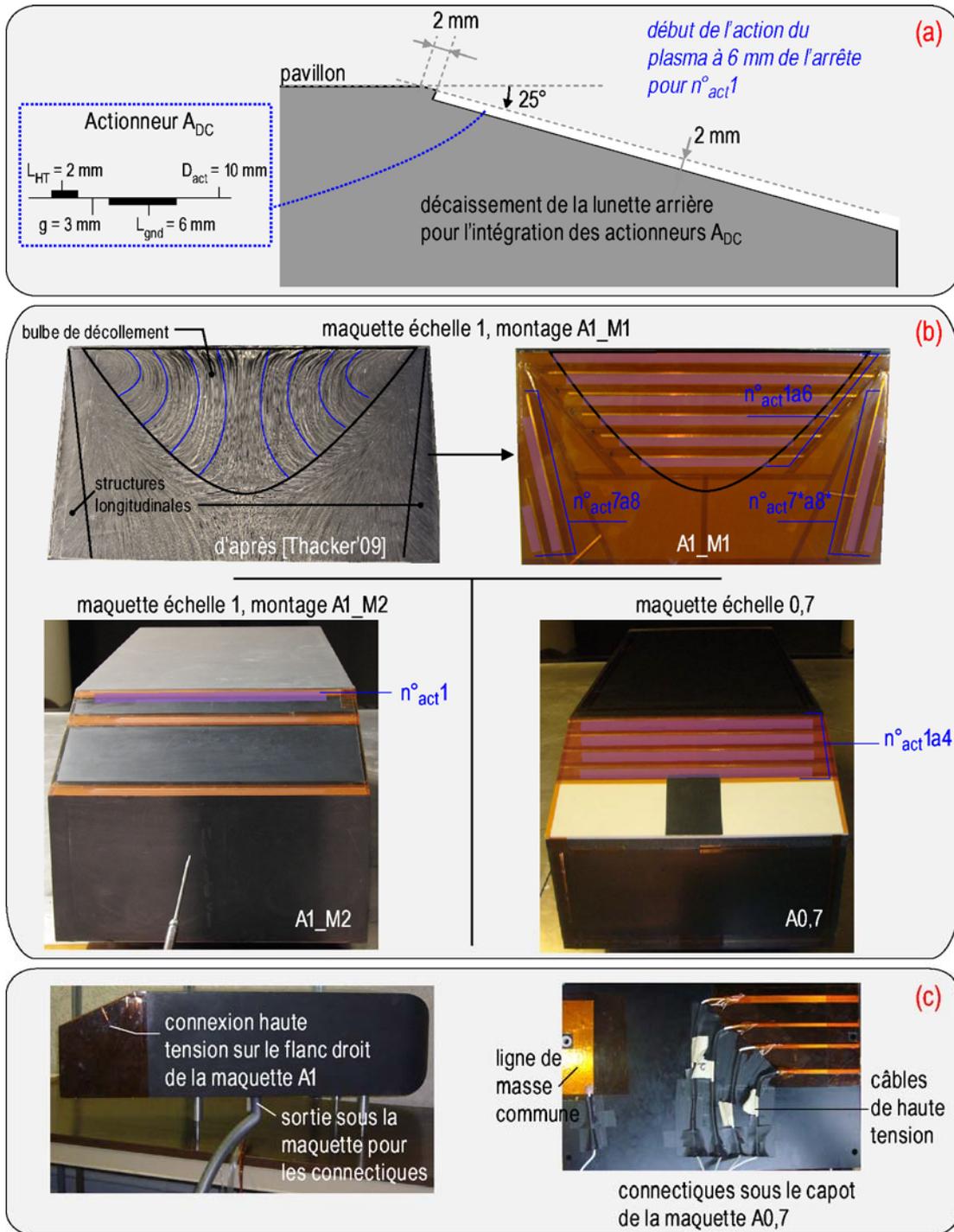


Figure 4.5 – Intégration des actionneurs sur le corps de Ahmed : (a) décaissement de la lunette arrière, (b) géométrie et position et (c) connectiques électriques

Le Tableau 4.1 indique la largeur  $l_{act}$  des actionneurs présentées sur la Figure 4.5 dans le cas des maquettes A1 et A0,7.

	$l_{act}$ (mm)	
	Maquette échelle 1	Maquette échelle 0,7
$n^{\circ}_{act1}$	350	240
$n^{\circ}_{act2}$	320	240
$n^{\circ}_{act3}$	280	240
$n^{\circ}_{act4}$	250	240
$n^{\circ}_{act5}$	210	-
$n^{\circ}_{act6}$	155	-
$n^{\circ}_{act7}$	165	-
$n^{\circ}_{act8}$	80	-

Tableau 4.1 – Largeur des actionneurs pour le corps de Ahmed

### Connectiques électriques

Un tube en PVC est situé au centre de la maquette pour faire passer l'ensemble des connectiques des actionneurs. Pour le corps de Ahmed à l'échelle 1, son diamètre est de 50 mm alors qu'il est de 32 mm pour la maquette à l'échelle 0,7. Ce tube en PVC étant solidaire de la maquette, celui-ci est également pesé avec le corps de Ahmed. Il est inséré dans le mât de la balance de manière à acheminer les connectiques au rez-de-chaussée de la soufflerie, où se trouve l'alimentation électrique.

Une ligne de masse commune est établie directement sur la maquette ; elle est utilisée pour connecter les différentes électrodes de masse des actionneurs (Figure 4.5c). Des câbles électriques de haute tension d'une longueur d'environ 3,5 m sont acheminés de l'alimentation électrique vers l'intérieur de la maquette à travers le mât de la balance et le tube en PVC. Chaque électrode de haute tension est reliée à un câble électrique par l'intermédiaire de ruban adhésif en cuivre positionné sur le flan de la maquette ou directement à travers la lunette arrière si l'encombrement à l'intérieur de celle-ci le permet.

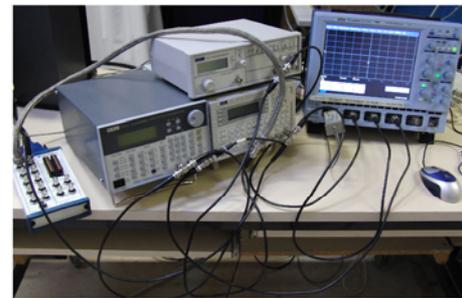
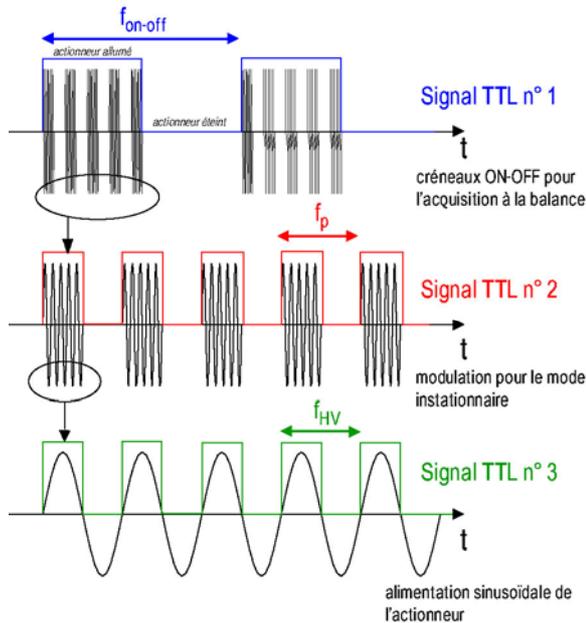
A noter que la majeure partie du montage expérimentale présentée précédemment est métallique. De manière à limiter les perturbations électromagnétiques et le risque d'arcs électriques, le plateau en aluminium, ainsi que le bâti de la balance aérodynamique sont reliés à la masse du réseau électrique. Il en va de même pour tous les supports des moyens de mesures décrits dans la suite : châssis sur lequel est fixé la caméra pour le montage PIV et mât sur lequel est fixé le fil chaud.

### 3.3 Moyens de mesures expérimentaux et traitement des données

La caractérisation de l'écoulement porte sur des mesures de vitesse moyenne par PIV et des mesures de vitesse instantanée par anémométrie à fil chaud. L'efficacité des actionneurs est évaluée par des mesures par balance aérodynamique.

### Chronogramme des signaux en phase avec l'actionneur

Trois signaux TTL sont utilisés de manière à synchroniser les mesures avec l'actionneur (Figure 4.6). Le signal TTL n°1 est utilisé au cours des mesures de balance pour générer des phases d'allumage de l'actionneur sur une période de 10 s ( $f_{on\ off} \sim 0,03$  Hz). La fréquence du signal TTL n°2 est la même que celle de la fréquence de modulation  $f_p$  de l'actionneur ( $f_p \sim 10$  Hz) ; il est utilisé au cours de l'étude l'actionneur en mode instationnaire pour les mesures au fil chaud. Enfin, le signal TTL n°3 est utilisé pour suivre la vitesse induite par l'actionneur à la fréquence de l'alimentation sinusoïdale de l'actionneur ( $f_{HV} \sim 1000$  Hz).



photographie des trois générateurs de fonctions utilisés pour créer les signaux TTL en phase avec l'actionneur

Figure 4.6 – Chronogrammes des trois signaux TTL en phase avec l'actionneur

### Mesures de la traînée

L'efficacité du contrôle est évaluée à partir des diminutions de traînée exprimées en pourcentage par la relation :

$$\Delta C_x (\%) = \frac{(C_x)_{on} - (C_x)_{off}}{(C_x)_{off}} \quad (E4.1)$$

où  $(C_x)_{on}$  et  $(C_x)_{off}$  représentent les coefficients de traînée du corps de Ahmed respectivement dans les cas manipulé et naturel. Par convention,  $\Delta C_x$  sera pris négatif dans la suite pour exprimer un gain en traînée dû à la manipulation de l'écoulement, sauf indication contraire. Les coefficients de traînée sont calculés à partir de l'équation (E1.2) introduite au Chap1§3.1.1. La vitesse de référence  $U_\infty$  est mesurée par l'intermédiaire d'un tube de Pitot situé au dessus de la maquette. La section de référence  $S$  est le maître couple de la maquette, c'est-à-dire  $S = H_A l_A$ .

Le protocole expérimental mis en œuvre pour mesurer les efforts aérodynamiques est le même que celui employé pour les essais sur le profil BMVR1 ; celui-ci est détaillé en Annexe D. De manière à s'affranchir des erreurs de mesure liées à la mise à zéro manuelle des conditionneurs et à la dérive thermique de ceux-ci,  $\Delta C_x$  est évalué au cours d'un « même coup de vent ». En d'autres termes,  $\Delta C_x$  résulte de la

moyenne d'une mesure répétée dix fois au cours d'un même enregistrement pour lequel l'actionneur est éteint durant 20 s et allumé pendant 10 s sur une période totale de 300 s. Chaque échantillon est acquis à une fréquence de 200 Hz. Dans la suite, les barres d'erreurs portées sur les graphiques représentent la dispersion des dix mesures de  $\Delta C_x$  (écart type). Le signal TTL n°1 est enregistré de manière à déterminer les phases pendant lesquelles l'actionneur est allumé (Figure 4.6).

### *Mesures PIV*

Pour les mesures par PIV, la chaîne d'acquisition utilisée est la même que celle décrite pour l'étude sur le profil BMVR1. Les champs de vitesse moyenne sont obtenus en moyennant 200 couples d'images enregistrés à la fréquence de 10 Hz. Ce nombre d'images permet d'assurer la convergence de la vitesse à l'ordre 0 à moins de 1% près sur l'ensemble du champ investigué.

Pour la caractérisation de l'écoulement au-dessus de la lunette arrière, au culot et dans le sillage de la maquette, les fenêtres PIV sont réalisées dans le plan longitudinal  $(O; \bar{x}, \bar{z})$  (Figure 4.7a). Dans ce cas, la taille des images est d'environ 25 cm x 25 cm avec un recouvrement de 5 cm entre chaque fenêtre de visualisation. Le post-traitement retenu permet d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 2 mm entre chaque vecteur (Annexe E).

Pour la caractérisation des tourbillons longitudinaux, une seule fenêtre PIV est réalisée sur le flanc gauche de la maquette, dans le plan transversal  $(O; \bar{y}, \bar{z})$  (Figure 4.7b). Dans ce cas, la taille des images est d'environ 20 cm x 20 cm avec une résolution spatiale de l'ordre de 1,8 mm entre chaque vecteur. La caméra est toujours placée perpendiculairement à la nappe laser. Elle est donc située dans le sillage de la maquette, dans la veine d'essais, pour la caractérisation des tourbillons longitudinaux ; elle est à l'extérieur de la veine pour la caractérisation du décollement sur la lunette arrière.

Par ailleurs, il faut souligner que les champs PIV réalisés dans le cas du montage A1\_M1 sont bruités par les réflexions occasionnées par les dix électrodes présentes à la surface de la lunette arrière. Pour les champs PIV dans le plan  $(O; \bar{x}, \bar{z})$ , les mesures sont exploitables à une distance d'environ 5 mm de la paroi de la lunette. Pour les champs PIV dans le plan  $(O; \bar{y}, \bar{z})$ , les réflexions se propagent jusqu'à environ 30 mm de la paroi et occasionnent des manques qui sont remplacés par des zones blanches dans les champs moyens présentés dans la suite.

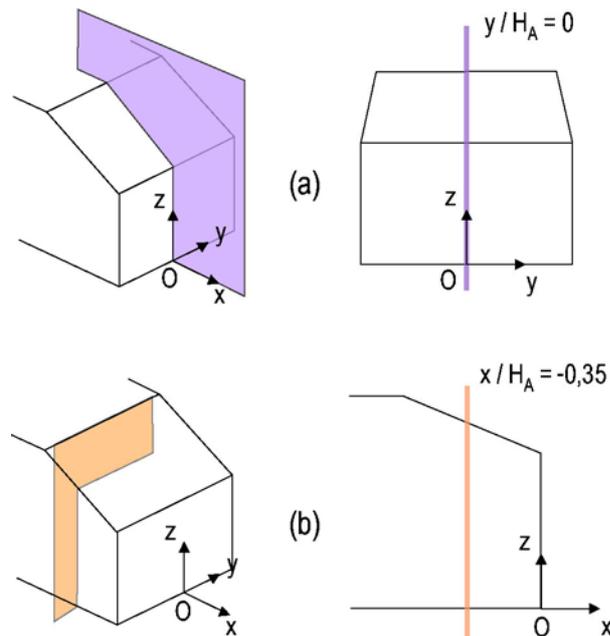


Figure 4.7 – Position des champs PIV (a) longitudinaux et (b) transversaux pour la caractérisation de l'écoulement au-dessus du corps de Ahmed

### Mesures fil chaud

Les mesures par anémométrie à fil chaud sont réalisées avec une chaîne d'acquisition de TSI®. Deux fils chauds 1D (diamètre de 5  $\mu\text{m}$ ) sont utilisés pour caractériser l'écoulement à hauteur de la lunette et au culot. Le premier fil chaud est positionné sur un mât profilé et peut-être déplacé grâce à un système robotisé suivant  $x$  et  $z$ ; le second fil chaud est situé au niveau du soubassement de la maquette à une position fixe (Figure 4.8a). Le fil chaud fixe n'est utilisé que pour les mesures destinées à étudier la corrélation entre l'écoulement à hauteur de la lunette et au culot (Chap4§5.3.1); il n'est donc pas présent dans l'écoulement pour toutes les autres mesures.

L'étalonnage des fils chauds est effectué à l'intérieur de la veine de la soufflerie. L'acquisition est réalisée à 6 kHz avec une fréquence de coupure (filtre passe-bas) de 3 kHz. Pour la caractérisation de l'écoulement naturel, le temps d'acquisition est fixé à 80 s tandis qu'il est de 20 s pour la caractérisation de l'écoulement manipulé. De plus, les signaux TTL n°2 et n°3 du chronogramme présenté à la Figure 4.6 sont enregistrés de manière à suivre l'évolution de l'écoulement en phase avec les actionneurs.

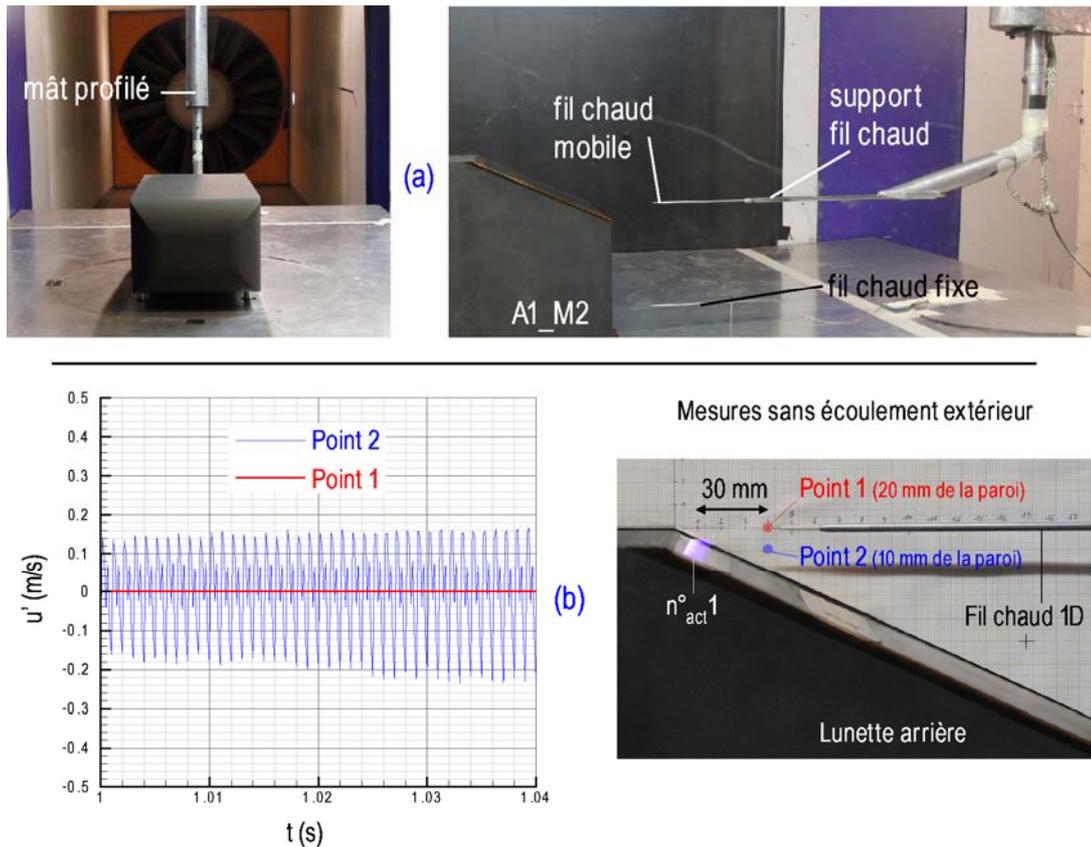


Figure 4.8 – (a) Montage pour la mesure par anémométrie à fil chaud et (b) estimation du bruit induit par la décharge plasma

Les perturbations électromagnétiques induites par les décharges plasmas et le risque d'arc électrique sont une limite à la mesure par anémométrie à fil chaud, surtout à proximité des actionneurs. De manière à limiter le bruit, les câbles coaxiaux de la chaîne d'acquisition ( $\sim 20$  m) sont insérés dans des tresses métalliques reliées à la masse du réseau électrique. Des tests préliminaires, réalisés sans écoulement extérieur, ont permis de montrer que le fil chaud pouvait être approché jusqu'à 30 mm de la décharge plasma sans bruit significatif sur la mesure (Figure 4.8b). Lorsque le fil chaud est situé au-dessus de la zone de diffusion du vent ionique, aucune perturbation n'est notée (point 1) ; en revanche, lorsque celui-ci est situé en plus proche paroi (point 2), la signature de la fréquence de l'alimentation  $f_{HV}$  est clairement visible sur le signal enregistré par le fil chaud. A cette position, il n'est pas possible de statuer sur le fait qu'il s'agisse d'une mesure du vent ionique ou de bruit occasionné par la décharge ; toutefois, étant donné la faible distance entre les points 1 et 2, il est plus probable qu'il s'agisse de la vitesse de l'écoulement induit par la décharge.

A partir des mesures réalisées avec le fil chaud mobile, les densités spectrales de puissance sont calculées par la même méthode que celle décrite à l'Annexe A<sup>69</sup> reposant sur la méthode de [Welch'68].

<sup>69</sup> La méthode décrite à l'Annexe A pour le calcul des densités spectrales de puissance est relatif aux mesures avec le système LDA. Pour les mesures par fil chaud, le calcul des DSP est en tout point similaire à la différence près que le signal n'est pas rééchantillonné.

Pour les mesures à deux fils chauds, le coefficient d'inter-corrélation temporelle  $R_{uu}$  en deux points est calculé suivant la relation suivante :

$$R_{uu} = \frac{\sqrt{u'(x_1, t)u'(x_2, t + \tau)}}{\sqrt{u'(x_1, t)^2}} \quad (\text{E4.2})$$

où  $u'$  représente la vitesse fluctuante mesurée au fil chaud et  $\tau$  le décalage temporel. Les indices 1 et 2 sont utilisés pour désigner respectivement les fils chauds à hauteur de la lunette et au culot.

### Repère

Le repère  $(O; \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$  utilisé dans la suite est représenté sur la Figure 4.7. Son origine est prise dans le plan médian de la maquette, au niveau de l'arrêt du culot avec le soubassement. L'écoulement amont est dirigé dans la direction  $x$ . Dans la suite, la plupart des longueurs sont adimensionnées par une même longueur de référence, à savoir la hauteur de la maquette  $H_A$ , comme cela est classiquement fait dans la littérature.

## 4 Caractérisation de l'écoulement naturel

La première partie de cette étude est consacrée à la caractérisation de l'écoulement naturel au-dessus des maquettes équipées des actionneurs. La caractérisation porte sur l'identification des principales structures tourbillonnaires et, plus précisément, sur la détermination de leur taille et de leur position respectives à partir des mesures PIV. L'objectif est de documenter les différences de topologie observées entre les différents montages pour l'échelle 1, de les comparer à la topologie pour la maquette à l'échelle 0,7, et finalement de les confronter à la littérature. La mesure de la traînée aérodynamique, réalisée en fonction du nombre de Reynolds pour toutes les configurations, permet de compléter la comparaison. D'autre part, les mesures au fil chaud à hauteur de la lunette et au culot permettent d'analyser la répartition spectrale des fluctuations de vitesse de l'écoulement naturel : deux fréquences instables associées aux structures tourbillonnaires sont identifiées. L'objectif de la caractérisation de l'écoulement naturel est également de valider la position des actionneurs pour le montage A1\_M1 vis-à-vis de la position du bulbe de décollement sur la lunette arrière et des tourbillons longitudinaux au niveau des arrêtes latérales.

### 4.1 Caractérisation du bulbe décollé sur la lunette arrière

L'identification des structures débute par l'étude du bulbe décollé sur la lunette arrière. Celui-ci est tout d'abord caractérisé à l'aide des profils verticaux de vitesse longitudinale  $U(z)/U_\infty$  issus des mesures PIV dans le plan longitudinal médian, en fonction du nombre de Reynolds pour le montage A1\_M1.

#### 4.1.1 Description de l'écoulement moyen

L'écoulement moyen au-dessus de la lunette arrière présente un décollement au niveau de la rupture de pente avec le pavillon, en accord avec la littérature [Ahmed'84]. Les profils verticaux de vitesse longitudinale montrent également que l'écoulement recolle, du point de vue moyen, avant la fin de la lunette (Figure 4.9). De plus, dans la gamme  $Re = [6,7 \cdot 10^5 - 2,3 \cdot 10^6]$ , la topologie de l'écoulement ne semble pas évoluer avec le nombre de Reynolds<sup>70</sup>.

La taille de la zone de recirculation  $L_{sep}$  peut être déterminée en recherchant sur les profils, l'abscisse  $x$  pour laquelle il n'existe plus de valeur négative<sup>71</sup> d'après [Gosse'05]. Pour  $Re = [6,7 \cdot 10^5 - 2,3 \cdot 10^6]$ ,  $L_{sep}$  est de l'ordre de  $0,5 H_A$  dans le cas du montage A1\_M1. Il apparaît donc que les six actionneurs sont situés dans la poche de décollement moyenne sur la lunette arrière, ce qui valide l'instrumentation de la maquette et notamment le nombre d'actionneurs intégrés. Toutefois, la taille du bulbe de recirculation est supérieure à celle mesurée par [Thacker'09] avant instrumentation de la même maquette à partir de visualisations pariétales des lignes de frottement ( $L_{sep}/H_A \sim 0,42$ ).

Les deux points A et B représentés sur la Figure 4.9 indiquent les deux positions pour lesquelles les mesures au fil chaud sont réalisées et commentées dans la suite.

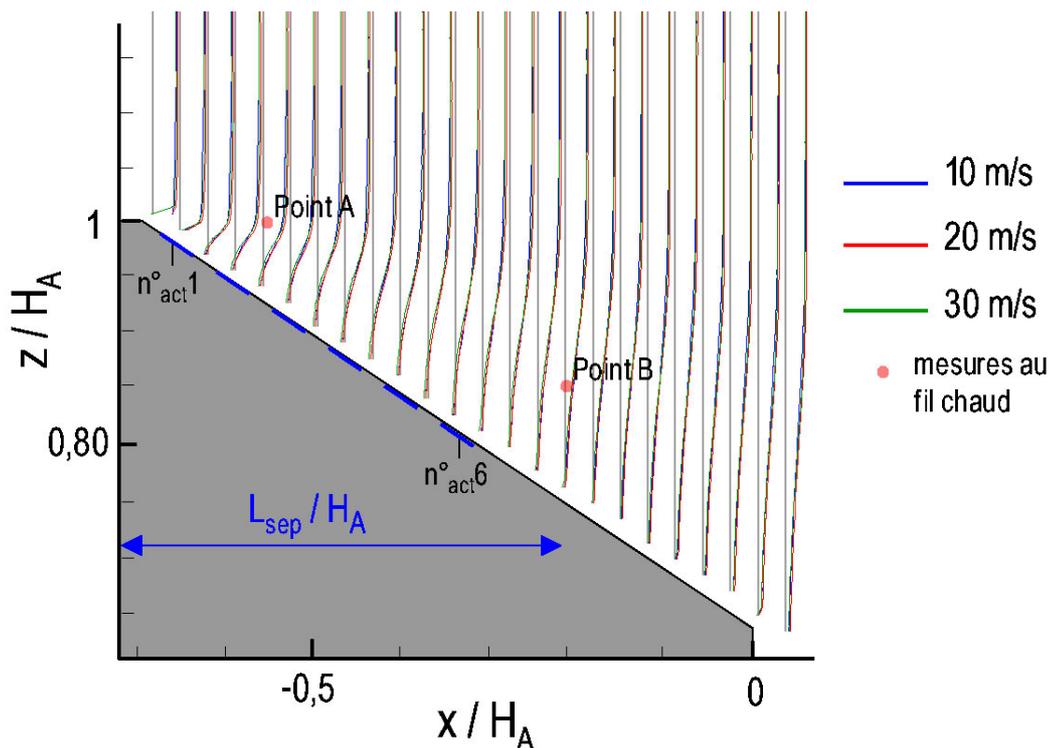


Figure 4.9 – Topologie de l'écoulement moyen  $U(z) / U_\infty$  au-dessus de la lunette arrière (A1\_M1)

<sup>70</sup> Pour plus de visibilité, seuls les profils pour  $U_\infty = 10, 20$  et  $30$  m/s sont représentés ; un comportement similaire est observé jusqu'à  $35$  m/s ( $Re = 2,3 \cdot 10^6$ ).

<sup>71</sup> Dans la suite, la longueur de séparation  $L_{sep}$  est adimensionnée par  $H_A$ . La position moyenne du point de recollement sur la lunette arrière est donc située à l'abscisse  $x/H_A = (L_{sep}/H_A - 0,7)$  dans le repère (O; x, z). La détermination de  $L_{sep}$  par cette méthode conduit à une estimation de la longueur du bulbe à environ  $\pm 5$  mm près.

### 4.1.2 Comparaison entre les maquettes

La taille de la zone de recirculation est mesurée pour les trois configurations de maquette utilisées au cours de cette étude (A1\_M1, A1\_M2 et A0,7). La longueur  $L_{sep}$  est confrontée aux résultats expérimentaux rapportés par [Gosse'05] (profils de vitesse PIV), [Lienhart'02] (profils de vitesse LDA) et [Leclerc'08] (visualisations pariétales). Ces résultats concernent l'étude de l'écoulement autour de corps de Ahmed avec des échelles différentes mais pour une lunette inclinée à  $25^\circ$  dans tous les cas.

Pour toutes les configurations de notre étude, la zone de séparation sur la lunette est inférieure à  $0,6 H_A$  (Figure 4.10). De plus, pour une même configuration,  $L_{sep}$  évolue peu avec le nombre de Reynolds ce qui confirme, qu'au-delà de  $Re = 6.10^4$ , la topologie du bulbe sur la lunette arrière est stable, comme le rapporte [Gosse'05] dans sa thèse. En revanche, pour des maquettes et des montages expérimentaux différents,  $L_{sep}$  n'est pas constant avec le nombre de Reynolds ; des variations de l'ordre de 20% sont observées.

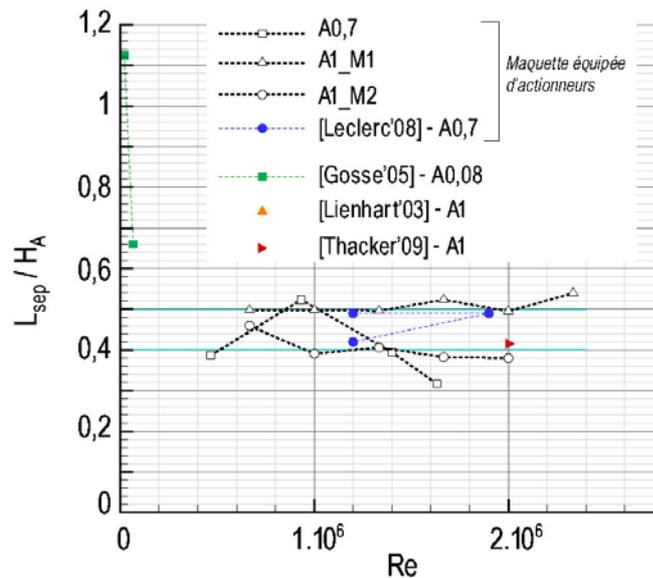


Figure 4.10 – Longueur du bulbe de séparation en fonction du nombre de Reynolds

Dans le cas de la maquette à l'échelle 1,  $L_{sep}$  est de l'ordre de  $0,5 H_A$  pour le montage M1 tandis que  $L_{sep}$  est de l'ordre de  $0,4 H_A$  pour le montage M2. Dans le cas de la maquette à l'échelle 0,7, la longueur du bulbe fluctue entre ces deux valeurs en fonction du nombre de Reynolds. A noter que les différences observées entre les différents montages sont supérieures d'un ordre de grandeur à la résolution spatiale sur les champs PIV moyens (2 mm) ; la différence entre A1\_M1 et A1\_M2 est de l'ordre de 30 mm.

Les résultats rapportés par [Leclerc'08], pour une maquette à l'échelle 0,7, indiquent des valeurs de  $L_{sep}$  comprises entre celles des configurations de notre étude. Les différences observées par [Leclerc'08] pour  $Re = 1,2.10^6$  découlent d'un changement de montage sur la maquette (installation de jets synthétiques en amont ou en aval de l'arrête entre le pavillon et la lunette arrière) ; cette différence est du même ordre de grandeur que celle observée entre A1\_M1 et A1\_M2. D'autre part, la comparaison des résultats précédents aux mesures de [Lienhart'02] pourrait laisser supposer que les maquettes équipées d'actionneurs présentent toujours une longueur

du bulbe inférieure à une maquette non équipée. Toutefois, la longueur  $L_{sep}$  déterminée sur la maquette à l'échelle 1 avant instrumentation par [Thacker'09], est inférieure à la valeur de [Lienhart'02] et de l'ordre de grandeur de la valeur mesurée pour A1\_M2.

En conclusion, les résultats présentés ici mettent en avant la difficulté à reproduire une topologie d'écoulement similaire entre deux maquettes de taille différente ou entre deux montages d'actionneurs différents pour une même maquette. Il semble que l'instrumentation de la lunette arrière par les actionneurs soit à l'origine de modifications de la longueur du bulbe sur la lunette arrière, de l'ordre de 20% dans notre cas.

### 4.1.3 Spécification instationnaire

L'objectif de l'étude qui suit est d'examiner la distribution spectrale des fluctuations de vitesse associées à la formation du bulbe sur la lunette arrière. Les mesures sont réalisées pour une vitesse amont de 10 m/s dans le cas du montage A1\_M2.

Les densités spectrales de puissance sont calculées à partir des mesures de vitesse par fil chaud à deux positions différentes (points A et B représentés sur les Figures 4.9 et 4.13). Vis-à-vis de l'écoulement moyen, le point A correspond à une zone de cisaillement importante ; il est en effet situé à l'interface entre la zone du déficit de vitesse et l'écoulement libre. Le point B est situé plus près du culot, dans la zone du déficit de vitesse, en aval de la zone de recirculation moyenne. Les deux points sont séparés d'une distance de 100 mm suivant x.

Les DSP mettent en évidence une décomposition de la distribution d'énergie turbulente sur trois bandes de fréquence, exprimées en fonction du nombre de Strouhal (Figure 4.11) :

- $St = [0,01 ; 0,2]$  : pour les basses fréquences, le spectre présente un plateau duquel se dégage un pic caractéristique de l'activité tourbillonnaire à hauteur de la lunette. Ce pic est centré sur une valeur du nombre de Strouhal de l'ordre de 0,18 avec une bande passante assez importante ( $\Delta St \sim 0,15$ ). Pour  $U_\infty = 10$  m/s, la fréquence correspondant à ce nombre de Strouhal est de l'ordre de 5,5 Hz pour la maquette à l'échelle 1.
- $St = [0,2 ; 2]$  : au-delà du pic à  $St = 0,18$ , le niveau d'énergie baisse de manière importante, de quasiment un ordre de grandeur.
- $St = [2 ; 100]$  : à partir d'un nombre de Strouhal de l'ordre de 2, la décroissance continue du spectre avec une pente en  $-5/3$  est caractéristique d'une zone inertielle de turbulence pleinement développée dans laquelle le transfert d'énergie s'effectue selon le principe de la cascade de Kolmogorov [Schlichting'68].

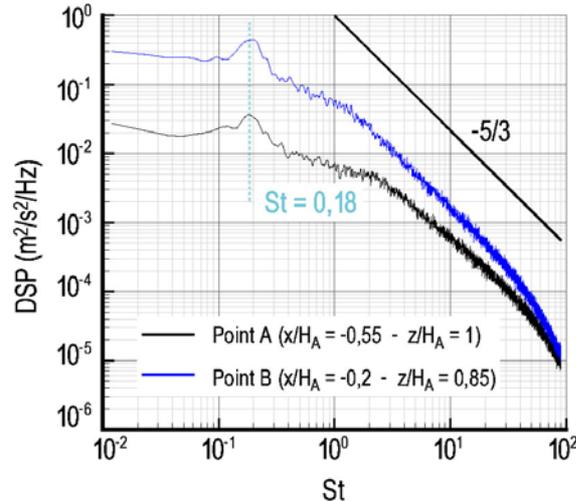


Figure 4.11 – Densités spectrales de puissance à hauteur de la lunette arrière pour  $Re = 6,7 \cdot 10^5$  (écoulement naturel, A1\_M2)

Les mesures aux deux positions à hauteur de la lunette révèlent le même comportement. Le niveau d'énergie turbulente est toutefois plus important à la position la plus proche du culot de la maquette (point B). De plus, le pic caractéristique est observé pour un même nombre de Strouhal ce qui indique que ce dernier est représentatif d'une instabilité naturelle absolue. Il ne semble donc pas caractéristique d'une instabilité convective telle que pourraient l'être, notamment, les instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'interface entre la zone de recirculation et l'écoulement libre. Par ailleurs, la valeur du nombre de Strouhal mise en évidence ici est d'au moins un ordre de grandeur inférieur à celle qui est classiquement rapportée dans la littérature pour les instabilités de Kelvin-Helmholtz [Bonnet'09].

L'activité tourbillonnaire à hauteur de la lunette arrière est donc organisée autour d'un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,18. Cette activité tourbillonnaire représente vraisemblablement le battement et l'émission de la poche de recirculation dans le sillage de la maquette. En effet, les champs instantanés réalisés avec le système PIV montrent que l'écoulement au-dessus de lunette n'est pas systématiquement décollé. Pour certains couples d'images, l'écoulement est rampant et suit l'inclinaison de la lunette (Figure 4.12a). Dans le cas de la maquette à l'échelle 1, le nombre de champs instantanés pour lesquels l'écoulement est attaché à la paroi est relevé en fonction du nombre de Reynolds (Figure 4.12b). L'écoulement est considéré comme attaché à la paroi lorsque aucune zone de vitesse longitudinale négative n'est observée.

Il apparaît que le comportement de l'écoulement au-dessus de la lunette arrière n'est pas le même en fonction du montage. Dans le cas du montage A1\_M1, la proportion de champs instantanés où l'écoulement est attaché reste relativement constante pour  $Re = [10^6 - 2,4 \cdot 10^6]$ . En revanche, celle-ci augmente avec le nombre de Reynolds dans le cas du montage A1\_M2 : pour  $Re = 2 \cdot 10^6$ , la proportion de champs attachés atteint près de 20%<sup>72</sup>. Cette dernière observation permet d'expliquer, en

<sup>72</sup> Le nombre total de champs PIV (200) est suffisant pour assurer une convergence statistique de la vitesse moyenne à moins de 1% près sur l'ensemble de la zone de mesure investiguée. En revanche, lorsqu'une moyenne conditionnelle est réalisée sur les champs pour lesquels l'écoulement est attaché, le nombre de champs (de l'ordre de 20) ne permet d'assurer qu'une convergence statistique de l'ordre de 3,5 à 7% de la vitesse moyenne conditionnelle (pour  $U_\infty$  de 10 à 30 m/s) ; ce qui, du point de vue statistique, est évidemment insuffisant pour décrire de manière rigoureuse le phénomène de battement de la couche limite au-dessus de la lunette arrière.

partie, les différences observées sur la mesure de  $L_{sep}$ , ainsi que sur la diminution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds décrite dans la suite.

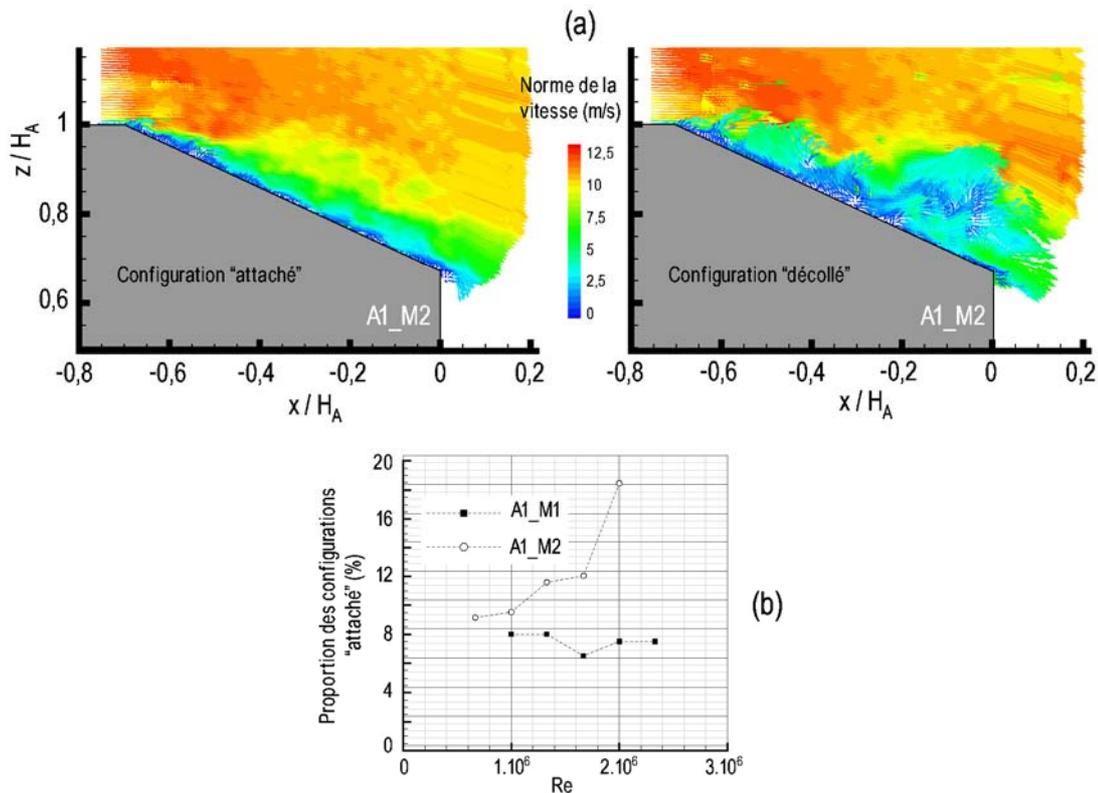


Figure 4.12 – Champs PIV instantanés sur la lunette arrière

Les résultats présentés à la Figure 4.12b sont limités de part le nombre insuffisant de champs ayant été réalisés à la PIV. En effet, il n'est pas possible d'obtenir une moyenne statistique suffisamment convergée de la proportion de champs pour lesquels l'écoulement est attaché. Ce résultat n'est donc qu'une tendance ; toutefois, il peut être à même d'expliquer, indépendamment de l'instabilité de la décharge, les différences observées pour les résultats obtenus en manipulant l'écoulement sur des maquettes ou des montages différents ; il y sera fait référence dans la suite (Chap4§5.2.1).

## 4.2 Caractérisation de la structure torique au culot

L'écoulement de sillage du corps de Ahmed est composé d'une structure tourbillonnaire torique en appui sur le culot de la maquette. L'objectif de cette section est de caractériser sa topologie moyenne et d'étudier l'activité spectrale associée à son développement.

### 4.2.1 Description de l'écoulement moyen

La topologie de l'écoulement au culot de la maquette est tout d'abord caractérisée par les lignes de courant tracées dans le plan longitudinal médian à partir des champs PIV moyens. Les résultats sont présentés dans le cas du montage A1\_M2 pour une vitesse amont de 10 m/s ( $Re = 6,7.10^5$ ). A noter qu'une topologie similaire a été observée pour les maquettes A1 et A0,7, indépendamment du nombre de Reynolds.

Les lignes de courant mettent en évidence le bulbe de décollement sur la lunette arrière, ainsi que la structure tourbillonnaire torique en appui sur le culot ; cette dernière est composée de deux structures contrarotatives désignées par « tourbillon supérieur » et « tourbillon inférieur » sur la Figure 4.13. Les lignes de courant font clairement apparaître une dissymétrie de ces deux structures dans le plan  $y/H_A = 0$ . En effet, du point de vue moyen, le tourbillon supérieur se développe sur une superficie environ deux fois plus importante que celle sur laquelle se développe le tourbillon inférieur. De plus, le tourbillon supérieur semble directement lié à l'émission des structures tourbillonnaires en provenance de la lunette arrière et se trouve plus proche du culot que ne l'est le tourbillon inférieur ; ce dernier se développe plutôt à partir de l'écoulement de soubassement. Les iso-contours de la norme de la vitesse dans le plan médian mettent en évidence le déficit de vitesse occasionné par les décollements à la fois au-dessus de la lunette et dans le sillage de la maquette.

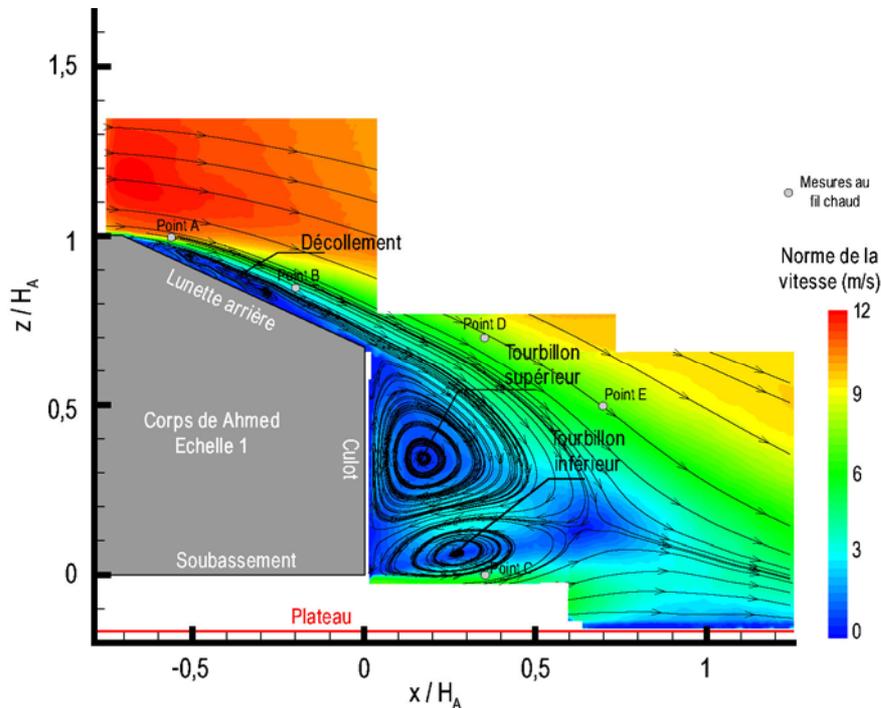


Figure 4.13 – Topologie de l'écoulement moyen dans le sillage de la maquette dans le plan médian  $y/H_A = 0$  (A1\_M2,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ )

#### 4.2.2 Comparaison entre les maquettes

La comparaison des structures tourbillonnaires se développant au culot des différentes maquettes porte sur les positions des tourbillons supérieur et inférieur, identifiées à partir des champs PIV moyens. Elles sont étudiées en fonction du nombre de Reynolds pour les maquettes A1\_M2 et A0,7. La détection des centres tourbillonnaires se fait à partir du tracé des lignes de courant et des iso-contours de la vitesse moyenne dans le plan  $y/H_A = 0$ . Les mesures sont comparées à celles rapportées dans leur thèse par [Gosse'05] et [Leclerc'08] pour des études expérimentales sur des corps de Ahmed aux échelles respectives A0,08 et A0,7 ( $\alpha_A = 25^\circ$ ).

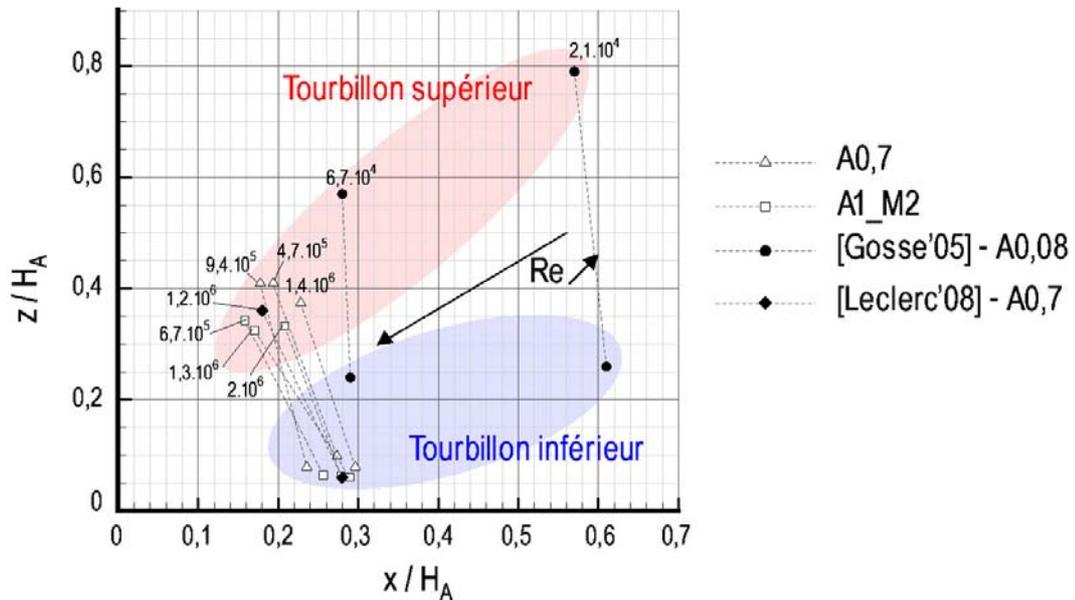


Figure 4.14 – Position des structures tourbillonnaires au culot en fonction du nombre de Reynolds

Lorsque le nombre de Reynolds augmente les deux structures tourbillonnaires se rapprochent du culot et du soubassement contribuant à diminuer la longueur totale du sillage à l'arrière du corps de Ahmed (Figure 4.14). Dans sa thèse, [Gosse'05] indique que, pour  $Re > 6.10^4$ , la topologie de l'écoulement à l'arrière de la maquette évolue peu avec le nombre de Reynolds ; ce que confirment les mesures pour A0,7 et A1\_M2. Les résultats présentés sur la Figure 4.14 mettent en avant deux autres tendances. D'une part, la position du tourbillon inférieur semble moins sensible au nombre de Reynolds que celle du tourbillon supérieur. Une dispersion plus faible des positions du tourbillon inférieur est effectivement observée indépendamment de la maquette<sup>73</sup>. D'autre part, le tourbillon supérieur est toujours situé plus en aval du culot et plus haut vis-à-vis du soubassement pour la maquette à l'échelle 0,7 par rapport à celle à l'échelle 1.

Ces deux tendances confirment que le tourbillon inférieur se développe à partir de l'écoulement de soubassement. Il est donc peut affecté par des modifications de la maquette sur la lunette arrière, au contraire du tourbillon supérieur. Les positions rapportées par [Leclerc'08] pour une maquette à l'échelle 0,7 équipée de jets synthétiques sont en accord avec celles observées dans le cas de la maquette A1\_M2. Par conséquent, dans le cadre de notre étude, les différences observées entre les maquettes A1 et A0,7 ne peuvent pas être attribuées à un effet d'échelle mais semblent davantage liées aux différences d'intégration des actionneurs sur la lunette arrière. A noter que les dimensions des actionneurs dans le sens longitudinal sont les mêmes pour les deux maquettes, ce qui veut dire que la superficie occupée par les actionneurs  $A_{DC}$ , rapportée à la superficie de la lunette arrière, est plus importante dans le cas de la maquette à l'échelle 0,7.

<sup>73</sup> De la même manière que pour l'estimation de  $L_{sep}$  sur la lunette arrière, les différences observées sur les positions des tourbillons sont bien supérieures, d'un ordre de grandeur, à la résolution spatiale des champs PIV dans le plan médian.

### 4.2.3 Spécification instationnaire

L'objectif de l'étude qui suit est d'examiner la distribution spectrale des fluctuations de vitesse associées à la formation de la structure torique au culot. Les mesures sont réalisées pour une vitesse amont de 10 m/s dans le cas du montage A1\_M2. Les densités spectrales de puissance sont calculées à partir des mesures de vitesse réalisées par fil chaud à trois positions différentes dans le sillage de la maquette (points C, D et E représentés sur la Figure 4.13). Le point C est situé au niveau du soubassement, à proximité du centre du tourbillon inférieur ; le point D est à hauteur de la lunette arrière, légèrement au-dessus du tourbillon supérieur ; enfin, le point E est situé à mi-hauteur du culot à une position plus en aval des deux points précédents.

Les DSP mettent en évidence une décomposition de la distribution d'énergie turbulente sur deux bandes de fréquence, exprimées en fonction du nombre de Strouhal (Figure 4.15) :

- $St = [0,01 ; 0,4]$  : pour les basses fréquences, le spectre présente un plateau duquel se dégage un pic caractéristique de l'activité tourbillonnaire au niveau du culot. Ce pic est centré sur une valeur du nombre de Strouhal de l'ordre de 0,36 avec une bande passante plus faible que celle observée dans le cas des mesures au niveau du décollement sur la lunette arrière. Pour  $U_\infty = 10$  m/s, la fréquence correspondant à ce nombre de Strouhal est de l'ordre de 10,5 Hz pour la maquette à l'échelle 1.
- $St = [0,4 ; 100]$  : au-delà du pic à  $St = 0,36$ , le niveau d'énergie baisse de manière importante. Plus précisément, la décroissance continue du spectre est en accord avec la théorie de Kolmogorov avec une pente en  $-5/3$ .

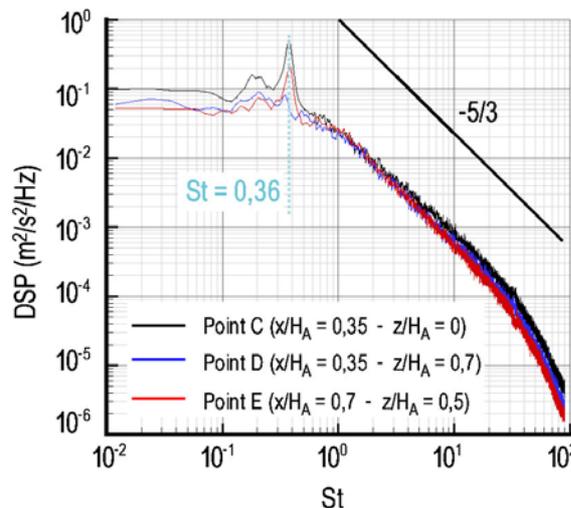


Figure 4.15 – Densités spectrales de puissance relevée dans le sillage pour  $Re = 6,7 \cdot 10^5$  (écoulement naturel, A1\_M2)

Pour les mesures aux points C et E, distants de 100 mm, les densités spectrales de puissance sont similaires. En revanche, le pic caractéristique observé à  $St = 0,36$  dans ces spectres, n'est pas présent dans celui déterminé au point D, à hauteur de la lunette arrière ; à cette position, l'écoulement est vraisemblablement trop turbulent pour pouvoir mettre en évidence l'instabilité à  $St = 0,36$ . De la même manière que ce qui a

été observé au niveau du décollement sur la lunette arrière, la dynamique tourbillonnaire au culot est caractérisée par la présence d'une instabilité absolue. Le nombre de Strouhal qui lui est associé ( $St = 0,36$ ) est en accord avec la littérature et est caractéristique du lâché tourbillonnaire alternatif de Von Karman ; il est du même ordre de grandeur que celui rapporté par [Vino'05] pour une maquette non équipée d'actionneurs ( $A_1$ ,  $\alpha_A = 30^\circ$ ,  $Re = 7,7 \cdot 10^5$ ) ou que celui mesuré par [Leclerc'08] pour une maquette équipée de jets synthétiques au niveau de la lunette arrière ( $A_{0,7}$ ,  $\alpha_A = 30^\circ$ ,  $Re = 2,4 \cdot 10^6$ ).

A noter que la littérature ne fait pas état de travaux expérimentaux faisant référence au nombre de Strouhal identifié au niveau de la lunette arrière ( $St = 0,18$ ). La corrélation entre les deux instabilités identifiées respectivement au niveau de bulbe de décollement et du culot sera étudiée par la suite lorsque l'actionneur est piloté dans le mode instationnaire (Chap4§5.3).

### 4.3 Caractérisation des tourbillons longitudinaux

La caractérisation des tourbillons longitudinaux est effectuée pour une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s. Elle porte tout d'abord sur une visualisation du tourbillon longitudinal sur le flanc gauche<sup>74</sup> avec un fil de laine fixé sur la maquette à l'échelle 0,7. Le fil de laine est fixé à l'angle supérieur gauche de la lunette arrière. Son déplacement est enregistré à l'aide de l'appareil photographique Casio® utilisé dans le Chap2 (enregistrement à une fréquence de 60 Hz). Le tourbillon est visualisé de côté et de biais depuis le culot de la maquette. La vitesse de rotation au sein du tourbillon est suffisamment importante pour que, sur une seule et même image, le fil de laine ait le temps d'effectuer plusieurs rotations ; son mouvement permet ainsi d'identifier l'axe principal du tourbillon longitudinal (Figure 4.16a). Le tourbillon forme un angle d'environ  $8,5^\circ$  avec le plan de la lunette arrière en accord avec la littérature. En effet, les travaux expérimentaux de [Lehuteur'07] et numériques de [Rouméas'06] montrent que l'axe du tourbillon est incliné d'un angle de  $7^\circ$  par rapport au plan coïncidant avec le flan de la maquette et d'un angle de  $8^\circ$  par rapport au plan de la lunette arrière. Dans la suite, seul le tourbillon longitudinal gauche fait l'objet d'une caractérisation par PIV, réalisée dans le plan  $x/H_A = -0,35$  pour le montage  $A1\_M1$ .

Le champ de vitesse moyen est présenté en fonction des iso-contours de la norme de la vitesse (composantes  $V$  et  $W$ ). Le centre du tourbillon longitudinal est identifié à partir des lignes de courant (Figure 4.16b). Celui-ci se trouve à la position : ( $y/H_A = -0,629$  ;  $z/H_A = 0,864$ ). C'est cette position qui est prise comme référence dans la suite pour évaluer l'effet des actionneurs  $A_{DC}$  sur la position du centre du tourbillon longitudinal.

Par ailleurs, le champ PIV moyen permet également d'intercepter la poche de décollement sur la lunette arrière. La largeur de celle-ci peut être comparée à la visualisation pariétale réalisée, avant instrumentation par [Thacker'09] (Figure 4.16c). D'après la visualisation pariétale, la poche de décollement peut être identifiée jusqu'à  $y/H_A = -0,3$  dans le plan  $x/H_A = -0,35$ , ce qui coïncide avec le champ PIV. De même, les lignes de frottement turbulent au niveau de l'arrête latérale montrent une bonne correspondance avec les lignes de courant observées sur le champ PIV moyen.

<sup>74</sup> Le flanc gauche de la maquette est considéré en regardant la maquette depuis le culot.

En conclusion, la position des actionneurs  $A_{DC}$  pour le montage A1\_M1 est bien optimisée pour pouvoir agir, de manière indépendante, sur la poche de décollement ( $n^{\circ}_{act1a6}$ ) ou sur le tourbillon longitudinal ( $n^{\circ}_{act7a8}$ ).

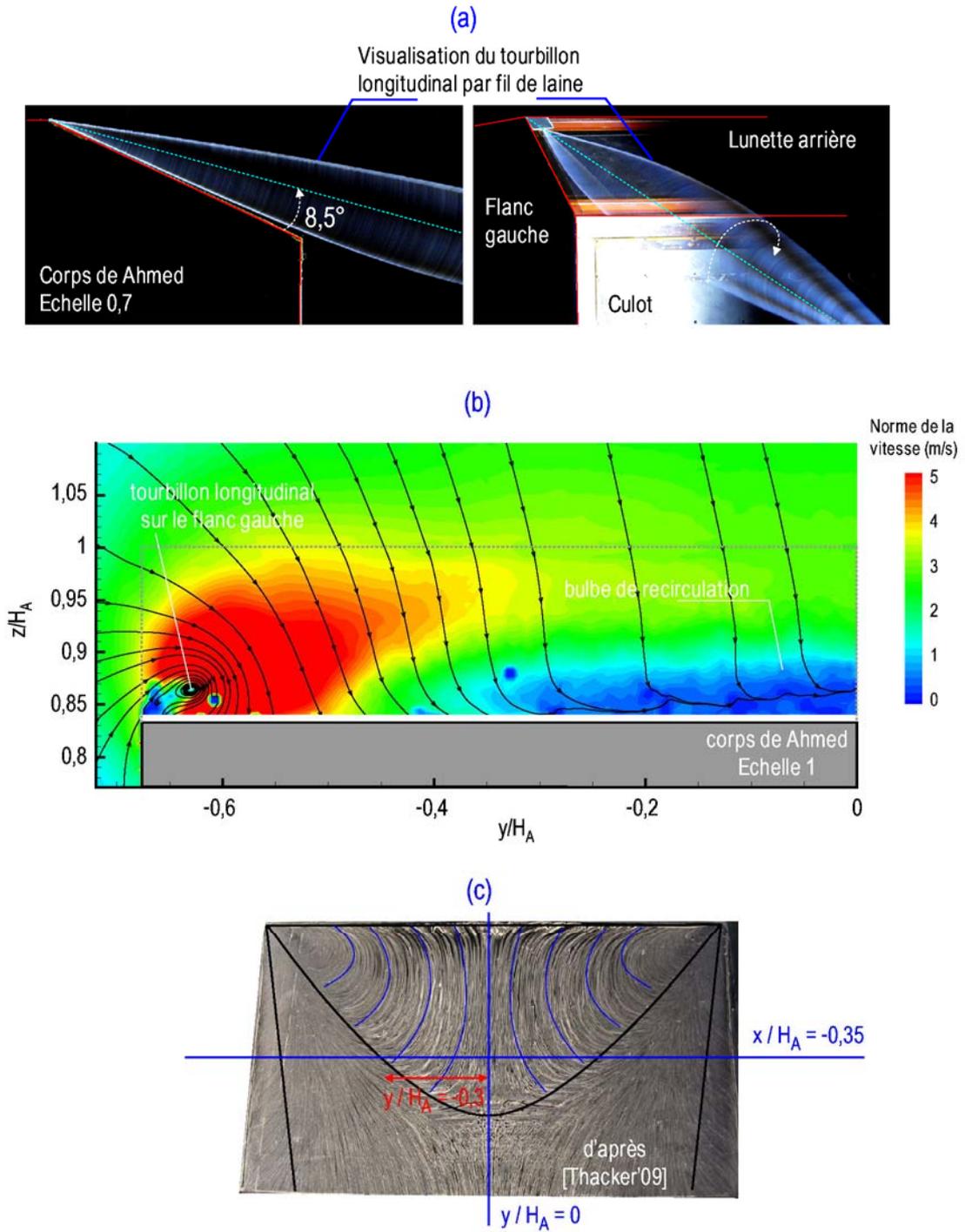


Figure 4.16 – Caractérisation du tourbillon longitudinal sur le flanc gauche ( $Re = 6,7.10^5$ )

#### 4.4 Caractérisation de la traînée aérodynamique

Les mesures présentées jusqu'à présent ont permis d'identifier et de caractériser les trois structures tourbillonnaires indépendamment les unes des autres. Les mesures du coefficient de traînée permettent d'évaluer globalement l'influence du nombre de Reynolds et du montage des actionneurs  $A_{DC}$  sur l'effort de traînée aérodynamique. Le coefficient de traînée  $C_x$  est évalué pour toutes les configurations de cette étude en fonction du nombre de Reynolds et comparé aux valeurs tirées de la littérature, uniquement pour des travaux expérimentaux. Une distinction est réalisée entre les travaux qui concernent une application pour le contrôle d'écoulement (maquettes équipées d'actionneurs) et ceux qui visent principalement l'étude de la topologie de l'écoulement non manipulé (Figure 4.17).

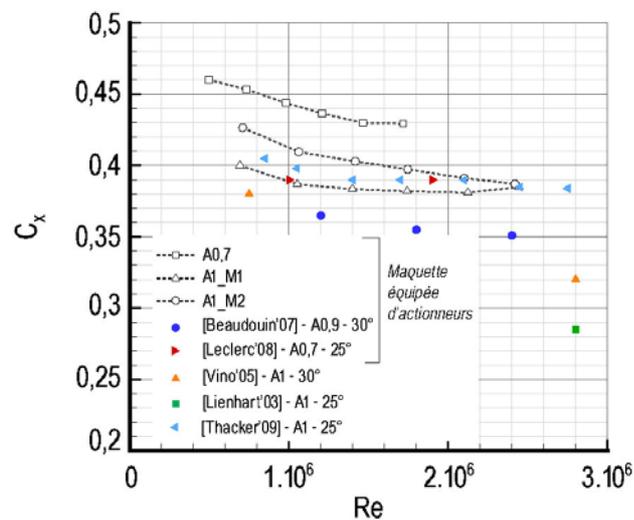


Figure 4.17 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds

Une première tendance se dégage des mesures et des valeurs tirées de la littérature : le coefficient de traînée diminue avec le nombre de Reynolds ; ce qui est en accord avec les résultats pour un véhicule automobile réel [Gallas'08].

Par ailleurs, les valeurs du coefficient de traînée déterminées pour toutes les configurations (A1\_M1, A1\_M2 et A0,7) sont globalement supérieures à celles relevées dans la littérature. La différence est d'autant plus importante lorsque la comparaison est ramenée aux configurations de référence pour lesquels la maquette n'est pas équipée d'actionneurs ; c'est notamment le cas vis-à-vis des mesures de [Lienhart'03]. A noter que dans la référence [Ahmed'84], les auteurs mesurent un coefficient  $C_x$  de l'ordre de 0,280 pour une vitesse de l'écoulement amont bien supérieure aux vitesses visées par notre étude ( $U_\infty = 60$  m/s,  $Re = 4 \cdot 10^6$ ) ; ce  $C_x$  est le même que celui mesuré par [Lienhart'03] pour  $Re = 2,8 \cdot 10^6$  ( $U_\infty = 40$  m/s). De plus, les valeurs de  $C_x$  des différentes configurations de notre étude ( $\alpha_A = 25^\circ$ ) sont supérieures à celles rapportées par [Beaudouin'08] et [Vino'05] pour une lunette arrière inclinée à  $30^\circ$ . Ce résultat n'est pas en accord avec celui présenté dans la revue bibliographique en introduction de ce chapitre (voir Figure 4.1b). En effet, d'après [Ahmed'84], le coefficient de traînée augmente lorsque  $\alpha_A$  augmente de  $25$  à  $30^\circ$ .

Les commentaires suivants concernent les différences observées entre les différentes configurations utilisées dans cette étude ; celles-ci pouvant être plus particulièrement comparées aux références [Leclerc'08] et [Thacker'09] dans la mesure

où les essais ont tous été réalisés dans la soufflerie Lucien Malavard avec le même montage expérimental (voir Figure 4.4). Le coefficient de traînée déterminé pour la maquette à l'échelle 0,7 est supérieur à celui mesuré pour les deux configurations d'actionneurs pour la maquette à l'échelle 1. Ceci peut, en partie, s'expliquer par la présence du tube cylindrique en PVC sous la maquette (acheminement des connectiques via le mât de la balance) ; ce tube, d'un diamètre de 32 mm, est pesé avec la maquette et contribue donc à la détérioration de la traînée globale. C'est notamment le cas lorsque le  $C_x$  pour A0,7 est comparé à celui mesuré par [Leclerc'08] pour une maquette de même échelle, équipée de jets synthétiques. En revanche, pour la maquette à l'échelle 1, la présence du tube en PVC (d'un diamètre de 50 mm) semble avoir moins d'influence. En effet, les valeurs du  $C_x$  mesurées en fonction du nombre de Reynolds sont proches de celles mesurées par [Thacker'09] pour la même maquette à l'échelle 1, avant l'intégration des actionneurs  $A_{DC}$  ; dans ce cas, l'intégration s'avère donc peu intrusive au regard de la traînée globale.

Vis-à-vis des différences observées sur le  $C_x$  pour toutes les configurations, le lien avec les différences observées précédemment sur la topologie de l'écoulement n'est pas clairement établi. En effet, la longueur de séparation  $L_{sep}$  est plus importante dans le cas du montage A1\_M1 par rapport au montage A1\_M2 alors que le  $C_x$  est plus important pour le montage A1\_M2. En revanche, le coefficient de traînée évolue moins avec le nombre de Reynolds dans le cas du montage A1\_M1, ce qui peut être rapproché du résultat présenté à la Figure 4.12 sur l'évolution des configurations « attachées » sur la lunette arrière. Pour A0,7, le tourbillon supérieur est plus éloigné du culot et plus haut vis-à-vis du soubassement de la maquette : d'après les mesures par balance, le  $C_x$  est plus élevé que pour la maquette à l'échelle 1.

En conclusion, les mesures du coefficient de traînée dans le cas de l'écoulement non manipulé mettent en évidence la difficulté à obtenir le coefficient de traînée de référence rapporté par [Ahmed'84] ou d'autres auteurs pour des maquettes non équipées d'actionneurs. Il ressort principalement de la comparaison avec la littérature que l'évolution du  $C_x$  en fonction du nombre de Reynolds est comparable pour des essais réalisés avec le même montage expérimental dans les mêmes conditions aérodynamiques, c'est-à-dire dans la même soufflerie. Cette conclusion ne tient pas compte des résultats obtenus pour la maquette à l'échelle 0,7 dont l'écart avec les autres configurations est vraisemblablement dû à la pesée du tube sous la maquette. Il faut noter que, lors des essais réalisés au cours du benchmark pour le CNRT R2A dans la soufflerie Lucien Malavard, la mesure de la traînée pour trois maquettes A0,7 identiques, mais équipées d'actionneurs différents, est du même ordre de grandeur, indépendamment de l'intégration des actionneurs sur la lunette arrière<sup>75</sup> [Weber'08].

#### 4.5 Objectifs du contrôle prédéterminé

L'étude de la topologie de l'écoulement naturel a permis de retrouver les trois types de structures décrites dans la revue bibliographique. Leur taille et leur position moyennes respectives ont pu être documentées à partir des champs PIV moyens et comparées à la littérature. De plus, deux instabilités naturelles ont été identifiées pour des nombres de Strouhal de 0,18 et 0,36 respectivement au niveau de la lunette arrière

<sup>75</sup> Dans le cadre de ce benchmark, toutes les maquettes étaient équipées du même tube en PVC au niveau du soubassement.

et du culot. La manipulation de l'écoulement par les actionneurs  $A_{DC}$  est envisagée selon trois aspects différents qui sont décrits ici.

La caractérisation de l'écoulement naturel a permis de valider le choix de la position des actionneurs  $A_{DC}$  pour le montage A1\_M1 vis-à-vis des structures présentes au-dessus de la lunette arrière. Dans un premier temps, ce montage est utilisé pour déterminer le potentiel de manipulation du bulbe de décollement et des tourbillons longitudinaux.

A partir de cette étude préliminaire, l'objectif est ensuite d'optimiser la manipulation de l'écoulement en fonction de la position, du nombre et de la vitesse induite par les actionneurs. Il s'agit également de décrire la topologie de l'écoulement manipulé au niveau de la lunette arrière et au culot lorsque les actionneurs sont utilisés en continu. Les résultats obtenus avec la maquette à l'échelle 0,7 sont finalement comparés à ceux obtenus avec la maquette à l'échelle 1.

Le dernier objectif est de tester les actionneurs  $A_{DC}$  pilotés en mode instationnaire de manière à déterminer leur interaction avec les instabilités identifiées dans l'écoulement naturel. Pour cette étude, c'est le montage A1\_M2 qui est utilisé. La caractérisation de la traînée permet de conclure sur l'efficacité des actionneurs.

---

## 5 Caractérisation de l'écoulement manipulé

La caractérisation de l'écoulement manipulé débute par une étude préliminaire pour évaluer le potentiel des actionneurs  $A_{DC}$  à manipuler le bulbe de décollement et les tourbillons longitudinaux.

---

### 5.1 Etude préliminaire

L'étude préliminaire est réalisée en utilisant le montage A1\_M1 pour une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s. Les actionneurs  $A_{DC}$  sont pilotés en mode continu pour  $V_{HV} = [13 - 15 \text{ kV}]$  et  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ .

---

#### 5.1.1 Action sur le bulbe décollé

Il est toujours possible de trouver une stratégie pour recoller l'écoulement sur la lunette arrière à 10 m/s. L'exemple qui est donné ici est relatif à l'utilisation de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ , situé au plus proche de l'arrête entre la lunette et le pavillon, pour une tension  $V_{HV} = 13 \text{ kV}$ , correspondant à  $U_{act}^* \sim 3,7 \text{ m/s}$ .

Les résultats sont présentés sous deux aspects différents à partir de l'analyse des champs PIV moyens réalisés dans le plan longitudinal  $y/H_A = 0$ . Les champs moyens sont tout d'abord présentés sous la forme des iso-contours de la vitesse longitudinale dans les cas naturel et manipulé, ainsi que pour la soustraction des deux champs précédents, c'est-à-dire pour  $(U_{on} - U_{off})$  (Figure 4.18a).

Le deuxième aspect de l'analyse repose sur l'extraction d'une vitesse locale sur les champs PIV à une hauteur représentative de l'écoulement induit par l'actionneur. C'est la hauteur de diffusion du vent ionique dans l'air au repos qui est retenue comme hauteur caractéristique de l'ajout de quantité de mouvement par l'actionneur dans

l'écoulement. Ainsi, sur les trois champs PIV, le trait continu rouge représente la ligne de diffusion du vent ionique ; cette ligne découle directement de l'estimation de l'épaisseur  $\delta_{1/2}$  du jet de paroi induit par l'actionneur d'après la relation (E2.16). A noter que, d'après cette relation, l'épaisseur  $\delta_{1/2}$  suit une évolution de la forme  $(x/H_A)^{0,75}$ . La ligne de diffusion du vent ionique est utilisée pour extraire sur les champs PIV la valeur de la vitesse locale de l'écoulement en fonction de  $x/H_A$  ; celle-ci est représentée sur la Figure 4.18b. La relation (E2.16) a été déterminée expérimentalement d'après des mesures de la vitesse du vent ionique dans l'air au repos ; il faut donc souligner ici les limites de cette analyse qui repose sur l'hypothèse que la hauteur de diffusion du vent ionique demeure une hauteur caractéristique de l'interaction de la décharge plasma avec un écoulement extérieur.

Afin d'effectuer une comparaison avec le champ ( $U_{on}-U_{off}$ ), la vitesse du vent ionique maximale  $U_{act,max}$  est également représentée sur la Figure 4.18b.

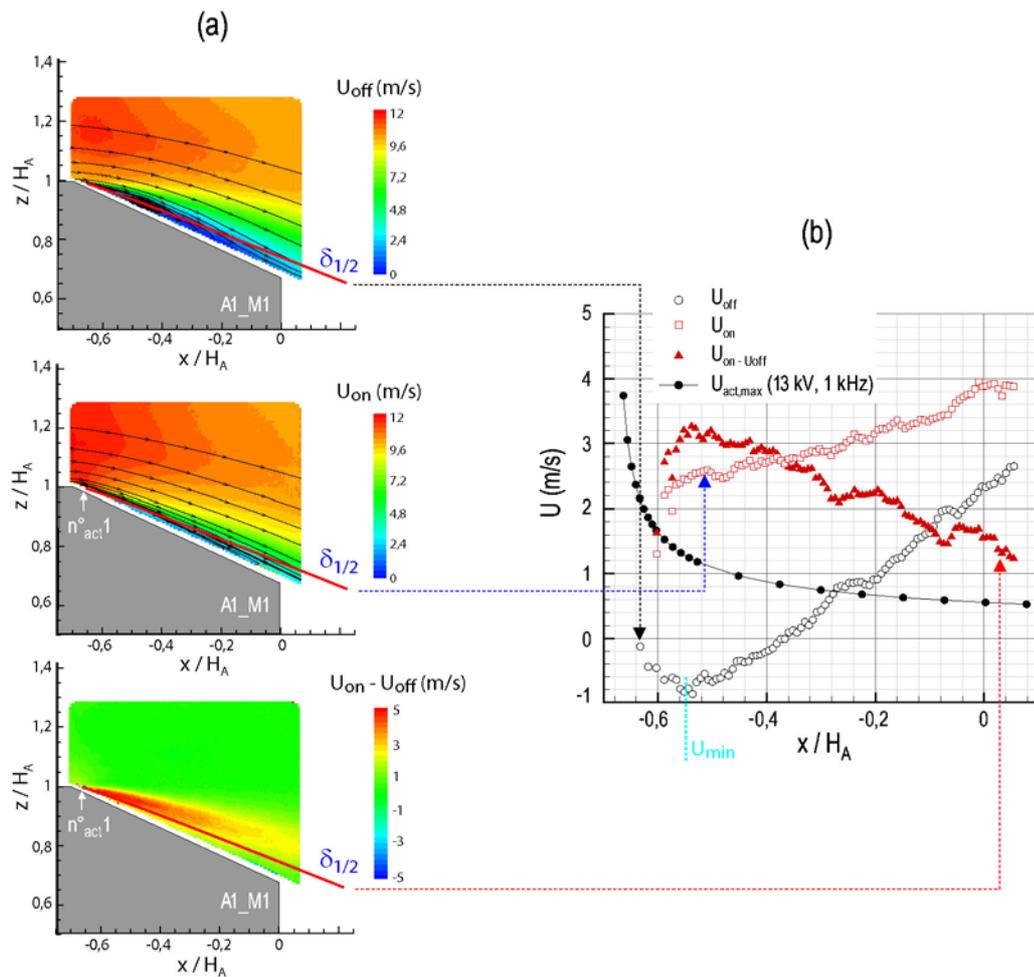


Figure 4.18 – (a) Modification du bulbe sur la lunette arrière et (b) vitesse locale sur la ligne de diffusion du vent ionique  $\delta_{1/2}$

D'après la Figure 4.18b, l'écoulement naturel décolle au niveau de l'arrête entre la lunette arrière et le pavillon, c'est-à-dire à  $x/H_A = -0,7$ . Sur la ligne de diffusion du vent ionique, la vitesse longitudinale atteint environ  $-1$  m/s à  $x/H_A = -0,55$  lorsque l'écoulement moyen n'est pas manipulé ; cette vitesse est appelée vitesse minimum sur la ligne de diffusion du vent ionique, dans la suite du texte.

Dans la zone  $x/H_A = [-0,7; -0,55]$ , la vitesse induite par l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  diminue très rapidement d'environ 4 m/s à 1 m/s. La vitesse du vent ionique est maximale à une position proche du point de séparation naturelle. Les lignes de courant sur les champs PIV indiquent que l'écoulement est recollé sur la lunette arrière (Figure 4.18a) ; aucune vitesse longitudinale négative n'est mesurée sur la ligne de diffusion du vent ionique (Figure 4.18b).

Le recollement de l'écoulement se traduit par un ajout de quantité de mouvement important au-dessus de la lunette arrière, clairement visible sur la soustraction des champs naturel et manipulé. La vitesse moyenne ( $U_{on}-U_{off}$ ) sur la ligne de diffusion du vent ionique est supérieure à la vitesse induite par l'actionneur ; la différence ( $U_{on}-U_{off}$ ) n'est donc pas représentative de la vitesse du vent ionique mais correspond à un effet de contrôle. D'autre part, l'ajout de quantité de mouvement observé par le tracé de ( $U_{on}-U_{off}$ ) sur la ligne de diffusion du vent ionique est relativement local : il est limité à la zone  $x/H_A = [-0,7; -0,5]$ , c'est-à-dire à la zone où la vitesse du vent ionique est la plus significative. Autrement dit, au-delà d'une distance de l'ordre de  $10L_p^*$ , l'ajout de quantité de mouvement du vent ionique vers l'écoulement extérieur semble ne plus être significatif. Ce résultat est en accord avec celui observé dans le cas de l'interaction du vent ionique avec une couche limite de Blasius non décollée. En effet, les essais sur la plaque plane ont montré que les profils de vitesse de la couche limite portent la signature du vent ionique jusqu'à une distance de l'ordre de  $20L_p^*$  (Chap3§3.3.3).

### 5.1.2 Action sur les tourbillons longitudinaux

Dans le cas du montage A1\_M1, les actionneurs  $n^{\circ}_{act7a8}$  et  $n^{\circ}_{act7^*a8^*}$  permettent d'étudier l'interaction du vent ionique avec les tourbillons longitudinaux. L'étude est focalisée sur le tourbillon sur le flanc gauche de la maquette, dont le sens de rotation est direct<sup>76</sup>. Deux configurations différentes sont mises en œuvre : la première concerne une action du vent ionique dans le sens de l'enroulement du tourbillon et la seconde dans le sens contraire. Les champs PIV présentés ici ne portent que sur la caractérisation du tourbillon manipulé sur le flanc gauche de la maquette mais la même action est réalisée sur le deuxième tourbillon sur l'autre flanc de la maquette<sup>77</sup> (voir la photo de l'intégration des actionneurs à la Figure 4.5). L'objectif est, d'une part, de ne pas dissymétriser l'écoulement sur la lunette arrière et, d'autre part, d'évaluer l'impact global de la manipulation simultanée des deux tourbillons sur le coefficient de traînée. Au total, ce sont donc quatre actionneurs qui sont alimentés de part et d'autre des arrêtes latérales de la lunette arrière. Ils sont tous alimentés par la même tension  $V_{HV} = 15$  kV à la fréquence  $f_{HV} = 1$  kHz ; pour ces paramètres électriques, la vitesse du vent ionique  $U_{act}^*$  est de l'ordre de 4,8 m/s.

Les résultats sont d'abord présentés à partir des mesures PIV dans le plan transversal situé à  $x/H_A = -0,35$ . L'analyse porte sur la soustraction des champs moyens avec et sans manipulation de l'écoulement ; ceux-ci sont représentés sous la forme des iso-contours de la composante verticale de la vitesse ( $W_{on}-W_{off}$ ). De plus, les vecteurs vitesse représentant la soustraction des champs moyens pour les deux composantes de la vitesse suivant  $y$  et  $z$  sont superposés aux iso-contours (Figure 4.19). La même représentation est adoptée pour l'action dans le sens de rotation du tourbillon et celle dans le sens contraire. Seule la position de l'actionneur  $n^{\circ}_{act7}$  est indiquée sur les champs PIV car, à  $x/H_A = -0,35$ , le plan de mesure n'intercepte pas l'électrode de haute

<sup>76</sup> Le sens direct est celui des aiguilles d'une montre.

<sup>77</sup> Le tourbillon longitudinal sur le flanc droit de la maquette s'enroule dans le sens contraire ; le vent ionique n'est donc pas dirigé dans le même sens pour une configuration d'étude donnée.

tension de l'actionneur  $n^{\circ}_{act}8$ . La ligne de diffusion du vent ionique  $\delta_{1/2}$  est représentée sur les champs PIV moyens par un trait continu bleu.

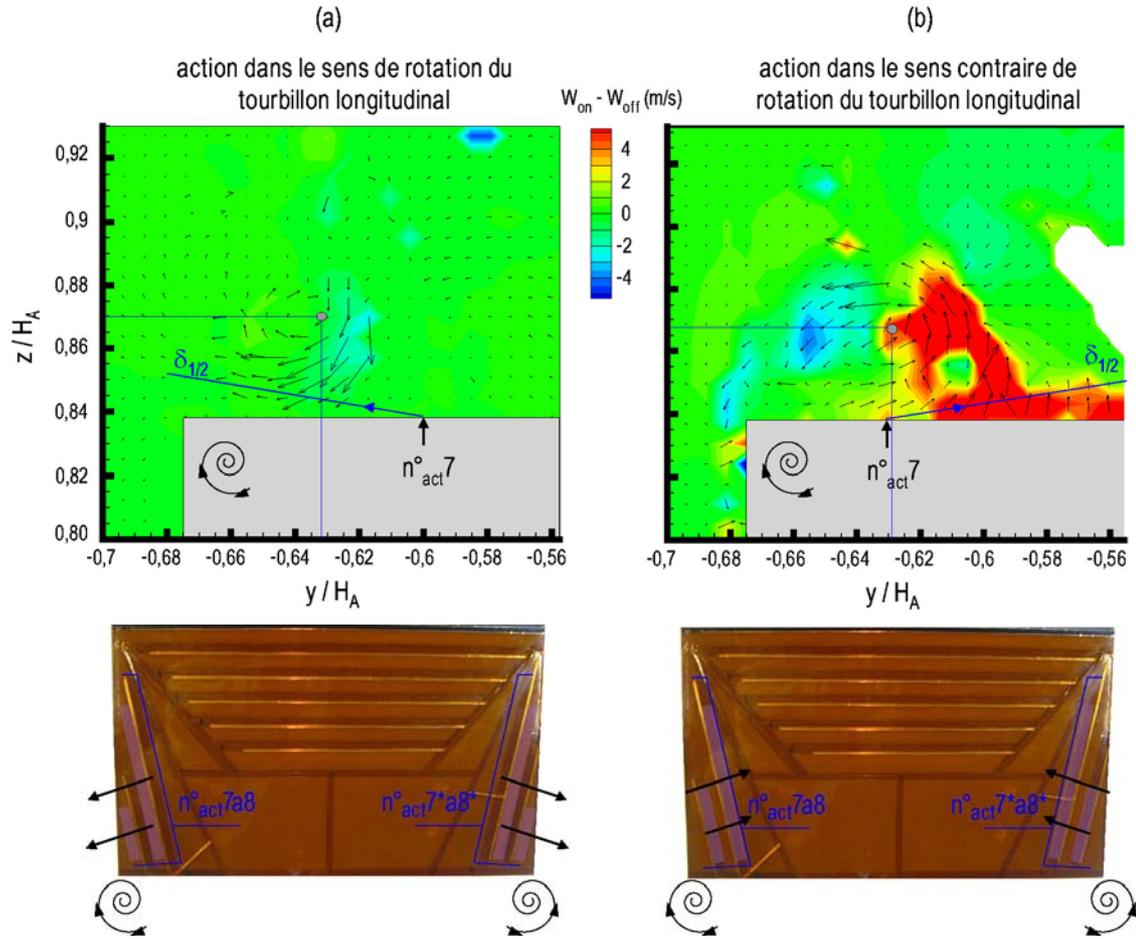


Figure 4.19 – Modification des tourbillons longitudinaux

Les champs  $(W_{on}-W_{off})$  portent une signature différente du vent ionique suivant le sens de l'action. En effet, lorsque le vent ionique est dirigé dans le sens de rotation du tourbillon, la vitesse de ce dernier est très peu modifiée (Figure 4.19a). En revanche, pour une action dans le sens contraire de rotation, la vitesse verticale est davantage modifiée par le vent ionique, principalement à la périphérie du tourbillon et du côté où le vent ionique se diffuse (Figure 4.19b) ; la vitesse verticale est en effet diminuée de près de 5 m/s dans la zone  $y/H_A = [-0,63 ; -0,56]$ . De plus, dans les deux cas, la direction des vecteurs vitesse issus de la soustraction des champs avec et sans plasma sont en accord avec le sens de l'action du vent ionique. Les vecteurs sont effectivement dirigés dans le sens contraire sur les deux figures. Finalement, la légère modification induite par les actionneurs ne modifie aucunement la position du centre du tourbillon (points gris sur les champs PIV). Il apparaît donc qu'aucune des deux configurations ne permet d'obtenir une modification significative de la topologie du tourbillon. En particulier, l'éclatement de celui-ci rapporté dans les travaux expérimentaux de [Lehueur'07] et numériques de [Rouméas'06], par une méthode de soufflage continu, n'est pas possible avec les actionneurs  $n^{\circ}_{act}7a8$  utilisés dans le cadre de cette étude. Dans les études citées ci-dessus, l'éclatement tourbillonnaire est observé pour un soufflage continu, normal à la paroi, pour une vitesse d'éjection au moins égale à la vitesse de l'écoulement amont. Deux raisons sont donc à même d'expliquer la faible

modification du tourbillon longitudinal par les actionneurs  $A_{DC}$ . En premier lieu, leur vitesse de l'ordre de 5 m/s est certainement très insuffisante pour modifier l'enroulement du tourbillon qui est très énergétique et bien établi à l'état colonne au-dessus de la lunette arrière. D'autre part, le vent ionique et par suite la quantité de mouvement transférée à l'écoulement extérieur par la décharge plasma, est réalisée sous la forme d'un échange de quantité de mouvement avec un jet de paroi. La hauteur de diffusion de ce jet de paroi est rapportée sur la Figure 4.19. Il apparaît clairement que, le tourbillon formant un angle d'environ  $8,5^\circ$  avec la paroi de la lunette, la hauteur de diffusion du vent ionique est bien inférieure à la hauteur à laquelle est située l'axe du tourbillon. L'interaction du vent ionique semble donc limitée pour cette configuration d'actionneur DBD.

D'après les mesures PIV, l'interaction du vent ionique avec les tourbillons longitudinaux est relativement faible. Les mesures des efforts aérodynamiques montrent pourtant que l'interaction est déjà suffisante pour dégrader la traînée globale du corps de Ahmed. En effet, lorsque les actionneurs  $n^{\circ}_{act7a8}$  agissent sur les tourbillons, indépendamment du sens de diffusion du vent ionique, la traînée du corps de Ahmed est augmentée d'environ 3 à 5% (Tableau 4.2). L'augmentation de la traînée est vraisemblablement due à une augmentation de la traînée de frottement sur la lunette arrière de part l'augmentation en proche paroi de la vitesse de l'écoulement par les actionneurs. Ce résultat confirme l'inefficacité des actionneurs  $n^{\circ}_{act7a8}$  pour une réduction de la traînée par le biais de la manipulation des tourbillons longitudinaux.

Configuration	Position		Traînée $\Delta C_x$ (%)
	x/HA	z/HA	
naturel	-0,629	0,864	-
$n^{\circ}_{act7a8}$ (même sens)	-0,632	0,870	+5,7
$n^{\circ}_{act7a8}$ (sens contraire)	-0,629	0,867	+3,1
$n^{\circ}_{act1} + n^{\circ}_{act7a8}$ (même sens)	-0,629	0,867	-3,8
$n^{\circ}_{act1} + n^{\circ}_{act7a8}$ (sens contraire)	-0,630	0,870	-3,4

*Les caractéristiques électriques sont les mêmes pour tous les actionneurs ( $V_{HV} = 15$  kV et  $f_{HV} = 1$  kHz)*

Tableau 4.2 – Résultats de la manipulation des tourbillons longitudinaux

D'autre part, le Tableau 2.4 présente les résultats obtenus lorsqu'une action simultanée est réalisée à la fois sur le bulbe de décollement avec l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  et sur les tourbillons avec les actionneurs  $n^{\circ}_{act7a8}$  dans les deux sens d'action. Les résultats concernent à la fois la détection du centre du tourbillon sur le flanc gauche de la maquette, ainsi que les mesures de traînée. Tous les actionneurs sont alimentés par la même tension électrique ( $V_{HV} = 15$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz) ; dans ce cas, l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  permet de supprimer le bulbe de recirculation sur la lunette arrière. Indépendamment du sens de l'action, les actionneurs  $n^{\circ}_{act7a8}$  n'ont pas plus d'effet sur la position du centre du tourbillon. En revanche, pour une action combinée sur le bulbe de décollement et sur les tourbillons longitudinaux, la traînée est diminuée d'environ 4%. Toutefois, cette diminution de traînée est de l'ordre de la moitié de celle observée lorsque seul l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  est utilisé en mode continu<sup>78</sup>. Ce dernier résultat

<sup>78</sup> Les résultats sur la traînée pour les actionneurs agissant sur le bulbe de décollement sur la lunette arrière sont présentés dans la dernière partie de ce chapitre (Chap4§5.3)

confirme à nouveau l'inefficacité des actionneurs n°<sub>act</sub>7a8 pour une réduction de la traînée globale sur le corps de Ahmed.

En conclusion, la configuration d'actionneurs utilisée dans le cadre de cette étude induit un jet parallèle à la paroi de la lunette qui ne s'avère pas efficace pour repousser les tourbillons longitudinaux sur les flancs de la maquette. Toutefois, les champs PIV ont montré que la vitesse des tourbillons porte la signature du vent ionique. Il peut être supposé que d'autres configurations d'actionneurs DBD telles que celles présentées dans la revue bibliographique seraient plus adaptées à ce type de configuration aérodynamique ; un jet normal à la paroi [Jacob'07] ou un jet dont l'inclinaison avec la paroi pourrait être piloté en temps réel [Bénard'08a] permettraient certainement d'obtenir de meilleurs résultats sur le plan de la manipulation de l'écoulement moyen et, par suite, de la réduction de la traînée.

L'étude préliminaire a permis d'évaluer le potentiel de la modification du bulbe de décollement sur la lunette arrière et sur les tourbillons longitudinaux. La topologie de l'écoulement ne peut être manipulée de manière significative que dans la zone de recirculation. Par conséquent, dans la suite, l'étude est focalisée sur l'optimisation de l'action sur le bulbe de manière à obtenir la diminution de traînée la plus importante possible.

---

## 5.2 Action en mode continu sur le bulbe décollé

L'objectif des mesures présentées dans la suite est d'optimiser l'effet des actionneurs en utilisant le montage A1\_M1. Dans un premier temps, une étude paramétrique sur la position et le nombre des actionneurs est conduite pour une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s. L'influence de la taille de la maquette et de la vitesse de l'écoulement amont est comparée dans le cas des maquettes A1\_M1 et A0,7. Cette étude est complétée par une analyse spectrale à hauteur de la lunette et par des mesures de la vitesse en synchronisation de phase.

---

### 5.2.1 Etude paramétrique

L'étude paramétrique est réalisée en utilisant le groupe d'actionneurs n°<sub>act</sub>1a6 pour  $U_\infty = 10$  m/s ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). Les résultats sont présentés en analysant les champs PIV moyens dans le plan médian de la maquette, au-dessus de la lunette arrière.

La Figure 4.20 synthétise les principales tendances observées au cours de l'étude paramétrique en sélectionnant les cinq résultats qui en sont les plus représentatifs. L'écoulement naturel (test 0) est donné comme référence sous la forme des lignes de courant. Pour l'écoulement manipulé, les iso-contours de la vitesse longitudinale sont représentés entre 1 et 6 m/s pour le champ moyen soustrait ( $U_{on} - U_{off}$ ). Pour chaque configuration, la ligne de diffusion du vent ionique  $\delta_{1/2}$  est indiquée par un trait continu rouge. Sur la configuration de référence (test 0), six lignes de diffusion du vent ionique sont indiquées pour les six actionneurs<sup>79</sup>. Le test A est celui qui a été commenté dans le cadre de l'étude préliminaire ; il est pris comme référence vis-à-vis des autres tests.

---

<sup>79</sup> Dans ce cas, les lignes de diffusion de vent ionique  $\delta_{1/2}$  sont représentées pour une tension  $V_{HV} = 13$  kV et une fréquence  $f_{HV} = 1$  kHz. Au regard de la taille de la maquette, l'évolution de  $\delta_{1/2}$  avec la tension est très peu significative ; la variation de la hauteur de diffusion du vent ionique en fonction des paramètres électriques testés ici est en effet négligeable devant la hauteur du bulbe de séparation. De plus, les lignes de diffusion du vent ionique ainsi représentée ne tiennent pas compte de l'effet de cumul du vent ionique entre les actionneurs.

L'objectif de l'étude paramétrique est principalement de déterminer l'efficacité de la configuration multiple vis-à-vis de la configuration avec le seul actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ . Dans cette perspective, trois tendances principales se dégagent de la Figure 4.20 au regard de l'influence de la position, de la tension et la surface d'action.

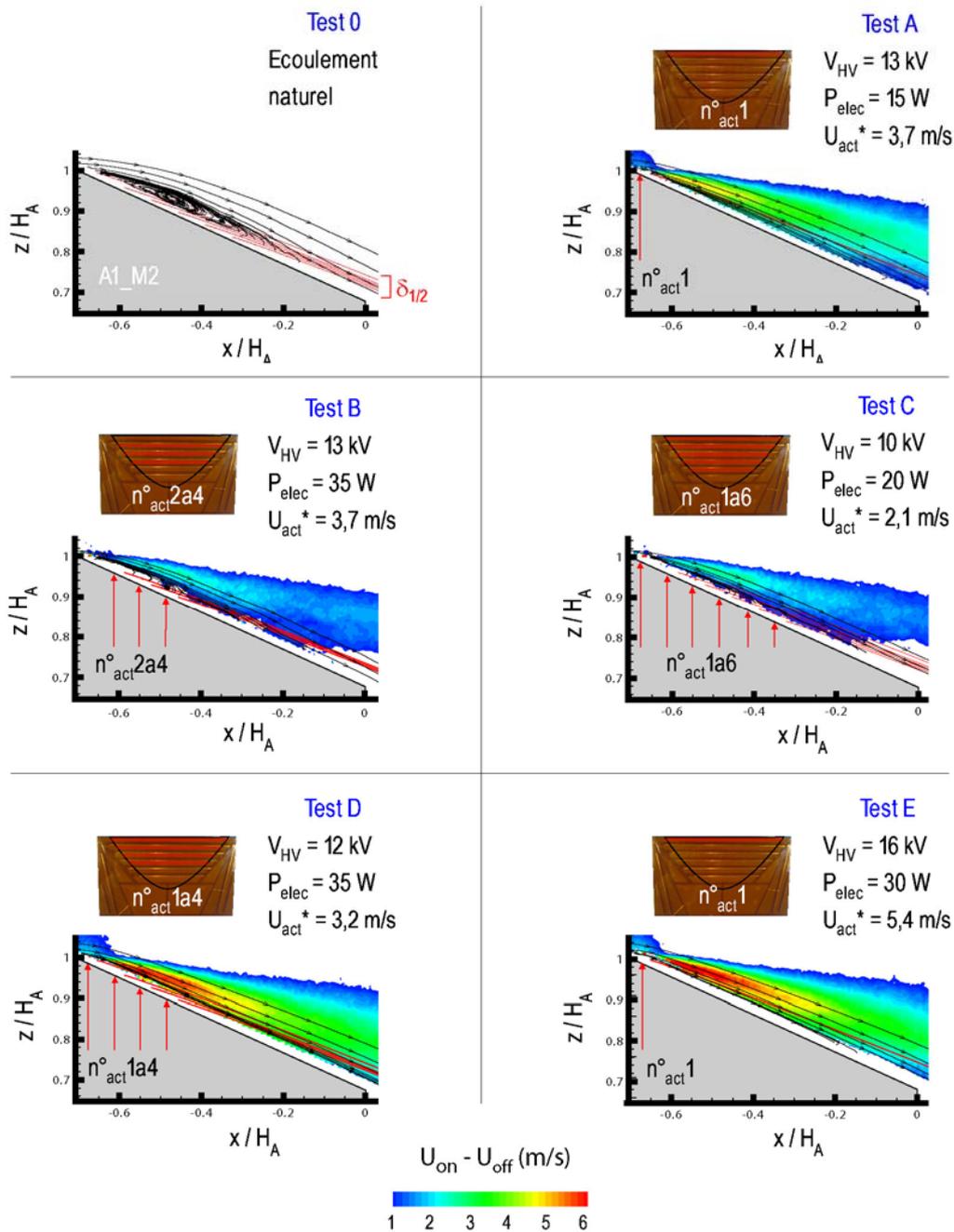


Figure 4.20 – Influence de la position, de la surface d'action, et de la puissance électrique sur l'efficacité des actionneurs  $A_{DC}$  dans le bulbe de recirculation

#### Influence de la position

Pour évaluer l'influence de la position, la comparaison est d'abord effectuée entre les tests A et B pour lesquels la tension d'alimentation est la même ( $V_{HV} = 13 \text{ kV}$ ) ; la vitesse du vent ionique est donc localement la même, de l'ordre de  $3,7 \text{ m/s}$ . Dans le

test B, trois actionneurs sont utilisés ( $n^{\circ}_{act2a4}$ ) tandis qu'un seul actionneur est utilisé ( $n^{\circ}_{act1}$ ) pour le test A. De ce fait, la puissance électrique est deux fois plus importante pour la configuration multiple (test B). D'après les lignes de courant, les actionneurs  $n^{\circ}_{act2a4}$  ne permettent pas de recoller complètement l'écoulement au-dessus de la lunette arrière, à la différence de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ . La vitesse ( $U_{on}-U_{off}$ ) sur l'ensemble du champ manipulé est donc moins importante dans le cas du test B. Ce résultat a été observé pour plusieurs tensions, conduisant à la même conclusion. Pour une tension d'alimentation donnée, la configuration d'actionneurs multiple s'avère moins efficace que l'utilisation du seul actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  si celui-ci n'est pas utilisé dans la configuration multiple.

Cette tendance est confirmée par la comparaison entre les tests B et D qui sont réalisés à iso-puissance électrique. Pour  $P_{elec} = 35 \text{ W}$ , le fait de rajouter l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  à la configuration multiple permet en effet d'obtenir de meilleurs résultats, et notamment de recoller l'écoulement. Les lignes de diffusion du vent ionique pour les actionneurs  $n^{\circ}_{act2a6}$  montrent clairement que l'ajout de quantité de mouvement par ces actionneurs ne peut se faire que dans la poche de recirculation moyenne, c'est-à-dire dans une zone où les vitesses longitudinales négatives sont les plus faibles. Il est donc nécessaire d'utiliser l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  pour pouvoir repousser le point de séparation et observer, plus en aval, un effet cumulatif d'ajout de quantité de mouvement grâce aux autres actionneurs.

Cette tendance est en accord avec les mesures sur le profil qui ont montré que l'efficacité des actionneurs est diminuée lorsque ceux-ci agissent dans la zone de séparation turbulente, plutôt qu'en amont ou au niveau de celle-ci (Chap3§4.3.2). Dans le cas du corps de Ahmed, des tests préliminaires ont conduit à écarter la configuration consistant à agir en amont de la rupture de pente, sur le pavillon, car il n'a pas été possible de recoller l'écoulement dans ce cas. L'optimisation de la position consiste donc à débiter l'action le plus près possible de l'arrêt, en aval de celle-ci ; dans le cadre de cette étude, la distance minimale entre l'arrêt et le début de l'action est au mieux de 6 mm en utilisant l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ .

### *Influence de la tension*

Pour évaluer l'influence de la tension, la comparaison est d'abord effectuée entre les tests A et C. Pour le test C, les six actionneurs sont utilisés à une tension de 10 kV, c'est-à-dire pour  $U_{act}^* \sim 2,1 \text{ m/s}$ . D'après les lignes de courant et le champ de vitesse ( $U_{on} - U_{off}$ ), la configuration  $n^{\circ}_{act1a6}$  ne permet pas de diminuer le bulbe de recirculation de manière aussi significative que la configuration  $n^{\circ}_{act1}$ . Ce résultat est représentatif de l'ensemble des configurations qui ont été étudiées. En effet, le recollement sur la lunette arrière ne s'avère possible qu'au-delà d'une tension seuil, indépendamment du nombre d'actionneurs utilisés. Pour  $U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ , le fait d'utiliser la configuration multiple n'améliore jamais l'efficacité sur le recollement si les actionneurs ne sont pas alimentés par une tension supérieure ou égale à 12 kV.

### *Influence de la surface d'action*

La puissance électrique est le critère retenu pour déterminer l'efficacité vis-à-vis du nombre d'actionneurs<sup>80</sup>. Pour les comparaisons effectuées précédemment (tests A, B et C), la puissance électrique est toujours plus importante dans le cas de la configuration multiple alors que l'efficacité sur le recollement est moins importante. Dans le cas du test D, la configuration multiple est davantage optimisée que dans les cas B et C puisque qu'elle débute à partir de l'actionneur n°<sub>act</sub>1 pour une tension de 12 kV. Par comparaison avec le test A, le champ moyen ( $U_{on} - U_{off}$ ) obtenu pour le test D montre qu'il est possible de transférer davantage de quantité de mouvement vers l'écoulement en utilisant plusieurs actionneurs. En effet, la vitesse du champ soustrait est plus importante dans le cas de l'action multiple alors que la tension est plus faible que dans le cas A. Toutefois, la comparaison des tests D et E montre qu'il est possible d'obtenir le même ajout de quantité de mouvement en utilisant uniquement l'actionneur n°<sub>act</sub>1 en augmentant sa tension d'alimentation jusqu'à 16 kV ; la puissance électrique étant à nouveau plus importante dans le cas de la configuration multiple. Sur l'ensemble des tests effectués, il n'a pas été possible de trouver une configuration d'actionneurs multiple qui, à iso-puissance électrique, permette d'ajouter plus de vitesse au-dessus de la lunette arrière que l'utilisation du seul actionneur n°<sub>act</sub>1 pour  $V_{HV} = 16$  kV.

En conclusion, l'étude sur les actionneurs n°<sub>act</sub>1a6 permet de dégager plusieurs tendances pour l'optimisation de l'action sur le bulbe de décollement en mode continu. Tout d'abord, la configuration multiple n'a d'intérêt que si l'actionneur n°<sub>act</sub>1 est utilisé. En d'autres termes, l'utilisation de plusieurs actionneurs DBD sur la lunette arrière ne permet pas de s'affranchir de la contrainte relevée par [Leclerc'o8]. Ce dernier indique dans sa thèse que l'optimisation du contrôle par jet synthétique sur la lunette arrière passe par une action au plus près de l'arrêt ; ce qui est en accord avec les résultats de notre étude.

Dans le cas des actionneurs A<sub>DC</sub>, ce résultat peut être expliqué en considérant la hauteur sur laquelle se diffuse le vent ionique. En effet, la ligne de diffusion du vent ionique, estimée à partir de  $\delta_{1/2}$ , ne coïncide avec la ligne du décollement que pour le premier actionneur car  $\delta_{1/2}$  est relativement faible au regard de la hauteur de la zone de recirculation. De plus, la vitesse  $U_{act,max}$  induite par les actionneurs A<sub>DC</sub> le long de la ligne de diffusion diminue rapidement et n'est significative, vis-à-vis de la vitesse locale de l'écoulement, que sur quelques dizaines de millimètres ( $\sim 10L_p^*$ ). La ligne de décollement étant la zone de l'écoulement la plus réceptive, la quantité de mouvement introduite par les actionneurs ne peut être significative qu'à partir du moment où la ligne de diffusion du vent ionique est proche de celle-ci. Elle n'est également significative qu'à partir du moment où la vitesse du vent ionique et la vitesse de l'écoulement locale sont du même ordre de grandeur ; c'est ce que suggère l'effet de seuil observé à partir d'une tension de 12 kV. Pour  $V_{HV} < 12$  kV, il apparaît en effet que la vitesse du vent ionique rapportée à la vitesse de l'écoulement sur la ligne de diffusion du vent ionique est inférieure à 1 (en valeur absolue).

Finalement, en raisonnant à iso-tension, la configuration multiple permet d'apporter davantage de quantité de mouvement à l'écoulement extérieur. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'actionneur n°<sub>act</sub>1 permet de diminuer la hauteur de la ligne

<sup>80</sup> Pour la configuration multiple, la puissance électrique est optimisée du point de vue de la dimension des actionneurs puisque leur largeur a été déterminée de manière à ce qu'ils n'agissent que dans la poche de décollement.

du décollement et favorise ainsi le transfert de quantité de mouvement des autres actionneurs. Toutefois, en raisonnant à iso-puissance électrique, la configuration multiple s'avère toujours plus coûteuse sur le plan énergétique que l'utilisation d'un seul actionneur au plus près de la rupture de pente ; c'est cette dernière solution qui s'avère donc définitivement la plus avantageuse et qui sera utilisée dans la suite, pour l'étude portant sur le mode instationnaire de l'actionneur  $A_{DC}$  (Chap4§5.3).

### *Comparaison entre les deux maquettes*

L'efficacité des actionneurs  $A_{DC}$  en fonction du nombre de Reynolds est étudiée à la fois en augmentant la vitesse de l'écoulement amont pour la maquette  $A1\_M1$  et en comparant les résultats obtenus avec ceux pour la maquette  $A0,7$ . Vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement amont, il n'a pas été possible d'obtenir des résultats significatifs pour la séparation sur la lunette arrière au-delà de 15 m/s pour la maquette à l'échelle 1 ( $Re < 10^6$ ). En effet, ni l'augmentation de la surface d'action, ni l'augmentation de la tension<sup>81</sup> n'ont permis de réussir à rattacher l'écoulement sur lunette au-delà de cette vitesse. En revanche, pour la maquette à l'échelle 0,7, la possibilité de recoller l'écoulement sur la lunette arrière a été mise en évidence pour une vitesse amont jusqu'à 35 m/s ( $Re = 1,7 \cdot 10^6$ ).

La différence observée entre les deux maquettes sur l'efficacité des actionneurs est illustrée sur la Figure 4.21 pour une même vitesse d'écoulement ( $U_\infty = 20$  m/s). La configuration choisie pour la comparaison est une configuration d'actionneurs multiple ; la comparaison porte sur les effets des actionneurs  $n^{\circ}_{act1a4}$  ( $V_{HV} = 14$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). Il faut rappeler ici que les actionneurs utilisés pour les deux maquettes sont les actionneurs  $A_{DC}$  qui ont les mêmes dimensions dans le sens longitudinal ; la surface recouverte par les actionneurs sur la lunette arrière est donc plus importante dans le cas de la maquette  $A0,7$ . Les résultats sont présentés sous la forme des iso-contours de la vitesse moyenne ( $U_{on} - U_{off}$ ) auxquels sont superposées les lignes de courant de l'écoulement manipulé. Dans les deux cas, l'écoulement n'est pas complètement rattaché sur la lunette arrière mais la taille du bulbe est largement diminuée dans le cas de la maquette à l'échelle 0,7. Le champ de vitesse ( $U_{on} - U_{off}$ ) montre que la manipulation du bulbe pour la maquette  $A1\_M1$  est peu significative à 20 m/s ; la signature du vent ionique est très peu marquée, même au niveau du premier actionneur. En revanche, l'utilisation des actionneurs  $n^{\circ}_{act1a4}$  sur la maquette  $A0,7$  se caractérise par un ajout de vitesse dans le bulbe de recirculation de l'ordre de 5 m/s jusqu'à  $x/H_A = -0,4$ , c'est-à-dire quasiment jusqu'au dernier actionneur.

Ce résultat suggère un effet d'échelle du même ordre que celui observé pour les essais sur le profil en faisant varier son incidence, c'est-à-dire en faisant varier la taille du bulbe. En effet, ces essais ont montré que l'efficacité de l'action combinée de trois actionneurs diminue lorsque la taille de la longueur du décollement turbulent augmente. Pour le corps de Ahmed, ce résultat signifie que, pour une même surface d'action, l'efficacité des actionneurs diminue si la taille de la maquette est augmentée. La caractérisation de la longueur du bulbe sur la lunette arrière a montré que, pour  $U_\infty = 20$  m/s,  $L_{sep}$  est du même ordre de grandeur pour les deux maquettes, c'est-à-dire  $0,5 H_A$ . Par conséquent, dans le cas présenté à la Figure 4.21, la longueur d'action dans le plan médian est de l'ordre de 70% de  $L_{sep}$  pour la maquette  $A0,7$  alors qu'elle n'est que de 50% de  $L_{sep}$  pour le corps de Ahmed à l'échelle 1.

<sup>81</sup> La tension maximale testée est  $V_{HV} = 16$  kV pour une fréquence  $f_{HV} = 1$  kHz.

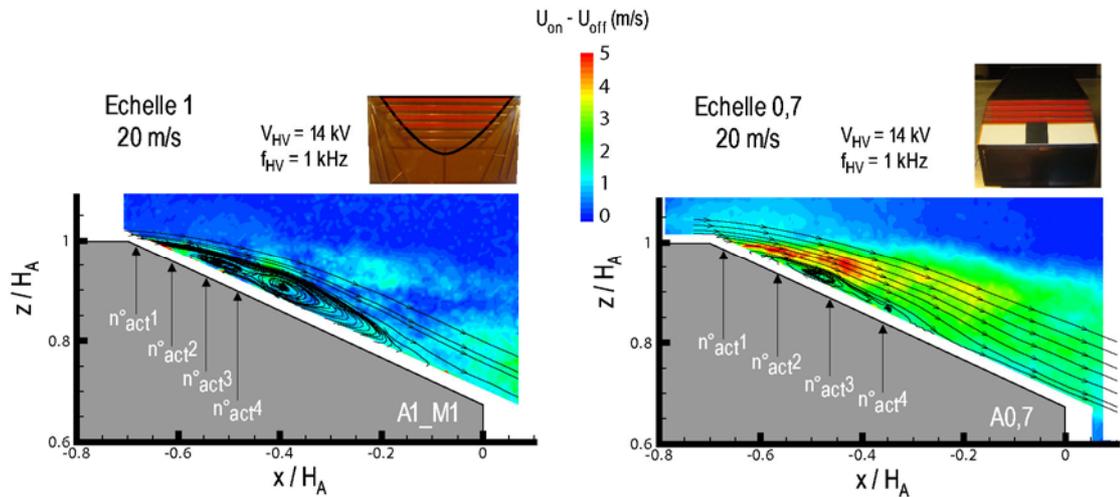


Figure 4.21 – Influence de la vitesse extérieure sur l'efficacité de l'actionneur  $A_{DC}$

De même que pour le corps de Ahmed à l'échelle 1, le recollement sur la lunette arrière de la maquette  $A_{0,7}$  est plus efficace en augmentant la tension de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ , plutôt qu'en utilisant une configuration multiple [Weber'08]. Pour une vitesse de l'écoulement de 20 m/s, la tension seuil à partir de laquelle l'écoulement recolte est de 16 kV ; pour cette tension, la comparaison de la vitesse du vent ionique à la vitesse de l'écoulement naturel sur la ligne de diffusion  $\delta_{1/2}$  conduit à nouveau à dire que le recollement n'est possible que lorsque la vitesse induite par l'actionneur est au moins de l'ordre de grandeur de la vitesse longitudinale locale (en valeur absolue).

La Figure 4.22 apporte un éclairage supplémentaire sur les différences observées entre les maquettes  $A1\_M1$  et  $A_{0,7}$ . La comparaison est effectuée pour une vitesse amont de 30 m/s ; la topologie de l'écoulement naturel sur la lunette arrière est indiquée par les lignes de courant dans le plan médian. Le graphique de la Figure 4.22 représente l'évolution de la vitesse locale de l'écoulement naturel le long de la ligne de diffusion  $\delta_{1/2}$  de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ . De plus, sur ce même graphique, la vitesse du vent ionique est représentée pour  $V_{HV} = 16$  kV, c'est-à-dire pour une configuration qui permet de recoller l'écoulement pour la maquette  $A_{0,7}$  mais qui n'apporte aucune modification de l'écoulement dans le cas de la maquette  $A1\_M1$ .

La Figure 4.22 confirme un effet d'échelle mais plutôt lié à la hauteur du bulbe de recirculation, c'est-à-dire à la position de la ligne de décollement au niveau du premier actionneur. Il apparaît en effet que dans le cas de la maquette  $A_{0,7}$ , le décollement moyen au niveau de la rupture de pente se fait sur une hauteur moins importante que dans le cas de la maquette  $A1$ . Pour  $x/H_A = [-0,7 ; -0,65]$ , la vitesse longitudinale sur la ligne de diffusion du vent ionique est négative dans le cas de la maquette  $A1$  alors qu'elle est quasiment toujours positive pour la maquette  $A_{0,7}$ . Cette différence de topologie induit deux conséquences vis-à-vis du transfert de quantité de mouvement que peut opérer l'actionneur  $A_{DC}$  piloté en mode continu. D'une part, la ligne de diffusion du vent ionique est inférieure à la ligne du décollement pour la maquette  $A1$  alors qu'elle est plutôt au même niveau, voir légèrement au-dessus pour la maquette  $A_{0,7}$ . D'autre part, le rapport  $U_{act,max}/U_{min}$  sur la ligne de diffusion du vent ionique n'est pas le même. Pour la maquette à l'échelle 0,7, la vitesse du vent ionique est toujours supérieure à la vitesse locale de l'écoulement sur la ligne de diffusion dans la zone du décollement ; pour la maquette à l'échelle 1, les vitesses longitudinales négatives sont bien supérieures (en valeur absolue) à la vitesse du vent ionique, confirmant, en

s'appuyant sur les résultats présentés jusqu'ici, qu'il n'est pas possible pour l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  de recoller l'écoulement au-delà de 15 m/s sur la maquette A1.

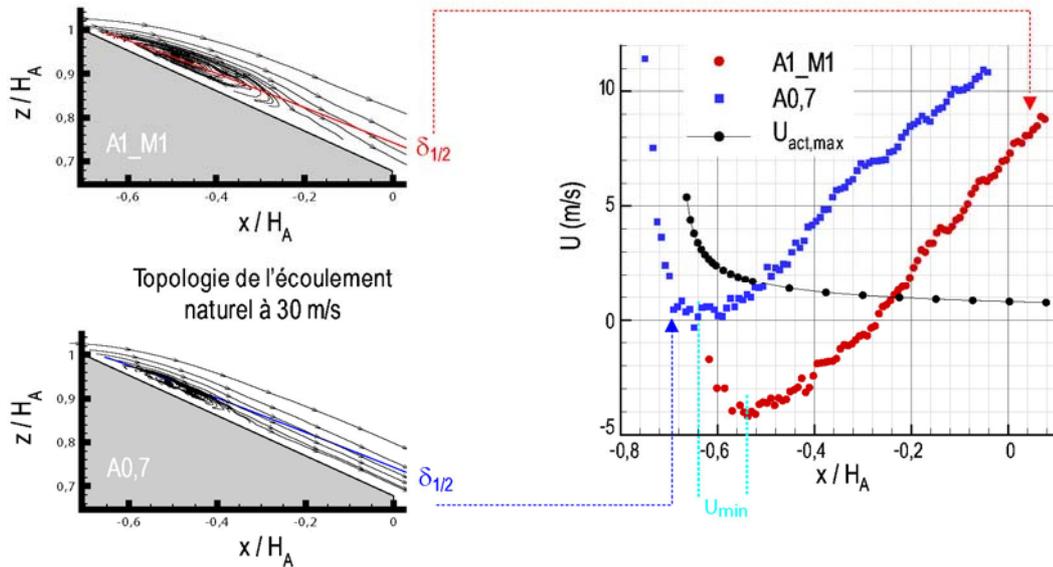


Figure 4.22 – Corrélation entre la taille du bulbe et la perte d'efficacité de l'actionneur ADC

Des gains significatifs sur la traînée ont été obtenus dans le cas de la maquette A0,7 ; ceux-ci sont indiqués dans le Tableau 4.3 pour l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  ( $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). Aucune tendance particulière vis-à-vis du nombre de Reynolds ne peut être mise en avant. Le gain en traînée est le plus important à 10 m/s, de l'ordre de 6,7% ( $Re = 4,7 \cdot 10^5$ ). Au-delà de 10 m/s,  $\Delta C_x$  diminue légèrement mais reste compris entre 4 et 6%.

Re	$\Delta C_x$ (%)
$4,7 \cdot 10^5$	-6,7
$9,3 \cdot 10^5$	-3,7
$1,4 \cdot 10^6$	-5,6
$1,6 \cdot 10^6$	-5,9

Tableau 4.3 – Gain sur la traînée en fonction du Reynolds pour la maquette à l'échelle 0,7 ( $n^{\circ}_{act1}$ ,  $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

D'autre part, à partir de  $U_{\infty} = 35$  m/s, un phénomène d'hystérésis est observé pour le recollement sur la lunette arrière dans le cas de la maquette à l'échelle 0,7. La mesure de la traînée révèle en effet que l'écoulement reste recollé sur la lunette arrière pendant quelques secondes après que l'action en continu soit arrêtée. Ce résultat est présenté sur la Figure 4.23 pour l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  ( $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz) où le plasma est allumé en continu pendant une période de 10 s et éteint pendant 20 s. Le  $C_x$  est toujours de l'ordre de 0,405 lorsque le plasma est allumé. Lorsque la décharge est arrêtée, le graphique fait clairement apparaître des phases où le coefficient de traînée est maintenu à cette valeur ; c'est notamment le cas entre 100 et 180 s.

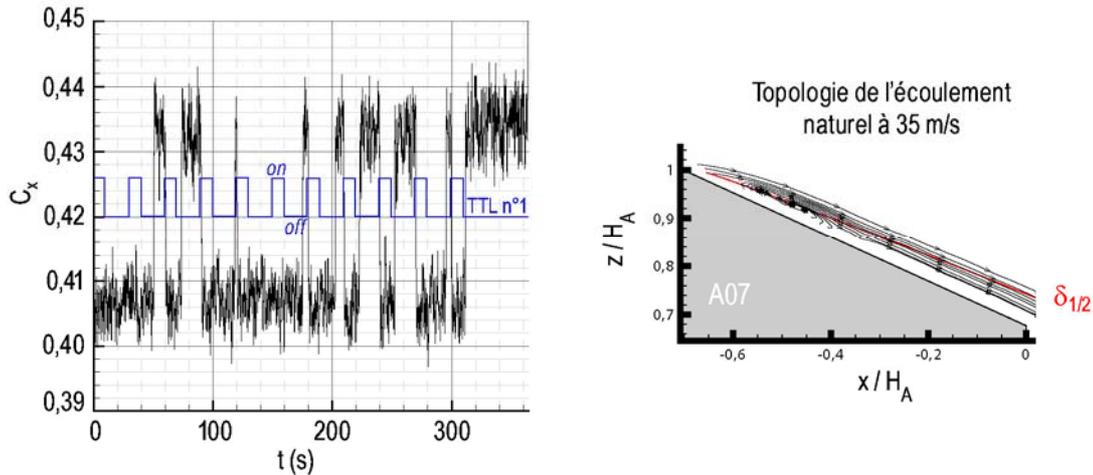


Figure 4.23 – Phénomène d’hystérésis sur la traînée observé pour  $U_\infty = 35$  m/s (A0,7,  $n^\circ_{act1}$ ,  $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

Ce résultat est comparable à celui observé par [Patel’08] sur un profil NACA0015 à 30 m/s avec un actionneur DBD AC (voir Figure 3.6a). Dans le cas du corps de Ahmed, son origine est probablement dû à ce qui a été décrit précédemment dans le cas de la maquette à l’échelle 1 ; sur certains champs PIV instantanés, l’écoulement naturel semble se rattacher de lui-même à la paroi (Figure 4.12). Pour le montage A1\_M2, il est même observé que la proportion de configurations où le champ est naturellement attaché à la paroi augmente avec le nombre de Reynolds. C’est probablement ce qui se passe dans le cas de la maquette A0,7. En effet pour  $U_\infty = 35$  m/s, la hauteur du bulbe sur la lunette est relativement faible sur les champs PIV moyennés sur 200 images. Si l’écoulement a tendance à recoller naturellement sur lunette, il n’est donc pas surprenant d’observer que l’ajout de quantité de mouvement induit par l’actionneur  $A_{DC}$  favorise la répétition de ce phénomène ou le renforce. Il faut toutefois souligner ici que le phénomène d’hystérésis présenté à la Figure 4.23, observé à l’occasion des essais pour le benchmark du CNRT R2A [Weber’08], n’a pu être observé à nouveau au cours d’une campagne d’essais ultérieure. Ce phénomène semble donc intimement lié, d’une part, aux performances des actionneurs DBD dont la stabilité n’est pas très satisfaisante (voir Annexe A) et, d’autre part, à la sensibilité de l’écoulement vis-à-vis de l’état de surface sur la lunette arrière, observée auparavant en comparant les différents montages utilisés au cours de cette étude.

En conclusion, la comparaison des résultats entre les maquettes A0,7 et A1 permet de mettre en avant la perte d’efficacité de l’actionneur  $n^\circ_{act1}$  lorsque la taille de la maquette est augmentée. Cette perte d’efficacité semble liée à un effet d’échelle sur la hauteur du bulbe de recirculation.

### 5.2.2 Topologie de l’écoulement moyen

L’étude qui suit vise à décrire le comportement moyen des structures au culot et des tourbillons longitudinaux lorsque l’écoulement est recollé sur la lunette arrière. Sur la base des résultats précédents, cette étude est réalisée en utilisant l’actionneur  $n^\circ_{act1}$  sur le haut de la lunette arrière. La topologie de l’écoulement manipulé est analysée à partir des champs PIV moyens.

### Modification de la structure torique au culot

L'influence sur la structure torique au culot est étudiée dans le cas de la maquette AO,7 pour l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  alimenté par une tension de 16 kV. Les résultats sont tout d'abord commentés pour une vitesse de l'écoulement amont de 30 m/s ( $Re = 1,4 \cdot 10^6$ ).

Lorsque le bulbe de recirculation est recollé sur la lunette arrière, une symétrisation de l'écoulement au culot est observée (Figure 4.24). Le tourbillon supérieur s'écarte du culot et se rapproche légèrement du soubassement. La position du tourbillon inférieur est légèrement décalée vers le plateau. Dans le plan  $y/H_A = 0$ , le tourbillon inférieur se développe sur une superficie plus importante lorsque l'écoulement est recollé sur la lunette arrière. Ces résultats sont en accord avec les travaux expérimentaux et numériques de [Leclerc'08]. Par ailleurs, le même auteur rapporte une diminution des pertes de pression au culot, principalement sur la partie supérieure.

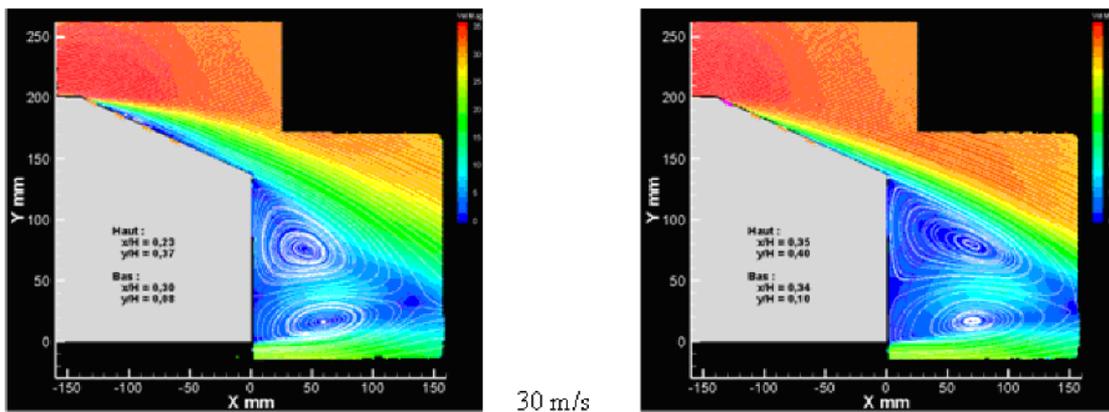


Figure 4.24 – Influence du recollement du bulbe sur la structure torique au culot [Weber'08]

La Figure 4.25 indique les positions des tourbillons inférieur et supérieur pour la manipulation de l'écoulement pour trois nombres de Reynolds différents ( $n^{\circ}_{act1}$ ,  $V_{HV} = 16$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). Dans la gamme  $Re = [4,8 \cdot 10^5 - 1,4 \cdot 10^6]$ , les structures au culot observent le même comportement lorsque l'écoulement est recollé sur la lunette arrière. Celles-ci sont repoussées en aval de la maquette d'une distance de l'ordre de  $0,1 H_A$  et décalées en direction du plateau d'une distance de l'ordre de  $0,05 H_A$ <sup>82</sup>.

<sup>82</sup> Les distances rapportées ici sont supérieures de quasiment un ordre de grandeur à la résolution spatiale entre deux vecteurs sur les champs PIV moyens.

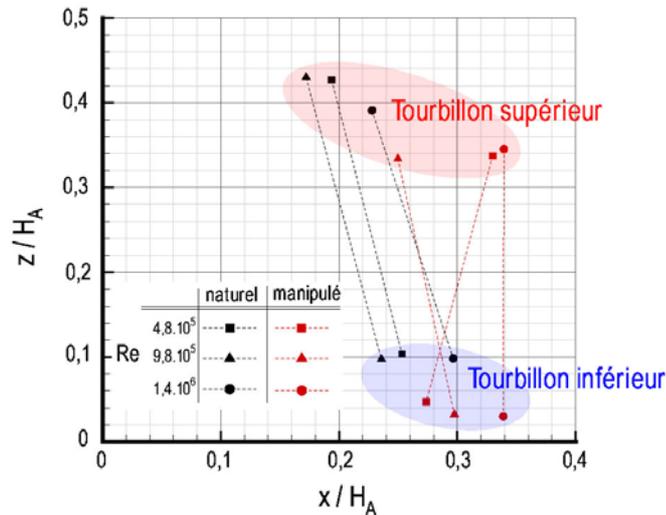


Figure 4.25 – Position des tourbillons au culot pour l'écoulement manipulé en fonction du nombre Reynolds

#### Modification des tourbillons longitudinaux

L'influence du recollement du bulbe sur les tourbillons longitudinaux est étudiée dans le cas du montage A1\_M1 pour  $U_{\infty} = 10$  m/s.

Le champ PIV réalisé à  $x/H_A = -0,35$  permet d'abord de confirmer que le recollement observé dans le plan médian est effectif sur toute la largeur de la lunette (Figure 4.26). Les lignes de courant indiquent en effet que la zone de recirculation observée précédemment à la Figure 4.16b est supprimée. Ce résultat valide le fait qu'un seul actionneur  $A_{DC}$ , situé au plus près de la rupture de pente avec le pavillon, permet bien de supprimer l'ensemble de la poche de décollement sur la lunette arrière. La suppression du bulbe ne semble pas avoir d'effet sur la position moyenne du centre du tourbillon identifiée à  $(y/H_A = -0,629 ; z/H_A = 0,867)$ ; celle-ci est effectivement inchangée par rapport à l'écoulement naturel. De plus, la vitesse au sein du tourbillon mesurée dans le plan  $x/H_A = -0,35$  est également inchangée lorsque l'écoulement recolle sur la lunette. Ce résultat semble indiquer qu'il n'y a pas d'interaction entre le décollement et les tourbillons longitudinaux au niveau de la lunette arrière.

En conclusion, les résultats présentés précédemment indiquent que la modification du décollement sur la lunette arrière induit principalement un changement de la topologie au culot. Toutefois, le dispositif expérimental mis en œuvre pour caractériser l'effet des actionneurs ne permet pas de décrire de manière globale la topologie de l'écoulement manipulé sur l'ensemble de la maquette, notamment dans son sillage. Dans la suite, quelques éléments relatifs à l'instantanéité de l'écoulement manipulé sont présentés.

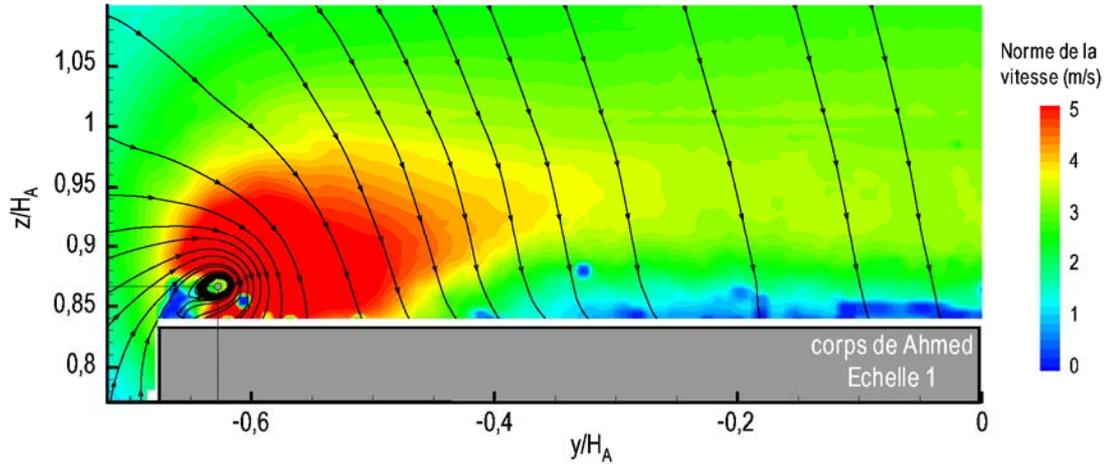


Figure 4.26 – Influence du recollement du bulbe sur le tourbillon longitudinal

### 5.2.3 Spécification instationnaire à hauteur de la lunette et au culot

Dans le cas du montage A1\_M2, des mesures par fil chaud sont réalisées à hauteur de la lunette et au culot lorsque l'actionneur  $n_{act1}^o$  permet de supprimer le bulbe de recirculation sur la lunette arrière ( $V_{HV} = 13$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). Les positions des mesures correspondent aux points A et C (Figure 4.13), respectivement au-dessus de la lunette et au culot.

Lorsque l'écoulement est recollé au niveau de la lunette arrière, l'activité spectrale à hauteur de celle-ci est modifiée. Les densités spectrales de puissance montrent en effet que l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement manipulé est diminuée (Figure 4.27a). La diminution est plus importante dans la gamme des faibles fréquences  $St = [0,02 ; 2]$  et, notamment, le pic identifié précédemment à  $St = 0,18$  disparaît de l'activité spectrale pour l'écoulement manipulé. Ce résultat montre donc que le recollement sur la lunette annule le détachement tourbillonnaire à  $St = 0,18$ . Par ailleurs, la répartition spectrale de l'écoulement manipulé porte la signature de la fréquence  $f_{HV}$ , et de son harmonique de 1<sup>er</sup> ordre, à un niveau de puissance important, supérieur à la puissance des fluctuations de vitesse à basses fréquences. Ce résultat est en accord avec les mesures réalisées dans l'air au repos avec le système LDA qui ont montré que le vent ionique induit par les actionneurs DBD est pulsé à la fréquence de l'alimentation sinusoïdale. La signature de cette fréquence intervient pour un nombre de Strouhal important, dans la zone intertielle de l'écoulement.

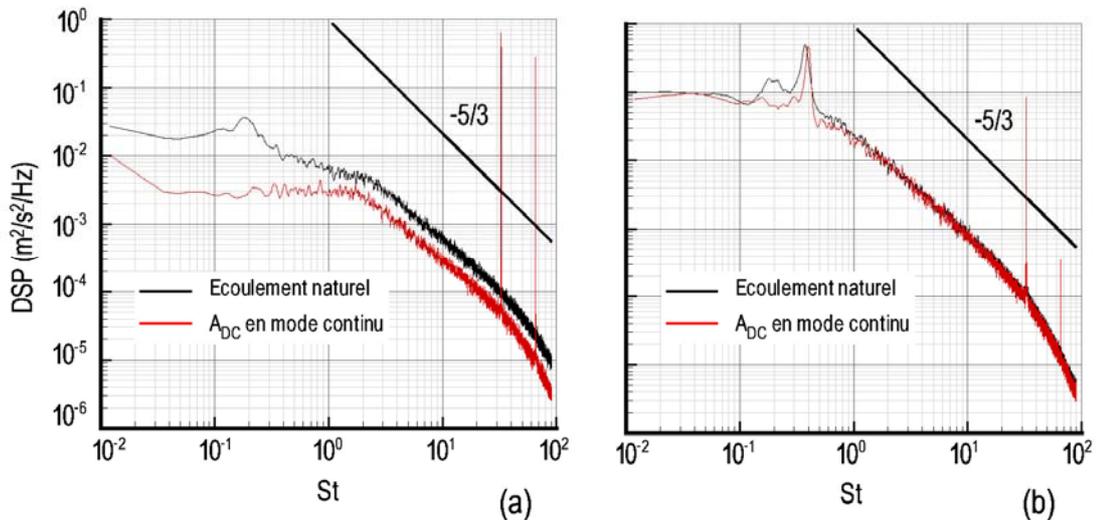


Figure 4.27 – Densités spectrales de puissance pour le mode continu (a) à hauteur de la lunette arrière et (b) au culot ( $Re = 6,7.10^5$ )

L'activité spectrale au niveau du soubassement est nettement moins modifiée par le recollement sur la lunette arrière (Figure 4.27b). Le spectre de l'écoulement manipulé fait simplement apparaître de manière plus marquée le pic caractéristique du lâché de Von Karman au culot à  $St = 0,36$ , en diminuant l'énergie cinétique dans la bande de fréquences réduites  $St = [0,1 ; 0,3]$ . Ce résultat est en accord avec la topologie moyenne de l'écoulement manipulé au culot ; la symétrisation de la structure torique coïncide avec un renforcement de l'organisation de son activité tourbillonnaire autour de l'instabilité  $St = 0,36$ . Par ailleurs, l'écoulement au niveau du soubassement porte également la signature de la fréquence de l'actionneur A<sub>DC</sub>, mais avec un niveau de puissance moins important qu'au niveau de la lunette. La signature de la fréquence  $f_{HV}$  intervient aussi dans une plage caractéristique de la cascade turbulente de Kolmogorov. Ce dernier résultat semble indiquer que les instabilités induites par l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$ , à la fréquence  $f_{HV}$ , sont convectées par l'écoulement jusqu'au niveau du soubassement.

### 5.3 Action en mode instationnaire sur le bulbe décollé

Aussi bien l'écoulement manipulé à hauteur de la lunette arrière que l'écoulement au culot porte la signature de la fréquence d'alimentation de l'actionneur, autrement dit la signature de la fréquence d'émission du jet de paroi. Cette fréquence, optimisée pour l'ajout de quantité de mouvement de l'actionneur, est supérieure de deux ordres de grandeurs aux fréquences caractéristiques de l'activité tourbillonnaire tant au niveau de la lunette que du soubassement.

L'objectif de l'étude qui suit est de déterminer la capacité de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  à piloter les instabilités naturelles propres à la dynamique de l'écoulement au niveau de la lunette et au culot, en modulant le signal sinusoïdal de l'actionneur par une fréquence de l'ordre de grandeur des fréquences mesurées dans l'écoulement. L'actionneur est donc utilisé dans le mode instationnaire caractérisé à la fois par la fréquence de l'alimentation haute tension sinusoïdale ( $f_{HV}$ ) et par la fréquence de modulation  $f_p$  (Figure 1.16). L'objectif est d'évaluer la capacité de l'actionneur DBD à piloter la dynamique des structures par une action pulsée. Dans un premier temps, des mesures au fil chaud sont réalisées à hauteur de la lunette et au culot pour déterminer si l'écoulement répond à la sollicitation pulsée de l'actionneur. Puis, le potentiel de la

modification du bulbe de séparation par une action pulsée est déterminé à partir des mesures de traînée.

Les mesures suivantes sont relatives à l'utilisation de la maquette A1\_M2 pour une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). La manipulation du bulbe sur la lunette est réalisée avec l'actionneur n°<sub>act1</sub> pour  $V_{HV} = 13$  kV et  $f_{HV} = 1$  kHz.

### 5.3.1 Spécification instationnaire à hauteur de la lunette et au culot

La caractérisation de l'écoulement manipulé lorsque l'actionneur est piloté dans le mode instationnaire porte sur des mesures au fil chaud. Tout d'abord, le fil chaud mobile est utilisé pour réaliser des mesures à hauteur de la lunette arrière et au culot ; puis, un second fil chaud est utilisé afin d'étudier la corrélation entre l'écoulement au niveau de la lunette arrière et au culot. Les positions de mesure correspondent aux points A et C respectivement à hauteur de la lunette et culot (voir la Figure 4.13).

Deux fréquences de modulation sont testées pour le mode instationnaire. Celles-ci sont imposées de manière à exciter l'écoulement aux deux fréquences identifiées dans l'écoulement naturel. Pour la maquette à l'échelle 1 et une vitesse de l'écoulement amont de 10 m/s, ces deux fréquences sont de l'ordre de 5,5 Hz et de 10,5 Hz respectivement au niveau de la lunette et du culot ; ce qui représente une fréquence réduite  $F^+$  de l'actionneur de 0,18 et 0,36 d'après la relation (E1.9). Pour les mesures au fil chaud, le rapport cyclique de l'actionneur  $R_{DC}$  est fixé à 50%.

La mesure de la vitesse instantanée en synchronisation avec l'actionneur montre que l'écoulement répond à l'excitation du mode instationnaire (Figure 4.28). La vitesse de l'écoulement manipulé porte en effet la signature d'une excitation périodique. Le signal TTL n°2 est représenté sur la Figure 4.28 à titre indicatif car la mesure au fil chaud est réalisée trop loin de l'actionneur pour assurer que les fluctuations de vitesse observées sont corrélées aux phases pendant lesquelles la décharge est allumée. En effet, si l'écoulement semble répondre en phase avec l'actionneur pour  $f_p = 5,5$  Hz, en revanche pour  $f_p = 10,5$  Hz, un décalage entre la réponse de l'écoulement et le signal TTL est observé. D'autre part, la vitesse instantanée de l'écoulement naturel fait apparaître des pics de faible vitesse à intervalles plus ou moins réguliers (courbe noire). Vis-à-vis des résultats présentés précédemment, ces pics semblent être caractéristiques du détachement tourbillonnaire au niveau de la lunette. Ils sont certainement liés au battement de la poche décollée et au passage de structures tourbillonnaires au niveau du fil chaud ; celui-ci ne se trouvant pas dans la poche de recirculation mais légèrement au-dessus. Lorsque l'écoulement est manipulé, les pics de faible vitesse disparaissent du signal temporel du fil chaud, semblant indiquer que l'écoulement est rattaché sur la lunette arrière.

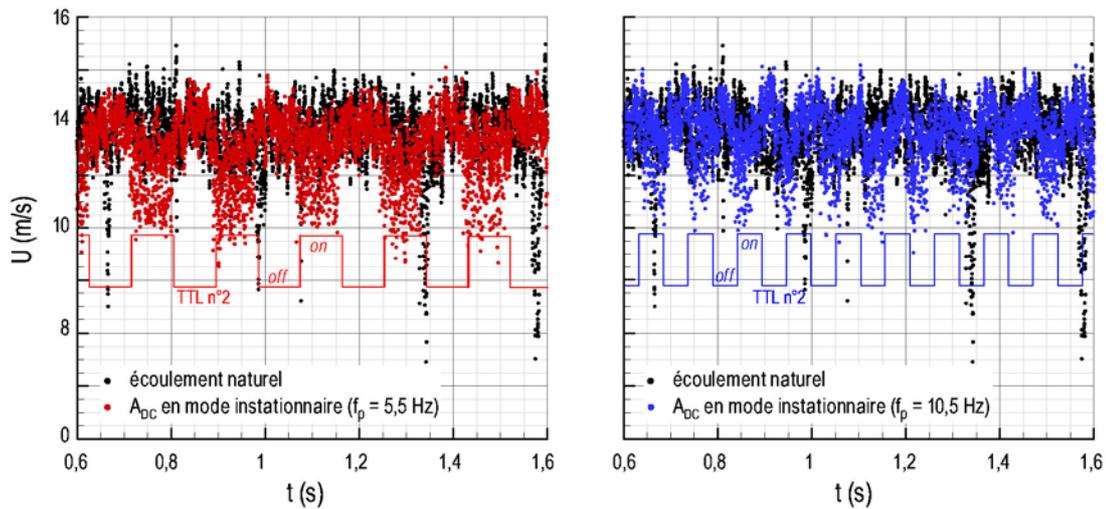
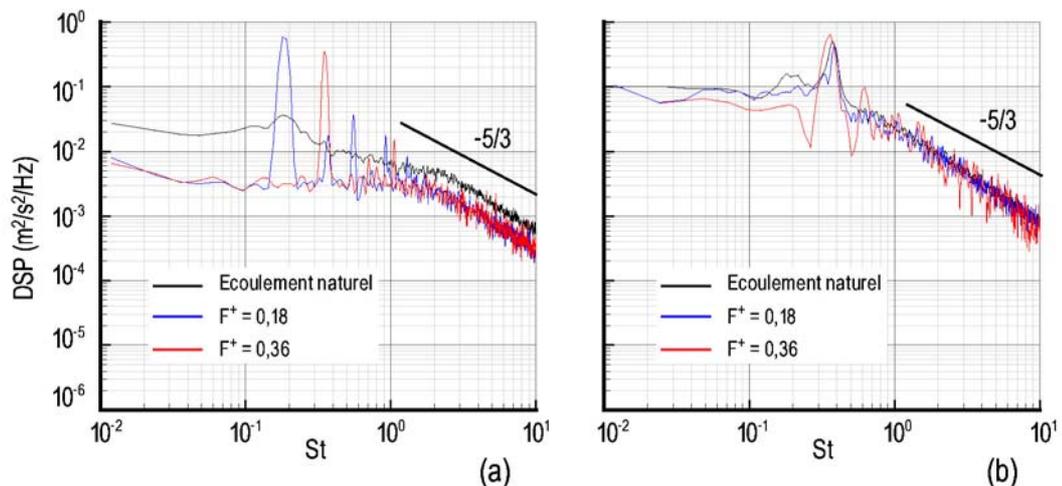


Figure 4.28 – Mesure de vitesse instantanée en synchronisation de phase au niveau de la lunette

Les densités spectrales de puissance calculées pour les fluctuations de vitesse au niveau de la lunette arrière confirment que l'écoulement est excité à la fréquence  $f_p$  à proximité de l'actionneur (Figure 4.29a). Des pics caractéristiques des excitations à  $F^+ = 0,18$  et  $F^+ = 0,36$  dominant en effet le spectre de l'écoulement manipulé. La diminution de l'énergie cinétique turbulente est du même ordre de grandeur, dans les basses fréquences, que celle observée pour l'action en continu (Figure 4.27a).

L'analyse spectrale au culot montre que l'excitation sur la lunette à la fréquence réduite  $F^+ = 0,18$  n'a aucun effet sur la répartition spectrale de l'écoulement au niveau du soubassement, notamment sur l'instabilité naturelle de Von Karman à  $St = 0,36$  (Figure 4.29b). Lorsque l'actionneur excite l'écoulement sur la lunette arrière à  $F^+ = 0,36$ , la répartition spectrale de l'écoulement au soubassement semble être légèrement modifiée. L'énergie cinétique turbulente est diminuée dans les basses fréquences et le spectre fait apparaître un élargissement de la bande de fréquences autour de l'instabilité à  $St = 0,36$ .


 Figure 4.29 – Densités spectrales de puissance pour le mode instationnaire (a) à hauteur de la lunette arrière et (b) au culot ( $Re = 6,7.10^5$ )

Le coefficient d'inter-corrélation  $R_{uu}$  calculé pour les mesures réalisées simultanément à hauteur de la lunette arrière et au niveau du soubassement montre qu'il n'existe pas de corrélation nettement établie dans le cas de l'écoulement naturel

(Figure 4.30). La même observation peut être faite lorsque l'écoulement est excité en continu ou en mode instationnaire pour  $F^+ = 0,18$ . En revanche, le coefficient de corrélation met en évidence la présence d'une corrélation bien marquée entre l'écoulement au niveau de la lunette et celui au niveau du soubassement lorsque l'actionneur excite l'écoulement au niveau de la lunette à la fréquence réduite caractéristique de l'instabilité de Von Karman ( $F^+ = 0,36$ ). Ce résultat, combiné à l'analyse spectrale précédente, indique que l'ajout de quantité de mouvement sur la lunette arrière est susceptible d'avoir des répercussions sur la dynamique instationnaire de l'écoulement au culot.

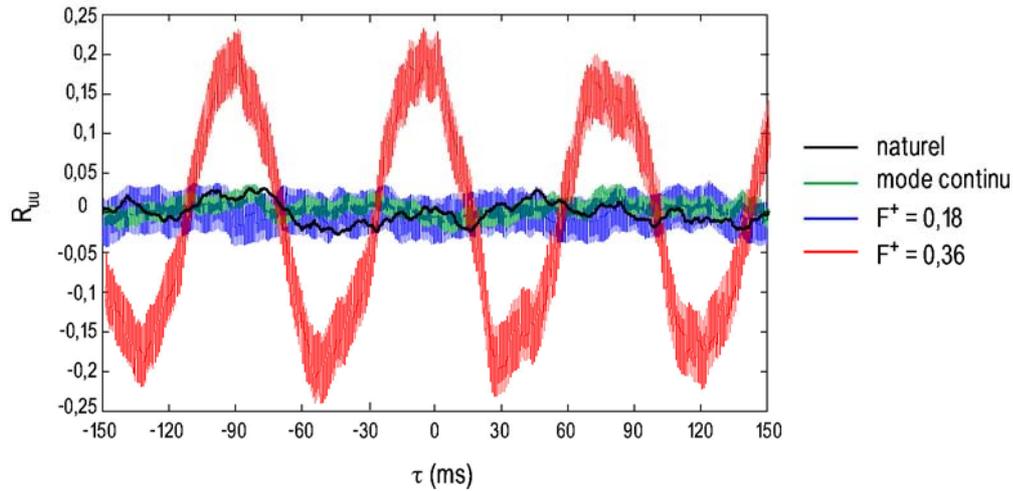


Figure 4.30 – Corrélation entre les fils chauds positionnés à hauteur de la lunette et au culot

### 5.3.2 Caractérisation de la traînée aérodynamique

Les mesures au fil chaud montrent qu'il est possible d'exciter l'écoulement aux fréquences correspondant aux instabilités identifiées dans l'écoulement naturel. Pour  $F^+ = 0,36$ , une corrélation entre l'écoulement sur la lunette arrière et l'écoulement au niveau du soubassement est même observée. L'objectif des mesures présentées dans cette dernière partie est d'évaluer la répercussion sur la traînée des différents modes d'excitation de l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  ( $V_{HV} = 13$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz) pour  $U_{\infty} = 10$  m/s.

Les mesures de traînée sont divisées en deux parties. Tout d'abord, l'influence de la fréquence réduite  $F^+$  est étudiée pour un rapport cyclique variable ou constant ( $R_{DC} = 50\%$ ). Dans le cas où  $R_{DC}$  est variable, c'est le nombre de périodes du signal sinusoïdal qui est constant et égal à 10 ; ce qui signifie qu'à chaque allumage de la décharge, la même quantité de mouvement est exactement introduite dans l'écoulement par l'actionneur  $A_{DC}$ , indépendamment de la fréquence  $f_p$ . La deuxième série de mesures est réalisée en étudiant l'influence du rapport cyclique  $R_{DC}$  pour une fréquence  $f_p$  constante ; celle-ci est choisie de manière à découpler l'effet fréquentiel de l'effet d'ajout de quantité de mouvement. La fréquence retenue est d'un ordre de grandeur supérieur à la fréquence du battement du bulbe de recirculation, c'est-à-dire  $f_p = 55$  Hz, ce qui représente pour l'actionneur une fréquence réduite  $F^+ = 1,8$ .

Au préalable, le gain en traînée  $\Delta C_x$  est mesuré lorsque l'actionneur est piloté en continu. Dans ce cas, pour  $U_{\infty} = 10$  m/s, la diminution de la traînée est de l'ordre de 8%. Ce point de fonctionnement est représenté sur les graphiques suivants, pour

comparaison avec le mode instationnaire, en considérant que  $R_{DC} = 100\%$  et que la fréquence réduite  $F^+$ , calculée à partir de  $f_{HV} = 1$  kHz, est de l'ordre de 33.

Les résultats de l'étude sur l'influence de la fréquence réduite sont présentés à la Figure 4.31 en indiquant  $\Delta C_x$  en valeur absolue. Une première tendance se dégage des mesures lorsque le rapport cyclique est fixé à 50%. La diminution de traînée augmente avec  $F^+$  de 3 à 6%, mais reste toujours inférieure à la diminution obtenue lorsque l'actionneur est piloté en continu. Le minimum pour  $\Delta C_x$  est observé lorsque  $F^+ = 0,36$ . Ce résultat indique, d'une part, que la réorganisation de l'écoulement au culot autour de l'instabilité de Von Karman est défavorable du point de vue de la traînée globale du corps de Ahmed ; d'autre part, l'excitation de cette instabilité par l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  situé sur la lunette ne permet pas de diminuer la traînée. Lorsque  $F^+ = 0,18$ , la diminution de la traînée est légèrement plus importante, de l'ordre de 5%, mais reste inférieure aux valeurs de  $\Delta C_x$  observées pour des fréquences réduites plus importantes.

Lorsque le rapport cyclique est variable, une autre tendance est observée. La diminution de traînée est négligeable pour  $F^+ \leq 0,36$  et augmente de manière linéaire avec la fréquence réduite pour  $F^+ > 0,36$ . De plus, à partir de  $F^+ = 2,3$ , la diminution de traînée est constante et est de l'ordre de grandeur de celle observée lorsque l'actionneur est piloté en continu. Dans ce cas, l'augmentation de  $\Delta C_x$  avec la fréquence réduite semble être davantage lié à l'ajout de quantité de mouvement qu'à la possibilité de piloter l'une des fréquences caractéristiques de l'écoulement naturel. En effet, pour une même fréquence réduite, la comparaison entre les deux tests permet de conclure que la diminution de la traînée est plus importante lorsque  $R_{DC}$  est le plus grand.

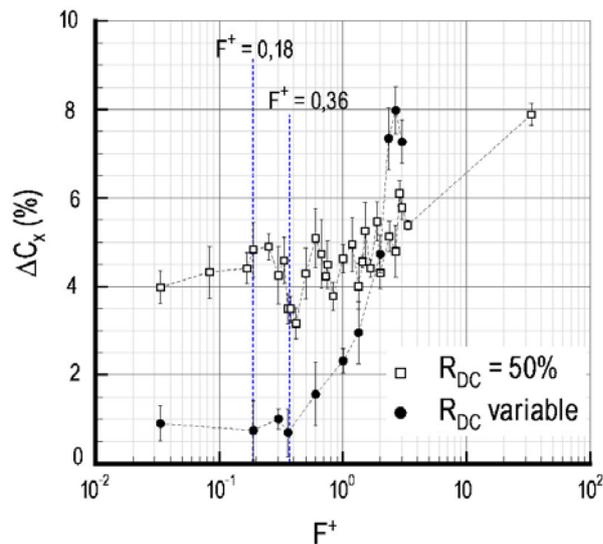


Figure 4.31 – Influence de la fréquence réduite  $F^+$  sur la réduction de traînée (A1\_M2,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ )

Les résultats de l'étude sur l'influence du rapport cyclique sont présentés à la Figure 4.32. Dans ce cas, la fréquence réduite de l'actionneur est fixée à  $F^+ = 1,8$ , c'est-à-dire à une fréquence de pulsation d'un ordre de grandeur supérieur à la fréquence identifiée à hauteur de la lunette. Les résultats montrent que pour  $R_{DC} \leq 30\%$  la diminution de la traînée est négligeable (inférieure à 2%). Pour  $R_{DC} > 30\%$ , elle augmente linéairement avec le rapport cyclique jusqu'à  $R_{DC} = 75\%$  où elle atteint une valeur comparable à celle observée pour l'action en continu ( $\Delta C_x \sim 7\%$ ). Ce résultat confirme la tendance observée précédemment : la réduction de la traînée par l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  est plus efficace lorsque celui-ci est piloté en mode continu.

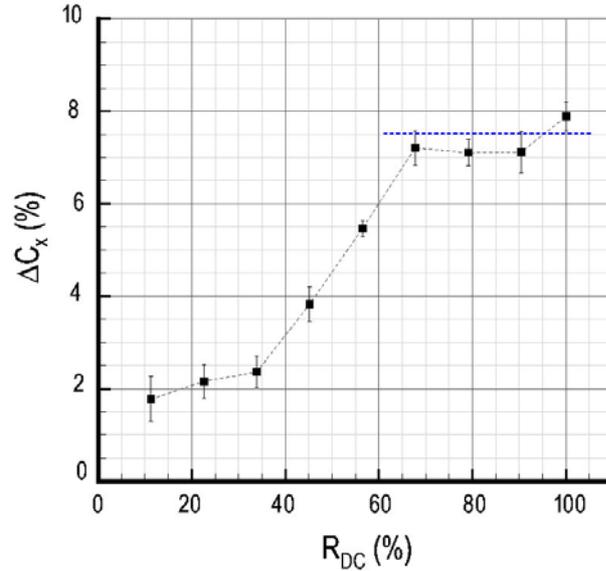


Figure 4.32 – Influence du rapport cyclique  $R_{DC}$  sur la réduction de traînée (A1\_M2,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ )

En conclusion, la fréquence réduite ne semble pas avoir de rôle significatif dans l'efficacité de l'actionneur situé près de la rupture de pente avec le pavillon. Ce résultat peut s'expliquer en partie en invoquant les descriptions de l'écoulement manipulé effectuées précédemment, ainsi que les conclusions tirées des essais sur la plaque plane. La possibilité de modifier des instabilités naturelles a été identifiée au cours de l'étude de l'interaction du vent ionique avec une couche limite laminaire non décollée (Chap3§3). Ces essais montrent que l'interaction naît principalement du pic de  $U_{RMS}$  induit par l'actionneur à une hauteur égale à  $0,2 \delta_{1/2}$  ; cette hauteur étant légèrement inférieure à la hauteur à laquelle le maximum de vitesse du vent ionique est observé dans l'air au repos. L'analyse des champs PIV montre que la hauteur de diffusion du vent ionique  $\delta_{1/2}$  ne coïncide avec la ligne du décollement que pour le premier actionneur et uniquement sur une dizaine de centimètres ( $\sim 10 L_p^*$ ). Par conséquent, l'introduction d'instabilités par l'actionneur au niveau de la ligne de décollement est limitée à la fois par les faibles vitesse et hauteur de diffusion du vent ionique.

L'interprétation donnée ci-dessus permet de justifier l'inefficacité de l'introduction d'instabilités dans l'écoulement par des actionneurs DBD situés en aval de la rupture de pente sur le corps de Ahmed ; cette inefficacité repose principalement sur le fait que le vent ionique se diffuse en très proche paroi. Cette analyse tend à confirmer les résultats obtenus par [Bénard'08c] pour l'étude du recollement par des actionneurs DBD au bord d'attaque d'un profil NACA0015<sup>83</sup>. A partir de mesures par TR-PIV, les auteurs indiquent que le vent ionique n'induit pas de structures qui lui soient propres mais qu'il peut provoquer le rattachement de l'écoulement en interagissant avec des structures présentes dans l'écoulement. Notre étude tend à indiquer que cette interaction ne peut avoir lieu qu'à condition que ces structures soient émises à une hauteur qui soit de l'ordre de grandeur de la hauteur de diffusion du vent ionique, ce qui n'est pas le cas dans une configuration de type rupture de pente comme sur le corps de Ahmed.

Toutefois, il faut préciser que les résultats rapportés par [Leclerc'08] montrent également que la diminution de la traînée ne dépend pas de la fréquence réduite des

<sup>83</sup> Cette étude est présentée dans la revue bibliographique portant sur la modification du décollement par les actionneurs plasma au Chapitre 3.

jets synthétiques utilisés par l'auteur pour contrôler l'écoulement<sup>84</sup>. La question de savoir si il est possible ou non de piloter la dynamique instationnaire de l'écoulement autour du corps de Ahmed reste donc encore ouverte ; notamment, la déstructuration de l'instabilité de Von Karman au culot semble assujettie à un apport de quantité de mouvement important par les actionneurs.

## 6 Synthèse et perspectives

La dernière application aérodynamique des actionneurs DBD étudiée dans cette thèse est relative à la modification des structures se développant à l'arrière d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile (corps de Ahmed).

### *Synthèse*

L'étude de la topologie moyenne de l'écoulement naturel, ainsi que la caractérisation du coefficient de traînée sans contrôle, mettent tout d'abord en évidence la difficulté à retrouver la configuration de référence de [Ahmed'84]. De la confrontation avec la littérature, il ressort qu'il est difficile de retrouver la même longueur du bulbe sur la lunette arrière ou la même position de la structure torique au culot. En revanche, pour une même maquette et des essais réalisés dans une même soufflerie, la topologie de l'écoulement évolue peu avec le nombre de Reynolds. Les mesures du coefficient de traînée confirme les observations précédentes et montrent que l'intégration d'actionneurs sur la lunette arrière du corps de Ahmed n'est pas à même d'expliquer toutes les différences constatées. C'est davantage la conception des maquettes et des conditions expérimentales probablement différentes qui sont plus à même de justifier les écarts observés. A ce titre, très peu d'informations sont disponibles dans la littérature sur le développement de la couche limite tant sur le plateau que sur la maquette.

L'identification des trois structures présentes à l'arrière de la maquette (décollement sur la lunette arrière, structure torique au culot et tourbillons longitudinaux) permet de valider la stratégie d'intégration des actionneurs ; cette dernière consiste à adapter la géométrie des actionneurs à la forme des structures d'après des visualisations pariétales sur la lunette arrière, réalisées avant intégration.

La caractérisation instationnaire de l'écoulement naturel met en avant la présence d'un détachement tourbillonnaire à hauteur de la lunette et au culot respectivement organisés autour d'un nombre de Strouhal de 0,18 et de 0,36. Le nombre de Strouhal ( $St = 0,36$ ) identifié au culot est caractéristique du lâché tourbillonnaire alternatif de Von Karman [Sims-Williams'03], [Vino'05].

L'objectif de la manipulation de l'écoulement porte sur deux aspects : d'une part, il s'agit de recoller le bulbe de décollement sur la lunette arrière et, d'autre part, de repousser les tourbillons longitudinaux sur les deux flancs de la maquette. Seul le premier objectif a pu être atteint et permet d'obtenir des résultats significatifs pour la réduction de traînée. La configuration d'actionneurs utilisée ici induit un jet parallèle à

---

<sup>84</sup> Ce résultat doit être nuancé par le fait que la performance aérodynamique des jets synthétiques est dégradée à faible fréquence pour des raisons mécaniques liées à leur réalisation ; ce qui signifie qu'ils n'introduisent pas la même quantité de mouvement à faible fréquence à la différence des actionneurs DBD lorsque que l'excitation fréquentielle est réalisée par modulation d'amplitude.

la paroi de la lunette dont la hauteur de diffusion et la vitesse, mesurées dans l'air au repos, ne sont pas suffisantes pour déstabiliser la formation des tourbillons longitudinaux.

Cette étude a permis d'optimiser l'action sur la manipulation du bulbe sur la lunette arrière. Lorsque l'actionneur est piloté en mode continu, un seul actionneur  $A_{DC}$  situé au plus près de la rupture de pente suffit à recoller l'écoulement. Celui-ci doit toutefois induire un vent ionique dont la vitesse soit de l'ordre de grandeur de la vitesse locale de l'écoulement naturel, estimée sur la ligne de diffusion du vent ionique. Le recollement sur la lunette permet de repousser la structure torique au culot plus en aval de la maquette et d'observer une symétrisation de celle-ci. La modification de la topologie moyenne induit une suppression de l'activité tourbillonnaire liée au battement de la poche décollée sur la lunette arrière ( $St = 0,18$ ), accompagnée d'un renforcement de l'organisation de l'écoulement sur l'instabilité de Von Karman ( $St = 0,36$ ) au culot.

La comparaison des résultats obtenus avec la maquette à l'échelle 1 avec ceux obtenus avec la maquette à l'échelle 0,7 montre que l'efficacité des actionneurs décroît avec l'augmentation de la taille de la maquette. Le bulbe de séparation moyen observé sur la lunette arrière de la maquette à l'échelle 1 est plus important que celui observé sur la maquette à l'échelle 0,7, lorsque les dimensions du bulbe (hauteur et longueur) sont adimensionnées par les hauteurs respectives des deux maquettes. Lorsque l'actionneur est piloté en mode continu, une diminution de traînée de l'ordre de 6% est obtenue jusqu'à 35 m/s ( $Re = 1,6 \cdot 10^6$ ) pour la maquette à l'échelle 0,7. En revanche, la réduction de traînée n'est possible, pour la maquette à l'échelle 1, que jusqu'à 10 m/s ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ) ; dans ce cas, elle est de l'ordre de 8%.

L'étude se termine en validant le potentiel de l'actionneur DBD piloté dans le mode instationnaire. L'écoulement à hauteur de la lunette arrière porte bien la signature de l'excitation fréquentielle par l'actionneur pour  $F^+ = 0,18$  et  $F^+ = 0,36$ . En revanche, le mode instationnaire de l'actionneur n'a de répercussions sur l'écoulement au culot que pour  $F^+ = 0,36$  ; dans ce cas, une corrélation entre l'écoulement sur lunette arrière et celui au soubassement est observée et se caractérise par un renforcement du détachement tourbillonnaire de Von Karman suite à l'excitation pulsée à  $F^+ = 0,36$  réalisée depuis la lunette. La caractérisation de la traînée aérodynamique montre que la fréquence réduite  $F^+$  de l'actionneur ne semble pas avoir de rôle significatif dans l'efficacité de l'actionneur situé près de la rupture de pente avec le pavillon. La réduction de la traînée est en effet plus efficace lorsque celui-ci est piloté en mode continu.

### *Perspectives*

Des essais complémentaires ont été réalisés avec le montage A1\_M2 puisque celui-ci était également constitué d'un deuxième actionneur au milieu de la lunette arrière et d'un troisième au niveau de l'arrête entre la lunette et le culot (voir la photographie du montage A1\_M2 sur la Figure 4.5). L'objectif de ces essais était de déterminer si un actionneur  $A_{DC}$  localisé près du culot pouvait davantage contribuer à déstabiliser l'instabilité de Von Karman et améliorer la diminution de traînée. Il s'avère que l'effet de l'actionneur placé près du culot est négligeable pour la réduction de la traînée, aussi bien lorsqu'il agit seul (continu ou instationnaire) que lorsque qu'il agit en même temps que l'actionneur  $n^{\circ}_{act1}$  situé au niveau de la rupture de pente avec le

pavillon<sup>85</sup>. Ces essais complémentaires semblent indiquer que les futures études devront se concentrer sur une action instationnaire au niveau de la rupture de pente. De plus, envisager un contrôle en boucle fermée semble désormais indispensable pour améliorer les performances obtenues dans le cadre de ce travail.

Par ailleurs, il est indéniable que la comparaison entre des maquettes différentes se verrait renforcer à l'avenir, si davantage d'informations étaient disponibles sur la couche limite se développant sur le pavillon, en amont de la rupture de pente. D'autres configurations de lunette, notamment l'inclinaison à 35° pour laquelle les tourbillons longitudinaux ne sont pas présents et la traînée est plus importante, pourraient faire l'objet d'études complémentaires à ce travail.

---

<sup>85</sup> Dans ce cas, l'actionneur n°<sub>act1</sub> permettait de recoller l'écoulement sur la lunette arrière. De plus, les deux actionneurs étaient alimentés par des alimentations électriques différentes, indépendantes l'une de l'autre.

# Conclusion et perspectives >

L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution à l'étude de la modification des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas de type DBD. En guise de conclusion générale, les principaux résultats obtenus au cours de ce travail sont résumés ici. Les perspectives qu'ils laissent entrevoir sont finalement présentées.

---

## Synthèse

D'ici à l'horizon 2020, la contribution potentielle de l'aérodynamique à la réduction de la consommation, et par suite aux émissions polluantes, serait de l'ordre de 15 à 20%, aussi bien pour l'aéronautique que pour le domaine automobile. Pour y parvenir, le contrôle actif se présente comme une solution en rupture par rapport à l'utilisation des dispositifs passifs classiques (aileron, volet, bec, etc...). Une nouvelle voie de recherche, initiée depuis seulement une dizaine d'années, consiste à utiliser des décharges plasmas à pression atmosphérique pour modifier les propriétés des écoulements et améliorer les performances aérodynamiques (diminution de la traînée, augmentation de la portance par exemple).

### *De la décharge plasma au vent ionique*

L'actionneur retenu dans le cadre de cette thèse est une décharge à barrière diélectrique surfacique avec un diélectrique composé d'une combinaison multicouches de deux matériaux polymères ( $\epsilon < 1$  mm). Lorsque la tension est progressivement augmentée pour une fréquence constante, trois régimes de la décharge sont identifiés (spot, diffus et filamentaire), en fonction de l'aspect que revêt la décharge d'après des visualisations intégrées en temps. La configuration du diélectrique multicouches et la réduction de la longueur de l'électrode de masse de 50 à 10 mm permettent de repousser le passage au régime filamentaire à une tension plus importante. L'évolution de la puissance électrique des actionneurs avec la tension est en accord avec la loi proposée par [Pons'05]. La longueur d'extension du plasma varie linéairement avec la tension et dépend peu de la fréquence en accord avec [Allegraud'07]. De plus, la décharge est constituée de spots d'ionisation diffus au cours de la phase cathodique tandis qu'elle est dominée par des filaments ramifiés au cours de la phase anodique. La longueur des spots est de l'ordre de 60 à 70% de la longueur des filaments, en accord avec [Hoskinson'08b]. A partir de la mesure de la longueur du plasma, la vitesse moyenne du plasma au cours de l'alternance négative est estimée en fonction de la pente de la tension du signal sinusoïdal ; cette vitesse apparaît proportionnelle à la pente de la tension avec un facteur proche de 0,4 mm/kV, en accord avec les simulations de [Lagmich'08].

Dans le cas du régime diffus de la décharge, une corrélation est mise en évidence entre la vitesse du vent ionique, mesurée dans l'air initialement au repos, et la structure de la décharge pendant la phase cathodique. D'une part, l'air ambiant est accéléré au-dessus de la décharge sur une longueur de l'ordre de grandeur de la taille des spots

d'ionisation de la phase cathodique ; cette longueur étant inférieure à ce qui est communément considérée comme la longueur du plasma. D'autre part, la vitesse du vent ionique est deux fois plus importante pendant l'alternance négative qu'au cours de l'alternance positive ; ce dernier résultat confirmant celui obtenu par [Forte'07] avec un écoulement extérieur au-dessus de la décharge.

Une loi empirique liant la vitesse du vent ionique à la tension et à la fréquence de l'alimentation est proposée pour l'actionneur  $A_{SC}$  dans la gamme de tensions et de fréquences de cette étude ( $V_{HV} = [9 - 13 \text{ kV}]$ ,  $f_{HV} = [0,5 - 1,5 \text{ kHz}]$ ). Cette loi est valable dans le cas où la décharge est dans les régimes spot ou diffus. De cette loi se dégagent une vitesse et une longueur caractéristiques utilisées pour adimensionner les profils de vitesse moyenne et prédire les propriétés de l'écoulement induit en aval de la décharge. Ce dernier présente bien des similitudes avec la diffusion d'un jet de paroi laminaire. Lorsque la décharge devient filamentaire, la vitesse du vent ionique n'augmente plus dans les mêmes proportions avec la puissance électrique que dans les autres régimes : elle augmente en effet plus rapidement que la vitesse induite. En raisonnant à iso-puissance, il résulte finalement de cette étude que la fréquence  $f_{HV}$  et la tension  $V_{HV}$  de l'alimentation de l'actionneur DBD peuvent rentrer en conflit pour le transfert de quantité de mouvement, c'est-à-dire pour la vitesse du vent ionique. Pour cette étude, une fréquence de 1 kHz semble être un optimum ; la tension maximale dépendant de la tension de claquage du diélectrique.

Par ailleurs, la caractérisation de la répartition spectrale de la vitesse induite par l'actionneur met en avant le forçage linéaire par la décharge du vent ionique aux fréquences caractéristiques de l'alimentation électrique. Celui-ci porte en effet la signature de la fréquence  $f_{HV}$  du signal sinusoïdal, ainsi que celle de la fréquence  $f_p$  lorsque l'actionneur est piloté en mode instationnaire. L'efficacité de l'actionneur vis-à-vis de l'ajout de quantité de mouvement peut ainsi être étudiée en augmentant la tension, tandis que l'efficacité vis-à-vis de l'aspect fréquentiel peut l'être en ayant recours au mode instationnaire.

Depuis les premières études portant sur la modification par actionneurs plasmas, les configurations aérodynamiques testées sont plutôt orientées vers des applications dans le domaine aéronautique. Elles portent notamment sur la modification de la transition laminaire-turbulente ou du décollement. De plus, les travaux dans ce domaine portent essentiellement sur des études en laboratoire pour des configurations académiques à faibles nombres de Reynolds ( $< 10^6$ ). L'objectif de cette thèse est, tout d'abord, d'évaluer l'efficacité des actionneurs DBD AC pour des nombres de Reynolds plus élevés en augmentant la taille des maquettes étudiées (plaque plane, profil).

### *Diminuer la traînée en retardant la transition laminaire-turbulente*

La première application de l'actionneur  $A_{SC}$ , piloté en mode continu, concerne la modification de la transition laminaire-turbulente pour l'écoulement sur une plaque plane ( $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ ,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). Positionné en amont de la transition naturelle, l'actionneur permet de la retarder d'environ 100 mm. L'analyse des profils de vitesse moyenne révèle que l'écoulement manipulé est accéléré au niveau de la décharge et en aval de celle-ci sur une distance de l'ordre de 20 fois la longueur du plasma. L'ajout de vitesse dans la couche limite manipulé est de l'ordre de grandeur de la vitesse du vent ionique, mesurée dans l'air au repos. Par ailleurs, l'introduction d'instabilités dans la couche limite, à la fréquence du signal d'alimentation de l'actionneur, est observée au niveau de la décharge en très proche paroi. Les fluctuations de vitesse induites par la décharge sont de l'ordre de 15% de la vitesse moyenne à l'extérieure de la couche limite.

En aval de la décharge, les profils de vitesse  $U_{RMS}$  sont également modifiés. En revanche, lorsque les profils de vitesse de l'écoulement manipulé ne porte plus la signature de l'ajout de quantité de mouvement par l'actionneur, une stabilisation de ceux-ci est observée. Cette stabilisation se manifeste par une diminution du niveau de  $U_{RMS}$  sur la bande de fréquences correspondant aux instabilités naturellement présentes dans la couche limite, en accord avec [Grundmann'07b]. Le retard de la transition sur la plaque plane entraîne une diminution du coefficient de frottement locale et relativement modeste.

#### *Augmenter la portance en rattachant un écoulement décollé sur un profil d'aile*

La seconde application de l'actionneur  $A_{SC}$  porte sur la modification du décollement turbulent en bord de fuite d'un profil de type éolien ( $U_{\infty} = 10$  m/s,  $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ). De l'étude paramétrique menée sur la surface d'action, il ressort, qu'à iso-puissance, plusieurs actionneurs s'avèrent plus efficaces qu'un seul. Toutefois, la configuration d'actionneurs multiples n'améliore pas de manière très significative l'effet sur le recollement et le gain en portance qui lui est associé. L'étude menée sur l'influence de la position des actionneurs indique qu'il est plus efficace d'agir en amont ou niveau du point de séparation moyen naturel de l'écoulement, en accord avec [Jolibois'08b]. Les essais montrent par ailleurs les limites des actionneurs DBD vis-à-vis de la taille de la zone de recirculation d'une part, de la vitesse de l'écoulement amont d'autre part. Au-delà de 15 m/s, l'effet des actionneurs devient négligeable ; à partir d'une incidence de  $10^\circ$ , c'est-à-dire pour une longueur de séparation de l'ordre de 0,5 m, les actionneurs ne parviennent pas à rattacher complètement l'écoulement sur le profil. La synthèse de l'étude paramétrique montre que l'effet des actionneurs permet d'augmenter la portance du profil, en récupérant environ 15% de la perte de portance occasionnée par le décollement, aux incidences précédant le décrochage.

#### *Diminuer la traînée en modifiant le décollement sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile*

Le but final de cette thèse est de tester les actionneurs DBD pour la réduction de la traînée sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile (corps de Ahmed à l'échelle 1 avec lunette arrière inclinée à  $25^\circ$ ). L'étude de l'écoulement naturel, ainsi que la caractérisation du coefficient de traînée sans contrôle, mettent tout d'abord en évidence la difficulté à retrouver la configuration de référence de [Ahmed'84]. De la confrontation avec la littérature, il ressort qu'il est difficile de retrouver exactement la même topologie d'écoulement (longueur du bulbe sur la lunette arrière et position de la structure torique au culot) ou le même coefficient de traînée pour des maquettes de conception différente ou des essais réalisés dans des souffleries différentes.

Outre l'identification des trois structures présentes à l'arrière de la maquette (décollement sur la lunette arrière, structure torique au culot et tourbillons longitudinaux), la caractérisation de l'écoulement naturel met en avant la présence d'un détachement tourbillonnaire à hauteur de la lunette et au culot respectivement organisés autour d'un nombre de Strouhal de 0,18 et de 0,36. Le nombre de Strouhal ( $St = 0,36$ ) identifié au culot est en accord avec [Vino'05] et [Sims-Williams'03] et est caractéristique du lâché tourbillonnaire alternatif de Von Karman. Les mesures réalisées dans cette thèse ne permettent pas de conclure quant au fait qu'il s'agisse du même phénomène ou d'un phénomène différent sur la lunette arrière et au culot.

L'objectif de la manipulation de l'écoulement porte sur deux aspects : d'une part, il s'agit de recoller le bulbe de décollement sur la lunette arrière et, d'autre part, de repousser les tourbillons longitudinaux sur les deux flancs de la maquette. Seul le premier objectif a pu être atteint dans le cadre de cette étude et permet d'obtenir des résultats significatifs pour la réduction de traînée. Il ressort de l'étude paramétrique, destinée à optimiser l'action en continu sur le bulbe sur la lunette arrière, que la configuration multiple n'a pas d'intérêt pour une géométrie de type rupture de pente, comme c'est le cas sur le corps de Ahmed. En effet, cette stratégie ne permet pas de s'affranchir de l'objectif consistant à agir au plus près de l'arrêt entre le pavillon et la lunette arrière pour améliorer l'efficacité des actionneurs, en accord avec les résultats de [Leclerc'08] pour un contrôle par jets synthétiques. La comparaison des résultats obtenus avec la maquette à l'échelle 1 avec ceux obtenus avec la maquette à l'échelle 0,7 montre que l'efficacité des actionneurs décroît avec l'augmentation de la taille de la maquette. Le bulbe de séparation moyen observé sur la lunette arrière de la maquette à l'échelle 1 est plus important que celui observé sur la maquette à l'échelle 0,7<sup>86</sup>. Lorsque l'actionneur est piloté en mode continu, une diminution de traînée de l'ordre de 6% est obtenue jusqu'à 35 m/s ( $Re = 1,6 \cdot 10^6$ ) pour la maquette à l'échelle 0,7 ; en revanche, la réduction de traînée n'est possible, pour la maquette à l'échelle 1, que jusqu'à 10 m/s ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ) ; dans ce cas, elle est de l'ordre de 8%.

Du point de vue moyen, le recollement du bulbe se traduit par une augmentation des vitesses sur la lunette arrière induisant une symétrisation de la structure torique et son éloignement du culot. La suppression du décollement sur la lunette entraîne une diminution de l'énergie cinétique turbulente dans les basses fréquences, et plus particulièrement, la disparition de l'instabilité à  $St = 0,18$ . En revanche, le rattachement de l'écoulement conduit au renforcement du détachement tourbillonnaire au culot autour de l'instabilité de Von Karman à  $St = 0,36$ . L'étude se termine en validant le potentiel de l'actionneur DBD piloté dans le mode instationnaire. L'écoulement à hauteur de la lunette arrière porte bien la signature de l'excitation fréquentielle par l'actionneur pour  $F^+ = 0,18$  et  $F^+ = 0,36$ . En revanche, le mode instationnaire de l'actionneur n'a de répercussions sur l'écoulement au culot que pour  $F^+ = 0,36$  ; dans ce cas, une corrélation entre l'écoulement sur lunette arrière et celui au soubassement est observée et se caractérise par un renforcement du détachement tourbillonnaire de Von Karman suite à l'excitation pulsée à  $F^+ = 0,36$  réalisée depuis la lunette. D'autre part, la signature de la fréquence  $f_{HV}$  intervient dans une plage de fréquences caractéristique de la cascade turbulente de Kolmogorov, aussi bien à hauteur de la lunette arrière qu'au culot. La caractérisation de la traînée aérodynamique montre que la fréquence réduite  $F^+$  de l'actionneur ne semble pas avoir de rôle significatif dans l'efficacité de l'actionneur situé près de la rupture de pente avec le pavillon. La réduction de la traînée est en effet plus efficace lorsque celui-ci est piloté en mode continu.

---

<sup>86</sup> Lorsque les dimensions du bulbe (hauteur et longueur) sont adimensionnées par les hauteurs respectives des deux maquettes.

## Perspectives

Les principaux avantages des actionneurs DBD demeurent la faible consommation électrique au sein de la décharge, la possibilité de réaliser une excitation fréquentielle sans partie mécanique ou encore la facilité de mise en œuvre d'une surface d'action importante. Leurs limitations actuelles proviennent principalement de la faible vitesse du vent ionique et du manque de compréhension des mécanismes d'interaction avec l'écoulement. De plus, vers quel type d'applications se diriger ?

### *Interaction entre la décharge et l'écoulement extérieur : point de vue de l'aérodynamicien*

Les résultats présentés ici permettent de dégager quelques pistes, qui devront être poursuivies, pour expliquer l'interaction du vent ionique avec un écoulement extérieur. Le point de vue adopté dans cette thèse consiste à retenir deux paramètres caractéristiques du vent ionique, mesurés dans l'air au repos dans la zone de diffusion en aval de la décharge. Ces deux paramètres sont la hauteur de diffusion  $\delta_{1/2}$  et la vitesse maximale du vent ionique  $U_{act,max}$  ; ils sont analogues aux paramètres utilisés dans la littérature pour décrire l'évolution des jets de paroi laminaires [Glauert'56]. Il pourrait donc être intéressant, dans un premier temps, de comparer l'effet des actionneurs DBD avec ceux de vrais jets de parois continus et pulsés. A cet égard, les essais réalisés sur la plaque plane ou sur le profil offre une base de données intéressante pour mener la comparaison.

Pour les applications aérodynamiques présentées dans cette thèse, il a été considéré que la hauteur de diffusion  $\delta_{1/2}$  et la vitesse maximale du vent ionique  $U_{act,max}$  demeurent représentatives de l'interaction de la décharge DBD en présence d'un écoulement extérieur. Les essais sur la plaque plane ont d'ailleurs confirmé que la couche limite laminaire est accélérée à une vitesse proche de  $U_{act,max}$ . De plus, il semble possible d'attribuer l'introduction d'instabilités dans la couche limite à la diffusion du vent ionique ; elles sont en effet introduites à la fois à une hauteur et pour une fréquence similaires à celles mesurées dans le cas de l'étude du vent ionique dans l'air au repos. L'introduction de ces instabilités se fait à une hauteur très faible ( $\sim 0,2 \delta_{1/2}$ ), qui n'est tout au plus que de quelques millimètres. En poursuivant cette analyse, des pistes peuvent également être dégagées pour interpréter, du point de vue moyen, les pertes d'efficacité de l'actionneur en fonction de la vitesse de l'écoulement extérieur ou de la taille de la zone de séparation (profil, corps de Ahmed). En effet, si l'effet de l'actionneur peut toujours être considéré comme similaire à celui d'un jet de paroi laminaire en présence d'un écoulement extérieur alors celui-ci ne peut intervenir que pour une action en très proche paroi, très localisée, à une faible vitesse qui, pour l'heure, reste inférieure à 10 m/s. Vis-à-vis du décollement sur une paroi courbe (profil) ou au niveau d'une rupture de pente (corps de Ahmed), la diffusion du vent ionique se fait sur une hauteur très faible par rapport à la hauteur de la ligne du décollement moyen. La ligne de décollement étant la zone de l'écoulement la plus réceptive, la quantité de mouvement introduite par les actionneurs ne peut être significative qu'à partir du moment où la ligne de diffusion du vent ionique est proche de celle-ci. Elle n'est également significative qu'à partir du moment où la vitesse du vent ionique et la vitesse de l'écoulement local sont du même ordre de grandeur. En d'autres termes, il semble peu probable qu'un ajout de quantité de mouvement, effectué sur une dizaine de centimètres tout au plus, sur une hauteur de quelques millimètres, pour une vitesse

de l'ordre de 5 m/s, puisse modifier un écoulement dont la ligne de séparation forme un angle élevé avec la paroi avec une vitesse locale de l'écoulement supérieure d'un ordre de grandeur à la vitesse du vent ionique.

*Interaction entre la décharge et l'écoulement extérieur : point de vue du plasmicien*

Plusieurs limitations vis-à-vis des considérations précédentes peuvent être relevées. D'une part, il n'est pas vraiment possible d'attribuer l'effet de la décharge sur l'écoulement à celui d'un jet de paroi dans la mesure où les actionneurs DBD sont des actionneurs à débit massique nul ; ils n'apportent pas de fluide supplémentaire dans l'écoulement au contraire du soufflage tangentiel. D'autre part, les considérations précédentes ne portent que sur la topologie moyenne de l'écoulement décollé ; il est ainsi nécessaire de poursuivre les recherches sur l'effet de l'excitation fréquentielle des actionneurs, notamment en ce qui concerne le mode instationnaire. Au regard de ce dernier point, les essais sur le corps de Ahmed laissent tout de même supposer que la déstabilisation d'une émission tourbillonnaire de type Von Karman, reste assujettie à l'introduction d'une quantité de mouvement importante dans l'écoulement. C'est aussi ce que laissent supposer les travaux réalisés par [Jukes'04] et [Thomas'06] sur la modification de l'écoulement dans le sillage d'un cylindre par des actionneurs DBD. En effet, dans ces études, les auteurs montrent, certes, qu'il est possible de supprimer l'allée tourbillonnaire de Von Karman mais ces résultats restent confinés, pour l'heure, à des nombres de Reynolds très faibles ( $Re < 5.10^4$ ). La modification des écoulements par actionneurs plasmas doit également être envisagée en boucle fermée, et non plus de manière prédéterminée, surtout pour l'action dans le mode instationnaire.

La piste, écartée d'emblée au début de cette thèse, consistant à considérer l'effet de l'actionneur comme une force électrohydrodynamique ( $f_{EHD}$ ) pourrait s'avérer plus judicieuse sur le plan de la compréhension de l'interaction avec l'écoulement. Pour la caractérisation de l'actionneur sans écoulement extérieur, la mesure de la force  $f_{EHD}$  avec une balance ne semble pas être adéquate, notamment à cause de la difficulté de réaliser des mesures résolues en temps et donc de coupler ces mesures avec la physique de la décharge. Une autre limitation de ce type de mesures provient également de la force de traînée induite sur le diélectrique par le vent ionique qui s'oppose à la force  $f_{EHD}$  mesurée par balance. En revanche, du point de vue de l'interaction avec l'écoulement, il est vraisemblablement plus judicieux de considérer que l'accélération subie par l'écoulement dans la zone d'ionisation découle de cette force  $f_{EHD}$ . Le recours à des simulations numériques permettra alors de dégager les paramètres caractéristiques de l'interaction, sans avoir à invoquer la diffusion du vent ionique. En somme, ces deux approches sont complémentaires pour la caractérisation d'un actionneur DBD. La mesure de la vitesse dans l'air au repos pourrait en effet permettre de servir de calibration à un code Navier-Stokes classique pour déterminer la force  $f_{EHD}$ . A cet égard, les mesures du vent ionique rapportées dans cette thèse pourraient apporter des informations intéressantes vis-à-vis de la taille et de la forme de la zone dans laquelle la force  $f_{EHD}$  agit. Les simulations permettraient également d'établir la relation existant entre la force  $f_{EHD}$  et la vitesse du vent ionique, en s'appuyant également sur la relation liant la vitesse du vent ionique à la tension et à la fréquence. Vis-à-vis notamment des travaux de [Grundmann'07a], les mesures présentées ici permettent d'apporter des informations supplémentaires sur l'instationnarité de l'écoulement induit, et par suite, sur l'instationnarité de la force  $f_{EHD}$ .

### *Intégration des actionneurs*

Les résultats de cette thèse tendent à montrer que les actionneurs organisés en configuration multiple peuvent être plus efficaces, mais à condition que le premier actionneur soit idéalement positionné, c'est-à-dire qu'il soit situé en amont du point de séparation. Il semble que le premier actionneur permette de repousser le point de séparation et permette alors aux autres actionneurs d'introduire également de la quantité de mouvement dans l'écoulement. L'optimisation de la configuration multiple du point de vue temporel reste encore à faire. Pour des géométries de type rupture de pente ou pour des actions en bord d'attaque d'un profil, la recherche portant sur l'intégration des actionneurs doit aussi être poursuivie avec pour objectif de diminuer davantage l'encombrement des actionneurs. Au regard de la longueur des électrodes, une solution de dépôt métallique sur un diélectrique de type polymère permettrait d'atteindre des longueurs inférieures à celles utilisées dans cette thèse ( $L_{HT} < 1$  mm). Noyer une électrode cylindrique dans un profil au niveau du point d'arrêt ou bien réaliser directement une arrête métallique pour créer une rupture de pente pourraient s'avérer des solutions technologiques intéressantes pour débiter l'action du plasma le plus en amont possible, tout en limitant au maximum l'intrusion des actionneurs. A cet égard, la configuration d'actionneurs utilisée dans cette thèse, dite « souple », s'avère satisfaisante sur le plan de l'intrusivité des actionneurs. Celle-ci est en effet faible et modifie peu les propriétés aérodynamiques des maquettes étudiées. La stratégie consistant à habiller la géométrie par une peau d'actionneurs est intéressante du point de vue applicatif, en ce sens qu'elle permet de s'affranchir de modifications importantes des formes aérodynamiques. En revanche, de par la faible durée de vie des actionneurs (jusqu'à présent, quelques heures), il n'est pas vraiment possible de conclure en l'intérêt de cette stratégie par rapport à celle consistant à utiliser la paroi de la maquette comme diélectrique.

### *Adapter la configuration d'actionneurs à la configuration aérodynamique*

A l'avenir, la modification des écoulements par les actionneurs plasmas pourrait vraisemblablement gagner en efficacité si les configurations de ces derniers étaient davantage conçues pour une application spécifique. L'attribution d'un actionneur à une configuration aérodynamique doit se faire par une caractérisation systématique, en amont, de la topologie de l'écoulement induit. A cet égard, les actionneurs DBD AC classiques (électrodes parallèles) semblent montrer leur limite pour la modification du décollement. La faible hauteur de diffusion du vent ionique semble être l'une des principales causes d'inefficacité. D'autres configurations permettant d'augmenter l'échange, du point de vue spatial, entre le vent ionique et l'écoulement seraient probablement plus efficaces, notamment celles permettant de créer un jet normal à la paroi [Bénard'08a], [Porter'08]. Pour ces configurations, l'introduction d'instabilités dans l'écoulement pourrait se faire à une hauteur plus importante. En ce qui concerne la modification de la transition laminaire-turbulente, des perspectives intéressantes ont été ouvertes dans le cadre de cette thèse ; pour ce type d'application, les actionneurs DBD AC classiques semblent relativement bien adaptés et pourraient permettre d'apporter davantage d'informations sur la réceptivité de la couche limite aux instabilités qu'ils induisent.

Dans tous les cas, les futurs progrès semblent assujettis à l'augmentation de la vitesse du vent ionique ou de la force  $f_{EHD}$ . Les principales pistes dégagées par ce travail concernent : le passage au régime filamentaire qui est vraisemblablement lié au dépôt

de charge sur le diélectrique ou bien la prépondérance de la phase cathodique de la décharge. A noter que les DBD pulsés qui s'avéraient prometteuses d'après les simulations numériques de [Likhanskii'07] ( $U_{act} \sim 100$  m/s) ne semblent pas donner de résultats si intéressants d'après les premiers travaux expérimentaux de [Opaits'08b] ( $U_{act} \sim 3$  m/s) ; le dépôt de charge sur le diélectrique semble être en cause dans le cas d'une alimentation impulsionnelle.

D'autre part, la question de l'effet thermique des actionneurs reste en suspend. Si cet effet semble avéré pour les travaux dans le domaine supersonique, qu'en est-il dans le domaine subsonique ? Une étude est actuellement en cours à l'Université d'Orléans pour essayer de le caractériser.

*Et finalement...*

La présentation au Chap1 des difficultés rencontrées pour le développement d'actionneurs destinés au contrôle actif des écoulements est à mettre en parallèle avec les échéances courtes, imposées par l'entrée en vigueur de nouvelles législations environnementales, notamment en ce qui concerne les émissions de CO<sub>2</sub> (2012-2015 pour le domaine automobile, 2020 pour l'aviation civile). Au vu de l'expertise actuelle sur la modification des écoulements par actionneurs plasmas, il est clair que ceux-ci ne peuvent être envisagés que pour une application à long, voir très long terme. Les futurs résultats du récent projet européen (PLASMAERO, 2009-2012), lancé à l'initiative de l'ONERA et impliquant douze partenaires dont les principaux membres du GT Plasma (LEA, LAPLACE, GREMI, PRISME, ONERA), rendront peut-être obsolète la constatation précédente. Gageons en tout cas que les perspectives présentées ici l'y aideront !

En conclusion, il semble judicieux de penser que l'une des pistes les plus intéressantes est celle qui permettrait d'expliquer pourquoi la phase cathodique permet d'induire davantage de vent ionique. Dans ce sens, le travail présenté ici ne permet pas de répondre à un certain nombre de questions qui restent encore largement ouvertes. Doit-on attribuer la prépondérance de la vitesse du vent ionique au cours de l'alternance négative au rôle des ions négatifs ou à la distribution spatiale de la décharge durant cette phase ? Est-il possible de favoriser les processus d'ionisation de la phase cathodique pour une décharge plasma à pression atmosphérique ? Propriété intrinsèque aux décharges DBD permettant de limiter le passage à l'arc, le dépôt de charge sur le diélectrique peut-il être néanmoins modifié ? Les phases d'extinction du plasma sont-elles à l'origine d'un phénomène défavorable à la génération du vent ionique ? etc, etc, etc...

...la liste des questions ouvertes est encore longue et, bien heureux seront les prochains doctorants, qui parviendront à transformer ces points d'interrogations en points d'exclamation. « C'était donc ça, comment n'y ont-ils pas pensé ! », diront-ils. Les futurs directeurs de thèse leurs répondront : « Peut-être simplement parce que l'ozone aura fini par leurs faire tourner la tête ou que le sifflement du plasma les aura rendus sourds aux conseils ! Peut-être même auront-ils abandonné à force de s'électrocuter ! »...

...qui cherchera, verra !

# Annexe A > Compléments sur les mesures par LDA

Le principe de fonctionnement de l'Anémométrie Laser Doppler (LDA) est rappelé dans cette annexe. Quelques unes des difficultés rencontrées lors de la mise en œuvre de cette technique sont rapportées ici, notamment en ce qui concerne la caractérisation de la vitesse du vent ionique, au-dessus de la décharge, dans l'air initialement au repos.

---

## 1 Principe de la mesure par Anémométrie Laser Doppler (LDA)

L'Anémométrie Laser Doppler est une technique de mesure de la vitesse largement répandue en aérodynamique reposant sur l'utilisation de traceurs dans l'écoulement. Les avantages de cette technique découlent principalement de sa non-intrusivité, de la mesure de la vitesse jusqu'à trois directions, de la détection du sens de l'écoulement, de la résolution spatiale et temporelle ainsi que de la précision et de l'absence de calibration de la chaîne de mesure.

---

### 1.1 Rappels sur le fonctionnement

#### *Effet Doppler*

La mesure par LDA repose sur la détection de la lumière émise par diffusion de Mie par des particules d'ensemencement, transportées par l'écoulement. La diffusion par les particules intervient lorsque celles-ci interceptent un volume de mesure créé à l'intersection de deux faisceaux laser issus d'une même source. Cette technique utilise le principe de l'effet Doppler qui se manifeste par deux fois : d'une part lorsque la lumière incidente du laser éclaire une particule en mouvement, d'autre part lorsqu'une particule en mouvement diffuse la lumière incidente en direction d'un photodétecteur fixe.

Dans une configuration avec un seul faisceau laser, l'effet Doppler indique que la fréquence de la lumière diffusée par une particule est égale à la fréquence de la lumière incidente (de l'ordre de  $10^{14}$  MHz pour un laser) à laquelle s'ajoute un déphasage fréquentiel, appelé déphasage Doppler. Ce déphasage est notamment une fonction linéaire de la vitesse de la particule et de la différence des vecteurs propagation des ondes lumineuses incidente et réfléchi. Pour la majeure partie des applications aérodynamiques, il n'est pas possible de maximiser le déphasage Doppler de manière à ce qu'il soit du même ordre de grandeur que la fréquence du laser ; le déphasage Doppler demeure très inférieur, de l'ordre de 1 – 100 MHz. L'approche la plus classique

pour accéder à la mesure de la fréquence Doppler consiste, depuis le début des années 70, à utiliser non pas un seul faisceau laser incident mais une configuration avec deux faisceaux laser. L'intersection des deux faisceaux permet de créer un volume de mesure au sein duquel les particules transportées par l'écoulement interceptent un réseau de franges d'interférences. Dans ce cas, la fréquence de la lumière diffusée par les particules en mouvement n'est plus de l'ordre de grandeur de la fréquence du laser mais est directement égale à la fréquence Doppler. Cette dernière ne dépend alors que des paramètres optiques de l'arrangement des faisceaux laser, de leur longueur d'onde et de la vitesse des particules ; c'est ce qui justifie qu'il ne soit pas nécessaire de calibrer le système de mesure.

### Franges d'interférences et bouffées Doppler

Dans la suite, le principe de la mesure est abordé en se référant à l'explication qui est communément donnée vis-à-vis du traitement du signal électrique issue de la lumière diffusée par les particules lorsque celles-ci interceptent le réseau de franges d'interférences. Tout d'abord, pour créer un réseau de franges, alternativement brillantes et sombres, il est nécessaire d'utiliser deux faisceaux issus d'une même source de lumière cohérente et de les faire s'intercepter en utilisant une lentille convergente (Figure A1). Si  $\theta$  représente l'angle entre les faisceaux incidents et  $\lambda_b$  leur longueur d'onde alors la distance  $d_f$  entre les franges est définie par la relation suivante :

$$d_f = \frac{\lambda_b}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{E.A1})$$

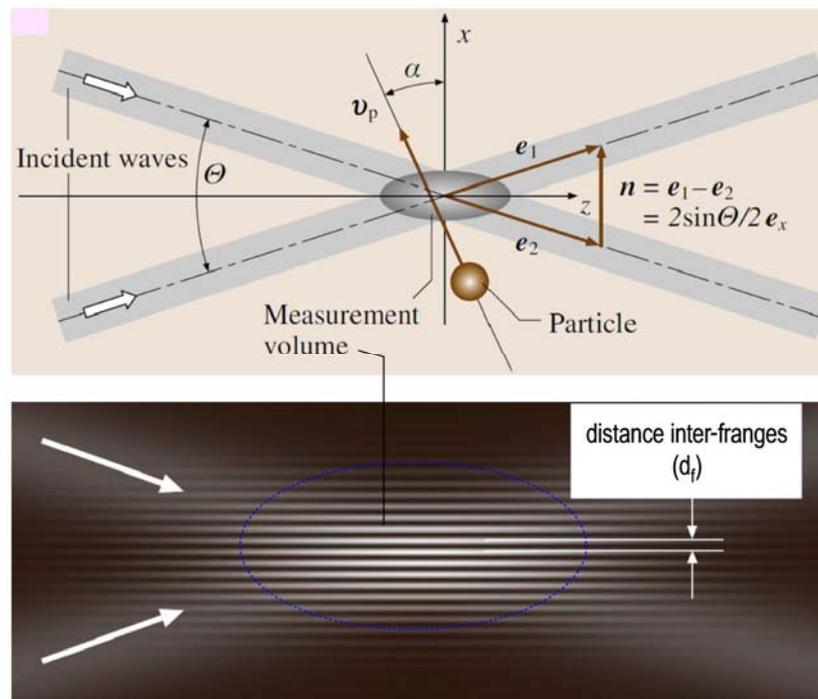


Figure A1 – Configuration à deux faisceaux laser pour créer un réseau de franges d'interférences (illustration d'après [Tropea'07])

Chaque particule d'ensemencement passant par le volume de mesure diffuse de la lumière de manière périodique lorsqu'elle intercepte le réseau de franges ; cette diffusion est enregistrée par un photomultiplicateur qui convertit l'émission lumineuse en un signal électrique. La Figure A2 présente un exemple caractéristique de signal électrique temporel enregistré par le photomultiplicateur.

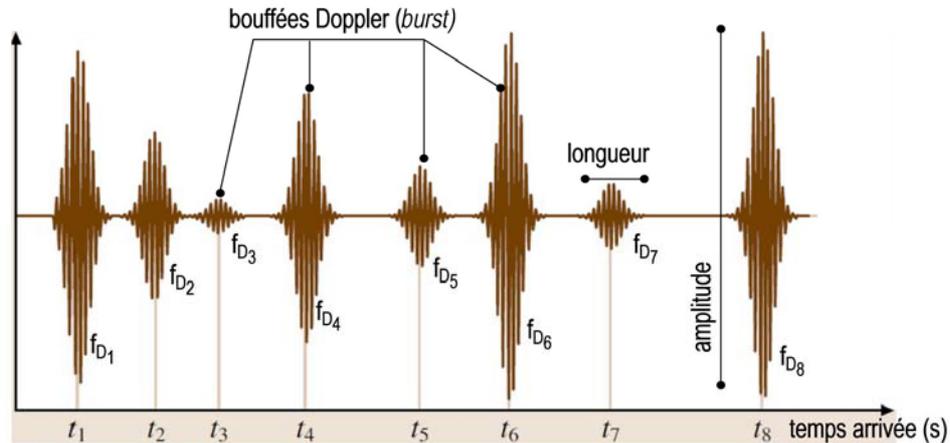


Figure A2 – Arrivée irrégulière de bouffées Doppler dans le signal électrique à la sortie du photomultiplicateur (illustration d'après [Tropea'07])

Le signal électrique est constitué par l'apparition, de manière irrégulière, de bouffées Doppler (*burst*) ; chaque bouffée correspondant au passage d'une particule par le volume de mesure. Le traitement du signal en sortie du photomultiplicateur constitue l'un des principaux enjeux de la mesure LDA. L'objectif est d'accéder aux différents paramètres qui permettent de déterminer la vitesse en fonction du temps : la fréquence Doppler, le temps d'arrivée de la particule, la longueur du signal et le rapport signal sur bruit. Pour la mesure de la vitesse, seule la fréquence Doppler ( $f_D$ ) de chaque bouffée est importante. Elle permet de calculer la vitesse  $U$  dans la direction normale aux franges, à partir de la relation suivante :

$$U = f_D d_f \quad (\text{E.A2})$$

L'amplitude du signal électrique n'intéresse pas directement la mesure de la vitesse. En revanche, elle est directement reliée au rapport signal sur bruit qui détermine la qualité de la mesure, caractérisée par le taux de validation de l'analyse des bouffées Doppler, de l'ordre de 90 à 95%<sup>87</sup>. L'amplitude du signal du photomultiplicateur dépend des paramètres optiques, du type et de la taille des particules, ainsi que de l'endroit où les particules d'ensemencement interceptent le réseau de franges dans le volume de mesure. A noter que l'intensité des franges lumineuses est plus importante au centre du volume de mesure.

<sup>87</sup> Le taux de validation de la mesure dépend également de la durée de la bouffée Doppler. Cette durée est comparée à la taille du volume de mesure divisée par la vitesse moyenne. Si la durée de la bouffée Doppler excède la durée de traversée du réseau de frange par la particule alors l'analyse de la bouffée Doppler n'est pas retenue pour la mesure de la vitesse.

### Résolutions spatiale et temporelle

La résolution spatiale de la mesure vient de la taille des faisceaux après leur passage par la lentille ; elle est donc principalement dépendante des conditions optiques. L'élargissement des faisceaux au point de focalisation est caractérisé par le diamètre utile  $\varphi$ , calculé à partir de la relation suivante :

$$\varphi = \frac{4f_l \lambda_b}{\pi d_b} \quad (\text{E.A3})$$

où  $f_l$  représente la focale de la lentille convergente,  $\lambda_b$  la longueur d'onde des faisceaux incidents et  $d_b$  leur diamètre avant leur passage par la lentille. La focale de la lentille indique la distance entre le point de mesure et la sonde optique du système LDA. Le diamètre utile  $\varphi$  est une indication de la résolution spatiale de la mesure, typiquement entre 50 et 200  $\mu\text{m}$ , dans la direction normale aux franges d'interférences.

D'autre part, à l'intersection des deux faisceaux, la taille nominale du volume de mesure peut être approximée par un ellipsoïde dont les demies-hauteurs ( $a_0$ ,  $b_0$ ,  $c_0$ ) sont définies à partir du diamètre utile par :

$$a_0 = \frac{\varphi}{\cos \theta} \quad (\text{E.A4})$$

$$b_0 = \frac{\varphi}{2} \quad (\text{E.A5})$$

$$c_0 = \frac{\varphi}{\sin \theta} \quad (\text{E.A6})$$

La résolution temporelle de la mesure dépend directement de la fréquence avec laquelle les particules d'ensemencement passent par le volume de mesure. La fréquence d'acquisition n'est donc pas réglable *a priori* mais dépend directement d'un ensemble de facteurs dont les principaux sont : l'arrangement géométrique des faisceaux, le traitement des bouffées Doppler, la vitesse de l'écoulement et la concentration des particules d'ensemencement, entre autres. Typiquement, la bande passante d'un système LDA est de l'ordre de 10 kHz. Par ailleurs, l'arrivée des bouffées Doppler se faisant de manière irrégulière dans le temps, il est nécessaire d'avoir recours à un traitement spécifique des mesures, notamment pour le calcul des densités spectrales de puissance.

### Composantes et direction de la vitesse

La description précédente repose sur l'utilisation de deux faisceaux issus d'une même source laser, de manière à mesurer une composante de la vitesse. Pour accéder aux deux autres composantes, il est nécessaire d'utiliser deux autres couples de faisceaux créant des réseaux de franges dans les deux autres directions de l'écoulement. Pour mesurer les trois composantes de la vitesse, il est donc nécessaire d'utiliser trois longueurs d'onde différentes qui conduisent à trois réseaux d'interfranges au sein d'un même volume de mesure.

D'autre part, la détection du sens de déplacement de la particule, c'est-à-dire du sens de l'écoulement, est réalisée en déphasant l'un des deux faisceaux, ce qui revient à

rendre mobile le réseau de franges. Il est alors indispensable que la vitesse de défilement des franges soit supérieure à la vitesse maximale des particules mesurée dans le sens négatif. Il est donc nécessaire d'estimer *a priori* la gamme des vitesses qui sera mesurée avec le système LDA.

## 1.2 Mise en oeuvre

Pour cette thèse, un système à deux composantes de Dantec Dynamics® (série BSA 51N) a été utilisé pour réaliser les mesures de vitesse du vent ionique dans l'air au repos (Chap2), ainsi que les mesures dans la couche limite au-dessus de la plaque plane (Chap3§3).

Un laser continu d'argon ionisé de 15 W de Spectra-Physics® (série 2000) sert de source laser. Une cellule de Bragg, couplée à un prisme, permet de créer deux faisceaux bleus ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ) ainsi que deux faisceaux verts ( $\lambda = 515 \text{ nm}$ ). Ils sont acheminés jusqu'à l'enceinte de mesure par une fibre optique, équipée en son extrémité d'une lentille de focale 500 mm. Les deux faisceaux verts sont utilisés pour la mesure de la composante longitudinale de la vitesse  $U$  tandis que les deux bleus permettent d'accéder à la composante verticale  $V$ . L'angle entre les deux faisceaux est le même pour chaque longueur d'onde ( $\theta \sim 8,5^\circ$ ). De plus, les faisceaux lasers sont inclinés de  $8^\circ$  par rapport au plan horizontal de manière à approcher le volume de mesure au plus près de la surface (de l'actionneur ou de la plaque plane).

Le Tableau A1 indique les principales dimensions du volume de mesure qui résultent de l'arrangement optique précédent. Pour chaque longueur d'onde, la résolution spatiale de la mesure est de l'ordre de  $80 \mu\text{m}$ . D'autre part, la sonde optique du système de mesure est solidaire d'un système de déplacement automatisé dont la résolution spatiale est de  $0,1 \text{ mm}$ . La hauteur de référence est prise à la paroi en amenant le volume de mesure, c'est-à-dire l'intersection des quatre faisceaux, sur celle-ci. Par cette méthode, la précision sur la hauteur de la mesure est estimée à  $\pm 50 \mu\text{m}$ .

	BLEU	VERT
$\lambda_b$	$4,88 \cdot 10^{-7}$	$5,15 \cdot 10^{-7}$
$d_f$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$
$\varphi$	$7,6 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-5}$
$a_o$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$
$b_o$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$
$c_o$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
	Dimensions en mètres	

Tableau A1 – Principales caractéristiques du volume de mesure du système LDA

La zone de mesure estensemencée par l'intermédiaire d'un générateur d'aérosol Pivtec® (série PivPart30) qui diffuse un brouillard d'huile d'olive ; le diamètre moyen des particules est de  $1 \mu\text{m}$  (données constructeur).

## 2 Protocole expérimental et traitement des mesures

Quelques unes des difficultés rencontrées au cours des mesures LDA de la vitesse du vent ionique dans l'air au repos sont présentées dans la suite. L'objectif est de rapporter, d'une part, les conséquences sur le protocole expérimental et, d'autre part, sur le traitement des mesures.

### 2.1 Fréquence d'acquisition

Des mesures préliminaires ont été réalisées au-dessus de l'actionneur  $A_{SC}$ , dans l'air au repos, pour déterminer la fréquence d'acquisition qu'il était possible d'obtenir avec le dispositif expérimental présenté au Chap2§2.2 (voir Figure 2.4). Les mesures ont été réalisées pour des hauteurs comprises entre  $y = 0,1$  et  $2$  mm au-dessus du diélectrique.

Pour l'ensemble de la zone de mesure, la fréquence d'acquisition du système LDA est comprise entre 1 et 6,5 kHz (Figure A3). Plus précisément, elle dépend à la fois de la vitesse du vent ionique et de la hauteur à la paroi. C'est en proche paroi que la fréquence d'acquisition est la plus faible (environ 1 kHz dans la zone 1) tandis qu'elle est maximale aux positions où la vitesse du vent ionique est la plus importante (environ 6 kHz dans la zone 2) ; dans le reste de la zone de mesure, la fréquence d'acquisition est de l'ordre de 3 kHz (zone 3).

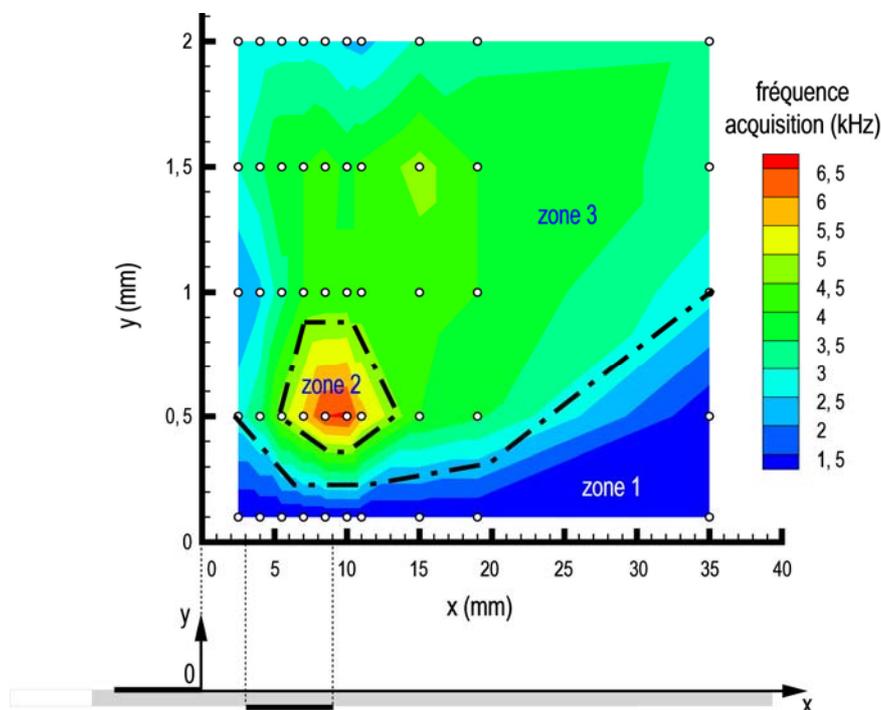


Figure A3 – Fréquence d'acquisition du système LDA pour les mesures dans l'air au repos ( $A_{SC}$ ,  $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 10$  kHz)

Il est donc possible de réaliser des mesures dans l'air au repos au-dessus de la décharge plasma avec une fréquence d'acquisition supérieure à 1 kHz. Pour l'ensemble des résultats présentés au Chap2, les mesures ont été réalisées en proche paroi au maximum jusqu'à  $y = 0,2$  mm, pour obtenir une fréquence d'acquisition de l'ordre de 1,5 kHz au minimum.

## 2.2 Stabilité du vent ionique

Lors de la caractérisation du vent ionique dans l'air au repos, des variations de vitesse ont été observées d'une mesure sur l'autre. De manière à illustrer ce phénomène, lié à l'instabilité de la décharge plasma, la Figure A4 présente l'évolution de la vitesse du vent ionique en fonction du temps pour une durée de 20 minutes. Deux cas sont envisagés ; le premier concerne la mesure avec l'actionneur  $A_{SC}$  « neuf ». Dans le deuxième cas, la mesure est effectuée après avoir utilisé en continu l'actionneur et avoir observé un temps de repos de l'ordre de 30 minutes. Les mesures de vitesse sont réalisées pour trois hauteurs différentes à la position longitudinale  $x = 2 L_p^*$ .

Dans les deux cas, la mesure indique des variations importantes de la vitesse, de l'ordre de 50% (Figure A4). C'est en proche paroi que les variations de vitesse sont les plus faibles ( $y = 0,2$  mm). A partir de ces mesures, il n'est pas vraiment possible de dégager une tendance quant à l'instabilité de la décharge en fonction du temps d'utilisation<sup>88</sup>. Il semble toutefois que les variations de vitesse soient plus importantes après que l'actionneur ait été utilisé pendant 20 minutes. De manière à s'affranchir de ces problèmes d'instabilité du transfert de quantité de mouvement dans l'air au repos, l'ensemble des mesures présentées au Chap2 ont été répétées au moins cinq fois pour une durée de mesure de 10 s. Les analyses reposent principalement sur la vitesse moyenne des cinq répétitions ; l'écart type des cinq vitesses moyennes permet d'accéder à l'ordre de grandeur de la dispersion des répétitions de la mesure (barres d'erreur).

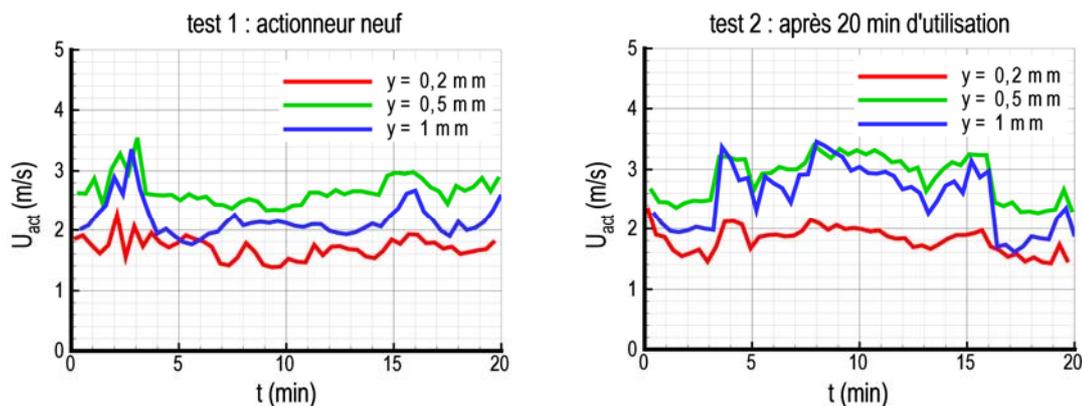


Figure A4 – Mesure de la vitesse du vent ionique en fonction du temps d'utilisation ( $A_{SC}$ ,  $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

<sup>88</sup> Il faut souligner que la fréquence d'acquisition du système LDA diminue au cours du temps dans ce test car la concentration en fumée a tendance à diminuer (l'enceinte n'est pas complètement hermétique) et les parois en plexiglas® condensent la fumée. D'après les mesures présentées à la Figure A4, les variations de vitesse ne sont pas liées aux variations de la fréquence d'acquisition du système LDA.

## 2.3 Influence de la fumée d'ensemencement

Les décharges plasmas sont couramment utilisées dans l'industrie pour la dépollution des fumées, notamment dans les précipitateurs électrostatiques. De tels dispositifs consistent à faire passer un écoulement gazeux pollué au sein d'une enceinte dans laquelle un plasma est créé entre plusieurs électrodes métalliques ; l'ionisation du gaz pollué permet de piéger les particules pour des diamètres de l'ordre du micromètre. L'exemple des précipitateurs électrostatiques illustre le principal point dur des mesures LDA au-dessus d'une DBD. En effet, si les particules d'ensemencement se chargent au-dessus de la décharge alors leur mouvement n'est pas uniquement représentatif de la vitesse du vent ionique mais également de l'influence du champ électrique sur les particules. Il peut être considéré que l'influence de la fumée sur la mesure de la vitesse revêt principalement trois aspects :

- les particules peuvent se charger et dériver sous l'influence du champ électrique. Dans la littérature, il est souvent considéré que la charge des particules est négligeable en présence d'un écoulement extérieur [Forte'07], [Kim'07]. Dans notre étude, d'après la Figure A3, la fréquence d'acquisition du système LDA demeure faible pour les mesures les plus proches de la paroi ( $y = 0,1$  mm) lorsque la décharge est allumée ; cette observation semble indiquer que le passage des particules par le volume de mesure n'est pas directement influencé par le champ électrique mais qu'il est plutôt fonction de la vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur et de la hauteur à la paroi.
- le comportement de la décharge semble être quelque peu différent avec et sans fumée au-dessus de la décharge car, d'après une étude préliminaire réalisée à l'Université d'Orléans, les pics de courant sont moins nombreux en présence de fumée [Joussot'08].
- le transfert de quantité de mouvement dans l'air au repos n'est vraisemblablement pas le même car les espèces ionisées rentrent aussi en collision avec les particules d'ensemencement, a priori plus lourdes que les espèces neutres de l'air.

Des tests ont été réalisés avec trois fumées d'ensemencement différentes pour évaluer l'influence du type de particule sur la mesure de la vitesse du vent ionique. Deux types d'huile ont été utilisés avec l'aérosol Pivtec® : huile d'olive et huile DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate) ; dans ce cas, le diamètre des particules est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . D'autre part, des mesures ont été effectuées en ensemençant l'enceinte avec des bâtons d'encens ; dans ce dernier cas, aucune information sur la taille des particules n'est disponible mais celle-ci est vraisemblablement inférieure à  $1 \mu\text{m}$ . Les différences observées sont illustrées ici en présentant une mesure de la vitesse longitudinale du vent ionique en synchronisation de phase avec l'actionneur  $A_{SC}$  lorsque celui-ci est piloté dans le mode instationnaire (Figure A5).

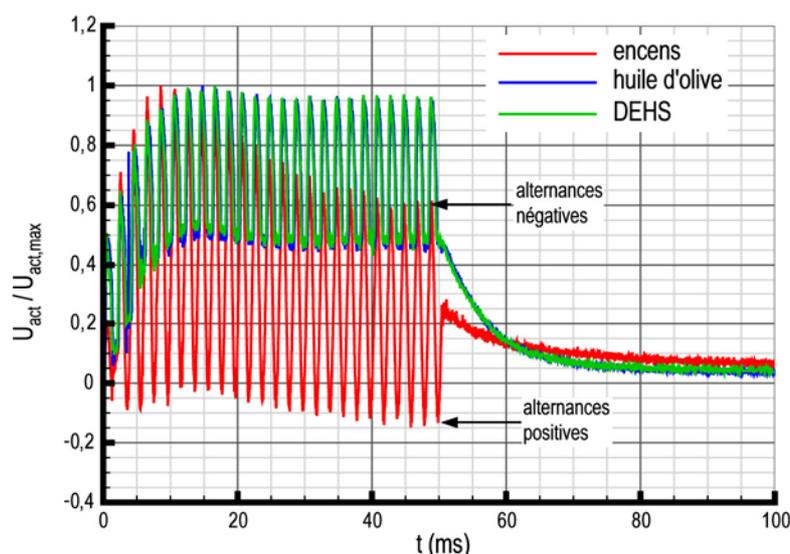


Figure A5 – Influence des particules d'ensemencement sur la mesure de la vitesse  
( $A_{SC}$ ,  $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz,  $f_p = 10$  Hz,  $R_{DC} = 50\%$ )

L'utilisation de l'huile DEHS conduit exactement au même résultat que celui commenté au Chap2§6.2 pour l'huile d'olive. En revanche, la vitesse mesurée avec les particules d'encens ne suit pas le même comportement. Des pics de vitesse sont certes observés pendant les alternances négatives mais leur amplitude diminue au cours du temps. De plus, pendant les alternances positives (phase anodique), des vitesses négatives sont observées suggérant qu'un écoulement en sens inverse (« de l'aval vers l'amont ») est induit par l'actionneur. Par ailleurs, au cours des mesures avec l'encens, il a aussi été noté que la fumée était « brûlée » par la décharge. Etant donné la nocivité de l'huile DEHS, ainsi que l'interaction manifeste entre la décharge et la fumée d'encens, c'est l'huile d'olive qui a été retenue pour générer les particules d'ensemencement. Pour analyser l'ensemble des mesures présentées au Chap2, il a par ailleurs été supposé que la charge des particules d'huile d'olive était négligeable et que leur mouvement était uniquement représentatif de leur transport par l'écoulement induit par la décharge.

## 2.4 Mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur

Pour réaliser les mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur (Chap2§6), un module d'acquisition spécifique au logiciel BSA Software® a été utilisé. Le principe de la mesure est rappelé sur la Figure A6. Un signal TTL en phase avec le signal sinusoïdal de l'actionneur est enregistré en même temps que les signaux électriques des photomultiplicateurs. Le signal TTL permet de créer une deuxième base de temps avec une mise à zéro régulière, effectuée lors du passage d'un front montant. Le logiciel indique alors à la fois le temps d'arrivée de la bouffée Doppler de manière classique  $[t_1 - t_8]$ , ainsi qu'un deuxième temps d'arrivée vis-à-vis du signal TTL  $[t'_1 - t'_8]$ . Il est alors possible de reconstruire la vitesse moyenne induite par l'actionneur en phase avec l'actionneur en utilisant la base de temps  $t'$ . De manière à obtenir une convergence statistique de la vitesse moyenne à moins de 1% près, le temps d'acquisition est ajusté pour obtenir au moins 1000 échantillons par  $2^\circ$  de phase du signal sinusoïdal.

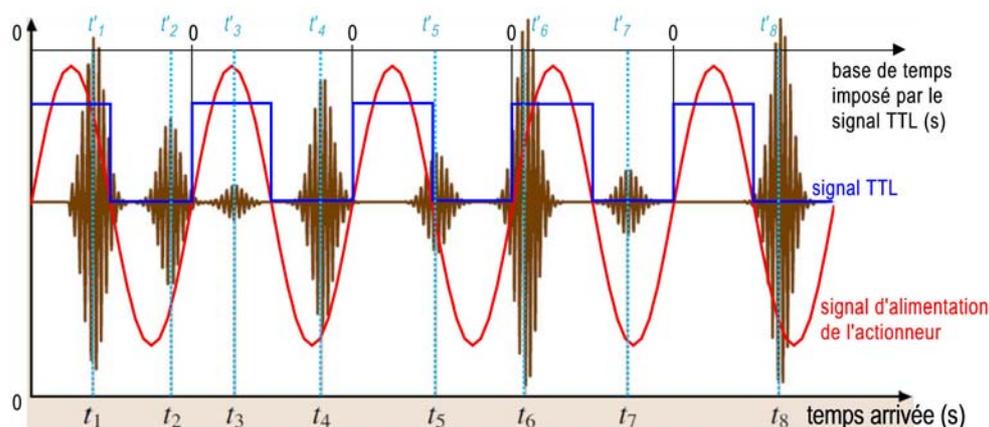


Figure A6 – Chronogramme pour les mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur

## 2.5 Calcul de la densité spectrale de puissance

De part le passage plus ou moins irrégulier des particules d'ensemencement dans le volume de mesure, la fréquence d'acquisition du système LDA n'est pas constante. Un ré-échantillonnage par interpolation linéaire des séries temporelles en intervalles réguliers est réalisé de manière à utiliser, pour l'analyse spectrale, les méthodes classiques basées sur la transformée de Fourier (Chap2§5). Les séries temporelles sont d'une durée de 10 s et sont répétées trois fois en chaque point pour reconstruire une série temporelle d'une durée totale de 30 s. Les densités spectrales de puissance sont calculées en utilisant la méthode proposée par [Welch'67] dont le principe est rappelé de manière succincte ici.

Le signal temporel de vitesse  $u(t)$  est tout d'abord décomposé en plusieurs blocs avec un recouvrement de 50%. Le spectre  $PSD(f)$  associé à chaque bloc est ensuite calculé sous la forme d'une transformée de Fourier définie par la relation suivante :

$$PSD(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(t)u(t)e^{-2\pi ift} dt \quad (EA.7)$$

où  $w(t)$  est une fenêtre de troncature temporelle de Hamming utilisée pour atténuer les effets de lobes secondaires liés à la non périodicité du signal à chaque extrémité.

La densité spectrale de puissance finale résulte de la moyenne des spectres calculés pour chaque bloc.

D'autre part, certains des résultats présentés au Chap2 ont été adimensionnés de manière à comparer des écoulements induits par l'actionneur pour des paramètres électriques différents (voir Figure 2.28). L'adimensionnement repose sur l'utilisation de

l'énergie cinétique turbulente<sup>89</sup> calculée en intégrant la densité de spectrale de puissance sur une bande de fréquences  $[f_1 - f_2]$ , comme l'indique la relation suivante :

$$\text{PSD}_{\text{a dim}}(f) = \frac{\text{PSD}(f)f}{\int_{f_1}^{f_2} \text{PSD}(f)df} \quad (\text{EA.8})$$

---

<sup>89</sup> Il ne s'agit pas vraiment de l'énergie cinétique turbulente totale mais uniquement de la contribution dans la direction longitudinale de l'écoulement.



# Annexe B > Compléments sur les mesures de la puissance électrique

Pour déterminer la puissance électrique consommée par la DBD, la méthode classique reposant sur l'analyse d'une courbe de Lissajous est utilisée ; elle est détaillée dans cette annexe.

## 1 Principe de la mesure : courbe charge-tension

La détermination de la puissance électrique nécessite la mise en série d'un condensateur  $C$  avec la décharge (capacité comprise entre 50 et 100 nF). Le schéma électrique équivalent au montage expérimental utilisé est représenté sur la Figure B1a sur laquelle la décharge est modélisée par une capacité  $C_p$ . Le raisonnement qui permet d'accéder à la puissance consommée à partir d'une courbe de Lissajous est développé ci-dessous ; un exemple de ce type de courbe est présenté sur la Figure B1b.

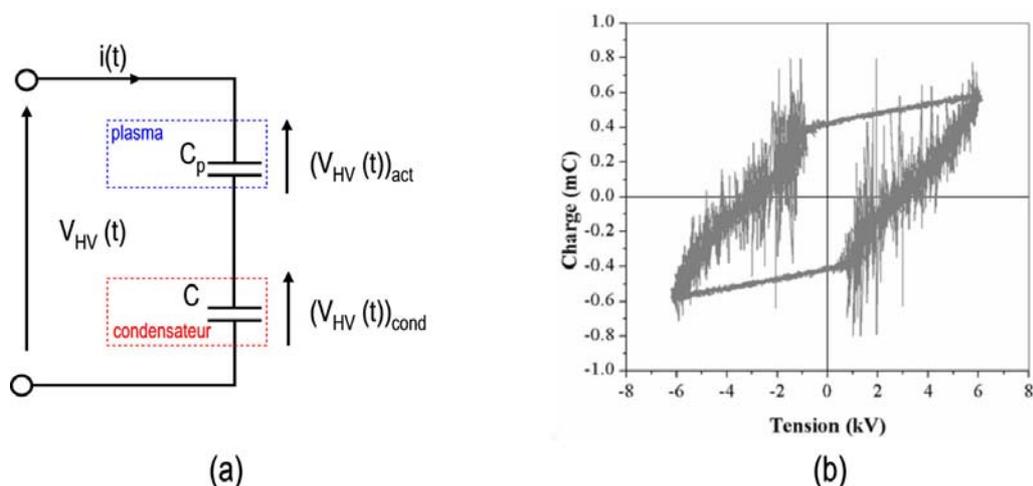


Figure B1 – (a) Schéma électrique équivalent et (b) exemple d'une courbe de Lissajous [Dong'o8b]

Par définition, la puissance instantanée de la décharge  $p_{elec}(t)$  est donnée par :

$$p_{elec}(t) = (V_{HV}(t))_{act} i(t) = (V_{HV}(t))_{act} \frac{dq}{dt} \quad (E.B1)$$

où  $(V_{HV}(t))_{act}$  et  $i(t)$  représentent respectivement la tension instantanée aux bornes de la décharge et le courant instantané qui la traverse ;  $q$  représente la charge transportée.

Les condensateurs  $C_p$  et  $C$  se trouvant en série, la charge stockée par chacun d'entre eux est la même, d'où la relation :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq_C}{dt} = C \frac{d(V_{HV})_{cond}}{dt} \quad (\text{E.B2})$$

où  $(V_{HV}(t))_{cond}$  représente la tension instantanée aux bornes du condensateur de mesure.

D'autre part, la tension  $(V_{HV}(t))_{cond}$  est très inférieure à la tension aux bornes de la décharge car  $C \gg C_p$ . Il en résulte que :

$$(V_{HV}(t))_{act} = V_{HV}(t) - (V_{HV}(t))_{cond} \approx V_{HV}(t) \quad (\text{E.B3})$$

A partir des considérations précédentes, la puissance instantanée consommée par la décharge s'exprime donc par :

$$P_{elec}(t) = V_{HV}(t) C \frac{d(V_{HV})_{cond}}{dt} \quad (\text{E.B4})$$

La puissance moyenne  $P_{elec}$  sur une période est finalement égale à :

$$P_{elec} = f_{HV} \int (V_{HV}(t))_{cond} dq_C \quad (\text{E.B5})$$

D'après la relation (E.B5), la puissance électrique consommée par la décharge plasma peut être calculée en intégrant l'aire délimitée par la courbe de Lissajous précédente (Figure B1b).

## 2 Comparaison entre $P_{elec} \propto (V_{HV} - V_0)^2$ et $P_{elec} \propto (V_{HV})^n$

Une discussion sur la loi empirique permettant d'extrapoler les mesures expérimentales présentées au Chap2§3.2.1 est proposée ici. Pour le calcul de la puissance électrique consommée par les actionneurs utilisés dans cette thèse, c'est une loi de la forme  $P_{elec} \propto (V_{HV} - V_0)^2$  qui a été retenue en accord avec les résultats de [Pons'05] (voir Figure 2.7).

Une loi de la forme  $P_{elec} \propto (V_{HV})^n$  permet également d'extrapoler les mesures de la puissance électrique en fonction de la tension ; l'objectif est de donner ici la valeur du paramètre  $n$  en fonction du type de diélectrique pour les cinq configurations présentés dans le Tableau 2.1.

Sur la Figure B2, les mesures de puissance sont exprimées sous la forme  $P_{elec} \propto (V_{HV})^n$ , où l'exposant  $n$  est déterminé de manière à obtenir le meilleur facteur de détermination possible. L'extrapolation des données est réalisée pour les cinq configurations d'actionneurs indépendamment du régime de la décharge. Dans tous les cas, il est possible de trouver une loi en puissance avec un coefficient de détermination

proche de 1. Il apparaît que la valeur de l'exposant qui conduit à l'extrapolation la plus précise n'est pas la même pour tous les actionneurs : elle varie entre 3,8 et 12,3. Ces valeurs sont relativement éloignées de celles proposées par [Enloe'04b], c'est-à-dire de  $n = 7/2$ .

En fait, seules les mesures pour les actionneurs  $A_{SC}$ ,  $A_{DC}$  et  $A_{TC}$  peuvent être extrapolées par une loi en puissance telle que  $n = 7/2$  avec un facteur de détermination raisonnable ( $R^2 \sim 0,9$ ) à condition de négliger les points expérimentaux pour lesquels la décharge est dans le régime spot. Dans le cas des actionneurs  $A_{kap}$  et  $A_{myl}$ , une loi du type de celle proposée par [Enloe'04b] ne permet d'extrapoler les points expérimentaux que sur une gamme de tension très faible, qui correspond à peu près au régime diffus de la décharge. Ces observations tendent à confirmer que la loi en  $7/2$  ne peut pas s'appliquer lorsque la décharge est trop filamentaire ou seulement allumée en quelques points de l'électrode de haute tension.

Par conséquent, indépendamment de sa validité physique, l'intérêt de la loi en  $(V_{HV} - V_0)^2$  est qu'elle est la même, indépendamment du diélectrique ( $\epsilon$ ,  $\epsilon_r$ ) ou des paramètres géométriques. De plus, les résultats présentés ici démontrent qu'elle peut s'appliquer à des diélectriques d'une faible épaisseur (jusqu'à 0,05 mm) alimentés par des tensions  $V_{HV}$  supérieures à 10 kV.

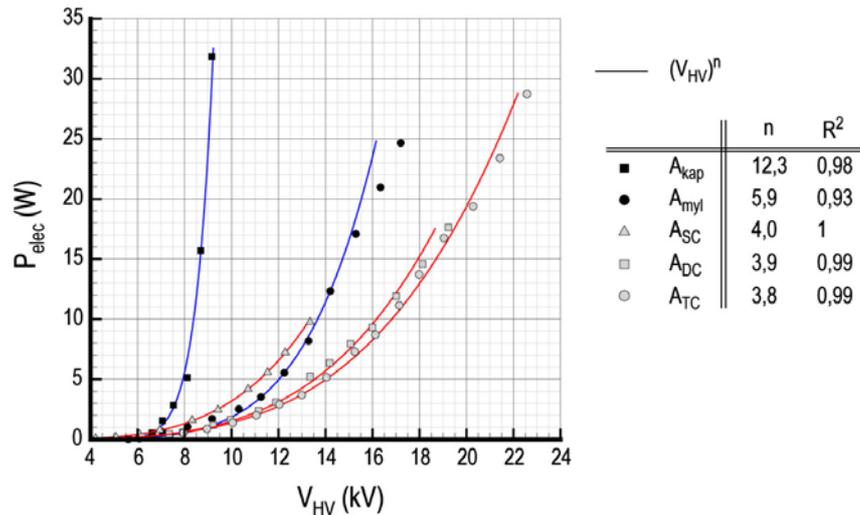


Figure B2 – Extrapolation des mesures de puissance sous la forme  $P_{elec} \propto (V_{HV})^n$  pour les cinq configurations d'actionneurs



# Annexe C > Compléments sur les mesures de la longueur du plasma

Les mesures de la longueur d'extension moyenne du plasma reposent sur l'analyse d'images intégrées en temps sur plusieurs dizaines de milliers de cycles AC de la décharge.

## 1 Dispositif expérimental

Les mesures sont réalisées avec un appareil photographique grand public Casio® (Série Exilim F1 Pro, 7,3-87,6 mm, f/2,7-7,5) équipé d'un capteur CMOS (2816 x 2112 px<sup>2</sup>) fabriqué par Sony®. Sa simplicité de mise en œuvre, ainsi que la rapidité du traitement des images, permettent de réaliser facilement des études paramétriques sur la longueur d'extension du plasma en fonction des paramètres électriques ( $V_{HV}$ ,  $f_{HV}$ ), du type de diélectrique ( $\epsilon$ ,  $\epsilon_r$ ) ou du régime de la décharge (spot, diffus, filamentaire).

### 1.1 Propriétés optiques

Comme pour les mesures de la vitesse du vent ionique, l'actionneur est placé dans l'enceinte hermétique décrite sur la Figure 2.4. La décharge plasma est visualisée en positionnant l'appareil photographique sur la paroi supérieure de l'enceinte ; la décharge est donc visualisée de dessus. De plus, les accès optiques pour le système LDA (parois en plexiglas®) sont masqués et l'appareil photo est recouvert d'un rideau opaque de manière à établir l'obscurité dans l'enceinte (Figure C1).



Figure C1 – Position de l'appareil photographique au-dessus de l'enceinte

La décharge est visualisée dans son ensemble ( $50 \times 120 \text{ mm}^2$ ) pour une distance focale de 50 mm. La netteté est réglée en positionnant un papier millimétré sur le diélectrique, qui permet par ailleurs de déterminer la calibration spatiale ; celle-ci est égale à  $55 \mu\text{m}/\text{px}$ . L'ouverture retenue est la plus petite possible, c'est-à-dire 3,5.

## 1.2 Bande passante : filtre de Bayer Rouge-Vert-Bleu (RVB)

La principale difficulté de la mesure vient du fait que le capteur est équipé d'un filtre couleur de type Bayer à la différence de la caméra rapide ICCD utilisée pour la caractérisation de la décharge en fonction des phases anodique et cathodique. Ainsi, un pixel de la matrice CMOS est soit recouvert d'un filtre rouge (25%), vert (50%) ou bleu (25%). L'information en couleur n'est donc pas obtenue sur chaque pixel, occasionnant une perte de résolution spatiale. Le recours au dématricage permet de reconstituer l'information sur la couleur pour tous les pixels par le biais d'interpolations linéaires sur les informations d'un groupe de  $2 \times 2$  pixels<sup>2</sup>. D'autre part, le passage de l'information analogique (nombre d'électrons comptés par pixel) à l'information numérique est assujéti à l'utilisation d'un codage pour restituer une information sur la couleur et non sur la luminosité. La bande passante du filtre de Bayer n'est pas connue exactement ; il peut être supposé qu'elle est sensiblement celle du domaine visible, à savoir environ 380 – 750 nm. Par ailleurs, aucune information n'est disponible sur la présence ou non d'un filtre ultra-violet.

Des mesures de spectrométrie réalisées dans sa thèse par [Dong'08b] ont montré que la décharge générée par l'actionneur  $A_{sc}$  émet principalement dans le proche ultraviolet par l'intermédiaire de l'émission de la bande moléculaire  $N_2$ . La raie la plus intense se situe à environ 320 nm (Figure C2). D'autres raies apparaissent également jusqu'au violet, c'est-à-dire jusqu'à environ 420 nm, ce qui explique que le plasma soit visible à l'œil nu. Les raies émises dans le domaine du visible sont nettement moins énergétiques que celle centrée sur 320 nm. L'appareil photographique ne permet donc que la caractérisation de l'émission lumineuse du plasma dans une gamme de longueurs d'ondes très restreinte et peu énergétique. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de le déclencher avec des temps de pose relativement longs.

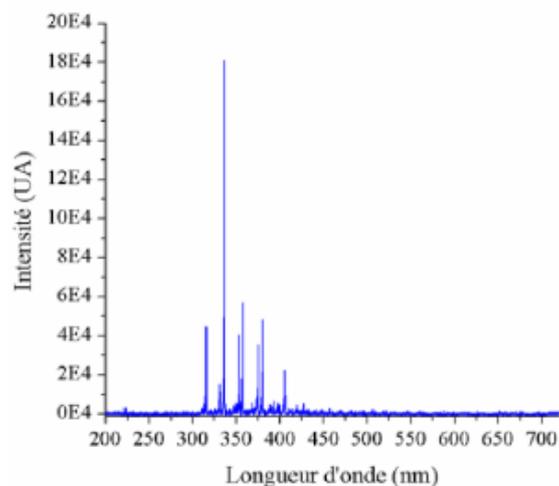


Figure C2 – Analyse spectroscopique de la lumière émise par l'actionneur  $A_{sc}$  ( $V_{HV} = 12 \text{ kV}$ ,  $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ ) d'après [Dong'08b]

Par ailleurs, les photos sont prises dans le noir afin de ne prendre en compte que l'émission lumineuse du plasma. Néanmoins, le diélectrique utilisé dans notre cas n'étant pas transparent, il contribue à l'émission lumineuse enregistrée par le CMOS dans la gamme "orangé" (association des pixels vert et rouge). De plus, l'électrode de haute tension émet également et est plus ou moins visible sur les images en fonction des paramètres électriques de l'actionneur.

---

## 2 Traitement des images

---

### 2.1 Caractéristiques de l'acquisition

L'appareil propose un mode d'enregistrement des fichiers au format RAW, format couramment utilisé pour les mesures optiques scientifiques. En théorie, ce format d'enregistrement permet d'accéder aux données brutes du capteur CMOS, c'est-à-dire au nombre d'électrons comptés par chaque pixel de couleur. En réalité, le format de sortie dans ce mode n'est pas un vrai format RAW mais plutôt un format DNG<sup>90</sup> préconisé par l'éditeur de logiciels Adobe®. Par conséquent, le format de sortie des images n'est pas transparent sur la manière dont les données brutes sont dématriciées et n'offre, en réalité, que la possibilité de définir la balance des blancs a posteriori, après la prise de vue lors du développement des images sous le logiciel Adobe Camera Raw®. Il n'est donc possible d'intervenir qu'à partir de cette étape pour le traitement des acquisitions. Il s'agit principalement de définir la balance des blancs, les principaux paramètres HSL (*Hue* pour teinte, *Saturation* pour saturation et *Luminance* pour luminosité), la courbe de contraste, le niveau des tons foncés, l'espace colorimétrique et d'éventuelles corrections des aberrations chromatiques des objectifs.

---

### 2.2 Paramètres de réglage des fichiers RAW

Le premier critère défini est celui de la balance des blancs pour la correction des valeurs RVB de chaque pixel. La balance des blancs est réglée à partir de la température de couleur. Pour ne prendre en compte que l'intensité lumineuse émise par le plasma (et non celle de la surface éclairée par le plasma), la température de couleur est fixée à 5500 K. Cette valeur correspond à la température d'un corps noir qui émettrait la même énergie lumineuse dans toutes les longueurs d'onde. La température de couleur a surtout une importance pour les couleurs de surface qui changent selon la répartition spectrale de la source lumineuse qui les éclaire. Dans notre cas, il est donc nécessaire que les valeurs colorimétriques des pixels soient les plus neutres possibles (pas de filtrage) vis-à-vis de la lumière incidente, c'est-à-dire vis-à-vis de la lumière émise par le plasma. Les autres critères ont moins d'influence sur la détermination de la longueur de la zone de plasma. Ils jouent sur la représentation colorimétrique ("vraies" ou "fausses" couleurs) et sont définis dans le Tableau C1.

---

<sup>90</sup> Adobe Digital Negative

Teinte	0
Saturation	0
Correction de l'exposition	+ 0 eV
Luminosité	75 (moyenne → pas de correction)

Tableau C1 – Réglages des paramètres HSL sur les images RAW

La courbe des contrastes est ajustée de manière à obtenir un contraste important entre les tons clairs et les tons foncés. L'espace colorimétrique choisi est l'espace sRGB, défini par la Commission Internationale de l'Éclairage 8 (CIE), espace colorimétrique de référence pour la représentation numérique des couleurs. Après ajustement des réglages précédents, l'image apparaît relativement fidèle à l'observation de la zone du plasma à l'œil nu.

## 2.3 Post-traitement des images

Le post-traitement des images est ensuite effectuée sous Matlab® ; il est résumé sur la Figure C3 en cinq étapes.

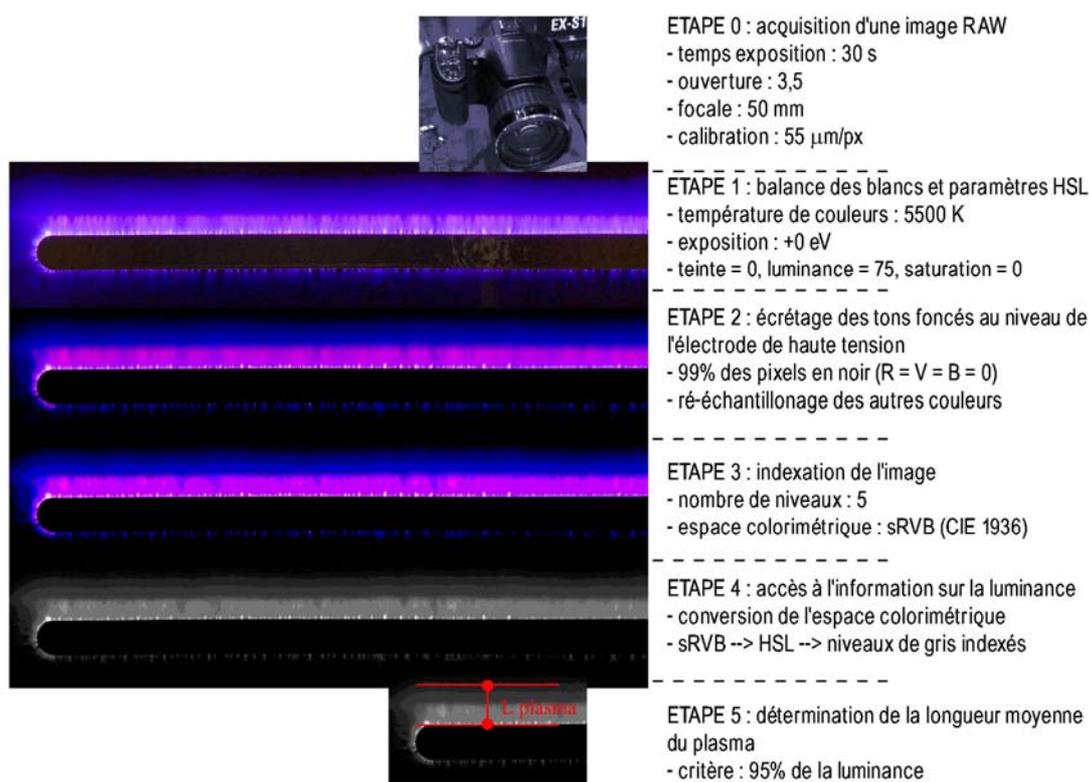


Figure C3 – Etapes du post-traitement des images

Après le paramétrage des fichiers RAW, les différentes images de la décharge ont un critère de balance des blancs et des paramètres HSL similaires (étape 1). Les fichiers RAW sont alors convertis en fichiers au format JPEG.

L'électrode de haute tension ou la surface de l'actionneur (diélectrique) n'ont toutefois pas les mêmes valeurs colorimétriques sur toutes les images : l'électrode est plus ou moins visible et la surface est plus ou moins obscure en fonction des images. La

première étape du post-traitement consiste donc à ré-échantillonner les valeurs RVB de chaque pixel sur toutes les images pour pouvoir les comparer. Les valeurs colorimétriques de chaque pixel sont adimensionnées et filtrées de telle manière que 99% de l'électrode de haute tension apparaisse en noir ( $R = V = B = 0$ ). Cette opération permet de comparer de manière relative les niveaux de couleurs de toutes les images, indépendamment des paramètres électriques ou géométriques de l'actionneur. Elle revient à régler les tons foncés de chaque image jusqu'à écrêter les niveaux de tous les pixels représentant l'électrode. Après cette étape, les couleurs de l'image ne sont plus "vraies" et la tonalité tire vers le bleu (étape 2).

La troisième étape consiste à indexer l'image sRVB en réduisant le nombre de niveaux colorimétriques. Par défaut, le codage est effectué sur 8 bits, ce qui implique que 256 niveaux de couleurs sont utilisés de 0 à 255 pour chaque couleur R, V et B. Une étude préliminaire a permis d'apprécier que la longueur du plasma converge vers une valeur moyenne (à 1% près) à partir de 5 niveaux de couleurs. L'image sRVB est donc indexée suivant 5 niveaux de couleurs sur chaque couche (R, V et B), ce qui revient à discrétiser les histogrammes de couleurs autour de 5 valeurs de largeur égale à 20% (étape 3).

Pour rapprocher la mesure de la longueur du plasma par cette méthode avec celle obtenue par des mesures réalisées avec la caméra CCD rapide, il est nécessaire de retrouver l'information sur l'intensité lumineuse à partir de l'information obtenue sur les couleurs. Cette quatrième étape représente tout l'enjeu de la mesure. Pour se faire, une conversion du mode colorimétrique est nécessaire en utilisant les tables de conversion données par la CIE. L'image sRVB est convertie en mode HSL et seule la couche L (luminance) est conservée, de sorte que l'image devient en niveaux de gris (étape 4). C'est cette image en niveaux gris qui est traitée pour la mesure de la longueur du plasma.

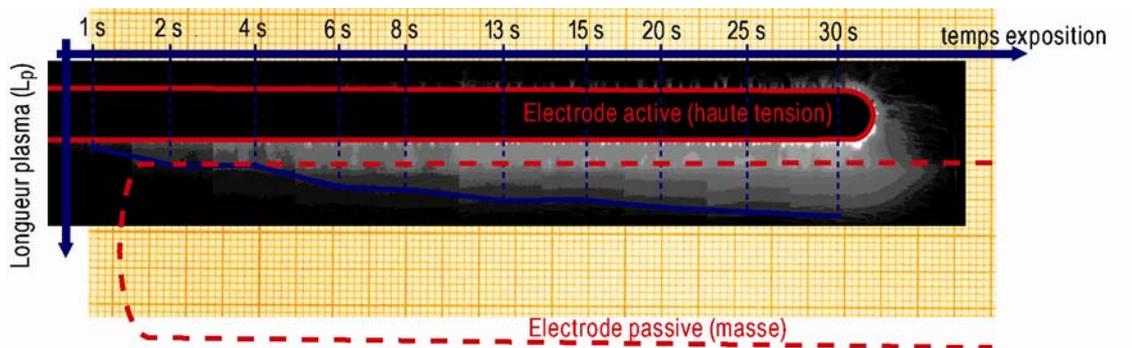
Finalement, la longueur moyenne du plasma est entendue comme étant la distance moyenne entre la fin de l'électrode de haute tension et la fin de la surface colorée correspondant au niveau de gris 95% (étape 5). Les barres d'erreurs représentées sur les Figures 2.8 et 2.10 représentent les longueurs minimale et maximale de l'extension du plasma sur toute l'envergure de la décharge.

### 3 Calibration du temps de pose

Le temps de pose optimum a été déterminé en réalisant plusieurs tests pour une durée de prise de vue comprise entre 1 et 30 s pour l'actionneur  $A_{SC}$  ( $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz). La longueur du plasma déterminée à partir du traitement décrit précédemment augmente en fonction du temps de pose. La Figure C4 montre par ailleurs qu'à partir d'un temps de pose de l'ordre de 20 s, la longueur du plasma converge vers une valeur moyenne à moins de 1% près. On peut supposer que l'intensité lumineuse n'est pas la même en faisant varier la tension ou la fréquence du plasma, ce qui peut avoir des conséquences sur la convergence décrite ci-dessus. Toutefois, s'agissant d'une étude comparative sur le niveau d'intensité lumineuse, un seul et unique temps de pose a été choisi pour toutes les mesures, à savoir 30 s.

Finalement, comme il a été montré sur la Figure 2.6, ce protocole expérimental conduit à déterminer une longueur du plasma du même ordre de grandeur que celle

mesurée par imagerie rapide lorsque la visualisation est effectuée sur l'ensemble de la phase anodique (alternance positive), ce qui semble confirmer la validité de la méthode présentée dans cette annexe.



Influence du temps de pose sur la mesure ( $A_{SC}$ ,  $V_{HV} = 10$  kV,  $f_{HV} = 1$  kHz)

# Annexe D > Compléments sur les mesures par balance aérodynamique

Cette annexe a pour objectif de décrire le protocole expérimental retenu pour les mesures par balance aérodynamique de la portance et de la traînée respectivement pour les études relatives au profil BMVR1 (Chap3§4) et au corps de Ahmed (Chap4§5.3).

## 1 Paramètres aérodynamiques mesurés

Les coefficients aérodynamiques  $C_x$  et  $C_z$  sont définis respectivement par les relations (E1.2) et (E1.3) introduites au Chap1§3.1.1. En pratique, la vitesse est déterminée par un tube de Pitot à partir de la mesure de la pression différentielle  $\Delta p$ . Cette mesure est effectuée en amont du montage bidimensionnel dans le cas de l'étude sur le profil BMVR1 et au-dessus de la maquette dans le cas du corps de Ahmed. Les coefficients aérodynamiques sont calculés directement à partir de la mesure des efforts par la balance et de la pression différentielle d'après les relations suivantes :

$$C_x = \frac{T}{\Delta p S} \quad (\text{E.D1})$$

$$C_z = \frac{P}{\Delta p S} \quad (\text{E.D2})$$

où T et P représentent respectivement les efforts de traînée et de portance.

L'acquisition des signaux de la balance et du capteur différentiel se fait sur la même carte d'acquisition (12 bit, fréquence d'échantillonnage de 3 kHz). La fréquence d'acquisition a été fixée à 10 Hz pour les mesures de  $C_z$  pour le profil BMVR1 et à 100 Hz pour les mesures de  $C_x$  sur le corps de Ahmed.

## 2 Estimation de l'erreur de mesure

La justesse et la sensibilité de la balance aérodynamique et du capteur de pression différentielle sont indiquées dans le Tableau D1. Il faut souligner que la balance surestime la traînée et la portance respectivement de +1,5% et +0,5% dans la gamme de mesures [10 – 20 N]. Pour évaluer l'efficacité des actionneurs DBD, cette erreur de

justesse de la balance n'est pas vraiment pénalisante car l'objectif n'est pas de déterminer la valeur absolue des coefficients aérodynamiques de l'écoulement manipulé mais plutôt de mesurer la valeur relative, c'est-à-dire le gain de portance  $\Delta C_z$  (profil) ou la diminution de la traînée  $\Delta C_x$  (corps de Ahmed). En revanche, la fidélité des mesures, c'est-à-dire leur reproductibilité, contribue à l'erreur de mesure qui est considérée dans la suite.

	Capteur de pression différentielle	Balance aérodynamique	
	Sedeme® - FAS64/50A	Traînée	Portance
<b>EM</b>	[0 - 5000 Pa]		[10 - 20 N]
<b>Justesse</b>	± 0,2%	+ 1,5 %	+ 0,5 %
<b>Sensibilité</b>	< 10 <sup>-3</sup> Etendue de Mesure <i>Données constructeur</i>		0,02 N <i>Vérification étalonnage balance aérodynamique 09/2005</i>

Tableau D1 – Justesse et sensibilité du capteur de pression différentielle et de la balance aérodynamique

Deux facteurs sont déterminants pour expliquer la dispersion possible (reproductibilité) des mesures pour une même configuration, indépendamment de l'instabilité de la décharge : le réglage des zéros par l'opérateur et la dérive thermique des capteurs. De plus, il est indispensable de prendre en compte l'influence des perturbations électromagnétiques induites sur la chaîne de mesure par la décharge.

Plusieurs enregistrements ont été effectués sans écoulement extérieur pour caractériser la dérive des capteurs, l'influence du réglage des *offsets* et celle des perturbations dues au plasma ; les six tests effectués sont décrits dans le Tableau D2. Les résultats présentés ici concernent des mesures sans écoulement extérieur avec l'actionneur n°<sub>act1</sub> utilisé pour l'étude sur le corps de Ahmed à l'échelle 1 avec le montage A1\_M1 (voir Figure 4.5). Des résultats similaires ont été observés avec les actionneurs équipant le profil BMVR1.

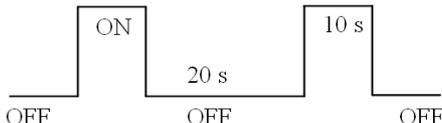
	Tension (kV)	Acqui (s)	Objectifs
test_0	pas de plasma	60	niveau de bruit et offsets de référence des capteurs
test_1	16	6 x (20+10)	influence plasma ; dérive des offsets des capteurs 
test_2	15	6 x (20+10)	
test_3	14	6 x (20+10)	
test_4	12	6 x (20+10)	
test_5	10	6 x (20+10)	

Tableau D2 – Description des mesures effectuées sans écoulement extérieur

Un seul réglage des *offsets* est effectué au moment du test\_0. Les tests\_1 à 5 consistent à enregistrer, au cours d'une même acquisition, six cycles ON-OFF d'une durée de 30 s au cours desquels la décharge est allumée pendant 10 s et éteinte pendant 20 s (durée totale d'acquisition de 180 s). Le niveau de bruit sur les capteurs est estimé en calculant l'écart type des mesures dans le cas du test\_0 (aire mauve sur la Figure D1). Les barres d'erreurs indiquées sur les graphiques de la Figure D1 représentent l'écart type du *offset* des capteurs pour chaque cycle ON-OFF.

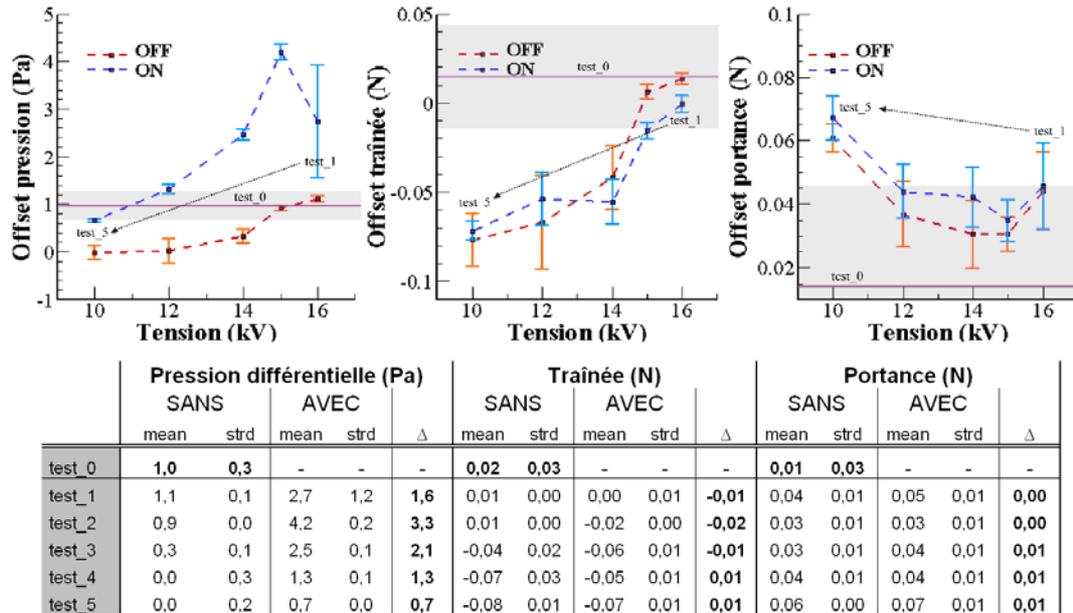


Figure D1 – Estimation de la dérive des capteurs et de l'influence des perturbations électromagnétiques induites par la décharge sur la chaîne de mesure

D'après le test de référence sans plasma (test\_0), le bruit sur le capteur de pression est très faible ( $\sim 0,3$  Pa) et celui sur la balance est légèrement inférieur à la sensibilité de la mesure ( $\sim 0,05$  N). Plusieurs commentaires découlent des mesures réalisées avec la décharge allumée (cas test\_1 à test\_5) :

- l'offset sur les trois quantités ( $\Delta p$ , T et P) présente une dérive non linéaire dès le 3<sup>ème</sup> test, supérieure au bruit de la mesure.
- la dispersion des moyennes des 6 mesures (barres d'erreurs) est moins importante, au cours d'une même acquisition (pour une tension donnée), que le bruit et la dérive du offset des capteurs.
- la décharge plasma provoque un décalage, non négligeable, du offset du capteur de pression qui est plus important d'un ordre de grandeur que le bruit sur la mesure ; ce décalage est fonction de la tension aux bornes de la décharge et vaut jusqu'à 3,3 Pa.
- l'influence du plasma semble négligeable pour la mesure de la traînée et de la portance.

En conclusion, il est considéré que les incertitudes liées à la mesure sont respectivement de l'ordre de  $\pm 1$  Pa pour le capteur de pression différentielle et de  $\pm 0,1$  N pour les efforts. De plus, la décharge plasma induit uniquement un décalage du offset du capteur de pression compris entre 1 et 4 Pa.

### 3 Traitement des données

Etant donné les considérations précédentes, c'est davantage le réglage des zéros de la balance par l'opérateur qui contribue aux erreurs de répétitivité que la dérive des capteurs. Dans le cas des essais relatifs au profil BMVR1, cette erreur de l'ordre de  $\pm 0,1$  N est négligeable au regard de la valeur des efforts mesurés ( $\sim 100$  N) à 10 m/s ;

en revanche, pour les mesures sur le corps de Ahmed à l'échelle 1, elle est davantage pénalisante étant donné la valeur des efforts de traînée mesurée ( $\sim 5$  N) à 10 m/s.

De manière à s'affranchir à la fois des perturbations électromagnétiques liées au plasma et des erreurs de répétitivité, le même protocole expérimental est observé pour déterminer l'influence des actionneurs sur les coefficients aérodynamiques. Celui-ci consiste à répéter la mesure au cours d'un « même coup de vent ». La démarche est illustrée ici au travers de l'exemple de la mesure des coefficients aérodynamiques dans le cas du corps de Ahmed à l'échelle 0,7 ( $U_\infty = 20$  m/s) ; la mesure est présentée sur la Figure D2. L'acquisition consiste en dix périodes consécutives constituées d'un créneau OFF/actionneur éteint (20 s) et d'un autre ON/actionneur allumé (10 s). Pour une configuration donnée, la durée totale de l'acquisition est donc de 300 s. Le gain en traînée  $\Delta C_x$  est estimé à chaque période ON-OFF et le résultat final est présenté sous la forme d'une moyenne des variations de  $\Delta C_x$  pour les dix périodes mesurées. La vitesse de référence utilisée pour le calcul des coefficients à chaque période est la vitesse moyenne des dix périodes pendant lesquelles l'actionneur est éteint. Un signal TTL en phase avec l'actionneur est enregistré en parallèle pour identifier les périodes avec/sans action.

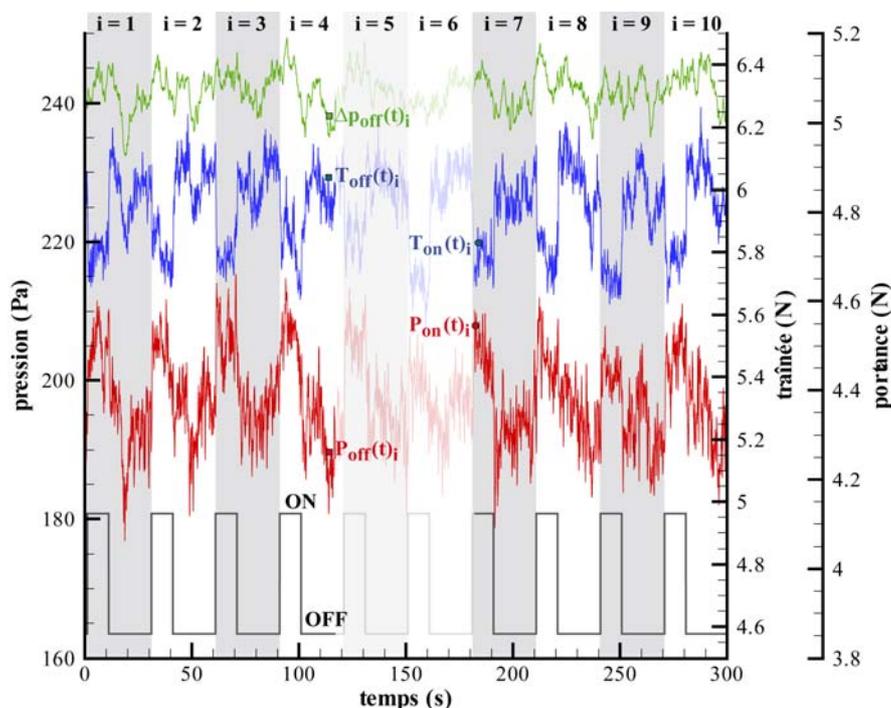


Figure D2 – Mesure du coefficient de traînée pour l'écoulement manipulé autour du corps de Ahmed à l'échelle 0,7

Pour le traitement des données<sup>91</sup> présentées sur la Figure D2, les formules suivantes sont donc utilisées :

$$\Delta p_{\text{off}} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \left( \frac{1}{2000} \sum_{t=1}^{2000} \Delta p_{\text{off}}(t)_i \right) \quad (\text{E.D3})$$

<sup>91</sup> Dans l'exemple considéré ici, la fréquence d'acquisition est de 100 Hz. Le nombre d'échantillons est donc égal à 2000 dans le cas des phases où l'actionneur est éteint (OFF pendant 20 s), tandis qu'il est égal à 1000 dans le cas des phases où l'actionneur est allumé (ON pendant 10 s).

$$C_{X_{i \text{ off}}} = \frac{1}{\Delta p_{\text{off}} S} \left( \frac{1}{2000} \sum_{t=1}^{2000} T_{\text{off}}(t)_i \right) \quad (\text{E.D4})$$

$$C_{X_{i \text{ on}}} = \frac{1}{\Delta p_{\text{off}} S} \left( \frac{1}{1000} \sum_{t=1}^{1000} T_{\text{on}}(t)_i \right) \quad (\text{E.D5})$$

$$\Delta C_{X_i} = \frac{C_{X_{i \text{ on}}} - C_{X_{i \text{ off}}}}{C_{X_{i \text{ off}}}} \quad (\text{E.D6})$$

La valeur finale du gain en traînée résulte alors de la moyenne des dix répétitions d'après la relation suivante :

$$\Delta C_x = \text{moyenne}(\Delta C_{X_i}) \pm \text{ecartype}(\Delta C_{X_i}) \quad (\text{E.D7})$$

où la moyenne est définie par :

$$\text{moyenne}(\Delta C_{X_i}) = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \Delta C_{X_i} \quad (\text{E.D8})$$

et l'écart-type par :

$$\text{ecartype}(\Delta C_{X_i}) = \sqrt{\frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \left( \Delta C_{X_i} - \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \Delta C_{X_i} \right)^2} \quad (\text{E.D9})$$

Sur l'exemple présenté à la Figure D2, le traitement précédent conduit à présenter le résultat de la manière suivante :  $\Delta C_x = -3,7 \pm 0,8\%$ .

Un traitement similaire des mesures est effectué pour déterminer  $\Delta C_z$  dans le cas du recollement de l'écoulement autour du profil BMVR1.



# Annexe E > Compléments sur les mesures par PIV

Le principe de fonctionnement de la Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV) est rappelé dans cette annexe. Le principal intérêt de la PIV repose sur la possibilité de mesurer le champ de vitesse bidimensionnel d'un écoulement de manière non intrusive.

## 1 Rappels sur le fonctionnement

### *Détection du mouvement des particules (Particle image tracking)*

Le principe de la PIV repose sur l'enregistrement par une caméra de la lumière émise par des particules d'ensemencement par diffusion de Mie lorsque celles-ci traversent un plan laser (Figure E1). La mesure découle de l'analyse statistique d'images tomographiques de l'écoulement prises à des instants successifs. Plus précisément, un plan laser éclaire l'écoulement à un instant  $t$  et l'image des taches de diffusion de Mie des traceurs est récoltée sur un capteur CCD. A l'instant  $t+\Delta t$  un deuxième tir laser est effectué et une seconde image est enregistrée. L'algorithme de traitement des images apparie les taches de diffusion et détermine le déplacement le plus probable des particules d'ensemencement entre les deux images.

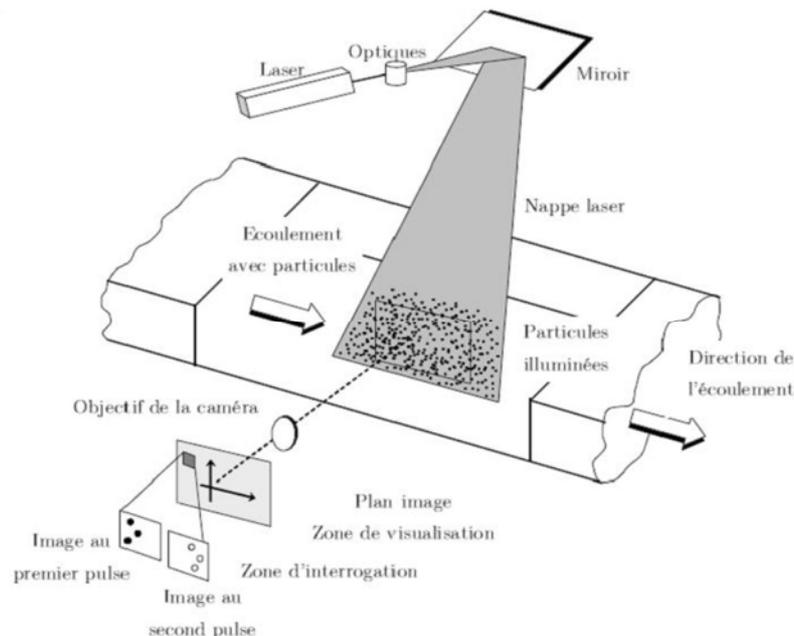


Figure E1 – Schéma de principe d'un système PIV [Raffel'98]

Dans le cas où les deux expositions sont enregistrées sur deux images différentes, le déplacement le plus probable des particules est calculé par inter-corrélation des niveaux de gris des deux images (Figure E2). La fonction d'inter-corrélation obtenue présente un pic, dont la position permet de déterminer le déplacement  $\bar{\Delta x}(\bar{x}, t)$  des particules au cours du temps  $\Delta t$  écoulé entre les deux tirs du laser. Cette méthode permet de déterminer sans ambiguïté l'amplitude, la direction et le sens du déplacement des particules d'une exposition à l'autre. De plus, la position du maximum de corrélation est déterminée au pixel près. La mesure PIV ne demande qu'une calibration optique pour pouvoir convertir le déplacement en pixel en un déplacement en mètre.

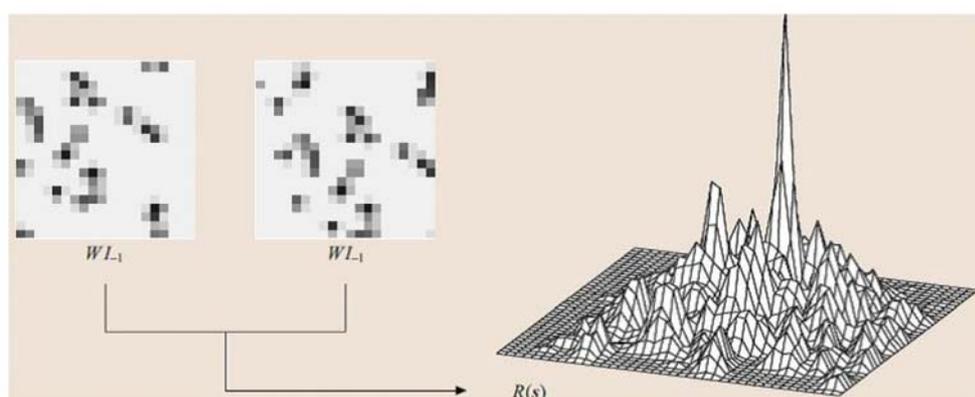


Figure E2 – Schéma de principe pour la détermination du déplacement le plus probable [Tropea'07]

L'un des principaux enjeux de la mesure PIV repose sur le calcul du pic d'inter-corrélation. La précision de cette opération peut-être affectée par différents facteurs tels que la perte des particules entre la première et la deuxième exposition, l'existence d'un gradient de déplacement dans la fenêtre ou l'amplitude trop faible du pic de corrélation due à un déplacement trop grand, entre autres. Afin de réduire les limitations de la méthode, divers algorithmes itératifs plus ou moins sophistiqués ont été développés au cours de ces dernières années [Tropea'07].

D'autre part, la justesse de la mesure dépend notamment du pas de temps  $\Delta t$  choisi entre les deux tirs lasers. Tout comme pour la mesure LDA, il est donc nécessaire d'estimer *a priori* la gamme des vitesses qui sera mesurée avec le système PIV.

### Composante et direction de la vitesse

La vitesse locale des traceurs découle directement de la détermination du déplacement le plus probable d'un ensemble de particules ; elle est calculée à partir de la relation suivante :

$$\bar{U}(\bar{x}, t) = \frac{\bar{\Delta x}(\bar{x}, t)}{\Delta t} \quad (\text{E.E1})$$

La relation (E.E1) permet d'accéder à deux composantes de la vitesse dans le plan de mesure, c'est-à-dire dans le plan enregistré par la caméra<sup>92</sup>. La vitesse peut être

<sup>92</sup> Pour accéder à la mesure des trois composantes de la vitesse, il est nécessaire d'utiliser deux caméras différentes de manière à enregistrer des plans stéréoscopiques. Les mesures réalisées dans le cadre de cette thèse

déterminée sur un ensemble de points  $M$  de coordonnées  $\bar{x}$  situés dans le plan d'acquisition. Pour cela, le calcul des inter-corrélations est effectué dans plusieurs fenêtres d'interrogation de taille  $(m \times n)$ , généralement inférieures d'au moins un ordre de grandeur à la taille nominale des images enregistrées  $(M \times N)$ . La vitesse  $\vec{U}(\bar{x}, t)$  est alors calculée dans toutes les fenêtres d'interrogation ; ce calcul implique un grand nombre d'opérations et donc un temps de traitement important. La méthode couramment utilisée aujourd'hui consiste à effectuer ces calculs via l'utilisation de la transformée de Fourier rapide.

Par ailleurs, afin d'éviter les effets *d'aliasing*, le critère de Nyquist doit être respecté. Il indique que le déplacement des particules doit être inférieur à la moitié de la fenêtre d'interrogation ; ce critère permet notamment d'orienter le choix du pas de temps  $\Delta t$ .

### *Résolutions spatiale et temporelle*

La résolution spatiale de la mesure est souvent considérée comme étant l'écart entre deux fenêtres d'interrogation successives. De manière à augmenter la résolution spatiale, une approche consiste à augmenter le nombre des fenêtres ou leur recouvrement. La résolution spatiale dépend principalement de quatre facteurs :

- la concentration en particules dans la fenêtre d'analyse
- les gradients de déplacements dans le plan de mesure
- les effets 3D (disparition et apparition de particules)
- l'algorithme de traitement utilisé

La résolution temporelle de la mesure dépend de la répétition des tirs du laser double impulsion. Les systèmes PIV classiques ne permettent d'effectuer des mesures résolues en temps que jusqu'à environ 10 Hz à l'inverse des systèmes dits TR-PIV qui sont capables d'accéder au champ de vitesse instantanée avec des fréquences de l'ordre de 1 kHz grâce à des lasers haute cadence. Pour cette thèse, la résolution temporelle de la mesure est de 10 Hz.

## **2 Mise en oeuvre**

### *Dispositif expérimental*

Le même système PIV a été utilisé pour l'étude sur le profil BMVR1 (Chap3§4) et celle sur le corps de Ahmed (Chap4).

Les images sont enregistrées par une caméra CCD PowerView Plus® (série 4MP, 2048 x 2048 pixels<sup>2</sup>). Indépendamment du montage, la caméra est équipée d'un objectif Nikon® (série Nikkor AF, f/2,8-32) d'une focale de 105 mm. La nappe laser est générée par un laser Nd : Yag double impulsion de marque Quantel Twins® (série Ultra 200, 2 x 200 mJ à 532 nm). Un synchronisateur de marque TSI® (série 610035) est utilisé pour synchroniser les deux pulses laser avec la caméra. Le système

---

sont relatives à l'utilisation d'une seule caméra, c'est-à-dire à des mesures PIV 2D2C (deux dimensions, deux composantes).

d'acquisition des images est géré par le logiciel Insight® développé par TSI® ; c'est ce logiciel qui est également utilisé pour le traitement des images. L'écoulement est ensemencé avec des particules d'huile d'olive (générateur Pivtec®) d'un diamètre d'environ 1  $\mu\text{m}$ .

### *Pas de temps, résolution spatiale et convergence statistique*

Le réglage du pas de temps  $\Delta t$  est effectué selon le critère suivant : le temps est d'abord estimé à partir de la vitesse amont de l'écoulement en considérant un déplacement maximal sur un quart de la fenêtre d'interrogation finale, c'est-à-dire sur un déplacement maximal de 8 pixels. Comme la plupart des mesures sont réalisées dans des zones où l'écoulement est décollé, la vitesse mesurée est plus faible que celle de l'écoulement amont ; le pas de temps retenu pour les réglages de l'acquisition est alors de l'ordre de 50 à 80% du pas de temps déterminé sur la base des critères précédents.

La convergence statistique des moments d'ordre 0 (vitesse moyenne) est estimée à partir de 50 champs instantanés, en comparant des champs de vitesses moyens calculés à partir de 10, 50, 100 et 200 champs instantanés. Dans le cadre des essais sur le profil ou sur le corps de Ahmed, le grand nombre de configurations étudiées a aussi été pris en compte, particulièrement les problèmes de stockage et de temps de traitement des résultats. Par conséquent, un compromis de 200 champs instantanés par configuration étudiée a été retenu. Dans ces conditions, la convergence de la vitesse moyenne est généralement inférieure à 1%, même dans les zones où l'écoulement est décollé. Il serait nécessaire d'augmenter le nombre de champs pour améliorer la convergence statistique des moments d'ordre supérieur. Les grandeurs physiques présentées dans ce rapport sont tout d'abord calculées pour chaque champ instantané, puis moyennées sur la totalité des champs.

Pour toutes les mesures PIV, la résolution spatiale a été fixée à 16 pixels. La correspondance en unités internationales est rappelé dans le texte, au cours de la description du dispositif expérimental, en fonction de la calibration propre à chaque étude (voir Chap3§4.1.3 et Chap4§3.3).

### *Traitement des images*

Le traitement des images a pour objectif de calculer les déplacements en pixels à partir des paires d'image PIV. Pour cela, l'algorithme de traitement des images sélectionné est un algorithme de type "standard" à deux passes avec réduction et décalage des fenêtres d'analyse [Tropea'07]. La réduction des fenêtres d'analyse de 64 x 64  $\text{px}^2$  à 32 x 32  $\text{px}^2$  augmente la résolution spatiale des mesures. Le décalage des fenêtres d'analyse améliore la détection du pic de corrélation et fournit une validation de la mesure. Pour l'ensemble des configurations, le recouvrement entre les fenêtres d'interrogation est de 50% ; les champs de vitesse mesurés sont ainsi constitués de 127 x 127 vecteurs. Chaque champ instantané de vitesse est analysé par un algorithme de post-traitement pour éliminer les vecteurs erronés provenant des différents effets décrits précédemment. Le filtre utilisé consiste à définir pour chaque configuration des seuils minimum et maximum sur chacune des composantes du déplacement.

# Bibliographie >

- [Abe'07] Abe T., Takizawa Y., Sato S. and Kimura N., "A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator", AIAA Paper n°2007-187, Reno, USA, 2007.
- [ACEA'08] ACEA, "Cars, trucks and the environment", 2008, www.acea.be.
- [ACARE'08] ACARE, "2008 Addendum to the Strategic Research Agenda", 2008, www.acare4europe.org.
- [Ahmed'84] Ahmed S.R., Ramm G. and Faltin G., "Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake", SAE Paper n°840300, Detroit, USA, 1984.
- [Allegraud'07] Allegraud K., Guaitella O. and Rousseau A., "Spatio-temporel breakdown in surface DBDs: evidence of collective effect", *J Phys D*, Vol 40, pp7698-7706, 2007.
- [Arnal'08] Arnal D., Casalis G. and Piot E., "Laminar-turbulent transition control on a swept wing by micron-sized roughness elements", Proc AAAF 43ème Coll Aero Appliquée, Poitiers, Mars 2008.
- [Balcon'08] Balcon N., Bénard N., Mizuno A., Touchard G. and Moreau E., "Perspectives de contrôle d'écoulement par arc glissant dans un champ magnétique statique", Proc. Colloque SFE, Paris, France, Juin 2008.
- [Balcon'09] Balcon N., Benard N., Lagmich Y., Bœuf J.-P., Touchard G. and Moreau E., "Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator – influence on the electric wind", *J Electrostat*, doi:10.1016/j.elstat.2009.01.019, 2009.
- [Baughn'06] Baughn J.W., Porter C.O., Perterson B.L., McLaughlin T.E., Enloe C.L., Font G.I. and Baird C., "Momentum transfer for an aerodynamic plasma actuator with an imposed boundary layer", AIAA Paper n°2006-168, Reno, USA, 2006.
- [Beaudouin'08] Beaudouin J.-F. and Aider J.-L., "Drag and lift reduction of a 3D bluff body using flaps", *Exp Fluids*, Vol 44(4), pp491-501, 2008.
- [Bénard'08a] Bénard N., Jolibois J., Touchard G. and Moreau E., "A directional plasma-jet device generated by double DBD actuators – An active vortex generator for aerodynamic flow control", AIAA Paper n°2008-3763, Seattle, USA, 2008.
- [Bénard'08b] Bénard N., Balcon N. and Moreau E., "Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures: aeronautical control insights", *J Phys D*, Vol 41, 042002(5pp), 2008.
- [Bénard'08c] Bénard N., Braud P., Jolibois J. and Moreau E., "Airflow reattachment along a NACA0015 airfoil by surfaces dielectric barrier discharge actuator – time resolved particle image velocimetry", AIAA Paper n°2008-4202, Seattle, USA, 2008.
- [Bénard'09a] Bénard N., Balcon N. and Moreau E., "Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating over a wide range of relative humidity", AIAA Paper n°2009-488, Orlando, USA, 2009.

- [Bénard'09b] Bénard N., Jolibois J. and Moreau E., "Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator", *J Electrostat*, Vol 67(2-3), pp133-139, 2009.
- [Bletzinger'05] Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D. and Garscadden, "Plasmas in high speed aerodynamics", *J Phys D*, Vol 38, pp33-57, 2005.
- [Boeuf'06] Boeuf J.-P. and Pitchford, "Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surfaces discharge", AIAA Paper n°2006-3574, San Francisco, USA, 2006.
- [Bonnet'09] Bonnet J.-P., "Introduction and fluid mechanic for flow control", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Borghì'05] Borghi C.A., Carraro M.R. and Cristofolini A., "Plasma and flow characterization in a flat panel one atmosphere uniform barrier discharge", AIAA Paper n°2005-5307, Toronto, Canada, 2005.
- [Bourgeois'07] Bourgeois S., "Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle", *Thèse de doctorat*, Université de Poitiers, 2007.
- [Carballes'09] Carballes S., "Les véhicules particuliers en France – Données et références mars 2009", *Publication ADEME – Dpt Transports et Mobilité*, 2009.
- [Caruana'09] Caruana D., Barricau P., Hardy P., Cambronne J.-P. and Belinger A., "The "Plasma Synthetic Jet" actuator. Aero-thermodynamic characterization and firsts flow control applications", AIAA-Paper n°2009-1307, Orlando, USA, 5-8 January 2009.
- [Cattafesta'08] Cattafesta L.N., Song Q., Williams D.R., Rowley C.W. and Alvi F.S., "Active control of flow-induced cavity oscillations", *Prog Aero Sci*, Vol 44, pp479-502, 2008.
- [Cattafesta'09] Cattafesta L.N., "Control strategies – actuators and sensors", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Choi'98] Choi K.-S., DeBisschop J.-R. and Clayton B.R., "Turbulent boundary-layer control by means of spanwise-wall oscillation", *AIAA J*, Vol 36(7), pp1157-1163, 1998.
- [Choi'09] Choi K.-S., "Drag reduction", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Corke'04] Corke T.C., He C. et Patel M.P., "Plasma flaps and slats: an application of weakly ionized plasma actuators", AIAA Paper n°2004-2127, Portland, USA, 2004.
- [Corke'05] Corke T.C. and Post M.L., "Overview of plasma flow control: concepts, optimization and applications", AIAA Paper n°2005-0563, Reno, USA, 2005.
- [Corke'07] Corke T.C., Post M.L. and Orlov D.M., "Sdbd plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications", *Prog Aerosp Sci*, Vol 43, pp193-217, 2007.
- [Corke'08] Corke T.C., Post M.L. and Orlov D.M., "Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modelling and applications", *Exp Fluids*, Vol 46(1), pp1-26, 2009.
- [Cormier'07] Cormier H., "Système d'échanges de quotas de CO<sub>2</sub>. L'Europe à l'offensive dans les airs", *Aviation Civile*, n°342, 2007.

- [Courty'09] Courty J.-C., "Industrial constraints and requirements for aeronautical flow control applications", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Cousteix'93] Cousteix J., Arnal D. and Coustols E., "La réduction de traînée de frottement aérodynamique", *Nouvelle revue d'aéronautique et d'astronautique*, n°1, 1993.
- [Cybik'03] Cybik B. Z., Grossman K. R. and Vanwie D. M., "Sparkjet actuators for flow control", AIAA-Paper n°2003-57, Reno, USA, 2003.
- [D'Adamo'02] D'Adamo J., Artana G., Moreau E. and Touchard G., "Control of the airflow close to a flat plate with electrohydrodynamic actuators", *ASME FEDSM'02*, Montreal, Canada, July 2002.
- [Delville'08] Delville J. and Bonnet J.-P., "Coherent structures in turbulent flows and numerical simulations approaches", VKI LS 2008-01, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-80-X, 2008.
- [DGET'07] DGET, "Out of the box – Ideas about the future of air transport – Part 2", Rapport des experts pour la Commission Européenne, <http://ec.europa.eu>, 2007.
- [DGET'09] DGET, "EU energy and transport in figures", *Statistical Pocket Book*, ISBN 978-92-79-10728-3, Brussels, Belgium, 2009.
- [Do'08] Do H., Kim W., Cappelli M.A. and Mungal M.G., "Cross-talk in multiple dielectric barrier discharge actuators", *Applied Phys Letters*, Vol 92, 071504(4pp), 2008.
- [Dong'08a] Dong B., Bauchire J.-M., Pouvesle J.-M., Magnier P. and Hong D., "Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow", *J Phys D*, Vol 41, 155201(9pp), 2008.
- [Dong'08b] Dong B., "Etude et caractérisation de plasmas destinées au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques", *Thèse de doctorat*, Université d'Orléans, 2008.
- [Enloe'04a] Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J and Corke T.C., "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology", *AIAA J*, Vol 42(3), 2004.
- [Enloe'04b] Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J, Corke T.C., Post M. and Haddad O., "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: geometry effects", *AIAA J*, Vol 42(3), 2004.
- [Enloe'05] Enloe C.L., McLaughlin T.E., Font G.I. and Baughn, "Parameterization of temporal structure in the single dielectric barrier aerodynamic plasma actuator", AIAA Paper n°2005-564, Reno, USA, 2005.
- [Enloe'08a] Enloe C.L., McHarg M.G. and McLaughlin T.E., "Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator", *J Appl Phys*, Vol 103, pp073302-1-7, 2008.
- [Enloe'08b] Enloe C.L., McLaughlin T.E., Gregory J.W., Medina R.A. and Miller W.S., "Surface potential and electric structure in the aerodynamic plasma actuator", AIAA Paper n°2008-1103, Reno, USA, 2008.
- [Enloe'09] Enloe C.L., McHarg M.G., G.I. Font and McLaughlin T.E., "Plasma-induced force and self-induced drag in the dielectric barrier discharge aerodynamic plasma actuator", AIAA Paper n°2009-1622, Orlando, USA, 2009.

- [ERTRAC'08] ERTRAC, "ERTRAC Research Framework – Steps to implementation", [www.ertrac.org](http://www.ertrac.org), 2008.
- [Font'07] Font G.I. and Morgan W.L., "Recent progress in dielectric barrier discharges for aerodynamic flow control", *Contrib Plasma Phys*, Vol 47(1-2), pp103-110, 2007.
- [Forte'05] Forte M., Léger L., Pons J., Moreau E. and Toucharg G., "Plasma actuators for airflow control: measurement of the non-stationary induced flow velocity", *J Electrostat*, Vol 63, pp929-936, 2005.
- [Forte'07] Forte M., Jolibois J., Pons J., Moreau E., Touchard G. and Cazalens M., "Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control", *Exp Fluids*, Vol 43(6), pp917-928, 2007.
- [Fridman'05] Fridman A., Chirokov A. and Gutsol A., "Non-thermal atmospheric pressure discharges", *J Phys D*, Vol 38, r1-24, 2005
- [Gad-el-Hak'00] Gad-el-Hak M., "Flow control – Passive, active and reactive flow management", *Cambridge University Press*, ISBN-13 978-0-521-77006-4, 2000.
- [Gallas'08] Gallas Q., Gillieron P. and Kourta A., "Vehicles aerodynamics: results and prospects in active flow control", *European Drag Reduction and Flow Control Meeting*, Ostritz, Germany, Sept 2008.
- [GIEC'01] Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC), "Bilan 2001 des changements climatiques: résumé à l'intention des décideurs", *3ème rapport d'évaluation*, Genève, Suisse, 2001.
- [Gilliéron'02] Gilliéron P., "Contrôle des écoulements appliqués à l'automobile, état de l'art", *Mécanique & Industries*, Vol 2002.
- [Gilliéron'06] Gilliéron P. and Levallois-Goy E., "Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire dans l'automobile", *Mécaniques & Industries*, Vol 6, pp567-574, 2006.
- [Gilliéron'09] Gilliéron P. and Kourta A., "Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates", *Exp Fluids*, DOI 10.1007/s00348-009-0705-7, 2009.
- [Glauert'56] Glauert M.B., "The wall jet", *J Fluid Mech*, Vol 1(6), pp625-643, 1956.
- [Göksel'06] Göksel B., Greenblatt D., Rechenberg I., Nayeri C.N. and Paschereit C.O., "Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control", AIAA Paper n°2006-3686, San Francisco, USA, 2006.
- [Gosse'05] Gosse K., "Etude expérimentale de la dispersion d'un scalaire passif dans le proche sillage d'un corps de Ahmed", *Thèse de doctorat*, Université de Rouen, 2005.
- [Grundmann'07a] Grundmann S., Klumpp S. and Tropea C., "Experimental and numerical investigations of boundary-layer influence using plasma-actuators", *R. King (Ed.): Active Flow Control*, Springer-Verlag Editions, pp56-68, 2007.
- [Grundmann'07b] Grundmann S. and Tropea C., "Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators", *Exp Fluids*, Vol 42(4), pp653-657, 2007.
- [Grundmann'07c] Grundmann S. and Tropea C., "Active cancellation of artificially Tollmien-Schlichting waves using plasma actuators", *Exp Fluids*, Vol 44(5), pp795-806, 2007.

- [Harris'08] Harris P. G., "Beyond Bush: Environmental politics and prospects for US climate policy", *Energy Policy*, Vol 37, pp966-971, 2008.
- [Hefner'88] Hefner J.N., "Dragging down fuel costs", *Aerospace America*, Vol. 26, pp14-16, 1988.
- [Hinterberger'04] Hinterberger C., Garcia-Villalba M. and Rodi W., "Large eddy simulation of flow around the Ahmed body", Lecture Notes "The aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses and trains", *Edition Springer Verlag*, Edited by McCallen R., Browand F. and Ross J., 2004.
- [Hoskinson'08a] Hoskinson A.R., Hershkowitz N. and Ashpis D.E., "Force measurements of single and double barrier DBD plasma actuators in quiescent air", *J Phys D*, Vol 41, 245909(9pp), 2008.
- [Hoskinson'08b] Hoskinson A.R., Oksuz L. and Hershkowitz, "Microdischarge propagation and expansion in a surface dielectric barrier discharge", *Appl Phys Letters*, Vol 93, 221501(3pp), 2008.
- [Jacob'04] Jacob J., Rivir R., Carter C. and Estevadeordal J., "Boundary layer flow control using AC discharge plasma actuators", AIAA Paper n°2004-2128, Portland, USA, 2004.
- [Jacob'07] Jacob J.D. and Santhanakrishnam A., "Flow control with plasma synthetic jet actuators", *J Phys D*, Vol 40, pp637-651, 2007.
- [Jancovici'06] Jancovici J.M. and Grandjean A., "Le plein s'il vous plaît ! La solution au problème de l'énergie", *Editions du Seuil*, ISBN 978-2-7578-0296-0, 2006.
- [Jolibois'08a] Jolibois J., "Etude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique – application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile", *Thèse de doctorat*, Université de Poitiers, 2008.
- [Jolibois'08b] Jolibois J., Forte M. and Moreau E., "Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimization of the actuation location along the chord", *J Electrostat*, Vol 66, pp496-503, 2008.
- [Jordan'09] Jordan P., "Control of jet noise", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Joussot'08] Joussot R., Boucinha V., Dong B., Hong D. and Weber R., "Influence des fumées d'ensemencement sur les décharges à barrière diélectrique surfaciques destinées aux contrôles d'écoulements subsoniques", Proc Colloque SFE, Paris, France, Juin 2008.
- [Joussot'09] Joussot R., Boucinha V., Leroy-Chesneau A., Weber R. and Hong D., "Etude et application au contrôle d'écoulement d'un actionneur électrohydrodynamique souple", Proc Colloque du GDR "Contrôle des décollements", Orléans, France, 2009.
- [Jukes'04] Jukes T.N., Choi K.-S., Johnson G.A. and Scott S.J., "Turbulent boundary-layer control for drag reduction using surface plasma", AIAA Paper n°2004-2216, Portland, USA, 2004.
- [Jukes'06] Jukes T.N., Choi K.-S., Johnson G.A. and Scott S.J., "Turbulent drag reduction by surface plasma through spanwise flow oscillation", AIAA Paper n°2006-3693, San Francisco, USA, 2006.

- [Jukes'07] Jukes T.N. and Choi K.-S., "Active control of cylinder wake using surface plasma", *Proc IUTAM Symp on Unsteady Separated Flows and Their Control*, Corfu, Greece, June 2007.
- [Jukes'08] Jukes T.N., Choi K.-S., Segawa T. and Yoshida H., "Jet flow induced by a surface plasma actuator", *J Systems & Control Eng*, Vol 222, pp347-356, 2008.
- [Kim'07] Kim W., Do H., Mungal M.G. and Cappelli M.A., "On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows", *Appl Phys Letters*, Vol 91, pp181501-1-3, 2007.
- [Kostas'09] Kostas J., Foucaut J.-M. and Stanislas M., "The effects of pulse frequency and duty cycle on the skin friction downstream of pulsed jet vortex generators in an adverse pressure gradient turbulent boundary layer", *Aero Sci Tech*, Vol 13(1), pp36-48, 2009.
- [Kuentzmann'07] Kuentzmann P., "Les défis du transport aérien", *Journée du GDR Contrôle des décollements*, CNAM Paris, 23-24 Oct 2007.
- [Ladd'88] Ladd D.M. and Hendricks E.W., "Active control of 2-D instability waves on axisymmetric body", *Exp Fluids*, Vol 6(1), pp69-70, 1988.
- [Lagmich'08] Lagmich Y., Callegari T., Pitchford L.C. and Bœuf J.-P., "Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control", *J Phys D*, Vol 41, 095205(10pp), 2008.
- [Laurentie'09] Laurentie J.-C., Jolibois J and Moreau E., "Surface dielectric barrier discharge : effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator", *J Electrostat*, doi :10.1016/j.elstat.2009.01056, 2009.
- [Leclerc'08] Leclerc C., "Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifiée à l'aide du contrôle actif par jet synthétique", *Thèse de doctorat*, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2008.
- [Lehuteur'07] Lehuteur B., "Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile", *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [Léger'03] Léger L., "Contrôle actif d'un écoulement d'air par un plasma froid surfacique", *Thèse de doctorat*, Université de Poitiers, 2003.
- [Lienhart'03] Lienhart H. and Becker S., "Flow and turbulent structures in the wake of a simplified car model", SAE Paper n°2003-01-0656.
- [Likhanskii'07] Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O. and Miles R.B., "Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive nanosecond pulses", *Phys Plasmas*, Vol 14, 073501(9pp), 2007.
- [Little'08] Little J., Nishihara M., Adamovich I. And Samimy M., "Separation control from the flap of a high-lift airfoil using DBD plasma actuation", AIAA Paper n°2008-4200, 2008.
- [Louste'05] Louste C., Artana G., Moreau E. and Touchard G., "Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties", *J Electrostat*, Vol 63, pp615-620, 2005.
- [Magnier'07a] Magnier P., Hong D., Leroy-Chesneau A., Bauchire J.-M. and Hureau J., "Control of separated flows with the ionic wind generated by a DC corona discharge", *Exp Fluids*, Vol 42(5), pp815-825, 2007.

- [Magnier'07b] Magnier P., Hong D., Leroy-Chesneau A., Pouvesle J.-M. and Hureau J., "A DC corona discharge on a flat plate to induce air movement", *J Electrostat*, Vol 65(10), pp655-659, 2007.
- [Magnier'07c] Magnier P., "Etude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique", *Thèse de doctorat*, Université d'Orléans, 2007.
- [Magnier'08] Magnier P., Dong B., Hong D. and Hureau J., "Action of a pulsed DBD actuator on a slow jet", *J Electrostat*, Vol 66(7-8), pp369-374, 2008.
- [Magnier'09] Magnier P., Boucinha V., Dong B., Weber R., Leroy-Chesneau A., Hong D. and Hureau J., "Experimental study of the flow induced by a sinusoidal dielectric barrier actuator and its effects on a flat plate natural boundary layer", *J Fluids Eng*, Vol 131(1), 011203(11pp), 2009.
- [Modi'97] Modi V.J., "Moving surface boundary-layer control : a review", *J Fluids Struct*, Vol 11, pp627-663, 1997.
- [Moreau'06] Moreau E., Léger L. and Touchard G., "Effect of DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s", *J Electrostat*, Vol 64(3-4), pp215-225, 2006.
- [Moreau'07] Moreau E., "Airflow control by non-thermal plasma actuators", *J Phys D*, Vol 40, pp605-636, 2007.
- [Moreau'09] Moreau E., "Plasmas for flow control", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Nudnova'06] Nudnova M.M., Roupassov D.V., Tsyganov D.L., Zavyalov I.N. and Starikovskii A.Y., "Plasma assisted aerodynamics", *Proc XVI Int Conf on Gas Discharges and their Applications*, Xi'an, China, September 11-15, 2006.
- [Opaits'05] Opaits D.F., Roupassov D.V., Starikovskaia A.Y., Zavyalov I.N. and Saddoughi S.G., "Plasma control of boundary layer using low-temperature non equilibrium plasma of gas discharge", AIAA Paper n°2005-1180, Reno, USA, 2005.
- [Opaits'08a] Opaits D.F., Likhanskii A.V., Neretti G., Zaidi S., Shneider M.N., Miles R.B., and Macheret S.O., "Experimental investigation of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive high-voltage nanosecond pulses with dc or low frequency sinusoidal bias", *J Appl Phys*, Vol 104, 043304(16pp), 2008.
- [Opaits'08b] Opaits D.F., Shneider M.N., Miles R.B., Likhanskii A.V. and Macheret S.O., "Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators", *Phys Plasmas*, Vol 15, 073505(6pp), 2008.
- [Opaits'09] Opaits D.F., Zaidi S.H., Shneider M.N. and Miles R.B., "Improving thrust by suppressing charge build-up in pulsed DBD plasma actuators", AIAA paper n°2009-487, Orlando, USA, 2009.
- [Orlov'06] Orlov D.M., "Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators", *MS Dissertation*, University of Notre Dame, 2006.
- [Patel'08] Patel M.P., Ng T.T., Vasudevan S., Corke T.C., Post M.L., McLaughlin T.E. and Suchomel C.F., "Scaling effects of an aerodynamic plasma actuator", *J Aircraft*, Vol 45(1), 2008.
- [Peyrat'97] Peyrat-Armandy A., "Les avions de transport modernes et futurs", *Editions Teknea*, ISBN 2-87717-043-8, 1997.

- [Pointu'98] Pointu A.-M., Perrin J. and Jolly J., "Plasmas froids de décharges : propriétés électriques", *Techniques de l'Ingénieurs*, D2830, 1998.
- [Pons'05] Pons J., Moreau E. and Touchard G., "Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics", *J Phys D*, Vol 38, 3635 (8pp), 2005.
- [Porter'07] Porter C. O., McLaughlin T. E., Enloe C. L., Font G. I., Roney J. and Baughn J. W., "Boundary layer control using plasma actuator", AIAA Paper n°2007-786, Reno, USA, 2007.
- [Porter'08] Porter C., Abbas A., Cohen K., McLaughlin T. and Enloe C.L., "Spatially distributed forcing and jet vectoring with a dielectric barrier discharge plasma actuator", AIAA Paper n°2008-1374, Reno, USA, 2008.
- [Post'03] Post M.L. and Corke T.C., "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators", AIAA Paper n°2003-1024, Reno, USA, 2003.
- [Raffel'98] Raffel M., Willert C. and Kompenhans J., "Particle Image Velocimetry. A practical guide", *Editions Springer-Verlag*, Berlin, 1998.
- [Raju'08] Raju R., Mittal R. and Cattafesta L., "Dynamics of airfoil separation control using zero-net mass-flux forcing", *AIAA J*, Vol 46(12), pp3103, 2008.
- [Robinson'61] Robinson M., "Movement of Air in the electric wind of the corona discharge", *Proc. AIEE Winter General Meeting*, New-York, USA, 1961.
- [Roth'95] Roth J.R., Tsai P.P and Liu C., US Patent n°5387842, 1995.
- [Roth'98] Roth J.R., Sherman D.M. and Wilkinson S.P., "Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", AIAA Paper n°98-0328, Reno, 1998.
- [Roth'00] Roth J., Sherman D. and Wilkinson S., "Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma", *AIAA J*, Vol 38, 2000.
- [Rouméas'06] Rouméas M., "Contribution à l'analyse et au contrôle de sillage de corps épais par aspiration ou soufflage continu", *Thèse de doctorat*, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006.
- [Roy'05] Roy S. and Gaitonde D.V., "Multidimensional collisional dielectric barrier discharge for flow separation control at atmospheric pressures", AIAA Paper n°2005-4631, Toronto, Canada, 2005.
- [Roy'09] Roy S. and Wang C.-C., "Bulk flow modification with horseshoe and serpentine plasma actuators", *J Phys D*, Vol 42, 032004(5pp), 2009.
- [Ruelle'06] Ruelle G., Proc Colloque Intern. ANAE/AAAF/Académie des Technologies/Fedespace, Toulouse, 30 Nov – 1<sup>er</sup> Déc 2006.
- [Saric'09] Saric W.S., "Stability for flow control", *VKI LS 2009-02*, Edited by Bonnet J.-P. and Anthoine J., Von Karman Institute for Fluid Dynamics, ISBN-13 978-2-930389-90-7, 2009.
- [Shcherbakov'00] Shcherbakov Y.V., Isanov N.S., Baryshev N.D., Frolovskij V.S. and Syssoev V.S., "Drag reduction by AC streamer corona discharges along a wing like profile plate", AIAA Paper n°2000-2670, Reno, USA, January 2000.
- [Schlichting'68] Schlichting H., "Boundary-layer theory", Sixth edition, McGraw Hill, New-York, 1968.

- [Seifert'93] Seifert A., Bachar T., Koss D., Shepshelovich M. and Wygnanski I., "Oscillatory blowing: a tool to delay boundary-layer separation", *AIAA J*, Vol 31(11), 1993.
- [Séraudie'06] Séraudie A., Aubert E., Naude N. and Cambronne J., "Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions", *AIAA Paper n°2006-3350*, San Francisco, USA, 2006.
- [Shin'07] Shin J. and Raja L.L., "Run-to-run variations, asymmetric pulses and long time-scale transient phenomena in dielectric-barrier atmospheric pressure glow discharges", *J Phys D*, Vol 40, 3145(10pp), 2007.
- [Shyy'02] Shyy W., Jayarama, B. and Anderson A., "Modeling of glow-discharge induced flow dynamics", *J Appl Phys*, Vol 92(11), pp6434-6443, 2000.
- [Sims-Williams'03] Sims-Williams D. B., Duncan B. D., "The Ahmed model unsteady wake : Experimental and computational analyses", *SAE Paper n°2003-0-1315*, Detroit, USA, 2003.
- [Singh'06] Singh K.P., Roy S. and Gaitonde D.V., "Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator with atmospheric air chemistry", *AIAA Paper n°2006-3381*, San Francisco, USA, 2006.
- [Stanfield'09] Stanfield S.A., Menart J. and DeJoseph Jr C., "Vibrational temperatures and relative concentrations of  $N_2(C^3\Pi_u)$  and  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  for an asymmetric surface mode dielectric barrier discharge", *AIAA Paper n°2009-653*, Orlando, 2009.
- [Soetomo'92] Soetomo F., "The influence of high voltage on flat plate drag at low Reynolds number air flow", *M.S. Thesis*, Iowa State University, 1992.
- [Sosa'07] Sosa R., Artana G., Moreau E. and Touchard G., "Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators", *Exp Fluids*, Vol 42, pp143-167.
- [Spohn'02] Spohn A. and Gilliéron P., "Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle", *AIAA Paper n°97-0213*, Reno, USA, 2002.
- [Sprei'08] Sprei F., Karlsson S. and Holmberg J., "Better performance or lower fuel consumption: Technological development in the Swedish new car fleet 1975-2002", *Transpor. Res. D*, Vol 13, pp75-85, 2008.
- [Takaziwa'07] Takizawa Y., Matsuda A., Kikuchi K., Sasoh A. and Abe T., "Optical observation of discharge plasma structure in DBD plasma actuator", *AIAA Paper n°2007-4376*, Miami, USA, 2007.
- [Thacker'09] Thacker A., Leroy A., Aubrun S., Loyer S. and Devinant P., "Caractéristique du sillage du corps de Ahmed : effet de la suppression du décollement de lunette arrière", 2<sup>ème</sup> Colloque du GDR "Contrôle des décollements", Orléans, 2009.
- [Thomas'06] Thomas F.O., Kozlov A. and Corke T.C., "Plasma actuators for bluff body flow control", *AIAA Paper n°2006-2845*, San Francisco, USA, 2006.
- [Tolouei'09] Toolouei R. and Titheridge H., "Vehicle mass as determinant of fuel consumption and secondary safety performance", *Transpor. Res. D*, article in press, doi:10.1016/J.TRD.2009.01.005, 2009.
- [Tropea'07] Tropea C., Yarin A.L. and Foss J.F., "Handbook of experimental fluid mechanics", *Editions Springer*, ISBN: 978-3-540-25141-5, 2007.
- [Velkoff'68] Velkoff H. and Ketchman J., "Effect of an electrostatic field on boundary layer transition", *AIAA J*, Vol 16(7), pp 1381-3, 1968.

- [Vino'05] Vino G., Watkins S., Mousley P., Watmuff J. and Prasad S., "Flow structures in the near-wake of the Ahmed model", *J Fluids Structures*, Vol 20, pp673-695, 2005.
- [Weber'08] Weber-Rozenbaum R. and Boucinha V., "Comparaison de l'efficacité de différents actionneurs sur la traînée d'un corps de Ahmed échelle 0,7 – Actionneurs de l'Institut PRISME", Rapport du benchmark CNRT-R2A, 2008.
- [Welch'67] Welch P. D., "The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms", *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, Vol 15, pp.70-73,1967.
- [Zervas'08] Zervas E. and Lazarou C., "Influence of European passenger cars weight to exhaust CO<sub>2</sub> emissions", *Energy Policy*, Vol 36, pp248-257, 2008.

# Table des figures >

Figure 1.1 – Evolution mondiale de la demande énergétique, de la population, de la concentration en CO <sub>2</sub> et de la température moyenne de l’atmosphère entre 1800 et 2000, d’après [Ruelle’06] .....	26
Figure 1.2 – Emissions de CO <sub>2</sub> en Europe : la situation des avions civils et des véhicules particuliers au regard de la législation, d’après [ACEA’08], [ACARE’08], [Carballes’09], [Cormier’07], [DGET’09] et [ERTRAC’08] .....	29
Figure 1.3 – (a) Représentation schématique des efforts aérodynamiques à la surface d’un obstacle et (b) Décomposition du torseur aérodynamique dans le repère lié à l’obstacle .....	34
Figure 1.4 –(a) Epaisseur de la couche limite et (b) coefficient de frottement [Gad’El’Hak’00] en fonction du nombre de Reynolds sur une plaque plane .....	36
Figure 1.5 – (a) Effet du gradient de pression et de la courbure d’un obstacle sur la couche limite – Décollement sur (b) un profil d’aile et (c) à l’arrière d’une voiture.....	38
Figure 1.6 – Principaux dispositifs passifs utilisés en aéronautique .....	41
Figure 1.7 – (a) Générateurs de vortex développés par Renault et PSA [Gallas’08] et (b) dispositifs passifs envisagés pour l’aérodynamique automobile [Beaudouin’08].....	43
Figure 1.8 – Evolution du coefficient de traînée des voitures particulières [Leclerc’08].....	44
Figure 1.9 – Régimes observés à partir de la caractéristique courant–tension d’une décharge électrique à courant continu [Pointu’98].....	53
Figure 1.10 – Exemples de configurations géométriques d’actionneurs DBD d’après (a) [Roth’98], (b) [Jacob’07] et (c) [Roy’09] .....	57
Figure 1.11 – Exemples de configurations géométriques d’actionneurs DC [Moreau’07].....	58
Figure 1.12 – Décharge glissante [Louste’05] .....	59
Figure 1.13 – Arc électrique glissant [Balcon’08] .....	59
Figure 1.14 – Principe du jet synthétique par plasma [Cybyk’03].....	60
Figure 1.15 – Schéma du principe d’un actionneur DBD .....	61
Figure 1.16 – Définition des paramètres fréquentiels de l’actionneur DBD.....	63
Figure 1.17 – Comparaison d’un profil de vitesse induite par un actionneur DBD AC à une relation de type gaussienne [Hoskinson’08a].....	66
Figure 1.18 – (a) Visualisation du <i>starting vortex</i> par fumée [Jukes’08] et (b) par simulation numérique [Opaits’08a] - (c) zone de recirculation au-dessus de la décharge (PIV) [Balcon’09].....	67
Figure 1.19 – Caractéristique courant-tension d’une décharge DBD AC [Laurentie’09] .....	68
Figure 1.20 – Simulations numériques pour l’actionneur DBD dans l’air pour (a) la décharge cathodique (rampe négative) et (b) la décharge anodique (rampe positive) ( $n_e$ : électrons, $n_i$ : ions positifs et $n_n$ : ions négatifs) [Lagmich’08].....	69
Figure 1.21 – Caractéristiques de la phase cathodique : (a) émission lumineuse (PMT) en fonction de la tension [Enloe’05] et (b) spot d’ionisation diffus ( $e$ : électrode active, $b$ : électrode passive) [Hoskinson’08b] .....	70

Figure 1.22 – Caractéristiques de la phase anodique : (a) nombre de <i>streamers</i> corrélé à l'intensité du courant [Allegraud'07] et (b) longueur des <i>streamers</i> corrélée à la tension [Hoskinson'08b].....	71
Figure 1.23 – Mesures LDA du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur [Forte'07].....	73
Figure 1.24 – Evolution spatiale de la charge surfacique (actionneur DBD pulsé) [Opaits'08b].....	74
Figure 1.25 – Charges surfaciques pour un actionneur DBD AC : (a) dispositif expérimental et (b) potentiel surfacique en fonction de la tension (7 kV, 5 kHz) [Enloe'08b].....	75
Figure 1.26 – Influence de (a) l'épaisseur du diélectrique et de (b) la forme du signal sur la vitesse induite en fonction de la puissance électrique [Jolibois'08a].....	79
Figure 1.27 – Modèle de la DBD basé sur une analogie électrique (LEM) [Orlov'06].....	80
Figure 1.28 – (a) Evolution de $f_{EHD}$ avec la tension [Corke'08] et (b) évolution de $U_{act,max}$ avec la puissance [Forte'07].....	81
Figure 2.1 – Schéma électrique simplifié de l'alimentation haute tension réalisée au GREMI.....	91
Figure 2.2 – Contraintes géométriques pour le développement des actionneurs : (a) distance entre les actionneurs, (b) paroi courbée et (c) rupture de pente.....	93
Figure 2.3 – Facteurs conduisant à un claquage prématuré du diélectrique : (a) bulle d'air entre les couches d'un actionneur $A_{Sc}$ (b) défaut d'arrondi et (c) défaut de parallélisme.....	95
Figure 2.4 – Dispositif expérimental pour les mesures de vitesse avec le système LDA.....	96
Figure 2.5 – Photographies CMOS de la décharge pour $A_{DC}$ ( $f_{HV} = 1$ kHz) (a) régime spot, (b) régime diffus et (c) régime filamentaire.....	99
Figure 2.6 – (a) Visualisation intégrée en temps comparée à l'imagerie ICCD (250 $\mu$ s) pour (b) la phase anodique et (c) la phase cathodique, corrélée au (d) courant de décharge pour $A_{Sc}$ ( $V_{HV} = 9$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz).....	100
Figure 2.7 – Puissance électrique en fonction du type de diélectrique pour $V_{HV} = [4-20$ kV] et $f_{HV} = 1$ kHz.....	101
Figure 2.8 – Longueur d'extension du plasma en fonction du régime de la décharge pour $A_{DC}$ ( $g = 3$ mm, $L_{gnd} = 50$ mm et $f_{HV} = 1$ kHz).....	104
Figure 2.9 – Longueur d'extension du plasma pour une pente de la tension constante (85 V/ $\mu$ s) pour l'actionneur $A_{DC}$ ( $g = 3$ mm, $L_{gnd} = 50$ mm).....	105
Figure 2.10 – Longueur d'extension du plasma pour les actionneurs $A_{Sc}$ et $A_{DC}$ ( $g = 3$ mm, $L_{gnd} = 6$ mm) pour $f_{HV} = 1$ kHz.....	106
Figure 2.11 – Puissance électrique en fonction de $I_{act}$ pour l'actionneur $A_{Sc}$ ( $g = 3$ mm, $L_{gnd} = 6$ mm).....	108
Figure 2.12 – Tension d'allumage de la décharge en fonction de $D_{act}$ pour l'actionneur $A_{DC}$ ( $f_{HV} = 1$ kHz). .....	110
Figure 2.13 – Visualisation du vent ionique par fumée d'encens : (a) actionneur éteint et (b) actionneur allumé ( $V_{HV} = 10$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz).....	111
Figure 2.14 – Profils de vitesse moyenne du vent ionique pour l'actionneur $A_{Sc}$ ( $f_{HV} = 1$ kHz).....	112
Figure 2.15 – Zones du vent ionique étudiées.....	114
Figure 2.16 – Débit volumique et rendement de l'actionneur $A_{Sc}$ ( $f_{HV} = 1$ kHz).....	114
Figure 2.17 – Mesure de $U_{act,max}$ dans la zone d'accélération pour l'actionneur $A_{Sc}$ en fonction du régime de la décharge.....	116
Figure 2.18 – Mesure de $u'_{act}$ dans la zone d'accélération pour l'actionneur $A_{Sc}$ .....	117
Figure 2.19 – Vitesse maximale $U_{act}^*$ induite par l'actionneur $A_{Sc}$ en fonction de la puissance électrique consommée $P_{elec}$ (cercles : 0,5 kHz, carrés : 1 kHz, triangles : 1,5 kHz).....	119

Figure 2.20 – Mesure de $U_{act,max}$ dans la zone d'accélération à iso-puissance ( $P_{elec} = 0,4 \text{ W/cm}$ ) pour l'actionneur $A_{SC}$ .....	121
Figure 2.21 – Profils de vitesse adimensionnés dans les zones (a) d'aspiration et (b) de diffusion pour l'actionneur $A_{SC}$ ( $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ ) .....	124
Figure 2.22 – Evolution de $U_{act,max}$ en fonction de $x$ .....	126
Figure 2.23 – Evolution de $\delta_{1/2}$ en fonction de $x$ .....	127
Figure 2.24 – Evolution de $u'_{act,max}$ en fonction de $x$ et de $y$ .....	128
Figure 2.25 – Comparaison des mesures de $U_{act}^*$ à la littérature .....	130
Figure 2.26 – Densités spectrales de puissance à $x = 0,3L_p^*$ pour l'actionneur $A_{SC}$ en fonction de $y$ ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ ) .....	131
Figure 2.27 – Densités spectrales de puissance pour l'actionneur $A_{SC}$ en fonction de $x/L_p^*$ ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ ).....	132
Figure 2.28 – Densités spectrales de puissance à $x = L_p^*$ pour l'actionneur $A_{SC}$ en mode instationnaire ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 0,5 \text{ kHz}$ , $f_p = 10 \text{ Hz}$ ) .....	133
Figure 2.29 – (a) Norme de la vitesse et (b) direction de la vitesse induite par le vent ionique en phase avec l'actionneur $A_{SC}$ ( $V_{HV} = 12 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 0,5 \text{ kHz}$ ).....	136
Figure 2.30 – Vitesse longitudinale ( $U_{act}$ ) en phase avec l'actionneur $A_{SC}$ en fonction de la tension ( $f_{HV} = 0,5 \text{ kHz}$ ) .....	137
Figure 2.31 – (a) Vitesse de propagation du plasma $U_p^-$ en fonction de la pente de la tension - (b) Comparaison du temps moyen de propagation du plasma jusqu'à $x = 4,5 \text{ mm}$ au déphasage de la vitesse au cours de l'alternance négative .....	138
Figure 2.32 – (a) Courant de décharge pour des signaux d'alimentation de type rampes et (b) influence sur la norme et la direction de la vitesse induite par l'actionneur $A_{SC}$ ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 0,5 \text{ kHz}$ ) .....	139
Figure 2.33 – Vitesse moyenne $U_{act}$ en synchronisation de phase avec l'actionneur $A_{SC}$ en mode instationnaire ( $V_{HV} = 10 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 0,5 \text{ kHz}$ , $f_p = 10 \text{ Hz}$ , $R_{DC} = 50\%$ ) .....	141
Figure 3.1 – (a) Annulation à l'aide d'un film chaud d'instabilités introduites artificiellement dans une couche limite laminaire [Ladd'88] (b) Dispositif d'aspiration utilisé pour des essais en vol sur un Falcon 50 (1987-1990) [Courty'09] .....	153
Figure 3.2 – Influence d'un actionneur DBD AC sur la transition pour $U_\infty = 6 \text{ m/s}$ : (a) déclenchement [Porter'07] et (b) atténuation des ondes TS [Grundmann'07c] .....	157
Figure 3.3 – (a) Effet de la décharge OAUGDP™ en configuration transversale à l'écoulement [Roth'98] et (b) structures tourbillonnaires oscillantes dans l'air au repos [Jukes'06].....	158
Figure 3.4 – Contrôle de la séparation par (a) paroi mobile [Modi'97] et par (b) générateurs de tourbillons fluidiques [Bourgeois'07].....	160
Figure 3.5 – Contrôle sur un NACA0015 de 12,5 cm de corde [Corke'04] : (a) intégration de l'actionneur et (b) influence du mode instationnaire sur le décrochage ( $Re = 2,2 \cdot 10^5$ ) .....	162
Figure 3.6 – (a) Contrôle sur un NACA0015 de 30 cm de corde : phénomène d'hystérésis ( $Re = 5,2 \cdot 10^5$ ) et (b) relation entre le rayon de courbure et la tension nécessaire au recollement pour trois profils NACA différents [Patel'08] .....	163

Figure 3.7 – Contrôle sur un NACA0015 de 20 cm de corde [Bénard'09b] : (a) intégration des actionneurs et (b) influence de la fréquence du plasma $f_{HV}$ sur le gain en portance ( $Re = 2,6 \cdot 10^5$ ) .....	164
Figure 3.8 – Contrôle sur un NACA0015 de 1 m de corde [Jolibois'08b] : (a) intégration des actionneurs et (b) influence de la position de l'actionneur sur la puissance électrique nécessaire au recollement ( $Re = 0,4 \cdot 10^6$ ).....	165
Figure 3.9 – Dispositif expérimental pour les mesures au-dessus de la plaque plane.....	167
Figure 3.10 – Qualification de la vitesse au-dessus de la plaque plane dans le sens (a) longitudinal ( $y = 135$ mm) et (b) transversal ( $y = 50$ mm) .....	170
Figure 3.11 – Profils de vitesse moyenne adimensionnés dans la couche limite (a) laminaire et (b) turbulente.....	171
Figure 3.12 – (a) Vitesse instantanée à hauteur constante ( $y = 1$ mm) et (b) évolution longitudinale des profils $U_{RMS}$ dans la couche limite non manipulée .....	171
Figure 3.13 – Evolution de $\delta_{99}$ et de $H$ dans la couche limite non manipulée .....	172
Figure 3.14 – Evolutions longitudinales de $U_{act}^*$ et de $\delta_{1/2}$ pour l'actionneur n°2 vis-à-vis de la couche limite non manipulée ( $V_{HV} = 12$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) .....	173
Figure 3.15 – Comparaison des profils de couche limite entre le cas naturel et manipulé au-dessus de l'actionneur $A_{SC}$ .....	175
Figure 3.16 – Evolution longitudinale des profils de $U_{RMS}$ dans la couche limite manipulée .....	176
Figure 3.17 – Densités spectrales de puissance dans la couche limite manipulée mesurées à $x = 2L_p^*$ en fonction de $f_{HV}$ ( $V_{HV} = 12$ kV) .....	177
Figure 3.18 – Comparaison des profils de vent ionique dans l'air au repos avec l'ajout de quantité de mouvement dans la couche limite .....	178
Figure 3.19 – Evolution longitudinale du coefficient de quantité de mouvement $C_\mu$ .....	179
Figure 3.20 – Comparaison de la stabilité des profils naturel et manipulé dans la zone de transition ( $Re = 2,5 \cdot 10^5$ et $2,9 \cdot 10^5$ ).....	181
Figure 3.21 – Evolution de $\delta_{99}$ et de $H$ dans la couche limite manipulée ( $V_{HV} = 12$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) .....	182
Figure 3.22 – Comparaison des profils de vitesse à la loi logarithmique pour $Re = 4,2 \cdot 10^5$ ( $V_{HV} = 12$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) .....	183
Figure 3.23 – Influence sur le coefficient de frottement $C_f$ sur la plaque plane ( $V_{HV} = 12$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) .....	183
Figure 3.24 – Comparaison des mesures avec [Porter'07] .....	185
Figure 3.25 – Comparaison des mesures avec [Grundmann'07b] .....	186
Figure 3.26 – Montage du profil BMVR1 dans la veine principale de la soufflerie Lucien Malavard.....	188
Figure 3.27 – Intégration des actionneurs $A_{SC}$ sur le profil BMVR1 .....	190
Figure 3.28 – Repères utilisés pour l'étude du profil BMVR1.....	191
Figure 3.29 – Position des champs PIV longitudinaux au-dessus du profil BMVR1.....	193
Figure 3.30 – Topologie de l'écoulement naturel au-dessus du profil BMBR1 pour $\alpha_i \leq 12^\circ$ .....	194
Figure 3.31 – Dimensions de la zone de décollement en fonction de l'incidence pour $\alpha_i \leq 12^\circ$ .....	195
Figure 3.32 – (a) Profil de vitesse longitudinale $U^*(z^*)$ pour $\alpha_i = 12^\circ$ et (b) évolution du facteur de forme $H$ en fonction de $x^*/c$ .....	196
Figure 3.33 – Evolution de $U_e$ en fonction de $x^*/c$ au-dessus du profil BMVR1 .....	197
Figure 3.34 – Topologie de l'écoulement naturel au-dessus du profil BMVR1 pour $\alpha_i > 12^\circ$ .....	198

Figure 3. 35 – Evolution du coefficient de portance en fonction de l’incidence.....	198
Figure 3.36 – Comparaison des profils de vitesse moyenne entre les cas naturel et manipulé ( $n^{\circ}_{act}16a18$ , $V_{HV} = 13kV$ , $\alpha_i = 12^{\circ}$ , $U_{\infty} = 10$ m/s) – Noir : naturel / Rouge : manipulé.....	202
Figure 3.37 – Evolutions du (a) facteur de forme H et de (b) l’épaisseur de couche limite $\delta_{99}$ ( $n^{\circ}_{act}16a18$ , $V_{HV} = 13kV$ , $\alpha_i = 12^{\circ}$ , $U_{\infty} = 10$ m/s).....	202
Figure 3.38 – Influence du nombre d’actionneurs à iso-puissance ( $\alpha_i = 10^{\circ}$ , $U_{\infty} = 10$ m/s).....	204
Figure 3.39 – Influence de la position des actionneurs sur (a) la taille de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $\alpha_i = 10^{\circ}$ , $U_{\infty} = 10$ m/s).....	205
Figure 3.40 – Influence de la tension des actionneurs sur le gain en portance ( $n^{\circ}_{act}19a21$ , $\alpha_i = 10^{\circ}$ , $U_{\infty} = 10$ m/s).....	206
Figure 3.41 – Influence de l’incidence du profil sur (a) l’efficacité de la réduction de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $U_{\infty} = 10$ m/s).....	207
Figure 3. 42 – Influence de la vitesse de l’écoulement amont sur (a) la réduction de la zone de recirculation et sur (b) le gain en portance ( $\alpha_i = 10^{\circ}$ ),.....	208
Figure 3. 43 – Synthèse des résultats de l’étude paramétrique .....	209
Figure 3.44 – Evolution de $\Delta C_z$ en fonction de la puissance électrique ( $n^{\circ}_{act}19a21$ , $U_{\infty} = 10$ m/s) .....	210
Figure 4.1 – (a) Schéma du corps de Ahmed et (b) mesure du coefficient de traînée ( $Re = 4.10^6$ ) d’après [Ahmed’84].....	219
Figure 4.2 – Topologie de l’écoulement moyen autour du corps de Ahmed : (a) schéma d’après des visualisations pariétales, (b) simulations LES et (c) visualisation par cavitation .....	220
Figure 4.3 – (a) Dimensions du corps de Ahmed. Réalisation de la rupture de pente avec le pavillon pour la maquette (b) à l’échelle 1 et (c) à l’échelle 0,7.....	222
Figure 4.4 – Montage du corps de Ahmed dans la veine principale de la soufflerie Lucien Malavard.....	223
Figure 4.5 – Intégration des actionneurs sur le corps de Ahmed : (a) décaissement de la lunette arrière, (b) géométrie et position et (c) connectiques électriques.....	225
Figure 4.6 – Chronogrammes des trois signaux TTL en phase avec l’actionneur .....	227
Figure 4.7 – Position des champs PIV (a) longitudinaux et (b) transversaux pour la caractérisation de l’écoulement au-dessus du corps de Ahmed.....	229
Figure 4.8 – (a) Montage pour la mesure par anémométrie à fil chaud et (b) estimation du bruit induit par la décharge plasma .....	230
Figure 4.9 – Topologie de l’écoulement moyen $U(z) / U_{\infty}$ au-dessus de la lunette arrière (A1_M1) .....	232
Figure 4.10 – Longueur du bulbe de séparation en fonction du nombre de Reynolds.....	233
Figure 4.11 – Densités spectrales de puissance à hauteur de la lunette arrière pour $Re = 6,7.10^5$ (écoulement naturel, A1_M2).....	235
Figure 4.12 – Champs PIV instantanés sur la lunette arrière.....	236
Figure 4.13 – Topologie de l’écoulement moyen dans le sillage de la maquette dans le plan médian $y/H_A = 0$ (A1_M2, $Re = 6,7.10^5$ ).....	237
Figure 4.14 – Position des structures tourbillonnaires au culot en fonction du nombre de Reynolds .....	238
Figure 4.15 – Densités spectrales de puissance relevée dans le sillage pour $Re = 6,7.10^5$ (écoulement naturel, A1_M2).....	239

Figure 4.16 – Caractérisation du tourbillon longitudinal sur le flanc gauche ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ) .....	241
Figure 4.17 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds .....	242
Figure 4.18 – (a) Modification du bulbe sur la lunette arrière et (b) vitesse locale sur la ligne de diffusion du vent ionique $\delta_{1/2}$ .....	245
Figure 4.19 – Modification des tourbillons longitudinaux.....	247
Figure 4.20 – Influence de la position, de la surface d'action, et de la puissance électrique sur l'efficacité des actionneurs $A_{DC}$ dans le bulbe de recirculation .....	250
Figure 4.21 – Influence de la vitesse extérieure sur l'efficacité de l'actionneur $A_{DC}$ .....	254
Figure 4.22 – Corrélation entre la taille du bulbe et la perte d'efficacité de l'actionneur $A_{DC}$ .....	255
Figure 4.23 – Phénomène d'hystérésis sur la traînée observé pour $U_\infty = 35$ m/s ( $A_{0,7}$ , $n^\circ_{act1}$ , $V_{HV} = 16$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz).....	256
Figure 4.24 – Influence du recollement du bulbe sur la structure torique au culot [Weber'08].....	257
Figure 4.25 – Position des tourbillons au culot pour l'écoulement manipulé en fonction du nombre Reynolds.....	258
Figure 4.26 – Influence du recollement du bulbe sur le tourbillon longitudinal.....	259
Figure 4.27 – Densités spectrales de puissance pour le mode continu (a) à hauteur de la lunette arrière et (b) au culot ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ).....	260
Figure 4.28 – Mesure de vitesse instantanée en synchronisation de phase au niveau de la lunette.....	262
Figure 4.29 – Densités spectrales de puissance pour le mode instationnaire (a) à hauteur de la lunette arrière et (b) au culot ( $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ).....	262
Figure 4.30 – Corrélation entre les fils chauds positionnés à hauteur de la lunette et au culot .....	263
Figure 4.31 – Influence de la fréquence réduite $F^+$ sur la réduction de traînée ( $A1\_M2$ , $Re = 6,7 \cdot 10^5$ )....	264
Figure 4.32 – Influence du rapport cyclique $R_{DC}$ sur la réduction de traînée ( $A1\_M2$ , $Re = 6,7 \cdot 10^5$ ).....	265
Figure A1 – Configuration à deux faisceaux laser pour créer un réseau de franges d'interférences (illustration d'après [Tropea'07]).....	278
Figure A2 – Arrivée irrégulière de bouffées Doppler dans le signal électrique à la sortie du photomultiplicateur (illustration d'après [Tropea'07]) .....	279
Figure A3 – Fréquence d'acquisition du système LDA pour les mesures dans l'air au repos ( $A_{SC}$ , $V_{HV} = 10$ kV, $f_{HV} = 10$ kHz) .....	282
Figure A4 – Mesure de la vitesse du vent ionique en fonction du temps d'utilisation ( $A_{SC}$ , $V_{HV} = 10$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) .....	283
Figure A5 – Influence des particules d'ensemencement sur la mesure de la vitesse ( $A_{SC}$ , $V_{HV} = 10$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz, $f_p = 10$ Hz, $R_{DC} = 50\%$ ) .....	285
Figure A6 – Chronogramme pour les mesures en synchronisation de phase avec l'actionneur.....	286
Figure B1 – (a) Schéma électrique équivalent et (b) exemple d'une courbe de Lissajous [Dong'08b].....	289
Figure B2 – Extrapolation des mesures de puissance sous la forme $P_{elec} \propto (V_{HV})^n$ pour les cinq configurations d'actionneurs.....	291
Figure C1 – Position de l'appareil photographique au-dessus de l'enceinte.....	293

---

Figure C2 – Analyse spectroscopique de la lumière émise par l'actionneur $A_{SC}$ ( $V_{HV} = 12$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz) d'après [Dong'08b] .....	294
Figure C3 – Etapes du post-traitement des images .....	296
Figure C4 – Influence du temps de pose sur la mesure ( $A_{SC}$ , $V_{HV} = 10$ kV, $f_{HV} = 1$ kHz).....	298
Figure D1 – Estimation de la dérive des capteurs et de l'influence des perturbations électromagnétiques induites par la décharge sur la chaîne de mesure.....	301
Figure D2 – Mesure du coefficient de traînée pour l'écoulement manipulé autour du corps de Ahmed à l'échelle 0,7 .....	302
Figure E1 – Schéma de principe d'un système PIV [Raffel'98] .....	305
Figure E2 – Schéma de principe pour la détermination du déplacement le plus probable [Tropea'07] ....	306



# Table des tableaux >

Tableau 1.1 – Contrôle et stabilité des profils de vitesse moyenne à la paroi .....	45
Tableau 1.2 – Avantages et inconvénients des actionneurs les plus couramment cités dans la littérature [Catafesta'09].....	49
Tableau 1.3 – Principales stratégies de contrôle envisagées dans l'automobile [Gallas'08] .....	50
Tableau 1.4 – Ordres de grandeur caractéristiques pour les actionneurs DBD les plus usuels .....	62
Tableau 1.5 – Récapitulatif des entrées et sorties d'un actionneur de type DBD .....	77
Tableau 2.1 – Configurations de diélectriques testées.....	94
Tableau 2.2 – Valeurs du paramètre A de la loi empirique $P_{elec} \propto (V_{HV} - V_0)^2$ pour les cinq configurations de diélectriques ( $g = 3 \text{ mm}$ et $L_{gnd} = 6 \text{ mm}$ ).....	102
Tableau 2.3 – Valeurs du paramètre a de la loi empirique $L_p \propto (V_{HV} - V_{ign})$ pour les actionneurs $A_{Sc}$ et $A_{Dc}$ ( $g = 3 \text{ mm}$ , $L_{gnd} = 6 \text{ mm}$ ) .....	106
Tableau 2.4 – Configurations d'actionneurs retenues pour les applications aérodynamiques .....	107
Tableau 2.5 – Configurations ( $V_{HV}$ , $f_{HV}$ ) testées pour l'actionneur $A_{Sc}$ pour la mesure de $U_{act,max}$ dans la zone d'accélération .....	115
Tableau 3.1 – Paramètres étudiés pour la manipulation de l'écoulement au-dessus du profil BMVR1 ....	199
Tableau 3.2 – Nombre maximal d'actionneurs pouvant être utilisés en fonction de $V_{HV}$ .....	200
Tableau 3.3 – Configurations pour l'étude de l'influence de $N_{act}$ .....	203
Tableau 3.4 – Configurations pour l'étude de l'influence de $n^{\circ}_{act}$ , $V_{HV}$ , $\alpha_i$ et $U_{\infty}$ .....	204
Tableau 4.1 – Largeur des actionneurs pour le corps de Ahmed.....	226
Tableau 4.2 – Résultats de la manipulation des tourbillons longitudinaux.....	248
Tableau 4.3 – Gain sur la traînée en fonction du Reynolds pour la maquette à l'échelle 0,7 ( $n^{\circ}_{act}1$ , $V_{HV} = 16 \text{ kV}$ , $f_{HV} = 1 \text{ kHz}$ ) .....	255
Tableau A1 – Principales caractéristiques du volume de mesure du système LDA.....	281
Tableau C1 – Réglages des paramètres HSL sur les images RAW.....	296
Tableau D1 – Justesse et sensibilité du capteur de pression différentielle et de la balance aérodynamique .....	300
Tableau D2 – Description des mesures effectuées sans écoulement extérieur .....	300



Vincent BOUCINHA

## Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique – Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas

Résumé :

La réduction de la résistance à l'avancement par des techniques de contrôle active sera une nécessité d'importance croissante dans les années à venir pour le secteur des transports. Cette thèse fait partie d'une nouvelle voie de recherche consistant à utiliser des décharges plasmas à pression atmosphérique pour modifier les écoulements en vue d'améliorer les performances aérodynamiques (diminution de la traînée et augmentation de la portance). L'actionneur retenu est une décharge à barrière diélectrique surfacique avec un diélectrique composé d'une combinaison de deux matériaux polymères souples. L'écoulement induit par l'actionneur plasma, appelé vent ionique, est d'abord étudié expérimentalement dans l'air au repos en fonction du régime de la décharge. Une loi empirique liant la vitesse du vent ionique à la tension et à la fréquence de l'alimentation est proposée. De cette loi se dégagent une vitesse et une longueur caractéristiques utilisées pour prédire les principales propriétés du jet de paroi induit en aval de la décharge (lois d'échelle). L'efficacité de l'actionneur est ensuite testée en soufflerie subsonique pour trois configurations aérodynamiques de complexité croissante : couche limite laminaire non décollée (plaque plane), couche limite turbulente décollée (profil épais) et couche limite décollée 3D (corps de Ahmed, lunette inclinée à 25°). Des résultats significatifs tant sur le plan de la modification de la topologie de l'écoulement que de l'amélioration des efforts aérodynamiques sont obtenus pour des nombres de Reynolds jusqu'à  $1,7 \cdot 10^6$  (35 m/s).

Mots clés : Actionneur plasma, Vent ionique, Contrôle, Décollement, Transition, Corps de Ahmed

## Study of the flow induced by a surface dielectric barrier discharge – Contribution to subsonic airflow control by plasma actuators

Summary :

Active flow control is a key issue to meet the environmental requirements for the next generations of aircrafts and cars. The aim of this work is to study subsonic airflows control by plasma actuators in order to improve aerodynamic performances (drag reduction and lift enhancement). The actuator consists in using a surface dielectric barrier discharge with a thin dielectric made by a combination of two polymer materials. The first part of this work is dedicated to the experimental study of the flow induced by the actuator in quiescent air according to the regime of the discharge. An empirical law is proposed in order to determine the velocity of the ionic wind as a function of the high voltage and the frequency of the actuator. From this law the main properties of the wall jet induced by the discharge are predicted. In the second part of the study the actuator is used for wind tunnel experiments for three configurations of increasing complexity: laminar boundary layer (flat plane), separated turbulent boundary layer (wing profile) and 3D separated boundary layer (Ahmed body with rear window tilted at 25°). Significant results are obtained for Reynolds numbers up to  $1.7 \cdot 10^6$  (35 m/s).

Keywords : Plasma actuator, Ionic wind, Flow control, Separation, Transition, Ahmed body



Institut PRISME

8, rue Léonard de Vinci – 45072 Orléans Cedex 2

