



HAL
open science

Contrôle d'écoulement interne au moyen d'actionneur ElectroHydroDynamique

Clément Gouriou

► **To cite this version:**

Clément Gouriou. Contrôle d'écoulement interne au moyen d'actionneur ElectroHydroDynamique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2017. Français. NNT : 2017POIT2308 . tel-01981529

HAL Id: tel-01981529

<https://theses.hal.science/tel-01981529>

Submitted on 15 Jan 2019

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

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

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)

(Diplôme National - Arrêté du 25 Mai 2016)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et

Aéronautique - SIMMEA

Secteur de Recherche : Mécanique des Milieux Fluides et Génie Électrique

Présentée par :

Clément Gouriou

Le contrôle d'écoulement par actionneur ElectroHydroDynamique

Directeur de Thèse :
Christophe LOUSTE

Co-encadrant :
Nicolas BENARD

Soutenue le 15 Décembre 2017

devant la Commission d'Examen

JURY

Annie LEROY-CHEsNEAU	MCF-HDR, Prisme, Université d'Orléans	Rapporteur
Pedro VAZQUEZ	MCF-HDR, Université de Séville	Rapporteur
Michel DAABOUL	MCF, Université de Balamand	Examineur
Jean-Luc REBOUD	Professeur, G2Elab, Université de Grenoble	Examineur
Laurent BERQUEZ	Professeur, LAPLACE Université de Toulouse	Examineur
Hubert ROMAT	Professeur, Pprime, Université de Poitiers	Examineur
Éric MOREAU	Professeur, Pprime, Université de Poitiers	Examineur
Christophe LOUSTE	MCF-HDR, Pprime, Université de Poitiers	Examineur

Remerciements

Ces travaux ont été effectués à l'Institut Pprime (UPR 3346, CNRS) durant la période 2014 - 2017. Je remercie donc MM. Yves Gervais directeur de l'institut Pprime, Jacques Borée directeur du département Fluides, Thermique et Combustion ainsi que Thierry Paillat et Éric Moreau directeurs successifs de l'équipe Electro-fluido-dynamique pour leur accueil et la mise à disposition des structures administratives et techniques du laboratoire. Je tiens aussi à remercier les financeurs de cette thèse et en particulier les personnes en charge du LABEX INTERACTIF qui m'ont permis de disposer d'un budget significatif pour mener à bien mes travaux et assurer mes besoins matériels.

Je tiens en particulier à exprimer toute ma reconnaissance à Christophe Louste (directeur de thèse) et Nicolas Bénard (co-encadrant de thèse) pour leur accompagnement, leurs conseils avisés et pour m'avoir permis de profiter de leurs expériences scientifiques et humaines. Durant cette expérience parfois difficile, leurs encouragements et leur disponibilité aux moments clés m'ont permis de relever les nombreux défis du doctorat.

Ces travaux n'auraient pas été possible sans le concours appuyé des personnels administratifs (Catherine Ecale, Catherine Lavallade, Jocelyne Bardeau, Marie-Line Debenest), des techniciens, ingénieurs et en particulier de Christian Refin, Ludovic Mascarenhas et Richard Tessier sans qui le canal hydraulique n'aurait pu voir le jour. Je n'oublie pas non plus Romain Bellanger et Patrick Braud qui m'ont accompagné dans les mesures PIV mais aussi Pierre-François Laplaceta, Francis Boissonneau pour leur aide précieuse en informatique et Jean-Marc Mougnot pour l'électronique de la boucle hydrodynamique.

À travers ce manuscrit je remercie vivement les rapporteurs : Mme Annie Leroy-Chesneau et M. Pedro Vasquez qui ont accepté de relire minutieusement ces travaux de thèse. J'ai apprécié les nombreuses remarques pertinentes et constructives qui m'ont permis d'apporter des modifications substantielles au manuscrit en vue de sa publication. Je remercie également M. Hubert Romat d'avoir accepté de présider mon jury de thèse ainsi que les membres du jury MM. Michel Daaboul, Eric Moreau, Laurent Berquez et Jean-Luc Reboud qui ont pu se rendre disponibles pour assister à la présentation de mes travaux. Les nombreuses questions qui m'ont été posées durant la soutenance ont permis de préciser le contexte et les enjeux de ce travail et d'affiner le travail de correction.

Durant ces années de doctorat, j'ai eu la chance de pouvoir participer à plusieurs conférences scientifiques parmi lesquelles les conférences de la Société Française d'Électrostatique (SFE 2014 et 2016), la conférence MPEE (St Petersburg, 2015), la conférence ESA (Purdue, 2016), le workshop IWEHD (Poitiers, 2016), l'école thématique de l'AFVL. Ce fut à chaque fois un plaisir de participer à ces rencontres où j'ai été particulièrement bien accueilli par les chercheurs. Qu'ils soient assurés de ma sincère gratitude.

J'ai aussi eu la chance de pouvoir enseigner à l'ENSIP et d'être accompagné avec beaucoup de bienveillance par Véronique Fortuné et Florent Margnat enseignants-chercheurs dans cette

école d'ingénieur. J'ai beaucoup apprécié cette expérience d'enseignement et les en remercie chaleureusement.

Le doctorat est un parcours initiatique, long, sinueux, exigeant parfois désespérant mais aussi et surtout parfois enthousiasmant...j'y ai appris beaucoup sur le travail de chercheur et les relations humaines qui sont l'une des clés de la réussite d'un tel projet. Toutes les rencontres que j'ai effectuées au sein du laboratoire Pprime m'ont permis d'avancer dans mon travail, et de passer des moments conviviaux. Je tiens ici à remercier particulièrement mes collègues et amis avec qui nous avons mis en place la « journée des doctorants » de Pprime et monté l'association ADDICT (Association des Doctorants en Dynamique des fluides, Combustion et Thermique). Ce fut une expérience très enrichissante qui m'a enthousiasmé et qui est à mon sens essentielle pour la création d'une communauté scientifique humaine et dynamique.

Je citerai ici quelques collègues et amis qui m'ont accompagnés et soutenus : Emmanuel, Thomas, Paul, Stanley, Etienne, Ugo, Sachin, Pierre, Arthur, Gwenaël, Umesh, Aurélien, Guillaume, Thomas Earl, Yann, André, Clément, Fran (merci pour tes excellents conseils en méthodes numériques pour la validation de mon algorithme!), Ayyoub, Florence, Redouane (Merci pour ton hospitalité), Aimad, Jeffrey, Paul C., Bruno, Armande, Hugo...ainsi que tous les enseignant-chercheurs du laboratoire avec qui j'ai pu échanger et apprendre. Merci en particulier Anthony pour ton hospitalité durant cette dernière année, nos discussions passionnantes, nos échanges scientifiques, ton amitié... tout cela m'a aidé à conclure cette thèse.

À mes amis de l'équipe Mission de France de Poitiers, à mes covoitureurs (blablacar® partenaire des fins de thèse à distance), à mes amis de toujours et ceux qui ont fait le déplacement pour la soutenance, à mes amis correcteurs (Seb, Etienne et Maud) à mes parents, frères et grands-parents qui m'ont aidé à faire mon chemin et soutenu jusqu'à cette étape importante je veux dire merci.

Enfin à toi Solène qui partage ma vie, je veux t'exprimer toute ma gratitude d'avoir fait preuve de patience, d'avoir consenti à certains sacrifices et de m'avoir aidé par ton écoute bienveillante. Merci ma petite Lou-Gabrielle de faire de moi un heureux papa et de m'avoir aidé à prendre du recul lorsque c'était nécessaire ;-)

Le 21 Février 2018

Clément Gouriou

Nomenclature

Grandeurs électriques :

Symbole	Définition	Unité	Équation/valeur
D_+	Coefficient de diffusion des cations	\emptyset	
D_-	Coefficient de diffusion des anions	\emptyset	
E	Champ électrique externe	V/m	
ε_p	Permittivité électrique de la particule	F/m	$\varepsilon_p = \varepsilon_{p_r} \cdot \varepsilon_0$
ε_{p_r}	Permittivité électrique relative de la particule	\emptyset	
ε_f	Permittivité électrique du fluide	F/m	$\varepsilon_f = \varepsilon_{f_r} \cdot \varepsilon_0$
ε_{f_r}	Permittivité électrique relative du fluide	\emptyset	
ε_0	Permittivité électrique du vide	F/m	$8,845 \cdot 10^{-12}$
κ	Mobilité ionique	$m^2/(V.s)$	
\vec{M}	Vecteur aimantation	A/m	
ν	Rapport de distance de l'ion à la particule en fonction du rayon de celle-ci	\emptyset	$r = R(1 + \nu)$
Ω	Volume d'intégration sphérique de la charge d'une particule	m^3	
q	Charge d'une particule d'ensemencement	C	
ρ	Densité volumique de charge	C/m^3	
ρ_p	Masse volumique de la particule	kg/m^3	
ρ_f	Masse volumique du fluide	kg/m^3	
R	Rayon de la particule d'ensemencement	m	
R_Ω	Rayon de la sphère d'intégration de la charge d'une particule de volume Ω	m	

σ	Conductivité électrique	S/m	
σ_s	Densité surfacique de charge	C/m ²	
θ	Angle de la coordonnée polaire de l'ion par rapport à la particule étudiée	rad	
τ	Temps de demi-charge d'une particule	s	$\tau = \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K}$

Grandeurs hydrodynamiques :

Symbole	Définition	Unité (SI)	Équation
α	Angle d'incidence du profil d'aile	° (degré)	
α_p	Coefficient d'étalonnage de la sonde de pression	∅	$P_{corrigée} = \alpha_p * P_{exp}$
C	Corde d'un profil d'aile	m	
C_p	Coefficient de pression : définit la portance d'un profil d'aile	∅	$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2}$
C_x	Coefficient de traînée	∅	$C_x = \frac{f_x}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S}$
C_y	Coefficient de portance	∅	$C_y = \frac{f_y}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S}$
d	Distance au bord d'attaque adimensionnée	%	
d_t	Distance entre 2 tourbillons successifs	m	
δ	Épaisseur de couche limite	m	$U(y = \delta) = 0,99 * U_{inf}$
δ_1	Épaisseur de déplacement	m	$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{0,99 * U_{inf}} \right) dy$

δ_2	Épaisseur de quantité de mouvement	m	$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{U}{0,99 * U_{inf}} \left(1 - \frac{U}{0,99 * U_{inf}} \right) dy$
$\varepsilon_{v'}$	Convergence sur la grandeur v'	%	$\varepsilon_{v'} = \left \frac{v'_i - v'_{i-1}}{v'_i} \right $
\vec{f}	Force EHD par unité de masse	N/kg	
\vec{f}_l	Force EHD par unité de profondeur	N/m	
f	Fréquence d'émission tourbillonnaire	Hz	
F_e	Fréquence d'excitation pour le contrôle	Hz	
F^+	Fréquence d'émission tourbillonnaire adimensionnée	\emptyset	$F^+ = \frac{F_e X_{bf}}{U_\infty}$
F_{pompe}	Fréquence de rotation de la pompe à engrenage	Hz	
μ	Coefficient de tarage de Darcy pour un tube de Pitot	\emptyset	$V_{reel} = \mu \sqrt{2gh}$
ν	Viscosité cinématique du liquide	$m.s^{-2}$	$\nu = \frac{\mu}{\rho}$
P	Portance	N	
Re	Nombre adimensionnel de Reynolds	\emptyset	$Re = \frac{U_\infty \cdot L}{\nu}$
St	Nombre adimensionnel de Strouhal	\emptyset	$St = \frac{f \cdot C \cdot \sin(\alpha)}{U_\infty}$
T	Traînée	N	
k	Énergie cinétique de fluctuation	$m^2.s^{-2}$	$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \frac{4}{3} \overline{v'^2})$
σ_v	Écart-type de la vitesse	m/s	$\sigma_v = \frac{\sqrt{\sigma_{V_x}^2 \cdot V_x + \sigma_{V_y}^2 \cdot V_y}}{ \vec{V} }$

τ_p	Contrainte de frottement pariétal	$\text{N.m}^2.\text{s}^{-1}$	$\tau_p = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$
T_k	Intensité de fluctuation	%	$T_k = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \frac{4}{3}\overline{v'^2})}}{\langle U_\infty \rangle}$
T_u	Niveau de fluctuation selon la vitesse axiale u	%	$T_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\langle U_\infty \rangle}$
U_∞	Vitesse de l'écoulement libre (en amont d'un obstacle)	m/s	
\vec{U}	Vecteur vitesse	m/s	$\vec{U} = u.\vec{x} + v.\vec{y}$
U_c	Vitesse de convection d'un tourbillon	m/s	
u	Composante de la vitesse dans la direction de l'écoulement \vec{x}	m/s	
u'	Fluctuation de la vitesse dans la direction \vec{x}	m/s	$u' = \langle U \rangle - u$
v	Composante de la vitesse dans la direction \vec{y} perpendiculaire à l'écoulement	m/s	
v'	Fluctuation de la vitesse dans la direction \vec{y}	m/s	$v' = \langle V \rangle - v$
X_{bf}	Distance entre la position d'un actionneur et le bord de fuite (BF)	m	

Table des matières

REMERCIEMENTS	3
NOMENCLATURE	5
TABLE DES MATIERES	9
RESUME	13
INTRODUCTION GENERALE ET PLAN DU MEMOIRE	15
■ CHAPITRE I. INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	19
I.1. INTRODUCTION GENERALE SUR LE CONTROLE D'ÉCOULEMENT	19
I.1.1. <i>Le contexte du contrôle</i>	19
I.1.2. <i>Le contrôle en mécanique des fluides ou contrôle d'écoulement</i>	21
I.2. CHOIX DE LA METHODE DE MESURE	26
I.3. CHOIX D'UN ACTIONNEUR EHD POUR LE CONTROLE D'ÉCOULEMENT DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES	28
I.3.1. <i>Présentation de l'actionneur EHD pour liquide</i>	28
I.3.2. <i>Actionneur EHD fonctionnant sur le principe de l'induction</i>	29
I.3.3. <i>Pompes EHD fonctionnant sur le principe de la conduction</i>	29
I.3.4. <i>Actionneurs EHD fonctionnant sur le principe de l'injection de charge</i>	30
I.4. LE CONTROLE D'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN PROFIL ACADEMIQUE EN INCIDENCE DANS UN FLUIDE : DEFINITIONS ET ENJEUX	38
I.4.1. <i>Contexte de l'étude</i>	38
I.4.2. <i>Principes généraux sur le contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile</i>	39
I.4.2.1. Efforts hydrodynamiques	39
I.4.2.2. Régimes d'écoulements.....	40
I.4.2.3. Couche limite et transition	42
I.4.2.4. L'écoulement décollé	43
I.4.3. <i>Étude bibliographique sur l'écoulement à bas Reynolds autour de profils d'aile NACA symétriques</i>	46
I.4.4. <i>Les stratégies de contrôle d'écoulement</i>	49
I.4.4.1. Le forçage tangentiel	52
I.4.4.2. Le forçage normal	53
I.5. CONCLUSION DE L'ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	55
■ CHAPITRE II. ÉTUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE POUR LA MESURE PIV DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES CHARGES	58
II.1. ÉTUDE THEORIQUE DE LA VALIDITE DE LA MESURE PIV DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES CHARGES ...	58
II.1.1. <i>Les 3 forces électriques</i>	60
II.1.1.1. La force de Coulomb.....	60
II.1.1.2. La force diélectrophorétique	61
II.1.1.3. La force d'électrostriction	62
II.1.1.4. Conclusion	63
II.1.2. <i>Étude de la charge théorique d'une particule dans un champ ionisé</i>	63
II.1.2.1. La charge par diffusion ionique :	64
II.1.2.2. La charge par champ électrique :	65
II.1.3. <i>Temps de charge</i>	70
II.1.4. <i>Force de Coulomb liée à la double couche électrique</i>	71
II.1.5. <i>Conclusion</i>	72
II.2. APPLICATION DE LA PIV A LA MESURE DE VITESSE D'UN ECOULEMENT ELECTROCONVECTIF : ETUDE PRELIMINAIRE	73
II.2.1. <i>Choix des particules</i>	73
II.2.1.1. Étude statique.....	76

II.2.1.2. Étude dynamique	80
II.2.1.2.1. Description de l'actionneur ElectroHydroDynamique (EHD)	80
II.2.1.2.1. Description du montage expérimental	81
II.2.1.2.2. Simulation du champ électrique statique et principe de fonctionnement de l'actionneur	82
II.2.1.2.3. Mode opératoire de l'étude dynamique.....	83
II.2.1.2.4. Étude du comportement des particules de HGS	84
II.2.1.2.5. Étude du comportement des particules de PMMA (PolyMétylMétaAcrylate)	86
II.2.1.2.6. Étude du comportement des particules de Téflon (PolyTetraFluoroEthylène)	87
II.2.1.2.7. Étude du comportement des particules de Vestosint	88
II.2.1.2.8. Étude du comportement des particules de Rilsan.....	89
II.2.1.2.9. Étude du comportement des particules de SiO ₂	89
II.2.1.2.10. Conclusion de l'étude dynamique.....	90
II.3. CONCLUSION DE L'ETUDE PRELIMINAIRE.....	91
■ CHAPITRE III. MESURES DE VITESSE POUR LA VALIDATION DE LA TECHNIQUE PIV EN JET EHD.....	93
III.1. INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR LA VITESSE DE MIGRATION	93
III.1.1. <i>Modèle d'essai</i>	93
III.1.2. <i>Paramètres du système PIV</i>	95
III.1.3. <i>Cellule d'essai et protocole de mesure</i>	96
III.1.4. <i>Étude PIV avec des particules de PMMA</i>	97
III.1.5. <i>Étude statistique</i>	98
III.1.6. <i>Étude de la vitesse de migration</i>	101
III.2. INFLUENCE DE LA CONCENTRATION ET DE LA PERMITTIVITE ELECTRIQUE SUR LA MESURE DE VITESSE PAR PIV	103
III.2.1. <i>Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de HGS</i>	103
III.2.2. <i>Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de PMMA</i>	104
III.2.3. <i>Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de PTFE</i>	105
III.3. CONCLUSION SUR L'ETUDE DE VALIDITE DE LA PIV.....	107
III.4. ANALYSE DU JET EHD PLAN PAR METHODE PIV	108
III.4.1. <i>Champ de vitesse moyenne et incertitudes</i>	108
III.4.2. <i>Analyse du jet de paroi EHD</i>	113
III.4.2.1. Vitesses maximales du jet EHD.....	113
III.4.2.2. Position des maxima de vitesse.....	114
III.4.2.3. Variation de la vitesse du jet en fonction de la tension	115
III.4.3. <i>Conclusion sur l'étude du jet EHD</i>	116
III.5. CONCLUSION	117
■ CHAPITRE IV. LE CONTROLE D'ECOULEMENT DANS LES LIQUIDES CHARGES AU MOYEN D'ACTIONNEUR EHD A ULTRA-BAS REYNOLDS	120
IV.1. MOYENS EXPERIMENTAUX, MODELE D'ESSAI ET METROLOGIE.....	120
IV.1.1. <i>Canal hydraulique</i>	120
IV.1.2. <i>Le modèle d'essai</i>	121
IV.1.2.1. Le profil NACA 0015.....	121
IV.1.2.2. L'actionneur IBD expérimental	122
IV.1.3. <i>Présentation du système PIV</i>	124
IV.1.3.1. PIV	124
IV.1.3.2. Paramètres expérimentaux de la PIV et analyse statistique	125
IV.1.3.2.1. Réglage pour le calcul des corrélations	125
IV.1.3.2.2. Choix du nombre de champ de vecteurs pour le calcul du champ moyen	127
IV.1.4. <i>Caractéristiques du liquide diélectrique</i>	128
IV.1.5. <i>Qualification du canal hydraulique</i>	130
IV.1.5.1. Calibration de la commande électrique de la boucle hydrodynamique.....	130
IV.1.5.2. Qualification des moyens d'essai : l'écoulement libre moyen.....	131
IV.1.5.2.1. Étude de l'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai	132

IV.1.5.2.1.1. Homogénéité de l'écoulement axial (selon x) dans le plan médian	132
IV.1.5.2.1.2. Homogénéité de l'écoulement selon la profondeur z	133
IV.1.5.2.2. Caractérisation des fluctuations de vitesse	134
IV.1.5.2.3. Étude statistique de la vitesse dans la veine d'essai	136
IV.2. ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT NATUREL MOYEN	138
IV.2.1. Champs PIV moyens de l'écoulement naturel	138
IV.2.1.1. Champs de vitesse moyenne à $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045$ m/s)	138
IV.2.1.2. Champs de vitesse moyenne à $Re = 2222$ ($U_{inf} = 0,1$ m/s).....	139
IV.2.1.3. Champs de vitesse moyenne à $Re = 4555$ ($U_{inf} = 0,205$ m/s)	140
IV.2.2. Position du point de séparation de l'écoulement naturel	142
IV.3. ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT MOYEN CONTRÔLE	145
IV.3.1. Étude des champs de vitesse moyens de l'écoulement contrôlé et comparaison aux champs de vitesse moyens de l'écoulement naturel.....	145
IV.3.1.1. Champs moyens à $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045$ m/s).....	145
IV.3.1.2. Champs moyens à $Re = 2222$ ($U_{inf} = 0,1$ m/s)	147
IV.3.1.3. Champs moyens à $Re = 4555$ ($U_{inf} = 0,205$ m/s)	149
IV.3.2. Comparaison du point de séparation de la couche limite de l'écoulement contrôlé par rapport à l'écoulement naturel.....	151
IV.4. CALCUL D'EFFORT HYDRODYNAMIQUE MOYEN	153
IV.4.1. Étude bibliographique du calcul d'effort indirect.....	153
IV.4.2. Présentation de la méthode de bilan de quantité de mouvement pour le calcul d'effort	154
IV.4.3. Validation de l'algorithme de calcul d'effort à partir de données numériques	157
IV.4.3.1. Calcul du gradient de pression sur le contour (C).....	158
IV.4.3.2. Calcul de la pression sur le contour (C).....	159
IV.4.3.3. Calcul des efforts globaux	159
IV.4.3.4. Calcul des coefficients aérodynamiques de traînée et portance	160
IV.4.3.5. Conclusion.....	160
IV.4.4. Résultats du calcul d'effort	161
IV.4.4.1. Polaires de traînée et de portance pour les écoulements naturels et contrôlés	161
IV.4.4.1.1. Polaire de portance	163
IV.4.4.1.2. Polaire de traînée.....	166
IV.4.4.2. Influence de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD sur la structure de l'écoulement à 11° d'incidence	168
IV.5. ANALYSE DE LA DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT	171
IV.5.1. Étude des critères d'identification des structures tourbillonnaires	171
IV.5.2. Analyse des champs de vitesse instationnaires par critère d'identification λ_2 à $Re = 1000$	173
IV.5.2.1. Écoulement naturel.....	173
IV.5.2.2. Écoulement contrôlé.....	176
IV.5.3. Analyse spectrale des lâchers tourbillonnaires à $Re = 1000$	179
IV.5.3.1. Choix de la grandeur pour le calcul de la densité spectrale de puissance (DSP)	180
IV.5.3.2. Analyse fréquentielle sur le critère λ_2	181
IV.5.3.2.1. Écoulement naturel.....	181
IV.5.3.2.2. Écoulement contrôlé.....	182
IV.5.4. Étude de la position des structures tourbillonnaires par critère d'identification Γ_2	184
IV.5.5. Illustration des modes d'écoulement instationnaires et esquisse des mécanismes de contrôle	187
IV.6. CONCLUSION.....	191
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	194
ANNEXES	199
A. TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE MESURES D'ÉCOULEMENTS	199
A.A. L'ANEMOMETRIE THERMIQUE OU ANEMOMETRIE A FIL (FILM) CHAUD.....	199
A.B. SONDAS DE PRESSION DIFFERENTIELLES (TUBES DE PITOT).....	202
A.C. LA VELOCIMETRIE LASER DOPPLER.....	206
A.D. LA STRIOSCOPIE (OU « SCHLIEREN »)	208

A.E. LA VELOCIMETRIE PAR IMAGERIE DE PARTICULES (PIV).....	209
B. CALCUL DU TEMPS DE CHARGE THEORIQUE D'UNE PARTICULE DANS UN CHAMP IONISE (D'APRES PAUTHENIER [86]).....	212
B.A. TEMPS DE CHARGE D'UNE PARTICULE CONDUCTRICE.....	214
B.B. TEMPS DE CHARGE D'UNE PARTICULE DIELECTRIQUE.....	219
C. MESURE DE COURANT ET DE PUISSANCE SUR L'ACTIONNEUR IBD.....	222
C.A. ÉTALONNAGE DE L'INFORMATION DE COURANT DU CONNECTEUR DE LA SOURCE DE TENSION CONTINUE	222
C.B. ÉTUDE DU COURANT CONSOMME PAR L'ACTIONNEUR IBD DANS LA VEINE D'ESSAI	224
D. REGLAGES DU SYSTEME PIV POUR LES ECOULEMENTS EHD.....	231
D.A. INFLUENCE DE L'INTENSITE LASER.....	231
D.B. CHOIX DE LA MEILLEURE FENETRE DE CORRELATION PIV	233
D.C. ÉTUDE DE L'INTERVALLE DE TEMPS OPTIMAL ENTRE DEUX IMPULSIONS LASER.....	235
BIBLIOGRAPHIE.....	239

Résumé

« Contrôle des écoulements internes au moyen d'actionneur ElectroHydroDynamique »

Ce travail présente les résultats de recherches sur le contrôle d'écoulement dans les liquides diélectriques. L'objectif est d'étudier les potentialités du contrôle d'écoulement au moyen d'actionneurs ElectroHydroDynamiques. La 1^{re} partie de cette thèse est notamment consacrée à l'étude bibliographique générale du contrôle d'écoulement et des techniques disponibles pour la mesure de vitesse de fluide. La méthode PIV est choisie pour caractériser l'écoulement de panache chargé. Cependant la présence d'un champ électrique intense dans un liquide diélectrique remet potentiellement en question l'hypothèse selon laquelle les traceurs suivent fidèlement les mouvements du liquide. Des études théorique et expérimentale permettent de préciser les conditions d'un traceur idéal et de choisir le meilleur type d'ensemencement pour l'huile de silicone. La 2nde partie de ce travail est consacrée à l'étude du contrôle d'écoulement sur un profil d'aile NACA0015 à ultra-bas Reynolds ($Re < 5000$). Une étude bibliographique présente les stratégies de contrôle d'écoulement autour de profil d'aile ainsi que les types d'actionneurs EHD appliqués aux liquides diélectriques. L'écoulement naturel en champ de vitesse moyen puis instationnaire est caractérisé et comparé à l'écoulement contrôlé. Le calcul de la force à partir d'un bilan de quantité de mouvement (Navier-Stokes), permet d'estimer les efforts hydrodynamiques appliqués par le fluide sur le profil immergé. Des polaires de portance et de traînée sont obtenues et permettent de quantifier l'efficacité de l'actionneur EHD. Enfin, les mécanismes de contrôle sont précisés et mettent en lumière les potentiels et les limites de l'actionneur.

Mots-clés : actionneur EHD, contrôle d'écoulement, PIV (Particle Image Velocimetry), particule d'ensemencement, injection de charge, Injection à Barrière Diélectrique (IBD)

« Flow control using ElectroHydroDynamic actuators in a dielectric liquid »

This work presents results of research on flow control in a dielectric liquid. The aim is to demonstrate our ability to control flow by means of ElectroHydroDynamic actuation. The first part of this PhD thesis is dedicated to a general overview of flow control and the methods available for measuring fluid velocity. The PIV method is selected to characterize the flow of a charged plume. However, the presence of a high electric field in the dielectric liquid might bring into question the validity of using PIV, which is based on the fact that tracers accurately follow fluid movement. Theoretical and experimental studies were performed to find the proper conditions for using an ideal tracer that guarantees the accuracy of velocity measurements. This part enables us to choose the best seeding particle in silicone oil. The second part of this work is devoted to the study of flow control on a NACA0015 wing profile at ultra-low Reynolds numbers ($Re < 5000$). A bibliographic study presents strategies of flow control around wing profiles and in addition deals with different EHD actuators for dielectric

liquids. Mean velocity fields and unsteady velocity fields of baseline flow are characterized and compared to controlled flow. The calculation of force based on the conservation of momentum (Navier-Stokes equations) enables us to estimate the hydrodynamic stresses applied by the fluid to the immersed profile. Lift and drag polarities are obtained to quantify the efficiency of the EHD actuator. Finally, the mechanisms of control are clarified and highlight the potential and limits of the EHD actuator for flow control applications.

Key-words : EHD actuator, flow control, PIV (Particle Image Velocimetry), seeding particle, Ion-drag injection, Injection Barrier Discharge (IBD)

Introduction générale et plan du mémoire

Les procédés industriels basés sur les transferts de liquides isolants sont présents dans de nombreux domaines industriels tels que la pétrochimie, l'aérospatial, l'énergie etc. Par exemple, une usine du raffinage produit des dérivés du pétrole (gaz, kérozène, essence, huile, asphalte etc.) utiles dans les transports ainsi que pour la fabrication des matières plastiques, textiles, caoutchouc etc. Elle comporte des dizaines de milliers de kilomètres de tuyauteries dans lesquelles circulent des liquides isolants dans des conditions de pression, vitesse, température parfois élevées. Ces circulations de fluides sont à l'origine de consommations énergétiques importantes que l'on cherche à réduire pour des raisons économiques et environnementales. En outre, les liquides en mouvement dans les tuyauteries sont parfois la cause de phénomènes vibratoires ou de cavitations à l'origine de pertes d'efficacité et d'usures prématurées des pièces (canalisations, hélices, clapets etc.) pouvant aller jusqu'à des ruptures catastrophiques pour les systèmes (ex : explosion de tuyauterie). Enfin ces phénomènes physiques sont la plupart du temps associés à des nuisances sonores qui peuvent occasionner des gênes pour les employés ou détériorer la qualité d'un système conçu pour être silencieux. Les enjeux actuels de ce type d'industrie sont donc de maîtriser au mieux les écoulements fluides, de façon à optimiser les procédés et sécuriser les installations pour les personnes tout en prévenant les risques de détérioration prématurée synonyme de perte économique.

L'une des principales caractéristiques de ces problématiques physiques et industrielles réside dans le couplage entre un fluide et un solide à l'interface. Afin d'améliorer la connaissance que nous avons de ces phénomènes aux interfaces solide/fluide, le laboratoire Pprime s'est vu attribuer, dans le cadre du « Programme d'Investissements d'Avenir » (PIA, 2010) du gouvernement français, un LABEX (LABoratoire d'EXcellence) intitulé « LABEX INTERACTIF ». Ce programme de recherche comprend notamment la thématique « Transferts de chaleurs et combustion assistés par forces électriques » qui a pour objectif de développer des actionneurs électriques capables de produire ou favoriser l'émergence de structures fluidiques multi-échelles ou de déplacer la matière dans des régions d'interfaces solide/liquide.

Au sein de ce programme, l'action 5.1 « Manipulation des écoulements internes par injection de charges » vise à apporter des solutions concrètes concernant la maîtrise des écoulements dans les liquides isolants et promeut le développement d'actionneurs électrohydrodynamiques pour le contrôle des écoulements. Cette technique d'optimisation consiste à modifier les caractéristiques d'un écoulement autour d'un solide (profil, canalisation etc.) grâce à la présence d'un actionneur capable, par exemple, d'apporter de l'énergie au fluide. En particulier, les actionneurs électrohydrodynamiques (EHD) sont capables de créer une force volumique dans les liquides en s'affranchissant de toute pièce mobile. Cette force EHD produit un mouvement électroconvectif à proximité de la paroi de l'actionneur qui peut être utilisé pour contrôler les écoulements dans les liquides isolants.

Ce travail de doctorat est effectué au sein de l'équipe électrofluidodynamique de l'institut Pprime. Il a pour objectif de développer une méthode de mesures adaptée à l'étude des écoulements électroconvectifs, et de mettre au point un banc d'essai destiné à démontrer l'efficacité des actionneurs EHD pour le contrôle d'écoulements de liquides diélectriques.

Le chapitre I est en partie consacré à la description générale de la théorie du contrôle et permet de situer le contrôle d'écoulement dans un contexte plus large. Les fondements de cette discipline sont décrits et permettent de préciser les spécificités du contrôle en mécanique des fluides. La suite de ce chapitre est dédiée à l'étude bibliographique des techniques de mesure d'écoulements dans la perspective du contrôle d'écoulement au sein de liquides diélectriques chargés et permet le choix d'une technique particulière. Le chapitre I est en partie consacré à la description générale de la théorie du contrôle et permet de situer le contrôle d'écoulement dans un contexte plus large. Les fondements de cette discipline sont décrits et permettent de préciser les spécificités du contrôle en mécanique des fluides. La suite de ce chapitre est dédiée à l'étude bibliographique des techniques de mesure d'écoulements dans la perspective du contrôle d'écoulement au sein de liquides diélectriques chargés et permet le choix d'une technique particulière. Ce chapitre se poursuit par une étude bibliographique sur les forces EHD dans les liquides et les actionneurs associés à ces forces. L'objectif étant de situer ce travail par rapport à l'état de l'art des mesures PIV dans les liquides chargés et par rapport au contrôle d'écoulement par actionneur EHD. Enfin nous présentons l'état de l'art du contrôle d'écoulement autour d'un profil NACA 0015 à bas Reynolds et les stratégies de contrôle d'écoulement autour de profils aérodynamiques.

Le chapitre II rappelle les fondements théoriques de l'utilisation des traceurs en mécanique des fluides. Ce travail se base sur l'équation Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) qui permet d'obtenir l'expression théorique de la vitesse de migration d'une particule dans un environnement. Le calcul de l'expression de la force EHD (présent dans l'équation BBO) reprend les travaux de Pauthenier qui a proposé un modèle sur la charge des particules dans les milieux ionisés. Cette analyse théorique permet d'obtenir une expression théorique de la vitesse de migration d'une particule dans un champ ionisé. Ce chapitre présente ensuite les résultats d'une analyse qualitative comparant les comportements 6 types de particule d'ensemencement (PMMA, PTFE, HGS, SiO₂, Rislan, Vestosint) pour le choix des meilleurs types d'ensemencement dans l'huile de silicone soumise à un champ électrique intense.

Le chapitre III est en partie consacré à l'étude de la validation des hypothèses d'un traceur optimal pour la PIV. L'influence de la concentration en particule d'ensemencement et l'influence de la permittivité électrique sur la mesure de vitesse PIV sont étudiés grâce à 3 types de particules (HGS, PMMA, PTFE). Cette étape permet d'étudier l'intrusivité des particules d'ensemencement sur la vitesse du jet EHD. Enfin, une caractérisation en champ moyen d'un jet EHD plan est réalisée puis comparée aux données de la littérature.

Le chapitre IV est dédié à l'étude du contrôle d'écoulement autour d'un profil NACA 0015 à ultra-bas Reynolds ($Re < 10^4$) au moyen d'un actionneur électrohydrodynamique. Ce chapitre commence par une étude bibliographique de l'écoulement à bas Reynolds et des stratégies de contrôle d'écoulement autour de profils aérodynamiques. Nous présentons aussi les moyens

d'essais conçus pour l'expérience et en particulier le nouveau canal hydraulique d'huile de silicone ainsi que l'actionneur IBD (Injection à Barrière Diélectrique). La suite du chapitre est consacrée à la caractérisation des écoulements naturels moyens et contrôlés autour du profil d'aile en fonction de l'incidence pour 3 régimes d'écoulement à ultra-bas Reynolds : $Re = 1000$, $Re = 2222$ et $Re = 4555$. Une étude sur les efforts hydrodynamiques moyens appliqués par le fluide sur le profil est réalisée et permet d'obtenir les efforts hydrodynamiques sous forme de polaires de portance et de trainée. Ce chapitre IV se termine par l'analyse de la dynamique des écoulements naturels et contrôlés à Reynolds 1000. L'objectif est de mieux comprendre les mécanismes de contrôle en jeu et de préciser les limites et les potentialités de l'actionneur IBD pour le contrôle des écoulements de liquides à ultra-bas Reynolds.

Chapitre I. Introduction et étude bibliographique

I.1. Introduction générale sur le contrôle d'écoulement

I.1.1. Le contexte du contrôle

Un robot capable de jouer au football, la sonde Rosetta libérant le module Philae sur sa comète, le vaisseau Soyouz s'arrimant à la station spatiale internationale, ou encore la Google Car® dans un trafic routier sont autant d'exemples de technologies basées sur la théorie du contrôle.

Selon la terminologie employée dans ce domaine, la voiture, le cargo spatial, le robot sont des systèmes sur lesquels s'exerce le contrôle. De façon générale, on appelle « système » l'ensemble des objets dont on étudie les propriétés. Cette dénomination permet de différencier le sujet de l'étude (le système), du reste de l'univers (l'environnement).

La situation d'un système à un instant donné est caractérisée au moyen de variables appelées « variables d'état ». Ainsi, la pression totale, la température, le volume, la viscosité, la masse, etc., sont autant d'exemples de variables d'état. L'ensemble de ces variables d'état est généralement regroupé sous la forme d'un vecteur appelé « vecteur d'état » qui définit l'état du système. Ainsi, contrôler un système c'est l'amener d'un état initial donné à un état final souhaité. Pour contrôler l'état d'un système, il faut donc être capable :

- 1) d'identifier l'état initial du système à l'aide de méthodes de mesure adaptées
- 2) d'agir sur le système pour en changer l'état

Finalement, un processus de contrôle s'applique sur un système dynamique que l'on peut modifier au moyen d'une commande ou d'un contrôle. Cependant tous les systèmes ne sont pas contrôlables et il est nécessaire de vérifier leur « contrôlabilité ». Un système est dit contrôlable si on peut l'amener d'un état (arbitraire) initial à un état final souhaité en un temps fini. Par exemple, dans le cas des systèmes de contrôle linéaires en dimension finie, Kalman est à l'origine d'une caractérisation très simple de la contrôlabilité. En revanche, pour les systèmes non linéaires la résolution mathématique de la contrôlabilité est beaucoup plus complexe.

Une fois le problème de contrôlabilité vérifié, on peut appliquer différentes stratégies de contrôle. Plus particulièrement, plusieurs branches du contrôle ont été répertoriées par Gad-el-Hak [1] et Kral [2] que nous présentons Figure 1:

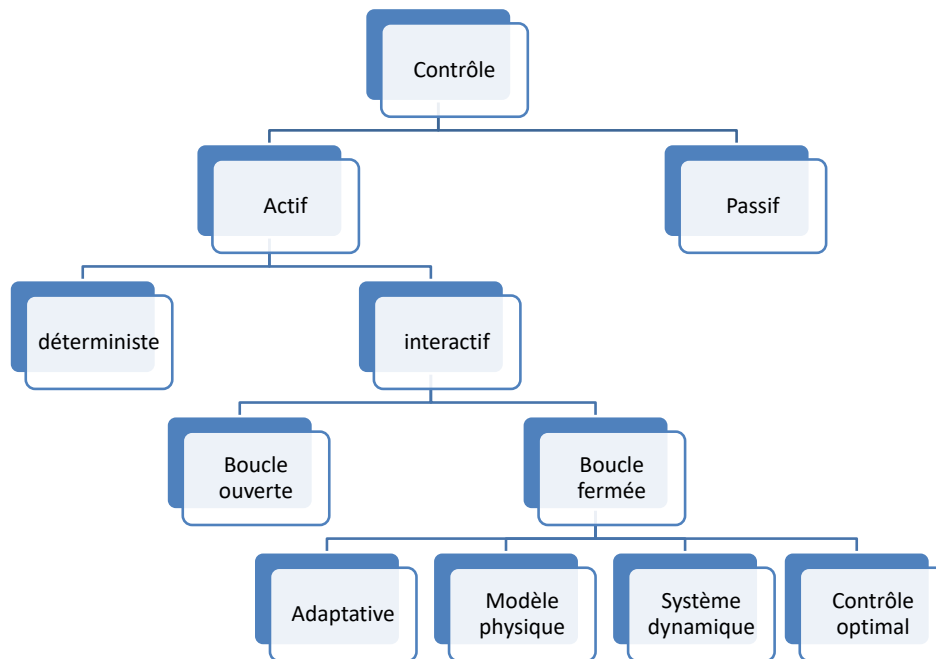


Figure 1. Classification des stratégies de contrôle par Gad-el-Hak

Le contrôle est dit *actif* s'il y a un apport d'énergie extérieure au système. En revanche lorsqu'aucune énergie n'est apportée au système le contrôle d'écoulement est dit *passif*. Dans la catégorie du contrôle *actif* on observe 2 méthodes distinctes dont le contrôle *actif déterministe* qui consiste à suivre une loi prédéfinie a priori sans avoir recours à une information instantanée sur l'état du système. Le contrôle *actif interactif* introduit la notion de mesure au sein du système et désigne une famille de méthodes de contrôle basée sur la régulation des variables d'état vers une position d'équilibre pour faire tendre le système vers un état régulé. Il existe également plusieurs types de contrôle interactif :

- le **contrôle en boucle ouverte** (« feedforward control » ou « open loop control ») consiste à contrôler un système sans prendre en compte la réponse de ce système. Ce type de contrôle est simple sur le principe car il suffit d'appliquer une consigne de contrôle et laisser le système évoluer librement pour qu'il atteigne l'état souhaité. Cependant il est à utiliser avec précaution, car la plupart des systèmes sont instables par nature et l'état souhaité est parfois impossible à atteindre. Il est donc adapté aux systèmes qui sont entièrement modélisés, afin que la commande (contrôle) qu'on lui applique soit parfaitement adaptée. Ex : Le chauffage traditionnel d'une maison particulière (avec un thermostat sur la température délivrée par la chaudière) est un contrôle actif en boucle ouverte. En hiver, la chaudière est allumée avec une consigne de température de l'eau. Cependant si les températures extérieures varient au cours de l'hiver la température dans la maison varie aussi, car la température intérieure ne dépend pas que de la température de l'eau des radiateurs mais aussi des échanges thermiques avec l'extérieur. Ce fonctionnement n'est idéal ni pour le bien-être des habitants, ni pour la consommation d'énergie. Ce type de contrôle de la température n'est donc pas optimal.

- Le **contrôle en boucle fermée** (« feedback control » ou « closed loop control ») consiste à intégrer la réaction du système à la loi de commande. Ce type de contrôle nécessite de caractériser précisément le système avec un ensemble de variables d'états obtenues par des mesures suffisamment précises. Ex : le régulateur de vitesse des voitures récentes permet de maintenir la vitesse du véhicule constante à la valeur de la consigne choisie. Le véhicule évoluant sur des terrains variables (en montée, en descente, vent de face etc.) s'adapte donc aux perturbations en faisant varier la puissance du moteur de façon à suivre la consigne de vitesse.
- Le **contrôle optimal** : Le contrôle optimal est un cas particulier de contrôle en boucle fermée. L'objet du contrôle optimal est de définir une stratégie permettant de passer d'un état initial à un état final en minimisant (ex : l'énergie apportée au système) ou maximisant un certain critère (ex : les performances aérodynamiques). Historiquement ce type de contrôle est apparu à la suite de la 2^{de} guerre mondiale pour répondre à des besoins du guidage balistique. Le point essentiel de cette théorie est le principe du maximum de Pontriaguine [3], qui définit une condition nécessaire d'optimalité et permet de calculer des trajectoires optimales. Il est donc en partie lié à la mécanique classique et aux principes variationnels de la mécanique (principe de Huygens, principe de Fermat etc.). En outre cette théorie a permis de mettre au point la méthode de programmation dynamique, d'introduire l'analyse fonctionnelle dans la théorie des systèmes optimaux et de révéler les liens entre les solutions d'un problème de contrôle optimal et les résultats de la théorie de stabilité de Lyapunov [4]. C'est à la suite de ces travaux que sont apparues la théorie du contrôle stochastique, la théorie du filtrage de systèmes dynamiques, la théorie des jeux ainsi que celle du contrôle d'équations aux dérivées partielles [5]. C'est enfin l'une des théories ayant servi au développement de l'automatisme dont les applications concernent tout système sur lequel on peut avoir une action avec une notion de rendement optimal.

I.1.2. Le contrôle en mécanique des fluides ou contrôle d'écoulement

La théorie du contrôle a été déclinée dans beaucoup de domaines. Ainsi en mécanique des fluides on retrouve cette théorie dans des applications de contrôle d'écoulement. L'objectif est alors d'amener un écoulement initial vers un état final souhaité.

Jusqu'à l'Histoire récente, cette discipline était principalement l'apanage du règne animal (oiseaux et poissons). L'évolution leur a en effet donné des capacités efficaces pour se mouvoir dans les milieux aériens ou aquatiques et ainsi échapper à leurs prédateurs. Les exemples de *contrôle passifs* tels que la texture des écailles des poissons (peaux) [6], la forme globale des mammifères marins, la structure des plumes des oiseaux ne manquent pas. Ces systèmes passifs leur donnent des propriétés de déplacement dans les fluides (air, mer) très efficaces. Il existe aussi des exemples de *contrôle actif* tels que l'adaptation de la voilure des ailes des oiseaux aux conditions de vol, la déformation du corps des mammifères marins

(requins) ou invertébrés (poulpes) qui leur confèrent une manœuvrabilité encore inégalée [7]. Ces exemples, fruit de l'évolution sont de nos jours source d'inspiration pour améliorer les performances de nos sous-marins, drones, avions...

Depuis l'Antiquité, l'Homme parvient à contrôler les écoulements avec des performances en constante évolution. Les Égyptien (- 1400 av JC) inventent la clepsydre [8] qui permet de définir la durée d'un événement. Cette dernière est comparée au temps de vidange de la clepsydre qui se vide à vitesse constante par un petit orifice. Dans cet exemple, le système contrôlé est la vidange de la clepsydre et la variable d'état est le débit. Cet exemple illustre l'une des premières expériences humaines connues en contrôle d'écoulement.

Aujourd'hui, l'ensemble des méthodes de contrôle décrites précédemment (cf. partie I.1.1) peuvent être appliquées au contrôle d'écoulement.

➤ Le contrôle d'écoulement en boucle ouverte

Dans le domaine de la mécanique des fluides, on peut imaginer contrôler le caractère turbulent ou laminaire d'une couche limite en boucle ouverte. Un capteur placé en amont de la couche limite permet d'obtenir une information sur l'un des paramètres clé de la couche limite (épaisseur, profil, énergie cinétique turbulente...). On applique ensuite une action adaptée au moyen d'un actionneur, pour provoquer par exemple la transition de la couche limite de l'état laminaire à l'état turbulent.

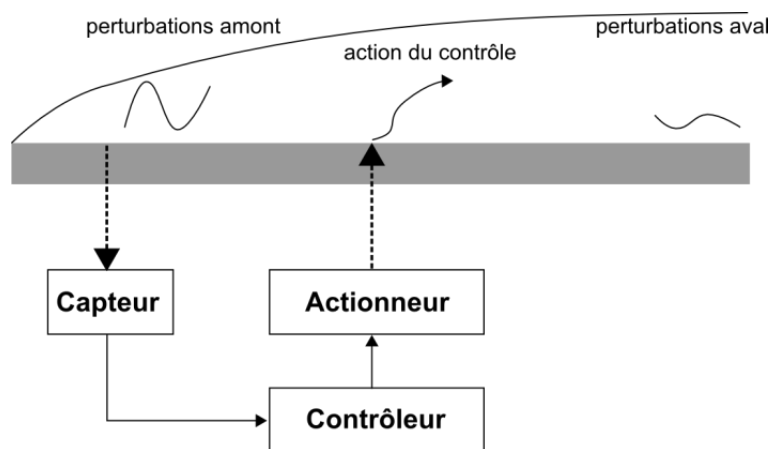


Figure 2. Schéma de principe du contrôle en boucle ouverte sur une couche limite

➤ Le contrôle d'écoulement en boucle fermée

Dans l'exemple de la transition de couche limite de l'état laminaire à l'état turbulent ; la démarche consiste à utiliser deux capteurs. Le premier est placé en amont de l'actionneur et fournit une information sur l'un des paramètres de la couche limite (épaisseur, profil, énergie cinétique turbulente...). Le second placé en aval de l'actionneur mesure l'état du système. L'action de contrôle pour parvenir à l'état final désiré dépend donc à la fois d'informations d'entrée mais également d'un retour d'information (*feedback*) sur l'état du système en temps réel (cf. Figure 3).

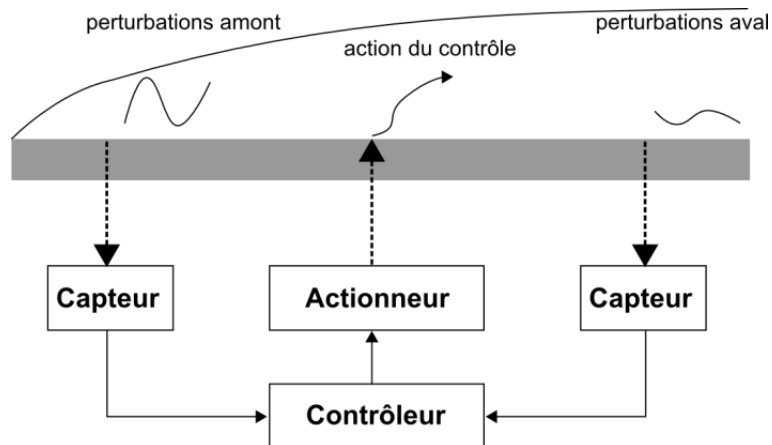


Figure 3. Schéma de principe du contrôle en boucle fermée sur une couche limite

Ces deux types de contrôle actif et interactif sont depuis le début du XX^e siècle régulièrement utilisés. Ils ont en partie permis le développement de l'avion, du sous-marin et l'amélioration des bateaux pour le commerce et la guerre. L. Prandtl semble être l'un des pionniers en matière de contrôle d'écoulement moderne notamment grâce à ses travaux sur la transition de couche limite [9] autour d'un cylindre au sein d'un écoulement. Il étudiait alors l'effet des frottements créés par la rugosité du cylindre sur les structures de l'écoulement aval. Ses recherches l'ont conduit à mettre au point sa théorie de la couche limite. En aéronautique, les travaux menés jusqu'aux années 70 ont sans cesse permis d'accroître la charge des avions, d'augmenter leur manœuvrabilité, d'augmenter leur vitesse de vol etc. Mais après les deux chocs pétroliers, la contrainte de réduction de la consommation en carburant est devenue de plus en plus importante dans l'orientation des recherches. La recherche d'efficacité du vol est en plein développement pour baisser les coûts d'exploitation et proposer des avions plus compétitifs. De plus la miniaturisation des systèmes en vol (ex : drones) nécessite l'emploi de technologies peu consommatrices, et légères capables de remplacer les systèmes mécaniques qui nécessitent souvent une maintenance plus importante. En ce qui concerne le contrôle d'écoulement dans les liquides diélectriques, les travaux existants (décrits dans la partie I.3) concernent principalement le développement d'actionneurs capable de propulser des liquides dans des canalisations au moyen de l'application de gradient de pression. Ces recherches se sont principalement focalisées sur les performances des actionneurs en termes de pression et de débit mais n'ont pas à notre connaissance étudié les écoulements produits. Or l'étude des interactions entre un jet EHD et un écoulement externe est essentielle pour caractériser l'efficacité d'un actionneur EHD. Ces technologies pourraient en outre répondre aux problématiques telles que les vibrations, les phénomènes de cavitation ou les transitions de couche limite qui sont souvent à l'origine de perte d'efficacité des systèmes ou de panne que l'on souhaite retarder ou éviter.

C'est dans ce contexte que depuis plus de vingt ans, le laboratoire Pprime développe des stratégies en contrôle d'écoulement appliquées à l'hydrodynamique (transport fluvial, turbines hydroélectriques etc.) et à l'aéronautique (propulsion, combustion, dynamique du vol). Ce travail se poursuit aujourd'hui notamment dans le cadre du programme d'investissement d'avenir (PIA) sous la forme d'un laboratoire d'excellence : le « LABEX interactifs ». L'un

des champs d'investigation de ce programme de recherche est intitulé « transfert de chaleurs et combustion assistés par force électrique ». Mon projet de thèse s'inscrit dans cette thématique sous le titre de « manipulation des écoulements internes par injection de charge ».

L'objectif de ce projet de thèse est de développer un démonstrateur de contrôle d'écoulement par force électrique. Le système choisi est un obstacle académique de type profil d'aile placé dans un écoulement de liquide diélectrique. Dans la démarche de réalisation d'un démonstrateur de contrôle d'écoulement, il est judicieux d'utiliser un écoulement de référence. L'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0015 a été largement étudié dans la communauté scientifique [10], [11] ce qui en fait un objet de référence. De plus, de nombreuses études se sont intéressées au contrôle du décollement sous l'effet un gradient de pression adverse [10], [12]–[17]. La première méthode à avoir été utilisée pour supprimer un décollement consiste à apporter une modification de l'écoulement par l'ajout d'une quantité stationnaire, par exemple injecter une quantité de mouvement moyenne dans l'écoulement (Debien [18, p. 117]). Bien que son bilan énergétique soit généralement négatif, cette stratégie semble la plus simple à appliquer et c'est celle que nous suivrons.

Pour cette étude, il a donc été décidé d'adopter une stratégie de contrôle en boucle ouverte (cf. Figure 4) :

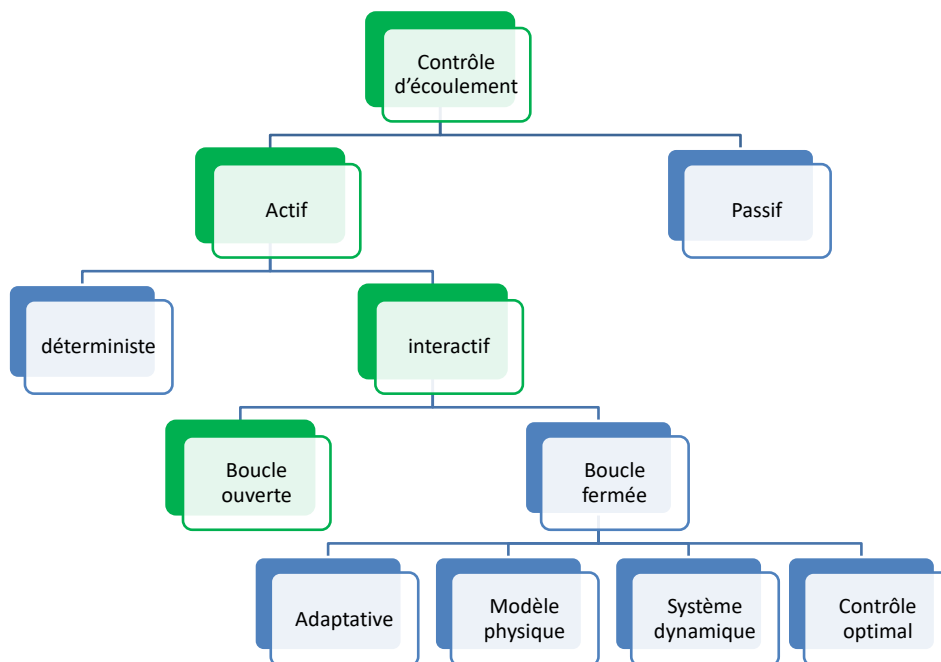


Figure 4. Stratégies de contrôle d'écoulement adoptées dans cette thèse (en vert)

Les variables d'état qui sont le plus souvent utilisées dans le domaine du contrôle des écoulements sont la vitesse et la pression. Cependant, on utilise aussi parfois d'autres variables d'état secondaires telles que l'intensité turbulente, et les nombres adimensionnels de la mécanique des fluides (le nombre de Reynolds, le nombre de Strouhal etc.). Dans le cas de notre démonstrateur, la variable d'état retenue est le champ de vitesse autour d'un profil

d'aile; il est donc essentiel de pouvoir mesurer cette grandeur avec la meilleure précision possible afin d'avoir un diagnostic fiable de l'état du système dans une optique de contrôle.

Plusieurs méthodes existent pour mesurer la vitesse d'un écoulement. Dans la suite de cette partie, différentes techniques sont présentées brièvement ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients en nous attachant plus spécifiquement au cas très particulier de la mesure de vitesse au sein des écoulements de liquides diélectriques chargés.

I.2. Choix de la méthode de mesure

Comme évoqué précédemment, pour réaliser une application de contrôle d'écoulement, il faut être capable de mesurer les variables d'état du système (le liquide en mouvement) puis de les modifier afin d'amener le système d'un état initial arbitraire vers un état final souhaité. Dans notre cas, les variables d'état sont la vitesse et la pression. Plusieurs techniques ont été développées pour mesurer ces grandeurs. Certaines donnent une information locale : mesure par fil chaud, mesure par tube de Pitot, mesure de vélocimétrie laser Doppler, etc. D'autres donnent une information plus globale comme la strioscopie, la vélocimétrie par imagerie de particules, etc. Chacune de ces techniques a ses spécificités et ses contraintes.

Méthodes	Avantages	Inconvénients
Anémométrie thermique	<ul style="list-style-type: none"> -fréquence d'acquisition élevée (> 100 kHz) -mesure des taux de turbulence $< 0,1$ % -bonne résolution spatiale \approx mm -mesure des 3 composantes de vitesse 	<ul style="list-style-type: none"> -mesure ponctuelle -intrusif -collecteur de charge -fragile
Sonde de Prandtl	<ul style="list-style-type: none"> -erreur de mesure < 1 % -robustesse d'utilisation -simplicité d'utilisation 	<ul style="list-style-type: none"> -précision sensible au taux de turbulence -collecteur de charge -intrusif -mesure ponctuelle
LDV	<ul style="list-style-type: none"> -très grande précision -résolution spatiale < 100 μm -très bonne résolution temporelle \approx μs -mesure de spectre de fluctuations de vitesse -mesure des 3 composantes de vitesse 	<ul style="list-style-type: none"> -mesure ponctuelle -nécessité d'un ensemencement adapté
Strioscopie	<ul style="list-style-type: none"> -mesure non intrusive -champ 2D instantané du Dalemberien de la masse volumique 	<ul style="list-style-type: none"> -mesure principalement qualitative de la distribution de masse volumique -intégration sur la profondeur de la masse volumique -système optique complexe
PIV	<ul style="list-style-type: none"> -champ 2D ou 3D de vitesse instantanée -erreur de mesure du déplacement $< 1/10$ de pixel -bonne résolution spatiale $\approx 3 \times 3$ pixels² -bonne résolution temporelle \approx μs 	<ul style="list-style-type: none"> -temps de traitement des données long -besoin de stockage de données important -nécessité d'un ensemencement adapté

Tableau 1. Avantages et inconvénients de différentes techniques d'analyse des écoulements

À partir d'une étude bibliographique détaillée dans l'annexe A, on présente un état des lieux (non exhaustif) des techniques disponibles pour la caractérisation de variables d'état dans un écoulement (cf. Tableau 1). Les avantages et inconvénients de toutes ces techniques sont explicités au regard d'une application potentielle en contrôle d'écoulement EHD.

De toutes les méthodes présentées, seules 2 méthodes donnent des mesures instantanées de champs bidimensionnelles de grandes dimensions : la strioscopie et la PIV. L'objectif de contrôle souhaité nécessite également de caractériser précisément la variable d'état « vitesse » de façon précise. Or, dans ces conditions, la méthode PIV apparaît comme la seule méthode capable de donner une mesure de la vitesse sous la forme de champs bidimensionnels de grande taille tout en conservant une résolution temporelle et spatiale suffisante. C'est donc celle que nous utiliserons ici.

Au sein de l'axe de recherche « ElectroFluidoDynamique », la méthode PIV est utilisée depuis plus d'une dizaine d'années pour étudier le comportement des gaz chargés. Plus récemment, elle a également servi de support pour des études dans les liquides diélectriques soumis à de forts champs électriques. Cependant, si dans les gaz et les liquides non chargés la PIV ne fait plus débat (il existe sur le marché un grand nombre de particules ou traceurs qui permettent de respecter l'ensemble des critères en termes de taille, de densité, de mouillabilité, de diffusion optique, etc.), il n'en est pas de même pour les fluides chargés. En effet, en présence de charges électriques, les particules peuvent avoir un comportement différent de celui observé en l'absence de charge. Ce point sera donc étudié dans le chapitre II.

I.3. Choix d'un actionneur EHD pour le contrôle d'écoulement dans les liquides diélectriques

I.3.1. Présentation de l'actionneur EHD pour liquide

Un actionneur EHD est un dispositif qui utilise une force électrique pour mettre en mouvement un liquide. Dans ce type d'actionneur, l'énergie électrique est directement transmise au liquide sous forme d'énergie cinétique. Ces actionneurs n'ont donc pas de pièce mobile ce qui les rend particulièrement robustes. Ils génèrent également peu de vibration, font peu de bruit et consomment très peu d'énergie. Enfin, comme ils ne sont formés que de 2 électrodes, ils sont très bon marché.

Le principe de la conversion directe d'énergie électrique en énergie cinétique dans les liquides a été découvert par Faraday en 1831 [19]. Dans une expérience aujourd'hui devenue célèbre, il observe qu'une pointe métallique plongée dans un liquide isolant et portée à un haut potentiel produit d'intenses tourbillons électroconvectifs. Cependant il faut attendre pratiquement un siècle et les travaux de Félici [20] pour qu'une explication puisse être donnée à ce phénomène.

On sait aujourd'hui qu'une force EHD est en pratique une force électrique qui s'exerce sur un liquide. Il a été démontré que dans les liquides 3 forces EHD différentes peuvent être créées : la force de Coulomb, la force diélectrophorétique et la force d'électrostriction. Cependant seule la force de Coulomb peut être utilisée comme moteur principal des jets EHD (Atten [21, p. 2]).

Afin de générer une force de Coulomb, il est nécessaire de créer dans le liquide une densité volumique de charge (charge d'espace), c'est-à-dire une zone non neutre. Trois mécanismes : **l'induction, la conduction électrique et l'injection de charge** peuvent permettre de générer ces charges d'espace.

Plus d'un siècle après Faraday, plusieurs actionneurs sont développés à partir des années 1950 et ont pour objectif de faire du mélange, de transporter des liquides diélectriques ou d'améliorer le transfert de chaleur dans les échangeurs thermiques. Cependant, il n'existe à l'heure actuelle aucune application industrielle. Leur principe de fonctionnement général est le suivant : on applique une différence de potentiel élevée (plusieurs kilovolts) entre 2 électrodes (ex : plan-plan, pointe-plan, lame-plan, pointe-cylindre etc.). Le champ électrique intense produit au voisinage des électrodes crée des charges d'espace. Sous l'effet de la force de Coulomb, les ions de ces couches chargées se déplacent en direction des électrodes suivant leur polarité. Ils entraînent avec eux les espèces neutres du liquide et créent un panache de liquide chargé également appelé jet EHD qui peut être laminaire ou turbulent.

Dans la suite de cette partie, nous décrivons les différents types d'actionneurs EHD spécifiques aux liquides diélectriques.

I.3.2. Actionneur EHD fonctionnant sur le principe de l'induction

Le phénomène d'induction est caractérisé par la formation d'une charge d'espace créée par un gradient ou une discontinuité de la conductivité électrique.

Le concept d'induction est introduit par Melcher [22] en 1966. Il utilise le fait qu'en exposant une interface entre un liquide diélectrique et l'air à un signal électrique sinusoïdal, un gradient de conductivité au sein du liquide peut être produit. Il construit un actionneur à induction permettant de mettre en mouvement un liquide diélectrique à une vitesse maximale de 3 cm/s. L'année suivante Melcher et Firebaugh [23] montrent que le gradient de conductivité peut être produit sans la présence d'une interface air / liquide en utilisant un gradient thermique au sein du liquide. Ces travaux théoriques et expérimentaux sont confirmés par Wong [24], Kervin [25], Yagoobi [26], [27] et Wawzyniak [28], [29].

Enfin Brand et Yagoobi [30] dans une étude sur le comportement d'un film liquide en présence d'un changement de phase, permettent de valider les principes fondamentaux de l'induction. Ils montrent que l'induction améliore le transfert thermique dans des échangeurs de taille millimétrique. C'est dans ce type d'application que les recherches semblent les plus prometteuses. La Figure 5 illustre la pompe à induction développée par Brand et Yagoobi. Elle est constituée d'un cylindre rempli à 1/3 de hauteur d'un liquide réfrigérant. Des électrodes (fils électriques en noir sur l'image) entourent ce cylindre et sont alimentées par une onde de propagation électrique se déplaçant de la droite vers la gauche. Les électrodes polarisent la surface du liquide réfrigérant qui devient sensible à l'onde de propagation électrique et se déplace également de la droite vers la gauche.

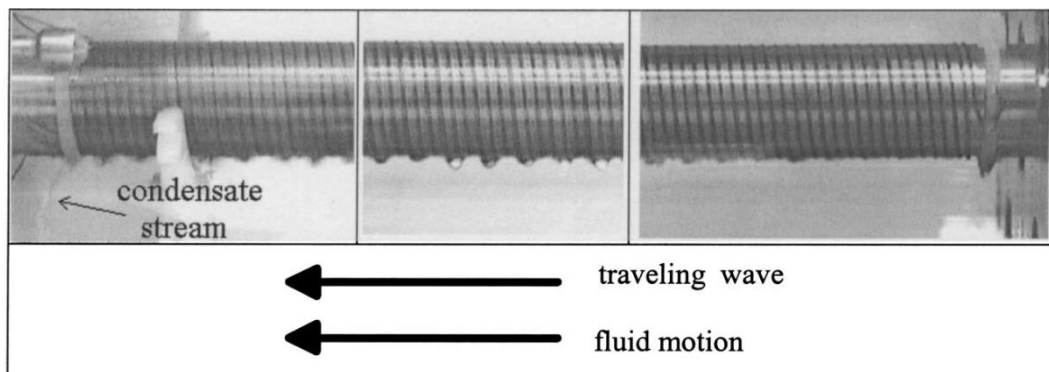


Figure 5. Pompe EHD à induction développée par Brand et Yagoobi

I.3.3. Pompes EHD fonctionnant sur le principe de la conduction

Le phénomène de conduction s'observe principalement sous un régime de champ électrique relativement faible. Il est dû à la génération d'ions positifs et négatifs créés par dissociation des molécules neutres du liquide. En présence d'un champ électrique, les ions migrent vers les électrodes et on observe la croissance de couches d'hétérocharge à la surface des électrodes. Une couche d'hétérocharge est une zone adjacente à une électrode et de polarité opposée à celle-ci. Une force de coulomb est donc créée entre chaque couche d'hétérocharge et son électrode adjacente ce qui crée une force locale d'attraction et met le liquide en mouvement.

Le mouvement observé est donc le plus souvent de direction opposée à celui observé en présence d'une injection de charge.

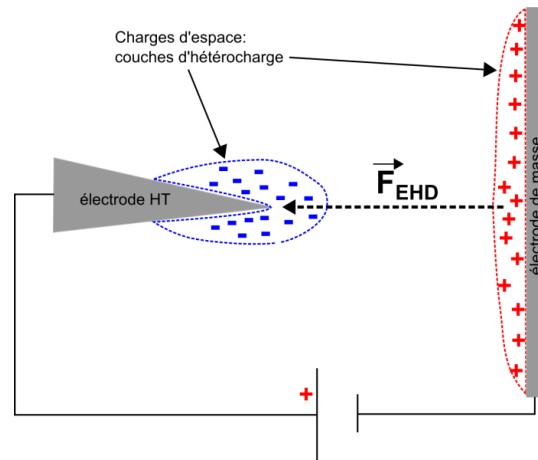


Figure 6. Principe de base d'un écoulement EHD par conduction

Les travaux de Atten et Yagoobi [31], Jeong et Yagoobi [32], puis Feng et Yagoobi [33] permettent de valider théoriquement et expérimentalement le phénomène de conduction dans les liquides diélectriques et son application comme actionneur pour la propulsion de liquide ou d'échangeur thermique (pompe EHD). Des pressions de l'ordre de 25 kPa sont atteintes par Hanaoka [34] et des débits de l'ordre de 5,5 L/min sont obtenus. Les applications d'actionneurs EHD pour le transfert thermique donnent des résultats encourageants. Enfin le transport de liquide grâce à ce principe est intéressant pour les cas où l'injection ou l'induction sont inapplicables (ex : liquides isothermes, risque de claquage).

I.3.4. Actionneurs EHD fonctionnant sur le principe de l'injection de charge

L'injection de charge s'observe lorsqu'un liquide diélectrique est soumis à une différence de potentiel entre une électrode injectrice et une électrode collectrice. Dans le phénomène d'injection de charge, les couches chargées autour de chaque électrode sont des couches d'homocharge car leurs polarités respectives sont du même signe que l'électrode avec laquelle elles sont en contact. En présence d'un champ électrique intense, une couche d'homocharge est mise en mouvement par la force de Coulomb. Les ions de cette couche transmettent une partie de leur énergie cinétique aux molécules neutres du liquide (chocs ou frottements élastiques) ce qui crée un mouvement de type électroconvectif (cf. Figure 7).

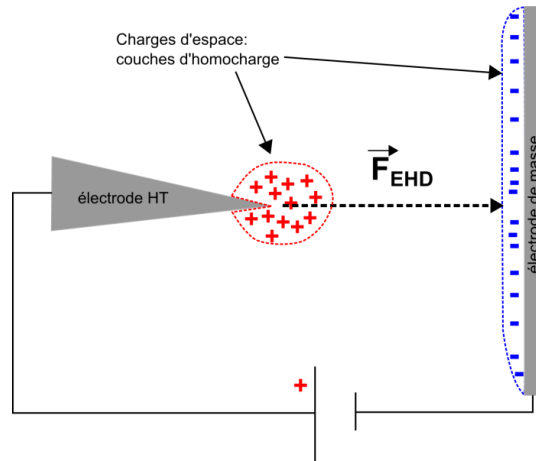


Figure 7. Principe de base d'un écoulement EHD par injection de charge

Stuetzer [35] en 1959 conçoit un système fonctionnant sur le principe de l'injection de charge qui lui permet de produire un différentiel de pression de l'ordre de 0,2 bar ($2 \cdot 10^4$ Pa) (cf. Figure 8 (a)). Le type de géométrie employé est une géométrie pointe-cylindre (cf. Figure 8 (b)).

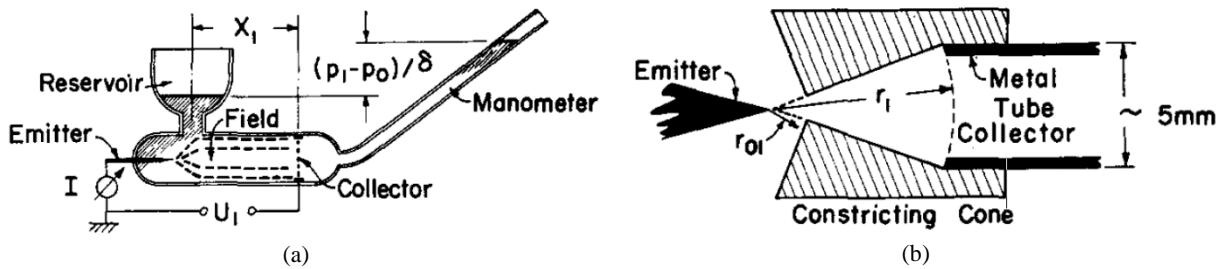


Figure 8. Pompes EHD statique de Stuetzer (a) et configuration d'électrodes (b)

À sa suite Pickard [36] conçoit en 1963 un système de pompe EHD (cf. Figure 9) basé sur le même principe physique (l'injection de charge unipolaire) mais cette fois, il place son actionneur dans une bouche ce qui lui permet de produire un écoulement atteignant une vitesse maximale d'environ 17 cm/s avec une configuration d'électrode fil-fil. Le débit maximal produit par sa pompe est de l'ordre de 6 mL/min. Les pressions qu'il génère atteignent jusqu'à 1692 Pa pour une différence de potentiel continue entre les 2 électrodes de 10 kV.

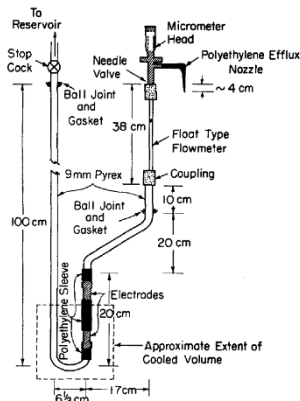


Figure 9. Pompe EHD dynamique de Pickard

Sharbaugh [37] en 1985 étudie les possibilités d'utiliser la force EHD pour améliorer le transfert thermique dans les transformateurs électriques de 25 kVA. Il produit des jets EHD d'huile de transformateur à des vitesses supérieures à 10 cm/s pour des tensions de l'ordre de 30 kV DC en utilisant uniquement l'énergie délivrée par le transformateur. La géométrie qu'il emploie est une géométrie grille-pointe-grille (cf. Figure 10).

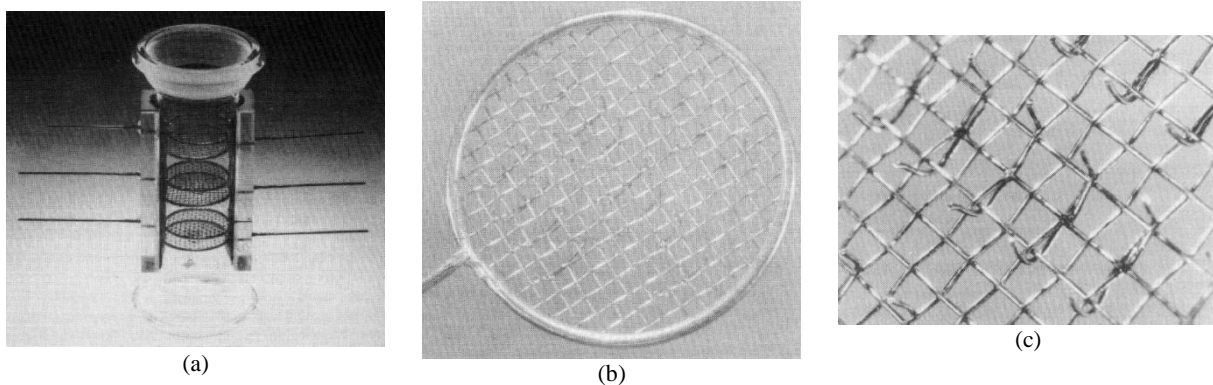


Figure 10. Pompe EHD de Sharbaugh (a) ; électrode de géométrie grille-pointe (b) ; zoom sur les pointes (c)

Il montre que son système est capable de fonctionner pendant plus de 1000 heures à 20 kV DC sans observer le moindre changement dans la vitesse de pompage. Il observe aussi que le fonctionnement en courant continu est plus efficace que le fonctionnement en courant alternatif et que l'injection de charges négatives induit une vitesse 30 % supérieure à l'injection de charges positives. De plus, il note également que l'efficacité du pompage dépend du nombre de pointe sur l'électrode injectrice : plus elles sont nombreuses plus le débit est important.

L'application de ce système dans un transformateur réel (GE® : 167 kVA) avec de l'huile usagée montre en revanche une réduction de l'efficacité du pompage au bout de 300 heures de fonctionnement. Ils observent que les électrodes agissent comme des précipitateurs électrostatiques. Elles collectent une partie des particules présentes dans liquide et se couvrent d'un dépôt qui diminue l'efficacité de l'injection et donc l'efficacité du système.

En 1992 Bryan [38] met au point une pompe dont les électrodes sont de forme annulaire et placées en série dans une conduite (cf. Figure 11). Ainsi, il évite l'obstruction de la section de passage du liquide par les électrodes. Le système comportant 10 couples d'électrodes permet d'atteindre des vitesses supérieures à 30 cm/s pour une tension continue de 25 kV. Il d'obtient un débit massique de l'ordre de 1 kg/s. Les différences de pression maximales générées par cette pompe EHD sont de l'ordre de 110 Pa.

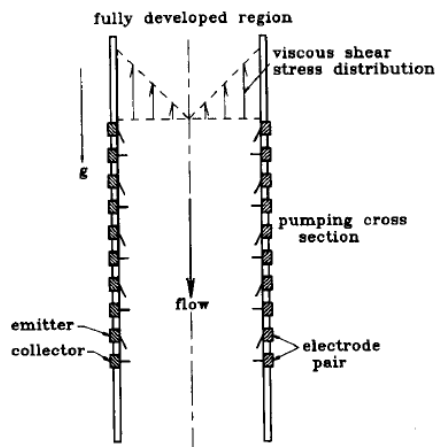


Figure 11. Pompe EHD de Bryan

Il réalise en outre un bilan d'énergie de son système qui lui permet d'obtenir une estimation de l'efficacité de l'ordre de 6 %.

Plus récemment, des actionneurs utilisant le phénomène d'injection de charge sont étudiés par Daaboul [39, p. 103], [40]. Ses études portent sur le développement de deux actionneurs différents qu'il appelle : actionneur lame-plan et actionneur d'Injection à Barrière Diélectrique ou IBD. Il étudie plus particulièrement la vitesse de l'écoulement produit par ces actionneurs lorsque ceux-ci sont immergés dans du gasoil.

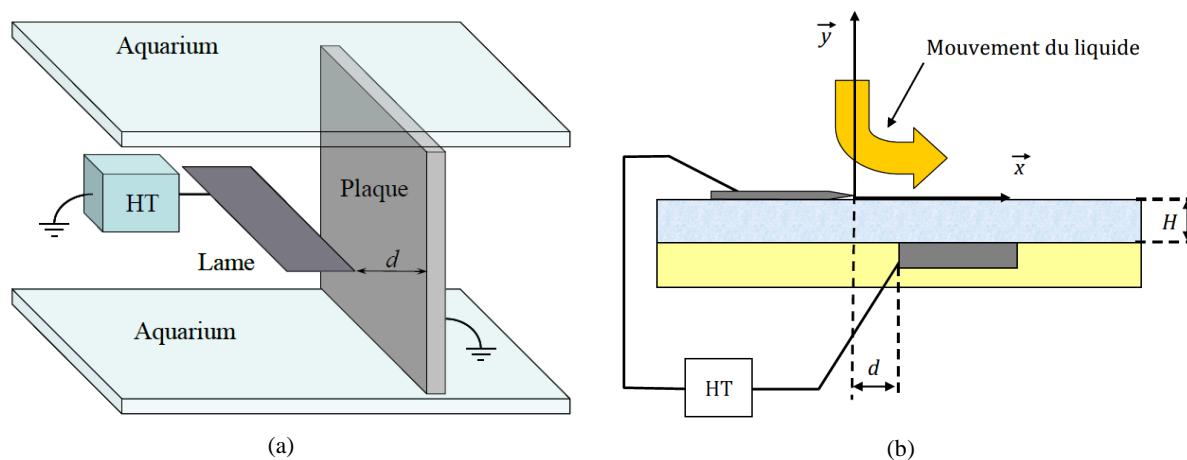


Figure 12. Actionneur lame-plan de Daaboul (a) ; actionneur IBD de Louste-Daaboul (b)

Avec l'actionneur de géométrie lame-plan (cf. Figure 12 (a)), il est capable de créer des jets impactants dont la vitesse maximale atteint 70 cm/s (60 kV DC). De plus la vitesse maximale du jet semble croître linéairement avec la différence de potentiel, comme l'illustrent les Figure 13 (a) et (b). Parallèlement à Sharbough, il observe que la vitesse maximale obtenue avec l'injection négative est environ 50 % supérieure (pente égale à 0,012 ; Figure 13 (a)) à la vitesse maximale obtenue avec une injection positive (pente égale à environ 0,006 ; Figure 13 (b)).

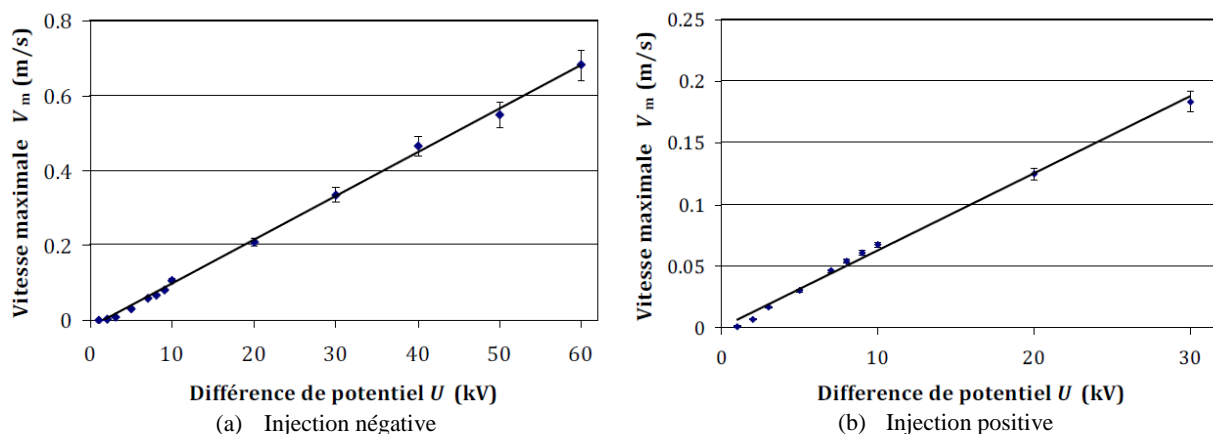


Figure 13. Variation de la vitesse maximale du jet en fonction du potentiel appliqué (cf. Daaboul [39, p. 85], [39, p. 90])

De plus, lors d'une étude sur l'influence de la concentration en particule d'ensemencement, il observe que la vitesse mesurée avec la PIV tend à diminuer à mesure que la concentration en particule de SiO_2 augmente. Cependant, il conclue que la vitesse est peu affectée par la quantité d'ensemencement pour des valeurs de concentration massique inférieures à 0,1 g/L. En outre, Daaboul constate que pour des concentrations massiques supérieures à 0,5 g/L, des phénomènes de précipitations électrostatiques apparaissent dans l'environnement proche des électrodes. Il préconise d'éviter l'apparition de ces phénomènes pour garantir une bonne qualité des mesures PIV. Enfin, Il propose d'utiliser ce type de panache EHD pour d'augmenter le transfert thermique à la paroi mais à notre connaissance aucune étude thermique sur le sujet n'a encore été réalisée.

L'actionneur IBD (Injection à Barrière Diélectrique cf. Figure 12 (b)) pour les liquides également conçu par Daaboul [29, p. 103] et Louste [41] est plus novateur. Il repose sur l'ajout d'une barrière diélectrique entre les 2 électrodes. Ce système permet d'améliorer la résistance au claquage. L'importante rigidité diélectrique de la barrière solide placée entre les 2 électrodes permet de générer des champs électriques plus intenses tout en bloquant l'apparition d'arcs électriques. Il permet donc d'augmenter les vitesses générées par l'injection de charge. Avec un signal alternatif carré de 30 kV et 100 Hz ils parviennent à obtenir une vitesse maximale de jet de 23 cm/s dans du gasoil. Il semble que cette fréquence particulière corresponde à un optimum puisqu'en augmentant encore la fréquence, les vitesses maximales semblent diminuer progressivement (cf. Figure 14).

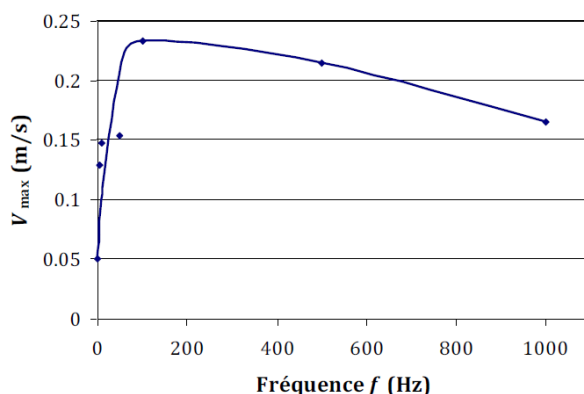


Figure 14. Variations de la vitesse maximale en fonction de la fréquence d'alimentation de l'actionneur IBD

En revanche, les essais effectués avec une IBD en courant continu n'ont pas donné de résultats probants dans le gasoil.

La forme globale des courbes d'évolution de la vitesse maximale et de la demi-largeur du jet EHD est décrite sur la Figure 15. Les courbes d'évolutions de la vitesse maximale possèdent toute une partie croissante quasi-linéaire, atteignent un maximum V_{max} puis décroissent (cf. Figure 15 à gauche). Les courbes d'évolution de la demi-largeur du jet EHD sont présentées sur la Figure 15 à droite et montrent deux zones : l'une où le jet reste proche de la paroi et l'autre où le jet s'élargit progressivement. Daaboul semble indiquer que l'augmentation de la vitesse maximale du jet n'est pas due une plus forte accélération (liée à l'augmentation de l'amplitude) mais à un allongement de la zone d'accélération.

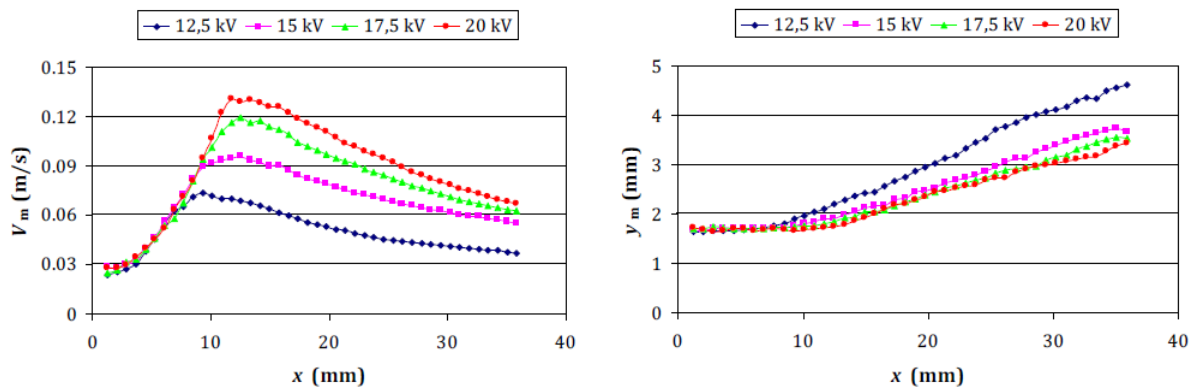


Figure 15. Evolutions de V_m (gauche) et de y_m (droite) en fonction de x pour différentes valeurs de différence de potentiel avec $H = 2$ mm, $d = 5$ mm, $f = 15$ Hz

Avec le même type d'actionneur, Zelu [42, p. 177] utilise l'huile de silicone pour produire des jets électroconvectifs. Il parvient à montrer qu'un signal continu peut mettre en mouvement le liquide pendant plusieurs heures (quelle que soit la polarité) contrairement à ce qui avait été observé dans le gasoil par Daaboul. Il observe aussi que l'épaisseur du jet est plus importante dans l'huile de silicone que dans le gasoil (cf. Figure 16).

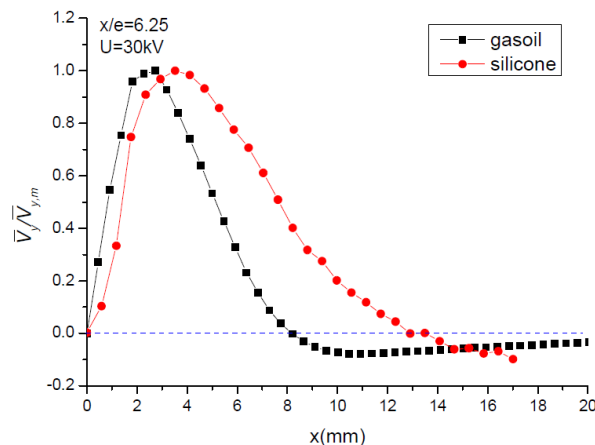


Figure 16. Profils de vitesse adimensionnés dans l'huile de silicone et le gasoil ($U_{HT} = 30kV$)

En régime continu (30 kV), l'analyse des vitesses maximales montre que celles-ci sont de l'ordre de 4 cm/s dans l'huile de silicone durant les 30 premières secondes d'application de la

tension puis se stabilisent à environ 2 cm/s pendant les 10 minutes suivantes. En polarité négative (- 30 kV) la vitesse maximale mesurée dans l'huile de silicone est du même ordre de grandeur qu'en polarité positive ($\approx 3,8$ cm/s), mais il se produit une inversion du sens du jet EHD après 3 minutes d'écoulement et la vitesse semble se stabiliser autour de 1 cm/s. De manière générale, Zelu observe que l'application d'une tension continue (quelle que soit la polarité) crée un jet instable caractérisé par des fluctuations de vitesses à haute fréquence pendant les 10 premières minutes (cf. Figure 17).

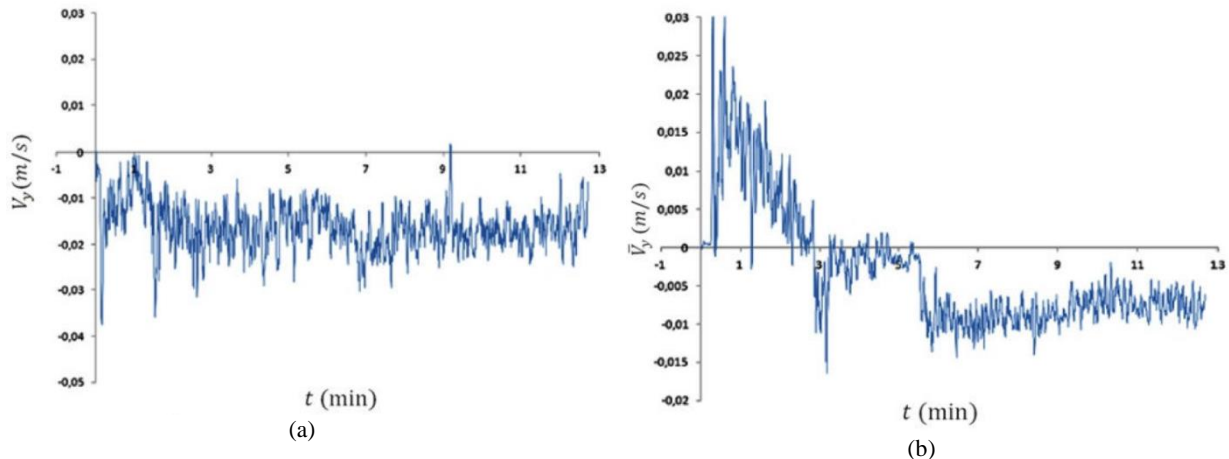


Figure 17. Evolution temporelle de la vitesse dans le jet EHD créé par un actionneur IBD sous tension continue ; $U_{HT} = 30kV$ (a) ; $U_{HT} = -30kV$ (b)

En présence d'un signal alternatif carré de 30 kV et pour une fréquence de 0,2 Hz, la vitesse du jet EHD s'inverse à chaque changement de polarité et atteint un maximum d'environ 1,7 cm/s (cf. Figure 18).

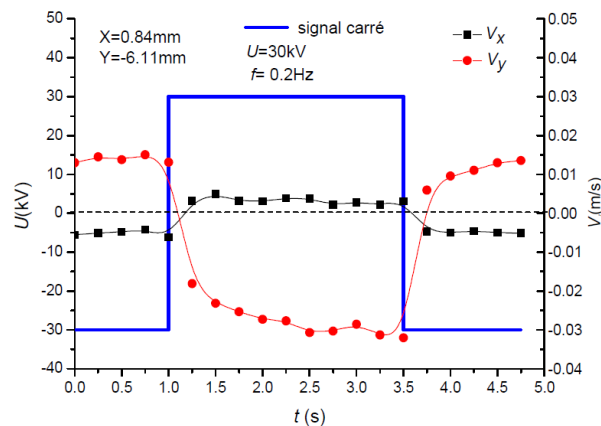


Figure 18. Vitesse du jet EHD créé par un signal alternatif dans l'huile de silicone

Les alternances de polarité sont responsables des changements de signes de la vitesse du jet EHD et peuvent être intéressantes dans le cas de stratégies de contrôle d'écoulement basées sur la modification des instabilités naturelles des écoulements (Debien [18, p. 117]). Cependant la stratégie que nous suivons est l'ajout d'une quantité de mouvement stationnaire qui nécessite la génération de vitesses élevées pour avoir une efficacité. Dans cette perspective, les vitesses maximales inférieures à 3 cm/s produites par des signaux alternatifs carrés

semblent plus faibles que celles produites par un signal continu. Ce point représente un frein potentiel pour influencer significativement des écoulements à des vitesses de plusieurs dizaines de centimètres par seconde.

Les études de Daaboul et Zelu sur les performances de l'actionneur IBD révèlent qu'à l'instar de Sharbaugh, le fonctionnement en régime continu induit des vitesses de jet électroconvectif généralement plus élevées qu'en régime alternatif. Ce facteur peut être déterminant dans la perspective du contrôle des décollements par ajout de quantité de mouvement. De plus, la polarité négative semble être à l'origine de vitesses de jet EHD de 30 % à 50 % plus élevées que la polarité positive. L'ensemble des résultats présentés orientent notre stratégie vers le choix d'actionneurs IBD alimentés en courant continu de polarité négative. À la suite des travaux de Zelu [42, p. 181], nous choisissons d'utiliser l'huile de silicone qui est un liquide particulièrement isolant, ininflammable et couramment utilisés dans l'industrie (amortisseurs, transformateurs, pompes à diffusion etc.). De plus, le choix de la méthode PIV pour l'analyse de la vitesse des jets électroconvectifs recommande l'utilisation d'un ensemencement approprié. Lors de ses travaux de thèse [39, p. 31], Daaboul étudie la validité de l'ensemencement en SiO_2 dans le gazoil sous l'influence d'un champ électrique continu et conclue à la fiabilité de cet ensemencement. Cependant, un travail comparable reste à mener dans l'huile de silicone. Une partie de ce travail de thèse sera donc consacré au choix du meilleur ensemencement pour l'huile de silicone et à l'étude de la validité de la mesure PIV en présence de champ électrique continu.

Cette étude de l'état de l'art des actionneurs EHD pour les liquides diélectriques permet de mettre en lumière les potentialités des actionneurs IBD dans la perspective d'expérience en contrôle d'écoulement.

La connaissance de l'état de l'art des écoulements à bas Reynolds autour de profils aérodynamiques est essentielle pour caractériser l'écoulement de référence du démonstrateur et adapter notre stratégie de contrôle. La suite de ce chapitre I se poursuit donc avec l'étude bibliographique du contrôle d'écoulement autour de profils académiques symétriques à bas Reynolds.

I.4. Le contrôle d'écoulement autour d'un profil académique en incidence dans un fluide : définitions et enjeux

I.4.1. Contexte de l'étude

L'un des objectifs de cette thèse est d'étudier les potentialités de l'actionneur EHD basé sur le principe de la barrière diélectrique appelé IBD (Injection à Barrière Diélectrique [40], [43]) pour une application dans le contrôle des écoulements.

Historiquement, le domaine de l'échange thermique dans les espaces confinés (ex : échangeurs thermiques embarqués) a nécessité le développement d'actionneurs capables de mettre en mouvements des liquides caloporteurs jusqu'à 1 m/s. Ce type de pompe électrohydrodynamique (EHD) fonctionne sur le principe du transfert d'énergie électrocinétique via la force de Coulomb et présente l'avantage de ne pas nécessiter de pièce mobile (contrairement aux pompes hydrauliques) et d'être facilement miniaturisable.

Depuis ses débuts, l'application principale des actionneurs EHD est la pompe hydrodynamique qui permet de générer un différentiel de pression et de transférer des liquides diélectriques entre deux zones. La robustesse et le faible encombrement de l'actionneur IBD ouvrent de nouvelles perspectives dans de nombreux domaines. Cependant, les phénomènes physiques mis en jeu nécessitent un travail de compréhension important qui permettra d'envisager certaines applications industrielles. Pour ces actionneurs EHD en phase liquide, il a été montré que la force électrique est produite à l'intérieur de couches d'hétérocharge et/ou d'homocharge qui se développent sur les interfaces liquide/solide. L'observation directe de ces couches n'étant pas possible, le travail d'analyse doit être réalisé selon une approche inverse. L'analyse des écoulements produits permet de remonter aux phénomènes qui se déroulent à l'interface. L'étude des champs de vitesse par vélocimétrie laser (PIV) autour d'un écoulement de référence modifié par l'influence d'un actionneur EHD apparaît comme une méthode indirecte intéressante pour mesurer la capacité de ces actionneurs à contrôler un écoulement à faible nombre de Reynolds.

Dans le cadre de cette thèse, il est décidé de réaliser un démonstrateur d'actionneur IBD monté sur un profil d'aile académique (type NACA 0015) immergé dans un canal hydraulique. Les conditions de vitesse et de viscosité dans la boucle d'essai hydrodynamique conduisent à étudier un écoulement en régime laminaire. Cette expérience doit permettre de réaliser un contrôle d'écoulement autour du profil d'aile afin de caractériser les performances de l'actionneur IBD. L'un des moyens pour caractériser l'efficacité du contrôle est de comparer les performances hydrodynamiques avant et après application du contrôle. Dans le cas d'un profil d'aile, on cherche en général à augmenter la portance et/ou à réduire la traînée, cependant le domaine d'application des actionneurs IBD à très bas Reynolds pousse à inventer de nouvelles applications. Par exemple, ce type d'actionneur incrusté à la surface des parois d'une canalisation permettrait de réduire les forces de frottement du fluide sur les parois et donc de réduire la puissance de la pompe nécessaire à la mise en mouvement du liquide. Dans le cas de changement brusque de section de canalisation, l'application d'un gradient de pression permettrait de réduire l'apparition de phénomène de cavitation souvent

responsable de bruit et de fatigue des structures. D'autre part lorsque les structures transportant des liquides sont soumises à de fortes variations de pression (coudes, bifurcations, rétrécissement, élargissement, pièces en rotations), elles peuvent subir des vibrations répétées et dans certains cas entrer en résonance. Ces phénomènes physiques altèrent les performances des structures et peuvent même parfois conduire à leur rupture. L'utilisation d'actionneur IBD permettrait alors de réduire l'apparition des vibrations parasites, d'augmenter leur fiabilité et donc d'augmenter leur durée de vie. Le coût d'entretien des structures servant au transport de fluide diélectriques serait alors réduit.

Dans la suite de cette partie, un rappel des concepts hydrodynamiques lié au contrôle d'écoulement est réalisé, puis une étude bibliographique du contrôle d'écoulement à bas Reynolds ainsi que des différentes stratégies de contrôle aérodynamique sont présentées.

I.4.2. Principes généraux sur le contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile

I.4.2.1. Efforts hydrodynamiques

Lorsqu'un corps est placé dans un écoulement de fluide réel, il subit des forces de frottement tangentes à la paroi et des forces de pression normales à celle-ci.

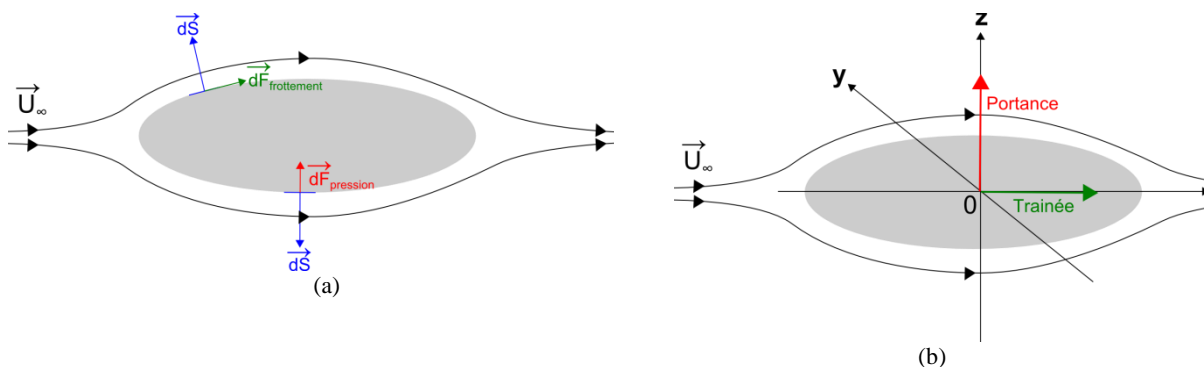


Figure 19. Schéma des efforts hydrodynamiques appliqués à la surface d'un solide (a) ; résultantes des forces de portance et de traînée (b)

La résistance hydrodynamique qui s'oppose à l'avancement du solide est caractérisée par la force de traînée. Celle-ci est la projection de la résultante des forces de frottement et de pression selon la direction de l'écoulement \vec{U}_∞ . La force de sustentation du corps immergé est normale à la direction de l'écoulement et est due à la résultante des forces de pression ; elle est appelée force de portance.

Dans le cas d'un écoulement (U_∞) autour d'un profil d'aile, on caractérise les performances aérodynamiques (hydrodynamiques) par des coefficients aérodynamiques sans dimension C_x et C_y définis ci-dessous:

$$C_x = \frac{f_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (1)$$

$$C_y = \frac{f_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (2)$$

Où f_x est la force de traînée, f_y est la force de portance, S est la surface de référence du solide et ρ est la masse volumique du fluide.

I.4.2.2. Régimes d'écoulements

Osborne Reynolds en 1883 met en évidence différents régimes d'écoulements. Il introduit un nombre adimensionnel le *nombre de Reynolds* (Re) qui compare les forces d'inertie aux forces visqueuses présentes dans un fluide réel:

$$Re = \frac{U_\infty \cdot L}{\nu} \quad (3)$$

Où U_∞ représente la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle, L représente une dimension caractéristique de l'expérience (ex : la corde pour un profil d'aile, le maître-couple etc.) et ν représente la viscosité cinématique du fluide.

Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1, on parle de *régime de Stokes*, caractérisé par des forces visqueuses largement prépondérantes sur les forces inertielles. On parle parfois d'*écoulement rampant* pour ce régime d'écoulement caractérisé par de faibles vitesses, de très petites dimensions et des viscosités élevées. On trouve des exemples de ces écoulements dans l'écoulement de la lave, le déplacement des spermatozoïdes, ou plus largement dans le domaine de la micro fluidique. Ce régime est décrit par l'équation de Stokes qui est une version linéarisée de l'équation de Navier-Stokes pour un fluide réel. Ainsi des méthodes analytiques de résolution d'équation différentielles permettent de calculer les solutions de l'équation de Stokes.

Lorsque les forces visqueuses sont prédominantes sur les forces d'inertie, le nombre de Reynolds est faible ($Re \leq 2000$ en général) et l'on se trouve dans un régime dit *laminaire*. Les mouvements du fluide sont réguliers spatialement et globalement dirigés dans une même direction, de plus ils sont ordonnés dans le temps. Ce régime n'exclut pas les enroulements de fluide laminaire (tourbillons). Il y a peu d'échange d'énergie entre les couches de fluide conjoints. On peut noter que les écoulements à faible Reynolds sont caractérisés soit par des vitesses très faibles, soit par des petites dimensions, ou des fluides visqueux et bien évidemment à la combinaison de ces 3 facteurs.

Lorsque les forces d'inertie sont largement prépondérantes devant les forces visqueuses, le nombre de Reynolds est grand ($Re > 4000$ en général) et l'on se situe dans un régime turbulent. L'un des processus prépondérant dans ce type d'écoulement est le phénomène de cascade énergétique dont le principe a été formulé par Kolmogorov [45] en 1941. Celle-ci caractérise le transfert d'énergie des grandes structures tourbillonnaires aux petites structures tourbillonnaires par dissipation visqueuse.

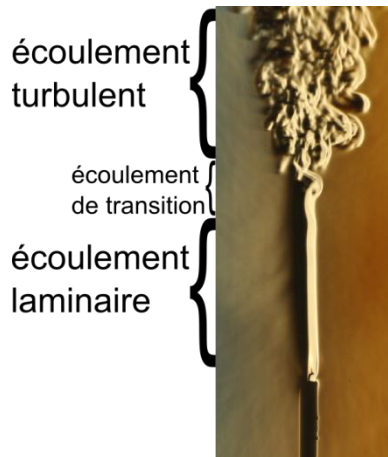


Figure 20. Illustration des régimes d'écoulement sur un panache thermique de flamme de bougie visualisée par la méthode Schlieren (Crédit Gary Settles [44])

Pour les écoulements définis par des Reynolds compris entre 2000 et 4000, on parle de régime de transition où l'écoulement fluctue entre les régimes laminaires et turbulents. L'écoulement peut passer d'un régime à l'autre de façon réversible. Cependant, on peut observer des régimes de transitions pour des Reynolds supérieurs à 4000 ; il ne s'agit que d'ordre de grandeur.

Grâce à ce nombre et au principe de similitude des modèles réduits, on peut faire une comparaison des écoulements à nombre de Reynolds équivalent.

Cas particulier des écoulements EHD dans les liquides diélectriques :

Le Reynolds du jet de paroi produit par l'actionneur IBD plan décrit dans la partie III.1.1 est défini par la formule suivante :

$$Re_x = \frac{\langle U \rangle \cdot x}{\nu} \quad (4)$$

Où $\langle U \rangle$ est la vitesse moyenne du jet EHD ; x la distance à la lame d'injection et ν est la viscosité cinématique du liquide (huile de silicone).

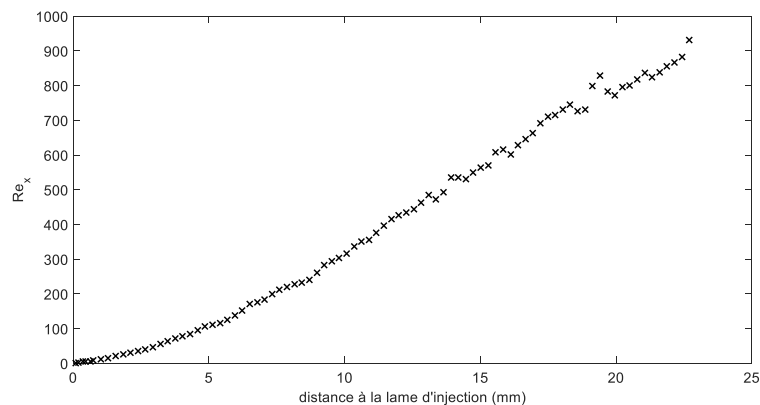


Figure 21. Evolution du nombre de Reynolds d'un jet de paroi EHD

La Figure 21 montre l'évolution du Reynolds d'un écoulement de jet de paroi EHD en fonction de la distance à la lame d'injection. Le Reynolds maximal atteint 932 à 22,6 mm de la lame d'injection, ce qui signifie que le régime d'écoulement est laminaire.

I.4.2.3. Couche limite et transition

Comme cela a été évoqué dans la partie I.1.2, c'est Prandtl [9] qui introduit en 1904 le concept de couche limite dans son étude sur l'influence des rugosités de surface d'une sphère sur les structures de l'écoulement aval. Il explique comment une couche limite peut provoquer une traînée de frottement liée à la condition d'adhérence, présente même à faible viscosité. De plus, il montre que les propriétés de la couche limite peuvent affecter de façon importante l'écoulement aval.

On définit donc la couche limite comme une faible épaisseur de fluide où la vitesse est comprise entre 0 % et 99 % de la vitesse de l'écoulement amont (U_∞) (cf. Figure 22). Cette couche de fluide est une zone d'interface solide/liquide propre à tout corps en mouvement dans un fluide.

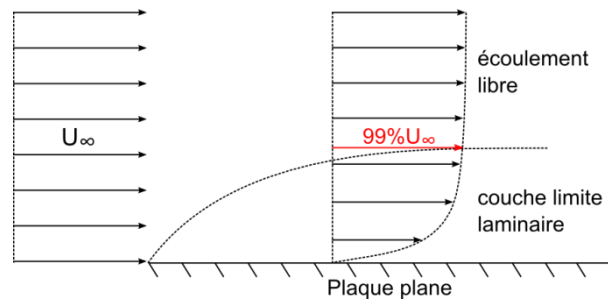


Figure 22. Schéma d'une couche limite laminaire

Comme l'illustre la Figure 23, une couche limite peut être laminaire ou turbulente en fonction des propriétés de l'écoulement (intensité turbulente de l'écoulement à l'infini, rugosités à la paroi, gradient de pression etc.).

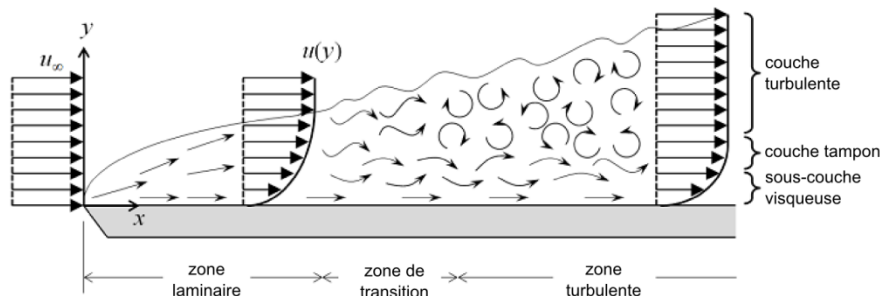


Figure 23. Transition d'une couche limite laminaire en couche limite turbulente sur une plaque plane (Crédits Comsol [46])

Il est observé expérimentalement qu'une couche limite le long d'une plaque plane et sans rugosité est généralement laminaire au début de la plaque. Cependant des excitations sont

induites soit par la paroi (rugosités, vibrations, température de paroi etc.) soit par l'écoulement lui-même (bruit, intensité turbulente etc.) et provoquent la transition de la couche limite de l'état laminaire vers l'état turbulent. Le concept de transition de la couche limite est essentiel car les propriétés des couches limites laminaires et turbulentes sont radicalement différentes. En particulier, les flux de chaleur et le coefficient de frottement à la paroi sont 5 à 10 fois plus élevés dans le cas turbulent que dans le cas laminaire.

I.4.2.4. L'écoulement décollé

Un écoulement est dit décollé lorsque les contraintes de frottement pariétales τ_p (expression 5) dans la direction de l'écoulement s'annulent.

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (5)$$

Où $[\tau_p] = \text{Pa}$; μ est la viscosité dynamique du fluide ; U est la vitesse du fluide et y est la direction perpendiculaire à la paroi

Le fluide se détache de la paroi et des zones de recirculation apparaissent, comme l'illustre la figure ci-dessous:

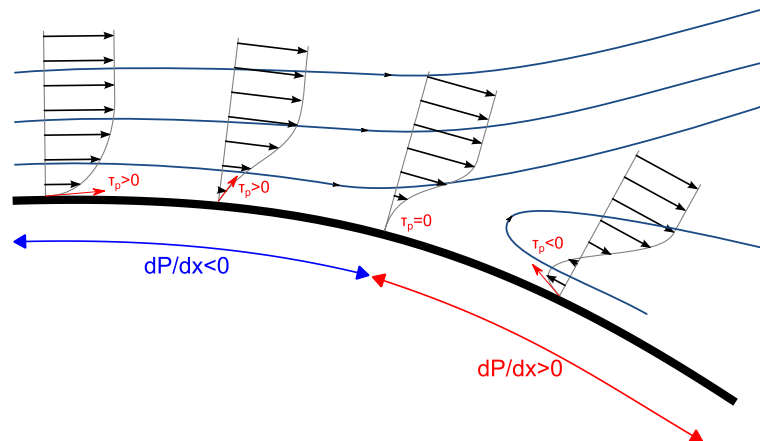


Figure 24. Schéma d'un écoulement décollé (Crédits Ariadacapo [47])

Il existe 2 types de décollements principaux :

- Le décollement de pression : une couche limite qui se développe le long d'une paroi avec un gradient de pression adverse (la pression augmente dans le sens de l'écoulement) décolle, si le gradient de pression devient positif (cf. Figure 24). Le fluide cesse de suivre la paroi et *décolle*.
- Le décollement inertiel : lorsqu'un fluide suivant une paroi se détache de celle-ci à cause d'une discontinuité de la géométrie de la paroi. C'est le cas par exemple dans l'expérience de la marche descendante.

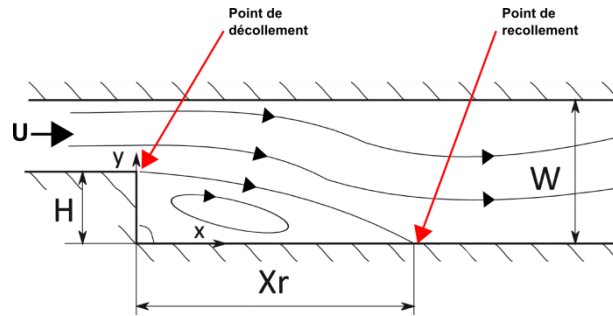


Figure 25. Décollement inertiel provoqué par une géométrie de type « marche descendante » (Crédits Pozarlik [48])

Cas particulier du décollement à l'extrados d'un profil d'aile :

Lorsque l'incidence d'un profil d'aile dans un écoulement externe est trop forte, il apparaît au niveau de l'extrados un décollement de couche limite et une zone de recirculation qui sont à l'origine d'une chute de la portance et d'une augmentation brutale de la traînée (cf. Figure 26). Ce phénomène appelé le *décrochage* est caractéristique des écoulements autour de profils en régime turbulent ($Re > 10^4$).

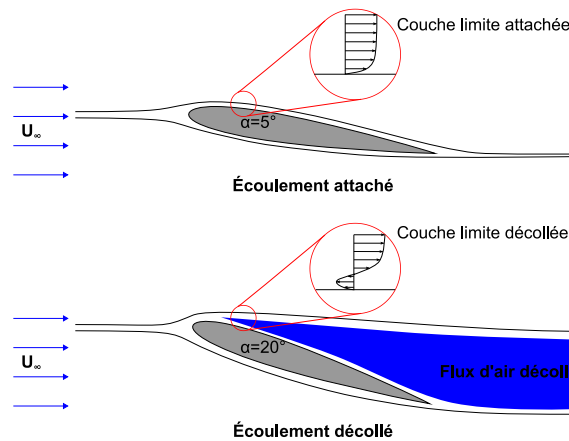


Figure 26. Schéma du décollement de couche limite sur l'extrado d'un profil d'aile NACA0015

Il s'accompagne de l'émission de tourbillons en bord d'attaque, liés à l'apparition d'instabilités convectives de Kelvin-Helmoltz qui se forment dans la couche cisailée entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur. Au niveau du bord de fuite la présence d'instabilités globales de Bénard-Karman génère de larges structures tourbillonnaires appelée *allées de Von Karman*.

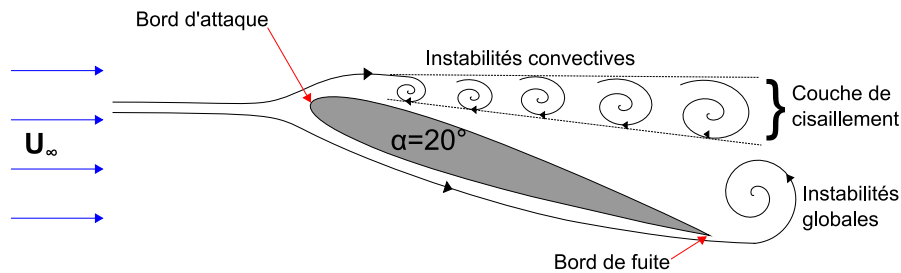


Figure 27. Schéma des instabilités liées au décrochage hydrodynamique d'un profil d'aile

La périodicité d'émission de ces structures tourbillonnaires a permis de mettre au point un nombre adimensionnel : le *Strouhal*, qui facilite la comparaison entre les différents régimes d'écoulement.

$$St = \frac{f \cdot L}{U_\infty} \quad (6)$$

Où L est une longueur caractéristique, f la fréquence d'émission des structures cohérentes et U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'infini.

Ce phénomène de décollement de couche limite est responsable de la détérioration des performances aérodynamiques dans des systèmes d'ingénierie tels que les turbines (ex : cavitation) et les profils d'aile d'avion (ex : chute de portance, augmentation de la traînée, cf. Figure 28) etc.

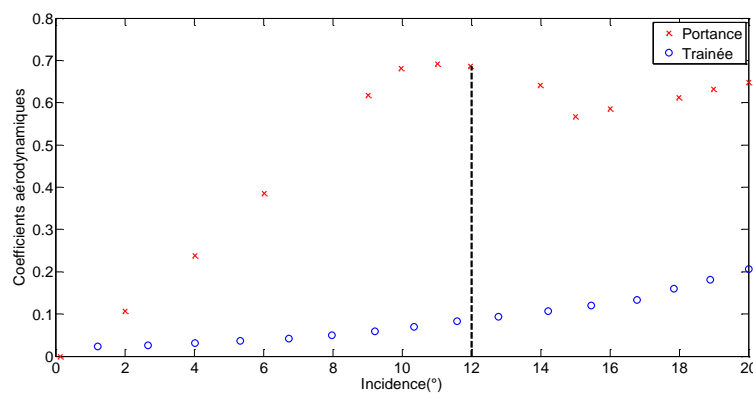


Figure 28. Evolution des paramètres aérodynamiques de portance et de traînée pour un profil NACA0015 à $Re = 93 \cdot 10^4$; illustration du décrochage à 12° (Bourgeois [49])

On peut noter que l'évolution de la portance présentée Figure 28, est spécifique aux régimes de Reynolds supérieurs à 10^4 (régime *bas Reynolds*). Pour les *Reynolds ultra-bas* ($Re < 10^4$) à faible taux de fluctuation ($T_u < 1\%$), il n'y a pas de décrochage, mais une constante augmentation de la portance en fonction de l'angle d'incidence, comme l'illustre la Figure 29 (Wang [50] 2014; Serson [51] 2017).

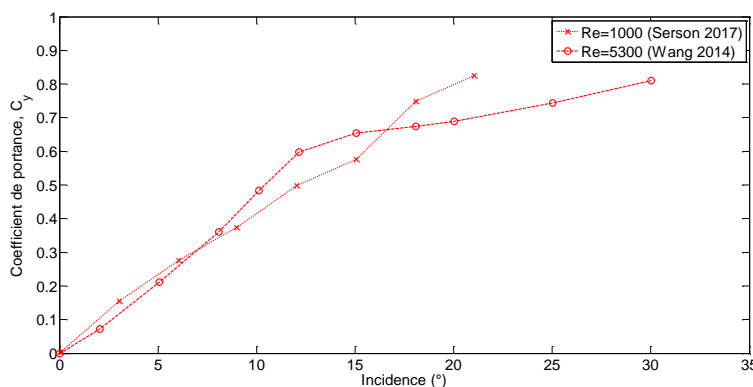


Figure 29. Evolution de la portance pour un profil NACA0012 à ultra-bas Reynolds

I.4.3. Étude bibliographique sur l'écoulement à bas Reynolds autour de profils d'aile NACA symétriques

Les écoulements autour de profils NACA symétriques sont différents selon le régime d'écoulement. En effet, l'étude de la polaire de portance révèle des différences en fonction du Reynolds de l'écoulement. Par exemple, l'angle de décrochage peut varier avec le Reynolds comme l'illustre la Figure 32. D'autre part, la notion de décrochage dépend elle aussi du régime d'écoulement et elle perd sa pertinence pour un régime d'écoulement à ultra-bas Reynolds (cf. Figure 29).

L'une des 1^{res} tentatives de classification des configurations d'écoulement autour d'un profil d'aile symétrique à bas Reynolds est réalisée par Kunz [52] en 2001. Il propose notamment que pour des Reynolds inférieurs à 10^4 soit considéré un régime d'écoulement dit de « Reynolds ultra-bas ». Les régimes ultra-bas Reynolds sont caractérisés par une couche limite laminaire sur toute la surface du profil d'aile. Ainsi lorsque l'incidence augmente, la couche limite laminaire est de moins en moins capable de résister au gradient de pression adverse associé à la génération d'une portance, et le point de décollement remonte progressivement vers le bord d'attaque. Quel que soit le profil d'aile, la valeur maximale de la portance diminue lorsque le Reynolds diminue, tandis que l'angle d'incidence où intervient la séparation de bord d'attaque apparaît à des angles d'incidence plus faibles. En effet, il n'est plus pertinent de parler d'angle de décrochage à ultra-bas Reynolds, puisque d'après Wang [50], le décrochage n'existe plus à ce régime. Huang [53] répertorie différents régimes d'écoulement de surface pour un NACA0012, pour des Reynolds compris entre 500 et 2500 et des angles d'attaque compris entre 0° et 90° . Ces régimes d'écoulement sont présentés Figure 30.

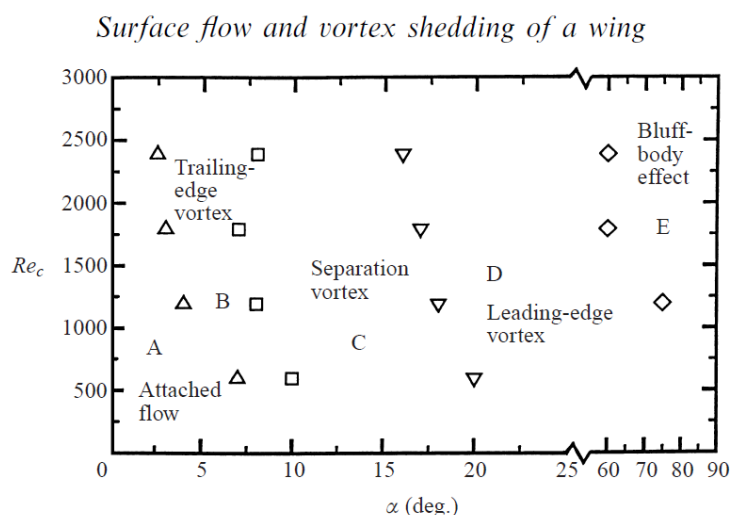


Figure 30. Régimes d'écoulement de surface créés par un profil NACA0012 en fonction du Reynolds et de l'angle d'incidence (Huang [53])

Le régime *d'écoulement attaché* (zone A) est observé pour de très faibles angles d'incidence (inférieurs à 3°). L'écoulement suit les parois du profil d'aile et il n'y a aucune émission tourbillonnaire.

Le régime de *tourbillon de bord de fuite* (zone B) est compris entre les angles d'incidence du régime d'*écoulement attaché* (entre 3° et 7°) et ceux du régime de *séparation tourbillonnaire à l'extrados* (entre 7° et 10° pour des Reynolds inférieurs à 2500). Il se caractérise par l'émission périodique de tourbillons massifs contrarotatifs émis alternativement au bord de fuite et depuis le point de séparation de l'écoulement. On observe une zone de recirculation de fluide comprise entre le bord de fuite et le point de séparation de la couche limite. Ce régime se caractérise par la formation d'un tourbillon au bord de fuite (sens antihoraire), puis par l'apparition d'un décollement de la couche limite sur l'extrados, donnant naissance à la formation d'un tourbillon de surface (sens horaire) au niveau du point de décollement. L'émission alternative de tourbillons de bord de fuite et depuis l'extrados s'observe dans ce régime et donne lieu au phénomène d'allée de Von Karman illustré Figure 31.

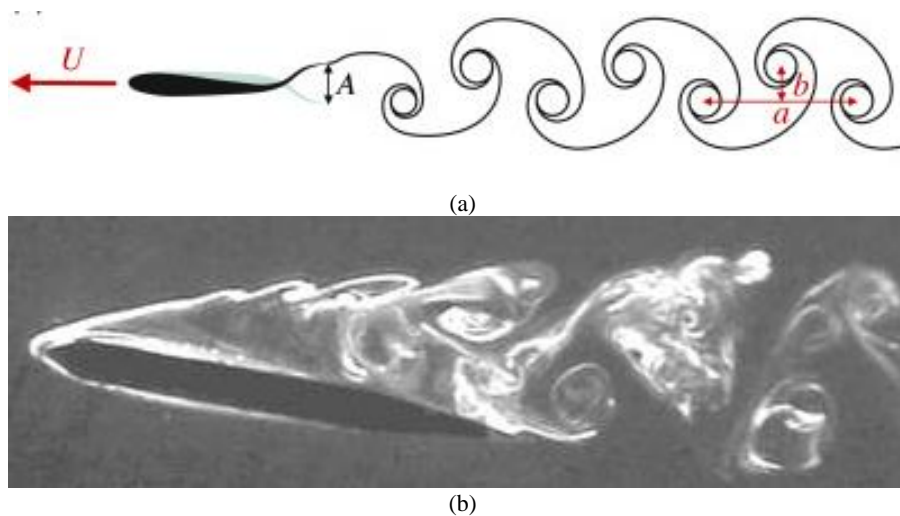


Figure 31. Schéma des allées de Von Karman sur un profil d'aile (a) Crédits Eloy [54]; photographie d'allées de Von Karman sur un profil NACA0012 à 10° d'incidence (b) Crédits Alam [55]

Le régime de *séparation tourbillonnaire à l'extrados* (zone C, *separation vortex*) ou régime d'écoulement décollé est observé pour des angles d'incidence où le décollement de la couche limite s'effectue au bord d'attaque et non à mi-corde comme dans le régime précédent (zone B). Des tourbillons contrarotatifs sont émis alternativement depuis le bord d'attaque et le bord de fuite. La zone de recirculation s'étend du bord de fuite au bord d'attaque.

Le régime de *tourbillon de bord d'attaque* (zone D) s'observe pour des angles supérieurs à 16° ($Re = 2500$). Ce régime est caractérisé par l'émission d'un tourbillon au bord d'attaque, qui grossit le long de l'extrados et contribue à la formation d'un tourbillon de bord de fuite au moment de son lâcher dans le sillage. Le tourbillon de bord de fuite nouvellement produit grossit et s'appareille avec un tourbillon prenant naissance dans une zone proche du bord d'attaque. Le nouveau tourbillon issu de cet appariement est ensuite lâché dans le sillage. On a donc comme dans les 2 régimes précédents des émissions tourbillonnaires contrarotatives périodiques mais le processus de formation de ces tourbillons est différent.

Le régime de *corps immergé (bluff body effect)* s'observe pour des angles supérieurs à 60° . Il se caractérise par le développement simultané de tourbillon au bord d'attaque et au bord de fuite. La dépression créée à l'extrados empêche le lâcher tourbillonnaire rapide de ces

structures et leur permet de grossir suffisamment jusqu'à atteindre une taille critique. L'émission alternative des tourbillons de bord de fuite et des tourbillons de bord d'attaque dans des sens opposés s'observe lorsque ces derniers atteignent leur taille critique.

La spécificité des *Reynolds bas* ou *ultra-bas* est que ces régimes d'écoulement apparaissent pour des angles d'incidence plus faibles que pour les Reynolds plus élevés ($Re > 2.10^5$). Par exemple l'angle de décrochage d'un profil NACA0015 est de l'ordre de 14° à $Re = 4.10^5$, à $Re = 2,65.10^5$, l'angle de décrochage diminue et situe autour de 12° ; à $Re = 1,3.10^5$, il n'est plus qu'à 11° (Benard [56]). Enfin à $Re = 3.10^4$, l'angle de séparation au bord d'attaque se situe à environ 10° (Tuck [17]). On observe une très légère inflexion de la courbe de portance. Cette dernière courbe, illustre le fait qu'il n'y a quasiment plus de perte de portance à bas Reynolds.

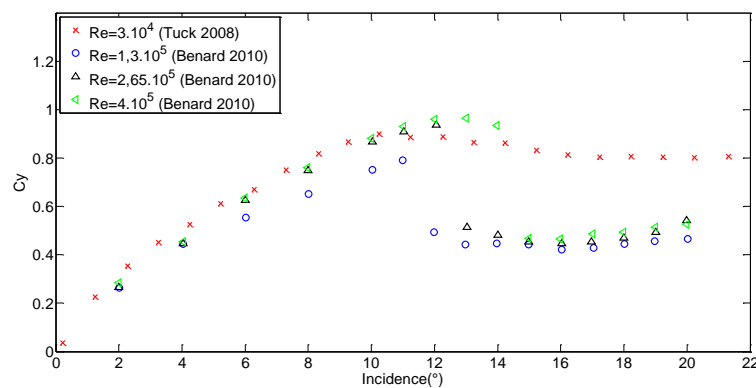


Figure 32. Polaires de portance d'un profil NACA0015 à différents Reynolds

La forme de ces polaires de portance révèle un comportement différent entre les régimes d'écoulement à *bas Reynolds* inférieurs à 10^5 et les régimes d'écoulement à *Reynolds modéré* à supérieurs 2.10^5 (Wang [50], cf. Figure 33). En effet pour les *Reynolds modérés*, le décrochage est brusque tandis que pour le régime de *bas Reynolds* (ex : Tuck 2008, $Re = 3.10^4$), le décrochage n'existe plus et l'on parle de séparation de bord d'attaque (cf. Figure 32 courbe rouge). Plus récemment Wang [50] (2014) propose une classification plus précise des régimes d'écoulement autour d'un profil NACA0012. Cette classification est basée sur l'amplitude maximale du décrochage ($C_{L,max}$) qui augmentent à mesure que le Reynolds augmente, comme le représente la Figure 33.

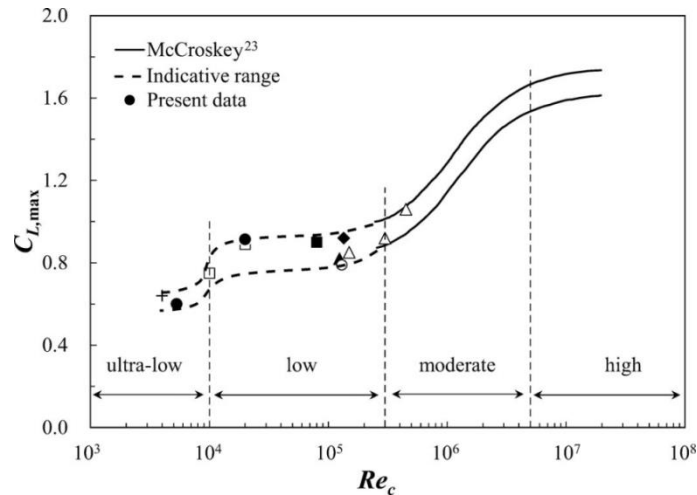


Figure 33. Classification des régimes d'écoulement basée sur l'amplitude du décrochage ; variations de l'amplitude du décrochage en fonction du Reynolds (Wang [50])

Selon cette classification, les *hauts* Reynolds sont supérieurs à $5 \cdot 10^6$, les Reynolds *modérés* sont compris entre $3 \cdot 10^5$ et $5 \cdot 10^6$, les *bas* Reynolds sont compris entre 10^4 et $2 \cdot 10^5$ et enfin les *ultra-bas* Reynolds sont inférieurs à 10^4 . La spécificité des *ultra-bas* Reynolds est que la couche cisailée est laminaire et se détache du profil à faible incidence. À contrario, aux régimes *bas* Reynolds la couche de cisaillement laminaire se décroche puis se raccroche au profil à faible incidence formant un bulbe de séparation. La couche limite laminaire au début du profil transitionne en couche limite turbulente au niveau du point de recollement. La présence d'un bulbe de séparation sur l'extrados est responsable de lâchers tourbillonnaires à partir de l'angle de décrochage et à la perte brusque de portance. En revanche, au régime *ultra-bas* Reynolds, l'absence de bulbe de séparation, implique qu'on n'observe pas de décrochage brusque mais une séparation laminaire au bord d'attaque à des incidences supérieures à 10° (Wang [50], Alam [55], Sunada [57]) et pour des intensités de fluctuation inférieures à 1 %. Il semble que l'évolution croissante de la portance en fonction de l'incidence à *ultra-bas* Reynolds soit liée à la présence de tourbillons massifs qui modifient favorablement la distribution de pression sur la paroi du profil et créent une portance (Wang [50]).

I.4.4. Les stratégies de contrôle d'écoulement

Dans le paragraphe précédent, il a été vu que les forces de portance et de traînée sont particulièrement sensibles au phénomène de décollement aérodynamique (ou hydrodynamique). Il est donc essentiel de contrôler le décollement afin d'améliorer les performances aérodynamiques d'un profil d'aile. Étant donné le caractère récent des études portant sur le régime *ultra-bas Reynolds*, il n'existe à notre connaissance aucune étude portant sur le contrôle d'écoulement à ce régime d'écoulement. Les stratégies de contrôle présentées dans cette partie sont donc appliquées à des Reynolds plus élevés, tous supérieurs à 10^4 .

On peut adopter différentes stratégies de contrôle parmi lesquelles : le *contrôle passif* et le *contrôle actif* (cf. introduction de thèse I.1.1).

Le contrôle passif se caractérise par l'ajout de géométries fixes comme les générateurs de vortex ou les ailettes (cf. Figure 34), qui forcent l'écoulement à adopter un comportement particulier plus favorable à l'aérodynamique. Dans le cas des générateurs de vortex placés sur l'extrados d'un profil, on favorise la formation de structures tourbillonnaires longitudinales qui augmentent le mélange entre les couches de fluides énergétiques et les couches de fluides de basse énergie dans la couche limite. On déclenche ainsi la transition d'une couche limite laminaire en couche limite turbulente ce qui induit un retard du décollement.



Figure 34. Générateurs de vortex (a) (crédits : Wikimedia Commons); winglets (b) (crédits Winglet Design [58])

Cependant ce type de contrôle est limité dans la mesure où les dispositifs employés ont une action permanente qui n'est pas toujours adaptée à l'écoulement.

Le contrôle actif en aérodynamique (ou hydrodynamique) consiste par exemple à ajouter de l'énergie cinétique dans l'écoulement pour modifier sa structure afin d'obtenir des gains substantiels en portance et réduire dans certains cas la traînée. Ce type de contrôle peut prendre différentes formes parmi lesquelles le soufflage (ou la succion) dans la couche limite, la vibration de surface (profil d'aile) ou encore les excitations acoustiques (Greenblatt, Wygnanski [59]). Ces types de contrôle peuvent être employés en régime permanent ou alternatif. Contrairement au contrôle passif, le contrôle actif peut être désactivé ou modulé en fonction des conditions de vol, ce qui permet d'optimiser l'énergie apportée dans l'écoulement.

Depuis le début des années 2000, il est établi (Greenblatt et Wygnanski [59]) que l'excitation périodique d'un actionneur fluide est plus efficace pour retarder le décrochage aérodynamique qu'une excitation continue. Pour cette raison, la plupart des études postérieures à cette date font état de l'utilisation de jets pulsés instationnaires pour l'amélioration des performances aérodynamiques. Ces jets pulsés sont créés par des électrovannes ou des systèmes d'obturateurs rotatifs actionnés par des moteurs. Ils connaissent un nouvel essor avec l'arrivée des microsystèmes électromécaniques (MEMS) capables de délivrer des vitesses importantes avec des temps de réponse très courts. Ils sont notamment utilisés dans le domaine des turbomachines pour retarder le point de séparation de la couche limite d'environ 60 % à l'intrados d'une ailette de turbomachine (Bons [60] 2002).

On trouve aussi une application de réduction des résonnances acoustiques dans un écoulement supersonique (Williams [61]) permettant de réduire la fatigue mécanique des structures.

Les actionneurs ZNMF (Zéro Net Mass Flux) qui créent des jets dits « synthétiques » sont l'un des types d'actionneurs les plus utilisés dans la communauté scientifique du contrôle d'écoulement. Cela est lié à la conception relativement simple de ces actionneurs et à leur faible encombrement. Ces systèmes fonctionnent dans une large gamme de fréquence d'excitation (jusqu'au kilohertz) et peuvent émettre différentes formes d'ondes, ce qui en fait des actionneurs idéaux pour le contrôle en boucle fermée.

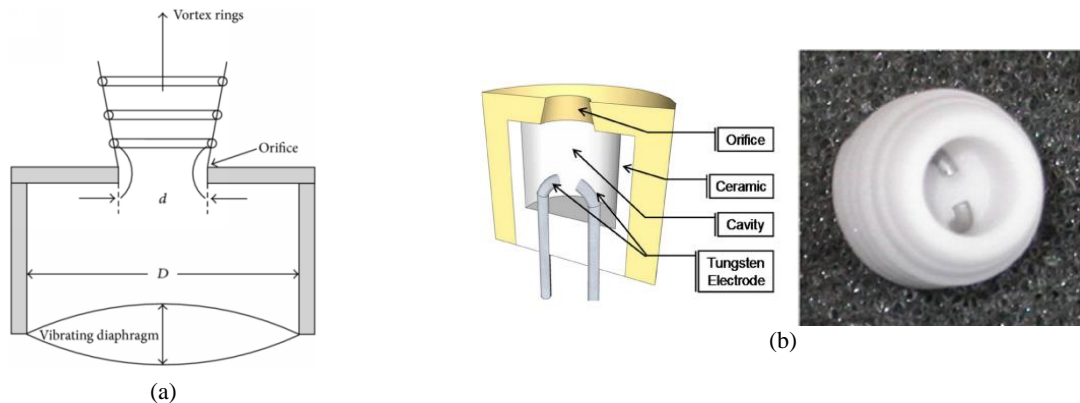


Figure 35. Schéma de principe de jets synthétiques; actionneur acoustique (a) (Crédit Ramos-Pedrosa [62] ; (b) actionneur plasma à décharge couronne (Crédits Belinger [63])

Ce type d'actionneur utilise un haut-parleur (cf. Figure 35 (a)), une micro-décharge couronne (cf. Figure 35 (b)), ou bien encore un excitateur piézo-électrique dans une microcavité ouverte placée sous la paroi du profil d'aile. Seifert [64] (1993) montre que l'excitation périodique produite par des jets oscillants requiert 80 % d'énergie en moins qu'un jet continu (soufflage ou aspiration) pour une efficacité équivalente en termes de portance. Il suppose que cette efficacité importante des jets oscillants est liée à l'excitation de fréquences fondamentales de l'écoulement non contrôlé (émission de structures cohérentes et périodiques), dépendantes de l'angle d'incidence. La plupart du temps, il semble que lorsque l'écoulement est attaché, la fréquence dominante de l'écoulement en aval d'un profil d'aile F_{sillage} est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement amont U_{inf} (Roshko [65] 1954). Enfin, un rapport de synthèse de Greenblatt et Wygnanski [59, p. 538] (2000) conclut que les fréquences optimales d'excitation adimensionnées des actionneurs pulsés sont dans la plupart des cas comprises entre 0,3 et 4 et identiques aux fréquences naturelles de l'écoulement.

On peut classer les types de contrôle d'écoulement autour de profils aérodynamiques en deux catégories dépendantes de la direction du fluide injecté dans l'écoulement : le forçage tangentiel et le forçage normal.

I.4.4.1. Le forçage tangentiel

Le forçage tangentiel permet de transférer de la quantité de mouvement à la couche limite afin de retarder ou supprimer le décollement (Moreau [66] 2007). Il permet aussi d'augmenter la circulation d'un écoulement potentiel en accélérant les couches de fluide de proche en proche (Bourgois [49, p. 52] 2006). Il peut aussi donner lieu à un effet de réaction qui engendre une composante propulsive si l'orientation du jet est suffisamment parallèle à la paroi du profil.

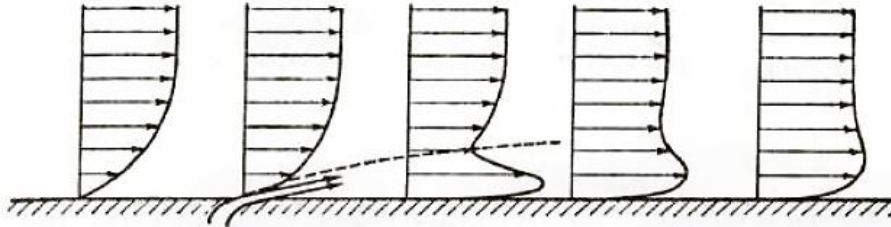


Figure 36. Schéma de principe d'une couche limite soumise à un forçage tangentiel pour le contrôle du décollement (Crédits Comolet [67])

Les actionneurs plasma non thermiques sont capables de transférer une quantité de mouvement à une couche limite grâce à la force ElectroHydroDynamique et créent un jet de paroi. Ils sont utilisés pour la 1^{re} fois en contrôle d'écoulement à la fin des années 1990 (Roth [68] 1998). Ils se déclinent sous différentes formes : les actionneurs plasma à décharge couronne et les actionneurs plasma à barrière diélectrique (DBD) plus largement répandus de nos jours pour le contrôle autour de profils d'aile. Leurs principaux avantages sont de ne pas comporter de pièce mobile, d'avoir un temps de réponse rapide (idéal pour le contrôle en boucle fermée), et d'être très légers.

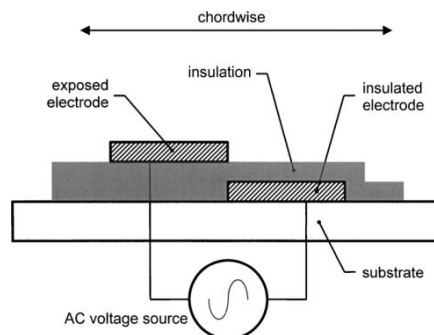


Figure 37. Schéma d'un actionneur plasma à barrière diélectrique (Crédits Enloe [69])

Post [70] (2004) montre qu'il est possible à l'aide d'un actionneur plasma de recoller un écoulement pleinement décroché sur l'extrados d'un profil d'aile NACA 663-018. Cela permet d'améliorer le ratio portance/trainée d'environ 400 % à 16° d'incidence soit 4° après l'angle de décrochage à $Re = 79000$. Corke [71] (2005) obtient une amélioration similaire du ratio portance/trainée sur un profil NACA0015 à $Re = 217000$ et 16° d'incidence. Il montre en outre que l'action continue de l'actionneur DBD en bord d'attaque permet de retarder l'angle de décrochage de 3° tandis que l'action alternative permet de le retarder de 7°.

Par la suite des améliorations successives de la géométrie des électrodes et des paramètres électriques (amplitude du signal, forme d'onde, fréquence d'oscillation, rapport cyclique etc.) permettent d'améliorer les vitesses maximales des jets de paroi produits par les actionneurs DBD (Forte [72] (2007), Jolibois [73] (2009), Thomas [74] (2009), Corke [75] (2010)). Récemment Bénard [76] (2014) parvient à produire un actionneur DBD dont la vitesse maximale atteint 11 m/s et dont la force est estimée à 350 mN/m. Bien que ces décharges plasma soient efficaces dans des conditions variées de pression et de température (Bénard et Moreau [77] 2010) leur inconvénient majeur réside dans le fait que l'efficacité à contrôler un écoulement diminue fortement à des Reynolds élevés ($Re > 10^6$) que l'on trouve en condition de vol. Cependant deux études très récentes (Moreau [78], Kelley [79]) montrent qu'il est dorénavant possible de contrôler des écoulements à des Reynolds supérieur au million.

I.4.4.2. Le forçage normal

Le forçage normal consiste à injecter un fluide dans une direction normale à celle de l'écoulement externe, afin d'exciter la couche limite. Cela permet d'augmenter le mélange entre les couches de fluide à forte vorticité et les couches de fluide à faible vorticité proches de la paroi. L'inconvénient principal de ce type de forçage est qu'en augmentant l'énergie cinétique turbulente à la paroi, on augmente la traînée visqueuse.

Différents mécanismes sont possibles grâce au forçage normal : la transition de la couche limite laminaire en couche limite turbulente, la génération de structures tourbillonnaires portantes dans l'écoulement, l'amplification ou la suppression de structures tourbillonnaires préexistantes. Ces mécanismes de contrôle peuvent influencer positivement sur les performances aérodynamiques du profil d'aile (augmentation de la portance, réduction de la traînée) mais n'ont pas le même bilan énergétique (le ratio entre l'énergie injectée dans le système et le gain aérodynamique est variable).

On distingue plusieurs types d'actionneurs fonctionnant sur le principe du forçage normal : les actionneurs fluidiques à jet pulsé, et les jets synthétiques (ou ZNMF). Les jets fluidiques étant caractérisés par un débit massique de fluide non-nul tandis que les jets synthétiques sont caractérisés par un débit de fluide nul.

Les actionneurs fluidiques produisent des jets soufflés continus ou pulsés alternatifs, grâce à des réservoirs de fluide sous pression.

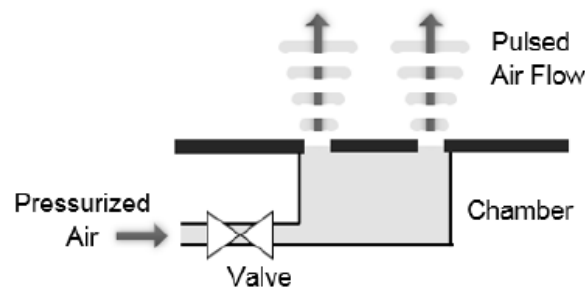


Figure 38. Schéma d'un actionneur fluidique de type « jet pulsé » (Crédit Lipowski [80])

Tuck et Soria [17] (2008) travaillant sur un profil NACA0015 à $Re = 3,08.10^4$ démontrent que l'utilisation d'un jet oscillant (actionneur ZNMF) à une fréquence $F^+ = 1,3$, permet de retarder l'angle de décrochage de 10° à 18° ce qui correspond à une augmentation maximale du coefficient de portance de 46 %. Ils observent aussi que le ratio portance/trainée est amélioré dans la gamme d'angle post-décrochage. Ils attribuent le rattachement de l'écoulement à la génération d'un train de tourbillons sur l'extrados. D'autres études démontrent le potentiel des actionneurs ZNMF à bas Reynolds (Buchmann [81] 2013) pour la génération de structures tourbillonnaires portantes. Enfin, il existe un autre type d'actionneur électromagnétique (Cierpka [82] 2008) capable de recoller un écoulement aux faibles angles d'incidence, et à augmenter la portance aux incidences plus élevées.

I.5. Conclusion de l'étude bibliographique

Le contrôle d'écoulements revêt un intérêt particulier dans le contexte de la réduction des consommations énergétiques, de l'amélioration des performances des systèmes, ou la prévention des pannes dans les systèmes industriels. Dans le cas particulier du contrôle d'écoulement par actionneurs électrohydrodynamiques, beaucoup de travaux ont été réalisés au sein des gaz (actionneurs plasma) avec des performances en constante amélioration. En revanche, à notre connaissance aucune étude n'existe sur le contrôle d'écoulement dans les liquides diélectriques au moyen d'actionneurs EHD. Dans le cadre de cette thèse, la stratégie de contrôle d'écoulement interactif en boucle ouverte est choisie et doit permettre de démontrer la faisabilité et l'efficacité du contrôle dans les liquides diélectriques.

Afin de caractériser l'état de ce système, la variable d'état utilisée est la vitesse. La vélocimétrie par imagerie de particule (PIV) semble être la technique la plus adaptée pour acquérir des champs de vitesse instantanés suffisamment précis afin de caractériser l'état du système.

Afin de réaliser un contrôle d'écoulement, on souhaite utiliser un actionneur capable de générer une force EHD importante à la surface du profil. Il existe 3 phénomènes capables de produire une telle force : l'induction, la conduction et l'injection.

Les études réalisées précédemment montrent que l'injection est la technique qui permet d'obtenir les vitesses de jet EHD les plus élevées. De plus l'induction ne peut être utilisée qu'en présence de gradient thermique ce qui ne sera pas le cas ici et la conduction ne fonctionne que dans certains liquides très particuliers pour lesquels la dissociation est importante.

Pour toutes ces raisons, il est décidé de travailler avec un actionneur à injection capable de produire une force EHD importante. Plus précisément, notre choix se porte l'actionneur IBD qui possède en outre une très grande résistance au claquage et peut être utilisé avec des signaux électriques continus ou alternatifs. Les études récentes montrent que l'alimentation d'un actionneur IBD en courant continu dans le gasoil ou l'huile de silicone génèrent des jets hydrodynamiques dont les vitesses sont les plus élevées jamais atteintes. Ces résultats nous poussent donc à privilégier l'alimentation en courant continu. Grâce à ce type d'actionneur capable de transférer une quantité de mouvement importante au fluide, il est en principe possible de modifier la position du point de séparation de la couche limite sur un profil académique en incidence. Cependant l'analyse des champs de vitesse par la méthode PIV dans l'environnement de l'actionneur alimenté par un courant continu nécessite d'étudier les paramètres majeurs pour le choix du meilleur ensemencement. Les chapitre II et III seront donc consacrés à l'étude théorique et expérimentale de la validité de la mesure PIV dans les liquides diélectriques chargés.

L'étude bibliographique des régimes d'écoulement à ultra-bas Reynolds ($Re < 10^4$) fait l'objet de peu d'études mais connaît très récemment un développement significatif, lié à la miniaturisation des objets volants (ex : micro-drones). Le régime ultra-bas Reynolds est caractérisé par une couche limite laminaire tout autour du profil. Cela implique notamment

que le décollement de la couche limite apparaît particulièrement tôt en comparaison aux régimes de Reynolds modéré ($Re > 3.10^5$). De plus, le phénomène de décrochage de la portance n'existe plus à ce régime d'écoulement, pour des niveaux de fluctuation suffisamment faibles ($T_u < 1 \%$). On observe donc une croissance continue du coefficient de portance C_y en fonction de l'incidence jusqu'à environ 40° . L'étude de l'écoulement naturel autour du profil NACA0015 révèle 3 modes d'écoulement en fonction de l'incidence. Le mode A est caractéristique d'un écoulement totalement attaché au profil, et s'observe pour des angles très faibles inférieurs à 4° pour notre expérience. Le mode B est caractéristique d'un écoulement où la couche limite est partiellement décrochée et où l'on observe l'émission périodique et alternative de structures tourbillonnaires depuis l'extrados (mi-corde) et le bord de fuite. Le mode C est caractérisé par un décollement de la couche limite en bord d'attaque et par l'émission périodique et alternative de tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite (allée de Von Karman).

Le chapitre IV de ce travail sera donc dédié à l'étude du contrôle du décollement autour d'un profil hydrodynamique académique de type NACA0015 à ultra-bas Reynolds équipé d'un actionneur IBD alimenté en courant continu.

Chapitre II. Étude théorique et expérimentale pour la mesure PIV dans les liquides diélectriques chargés

La méthode PIV ou Velocimétrie par Imagerie de Particule est une technique très utilisée en mécanique des fluides. Elle permet d'estimer la vitesse d'un écoulement en introduisant des traceurs (particules) dans l'écoulement. Cette technique est aujourd'hui très bien maîtrisée en ce qui concerne les écoulements classiques. Cependant, on peut se demander si elle est aussi fiable dans le cas des écoulements chargés.

II.1. Étude théorique de la validité de la mesure PIV dans les liquides diélectriques chargés

Pour que la méthode PIV permette de réaliser des mesures correctes, deux conditions essentielles doivent être vérifiées :

- La vitesse de migration ou vitesse relative des particules par rapport au liquide doit être pratiquement nulle (hypothèse de fidélité, n°1)

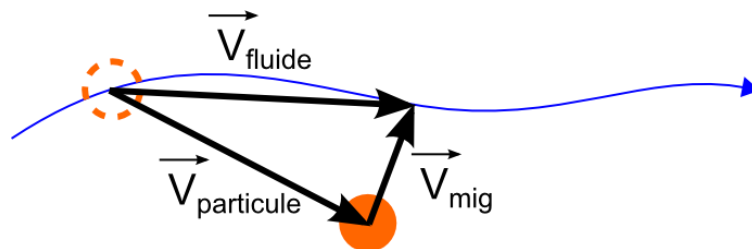


Figure 39. Vitesse de migration d'une particule dans un fluide

$$\vec{V}_{mig} = \vec{V}_p - \vec{V}_f \approx 0 \quad (7)$$

Où \vec{V}_{mig} est la vitesse de migration, \vec{V}_p est la vitesse de la particule et \vec{V}_f la vitesse du fluide

- L'ajout de particules ne doit pas modifier la structure de l'écoulement (hypothèse de non-intrusivité, n°2)

La vitesse de migration d'une particule solide dans un liquide peut se calculer en utilisant l'équation de Basset-Boussinesq-Oseen. Cette dernière décrit la force s'exerçant sur une particule dans un écoulement incompressible, instationnaire et à faible nombre de Reynolds. Elle est le fruit du travail de trois mathématiciens (Alfred Barnard Basset, Joseph Valentin Boussinesq et Carl Wilhelm Oseen) et permet de déduire les forces appliquées à une particule en évitant le calcul des forces à l'échelle microscopique. Elle permet ainsi de représenter les effets locaux microscopiques par divers termes correctifs de traînée.

Dans ce modèle, les particules d'ensemencement sont supposées sphériques. Le modèle admet de façon implicite que les particules de forme irrégulière se comportent comme des particules sphériques de rayon aérodynamique équivalent. Ce modèle suppose également que la concentration est suffisamment faible pour que les mouvements des particules soient indépendants les uns des autres.

L'équation **Basset-Boussinesq-Oseen (BBO)** s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \overbrace{\frac{4}{3}\pi \cdot R^3 \cdot \rho_p \frac{d\vec{V}_p}{dt}}^1 = & - \overbrace{6\pi \cdot \mu \cdot R \cdot \vec{V}_{mig}}^2 + \overbrace{\frac{4}{3}\pi \cdot R^3 \cdot \rho_f \cdot \frac{D\vec{V}_f}{Dt}}^3 - \overbrace{\frac{2}{3}\pi \cdot R^3 \cdot \rho_f \cdot \frac{d\vec{V}_{mig}}{dt}}^4 \\ & - \overbrace{6R^2(\pi\mu\rho_f)^{1/2} \int_{t_0}^t \frac{d\vec{V}_{mig}}{dt} \cdot \frac{dt}{(t-\xi)^{1/2}}}_{5} + \overbrace{\frac{4}{3}\pi \cdot R^3 \cdot (\rho_f - \rho_p) \cdot \vec{g}}^6 + \overbrace{\vec{F}_e}_{7} \end{aligned} \quad (8)$$

Où R=rayon de la particule ; ρ_p = masse volumique de la particule ; ρ_f = masse volumique du fluide ; V_p = vitesse de la particule ; V_f = vitesse du fluide ; V_{mig} = vitesse de la particule par rapport au fluide ; g = accélération de la pesanteur ; μ = viscosité dynamique ; ξ = constante de temps

- (1) Force nécessaire pour faire avancer la particule : force d'inertie ;
- (2) Force de traînée visqueuse ;
- (3) Force d'entraînement du fluide par la particule due à un gradient de pression ;
- (4) Résistance non visqueuse de l'écoulement à l'accélération de la particule. Terme dit « de masse ajoutée » ;
- (5) Force de Basset prenant en compte l'« histoire » des accélérations de la particule ;
- (6) Force de flottabilité due à la différence de masse volumique entre la particule et le fluide ;
- (7) Forces extérieures appliquées à la particule (force électrique, force magnétique etc.);

Les nombreuses expériences de PIV qui ont été réalisées sur des écoulements non chargés ont montré que la plupart de ces forces mécaniques, (fonction de R^2 et R^3) peuvent être négligées si le diamètre des particules est de l'ordre de la dizaine de microns [83, p. 366]. Dans ce cas l'équation (8) devient :

$$6\pi \cdot \mu \cdot R \cdot \vec{V}_{mig} = \vec{F}_e \quad (9)$$

Et donc

$$\vec{V}_{mig} = \frac{\vec{F}_e}{6\pi \cdot \mu \cdot R} \quad (10)$$

En conclusion, dans le cas des liquides chargés, la mesure PIV ne peut être considérée comme correcte que si $\vec{V}_{mig} \approx 0$ donc si $\frac{\vec{F}_e}{6\pi\mu R} \approx 0$.

Dans le cas des écoulements EHD, les forces extérieures sont principalement des forces électriques. Il existe en pratique 3 forces électriques qui peuvent s'exercer sur une particule :

- La force de Coulomb qui dépend de la charge de la particule et de la direction du champ local ;
- La force diélectrophorétique, qui est liée à la différence de permittivité entre le liquide et la particule et qui dépend des non-uniformités du champ électrique ;
- La force d'électrostriction, qui est liée à la polarisabilité de la particule.

La suite du chapitre est consacrée à l'étude de l'influence de ces forces électriques sur le comportement des particules d'ensemencement.

II.1.1. Les 3 forces électriques

II.1.1.1. La force de Coulomb

Cette force a été découverte en 1785 par Charles-Augustin Coulomb. C'est une force d'attraction ou de répulsion qui s'applique entre les porteurs de charge. Son expression générale pour deux porteurs de charge A et B de charge respective Q_A et Q_B séparés d'une distance $\vec{r} = \overline{AB}$ s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{F}_{coulomb\ de\ A \rightarrow B} = -\vec{F}_{coulomb\ de\ B \rightarrow A} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|Q_A \cdot Q_B|}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \quad (11)$$

Où Q_A et Q_B sont les charges portées par des particules, et \vec{r} et la distance séparant ces particules

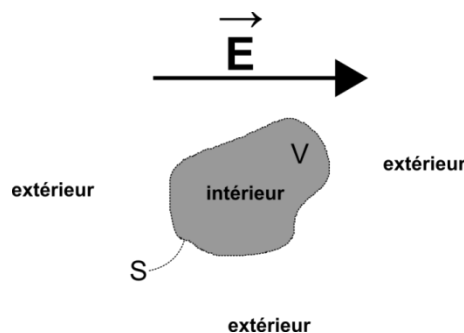


Figure 40. Schéma d'un matériau diélectrique de volume V dans un milieu extérieur

Si on élargit l'étude à la force qui s'exerce sur un élément de matériau diélectrique de volume V de surface S placé dans un champ \vec{E} alors la force de Coulomb totale qui s'exerce sur ce volume se calcule de la façon suivante :

$$\vec{F}_{coulomb} = \int_V \rho \cdot \vec{E} dV + \int_S \sigma_s \vec{E}_s ds \quad (12)$$

Où ρ est la densité volumique de charge en $C.m^{-3}$ et σ_s la densité de charge surfacique en $C.m^{-2}$ et \vec{E}_s est le champ sur la surface.

Dans le cas d'une particule homogène de petite taille, on peut supposer le champ externe constant en tout point de la particule. Donc :

$$\vec{F}_{coulomb} = \left(\int_V \rho \cdot dV + \int_S \sigma_s ds \right) \vec{E} = q\vec{E} \quad (13)$$

Où q est la charge totale de la particule en Coulomb

II.1.1.2. La force diélectrophorétique

La force diélectrophorétique (DEP) a été découverte et explicitée par Pohl en 1951 [84]. Elle apparaît en tout point où il existe un gradient de permittivité ou une discontinuité de permittivité. C'est une force qui s'applique sur les moments dipolaires du matériau. De façon générale, la force diélectrophorétique qui s'exerce sur un volume de matériau diélectrique de volume V de surface S placé dans un champ \vec{E} s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{F}_{diélectrophorétique} = \int_V -\frac{E^2}{2} \overrightarrow{grad}(\epsilon_{int}) dV + \int_S \frac{(\epsilon_{int} - \epsilon_{ext})}{2} (\vec{E}_{int} \cdot \vec{E}_{ext}) \cdot \vec{n} \cdot ds \quad (14)$$

Où \vec{n} est la normale sortante à la surface S .

Dans le cas d'une particule diélectrique sphérique homogène p placée dans un liquide diélectrique f , cette force prend la forme suivante[85] :

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi\epsilon_f R^3 \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{\epsilon_p + 2\epsilon_f} \right) \overrightarrow{grad}E^2 \quad (15)$$

Plus le gradient de champ électrique est fort plus la force DEP est élevée. D'autre part, la direction de la force DEP est fonction de la différence de permittivité entre la particule et le liquide. Ce phénomène est illustré par un exemple Figure 41. Ainsi lorsque la permittivité du liquide est plus petite que celle de la particule (Figure 41 (a)), on obtient une force DEP orientée dans le sens du gradient du module du champ électrique au carré. Inversement, lorsque la permittivité du liquide est plus grande que celle de la particule (Figure 41 (b)), on obtient une force DEP orientée dans le sens opposé au gradient du module du champ électrique au carré.

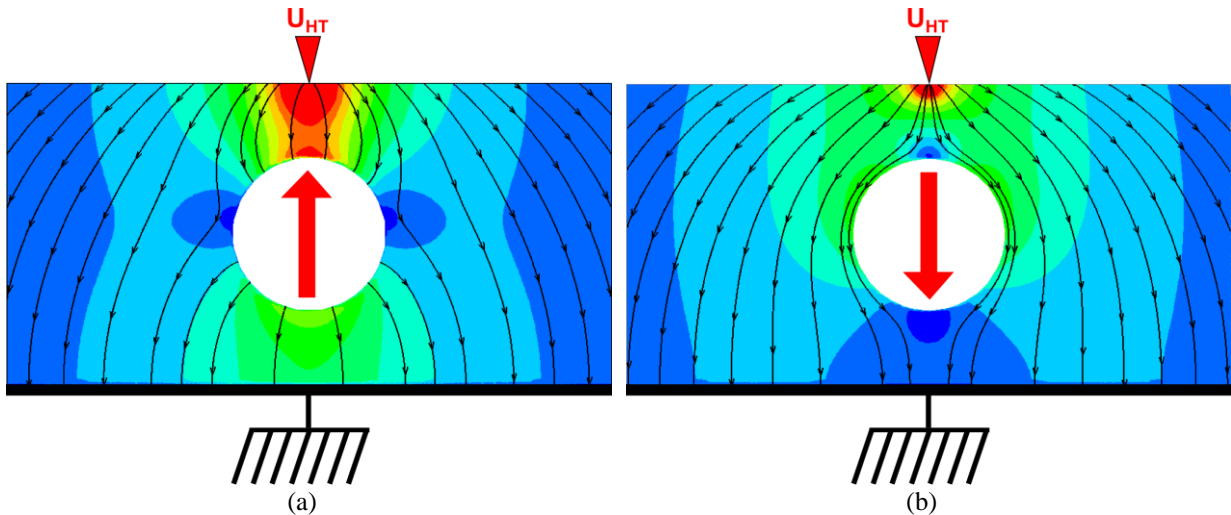


Figure 41. Particule diélectrique neutre dans un champ électrique uniforme ; sur l'image (a) la particule est 100 fois plus polarisable que le liquide ; sur l'image (b) la particule est 100 fois moins polarisable que le liquide ; La flèche rouge représente la direction de la force DEP ; les couleurs représentent l'intensité du champ électrique ; les lignes de champ électrique sont représentées en noir

II.1.1.3. La force d'électrostriction

La force d'électrostriction est créée par l'attraction des dipôles entre eux. Sous l'influence d'un champ électrique ces zones se polarisent dans la direction du champ électrique et les dipôles s'attirent provoquant leur rapprochement. Le matériau se comprime alors dans la direction du champ et s'allonge dans la direction perpendiculaire au champ électrique pour satisfaire la condition d'incompressibilité du liquide.

$$\vec{F}_{\text{électrostriction}} = \int_V \overrightarrow{\text{grad}} \left[\rho \cdot \frac{E^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] dV \quad (16)$$

La figure ci-dessous montre comment une particule soumise à une force d'électrostriction se comprime dans la direction du champ et se dilate perpendiculairement au champ pour satisfaire la condition d'incompressibilité.

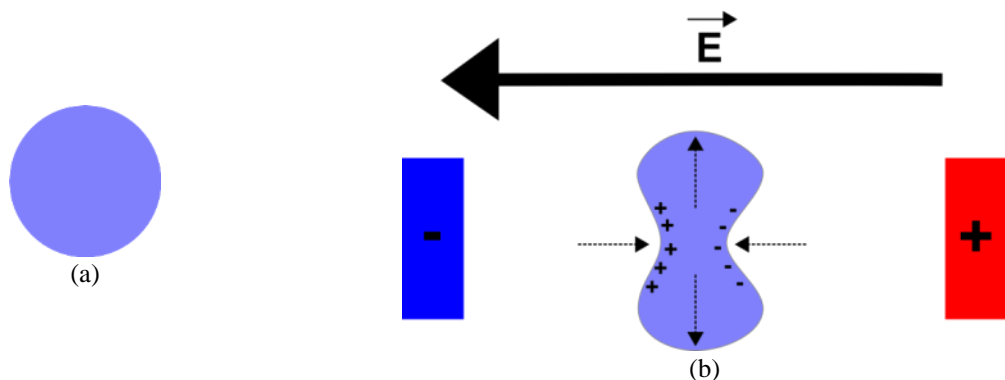


Figure 42. Schématisation de l'action de la force d'électrostriction sur un élément de fluide diélectrique de forme sphérique sans contrainte électrostatique (a) puis soumise à la force d'électrostriction (b)

L'électrostriction ne joue aucun rôle dans la mise en mouvement de la particule. Nous ne prenons donc pas en compte cette composante de la force EHD.

II.1.1.4. Conclusion

Sur les 3 forces électriques seules deux sont susceptibles de déplacer une particule diélectrique placée dans un liquide : la force de Coulomb et la force diélectrophorétique. Le terme \vec{F}_e de l'équation BBO peut donc s'exprimer comme la somme de ces deux termes. Il s'applique à un élément de volume V et de surface S.

$$\vec{F}_e = \overbrace{\int_V \rho \cdot \vec{E} dv + \int_S \sigma_s \cdot \vec{E} ds}^{\text{Coulomb}} - \overbrace{\int_V -\frac{E^2}{2} \text{grad}(\varepsilon_{int}) dv + \int_S \frac{(\varepsilon_{int} - \varepsilon_{ext})}{2} (\vec{E}_{int} \cdot \vec{E}_{ext}) \cdot \vec{n} \cdot ds}^{\text{diélectrophorétique}} \quad (17)$$

Dans le cas où le volume est une particule sphérique p de permittivité ε_p , de rayon R placée dans un liquide diélectrique l de permittivité ε_l où règne un champ électrique \vec{E} , on obtient l'expression suivante :

$$\vec{F}_e = \overbrace{\vec{q}\vec{E}}^{\text{Coulomb}} - \overbrace{2\pi\varepsilon_l R^3 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_l}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_l} \right) \text{grad}E^2}^{\text{diélectrophorétique}} \quad (18)$$

L'amplitude de cette force dépend des différentes permittivités, du champ électrique externe et de la charge des particules. Cette dernière ne peut être mesurée directement mais il existe plusieurs théories qui permettent de l'estimer.

II.1.2. Étude de la charge théorique d'une particule dans un champ ionisé

Pauthenier a développé une théorie sur la charge des particules en milieu ionisé en 1932 [86]. Elle ne permet pas de connaître la charge exacte d'une particule à un instant donnée mais permet en revanche d'estimer sa valeur. Bien que la vérification expérimentale de l'étude ait été réalisée avec des particules placées dans un gaz ionisé, elle peut aisément être étendue au cas de particules placées dans un liquide chargé. Pour établir sa théorie, Pauthenier considère le comportement d'un ion de charge e placé au voisinage d'une particule sphérique de rayon R plongée dans un milieu où règne un champ électrique $\vec{E} = E \cdot \vec{z}$. L'ion de charge e est placé au point M tel que : $OM = r = R(1 + \nu)$.

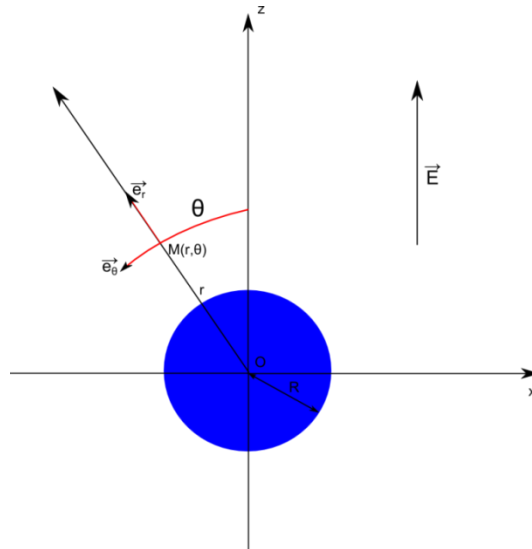


Figure 43 Particule sphérique soumise à un champ électrique

Pauthenier part du postulat suivant : une particule chargée ne peut augmenter sa charge, que si elle est en mesure de capter des ions de même signe qu'elle (les ions sont les seules espèces chargées présentes dans les liquides). Comme une particule chargée est d'autant plus répulsive que sa charge augmente, il en conclut qu'il existe une charge maximale qu'une particule ne peut dépasser. Pauthenier identifie alors deux processus distincts qui peuvent permettre à une particule d'accroître sa charge : la diffusion ionique et la migration.

II.1.2.1. La charge par diffusion ionique :

La diffusion ionique est le déplacement des ions sous l'effet de l'agitation thermique. Comme la particule baigne dans une densité volumique de charge, elle est entourée d'ions et de molécules qui s'entrechoquent et se déplacent sous l'effet de l'agitation thermique. Suite à ces multiples chocs, il peut arriver qu'un ion suffisamment proche de la particule acquière une énergie cinétique suffisante pour vaincre la force de répulsion électrostatique. Il parvient alors à atteindre la surface de la particule et à lui transmettre sa charge. Selon ce principe, la charge d'une particule croît avec le temps et il n'existe, a priori, pas de limite maximale à la valeur de la charge. Cependant, comme la charge et donc la force de répulsion augmentent avec le temps, on peut supposer que statistiquement de moins en moins d'ions parviennent à atteindre la surface. La charge suit donc un comportement asymptotique. Ce phénomène est prépondérant lorsque les particules sont de taille submicronique.

L'expression du nombre n de charges électriques fixées par une particule par diffusion ionique est donnée par la relation de White [87], [88] :

$$n = \frac{Rk_B T}{e^2} \ln \left(1 + \frac{\pi R v_m n_0 e^2}{k_B T} t \right) \quad (19)$$

Donc

$$q = \frac{Rk_B T}{e} \ln \left(1 + \frac{\pi R v_m \rho e^2}{k_B T} t \right) \quad (20)$$

Où k_B =constante de Boltzmann ; e =charge élémentaire ; T =température du milieu ; R =rayon de la particule ; v_m =vitesse moyenne d'agitation des ions ; ρ =densité volumique de charge

II.1.2.2. La charge par champ électrique :

Il existe au voisinage de toute particule chargée un champ électrique local. Les ions au voisinage de cette particule subissent une force de coulomb et se déplacent. De nouveau, la charge d'une particule ne peut augmenter que si des ions parviennent à frapper sa surface. Il doit donc exister, pour cette particule, des ions dont la composante radiale de la vitesse (dans un repère centré sur la particule $(0, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ cf. Figure 43) est négative. Inversement si la composante radiale de la vitesse des ions à l'extérieur de la sphère est partout positive, alors les ions sont repoussés par la particule, sa charge n'augmente plus, elle a atteint sa charge maximale.

La vitesse radiale des ions dépend de leur mobilité, de leur charge et du champ électrique local :

$$\vec{V}_{radiale\ ion} = e\kappa \vec{E} \cdot \vec{e}_r \vec{e}_r = e\kappa E_r \vec{e}_r \quad (21)$$

La charge des ions ne et leur mobilité κ sont des constantes intrinsèques au liquide étudié.

En utilisant le théorème de superposition, la composante radiale du champ local peut s'écrire comme la somme de 4 composantes :

(1) **Le champ externe** $\vec{E} = E \cdot \vec{z}$ supposé uniforme autour de la particule.

$$\vec{E}_1 = E \cos \theta \vec{e}_r - E \sin \theta \vec{e}_\theta \quad (22)$$

(2) Le champ créé par la polarisation de la particule pour $r > R$:

Si la particule est en **matériau diélectrique** :

$$\vec{E}_2 = E \cos \theta \left[2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \frac{R^3}{r^3} \right] \vec{e}_r + E \sin \theta \left[\left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \frac{R^3}{r^3} \right] \vec{e}_\theta \quad (23)$$

Si la particule est en **matériau conducteur** :

$$\vec{E}_2 = 2E \cos \theta \left[\frac{R^3}{r^3} \right] \vec{e}_r + E \sin \theta \left[\frac{R^3}{r^3} \right] \vec{e}_\theta \quad (24)$$

(3) Le champ créé par les charges q préalablement collectées par la particule:

$$\text{pour } r > R \quad \vec{E}_3 = -\frac{q}{4\pi\epsilon_f} \frac{1}{r^2} \vec{e}_r \quad (25)$$

(4) L'image électrique de l'ion par rapport à la particule, située en son point conjugué créé un champ qui attire l'ion vers la particule (on parle alors de « force image »):

$$\vec{E}_4 \approx \frac{e}{4R^2 \left(\frac{r}{R} - 1\right)^2} \frac{2\left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1}{\left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \left(\frac{1 + \frac{r}{R}}{2}\right)^2} \vec{e}_r \quad (26)$$

Lorsque l'ion est très éloigné de la particule $\frac{r}{R} \gg 1$ ou $r \gg R$,

$$\vec{E}_4 \approx \frac{2eR^2}{r^4} \vec{e}_r \quad (27)$$

Le champ image peut être négligé. Si on considère au contraire que l'ion est proche de la particule, alors $\frac{r}{R} \approx 1$; le terme de champ image peut alors être approché en utilisant l'expression suivante :

$$\vec{E}_4 \approx \frac{e}{4R^2 \left(\frac{r}{R} - 1\right)^2} \vec{e}_r = \frac{e}{4(r - R)^2} \vec{e}_r \quad (28)$$

Pauthenier montre alors que ce terme peut également être négligé. La force image et donc le champ image n'ont qu'une très faible influence sur le champ local ; il peut donc être négligé par rapport aux autres termes \vec{E}_1 , \vec{E}_2 , \vec{E}_3 . En additionnant les trois termes principaux, on obtient pour les particules faites d'un matériau diélectrique :

$$\vec{E}_r = \left(E \cos \theta + E \cos \theta \left[2 \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{\epsilon_p + 2\epsilon_f} \right) \frac{R^3}{r^3} \right] - \frac{q}{4\pi\epsilon_f} \frac{1}{r^2} \right) \vec{e}_r \quad (29)$$

Où ϵ_p et ϵ_f sont respectivement les permittivités électriques relatives de la particule et du liquide diélectrique

Pour mieux comprendre comment se comporte le champ radial on peut utiliser une représentation graphique. Sur la Figure 44 et les figures suivantes, le signe du champ électrique radial est indiqué en utilisant deux couleurs différentes : positif en rouge et négatif en bleu. Les lignes de champ électrique sont représentées par des lignes noires. Si l'on suppose que la particule est plongée dans une charge d'espace négative, les ions situés dans la zone bleue sont attirés par la sphère et se dirigent vers la surface de la particule en suivant les lignes de champ. À contrario, ceux situés dans la zone rouge sont repoussés.

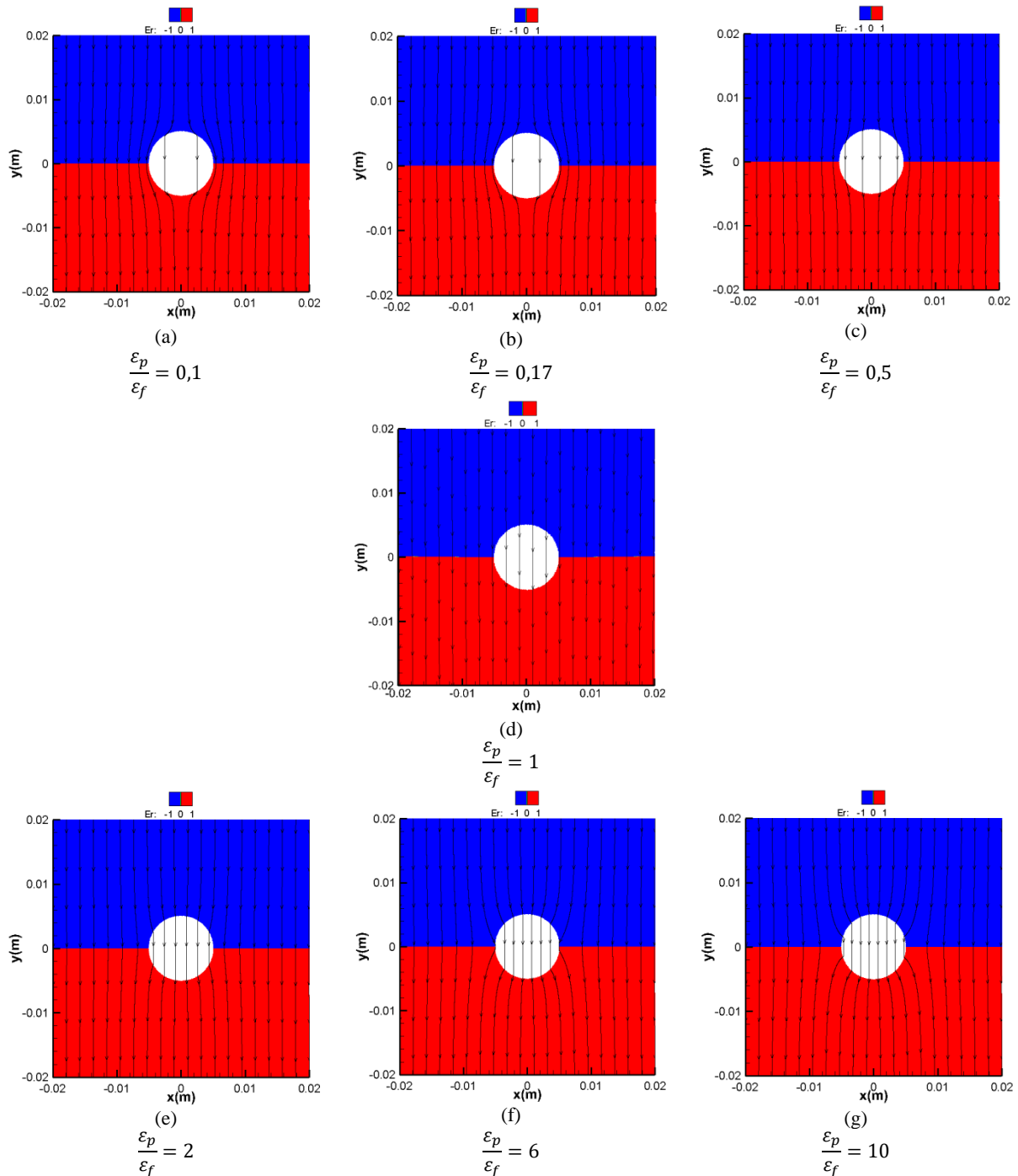


Figure 44. Répartition des lignes de champ électrique \vec{E} autour d'une particule diélectrique non chargée au sein d'un liquide diélectrique

Prenons le cas d'une particule diélectrique non chargée (cf. Figure 44). Tout d'abord on peut noter que quelle que soit la permittivité de la particule, le champ est attractif sur la demi-sphère supérieure et répulsif sur la demi-sphère inférieure. Cependant le comportement des lignes de champ dépend du ratio $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f}$. Lorsque $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f} \approx 1$, les lignes de champ ne sont pas déformées par la particule (cf. Figure 44 (d)). On peut observer que plus le ratio $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f}$ augmente, plus le nombre de lignes de champ convergeant vers la particule augmente ce qui favorise la migration des ions négatifs vers celle-ci (cf. Figure 44 (e) (f) (g)). À contrario plus le ratio

$\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f}$ diminue, plus les lignes de champ ont tendance à s'écarter pour contourner la particule (cf. Figure 44 (a) (b) (c)). Comme les ions suivent les lignes de champ, peu d'ions parviennent à atteindre la surface de la particule.

Pour les particules faites d'un **matériau conducteur** :

$$\vec{E}_r = \left(E \cos \theta + 2 E \cos \theta \left(\frac{R^3}{r^3} \right) - \frac{q}{4\pi\epsilon_{ext} r^2} \right) \vec{e}_r \quad (30)$$

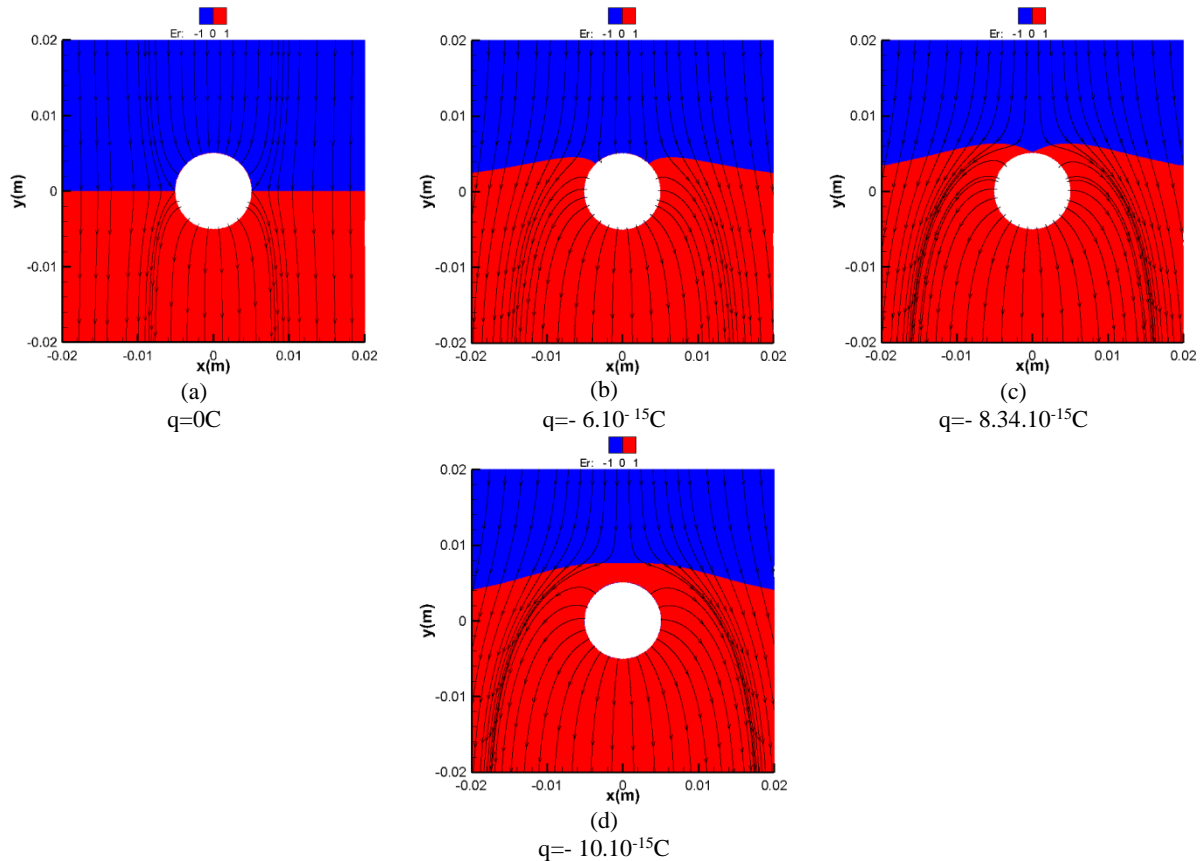


Figure 45. Processus de charge d'une particule conductrice soumise à un champ électrique \vec{E}

On peut constater que dans le cas d'une particule conductrice non chargée (Figure 45), la zone bleue (c'est-à-dire la zone attractive) enveloppe la moitié de la particule et un grand nombre de lignes de champ traversent la surface. Les ions négatifs sont guidés le long des lignes de champ jusqu'à ce qu'ils atteignent la surface de la particule et la charge augmente rapidement. Cependant, plus la charge de la particule augmente et plus celle-ci devient répulsive. La surface occupée par la zone rouge (répulsive) augmente (Figure 45 (b) (c) (d)). De moins en moins d'ions parviennent à atteindre la surface. Ce phénomène se poursuit jusqu'à ce que la zone rouge recouvre entièrement la particule qui devient totalement répulsive. Plus aucune charge ne peut atteindre la particule. La particule a atteint sa charge maximale appelée q_{max} (Figure 45 (c)).

Il existe donc, selon cette théorie, une charge appelée « charge maximale » q_{max} , pour laquelle le champ radial devient répulsif en tout point de la surface.

$$q = q_{max} \text{ si } \vec{E}_r \cdot \vec{e}_r \geq 0 \text{ Pour } r = R \text{ et pour tout } \theta$$

Ainsi pour les **particules conductrices** on en déduit que :

$$q = q_{max} \text{ si } E_r = 3E \cos \theta - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} \geq 0 ; \forall \theta \quad (31)$$

De même pour les **particules diélectriques** on déduit que:

$$q = q_{max} \text{ si } E_r = E \cos \theta \left(1 + 2 \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{\epsilon_p + 2 \epsilon_f} \right) \right) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} \geq 0 ; \forall \theta \quad (32)$$

Finalement nous obtenons les expressions suivantes de la charge maximale acquise par une particule dans un champ électrique unipolaire :

Pour les **particules diélectriques** :

$$q_{max} = 4\pi R^2 \epsilon_f E \left[2 \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{\epsilon_p + 2 \epsilon_f} \right) + 1 \right] \quad (33)$$

Pour les **particules conductrices** :

$$q_{max} = 12\pi R^2 \epsilon_f E \quad (34)$$

De ces expressions, il advient que :

- Si la particule est conductrice

$$q_{max} \rightarrow 12\pi R^2 \epsilon_f E$$

- Si la particule est diélectrique

- Pour $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f} \rightarrow \infty$ alors $q_{max} \rightarrow 12\pi R^2 \epsilon_f E$

- pour $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f} \approx 1$ alors $q_{max} \approx 4\pi R^2 \epsilon_f E$

- pour $\frac{\epsilon_p}{\epsilon_f} \rightarrow 0$ alors $q_{max} \rightarrow 0$

On peut tout d'abord remarquer que la charge maximale des particules conductrices est généralement supérieure à celle des particules diélectriques. Seules les particules ayant une

permittivité infiniment grande devant celle du liquide peuvent atteindre une charge maximale équivalente à celle des particules conductrices. Dans tous les autres cas, la charge maximale des particules diélectriques est, à taille égale, inférieure à celle des particules conductrices.

Pour qu'une particule ait une charge maximale nulle, c'est-à-dire pour qu'une particule ne charge pas, il faut que la permittivité de la particule diélectrique soit infiniment faible devant celle du liquide. Par conséquent, si l'on souhaite minimiser la charge maximale théorique d'une particule, il faut choisir des particules dont la permittivité relative est très inférieure à celle du liquide. Cependant, dans la plupart des applications EHD le liquide utilisé est isolant (ϵ_f proche de 2) et peu polarisable. De plus, rares sont les matériaux dont la permittivité relative est inférieure à 2. Il est donc impossible de trouver un matériau de permittivité relative infiniment faible devant celle du liquide.

Par exemple, le travail présenté dans ce document a été réalisé avec de l'huile de silicone dont la permittivité électrique relative est de l'ordre de 2,6. En pratique, on peut donc supposer que la permittivité des particules est légèrement inférieure ou égale à celle du liquide et donc :

$$q_{max} \approx 4\pi R^2 \epsilon_f E \quad (35)$$

Cette étude nous permet de considérer une borne maximale de charge et donc une force électrique maximale :

$$\vec{F}_{e_{max}} = \overbrace{4\pi R^2 \epsilon_f E \cdot \vec{E}}^{\text{Coulomb}} - \overbrace{2\pi \epsilon_f R^3 \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{\epsilon_p + 2\epsilon_f} \right) \text{grad} E^2}^{\text{diélectrophorétique}} \quad (36)$$

II.1.3. Temps de charge

D'après les travaux de Pauthenier [86], il est aussi possible de calculer le temps de demi-charge d'une particule plongée dans un champ ionisée (les expressions sont issues d'un développement numérique explicité en annexe B.). Pour une particule conductrice ou diélectrique l'expression du temps de demi-charge est donnée par la formule suivante :

$$t_{1/2} = \frac{4 \epsilon_f}{\rho \kappa} = \tau \quad (37)$$

Où ρ est la densité de charge [C/m^3] et κ est la mobilité ionique [$m^2/(V.s)$]

On peut remarquer que le temps de demi-charge est indépendant de la permittivité électrique de la particule, mais dépend uniquement des propriétés du liquide. Il donne une information essentielle pour savoir si une particule dans un champ ionisé réside suffisamment de temps pour se charger.

Grâce au temps de demi-charge, on peut aussi obtenir le temps d'acquisition d'une charge q par une particule conductrice ou diélectrique :

$$t(q) = \frac{4\varepsilon_f / \rho \kappa}{q_{max} - q} \cdot q \quad (38)$$

II.1.4. Force de Coulomb liée à la double couche électrique

La double couche électrique (DCE) est une zone située à l'interface entre un liquide et une surface solide. Elle est le siège de phénomènes physicochimiques qui conduisent à polariser l'interface solide-liquide. Cette double couche est constituée de 2 zones chargées de signe opposé, l'une étant située dans le liquide et l'autre étant dans le solide.

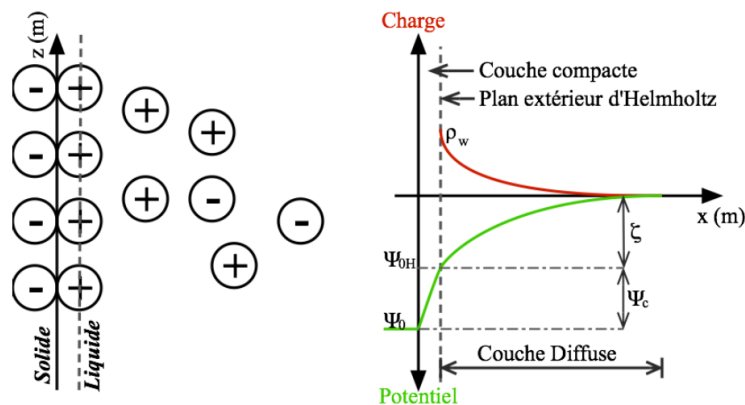


Figure 46. Modèle de Stern de la double couche électrique (Crédits Leblanc [89, p. 4])

L'apparition de la double couche pourrait être à l'origine d'un phénomène de charge d'une particule immergée dans un liquide diélectrique qui soumettrait la particule à une force de Coulomb selon le principe décrit précédemment. (cf. II.1.1.1).

Plusieurs mécanismes conduisent à la production de charges électriques et ils sont en partie décrits par les modèles suivants : adsorption préférentielle, corrosion et une combinaison des deux. Cependant ils supposent tous que la formation de la double couche est liée à la présence d'impuretés dans le liquide diélectrique.

Afin de savoir si les particules peuvent acquérir une charge suffisante pour être soumises à une force de Coulomb significative, il faut considérer la densité volumique de charge au plan extérieur d'Helmholtz ρ_{wd} (cf. Leblanc [89, p. 9]). La mesure des densités volumiques de charge par écoulement dans l'huile de silicone en présence de différents matériaux (papier kraft, résine Epoxy, Nomex® etc.) est de l'ordre de 10^{-4} C/m^3 selon l'étude de Nakajima [90]. Or cette valeur est très inférieure à la densité de charge de l'ordre de 10^{-2} C/m^3 estimée grâce à des mesures de courant dans un jet EHD créé par un actionneur IBD alimenté par une différence de potentiel continue de - 30 kV.

Bien que la double couche électrique soit à l'origine d'une charge diffuse autour des particules en suspension, la densité de charge qui en résulte semble mineure par rapport à la densité de charge créée par injection. La double couche semble donc négligeable et ne sera donc pas prise en compte dans ces travaux.

II.1.5. Conclusion

Dans cette partie nous avons étudié la validé de la méthode PIV pour la mesure de vitesse dans les liquides chargés.

À l'aide de l'équation BBO, il a été montré que la vitesse de migration de particules micrométriques est principalement due à deux forces électriques : la force de Coulomb et la force diélectrophorétique :

$$\vec{V}_{mig} \approx \frac{\vec{F}_e}{6\pi \cdot \mu \cdot R}$$

En nous appuyant sur la théorie de Pauthenier nous avons estimé la charge maximale d'une particule :

$$q_{max} = 4\pi R^2 \varepsilon_f E \left[2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) + 1 \right]$$

Puis nous en avons déduit l'expression de la force électrique maximale qui s'exerce sur une particule sphérique :

$$\vec{F}_{e_{max}} = \overbrace{4\pi R^2 \varepsilon_f E \left[2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) + 1 \right] \cdot \vec{E}}^{\text{Coulomb}} - \overbrace{2\pi \varepsilon_f R^3 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \overrightarrow{grad} E^2}^{\text{diélectrophorétique}} \quad (39)$$

Ainsi que la vitesse de migration maximale associée :

$$\vec{V}_{mig_{max}} \approx \frac{4\pi R^2 \varepsilon_f E \left[2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) + 1 \right] \cdot \vec{E} - 2\pi \varepsilon_f R^3 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \overrightarrow{grad} E^2}{6\pi \cdot \mu \cdot R} \quad (40)$$

On peut s'apercevoir que la force diélectrophorétique est une fonction de R^3 et que la force de Coulomb est une fonction de R^2 . Choisir des particules de taille micrométrique permet non seulement de minimiser les forces mécaniques mais également les forces électriques.

On remarque également qu'utiliser des particules de très faible permittivité permet de minimiser la charge maximale et donc de limiter la force de Coulomb. En revanche, seule une particule de permittivité égale à celle du liquide permet d'annuler la force diélectrophorétique. Il est donc impossible de choisir un matériau qui annule ces deux forces. Cependant, la permittivité relative des liquides diélectriques est proche de 2 et peu de matériaux ont une permittivité inférieure à 2. On aura donc tout intérêt à choisir des particules dont la permittivité est proche de celle du liquide. Dans ce cas la vitesse de migration maximale des particules peut être estimée à partir de l'équation (10) et vaut:

$$\vec{V}_{mig_{max}} \approx \frac{\vec{F}_e}{6\pi \cdot \mu \cdot R} \approx \frac{2 \cdot R \cdot \varepsilon_f \cdot E \cdot \vec{E}}{3 \cdot \mu} \quad (41)$$

II.2. Application de la PIV à la mesure de vitesse d'un écoulement électroconvectif : étude préliminaire

L'objectif de cette étude préliminaire est d'identifier des types d'ensemencement adaptés à la mesure de vitesse par PIV dans les liquides diélectriques chargés. Plusieurs types de particules sont testés dans un écoulement de liquide chargé produit à l'aide d'un actionneur électrohydrodynamique. L'étude est réalisée d'abord de façon qualitative. Les résultats obtenus avec les différents types de particules sont ensuite analysés, comparés puis interprétés à l'aide de la théorie sur la charge des particules de Pauthenier.

Pour cette étude, le liquide choisi est une huile de silicone 47V5 (Bluesil™). Cette huile de silicone a été choisie pour sa très faible viscosité (5 cSt), sa grande stabilité thermique et sa conductivité extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-14} S/m).

II.2.1. Choix des particules

Pour préparer ce test préliminaire, nous avons présélectionné 6 types de particules : HGS (« Hollow Glass Sphere » également appelées micro billes de verre creuses), PMMA (Plexiglas), SiO₂, Rilsan (polyamide), Vestosint (polyamide), PTFE (Téflon).

Conformément aux conclusions de la partie II.1.5, toutes les particules sélectionnées ont un diamètre de l'ordre de 20 μm pour minimiser l'influence des forces mécaniques [91, p. 319]. Ils ont également tous une densité voisine de celle de l'huile de silicone pour limiter au maximum la sédimentation ou la flottaison des particules. Les particules de HGS (en verre) sont en pratique des bulles d'air dont la densité est de 5 à 6 fois plus faible que celle du verre.

Le Tableau 2 présente les propriétés des particules sélectionnées. Les valeurs ont été trouvées dans la littérature ou sont fournies par les fabricants. Elles n'ont pas fait l'objet de mesure précise dans ce travail de thèse.

	liquide	Particules d'ensemencement					
Propriétés	Huile de silicone 47V5	PMMA	PTFE (TF1750)	HGS	SiO ₂	Polyamides	
						Rilsan	Vestosint 2158
Permittivité relative	2,59	3,1	2,1	5	3,8	3	3,8
Densité	0,910	1,18	2,16	0,4	2,2	1,03	1,016
Diamètre moyen (μm)		20-50	25	10	0,5	5	20
Temps ¹ demi-charge τ (s)		≈ 1					

Tableau 2. Propriétés des traceurs étudiés et du liquide diélectrique (données fabricants et estimation théorique)

¹ Pour l'estimation du temps de demi-charge, la mobilité ionique de l'huile de silicone 47V5 a été estimée à 10^{-8} m²/V/s (cf. Schmidt [92] et Tsuchida [93]) et la densité de charge estimée à 10^{-2} C/m³ dans le jet EHD ($U_{HT} = -30$ kV)

Les particules ont été choisies de façon à tester l'importance de la permittivité et du diamètre sur l'accumulation de charge. Les particules de HGS ont une permittivité relative de 5, bien supérieure à celle du liquide (2,59) mais un diamètre de seulement 10 microns. Ces particules ne sont apparemment pas de bonnes candidates mais nous avons tout de même décidé de tester ces particules car ce sont celles qui sont le plus utilisées pour la PIV dans les liquides.

Les particules de SiO₂ et de Vestosint ont une permittivité importante de 3,8 qui reste toujours supérieure à celle du liquide. Elles ont plus particulièrement été choisies pour tester l'influence du diamètre. Les particules de SiO₂ ont été retenues car elles ont déjà été utilisées avec succès pour des mesures de PIV sur un écoulement électroconvectif de Gasoil (cf. Daaboul [39, p. 66]). D'après la théorie de Pauthenier, leur diamètre de 0,5 µm les rend particulièrement intéressantes même si leur permittivité relative de 3,8 est une fois encore supérieure à celle de l'huile de silicone.

La même démarche a été utilisée pour le couple Rilsan / PMMA sauf que cette fois la permittivité relative est bien plus proche de celle du liquide. Avec un diamètre de 50 micron les particules de PMMA ne semblent pas les mieux adaptées. Cependant, nous avons tout de même décidé de les tester car comme le HGS elles sont très utilisées dans la plupart des études PIV dans les liquides pour leurs bonnes qualités optiques.

Avec une densité de 1,03, un diamètre de 5 µm et une permittivité relative de 3, les particules de Rilsan semblent regrouper toutes les propriétés mécaniques et électriques souhaitées.

Enfin, les particules de PTFE sont celles qui ont la permittivité relative la plus faible. Selon la théorie de Pauthenier, cette très faible permittivité doit permettre de limiter au maximum l'accumulation de charge même si avec un diamètre moyen de 25 µm et une densité de 2,2 elles sont relativement massives.

Pour illustrer le comportement attendu de ces différents matériaux, nous avons calculé la vitesse de migration théorique maximale de particules de 20 µm à l'aide de la formule (40) issue de la théorie de Pauthenier.

Compte tenu de la faible différence de permittivité et du faible diamètre des particules, la force diélectrophorétique a été négligée pour ce calcul et on obtient la formule suivante :

$$\vec{V}_{mig_{max}} \approx \frac{4\pi R^2 \varepsilon_f E \left[2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) + 1 \right] \cdot \vec{E}}{6\pi \cdot \mu \cdot R} \quad (42)$$

La Figure 47 présente le résultat de ce calcul. De façon globale la vitesse de migration croît selon une loi de puissance du champ électrique. Elle est de l'ordre du 1 mm/s pour un champ externe de 10⁵ V/m et peut atteindre 2,5 cm/s pour un champ de 5.10⁵ V/m. On remarque que pour les particules de PTFE dont la vitesse de migration théorique maximale est la plus faible, la vitesse de migration maximale est de 1,5 cm/s pour des champs électriques inférieures à 5.10⁵ V/m. À l'opposé, les particules de HGS sont celles qui chargent le plus et qui acquièrent les vitesses de migration maximales les plus élevées (environ 170 % de la vitesse de migration

des particules de PTFE). Les particules de Vestosint et de SiO₂ ont une permittivité relative intermédiaire de 3,8 et leur vitesse de migration maximale théorique est égale à 147 % de la vitesse de migration des particules de PTFE. Enfin les particules de Rilsan et de PMMA ont des vitesses de migration égales à 130 % des vitesses de migration des particules de PTFE.

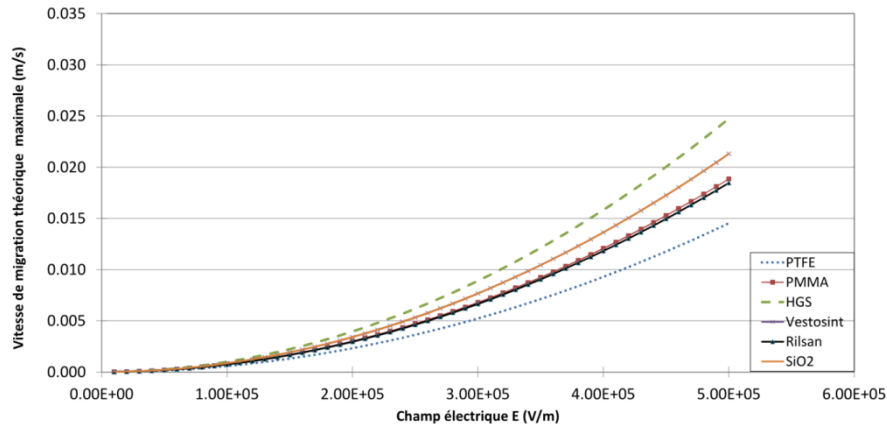


Figure 47. Variation de la vitesse de migration théorique de 6 particules d'ensemencement à rayon fixe (20 μm)

$$V_{mig}(HGS) > V_{mig}(Vestosint; SiO_2) > V_{mig}(PMMA) > V_{mig}(Rilsan) > V_{mig}(PTFE) \quad (43)$$

En passant d'une permittivité relative de 2 à 5 on double potentiellement la vitesse de migration théorique maximale des particules. Comme la vitesse de migration maximale croît également linéairement avec le diamètre des particules on peut calculer la vitesse de migration maximale des particules présélectionnées dont les propriétés sont présentées sur le Tableau 2. Pour rappel les valeurs fournies dans ce tableau sont des données fournisseurs (valeurs moyennes) qui doivent être considérées avec précaution.

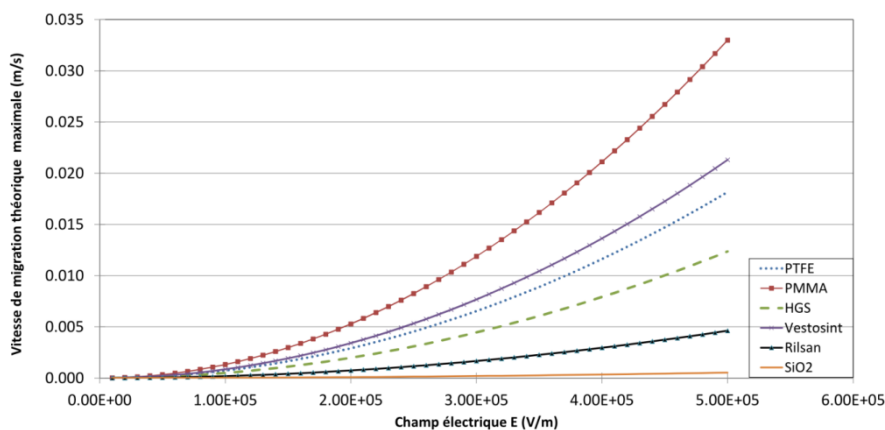


Figure 48. Variation de la vitesse de migration théorique de 6 particules d'ensemencement pour des rayons réels (données constructeurs)

La Figure 48 souligne l'importance du couple permittivité / rayon sur la vitesse des particules choisies. En tenant compte de ces deux paramètres on obtient des écarts plus importants entre

les vitesses de migration théoriques et un classement totalement différent. Le PMMA a la vitesse de migration maximale théorique la plus importante. Elle atteint 3,4 cm/s à $5 \cdot 10^5$ V/m. À l'inverse pour un même champ électrique, le diamètre des particules de SiO₂ est si faible que leur vitesse de migration maximale théorique n'est plus que de 0,6 mm/s. On obtient alors le classement des vitesses de migration suivant :

$$\begin{aligned} V_{mig}(PMMA) > V_{mig}(Vestosint) > V_{mig}(PTFE) > V_{mig}(HGS) \\ > V_{mig}(Rilsan) > V_{mig}(SiO_2) \end{aligned} \quad (44)$$

En conclusion, l'étude théorique nous permet de réaliser une première estimation de la vitesse de migration. Selon cette étude, les particules de SiO₂ seraient celles qui se chargeraient le moins. Avec une vitesse de migration théorique maximale de 0,6 mm/s, elles pourraient convenir pour nos mesures PIV. Cependant les hypothèses utilisées pour établir le modèle (particules sphériques homogènes, isolées...) et le manque de précision sur les valeurs de permittivité et de rayon des particules ne nous permettent pas d'avoir de certitude.

De plus, les critères électriques évoqués ci-dessus ne sont pas exhaustifs et les particules doivent vérifier plusieurs autres critères importants. Par exemple, avoir de bonnes qualités optiques (qui permettent d'avoir un bon ratio signal/bruit dans l'étape de corrélation PIV).

La mouillabilité est un autre paramètre important [94, p. 3] dont il faut tenir compte. Dans le cas des mesures PIV, il est essentiel que les particules se dispersent finement dans l'huile de silicone pour former un mélange homogène. Or la mouillabilité caractérise l'aptitude des particules à se mélanger avec le liquide. En pratique, des particules de faible mouillabilité se mélangent mal, ont tendance à coalescer et à former des amas. La mouillabilité se mesure, en principe, en observant l'angle de contact que fait une goutte de liquide déposée sur une surface de même matériau que la particule. En pratique, il est inutile d'étudier l'angle de contact, car la mouillabilité peut être étudiée qualitativement grâce à des observations directes. Pour compléter cette étude théorique, nous réalisons donc une analyse expérimentale.

II.2.1.1. Étude statique

Dans cette première étude, nous avons mélangé les particules dans de l'huile de silicone en l'absence d'écoulement. Les particules sont pesées à l'aide d'une balance de précision de façon à atteindre des concentrations massiques comprises entre 100 mg/L et 900 mg/L. L'huile de silicone et les particules sont versées dans un bécher puis mélangées manuellement pendant plusieurs minutes. Le mélange est ensuite versé dans la cellule d'essai et éclairé par un plan laser pour observation.

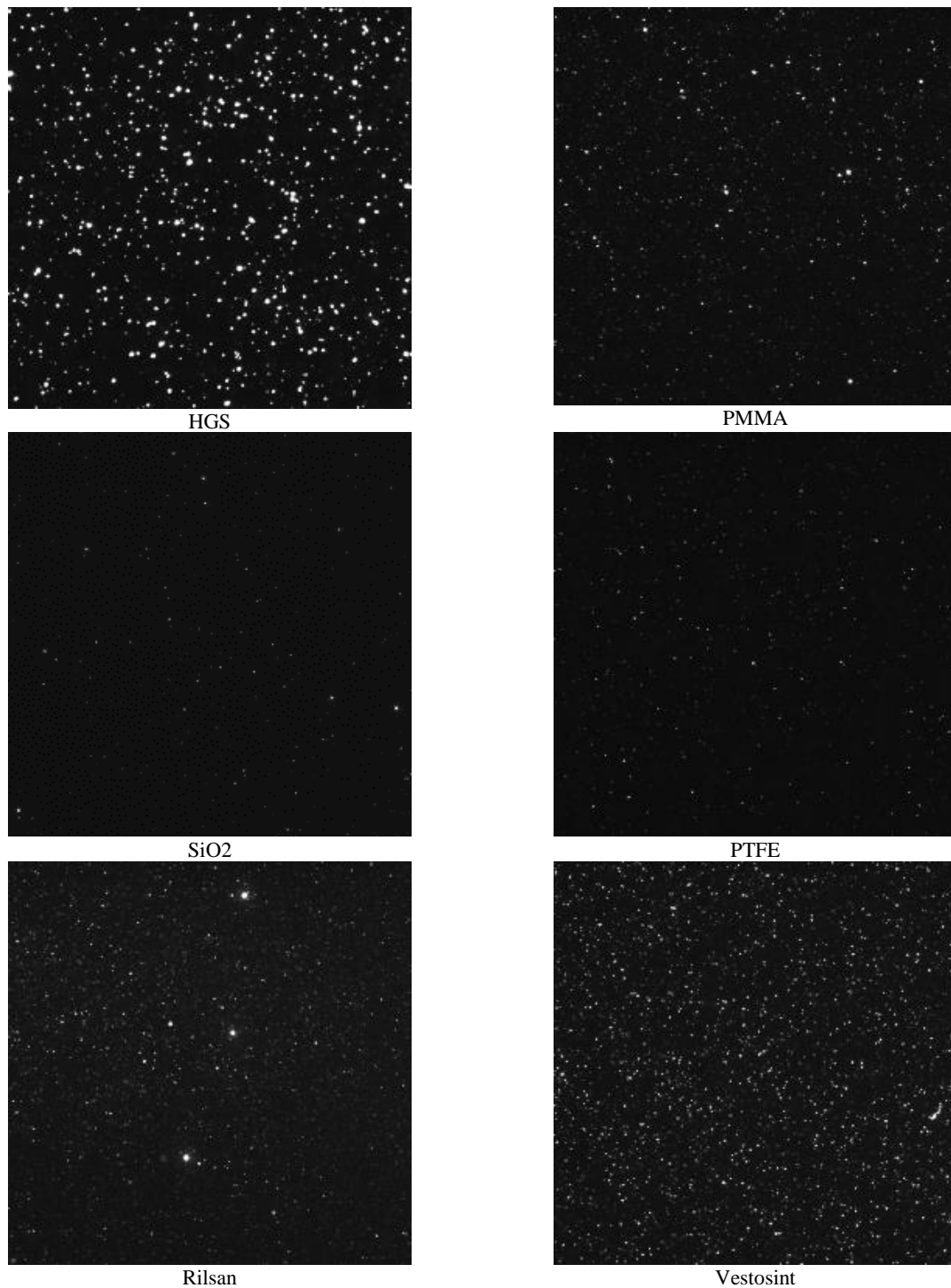


Figure 49. Images instantanées de distributions de particules dans l'huile de silicone 47V3 ($U_{HT} = 0$ kV) sous rayonnement laser à concentration massique identique

La Figure 49 présente les images instantanées des distributions spatiales de particules dans l'huile de silicone au repos sous rayonnement laser. Le fond (non éclairé) apparaît en noir et les particules en blanc. Tous ces clichés sont pris à des concentrations massiques comparables.

Sur les images prises avec le HGS, le PMMA ou encore le Vestosint, le fond semble noir et les particules très blanches. À contrario, les mélanges avec SiO_2 et Rilsan donnent des

distributions plus diffuses avec un aspect plus laiteux. Le contraste des images est donc moins bon, or on sait que le rapport signal/bruit est essentiel pour le calcul des corrélations PIV. Cet aspect laiteux est probablement dû à un excès de particules. Effet, pour un même poids, si le rayon des particules est divisé par n , le nombre de particules est multiplié par n^3 . Il y a donc dans les solutions de SiO_2 et de Rilsan beaucoup plus de particules par unité de volume qui diffusent la lumière et donnent aux images ce caractère laiteux.

Pour réaliser des mesures PIV de qualité, il faut obtenir un mélange homogène et stable. On voit sur les images de la Figure 49 que le HGS, le Vestosint et le PTFE donnent des distributions particulièrement homogènes alors que sur les images de Rilsan et de PMMA, certaines particules brillent plus que d'autres. Ce phénomène est peut-être dû à la formation de grumeaux qui diffusent plus de lumière.

Il est également nécessaire que les particules aient une bonne mouillabilité. Nous avons observé que les particules de HGS et de PMMA se mélangent particulièrement bien alors que les particules de PTFE ont tendance à former des grumeaux au moment où elles sont versées dans l'huile. Ces grumeaux ne se désagrègent pas ou peu et précipitent rapidement (cf. Figure 50).

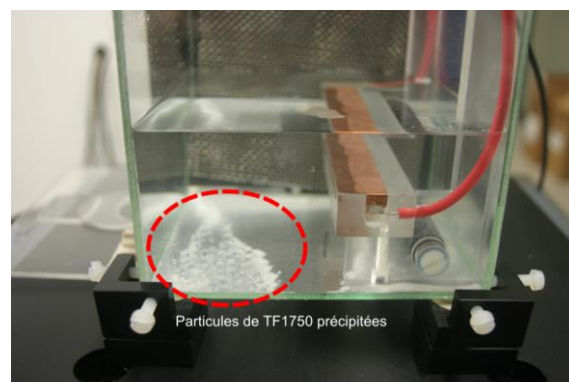


Figure 50. Illustration du phénomène de précipitation et d'agglomération des particules de PTFE (TF1750) dans l'huile de silicone 47V5

Il est également intéressant de noter que les particules de HGS semblent les plus grosses alors qu'elles ont un diamètre intermédiaire ($10 \mu\text{m}$). En revanche les particules de PMMA qui ont les plus gros diamètres (entre $20 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$) semblent plus petites. Ce phénomène montre que la taille apparente d'une particule n'est pas directement liée à son diamètre. En pratique, plus les particules brillent sous éclairage laser, plus elles semblent grosses. Leur taille apparente est donc principalement liée à leur qualité diffusante et non à leur diamètre. Cet effet a été étudié par Boutier et Elena [83] mais dans le cas présent une étude qualitative directe suffit pour vérifier si les particules sont suffisamment diffusantes sous rayonnement laser.

Enfin il faut vérifier que le mélange reste stable dans le temps. Pour réaliser de bonnes mesures, il est nécessaire d'avoir un nombre constant de particules dans les fenêtres de corrélation (environ 10) pendant toute la durée des mesures. Nous avons contrôlé la stabilité de nos mélanges grâce à des tests de sédimentation. Plusieurs images du même mélange ont été prises à intervalle régulier sur une période de 5 à 50 secondes.

La Figure 51 montre la répartition spatiale de particules de Vestosint 2158 à $t = 0$ s et $t = 5$ s dans l'huile de silicone. La plupart des particules présentes à $t = 0$ s se retrouve sur l'image à $t = 5$ s à des positions quasi identiques. Cette observation s'explique principalement par le fait que la densité du Vestosint est égale à celle de l'huile de silicone à 12 % près et que les particules ne sédimentent que très peu en 5 secondes.

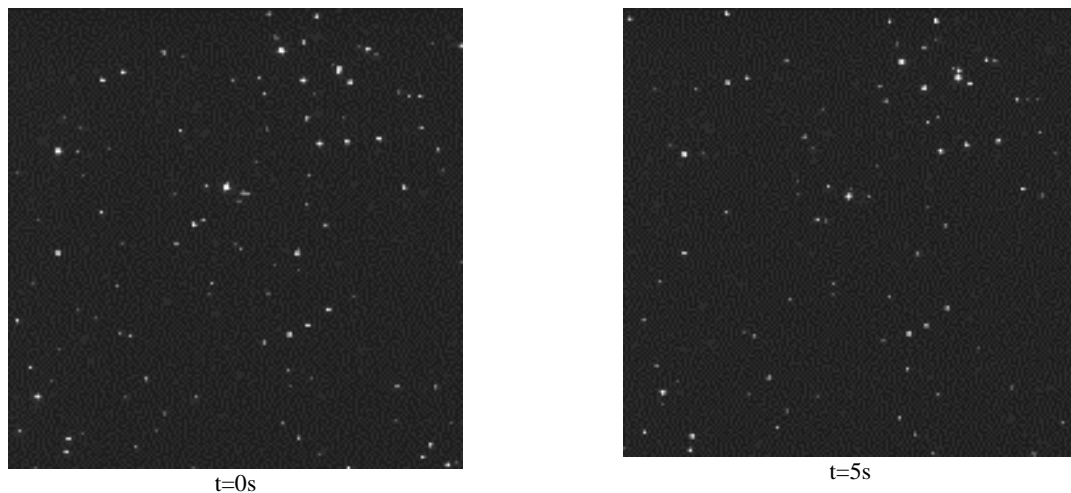
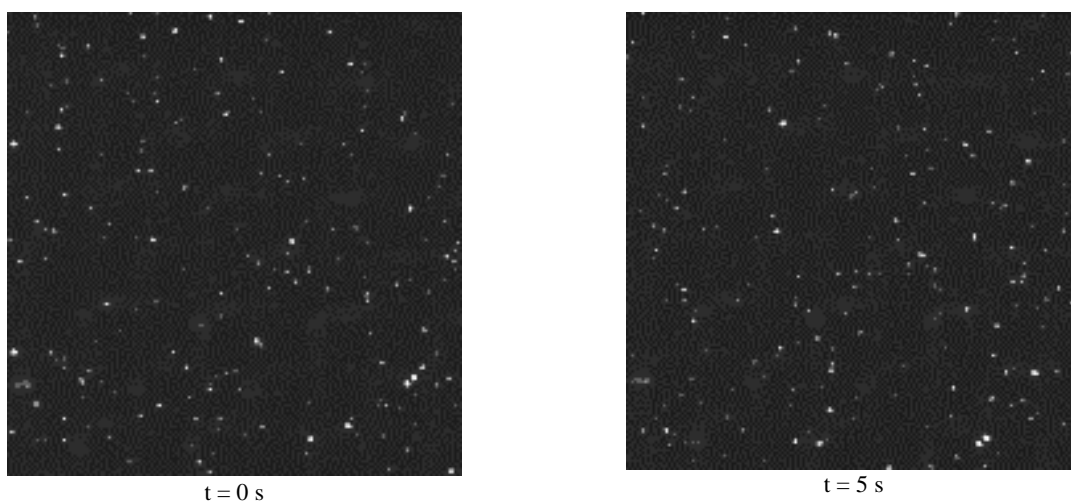
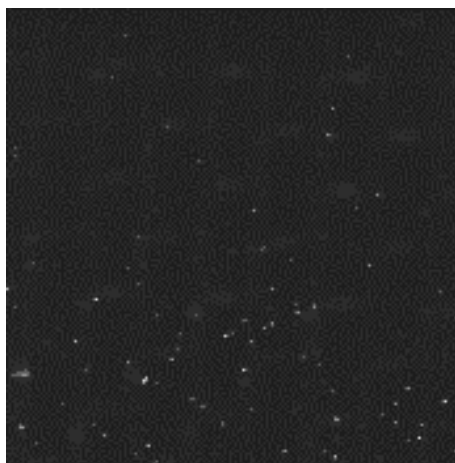


Figure 51. Comparaison des distributions de particule de Vestosint au début d'une visualisation et après 5 secondes

La Figure 52 compare la répartition instantanée de particules de PTFE dans l'huile de silicone à $t = 0$ s et $t = 5$ s puis $t = 50$ s. Contrairement au cas précédent, en 5 secondes la distribution de particule a évolué. Le déplacement des particules n'est pas dû à un effet brownien où à des mouvements thermiques dans le liquide puisqu'après 50 secondes la concentration en particules en haut du champ de visualisation a très nettement diminué. La densité du PTFE étant environ 2 fois supérieure celle de l'huile de silicone, les particules ont en partie précipité.





t = 50 s

Figure 52. Evolution de la distribution de particule de PTFE dans l'huile de silicone à différents instants d'une visualisation

En conclusion nous pouvons dire que toutes les particules étudiées sont utilisables pour la PIV dans l'huile de silicone. Cependant le HGS et le PMMA ont le meilleur rapport signal sur bruit. Le Vestosint et le HGS ont les densités les plus homogènes et le Téflon a tendance à former des grumeaux au moment du mélange initial et malheureusement il sédimente en quelques dizaines de seconde si le liquide est au repos.

II.2.1.2. Étude dynamique

Pour cette étude dynamique les particules sont placées dans un écoulement chargé et filmées à l'aide d'une caméra. Le liquide est mis en mouvement à l'aide d'un actionneur IBD de section carrée. Cet actionneur est spécialement conçu pour cette étude préliminaire. Il se caractérise par le fait que ses électrodes sont positionnées sur 2 faces perpendiculaires contrairement aux électrodes des actionneurs IBD de Daaboul [39, p. 102] et Zelu [42, p. 171] qui sont positionnées dans le même plan. L'étude de l'écoulement électroconvectif créé par ce nouvel actionneur IBD permet ainsi de tester l'efficacité de cette configuration d'électrode inédite.

II.2.1.2.1. Description de l'actionneur ElectroHydroDynamique (EHD)

Pour ce premier test, nous utilisons un actionneur EHD à barrière diélectrique de type IBD ou « Injection à Barrière Diélectrique ». Il est formé de 2 électrodes en cuivre placées sur un barreau de section carrée en PMMA (cf. Figure 53).

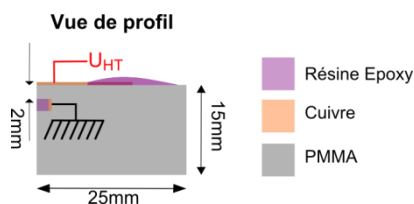


Figure 53. Actionneur IBD de section rectangulaire

L'électrode haute tension (HT) est une feuille de cuivre (16 mm × 95 mm) de 350 μm d'épaisseur et d'un rayon de courbure 5 μm. La seconde électrode est l'électrode de masse. Elle est formée d'une feuille de cuivre de 350 μm d'épaisseur (2 mm × 110 mm) noyée dans le barreau de PMMA au moyen de résine époxy.

Nom	Matériau	Dimensions
Électrode de haute tension	Cuivre	16 mm × 95 mm
Électrode de masse	Cuivre	2 mm × 110 mm
Rayon de courbure		5 μm
Épaisseur		350 μm
Matériaux diélectriques	PMMA	
	Résine époxy	
Distance inter-électrode		2 mm

Tableau 3. Caractéristiques techniques de l'actionneur IBD

II.2.1.2.1. Description du montage expérimental

L'actionneur IBD est placé au sein d'une cellule d'essai en verre de 3 mm d'épaisseur grâce à un support en PMMA (cf. Figure 54). Le tout est immergé dans l'huile de silicone jusqu'à une hauteur de 2 cm au-dessus de l'actionneur. L'huile de silicone est successivementensemencée par différentes particules dont on observe le comportement sous l'influence du champ électrique.

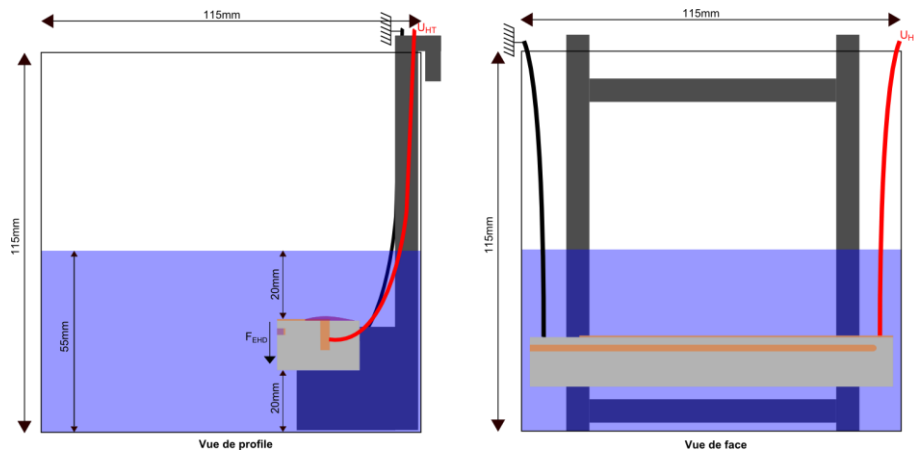


Figure 54. Vues de profil et de face de l'actionneur IBD de section rectangulaire dans la cellule d'essai

La cellule est illuminée par un plan laser (laser YAG 532 nm, 30 mJ) et une caméra 1600 × 850 pixels² (Dantec® / R&D Vision Jai modèle CV-M2) positionnée perpendiculairement au plan laser qui enregistre les mouvements du liquide (cf. Figure 55). La caméra est située à environ 50 cm de la cellule puis équipée d'un objectif « macro » de distance focale 200 mm ($f = 5,6$) et d'un filtre passe-bande centré autour de 532 nm. La fréquence d'acquisition est fixée à 40 Hz ou 20 Hz en fonction de la vitesse de l'écoulement de manière à obtenir des déplacements de particule de l'ordre de 8 pixels dans la zone d'intérêt. Enfin, un traitement d'images permet de superposer jusqu'à une vingtaine d'images pour faire apparaître la

trajectoire des particules. La caméra et le laser sont pilotés par le logiciel Davis 7.2 (LaVision®) et un boîtier PTU (*Programming Timing Unit*) en assure la synchronisation.

Chaque essai correspond à une mise sous tension de l'actionneur EHD pendant 50 s. L'échelon de tension est contrôlé par un générateur basse fréquence (GBF TTI TG1010A programmable) relié à une source de haute tension de type Trek® ± 30 kV. L'application de cette tension entre les bornes de l'actionneur EHD produit un mouvement électroconvectif.

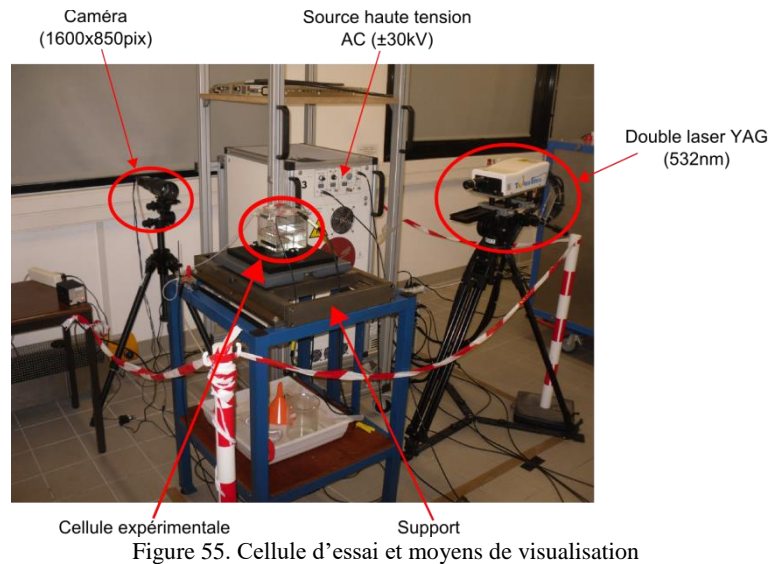


Figure 55. Cellule d'essai et moyens de visualisation

II.2.1.2.2. Simulation du champ électrique statique et principe de fonctionnement de l'actionneur

Lorsqu'on applique une différence de potentiel de plusieurs kilovolts sur les électrodes, il se produit un phénomène d'injection de charge sur le bord gauche de l'électrode HT. Les charges injectées s'associent aux molécules pour former des ions qui sont repoussés par la force de Coulomb et mettent le liquide en mouvement.

Afin d'avoir une idée de la direction des lignes de champ électrique (et donc de la force EHD initiale), une simulation est réalisée au moyen du logiciel Maxwell®. Ce dernier permet d'obtenir une simulation du champ électrique constant créé par l'application d'un potentiel électrique, grâce à la résolution des équations de Maxwell statiques. C'est un code de calcul en éléments finis à l'ordre 2. La condition aux limites du domaine est un potentiel nul à l'infini. L'électrode de haute tension est portée à - 9 kV et l'électrode de masse est à un potentiel nul. Ce code de calcul ne prend pas en compte les charges d'espace.

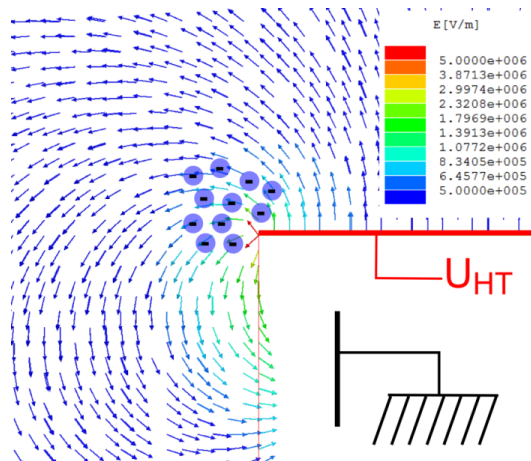


Figure 56. Simulation de la distribution du champ électrique autour de l'actionneur IBD ($U_{HT} = -9 \text{ kV}$) et schématisation de la couche d'homocharge (polarité négative) au voisinage de l'électrode injectrice

La force produite est une force volumique dirigée du haut vers le bas (cf. Figure 57).

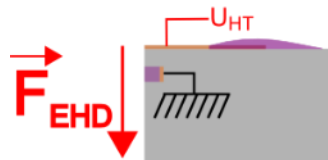


Figure 57. Représentation schématique de la direction de la force EHD créée par l'actionneur IBD de section rectangulaire

II.2.1.2.3. Mode opératoire de l'étude dynamique

Afin d'avoir une bonne reproductibilité dans nos expériences nous avons défini un mode opératoire garantissant un mélange homogène quel que soit le type d'ensemencement étudié. Les amas de particules se forment au moment du mélange huile-particule. Pour remédier à ce phénomène et afin de sélectionner les particules les plus fines et les mieux mélangées dans l'huile de silicone, nous utilisons un bécher de pré-mélange dans lequel on verse la quantité prévue en particules. L'ensemble est agité pendant plusieurs secondes et après avoir laissé reposer le mélange pendant 10 secondes, une pipette de 7 mL du mélange est prélevée à la surface du bécher (les particules les plus grosses ayant sédimenté au fond), puis injectée dans la cellule d'essai. Avant chaque mesure, les particules sont remises en suspension par agitation de l'huile directement dans la cellule d'essai. Enfin, plusieurs images sont prises avec la caméra pour vérifier que le mélange est homogène et de nouveau au repos après cette étape de mélange.

Un résultat typique est présenté sur la Figure 58. On peut voir sur cette superposition d'image qu'en se déplaçant les particules tracent des traits qui font apparaître leur trajectoire. Les particules les plus lentes dessinent des traits continus alors que les plus rapides ont une trajectoire en pointillé. La direction de la particule n'apparaît pas sur ces images mais la distance entre deux points successifs donne également une information sur l'aspect accéléré ou décéléré du mouvement de chaque particule.

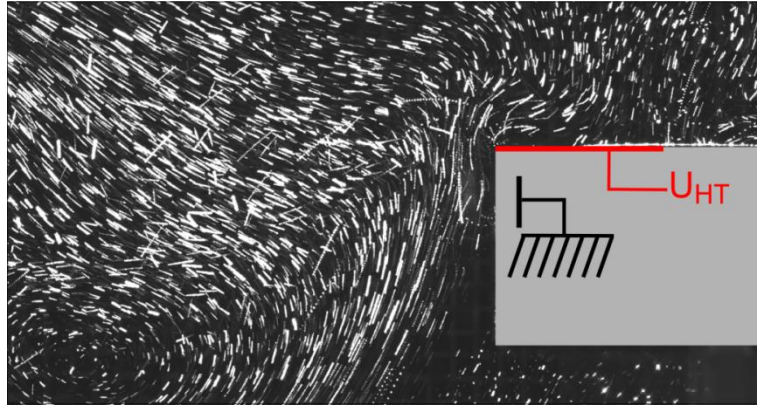


Figure 58. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif ensemençé en HGS ($U_{HT} = - 9 \text{ kV}$)

Sur la Figure 58, on observe un mouvement tourbillonnaire. Les particules semblent avoir un mouvement rotatif autour d'une structure tourbillonnaire dont le centre est situé en bas à gauche de l'image. Nous pouvons aussi observer 2 types de particules au sein de cette distribution :

- Les particules qui suivent globalement le mouvement tourbillonnaire. Elles sont très largement majoritaires
- Les particules dont les trajectoires semblent perpendiculaires aux autres. Leur mouvement est indépendant du mouvement d'ensemble décrit plus haut et ne peut pas être assimilé au mouvement du liquide.

II.2.1.2.4. Étude du comportement des particules de HGS

La Figure 59 présente un résultat typique de comportement enregistré avec des particules de HGS au début de l'application du créneau de tension. Comme sur l'exemple précédent, les particules font apparaître une structure tourbillonnaire principale mais située cette fois au centre de l'image ce qui correspond au niveau du coin supérieur gauche de l'actionneur et à la zone de fort champ électrique. Les images vidéo montrent que le vortex tourne dans un sens horaire. En observant plus attentivement, on peut distinguer 2 types de particules au sein de cette distribution :

- Les particules lentes représentées par des points (ou trait courts) qui ont une vitesse inférieure à 3 mm/s.
- Les particules rapides représentées par des trajectoires pointillées qui atteignent des vitesses de l'ordre 1 cm/s

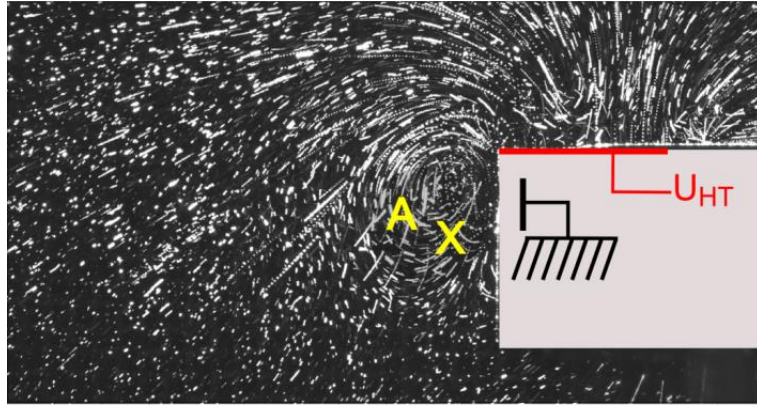


Figure 59. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif ensemené en HGS ($U_{HT} = -9$ kV)

Les particules lentes semblent avoir un mouvement d'ensemble cohérent qui s'approche d'un flux hydrodynamique. Elles semblent être entraînées par un mouvement global. Cette circulation est induite par la force EHD, qui s'exerce entre les 2 électrodes.

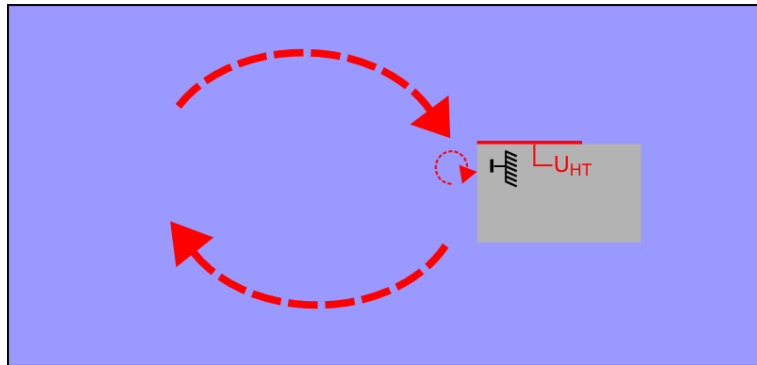
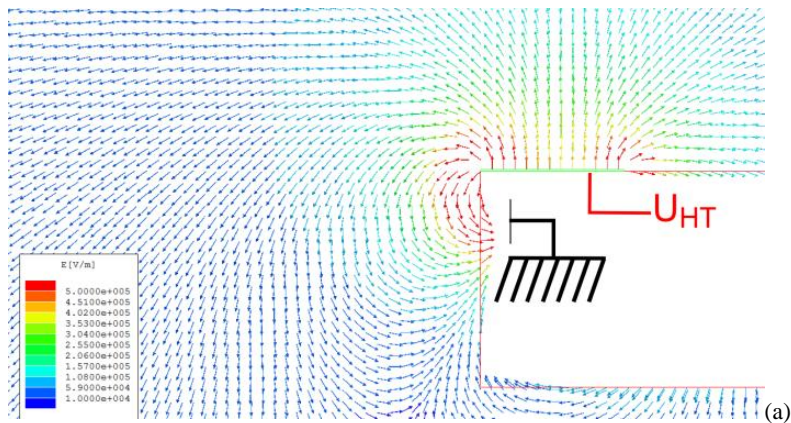


Figure 60. Schéma de la circulation hydrodynamique induite par l'actionneur

En revanche, il apparaît aussi très clairement que les particules les plus rapides ne respectent pas ce mouvement. Certaines font des allers et retours rapides entre les 2 électrodes de l'actionneur parfois dans le sens de l'écoulement EHD et parfois dans le sens inverse. D'autres semblent éjectées par les électrodes à grande vitesse. Si on compare la trajectoire de ces particules rapides (cf. Figure 61 b) aux lignes de champ électrique (simulé ici à l'aide du logiciel Maxwell® (cf. Figure 61 a), on observe une forte similitude.



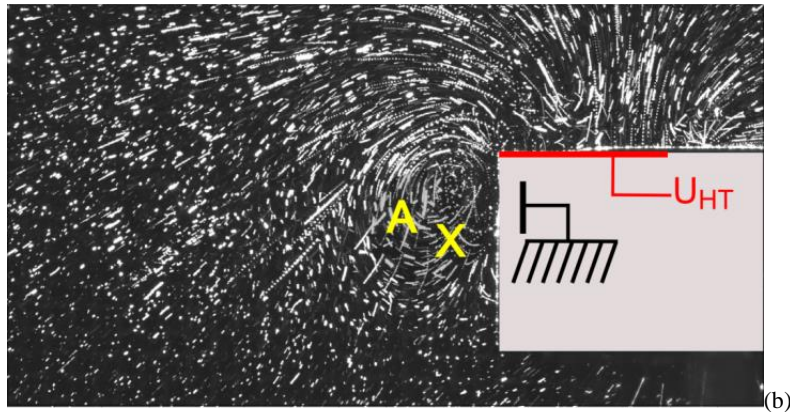


Figure 61. Comparaison entre les lignes de champ électrique simulées (a) et les trajectoires des particules de HGS (b)

On peut aussi constater que les trajectoires des particules au-dessus de l'actionneur convergent puis aboutissent sur l'électrode HT supérieure. Ce comportement ne correspond pas à un flux à divergence nulle et ne peut correspondre à un mouvement hydrodynamique (violation du principe d'incompressibilité $\nabla \vec{V} \neq 0$). On peut donc raisonnablement penser que ces particules ont collecté suffisamment de charges électriques pour adopter un mouvement indépendant du flux hydrodynamique. Elles sont principalement mues par la force de Coulomb et leurs vitesses de migration sont suffisantes pour leur permettre de suivre les lignes de champ électrique.

En conclusion on peut dire que certaines particules de HGS peuvent acquérir une charge électrique suffisante pour que leur vitesse de migration devienne non négligeable. Pour ces particules, le principe fondamental de la PIV stipulant que $\vec{V}_{mig} \approx 0$, n'est pas respecté. En pratique très peu de particules adoptent ce comportement. La majeure partie des particules semble décrire un mouvement hydrodynamique. Cependant, il est impossible de connaître avec certitude leur charge et leur vitesse de migration.

II.2.1.2.5. Étude du comportement des particules de PMMA (PolyMéthylMétaAcrylate)

La particule de PMMA possède des propriétés électriques et une densité proches de celles du liquide utilisé pour nos expériences : l'huile de silicone 47V5 (cf. Tableau 2). Les particules de PMMA mélangées à l'huile de silicone ne s'agglomèrent que très peu et sédimentent assez lentement ($\approx 0,1$ mm/s), elles forment ainsi un mélange particulièrement homogène avec l'huile comme l'illustre la Figure 62.

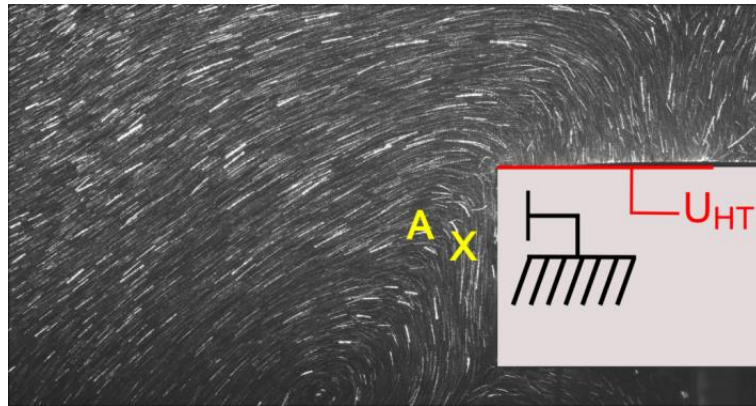


Figure 62. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif ensemencé en PMMA ($U_{HT} = -9$ kV)

On observe que les particules semblent bien plus fines que dans le cas de l'ensemencement d'HGS. L'éclairage laser est identique entre les deux expériences avec le HGS et le PMMA (cf. images 1 et 2 de la Figure 49), mais l'intensité de lumière diffractée est moins importante dans le cas du PMMA que dans le cas du HGS (théorie de la diffraction de Fraunhofer [83, p. 320]). Ce phénomène ne s'explique pas par la différence de taille entre les particules de PMMA et de HGS mais par l'état de surface de ces types de particules, comme évoqué dans l'étude statique (cf. partie II.2.1.1).

D'autre part on observe Figure 62, que les particules sont accélérées à gauche de l'actionneur dans la zone d'intérêt (autour du point 'A'), créant une structure tourbillonnaire dont le centre est situé en bas de l'image. Contrairement au cas précédent, toutes les particules sont animées du même mouvement global. Cela laisse penser qu'elles suivent le champ hydrodynamique. En revanche, on constate qu'une partie des particules semble se déposer sur l'électrode HT (partie supérieure de l'actionneur) ce qui révèle probablement un phénomène de précipitation électrostatique indépendant du flux EHD (non-conservation du flux $\nabla \vec{V} \neq 0$). La zone au-dessus de l'électrode HT est une zone de champ électrique qui attire les particules de PMMA.

II.2.1.2.6. Étude du comportement des particules de Téflon (PolyTetraFluoroEthylène)

Avec une densité environ 2 fois supérieure à celle du liquide diélectrique (cf. Tableau 2) les particules de PTFE ne sont pas à priori idéales pour l'ensemencement de l'huile de silicone. Cependant, leur faible permittivité doit permettre de limiter au maximum les effets électriques.

La Figure 63 montre d'une part qu'au niveau de la zone d'intérêt (autour du point A), les trajectoires de particules vont toutes dans le même sens vertical et sont dirigées vers le bas. D'autre part au-dessus de l'actionneur et de l'électrode HT, on observe que les particules contournent la paroi dans un mouvement qui pourrait être expliqué par un flux hydrodynamique cette fois-ci conservatif ($\nabla \vec{V} = 0$). Contrairement aux deux cas précédents, on ne trouve pas dans cette image moyennée sur 20 champs instantanés, d'indice de

phénomène électrostatique prépondérant (attraction/répulsion, précipitation, trajectoire de particules n'ayant rien à voir avec les particules environnantes etc.). Il semble donc que ces particules se chargent beaucoup moins que les autres.

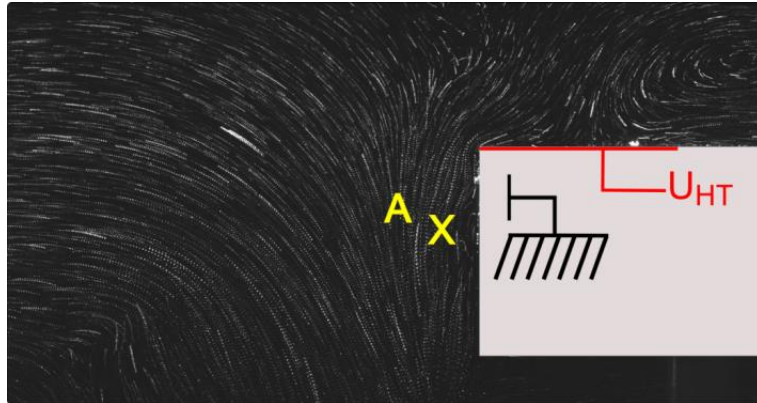


Figure 63. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif enseimencé en PTFE ($U_{HT} = - 9 \text{ kV}$)

II.2.1.2.7. Étude du comportement des particules de Vestosint

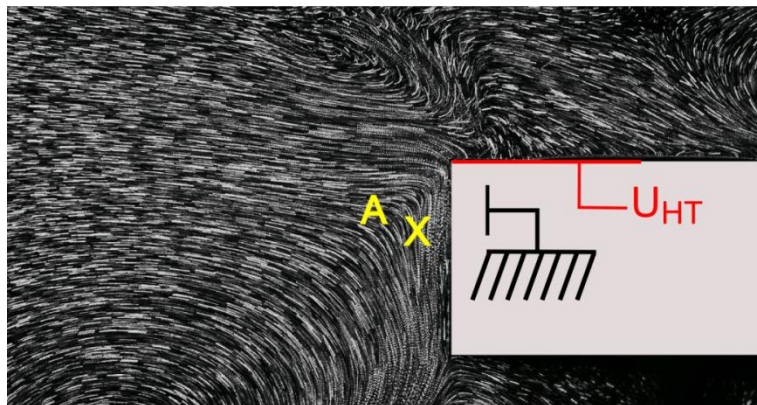


Figure 64. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif enseimencé en Vestosint2158 ($U_{HT} = - 9 \text{ kV}$)

On observe sur la moyenne d'images ci-dessus que les particules sont réparties de façon homogène dans le champ de visualisation et que leur caractère diffusant est élevé. De plus les particules apparaissent avec une taille comparable à celles des particules de PMMA (cf. partie II.2.1.2.5). On observe comme dans les autres cas que les particules les plus rapides (représentées par des trajectoires pointillées) se situent dans la zone proche des 2 électrodes et ont un mouvement vertical du haut vers le bas. Les particules lentes sont présentes dans les zones éloignées de l'actionneur (en haut à gauche). Enfin les particules ne suivent pas des trajectoires dont les directions sont opposées comme dans le cas du HGS. En revanche il existe un phénomène de précipitation électrostatique notamment sur le coin supérieur gauche de l'actionneur c'est-à-dire sur l'électrode HT.

II.2.1.2.8. Étude du comportement des particules de Rilsan

La densité des particules de Rilsan est proche de celle du liquide à 13 %. La sédimentation de ces particules est relativement faible.

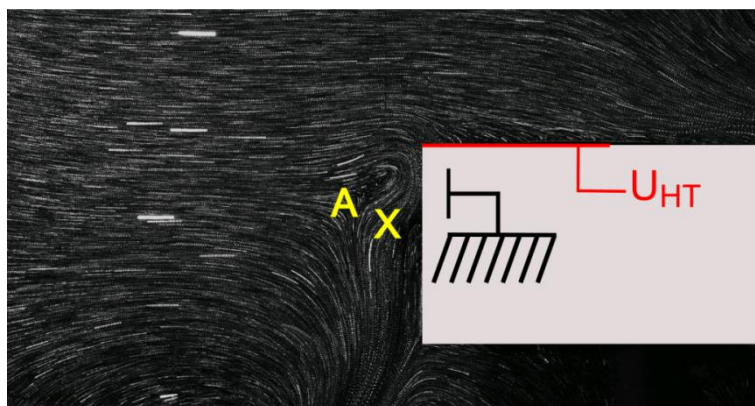


Figure 65. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif ensemençé en Rilsan ($U_{HT} = -9$ kV)

Les particules de Rilsan sont parmi les plus fines particules utilisées dans cette étude. Sur la Figure 65, on constate que leur capacité de diffusion de la lumière laser est relativement faible par rapport aux particules de PMMA, Vestosint et HGS mais reste comparable à celle du PTFE. Les trajectoires des particules les plus rapides représentées par des lignes pointillées sont une fois encore situées dans la zone en contact avec la paroi verticale de l'actionneur autour du point 'A'. L'accélération est principalement verticale et dirigée de haut en bas. Les particules de Rilsan se comportent presque comme les particules de Vestosint ; elles semblent légèrement précipiter sur la pointe gauche de l'électrode HT.

II.2.1.2.9. Étude du comportement des particules de SiO_2

Sur la Figure 66, on peut voir que les particules de SiO_2 sont les particules les moins diffusantes. La plupart sont à peine visibles. À l'opposé, on peut également noter la présence de points très brillants. Cette variabilité de contraste est probablement due à un problème d'homogénéité. Il semble que les particules de SiO_2 ne se dispersent pas correctement dans l'huile de silicone ; certaines d'entre elles s'agglomèrent et forment des paquets : ce sont les particules qui brillent plus fortement. Les trajectoires restent globalement identiques à celles déjà observées. Cependant, contrairement à ce qui a été observé dans tous les tests précédents, on n'observe pas de traits au voisinage de l'actionneur. Cette absence de traits pourrait laisser croire que les particules situées dans cette zone sont immobiles. Bien au contraire, leur vitesse est si grande qu'elles sortent du champ de visualisation en 2 ou 3 images et ne révèlent donc pas leur trajectoire. En revanche dans les zones éloignées de l'actionneur (à gauche du champ de visualisation), les trajectoires des particules les plus lentes montrent un mouvement globalement similaire à celui déjà observé.

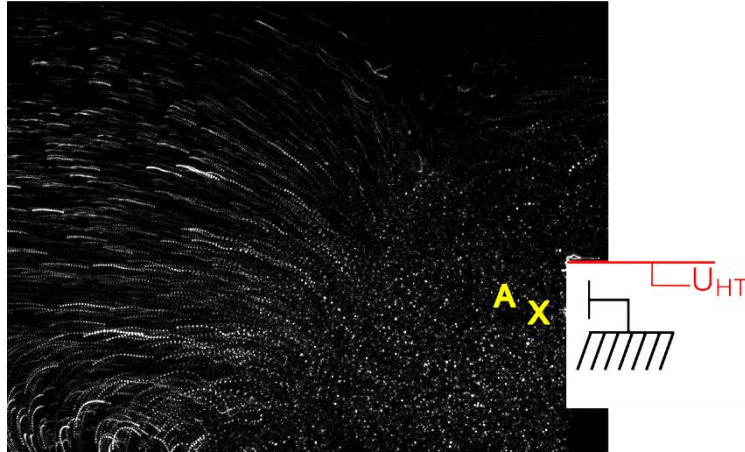


Figure 66. Moyenne sur 20 images du flux électroconvectif ensemené en SiO₂ ($U_{HT} = -9$ kV)

La faible capacité à diffuser la lumière du SiO₂, le rend peu adéquat pour ce genre d'application en PIV.

II.2.1.2.10. Conclusion de l'étude dynamique

L'analyse de la trajectoire des particules montre que toutes les particules ne réagissent pas de la même manière. Le Teflon, le Vestosint et le Rilsan ont des comportements très similaires. Même si il n'est pas possible d'estimer la vitesse de migration des particules, le mouvement d'ensemble semble cohérent avec un écoulement hydrodynamique. Les particules ne semblent pas être influencées par la présence de charges électriques. Pour le HGS et le PMMA, même s'il est évident que certaines particules se chargent suffisamment pour atteindre une vitesse de migration non négligeable, leur nombre reste faible et globalement les particules semblent suivre un flux hydrodynamique. Comme la méthode PIV ne s'appuie pas sur la vitesse individuelle des particules mais sur le mouvement de groupes de particules (environs par groupe de 10) il doit être possible d'extraire le mouvement global tout en ignorant le comportement « extraordinaire » des particules chargées. Le SiO₂ semble, par contre, totalement inutilisable.

II.3. Conclusion de l'étude préliminaire

L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est d'identifier le meilleur ensemencement possible pour réaliser des mesures PIV dans un liquide diélectrique chargé.

En nous appuyant sur les travaux de Pauthenier, nous avons estimé la charge théorique maximale que peut atteindre une particule placée dans un liquide chargé. Cette formule intégrée à l'équation de BBO nous a permis d'obtenir une expression théorique de la vitesse maximale de migration et d'identifier deux paramètres permettant de la minimiser : le rayon et la permittivité des particules.

Nous avons ensuite sélectionné 6 particules qui permettent grâce à des couples (permittivité/rayon) différents de couvrir une large gamme de configuration. En utilisant le modèle théorique, nous avons montré que les particules de PMMA, Vestosint et PTFE sont en théorie celles qui sont susceptibles d'avoir les vitesses de migrations les plus élevées alors que les particules de SiO₂, avec leur très faible diamètre, ne devraient avoir qu'une vitesse de migration négligeable.

Après avoir vérifié dans une première expérience que les particules sélectionnées diffusent suffisamment la lumière du laser et se répartissent de façon homogène pour permettre un fonctionnement optimal de l'algorithme de corrélation, nous avons placé les particules dans un écoulement EHD.

Toutes les particules semblent globalement décrire le même mouvement hydrodynamique. Cependant, trois particules n'ont pas donné les mêmes résultats qualitatifs que les autres. Avec le HGS et le PMMA nous avons pu observer que les trajectoires de certaines particules ressemblent fort aux lignes de champ électrique. Il apparaît donc évident que ces particules sont suffisamment chargées pour avoir une vitesse de migration non négligeable. Cependant seul un très petit nombre de particule semblent adopter ce comportement.

Enfin nous avons observé que les particules de SiO₂ se mélangent assez mal dans l'huile de silicone et s'agglomèrent en paquets de tailles plus ou moins grosses. De plus, les images obtenues sur l'écoulement chargé sont inutilisables.

Le résultat est donc assez proche de celui établi à partir des permittivités ce qui semble indiquer que le diamètre n'est pas un paramètre particulièrement pertinent.

Il est cependant impossible avec cette première étude de quantifier la vitesse de migration des particules.

Suite aux observations faites lors de cette étude préliminaire, nous choisissons de poursuivre l'étude en ne conservant que 3 types de particules d'ensemencement (PMMA, PTFE et HGS) dont les vitesses de migration théoriques balayent le spectre le plus large (large spectre de permittivité) à rayon constant.

Chapitre III. Mesures de vitesse pour la validation de la technique PIV en jet EHD

L'étude préliminaire a permis de présélectionner 3 types de particules différents (PTFE, PMMA, HGS) couvrant un large spectre de conditions. Les tests réalisés ont montré que même si quelques particules ont un comportement anormal, les images obtenues sont globalement compatibles avec un traitement PIV.

Dans cette partie le montage expérimental est modifié. L'actionneur IBD cylindrique de section carrée générant de faibles vitesses, est remplacé par un actionneur IBD plan proche de celui qui sera utilisé pour le contrôle d'écoulement et qui a par ailleurs prouvé son efficacité (cf. travaux de thèse de Daaboul et Zelu).

Ce chapitre est consacré dans une 1^{re} partie à la poursuite de l'étude sur la mesure de vitesse et l'analyse de la qualité des mesures PIV. La 2^e partie est dédiée à la caractérisation du jet EHD créé par l'actionneur IBD.

III.1. Influence du champ électrique sur la vitesse de migration

III.1.1. Modèle d'essai

L'actionneur EHD à barrière diélectrique a été développé par Daaboul [39] sous le nom d'actionneur IBD « Injection à Barrière Diélectrique » (cf. Figure 67). Cet actionneur produit un écoulement de type « jet de paroi » dont la vitesse peut atteindre plusieurs dizaines de centimètres par seconde (cf. partie I.3.4).

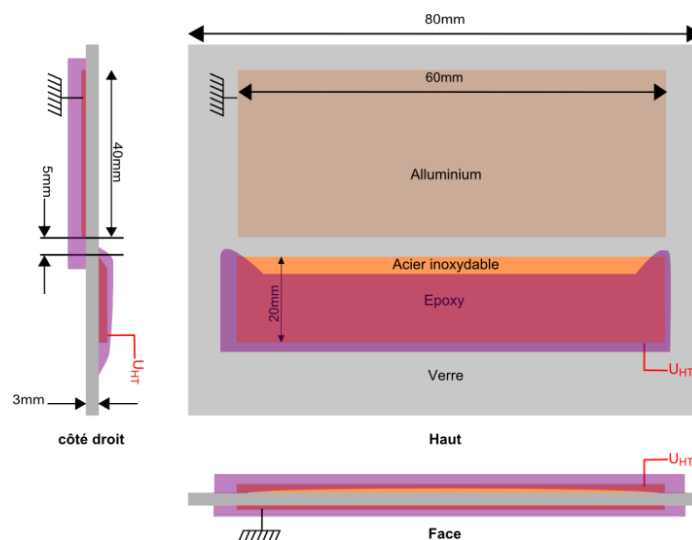


Figure 67. Actionneur IBD (Injection à Barrière Diélectrique) plan

Cet actionneur est constitué de 2 électrodes séparées par une plaque de verre et décalées longitudinalement de 5 mm. Nous choisissons de l'alimenter avec une source de haute tension continue et négative de type Spellman® SL10n30, à la suite des travaux de Zelu ayant démontré l'efficacité de ce type d'alimentation sur ce même type d'actionneur (cf. I.3.4). Cette source alimente l'électrode haute tension en acier inoxydable dont l'arrête de faible rayon de courbure ($5\ \mu\text{m}$) est en contact avec le liquide. L'électrode de masse en aluminium est reliée à la masse de la source et est noyée dans la résine Époxy. Grâce au diélectrique en verre séparant les 2 électrodes, le potentiel peut être élevé à 30 kV en régime continu sans risque de claquage.

La simulation Maxwell® donne une idée de la distribution du champ électrique en l'absence de charge d'espace (Figure 68 (a)) et donc de la direction de la force EHD attendue (Figure 68 (b)).

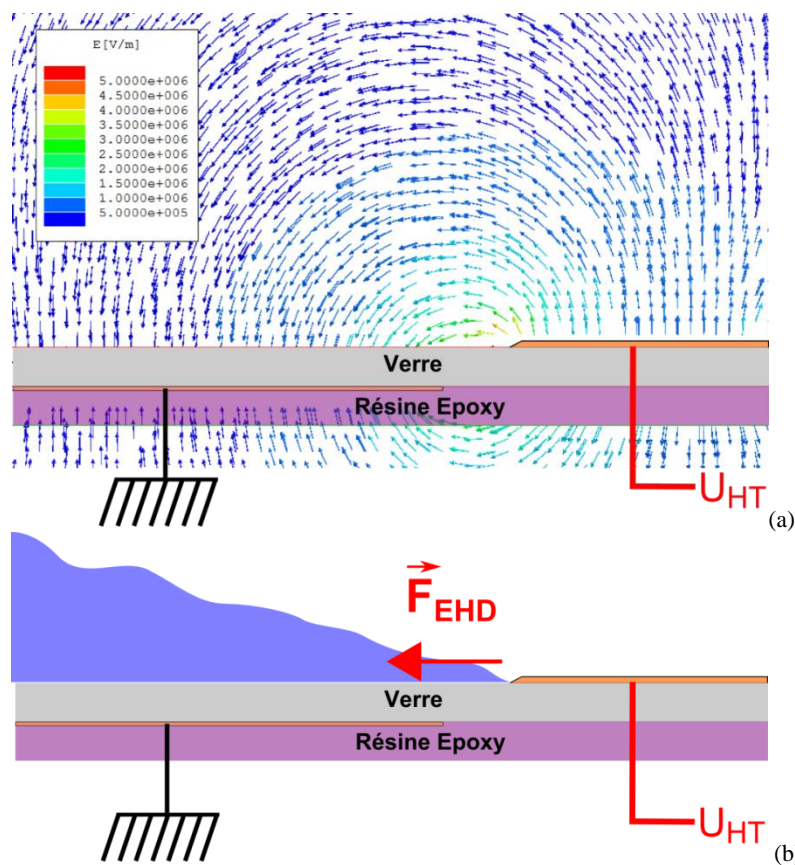


Figure 68. Distribution des lignes de champ électrique induite par la mise sous tension continue $U_{HT} = -30\text{kV}$ de l'actionneur IBD (a) ; schématisation de la force EHD créée par l'actionneur IBD (b)

Le champ électrique est maximal entre les 2 électrodes et dirigé de l'électrode HT vers l'électrode de masse. Il décroît progressivement lorsqu'on s'éloigne de l'électrode HT. Lorsqu'on applique une tension continue négative suffisamment élevée de quelques kilovolts sur l'électrode haute tension, cet actionneur fonctionne dans un régime d'injection. Ce régime correspond à la zone III de la courbe courant-tension (Figure 69) d'un liquide diélectrique ; les ordres de grandeur du champ électrique à l'arête de la lame sont de l'ordre de 10 MV/m. Dans ce régime, les charges produites au voisinage de l'électrode sont de même signe que

l'électrode HT (couche d'homocharge) et sont issues de réactions électrochimiques à l'interface métal / liquide. Les ions produits localement se déplacent dans le liquide mû par le champ électrique appliqué entre les deux électrodes (Denat et Tobazeon [95]). L'actionneur IBD plongé dans un liquide diélectrique permet de générer un jet électroconvectif de plusieurs dizaines de centimètres par seconde, lorsqu'il est soumis à une tension continue et négative de 30 kV.

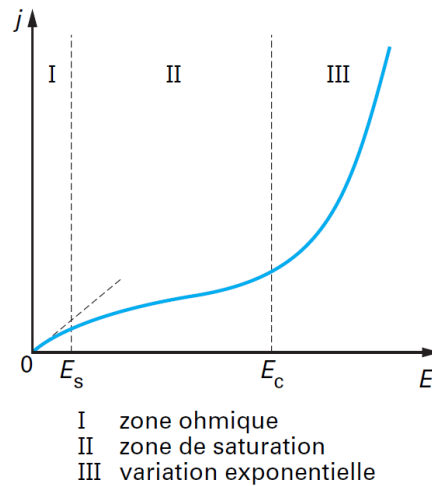


Figure 69. Comportement de la densité de courant en fonction du champ électrique au sein d'un liquide diélectrique (Crédits Technique de l'ingénieur, Denat et Tobazeon [95, p. 14])

III.1.2. Paramètres du système PIV

Le système PIV utilisé a une fréquence d'acquisition de 5 Hz ; il est constitué d'un laser PIV Nd-YAG (*Neodymium-doped Yttrium-Aluminium-Garnet*) 120 mJ délivrant un faisceau laser de 532 nm de longueur d'onde (couleur verte). Le laser est installé à environ 1 m de la cellule d'essai. En sortie de laser, le faisceau horizontal traverse deux lentilles sphériques qui permettent d'affiner le diamètre du faisceau dans la zone d'étude. Le faisceau traverse ensuite une lentille cylindrique qui crée une nappe laser d'environ 1 mm d'épaisseur au niveau de la zone de mesure. Une caméra de type Flowmaster LaVision® Imager Intense 1376 × 1024 pixels² est positionnée à 90° du plan laser de manière à filmer le jet EHD dans sa longueur. La caméra est équipée d'un objectif « macro » de distance focale 200 mm ($f = 5,6$) ; elle est pilotée avec le laser par le logiciel LaVision® 7.2 qui en assure la synchronisation.

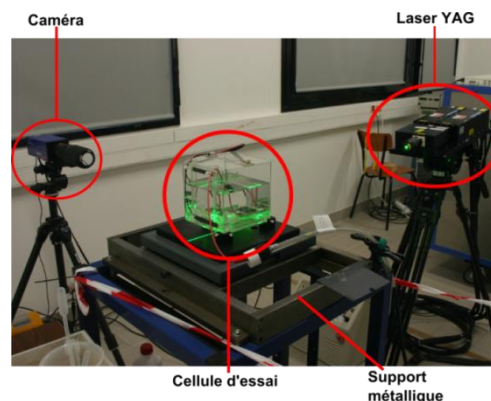


Figure 70. Photo légendée du dispositif expérimental (PIV) de mesure de la vitesse d'un jet EHD

Avant l'application des calculs de corrélation on réalise un prétraitement de soustraction du niveau minimal moyen d'intensité des 500 images (fond des images) à chaque image de façon à s'affranchir des réflexions lumineuses parasites.

Les paramètres des calculs de corrélation sont les suivants :

- Fenêtres d'interrogation carrées en 64×64 pixels² (2 passes); recouvrement de 50 %
- Fenêtres d'interrogation carrées en 32×32 pixels² (2 passes); recouvrement de 50 %

Enfin, un post-traitement excluant les vecteurs dont la norme de la vitesse est supérieure à 0,5 m/s est appliqué.

Les dimensions du champ de vision de la caméra sont de 23,3 mm pour la largeur et 17,2 mm pour la hauteur. La surface d'un pixel est environ égale à $17 \times 17 \mu\text{m}^2$. La densité de vecteur par millimètre est environ égale à 3,7.

L'incertitude sur la mesure du déplacement d'un groupe de particule dans une fenêtre d'interrogation de 32×32 pixels² est estimée à 8 pixels ce qui représente 0,136 mm.

III.1.3. Cellule d'essai et protocole de mesure

La cellule d'essai est constituée d'un réservoir cubique de 150 mm de côté rempli de 2 L d'huile de silicone 47V5. Une grille de masse (non représentée sur la Figure 71) est disposée au fond du réservoir pour favoriser la neutralisation des charges électriques injectées dans le liquide. Ce dernier est ensemencé avec des particules de PMMA de diamètre moyen compris entre 20 μm et 50 μm .

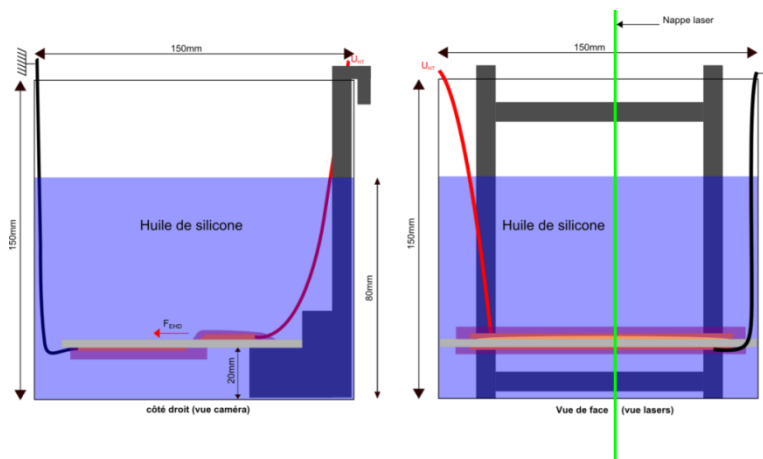


Figure 71. Cellule d'essai équipée de la sonde de pression

Lors de cette étude nous choisissons de comparer les vitesses produites pour certaines des concentrations massiques en particules. La concentration en particules d'ensemencement est modifiée de façon à obtenir une augmentation de 100 mg/L entre chaque essai. Avant chaque mesure, les particules sont remises en suspension par agitation de l'huile directement dans la

cellule d'essai. L'étude en concentration d'un type d'ensemencement (HGS, PMMA ou PTFE) consiste à mesurer la vitesse pour plusieurs concentrations croissantes. Chaque mesure dure environ 100 secondes et permet d'acquérir 500 champs PIV. Le créneau de tension est déclenché en même temps que l'acquisition des images par le système PIV. Entre chaque mesure un temps de repos de 20 minutes est respecté afin de permettre une relaxation des charges accumulées dans le liquide.

III.1.4. Étude PIV avec des particules de PMMA

La première étude a été réalisée en ensemençant le liquide avec des particules de PMMA avec une concentration faible de 100 mg/L. Le système PIV enregistre 500 images instantanées à la fréquence de 5 Hz.

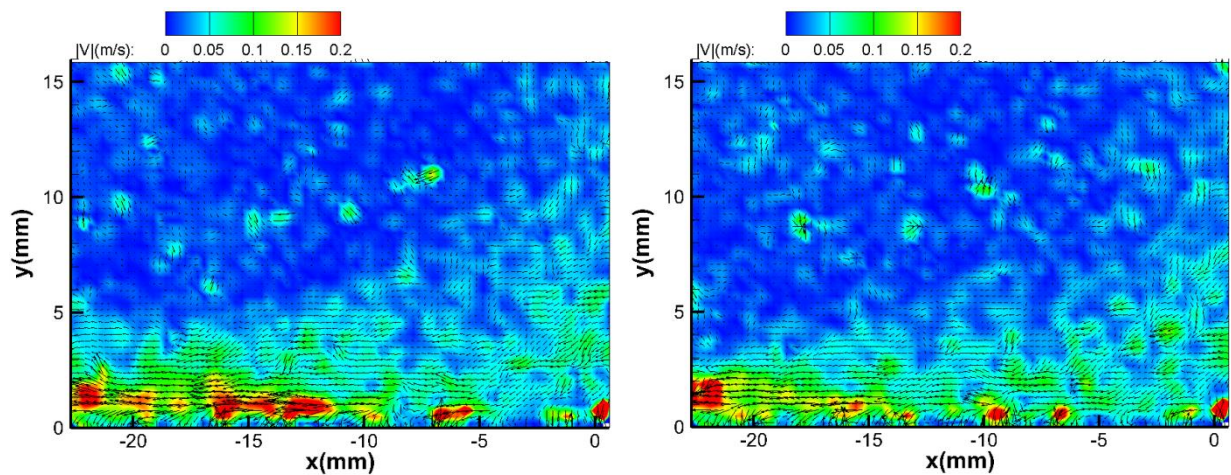


Figure 72. Champs de vitesse instantanés

Après traitement PIV, on obtient les images instantanées de la Figure 72. Sur ces images, l'arête de l'électrode injectrice est placée en $(x,y) = (0,0)$. L'image capture le comportement du liquide juste au-dessus de la surface diélectrique ($y = 0$). Comme l'avaient déjà observé Daaboul et Zelu, on peut voir que l'écoulement a la forme d'un jet de paroi instable qui prend son origine sur l'arête de l'électrode injectrice et se développe sur la surface en s'éloignant de l'électrode de la droite vers la gauche.

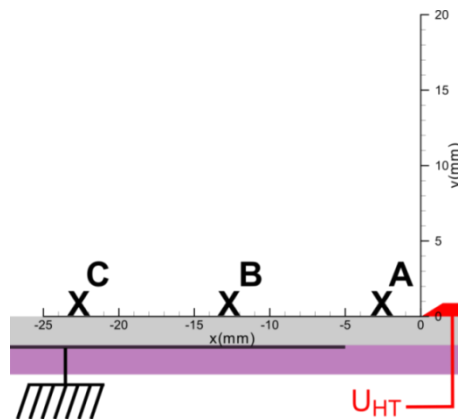


Figure 73. Position des points caractéristiques du jet EHD

L'instabilité du jet est encore plus visible lorsqu'on étudie la variation temporelle de la vitesse en un point du jet. Pour étudier ce comportement, la composante horizontale \vec{V}_x de la vitesse est extraite en 3 points A, B, et C pris dans les 3 zones de jets définies par Zelu [42, p. 108]. Le point A(- 2,5 mm ;1 mm) est situé dans la zone EHD du jet près de l'arête (zone d'accélération), le point B(- 12,5 mm ;1 mm) est situé dans la zone de transition et le point C(- 22,5 mm ;1 mm) dans la zone inertielle (ou autosimilaire) (cf. Figure 73). Le choix de l'étude de la composante \vec{V}_x de la vitesse est lié au fait que le jet est principalement orienté dans le sens des \vec{x} décroissants.

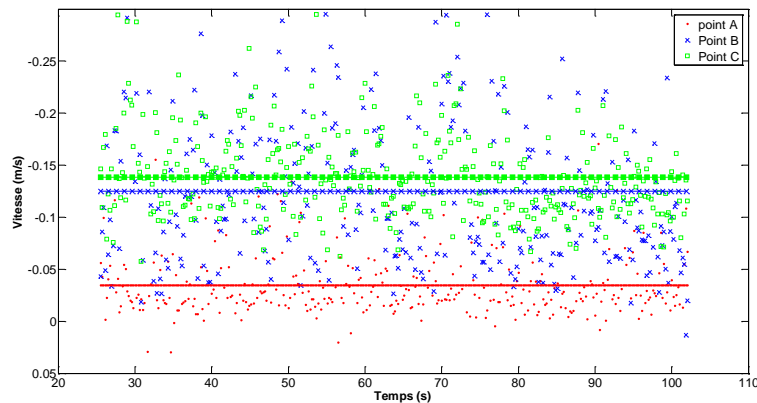


Figure 74. Distribution temporelle de la vitesse \vec{V}_x du jet EHD aux points A, B, C et vitesses moyennes (traits continus) pour un ensemencement de PTFE

La Figure 74 représente les évolutions temporelles des vitesses longitudinales mesurées aux points A, B, C. Les valeurs moyennes représentées sous la forme de traits continus ont été ajoutées pour servir de repère. On observe que les valeurs mesurées fluctuent énormément. La variation maximale est de l'ordre de grandeur de la valeur. Ce même phénomène avait également été observé par Daaboul et Zelu.

Il est impossible à ce stade de dire si ces variations sont réellement dues à des variations de vitesses de l'écoulement, si elles correspondent à un bruit de mesure ou encore si elles traduisent la présence de particules chargées se déplaçant à grande vitesse selon des trajectoires autres que celles imposées par le déplacement du liquide.

Pour tenter de répondre à ces questions nous décidons de réaliser une étude statistique.

III.1.5. Étude statistique

Afin de savoir si la distribution de nos mesures de vitesse suit une loi gaussienne, les mesures en chaque point sont reportées sur un graphique de type quantile-quantile (« QQ-plot ») (cf. exemple Figure 75). Dans le cas où la distribution étudiée est gaussienne, les points de mesures forment une droite appelée droite Henry. En pratique, la distribution étudiée est considérée gaussienne lorsque le coefficient de régression linéaire est supérieur à $\sqrt{3}/2 \approx 0.866$ [39, p. 43].

On constate sur la Figure 75 que le nuage de point forme pratiquement une droite à l'exception des points de plus haute vitesse qui semble eux s'écarter de la droite. Avec un coefficient régression linéaire de 0,98 la distribution peut être considérée comme gaussienne.

Dès lors que la distribution est gaussienne, on peut utiliser les outils statistiques associés à la loi normale tels que la valeur moyenne, la déviation standard de la moyenne de N échantillons et l'erreur absolue définie avec un niveau de confiance.

L'erreur absolue de mesure est donnée par la formule suivante :

$$\Delta V = \frac{3\sigma}{\sqrt{N-1}} \quad (45)$$

où N est le nombre d'échantillons considérés

Si l'on considère un intervalle de confiance compris entre $V - \frac{3\sigma}{\sqrt{N}}$ et $V + \frac{3\sigma}{\sqrt{N}}$ la vitesse est déterminée avec un niveau de confiance de 99,7 %.

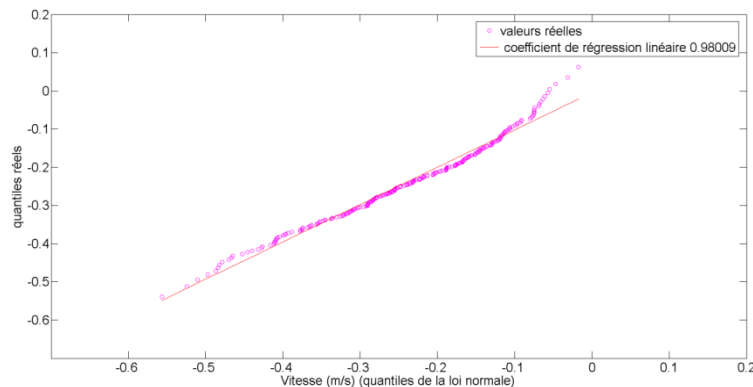


Figure 75. Distribution empirique et sa représentation sous forme de graphe QQ-plot au point C ($U_{HT} = -30$ kV)

En appliquant ce même traitement aux mesures prises aux points A, B et C du jet EHD plan on obtient des coefficients de régression linéaire pour les droites de Henry respectivement égaux à 0,89 ; 0,96 et 0,98. Ces valeurs sont supérieures au seuil définissant le caractère gaussien d'une distribution. Les 3 distributions ont un comportement normal. Sachant que ces points sont choisis dans 3 zones caractéristiques du jet (une zone EHD, une zone de transition et zone inertielle), il est raisonnable de considérer que le jet adopte un comportement globalement gaussien.

Le caractère gaussien de la distribution des vitesses axiales ayant été démontré précédemment, il est décidé d'appliquer un filtrage gaussien à 3σ pour ne garder que les valeurs comprises entre $V - \frac{3\sigma}{\sqrt{N-1}}$ et $V + \frac{3\sigma}{\sqrt{N-1}}$ représentant théoriquement 99,7 % des valeurs d'une distribution. Ainsi nous souhaitons nous affranchir des valeurs de vitesse excessives issues de corrélations erronées notamment dans la zone où le délai entre 2 impulsion laser (ΔT) n'est pas adapté à la vitesse du fluide (dans la zone éloignée du jet de paroi). La Figure 76 illustre l'impact du filtrage à 3σ sur un champ de vitesse instantané. On remarque que la plupart des vecteurs supprimés se trouvent dans la zone hors jet où les vitesses sont faibles et le ΔT est trop petit pour permettre une bonne corrélation.

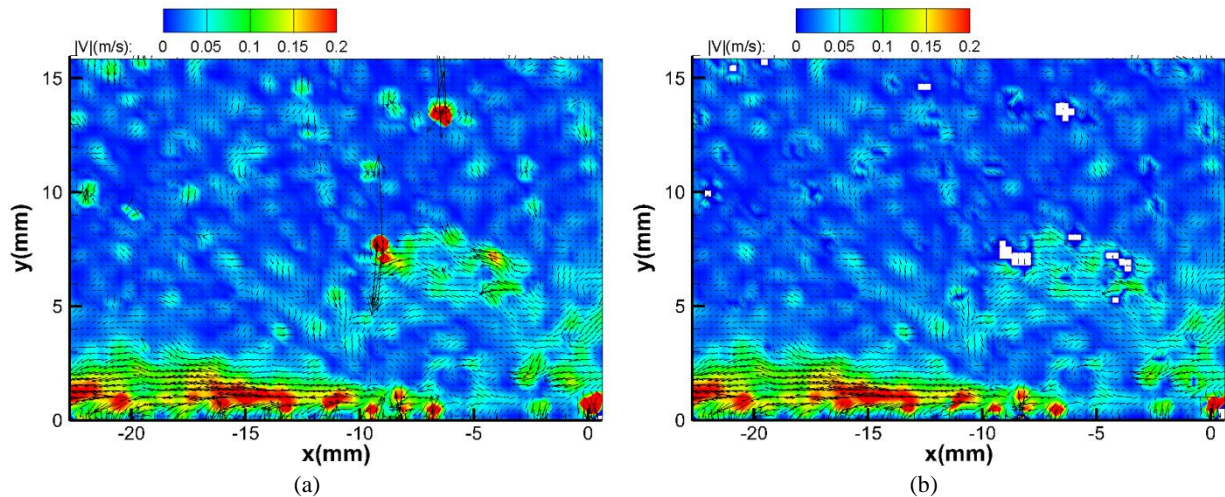


Figure 76. Influence du filtrage gaussien à 3σ d'un champ de vitesse instantané brut (a) et résultat du même champ après filtrage (b)

L'application de ce filtre donne un taux de corrélations aberrantes de l'ordre de 1,3 % sur le champ moyen. Autrement dit, 1,3 % des vecteurs du champ PIV moyen ont été supprimés pour le calcul des vitesses moyennes et des déviations standards.

Après traitement statistique des 500 images on obtient le champ de vitesse moyenne présenté Figure 77 :

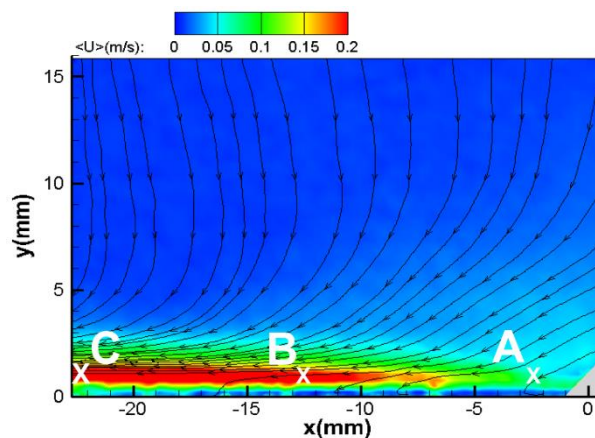


Figure 77 Position des points d'étude pour l'analyse statistique de la vitesse sur un champ de vitesse moyenne d'un jet EHD plan

L'écoulement ressemble à ceux obtenus par Daaboul et Zelu avec le même type de dispositif d'actionneur IBD. La vitesse très faible au niveau de l'arête augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'électrode. La vitesse semble atteindre au minimum 0,2 m/s au voisinage du point B. Globalement, l'écoulement est très étroit au niveau de l'arête et s'élargit peu à peu en s'éloignant de celle-ci. Il est cependant encore difficile de dire si le mouvement enregistré par le système PIV correspond bien au mouvement du liquide. Pour le vérifier il faut donc étudier la vitesse de migration des particules.

III.1.6. Étude de la vitesse de migration

Les données collectées ne permettent pas de mesurer directement la vitesse de migration des particules mais on peut cependant faire un certain nombre d'observations. Premièrement, l'écoulement obtenu ressemble à un écoulement hydrodynamique de type jet de paroi. Deuxièmement, si l'on compare le champ de vitesse mesurée avec la PIV (Figure 78 (a)) au champ de vitesse de migration théorique des particules (Figure 78 (b)), on observe des différences majeures dans la directions des lignes de champ (ou vecteur vitesse).

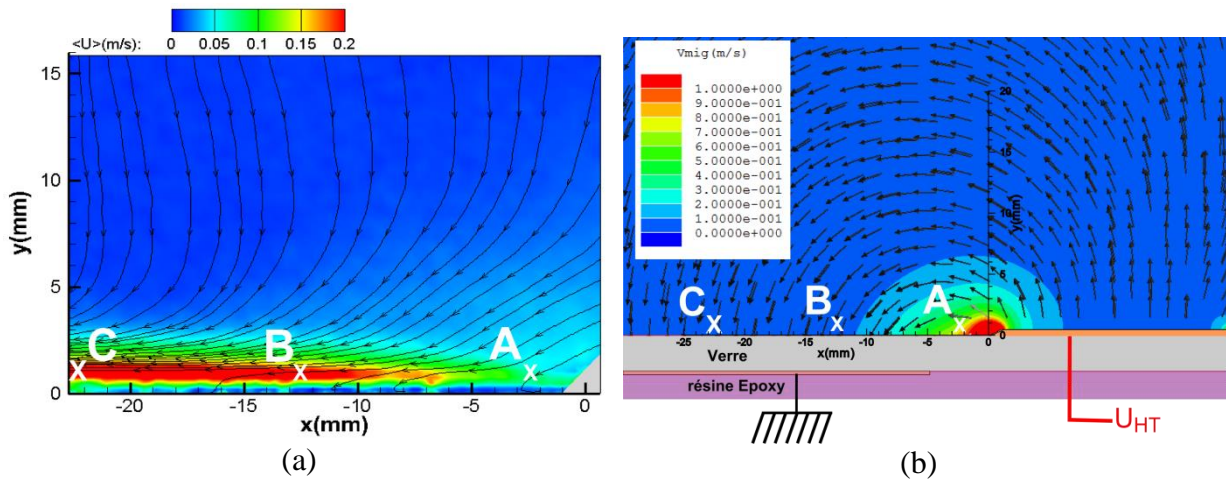


Figure 78. Champ de vitesse moyenne créé par l'actionneur IBD (a) ; Simulation de la vitesse de migration théorique (isocontours) superposé aux vecteurs vitesse (flèches noires) (b) ; $U_{HT} = -30$ kV

On rappelle que le champ de vitesse de migration maximal théorique a été calculé à l'aide du modèle théorique et du logiciel Maxwell®. Le modèle utilisé considère que la densité de charge injectée est trop faible pour modifier de façon significative le champ local. De plus, les mesures et les calculs ont été réalisés avec l'actionneur IBD soumis à une différence de potentiel continue de -30 kV.

Au point A :

La vitesse mesurée (cf. Figure 78 (a)) est de l'ordre de 10 cm/s tandis que la vitesse de migration théorique est de l'ordre de 60 cm/s (cf. Figure 78 (b)). L'écart est suffisamment important pour qu'on puisse affirmer que les vitesses ne correspondent pas au comportement de particules ayant atteint leur charge maximale.

Aux points B et C :

Les vitesses mesurées (cf. Figure 78 (a)) sont de l'ordre de 20 cm/s et les vitesses de migration théoriques (cf. Figure 78 (b)) sont de l'ordre de 10 cm/s. On a donc à peu près le même ordre de grandeur mais la direction des vecteurs vitesse ne correspond pas. Les 20 cm/s du jet expérimental correspondent à la composante horizontale de la vitesse alors les 10 cm/s de la vitesse de migration théorique correspondent à une composante verticale. Si on observe les lignes de courant on s'aperçoit que les vecteurs théoriques et expérimentaux sont orthogonaux. Les vitesses mesurées par le dispositif PIV ne correspondent donc pas à une

vitesse de migration. Le modèle théorique ne peut expliquer ni la direction ni la norme des vitesses mesurées aux point B et C.

Il est donc raisonnable de penser qu'au-delà d'un rayon de 10 mm autour de l'arête de l'électrode HT la vitesse de migration est négligeable et que le champ de vitesse enregistré avec le dispositif PIV correspond bien au mouvement du liquide. Dans cette zone on considérera par la suite que les particules d'ensemencement suivent la circulation hydrodynamique et respectent globalement l'hypothèse de fidélité de la PIV ($\vec{V}_{mig} \approx \vec{0}$).

Dans la zone de rayon 10 mm, les résultats obtenus ne permettent pas de conclure. On note cependant que les vitesses mesurées sont bien trop faibles pour considérer que les particules atteignent leur charge maximale.

III.2. Influence de la concentration et de la permittivité électrique sur la mesure de vitesse par PIV

Après avoir vérifié l'hypothèse de fidélité, il est nécessaire de vérifier la 2^{de} hypothèse de la PIV, ou hypothèse de non-intrusivité. La question est de savoir si l'ajout de particules d'ensemencement dans les liquides diélectriques soumis à un champ électrique intense modifie le comportement du jet EHD étudié. Pour cela, on étudie la vitesse du jet EHD lorsque la concentration en particule d'ensemencement varie. On reprend pour cela les 3 types de particules d'ensemencement (PTFE, PMMA, HGS) représentant un large spectre de permittivité électrique (respectivement de 2,1 à 5).

III.2.1. Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de HGS

La Figure 79 présente les variations de la vitesse \vec{V}_x mesurée aux points A, B et C en fonction de la concentration massique en particule de HGS. Les barres d'erreur représentent les incertitudes de la vitesse. D'une part, on constate que plus l'on s'éloigne de la lame d'injection (de 'A' vers 'C') plus la vitesse du jet augmente. D'autre part, même si l'on observe une variation de la vitesse moyenne entre les différentes mesures, cette variation ne semble pas corrélée à la variation de concentration. Enfin les incertitudes des vitesses ne semblent pas non plus dépendre de la concentration. La variabilité de la vitesse est caractéristique des jets électroconvectifs créés par des actionneurs IBD et avait déjà été observée par Zelu dans ses travaux de thèse [42, p. 188]. Dans notre cas elle est sans doute en partie due à l'accumulation de charge dans la cellule d'essai.

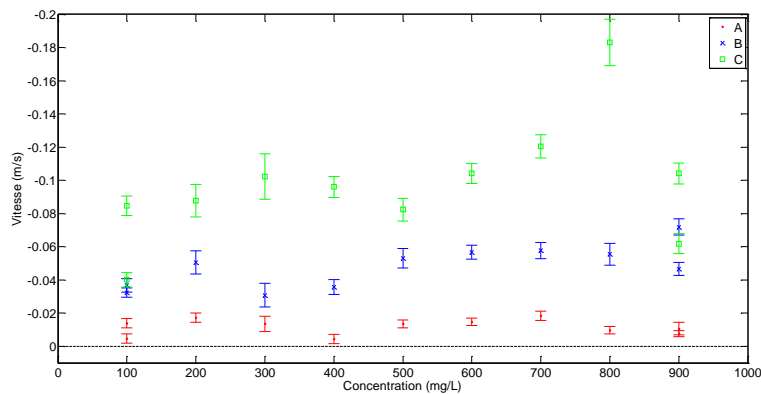


Figure 79. Variation de la vitesse d'un jet EHD aux points A, B, C en fonction de la concentration en particules de HGS

On peut calculer les écarts-types moyens des vitesses aux points A, B et C grâce à la formule de propagation de la dispersion suivante :

$$\langle \sigma_V \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i}{N} \quad (46)$$

Où N est le nombre de valeurs d'écart-type considéré et σ_i l'écart-type de la vitesse à la concentration [i]

Le tableau ci-dessous compare les variations globales de vitesse $V(C_{max}) - V(C_{min})$ aux écarts-types moyens des vitesses pour les points A, B et C :

	A	B	C
$ V(C_{max}) - V(C_{min}) $ (m/s)	0,004	0,03	0,025
$\langle\sigma_V\rangle$ (m/s)	0,17	0,03	0,045

Tableau 4. Comparaison entre les variations globales et absolues de la vitesse et les écarts-types de vitesse moyennés sur toutes les concentrations aux points A, B et C

Grâce aux données présentées dans le Tableau 4, nous pouvons constater que la variation globale de vitesse entre 100 mg/L et 900 mg/L est toujours inférieure ou égale à l'écart-type moyen de la vitesse (formule ci-dessous) quel que soit le point du jet considéré A, B ou C.

$$|V(C_{max}) - V(C_{min})| < \langle\sigma_V\rangle \quad (47)$$

On en conclut qu'il n'y a pas de tendance claire (croissante ou décroissante) de la vitesse en fonction de la concentration en particules de HGS. On peut donc raisonnablement considérer que la vitesse est indépendante de la concentration puis calculer la moyenne de la vitesse par rapport à la concentration pour tous les points du jet EHD:

	A	B	C
$\langle V \rangle_{[C]}$ (m/s)	- 0,012	- 0,048	- 0,098

Tableau 5. Vitesses moyennes mesurées avec un ensemencement de HGS dans le jet EHD aux points A, B et C

III.2.2. Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de PMMA

La Figure 80 présente les variations de la vitesse \vec{V}_x mesurée aux points A, B et C en fonction de la concentration massique en particule de PMMA. Les barres d'erreur représentent les incertitudes de la vitesse. Comme pour le cas précédent, il apparaît que plus l'on s'éloigne de la lame d'injection (de 'A' vers 'C') plus la vitesse augmente. De même les incertitudes des vitesses ne semblent pas dépendre de la concentration.

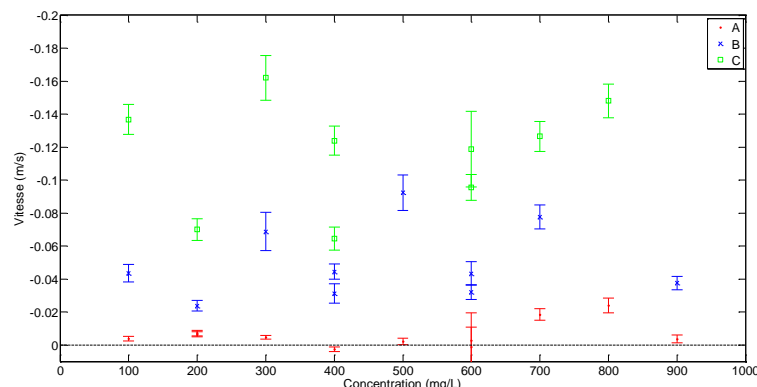


Figure 80. Variation de la vitesse d'un jet EHD aux points A, B, C en fonction de la concentration en particules de PMMA

Comme précédemment on peut calculer les variations globales de vitesse en fonction de la concentration et les comparer aux écarts-types moyens des vitesses (cf. Tableau 6).

	A	B	C
$ V(C_{max}) - V(C_{min}) $ (m/s)	0.009	0.011	0.019
$\langle\sigma_V\rangle$ (m/s)	0.016	0.038	0.056

Tableau 6. Comparaison entre les variations globales de la vitesse et les écarts-types de vitesse moyennés sur toutes les concentrations aux points A, B et C

Les données présentées dans le Tableau 6, montrent que les variations globales de vitesse entre 100 mg/L et 900 mg/L sont toujours inférieures ou égales aux écarts-types moyens de vitesse quel que soit le point du jet considéré (formule (47)). Nous pouvons donc raisonnablement penser que la vitesse ne varie pas en fonction de la concentration et calculer les vitesses moyennes sur les valeurs de concentration (tableau ci-dessous) :

	A	B	C
$\langle V \rangle_{[C]}$ (m/s)	- 0,006	- 0,049	- 0,116

Tableau 7. Vitesses moyennes mesurées avec un ensemencement de HGS dans le jet EHD aux points A, B et C

III.2.3. Vitesse d'un jet EHD en fonction de la concentration en particule de PTFE

La Figure 81 présente les variations de la vitesse \vec{V}_x mesurée aux points A, B et C en fonction de la concentration relative en particule de PTFE. On observe à nouveau que la vitesse du jet EHD croît en fonction de la distance à la lame d'injection (dans le sens de 'A' vers 'C'). La vitesse mesurée aux points A, B et C sur la plage de concentration de 100 mg/L à 600 mg/L ne présente pas d'évolution notable croissante ou décroissante.

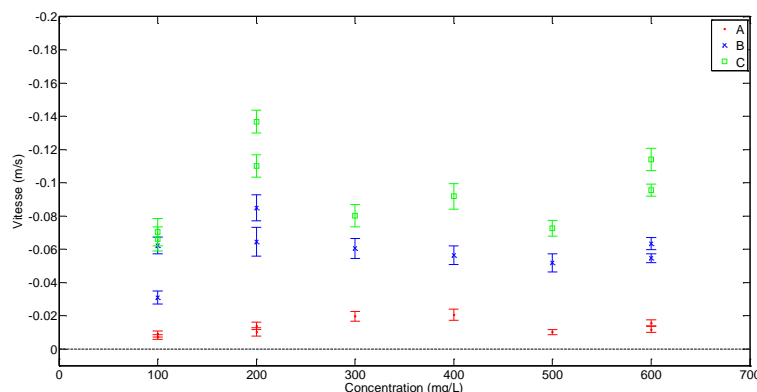


Figure 81. Variation de la vitesse d'un jet EHD aux points A, B, C en fonction de la concentration en particules de PTFE

Selon la même méthode qu'avec les particules de HGS et PMMA, on peut calculer les variations globales de vitesse en fonction de la concentration et les comparer aux écarts-types de vitesse moyenne.

	A	B	C
$ V(C_{max}) - V(C_{min}) $ (m/s)	0,006	0,000	0,017
$\langle \sigma_V \rangle$ (m/s)	0,013	0,034	0,04

Tableau 8. Comparaison entre les variations globales de la vitesse et les écarts-types de vitesse moyennés sur toutes les concentrations aux points A, B et C

Une fois encore les variations globales des vitesses sur la plage de concentration considérée sont largement inférieures aux écarts-types moyens des vitesses ((formule (47)). Nous pouvons raisonnablement penser que la vitesse est constante en fonction de la concentration entre les concentrations 100mg/L et 600 mg/L. Il est possible de calculer les vitesses moyennes sur les concentrations aux points caractéristiques du jet EHD.

	A	B	C
$\langle V \rangle_{[C]}$ (m/s)	- 0,013	- 0,059	- 0,093

Tableau 9. Vitesses moyennes mesurées avec un ensemencement de HGS dans le jet EHD aux points A, B et C

Si on regroupe l'ensemble des résultats sur un seul et même graphique on obtient le comportement illustré sur la Figure 82 où les vitesses et les écarts-types sont moyennés sur les concentrations :

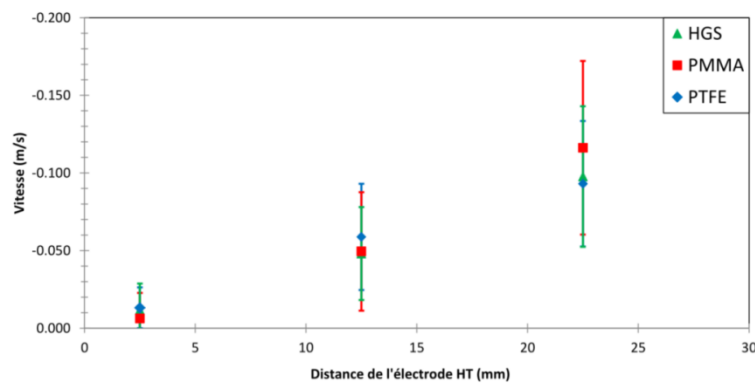


Figure 82. Comparaison des mesures de vitesses effectuées au sein d'un jet EHD en fonction de 3 types d'ensemencement (HGS, PMMA, PTFE)

On constate que les vitesses moyennes aux points A, B et C sont quasi identiques. Les vitesses mesurées avec le système PIV ne dépendent ni du type de particule ni de la concentration en particule. La présence des particules ne modifie pas l'écoulement et peuvent être considérées comme non intrusives. Cela signifie en outre que dans ce type de jet la permittivité ne semble jouer qu'un rôle mineur dans la capacité des particules à charger.

III.3. Conclusion sur l'étude de validité de la PIV

Cette étude sur la validité de la mesure PIV dans les liquides chargés s'est articulée sur la vérification des 2 hypothèses de la PIV : l'hypothèse de fidélité et l'hypothèse de non-intrusivité.

En ce qui concerne l'hypothèse de fidélité, nous avons comparé les résultats d'un champ de vitesse d'un jet EHD issu de mesure PIV à celui de la vitesse de migration théorique. Cette étude comparative semble indiquer que pour une différence de potentiel de -30 kV, la vitesse de migration à une distance supérieure à 10 mm de la lame d'injection est négligeable. En revanche lorsqu'on se situe dans un rayon inférieur à 10 mm de l'arête de l'électrode injectrice, les résultats obtenus ne permettent pas de conclure quant à l'origine de la vitesse mesurée. Les vitesses mesurées dans cette zone, largement inférieures aux vitesses de migration théoriques laissent cependant supposer que les particules n'atteignent pas leur charge maximale.

Il serait nécessaire de corroborer ces résultats avec des mesures de vitesse du jet EHD non basées sur le suivi de particule. Des campagnes de mesure ont été réalisées en ce sens mais n'ont pas encore donné de résultats satisfaisants.

À propos de l'hypothèse de non-intrusivité, les mesures de vitesse réalisées au sein du jet EHD en fonction de concentrations croissantes laissent penser que celles-ci n'influencent pas la vitesse du jet entre 100 mg/L et 900 mg/L (ou 600 mg/L pour le PTFE). En outre, la permittivité électrique semble ne jouer qu'un rôle mineur dans cette expérience ce qui corrobore l'hypothèse selon laquelle les particules n'atteignent pas leur charge maximale.

A ce stade de nos connaissances, les mesures PIV dans l'huile de silicone soumise à une différence de potentielle de -30 kV semblent fonctionner.

III.4. Analyse du jet EHD plan par méthode PIV

Le travail réalisé jusqu'à présent a permis de sélectionner 3 particules (PMMA, PTFE, HGS) adaptées à la mesure de vitesse d'un jet EHD rapide ($V \approx 10$ cm/s) créé par un actionneur IBD plan dans l'huile de silicone. Cette nouvelle partie a pour objectif de caractériser le jet EHD plan au moyen de la PIV dans l'huile de silicone 47V3, de viscosité cinématique égale à 3 centistokes ($\nu = 3.10^{-6}$ m²/s) et d'une densité de 0,89. Le choix de la particule d'ensemencement pour cette étude se porte sur le PMMA qui garantit le meilleur compromis en termes de fidélité à l'écoulement, et de diffusion de la lumière sous rayonnement laser.

III.4.1. Champ de vitesse moyenne et incertitudes

Le champ de vitesse moyenne d'un jet de paroi EHD créé par un actionneur IBD est présenté sur la Figure 83.

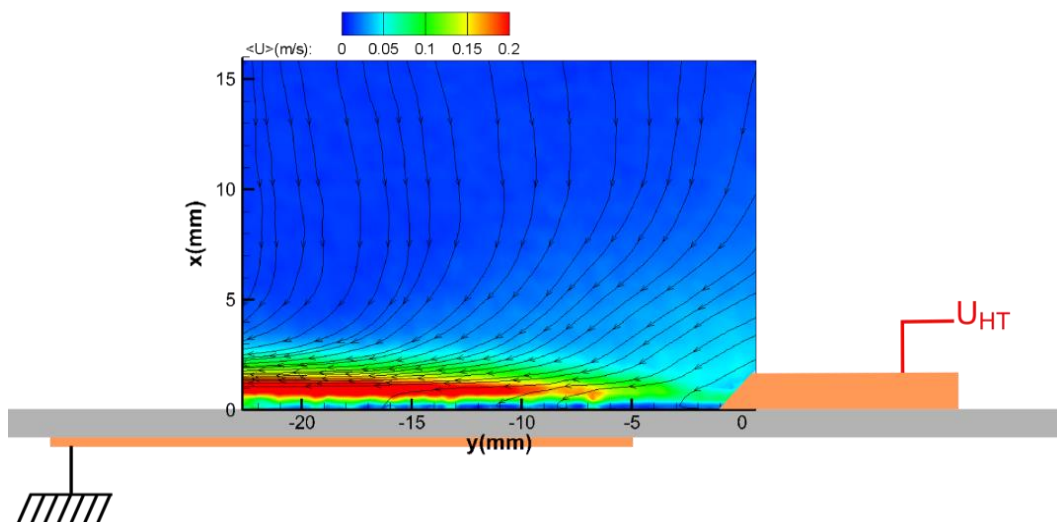


Figure 83. Champ de vitesse moyenne et lignes de courant (en noir) d'un jet EHD plan ($U_{HT} = -30$ kV) ; schéma de l'actionneur IBD (partie inférieure de l'image)

On peut observer que le jet est dirigé de l'électrode de haute tension vers l'électrode de masse et qu'il est confiné dans une épaisseur faible inférieure à 3 mm. La vitesse de ce jet augmente au fur et à mesure de l'éloignement de l'électrode HT bien que le champ électrique soit a priori décroissant dans cette zone. La vitesse moyenne au centre du jet EHD atteint au minimum 20 cm/s tandis que le fluide qui l'alimente (dans la partie supérieure du champ) est à une vitesse moyenne d'environ 1 cm/s. Cette caractéristique de forts gradients dans un champ de vitesse n'est pas idéale lors d'une mesure PIV basse cadence (5 Hz) et nous choisissons de focaliser les réglages PIV de manière à obtenir la meilleure précision dans la zone du jet.

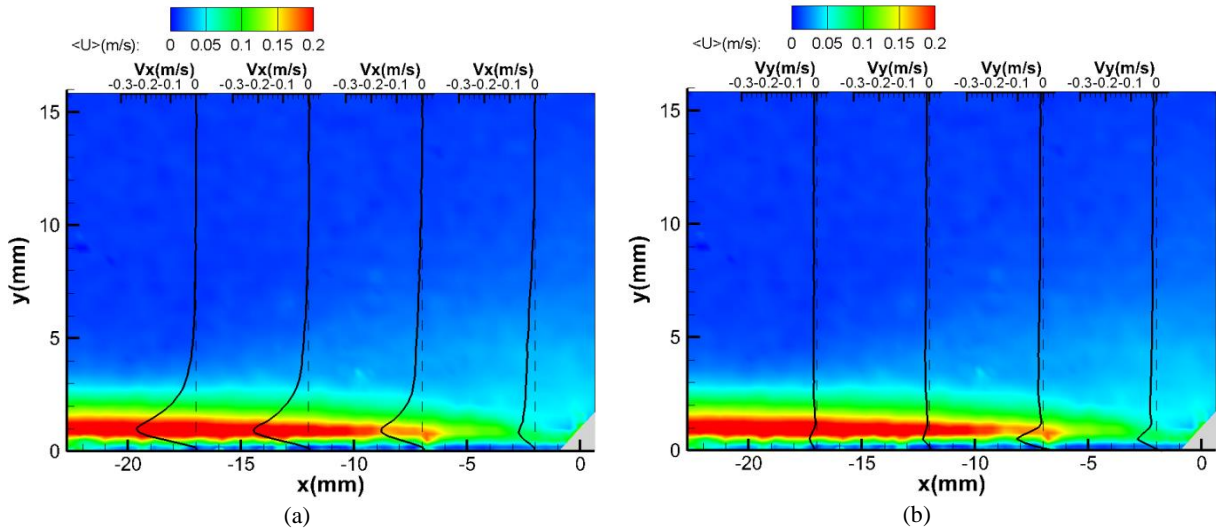


Figure 84. Champ de vitesse moyen d'un jet EHD plan avec profils de vitesse axiaux V_x (a) et transversaux V_y (b)

La Figure 84 représente le champ moyen du même jet. Grâce à ce champ de vitesse moyenne filtrée à 3σ , il est possible de calculer l'erreur sur la norme de la vitesse qui se décompose comme suit :

Soit $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$, la norme de la vitesse dans un écoulement tridimensionnel. La déviation standard de la norme de la vitesse (en 3D) est donnée par la loi de propagation de la dispersion statistique :

$$\sigma_V^2 = \left(\frac{\partial V}{\partial V_x}\right)^2 \sigma_{V_x}^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial V_y}\right)^2 \sigma_{V_y}^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial V_z}\right)^2 \sigma_{V_z}^2 \quad (48)$$

Les dérivées de vitesse au carré sont données par les expressions suivantes :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial V_x}\right)^2 = \frac{V_x^2}{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}; \left(\frac{\partial V}{\partial V_y}\right)^2 = \frac{V_y^2}{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}; \left(\frac{\partial V}{\partial V_z}\right)^2 = \frac{V_z^2}{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2} \quad (49)$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation (48), nous obtenons l'expression de la déviation standard de la norme de la vitesse :

$$\sigma_V = \frac{\sqrt{V_x^2 \cdot \sigma_{V_x}^2 + V_y^2 \cdot \sigma_{V_y}^2 + V_z^2 \cdot \sigma_{V_z}^2}}{V} \quad (50)$$

Sachant que le comportement statistique du jet peut être considéré comme normal, l'erreur absolue réelle avec un niveau de confiance de 99,7 % sur N échantillons est égale à :

$$err_{absolue} = \frac{3 \cdot \sigma_V}{\sqrt{N-1}} = \frac{3 \cdot \sqrt{V_x^2 \cdot \sigma_{V_x}^2 + V_y^2 \cdot \sigma_{V_y}^2 + V_z^2 \cdot \sigma_{V_z}^2}}{V \cdot \sqrt{N-1}} \quad (51)$$

En divisant l'expression (51) par la norme de la vitesse, on obtient l'erreur relative de la vitesse d'un champ PIV en 3D :

$$err_{relative} = \frac{3 \cdot \sigma_V}{V \cdot \sqrt{N-1}} = \frac{3 \cdot \sqrt{V_x^2 \cdot \sigma_{V_x}^2 + V_y^2 \cdot \sigma_{V_y}^2 + V_z^2 \cdot \sigma_{V_z}^2}}{V^2 \cdot \sqrt{N-1}} \quad (52)$$

Par ailleurs, après avoir réalisé des mesures PIV sur 4 plans parallèles A, B, C, D, nous faisons l'approximation que le jet EHD plan est globalement homogène, ainsi :

$$V_z \ll V_x, V_y \quad (53)$$

Et l'on obtient :

$$err_{absolue\ 2D} \approx \frac{3 \cdot \sqrt{V_x^2 \cdot \sigma_{V_x}^2 + V_y^2 \cdot \sigma_{V_y}^2}}{V \cdot \sqrt{N-1}} \quad (54)$$

$$err_{relative\ 2D} \approx \frac{3 \cdot \sqrt{V_x^2 \cdot \sigma_{V_x}^2 + V_y^2 \cdot \sigma_{V_y}^2}}{V^2 \cdot \sqrt{N-1}} \quad (55)$$

Où $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$

Figure 85 (a) la déviation standard sur la vitesse axiale (selon l'axe \vec{x}) atteint au maximum 17 cm/s et est plus élevée que la déviation standard sur la vitesse transversale (selon l'axe \vec{y}) Figure 85 (b) qui atteint au maximum 10 cm/s. On constate à nouveau que l'erreur absolue est maximale lorsque vitesse est maximale pour la composante axiale de la vitesse. Ce résultat est logique dans la mesure où les fluctuations de vitesse sont liées aux accumulations de charge dans cette zone de jet électro-convectif et suivent la direction du champ électrique. L'erreur sur la vitesse transversale V_y , est globalement faible car la force EHD selon l'axe \vec{y} y est faible. Elle reste majoritairement inférieure à 3 cm/s mais peu atteindre 10 cm/s dans une zone confinée à moins d'un millimètre de la paroi. Ceci peut s'expliquer par la présence de forts gradients de vitesse liés à un champ électrique intense le long de la paroi.

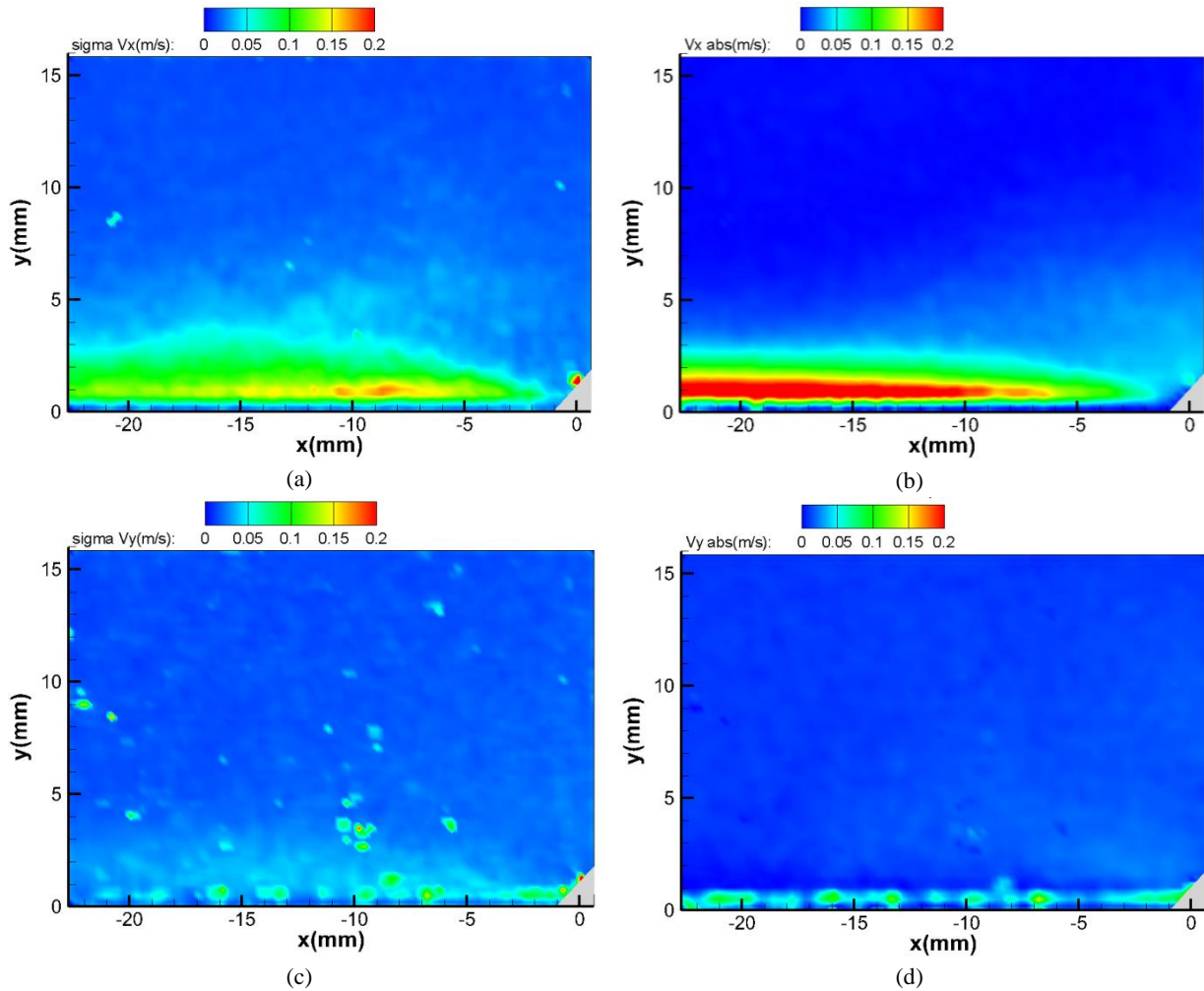


Figure 85. Déviations standards des vitesses axiales V_x (a) et transversales V_y (c),
Vitesse absolues axiales (b) et transversales (d) pour un jet de paroi EHD

À partir des valeurs moyennes de vitesse et de déviations standards obtenues des champs de vitesse PIV filtrés, nous obtenons les erreurs absolues et les erreurs relatives avec un niveau de confiance de 99,7 %.

La Figure 86 (a) est la norme de vitesse du jet. L'erreur absolue atteint un maximum au centre du jet EHD à 8 mm de la lame (Figure 86 (b)). On peut observer que les erreurs relatives dans la zone du jet sont inférieures à 0,5 % et ne dépassent pas 3 cm/s en erreur absolue. Les déviations standards plus importantes dans la zone du jet EHD peuvent être expliquées par des fluctuations de vitesses intrinsèques à l'écoulement et à des erreurs liées à des corrélations fausses dans la zone du jet.

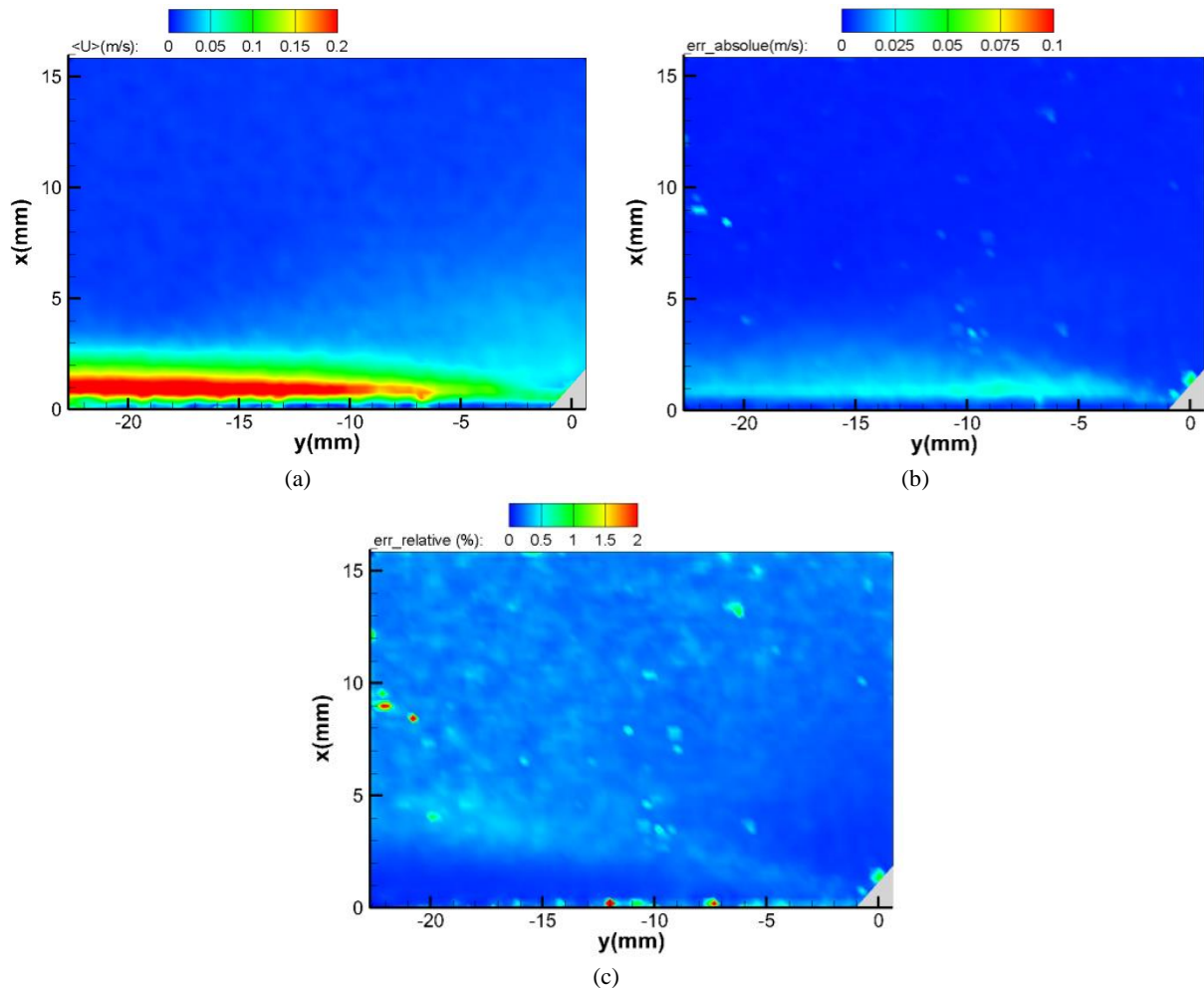


Figure 86. Champ de vitesse moyenne (a), erreur absolue (b), erreur relative (c)

La Figure 86 (c) représente le champ d'erreurs relatives et révèle qu'en moyenne celles-ci atteignent 0,25 %. Cependant on peut noter une très légère augmentation de cette erreur dans la zone hors jet où les vitesses sont de l'ordre de 1 cm/s. En effet comme cela a été dit précédemment, les réglages de la PIV ne sont pas adaptés pour la zone hors du jet, ce qui peut expliquer l'augmentation de l'erreur relative. Il est communément admis que l'incertitude sur le déplacement du calcul de corrélation est de l'ordre du dixième de pixel [96, p. 242]. Sachant que nos réglages de ΔT sont focalisés sur la zone du jet où nous avons des déplacements de l'ordre 2 pixels, nous pouvons estimer que l'incertitude de mesure est de l'ordre de 5 %. En revanche, dans la zone hors jet, les vitesses sont en moyenne 10 fois plus faibles que dans le jet de paroi. Les déplacements moyens étant de l'ordre au dixième de pixel, l'erreur sur la vitesse mesurée est d'environ 100 %. Cette erreur de mesure est excessive, mais nous n'accordons qu'un intérêt limité aux vitesses en dehors du jet. En conclusion, l'erreur absolue sur la norme de la vitesse au centre du jet est de ± 3 cm/s et dans la zone éloignée du jet ($y > 5$ mm) elle est de ± 1 cm/s.

III.4.2. Analyse du jet de paroi EHD

III.4.2.1. Vitesses maximales du jet EHD

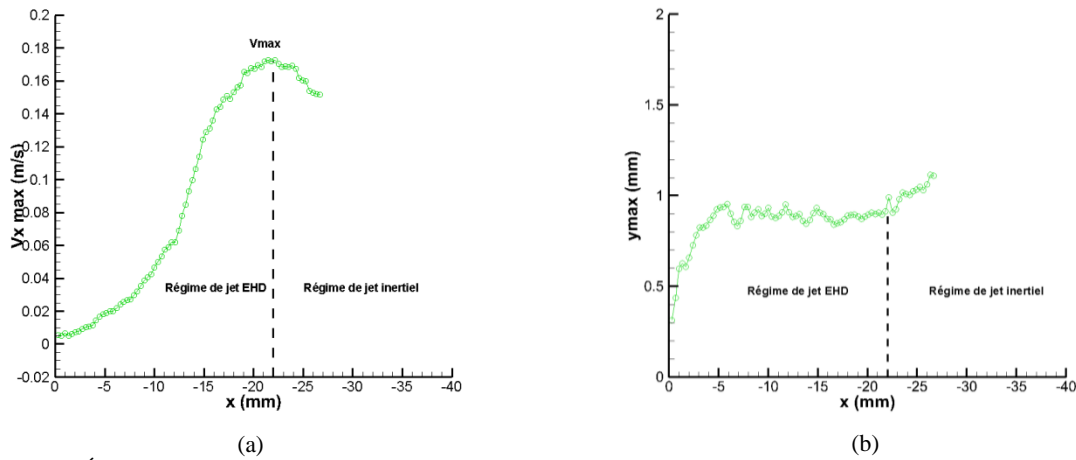


Figure 87. Évolution de la vitesse maximale (a) et des points de vitesse maximale (b) en fonction de la distance à la lame d'injection en $x=0$ mm sur un actionneur IBD de distance inter-électrode 5 mm et d'épaisseur de diélectrique 3 mm; liquide diélectrique : huile de silicone ; $U_{HT} = -30$ kV DC

L'étude des maxima de vitesse nous montre Figure 87 (a) que le maximum de vitesse du jet EHD provoqué par une différence de potentielle de -30 kV est atteint entre 19 mm et 24 mm de la lame d'injection pour cet essai. La Figure 87 (b) montre que le maximum de vitesse dans cette portion de jet, se situe à environ 1 mm de la paroi diélectrique et ne semble pas s'en écarter entre 0 mm et 22 mm de la lame d'injection. Cette observation est caractéristique des jets EHD proches de la lame d'injection. En effet, Daaboul dans ses travaux de thèse [39, p. 107] présente un jet EHD dont le maximum était confiné proche de la paroi dans une zone proche de la lame d'injection entre 0 mm et 13 mm (Figure 88 (b)).

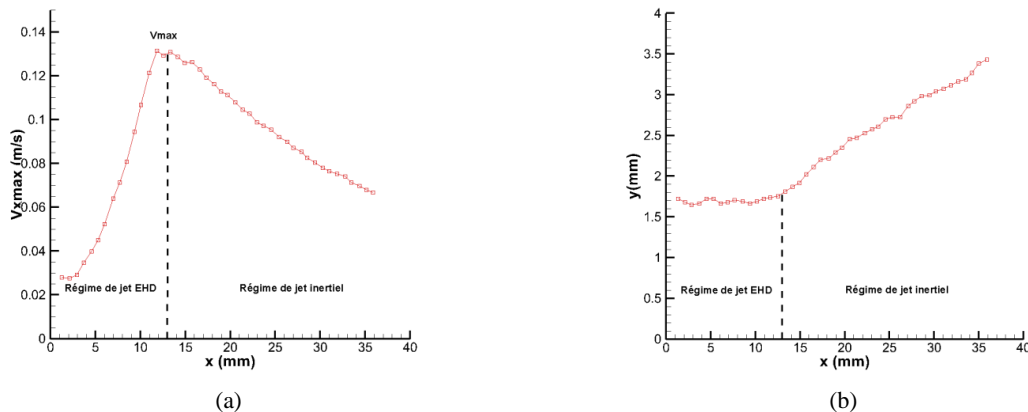


Figure 88. Évolution de la vitesse maximale (a) et des points de vitesse maximale (b) en fonction de la distance à la lame d'injection en $x = 0$ mm sur un actionneur IBD de distance inter-électrode 5 mm et d'épaisseur de diélectrique 2 mm; liquide diélectrique : gasoil ; $U_{HT} = 15$ kV ; $f = 15$ Hz (cf. Daaboul [39, p. 107])

Cependant, les courbes du jet EHD présentées diffèrent légèrement de celles de Daaboul. Le positionnement de la limite séparant les zones à régime EHD et à régime inertiel est situé à 22 mm dans notre cas, mais à 13 mm seulement dans l'expérience de Daaboul. De plus la vitesse maximale est de 17,5 cm/s dans notre cas mais atteint à peine 13 cm/s pour Daaboul. D'autre

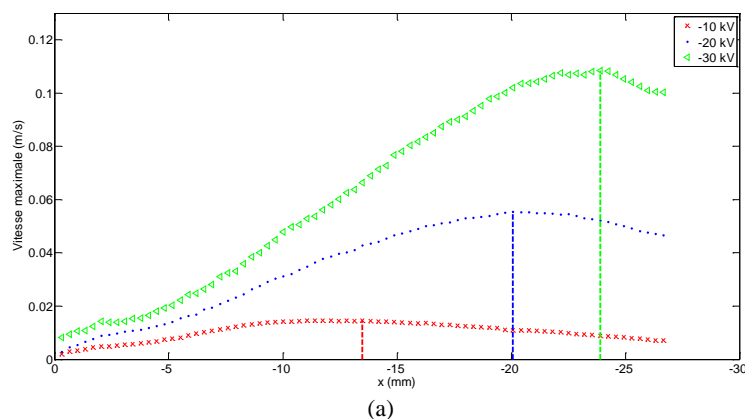
part la position verticale des maxima de vitesse est caractérisée par un plateau dans la zone de régime EHD situé à $y = 0,9$ mm pour notre expérience. En revanche ce plateau de maxima de vitesse est situé à $y = 1,7$ mm pour Daaboul. Ces différences quantitatives sont expliquées par les dissemblances des actionneurs (distance inter-électrode ; épaisseur et types de diélectrique PMMA/verre), et des paramètres des expériences (signaux de tensions carré alternatifs pour Daaboul et signal continu dans notre cas ; liquide diélectrique gasoil versus huile de silicone).

Malgré ces différences on peut constater que les vitesses maximales des jets passent toutes par un maximum d'abscisse $x_{V_{max}}$. Daaboul puis Zelu ont d'ailleurs observé ce même comportement de la vitesse maximale dans un jet de paroi EHD créé par un actionneur IBD (cf. I.3.4). Zelu a nommé cette 1^{re} zone : zone d'accélération. Par analogie avec les comportements observés par Zelu, nous pouvons supposer que la zone comprise entre notre lame d'injection et le point $x_{V_{max}}$ est la zone d'accélération du jet EHD. Cette accélération est produite par la force de Coulomb créée par un champ électrique intense capable de confiner le jet dans une faible épaisseur inférieure à 2 mm.

Au-delà du point de $x_{V_{max}}$, les maxima de vitesse décroissent, et d'après Zelu, on se trouve dans la zone de régime inertiel (autosimilaire), où le comportement du jet est piloté par les forces visco-inertielles. La similitude observée entre les profils de vitesse moyenne adimensionnés révèle un comportement auto-similaire caractéristique des jets libres. Dans cette zone, la force de Coulomb n'est plus assez forte pour confiner le jet proche de la paroi, et les effets inertiels et visqueux deviennent prépondérants, ce qui provoque un élargissement progressif du jet.

III.4.2.2. Position des maxima de vitesse

Le comportement du jet produit par l'actionneur dépend également de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes. Afin d'observer les changements de configuration du jet EHD des mesures ont été réalisées pour des tensions de : - 10 kV, - 20 kV, - 30 kV. Les profils de vitesse sont moyennés sur 10 essais afin d'obtenir une tendance générale et de s'affranchir de la variabilité des jets EHD.



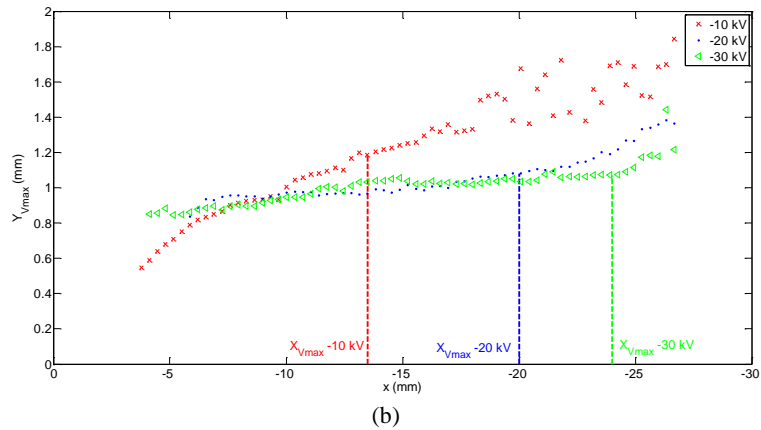


Figure 89. Évolution de la vitesse maximale (a) et des points de vitesse maximale (b) en fonction de la distance à la lame d'injection pour différentes tensions

Figure 89 (a), on peut observer que plus la tension est élevée plus le maximum de vitesse est élevé et plus il est atteint loin de la lame d'injection située en $x = 0$ mm. En effet, lorsqu'on augmente la tension, la zone où la force de Coulomb est prépondérante s'élargit et le fluide est accéléré sur une plus grande distance. Par conséquent la vitesse maximale est atteinte plus loin de la lame d'injection et avec une valeur plus élevée. Ainsi, plus la tension augmente, plus la force de Coulomb augmente et ainsi plus la vitesse maximale croît. La Figure 89 (b) illustre les variations de la position verticale des maxima de vitesse en fonction de la distance à la lame d'injection. Quelle que soit la tension appliquée, plus on s'éloigne de la lame d'injection plus le jet s'élargit. Cependant il semble que plus on augmente la tension plus la pente d'élargissement du jet diminue. La force de Coulomb semble à l'origine du confinement des jets EHD proche de la paroi ; plus elle est élevée plus la distance de confinement du jet augmente (cf. courbes (a), (b) et (c) de la Figure 89).

III.4.2.3. Variation de la vitesse du jet en fonction de la tension

La Figure 90 représente l'évolution de la vitesse maximale des jets EHD en fonction de la tension négative et continue appliquée aux bornes de l'actionneur IBD. Elle semble montrer que la vitesse maximale du jet EHD entre 0 kV et - 30 kV varie de manière quadratique en fonction de la tension appliquée.

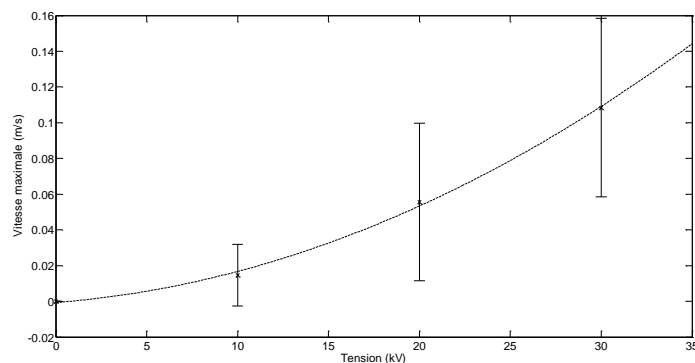


Figure 90. Evolution de la vitesse maximale d'un jet EHD plan en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD

L'équation de la courbe d'interpolation polynomiale permet de décrire l'évolution de la vitesse maximale d'un jet EHD jusqu'à - 30 kV.

$$V_{max}(U) = 0,0001U^2 + 0,00078U - 0,00066 \quad (56)$$

À partir des jets générés par des tensions - 20 kV et - 30 kV et des courbes présentes sur la Figure 89, nous pouvons décomposer le jet de paroi EHD en 2 zones (précisément décrites par Zelu dans ses travaux de thèse [42, p. 108]) :

1^{re} zone [x_{Vmax} ; x_{Vmax}] : zone de jet à régime EHD (ou zone d'accélération selon Zelu) en plateau, comprise entre 0,8 mm et 1,1 mm de la paroi et dont la longueur est fonction de la tension appliquée. À - 20 kV cette zone mesure 16 mm et est comprise entre 5 mm et 2 mm de la lame d'injection. À - 30 kV, cette zone mesure 19 mm et est comprise entre 5 mm et 24 mm de la lame d'injection. En revanche à - 10 kV il n'est pas évident de définir une largeur de plateau car les points de vitesse maximale semblent s'écarter linéairement de la paroi. Cela est probablement dû au fait que la force de Coulomb produite ne permet pas de contrer les effets de diffusion visqueuse du jet, responsable de son élargissement.

2^{de} zone [x_{Vmax} ; ∞_{jet}] : zone de jet à régime auto-similaire (ou visco-inertiel) où l'élargissement du jet de paroi est caractérisé par une évolution linéaire. Les maxima de vitesse du jet commencent à baisser à partir du point x_{Vmax} .

Enfin il est essentiel de prendre compte la variabilité des jets EHD qui rend les études complexes et requiert de reproduire les essais un nombre de fois important.

III.4.3. Conclusion sur l'étude du jet EHD

Nous venons de décrire les caractéristiques de jets EHD créé par un actionneur plan à barrière diélectrique. Le jet de paroi créé par un signal de tension continue de - 30 kV, se développe sur une distance d'au moins 3 cm et atteint sa vitesse maximale à environ 25 millimètres de la lame d'injection. Le jet de paroi créé par un signal de tension continue de - 20 kV, se développe sur une distance identique et atteint sa vitesse maximale à environ 20 millimètres de la lame d'injection. La vitesse maximale d'un jet EHD moyennée sur 10 essais créé par un signal de tension continue de - 30 kV atteint 10,8 cm/s \pm 5cm/s. Cet écart-type moyen de l'ordre de 50 % de la vitesse donne une idée de la variabilité du jet EHD. Cette caractéristique des jets EHD créés par des courants continus constitue d'une des principales difficultés pour l'étude de ces jets.

III.5. Conclusion

Le 3^e chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la validité de la mesure de vitesse par la PIV sur un jet EHD et à la caractérisation d'un jet EHD plan. Dans un 1^{er} temps, nous avons effectué une comparaison qualitative entre un champ de vitesse d'un jet EHD issu d'une mesure PIV et le champ des vitesses de migrations théoriques d'une particule de PMMA. Cette comparaison suggère que les particules ne semblent pas être animées d'un mouvement de type électrostatique puisque les directions des vecteurs vitesses (PIV) et des vecteurs de vitesse de migration maximale théorique sont orthogonaux (excepté dans la zone très proche de la lame d'injection). De plus les normes de la vitesse mesurée (PIV) à des distances supérieures à 10 mm de lame d'injection sont bien supérieures à celles de la vitesse de migration ce qui laisse penser que les particules suivent plutôt une circulation hydrodynamique. Cette analyse permet de penser que les particules n'acquiescent pas leur charge maximale voir même que la charge accumulée par les particules est extrêmement faible.

La faible charge accumulée permet également d'expliquer pourquoi à la différences des résultats de l'étude préliminaires du chapitre II, aucune différence de comportement n'est observée entre particules de permittivité électrique relative comprise entre 2,1 et 5.

Une étude sur la dynamique du temps de charge des particules d'ensemencement serait donc nécessaire pour préciser les domaines de validité de chaque type de particule d'ensemencement. Cependant, la vitesse de migration peut être considérée comme négligeable. Dans l'état actuel des connaissances, il est donc raisonnable de considérer que l'hypothèse de fidélité de la PIV ($\vec{V}_{mig} \approx \vec{0}$) est satisfaite pour un jet EHD créé par un actionneur IBD alimenté par un courant continu de - 30 kV.

Dans un 2^e temps, afin de tester la validité de l'hypothèse de non-intrusivité (2^{de} hypothèse de la PIV) une étude sur l'influence de la concentration en particules (HGS, PMMA et PTFE) et sur l'influence de la permittivité électrique a été menée. Elle montre que quel que soit le type d'ensemencement choisi, l'augmentation de la concentration en particule (sur la plage de concentration comprise entre 100 mg/L et 900 mg/L) n'a pas d'influence significative sur la vitesse mesurée par la PIV. Il semble donc que pour les niveaux de concentration atteints, l'intrusivité des particules d'ensemencement soit négligeable.

Ce travail permet donc de conclure que ce type de jet EHD créé par un courant continu de - 30 kV peut être étudié avec la PIV au moyen d'un ensemencement de PMMA de HGS ou de PTFE. Nous avons validé l'hypothèse de non-instrusivité des traceurs de PMMA, HGS ou PTFE dans l'huile de silicone chargé. La méthode PIV est adaptée à la mesure de vitesse dans les jets EHD à l'origine de vitesses élevées supérieures à 1 cm/s. Elle peut donc être utilisée pour l'étude du contrôle d'écoulement par actionneur IBD en courant continu.

Grâce aux mesures PIV, nous avons réalisé ensuite une étude plus approfondie du jet et constaté que la vitesse est croissante entre la lame d'injection et le point situé à 30 mm de celle-ci pour une différence de potentiel de - 30 kV. La vitesse maximale atteint et dépasse parfois 20 cm/s mais vaut en moyenne $11 \text{ cm/s} \pm 5 \text{ cm/s}$. Elle est atteinte à environ 25 mm de

la lame d'injection. L'étude de l'élargissement du jet ($Y_{v_{\max}}$), de vitesse maximale (V_{\max}) ou de profils de vitesse est en accord avec les résultats déjà publiés dans la littérature (Daaboul puis Zelu) et permet de décomposer ce type de jet en 2 zones. La 1^{re} zone dite de « régime EHD » (ou zone d'accélération) est caractérisée par l'action prépondérante de la force EHD à l'origine du confinement du jet proche de la paroi. Cette force provoque l'accélération du jet jusqu'à une vitesse maximale. La largeur de cette zone dépend de la tension appliquée ; par exemple à - 30 kV elle s'étend sur 19 mm. Il faut noter que dans la zone comprise entre la lame d'injection et $x \approx 5$ mm, les mesures sont extrêmement délicates à réaliser et les résultats doivent être analysés avec réserve. La 2^e zone caractéristique est située au-delà du point de vitesse maximale et se caractérise par un régime de jet souvent auto-similaire. Dans cette zone, les forces inertielles et visqueuses sont prépondérantes sur la force EHD ce qui provoque la décélération et l'élargissement du jet.

Chapitre IV. Le contrôle d'écoulement dans les liquides chargés au moyen d'actionneur EHD à ultra-bas Reynolds

L'objectif de cette étude est de démontrer la capacité de l'actionneur IBD à contrôler des écoulements décollés sur l'extrados d'un profil d'aile, à des Reynolds inférieurs à 10^4 (ultra-bas Reynolds).

L'utilisation d'un actionneur IBD alimenté en courant continu a pour but de retarder ou supprimer la séparation présente au bord d'attaque ou à mi-corde d'un profil de type NACA0015. La stratégie de contrôle actif interactif en boucle ouverte repose sur l'apport par l'actionneur d'une quantité de mouvement au bord d'attaque du profil. Cette position présente en effet l'avantage d'être constamment en amont de la séparation et confère une efficacité supérieure pour retarder le décollement (Jolibois [14]).

L'impact du contrôle sur l'écoulement est observé grâce à un système PIV qui permet de visualiser l'écoulement tout autour du profil et dans le sillage.

IV.1. Moyens expérimentaux, modèle d'essai et métrologie

IV.1.1. Canal hydraulique

Le fonctionnement des actionneurs IBD n'est possible que dans les liquides isolants (huiles, carburants etc.). Il a donc été choisi de construire un canal hydraulique d'huile permettant de produire un écoulement dans une veine d'essai à des Reynolds inférieures à 15000.

Ce canal est un circuit hydraulique fermé rempli de 80 L d'un liquide diélectrique. Il est constitué des éléments suivants :

- Une veine d'essai transparente de section carrée (dimensions intérieures : 100 x 100 mm) de 700 mm de longueur réalisée en PMMA poli pour une qualité optique satisfaisante
- Un convergent en amont de la veine d'essai en acier inoxydable (taux de contraction : 6,25)
- Un nid d'abeille en amont du convergent permettant d'homogénéiser l'écoulement (taille de maille : 4,8 mm)
- Une grille placée en amont du nid d'abeille dont l'objectif est de détruire les plus grosses structures de l'écoulement

- Un collecteur en acier inoxydable en aval de la veine d'essai contenant un nid d'abeille permettant de diminuer le gradient de pression
- Une pompe à engrenage de 3 kW 230 V / 400 V (type Varisco V60-2) délivrant un débit maximal de 22 m³/h
- Des conduites en acier inoxydable alimentaire de diamètre intérieur 50 mm (DN50)
- Un réservoir tampon de 80 L équipé d'une chaussette en caoutchouc permettant le remplissage ou la vidange de la veine grâce à un système pneumatique
- Un châssis en aluminium permettant de maintenir tous les éléments entre eux

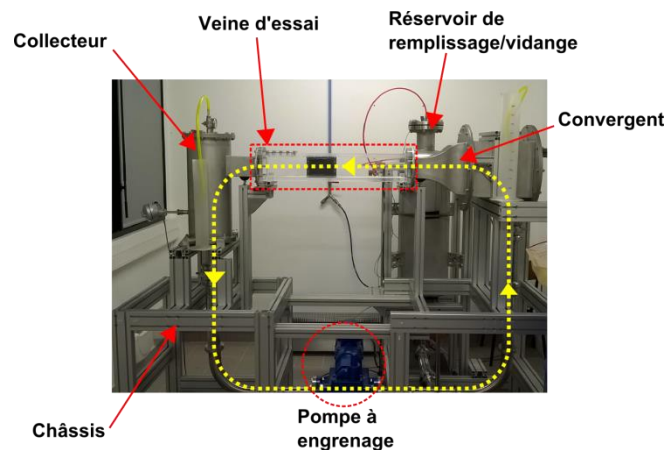


Figure 91. Photo légendée du canal hydraulique d'huile de silicone (sens de l'écoulement en jaune)

IV.1.2. Le modèle d'essai

IV.1.2.1. Le profil NACA 0015

Les dernières avancées en matière de conception d'actionneurs à injection de charge ont permis l'avènement des actionneurs d'injection à barrière diélectrique (IBD) pour liquides (Daaboul [39, p. 103]). La barrière diélectrique solide entre les deux électrodes permet d'augmenter la différence de potentiel, et ainsi la vitesse de l'écoulement produit, tout en évitant le passage à un régime d'arc. L'objectif de cet actionneur est de générer un écoulement EHD sur l'extrados depuis le bord d'attaque afin de permettre de retarder le décollement de la couche limite (cf. partie I.4.2.4) lorsqu'on augmente l'incidence du profil d'aile.

Cette répartition des lignes de champ électrique et l'intensité du champ électrique permettent de produire une force EHD principalement dirigée du bord d'attaque vers le bord de fuite sur l'extrados du profil, comme l'illustre la Figure 92.

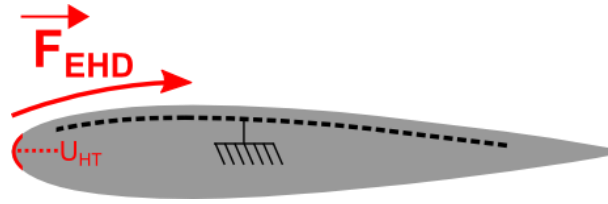
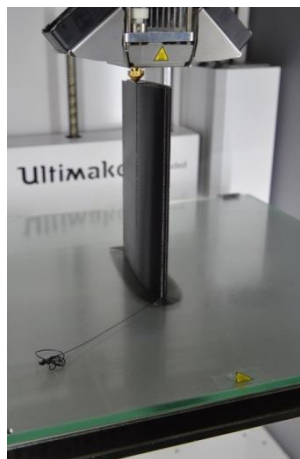


Figure 92. Schéma de la force EHD à produire pour recoller un écoulement sur un profil d'aile

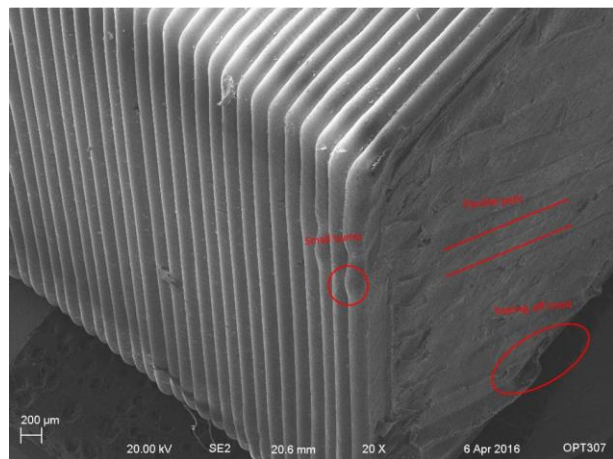
La matrice de l'actionneur NACA0015 est réalisée en impression 3D (imprimante Ultimaker² Extended®) dans un matériau polymère de PLA (*PolyLactic Acid*) de couleur noire. Les caractéristiques de l'impression sont décrites dans le Tableau 10:

Paramètre d'impression	valeur
Épaisseur du fil (mm)	0,1
Taux de remplissage (%)	100
Taux de chevauchement (%)	70
Diamètre de buse (mm)	0,25
Vitesse d'impression (mm/s)	60
Température d'impression (°C)	216
Temps d'impression (h)	13

Tableau 10. Paramètres de l'impression 3D



(a)



(b)

Figure 93. Image de l'impression 3D de la matrice en PLA du profil NACA0015 (a) ; image au microscope électronique à balayage d'un cube de PLA obtenu par impression 3D (b) (Crédits Zhang [97])

La fin du processus d'impression de la matrice en PLA est illustrée sur la Figure 93 (a). Une image au microscope électronique à balayage d'un échantillon de PLA produit par dépôt filaire (méthode « Fused Deposition Modeling ») est présentée sur la Figure 93 (b).

IV.1.2.2. L'actionneur IBD expérimental

L'actionneur IBD est constitué d'une électrode haute tension (HT) en cuivre (épaisseur 300 µm) collée sur le bord d'attaque du profil et en contact avec le liquide. Cette électrode joue le rôle d'électrode injectrice d'ions grâce à son bord acéré orienté vers l'extrados. Elle recouvre

le bord d'attaque du profil jusqu'à 2 % de corde du bord d'attaque (cf. Figure 94 (a)). Son bord orienté sur l'intrados du NACA est recouvert d'une fine couche de résine Époxy de façon à éviter l'injection de charge sur l'intrados du profil (non représentée sur la Figure 94 (a)).

L'électrode de masse est une feuille de cuivre (épaisseur 300 μm) noyée dans une fente au sein d'une matrice de polymère PLA à 1 mm sous l'extrados. Cette électrode mesure 90 mm de longueur et 50 mm largeur. La distance entre les 2 électrodes est de 5 mm.

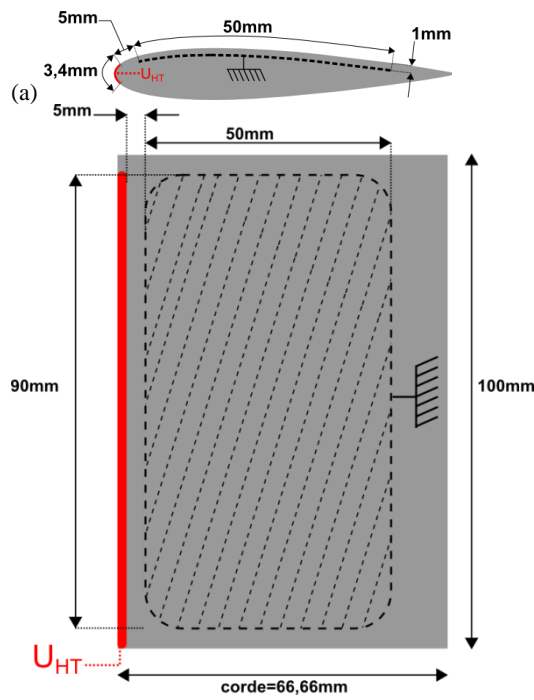


Figure 94. Schéma de principe de l'actionneur EHD NACA0015 ; vue de profil (a) ; vue de l'extrados (dessus du profil) (b) ; la partie hachurée et pointillée représente l'électrode de masse noyée dans la matrice de PLA.

L'électrode de masse est noyée dans la résine Époxy à l'intérieure de la fente de PLA afin d'éviter toute bulle d'air qui pourrait détériorer l'efficacité de la barrière diélectrique. De même, les soudures des électrodes aux câbles électriques sont noyées dans la résine Époxy au sein de la matrice de PLA.

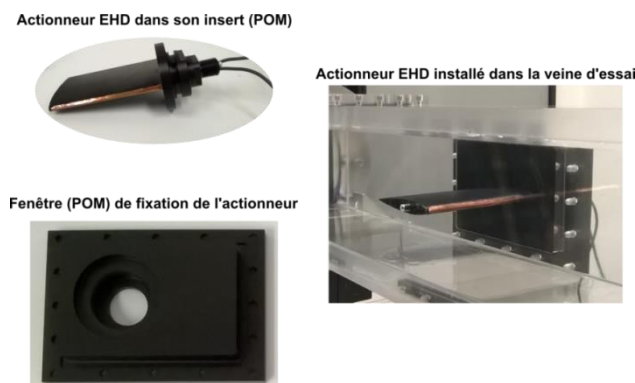


Figure 95. Système d'insertion de l'actionneur dans la veine d'essai

Le modèle NACA0015 est fixé dans un insert en POM et résiné (Époxy) pour éviter toute fuite d'huile vers l'extérieur. Cet ensemble est inséré dans une fenêtre en POM qui referme l'une des faces latérales de la veine (cf. Figure 95).

L'actionneur IBD présenté dans cette partie est alimenté par une source haute tension de type Spellman® SL10n30, capable de délivrer un signal de tension négatif continu dans la gamme [- 30 kV ; 0 kV] et un courant maximal de 330 μ A. Le signal de tension et de courant sont visualisés au moyen d'un oscilloscope LeCroy® à partir des signaux analogiques [0 V ; 10 V] issus du connecteur de la source de tension.

IV.1.3. Présentation du système PIV

La 1^{re} partie de cette thèse a été consacrée à l'étude de la PIV dans les liquides diélectriques chargés et a permis de sélectionner les meilleures particules d'ensemencement pour cette technique de mesure de champ de vitesse au sein des écoulements de liquides chargés. Il est donc décidé d'utiliser la PIV pour l'étude de l'écoulement autour d'un profil d'aile (NACA 0015) au sein du canal hydrauliqueensemencé en PMMA.

IV.1.3.1. PIV

Le système PIV choisi pour cette expérience a une fréquence d'acquisition de 7 Hz ; il est constitué d'un laser PIV Nd-YAG (*Neodymium-doped Yttrium-Aluminium-Garnet*) 120 mJ délivrant un faisceau laser de 532 nm de longueur d'onde (couleur verte). Le laser est installé à environ 1 m au-dessus de la veine d'essai. En sortie de laser le faisceau horizontal est dévié par un miroir de renvoi d'angle à 45° qui permet d'orienter le faisceau verticalement vers la veine d'essai. En sortie du miroir de renvoi d'angle, deux lentilles sphériques permettent d'affiner le diamètre du faisceau dans la zone d'étude. Le faisceau traverse ensuite une lentille cylindrique qui crée une nappe laser d'épaisseur environ égale à 1 mm au niveau de la zone de mesure.

L'étude indirecte des efforts appliqués sur un corps immergé nécessite de connaître le champ de vitesse tout autour du profil d'aile. L'éclairage laser du modèle NACA0015 par le dessus ne permet cependant pas d'obtenir d'information sous le profil d'aile. Pour pallier à ce déficit d'information, on place un miroir sous la veine d'essai afin de renvoyer la lumière du laser venant d'en-haut sous le profil d'aile (intrados). On obtient ainsi un éclairage laser tout autour du profil d'aile avec un unique laser mais au prix d'une homogénéité lumineuse moindre.

Une caméra CCD LaVision® imager ProX de 2048 x 2048 pixels² est positionnée à 90° du plan laser de manière à filmer l'écoulement dans la veine d'essai au travers de l'une de ses faces verticales (cf. Figure 96). La caméra est équipée d'un objectif Sigma® de distance focale 105 mm ($f = 5,6$) lui-même appareillé d'un filtre passe bande de 532 nm. Le filtre passe-bande permet de ne sélectionner que les longueurs d'onde proche de la longueur d'onde

émise par le laser et d'éviter d'être perturbé par des longueurs d'onde parasites plus éloignées et issues par exemple de réflexions du faisceau laser sur les parois de la veine d'essai.

La caméra et le laser sont pilotés par le logiciel Davis 8.3 (LaVision®) et un boîtier PTU-X (*Programming Timing Unit*) en assure la synchronisation.

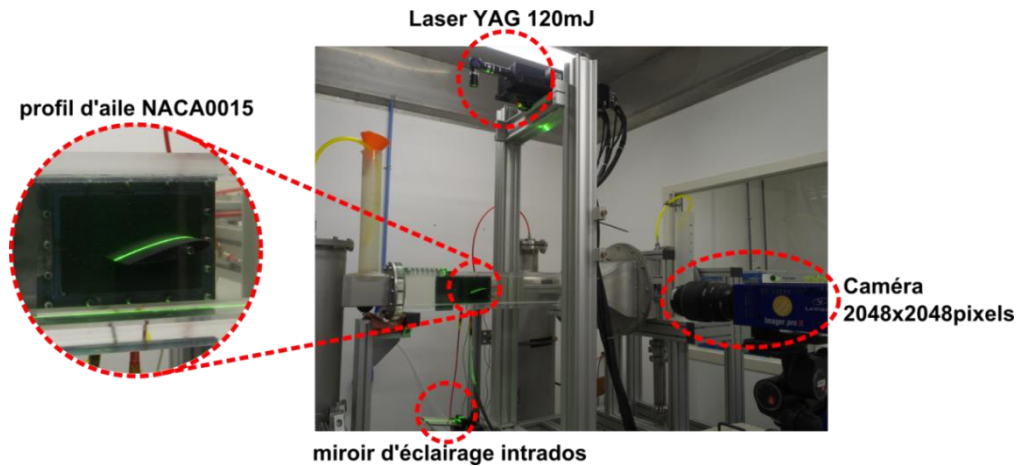


Figure 96. Photo légendée du canal hydraulique équipé du système de mesure PIV (laser et caméra)

IV.1.3.2. Paramètres expérimentaux de la PIV et analyse statistique

La description du principe de la PIV est réalisée dans la 1^{re} partie de cette thèse ; l'objectif de cette partie est donc de préciser les paramètres importants employés lors de la campagne de mesure dédiée au contrôle d'écoulement.

IV.1.3.2.1. Réglage pour le calcul des corrélations

Les traitements PIV effectués par le logiciel Davis 8.3 sont décrits ci-dessous :

- Prétraitement :
 - Soustraction du niveau minimal moyen d'intensité des 1000 images (fond des images) à chaque image de façon à s'affranchir des réflexions lumineuses parasites (ex : bulles éventuelles, taraudages veine, proximité des parois etc.). On améliore ainsi le rapport signal/bruit lors du calcul de corrélation PIV.

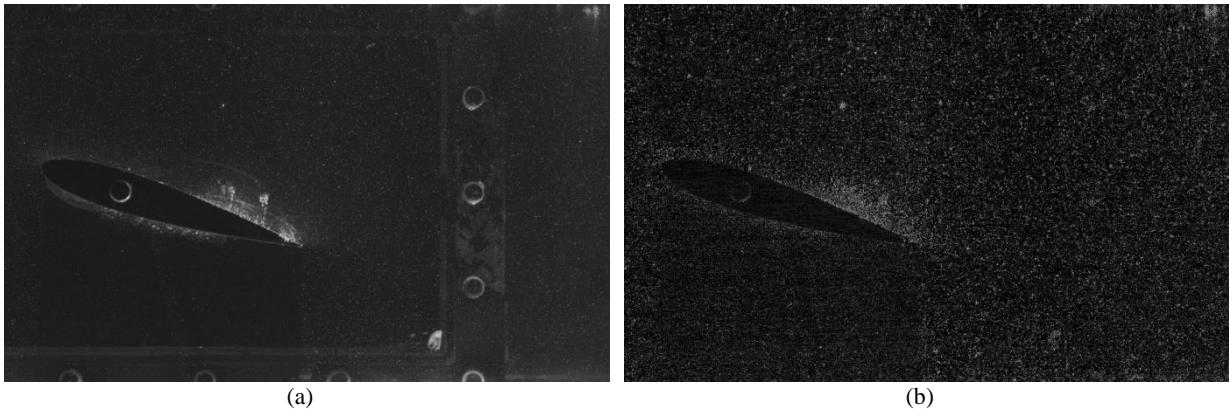


Figure 97. Image brute d'une distribution de particules (a) ; Image traité par soustraction du minimum (b)

- Normalisation gaussienne de l'intensité des particules sur $10 \times 10 \text{ pixels}^2$
- Calculs de corrélation PIV :
 - Fenêtres d'interrogation carrées en $64 \times 64 \text{ pixels}^2$ (2 passes); recouvrement de 50 %
 - Fenêtres d'interrogation adaptatives en $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ (2 passes); recouvrement de 50 %

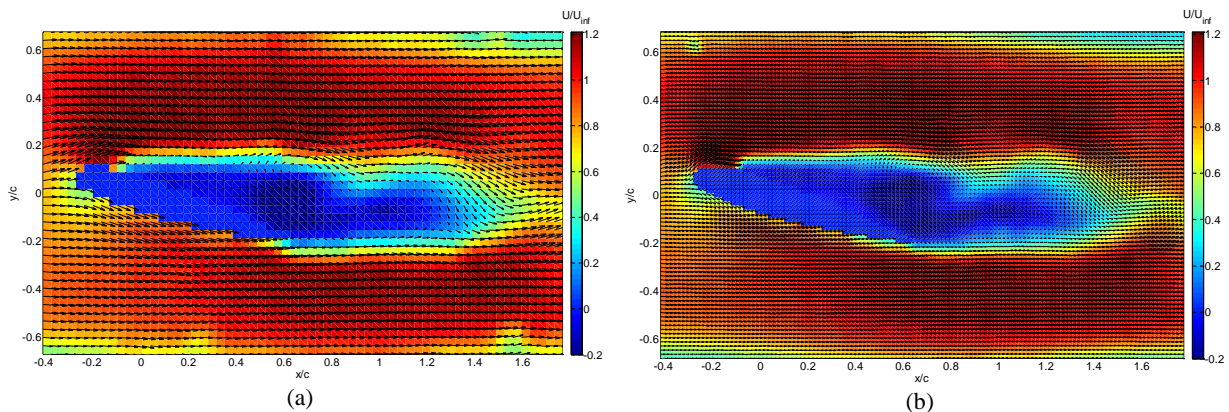


Figure 98. Champ de vecteurs après calcul de corrélation sur des fenêtres d'interrogation carrées $64 \times 64 \text{ pixels}^2$ (a) ; Champ de vecteurs après calcul de corrélation sur des fenêtres d'interrogation adaptatives $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ (b)

- Post-traitement :
 - Exclusion des vecteurs dont la norme de la vitesse est supérieure à 1 m/s et remplacement par la moyenne des vecteurs voisins

Les dimensions du champ de vision de la caméra sont de 146 mm pour la largeur et 92 mm pour la hauteur. En coordonnées adimensionnées le champ de vision est défini par $-1,7 < x/C < 0,4$ et $-0,7 < y/C < 0,7$ où C est la longueur de corde égale à 66,66 mm. La surface d'un pixel est environ égale à $71 \times 71 \mu\text{m}^2$. La densité de vecteur par millimètre est égale à 0,88.

L'incertitude sur la mesure du déplacement d'un groupe de particule dans une fenêtre d'interrogation de 32×32 pixels² est estimée à 8 pixels ce qui représente 0,55 mm ou 0,85 % de longueur de corde.

IV.1.3.2.2. Choix du nombre de champ de vecteurs pour le calcul du champ moyen

Le nombre d'image nécessaire pour atteindre la convergence des valeurs de fluctuation de v'^2 (fluctuation de vitesse perpendiculaire à l'écoulement principal) est étudié sur des points particuliers autour du profil d'aile. Ces points sont placés au niveau du point d'arrêt du profil (point A), au niveau du bord de la couche de cisaillement (point B) et au centre du sillage (point C) ; ils sont représentés pour 2 incidences du profil à 0° et 16° et pour des vitesses amont de l'ordre de 20 cm/s ($Re = 4555$).

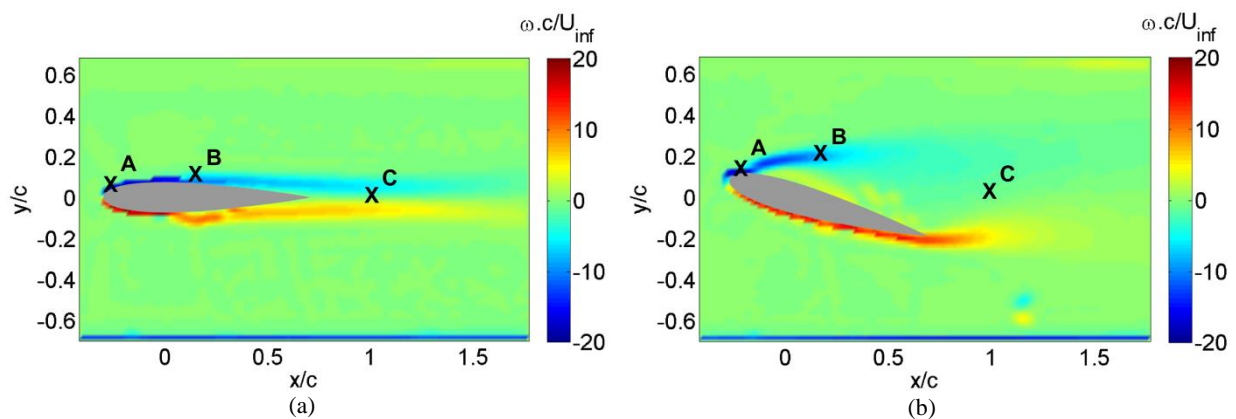


Figure 99. Position des points d'analyse pour le calcul de convergence de v'^2 sur les champs moyens de vorticité (s^{-1})

Soit v'^2_i la valeur de la fluctuation de vitesse au carré pour le champ de vitesse i ($i \in [1; 1000]$). Le calcul de la convergence $\varepsilon_{v'^2}$ est donné par la relation suivante :

$$\varepsilon_{v'^2} = \left| \frac{v'^2_i - v'^2_{i-1}}{v'^2_i} \right| \quad (57)$$

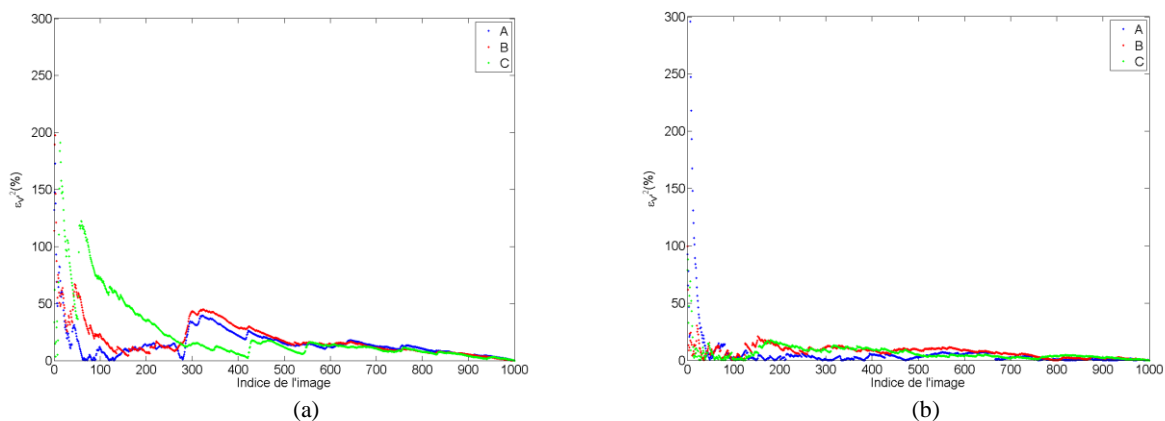


Figure 100. Convergence de la fluctuation v'^2 à 0° (a) et à 16° (b)

La Figure 100 représente l'évolution du critère $\varepsilon_{v'^2}$ pour les incidences à 0° et 16° . Il apparaît qu'environ 800 champs de vitesse suffisent pour atteindre une convergence inférieure à 10 % pour le cas à incidence nulle. On peut noter que la convergence est atteinte plus rapidement à environ 600 champs de vitesse pour l'incidence la plus élevée (16°). 1000 couples d'images sont donc suffisants pour atteindre une convergence sur le carré des fluctuations de vitesse transversales (v'^2) inférieure à 10 % quelle que soit l'incidence considérée. Chaque acquisition des 1000 champs de vitesse dure environ 2'30''.

IV.1.4. Caractéristiques du liquide diélectrique

L'objectif du banc d'essai est de réaliser un contrôle d'écoulement dans une veine d'essai avec un liquide diélectrique. L'huile de silicone est un liquide diélectrique régulièrement utilisé dans les expériences sur l'injection de charge (Malraison [98] 1991, Zelu [42, p. 180] 2013). Il a été choisi une huile de silicone de viscosité cinématique faible (3 cSt) de type 47V3 (Bluesil®), car cela permet de réduire les contraintes visqueuses et donc d'améliorer le phénomène d'accélération du liquide par injection de charge.

Les propriétés de l'huile de silicone sont présentées Tableau 11:

Propriété	Valeur
Masse volumique (kg/m^3)	890
Viscosité cinématique à 25°C (m^2/s)	$3 \cdot 10^{-6}$
Tension de surface (mN/m)	18.9
Rigidité diélectrique (kV/mm)	14

Tableau 11. Propriétés physiques de l'huile de silicone 47V3 (données commerciales)

La conductivité électrique du liquide est un paramètre électrique essentiel à considérer, car elle influe directement sur la capacité du liquide à pouvoir injecter des ions avec une grande énergie cinétique lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel élevé. Comme cela a été démontré numériquement et expérimentalement (Chirkov [99] 2017), plus la conductivité est faible, plus la densité de charge produite par l'injection de charge est élevée et plus la vitesse du liquide est élevée.

Certaines propriétés essentielles du liquide (conductivité, constante diélectrique) ne sont pas disponibles et nécessitent la mise en place d'expérimentations spécifiques. Les mesures de caractérisation de la conductivité σ_{47V3} , de la constante diélectrique $\varepsilon_{r_{47V3}}$ et du facteur de dissipation $\tan\delta$ pour cette huile ont été réalisées sur un échantillon pur (neuf) puis sur un échantillonensemencé en PMMA.

Un conductimètre de type IRLAB® LDTR-4 est utilisé, comportant une cellule d'essai constituée de 2 électrodes concentriques entre lesquelles est appliqué un signal de tension périodique carré. La réponse en courant du système est analysée et une constante de temps est mesurée ; celle-ci permet de déduire les grandeurs suivantes : la conductivité, la constante diélectrique ainsi que le facteur de dissipation. Le protocole expérimental consiste à laver la cellule d'essai 2 fois à l'heptane puis à laver 2 fois à l'huile de silicone 47V3 neuve. La

cellule d'essai est une nouvelle fois remplie d'un échantillon de 200 mL d'huile de silicone à tester. La capacité de l'air est mesurée et correspond à $2,23 \cdot 10^{-11}$ Farad.

30 secondes après l'allumage de l'appareil on relève les 1^{res} mesures de température (T), de conductance (G), de facteur de dissipation (DF ou $\tan\delta$) et de capacité de l'huile (C).

Ce protocole de mesure est répété 3 fois et la moyenne et l'écart-type des permittivités sont calculés à partir de ces 3 mesures.

L'utilisation d'un ensemencement est essentielle pour la mesure des champs de vitesse au moyen de la PIV. Après une étude approfondie présentée en 1^{re} partie de cette thèse, le choix de l'ensemencement s'est porté sur les particules de PMMA. Celles-ci diffusent très bien la lumière du laser ce qui est idéal pour obtenir une bonne qualité de mesure mais elles ont l'inconvénient de modifier certaines propriétés du liquide diélectrique et notamment la conductivité. Afin de caractériser l'influence de l'ensemencement sur les propriétés électriques du liquide, un nouvel échantillon d'huile de silicone ensemencée en PMMA est testé. On cherche notamment à savoir dans quelle mesure l'ajout de particules en suspension dans le liquide affecte la conductivité électrique qui détermine en partie l'efficacité de l'injection de charge.

La méthodologie d'ensemencement en PMMA est la suivante : dans un bécher de pré-mélange contenant de l'huile de silicone 47V3 neuve, on ajoute une grande quantité de particules de PMMA de façon à atteindre la saturation. L'ensemble est agité pendant plusieurs secondes et après avoir laissé reposer le mélange pendant 10 secondes, une pipette de 7 mL du mélange est prélevée à la surface du bécher (les particules les plus grosses ayant sédimenté au fond), puis injectée dans un récipient neuf d'huile (1 L). 3 pipettes de 7 mL d'un mélange huile-PMMA sont ajoutées dans le récipient d'huile 47V3 neuf (1 L). L'ensemble est ensuite mélangé vigoureusement.

Le protocole de mesure des grandeurs électrique est ensuite appliqué à cet échantillon d'huile de silicone ensemencé en PMMA. Les résultats de ces mesures avec l'huile de silicone pure et l'huile de silicone ensemencée sont présentés dans le Tableau 12. La conductivité est déduite de la formule suivante :

$$\sigma = \varepsilon_0 \cdot \frac{G}{C_0} \quad (58)$$

La permittivité relative est calculée à partir de l'équation suivante :

$$\varepsilon_{r_{47V3}} = \frac{C_{47V3}}{C_{air}} \quad (59)$$

Grandeur électrique	47V3 pure		47V3+PMMA	
	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
Conductivité σ_{47V3} (S/m)	6,48.10⁻¹⁴	1,28.10 ⁻¹⁴	4,89.10⁻¹³	1,04.10 ⁻¹³
Permittivité relative $\epsilon_{r_{47V3}}$ (\emptyset)	2.45	0.011	2.44	0.011
Facteur de dissipation tan δ (\emptyset)	9,73.10⁻⁶	1,27.10 ⁻⁶	7,24.10⁻⁵	1,55.10 ⁻⁵

Tableau 12. Résultats des mesures de grandeurs électriques de l'huile de silicone 47V3 pure etensemencée en PMMA

Le facteur de dissipation est très faible et de l'ordre de 7.10^{-5} pour une huile de siliconeensemencée en PMMA. Il augmente d'un ordre de grandeur lorsqu'on passe d'une huile de silicone pure à une huile de siliconeensemencée en PMMA.

La permittivité relative de l'huile de silicone 47V3 est de l'ordre de 2,4, qu'elle soitensemencée ou non.

Enfin la conductivité de cette huile de siliconeensemencée en PMMA est de l'ordre de $4,9.10^{-13}$ S/m alors qu'elle est de $6,5.10^{-14}$ S/m pour de l'huile pure. On a donc l'augmentation d'environ un ordre de grandeur de la conductivité de l'huile lorsqu'on l'ensemence en PMMA selon notre protocole. Cela signifie que l'injection de charge est sensiblement moins efficace dans l'huile de siliconeensemencée en PMMA que dans l'huile de silicone pure. Par conséquent, le phénomène de mise en mouvement de l'huile de silicone est moins efficace dans l'huile de siliconeensemencée que dans l'huile de silicone pure.

IV.1.5. Qualification du canal hydraulique

IV.1.5.1. Calibration de la commande électrique de la boucle hydrodynamique

La pompe est commandée par un variateur et une armoire électrique reliée au réseau électrique du bâtiment. La consigne de débit de la pompe est donnée en pourcentage de la fréquence maximale de rotation du moteur asynchrone (environ 50 Hz). Lors de mesures PIV au sein de la veine plusieurs régimes de pompe ont été testés. Grâce aux profils de vitesse moyens, les débits réels ($Q_{réel}$) et les vitesses moyennes ($\langle V \rangle$) sont calculés en utilisant les équations suivantes :

$$Q_{réel} = \iint_{S_{veine}} \vec{V}_x \cdot \vec{dS} = L_z \cdot \int_{y=0}^{L_y} V_x(y) dy \quad (60)$$

Où L_z est la profondeur de la veine (= 0,1 m) et L_y est la hauteur de la veine (= 0,1 m)

$$\langle V \rangle = \frac{Q_{réel}}{S_{veine}} \quad (61)$$

Où S_{veine} est la section de la veine d'essai (= 0,01 m²)

Les correspondances entre la consigne (en Hz), le débit (m^3/s) et la vitesse moyenne dans la veine d'essai sont présentées dans le Tableau 13:

Consigne moteur pompe (Hz)	Vitesse moyenne (m/s)	Débit (L/min)	Vitesse au centre de la veine U_{inf} (m/s)
5	0,036	22,3	0,045
12	0,068	41,8	0,079
25	0,145	88,5	0,158
38	0,223	136,0	0,239
40	0,296	180,5	0,324
48,6	0,358	218,6	0,389

Tableau 13. Correspondance entre la consigne du moteur de la pompe, le débit réel délivré, la vitesse moyenne réelle dans la veine d'essai (mesures PIV), la vitesse au centre de la veine U_{inf} (mesures PIV)

IV.1.5.2. Qualification des moyens d'essai : l'écoulement libre moyen

Le canal hydraulique étant spécifiquement conçu et monté pour ces travaux de doctorat, il est nécessaire de caractériser l'écoulement libre avant introduction de l'actionneur IBD. Afin de vérifier les conditions d'écoulement libre et l'homogénéité de l'écoulement selon l'envergure de la section de mesure, une étude est réalisée sur 3 plans parallèles : un plan médian, un plan avant et un plan arrière (cf. Figure 101).

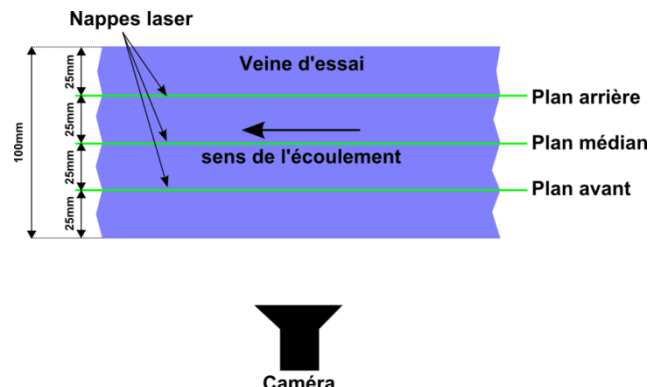


Figure 101. Représentation schématique des plans laser pour la caractérisation de l'écoulement libre moyen dans la veine d'essai

Dans chaque plan laser, 6 mesures sont effectuées à différents régimes d'écoulement : 0,045 m/s ; 0,079 m/s ; 0,158 m/s ; 0,239 m/s ; 0,324 m/s ; 0,389 m/s (cf. Tableau 13).

Cette partie a aussi pour objectif de caractériser quelques grandeurs de la fluctuation (énergie cinétique fluctuante, intensité de fluctuations) et de valider la statistique des mesures de vitesse (distribution normale, vitesse moyenne, écart-type etc.).

IV.1.5.2.1. Étude de l'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai

IV.1.5.2.1.1. Homogénéité de l'écoulement axial (selon \vec{x}) dans le plan médian

Afin de vérifier l'homogénéité de l'écoulement dans sa direction principale (selon \vec{x}) on extrait les profils de vitesse axiale moyenne à différentes abscisses ($x = 20 \text{ mm}$; $x = 60 \text{ mm}$; $x = 100 \text{ mm}$) du plan médian, représentés dans le repère de la Figure 102.

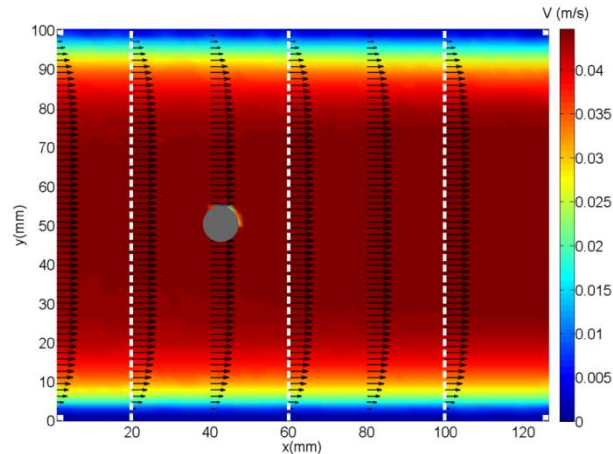


Figure 102. Champ de vitesse moyenne dans le plan médian et plans d'étude des profils de vitesse (traits pointillés blancs) ; le disque gris masque le point d'accroche du profil d'essai qui diffuse la lumière et parasite la mesure PIV.

Les profils de vitesse extraits aux trois abscisses sont représentés sur la figure ci-dessous :

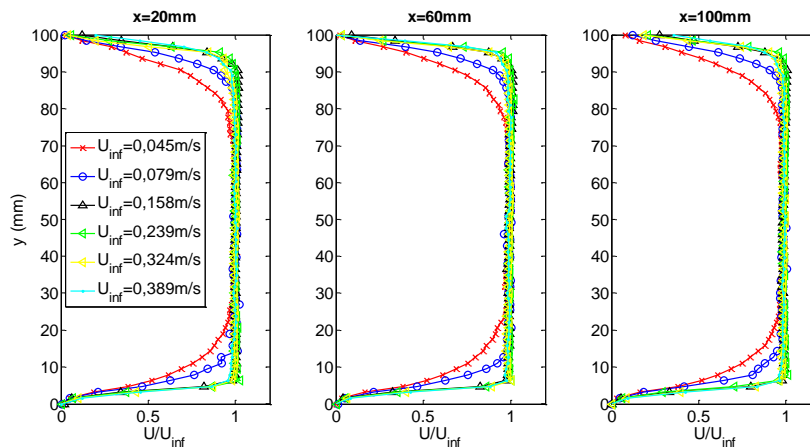


Figure 103. Profils de vitesse axiale moyenne aux abscisses suivantes : $x = 20 \text{ mm}$; $x = 60 \text{ mm}$; $x = 100 \text{ mm}$ pour différents régimes d'écoulement

Sur la Figure 103, on peut constater qu'à vitesse d'entrée identique, les profils de vitesses aux trois abscisses choisies sont quasiment similaires. L'écoulement est donc homogène selon l'axe des abscisses \vec{x} du champ PIV. De plus, les profils de vitesses à différents régimes d'écoulements ($U_{\text{inf}} = 0,045 \text{ m/s}$; $U_{\text{inf}} = 0,079 \text{ m/s}$; $U_{\text{inf}} = 0,158 \text{ m/s}$; $U_{\text{inf}} = 0,239 \text{ m/s}$; $U_{\text{inf}} = 0,324 \text{ m/s}$; $U_{\text{inf}} = 0,389 \text{ m/s}$) se superposent dans la partie centrale de la veine entre les

ordonnées $y = 25 \text{ mm}$ et $y = 75 \text{ mm}$. La vitesse dans cette zone centrale de la veine d'essai est donc uniforme et permet d'étudier l'écoulement autour d'un obstacle (ex : profil d'aile).

Les profils de vitesse transversale moyenne à différentes abscisses dans le plan médian sont représentés sur la figure ci-dessous :

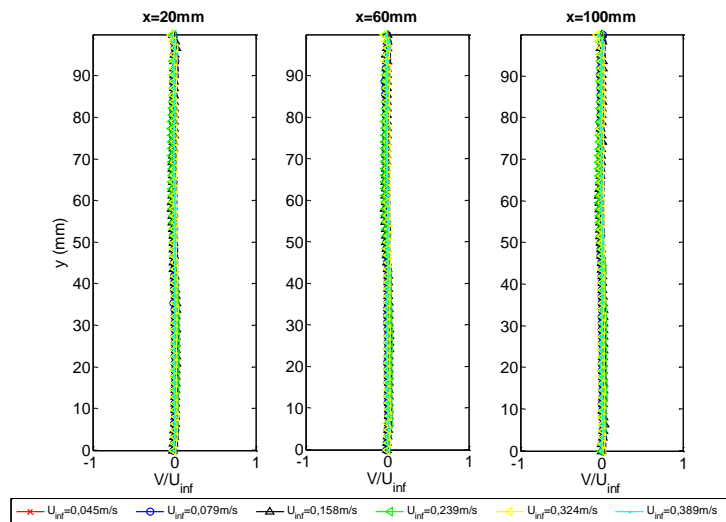


Figure 104. Profils de vitesse axiale moyenne aux abscisses suivantes : $x = 20 \text{ mm}$; $x = 60 \text{ mm}$; $x = 100 \text{ mm}$ pour différents régimes d'écoulement

Sur la Figure 104, on constate que les profils de vitesse transversale moyenne aux trois abscisses du champ PIV ($x = 20 \text{ mm}$; $x = 60 \text{ mm}$; $x = 100 \text{ mm}$) sont aussi quasiment identiques et superposés, quelle que soit la vitesse d'entrée. Les vitesses transversales moyennes aux différents régimes d'écoulement ne dépassent pas 4 % de la vitesse axiale U_{inf} . Cette observation corrobore le fait que l'écoulement dans la veine d'essai est principalement dirigé selon l'axe \vec{x} .

IV.1.5.2.1.2. Homogénéité de l'écoulement selon la profondeur \vec{z}

Afin de vérifier le caractère homogène de l'écoulement dans la direction \vec{z} perpendiculaire à l'écoulement, on étudie les profils de vitesse dans la direction principale de l'écoulement, à l'abscisse $x = 20 \text{ mm}$, et dans les trois plans laser présentés à la Figure 101 : plan avant, plan médian et plan arrière. Cette étude des profils de vitesse axiaux est réalisée à trois vitesses d'écoulement : $0,045 \text{ m/s}$; $0,158 \text{ m/s}$ et $0,324 \text{ m/s}$.

Sur la Figure 105, on observe que pour la vitesse d'écoulement égale à $0,045 \text{ m/s}$, les trois profils de vitesse axiaux correspondant aux trois plans d'étude sont superposés entre les ordonnées $y = 30 \text{ mm}$ et $y = 70 \text{ mm}$ et égaux à un. Pour la vitesse d'écoulement égale à $0,158 \text{ m/s}$, on observe une superposition des profils de vitesse axiaux mesurés dans les trois plans d'analyse, entre les ordonnées $y = 15 \text{ mm}$ et $y = 75 \text{ mm}$. La même observation peut être faite pour la 3^e vitesse d'écoulement égale à $0,324 \text{ m/s}$. On peut en déduire que les profils de

vitesse sont identiques et uniformes a minima entre les points d'ordonnées $y = 30$ mm et $y = 70$ mm, quel que soit le plan considéré. L'écoulement au sein de la cellule d'essai est donc homogène entre les bornes précédemment évoquées et entre les plans avant et arrière.

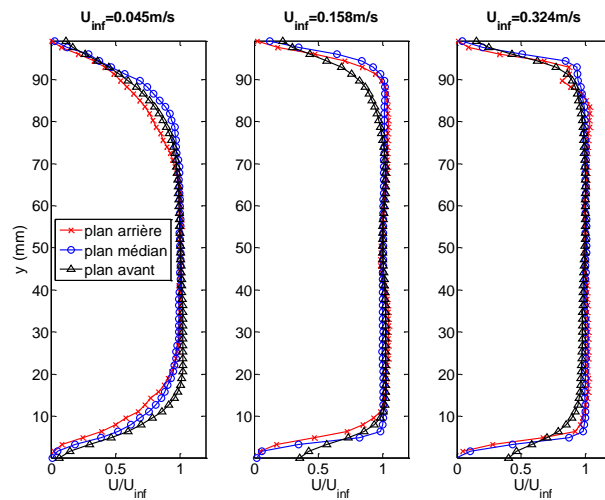


Figure 105. Profils de vitesses axiales dans les trois plans laser (avant, médian, arrière) à l'abscisse $x = 20$ mm pour 3 vitesses d'écoulements $U_{inf} = 0,045$ m/s; $U_{inf} = 0,158$ m/s et $U_{inf} = 0,324$ m/s

IV.1.5.2.2. Caractérisation des fluctuations de vitesse

Les fluctuations de vitesse dans la section d'essai sont estimées à partir des grandeurs statistiques telles que définies en régime turbulent. Ainsi, les calculs d'énergie cinétique turbulente sont réalisés pour toutes les vitesses d'écoulement aux points caractéristiques A(20 ; 50), B(60 ; 50), C(100 ; 50) représentés sur la Figure 106.

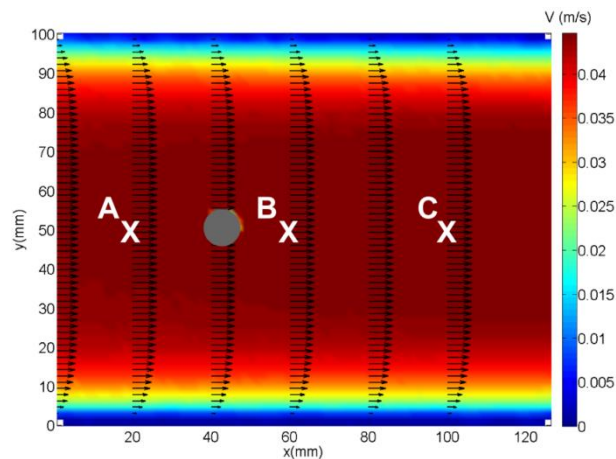


Figure 106. Représentation des points d'analyse (A, B, C) des fluctuations de vitesse sur un champ de vitesse moyenne

L'intensité de fluctuation moyenne $\langle T_k \rangle$ et le niveau de fluctuation moyenne selon la vitesse axiale $\langle T_u \rangle$ sont calculés grâce aux formules suivantes :

$$\langle T_k \rangle = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \frac{4}{3}\overline{v'^2})}}{\langle U_\infty \rangle} \quad (62)$$

$$\langle T_u \rangle = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\langle U_\infty \rangle} \quad (63)$$

Les champs moyens d'énergie cinétique turbulente sont présentés et les valeurs aux points A, B, C ainsi que les moyennes spatiales sont présentés dans le Tableau 14:

Vitesse d'écoulement U_{inf} (m/s)	Re	k_A	k_B	k_C	$\langle k \rangle$	$\langle T_k \rangle$ (%)	$\langle T_u \rangle$ (%)
		$(m^2 \cdot s^{-2}) \times 10^{-2}$					
0,045	1500	0,006	0,003	0,004	0,003	12	2
0,079	2633	0,019	0,003	0,004	0,032	23	7
0,158	5267	0,001	0,001	0,001	0,026	6	1
0,239	7967	0,013	0,028	0,079	0,119	15	4
0,324	10800	0,027	0,055	0,013	0,162	14	3
0,389	12967	0,382	0,056	0,149	0,307	15	5

Tableau 14. Valeurs d'énergie cinétique de fluctuation (k) aux points A, B, C et moyennes spatiales d'énergie cinétique de fluctuation et d'intensités fluctuantes (T_k et T_u)

Le niveau de fluctuation moyenne selon la vitesse axiale $\langle T_u \rangle$ et sur les 3 plans étudiés est de 3,7 %. Ce résultat est du même ordre de grandeur que celles mesurées lors des essais réalisés par Wang [50] (2014) compris entre 2,6 % et 6 % dans un canal hydraulique à Reynolds 5300.

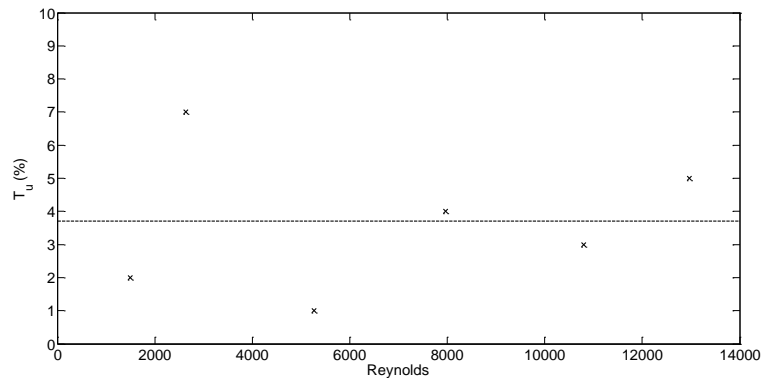


Figure 107. Evolution du niveau de fluctuation $\langle T_u \rangle$ selon la direction \vec{x} dans la veine d'essai en fonction du Reynolds

La Figure 107 représente l'évolution du niveau de fluctuation moyenne selon la vitesse axiale $\langle T_u \rangle$ en fonction du régime d'écoulement exprimé en nombre de Reynolds. Il ne semble pas se dégager de tendance du niveau de fluctuations en fonction du Reynolds. Ce résultat est à considérer avec précaution car la mesure du niveau de fluctuation au moyen de la PIV comporte une incertitude élevée que nous ne sommes pas en mesure de déterminer. Il est à retenir que le niveau de fluctuation moyen dans la veine d'essai est vraisemblablement situé autour de 4 % quel que soit le régime d'écoulement.

IV.1.5.2.3. Étude statistique de la vitesse dans la veine d'essai

Lors de la caractérisation de l'écoulement dans la veine d'essai, une étude statistique sur 3 points A(20 ; 50), B(60 ; 50), C(100 ; 50) au centre de la veine est réalisée (cf. Figure 106). Le caractère normal de la distribution de la norme de la vitesse est vérifié au moyen du critère de la droite quantile-quantile (droite de Henry). Une distribution parfaitement gaussienne est une droite dans la représentation quantile-quantile. Dans la pratique on considère qu'une distribution est normale si le coefficient de régression linéaire de la droite quantile-quantile est supérieur à $\sqrt{3}/2 \approx 0.866$ (Daaboul [39, p. 44]).

Les figures suivantes présentent les analyses statistiques pour l'écoulement $U_{\text{inf}} = 0,045$ m/s.

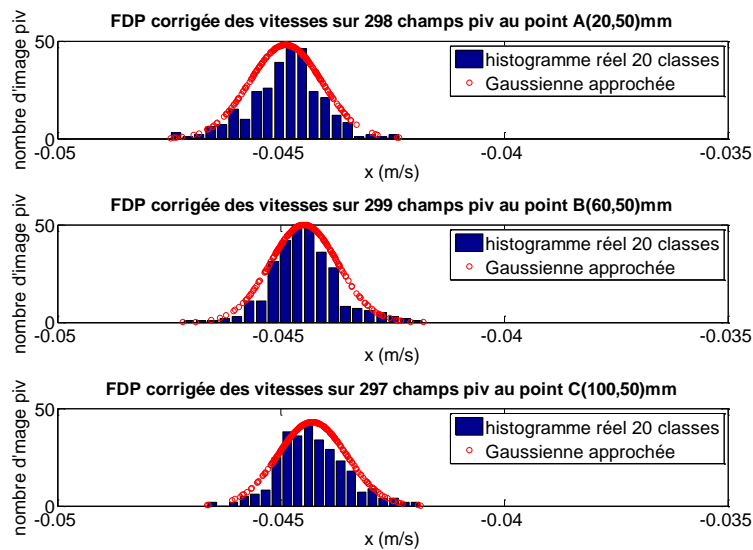


Figure 108. Distribution de densité de la loi normale pour la norme de la vitesse en A, B, C ; $U_{\text{inf}} = 0,045$ m/s

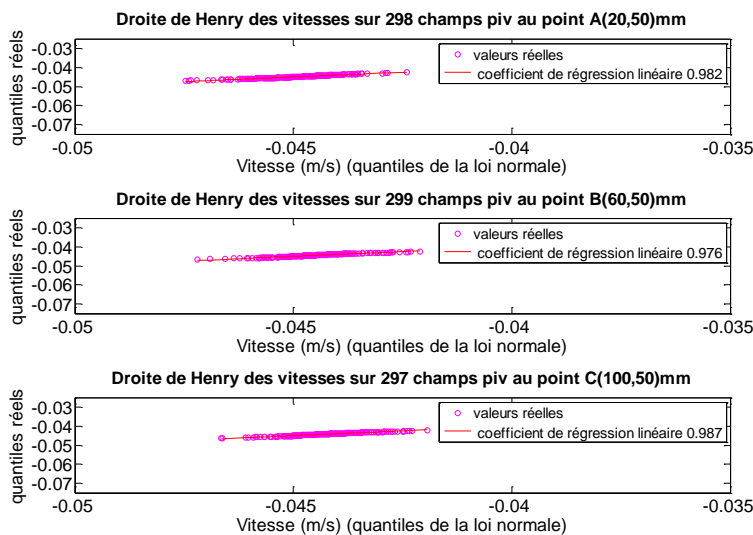


Figure 109. Représentation Quantile-quantile (QQ-plot) de la distribution des vitesse en A, B, C ; $U_{\text{inf}} = 0,045$ m/s

Les coefficients de régression linéaires des distributions quantiles-quantiles sont tous supérieurs à la valeur seuil de $\sqrt{3}/2$. On peut donc raisonnablement considérer que les distributions de la norme de la vitesse au centre de la veine d'essai sont des distributions gaussiennes et utiliser les outils statistiques spécifiques suivants : l'erreur absolue, l'erreur relative. Ces tests sont effectués sur toutes les vitesses d'écoulement et valident systématiquement le caractère normal des distributions de la norme de la vitesse.

On peut donc calculer l'écart-type de la vitesse qui représente la variabilité de la vitesse \vec{U} selon ses 2 composantes (u et v) grâce à la formule suivante :

$$\sigma_{\vec{U}} = \frac{\sqrt{\sigma_{U_x}^2 \cdot U_x + \sigma_{U_y}^2 \cdot U_y}}{|\vec{U}|} \quad (64)$$

Ainsi que l'erreur absolue et l'erreur relative :

$$Err_{abs} = \frac{3\sigma_v}{\sqrt{N-1}} [m/s]; Err_{rel} = \frac{3\sigma_v}{v\sqrt{N-1}} [\%] \quad (65)$$

Où σ est l'écart-type de la distribution normale et N est le nombre d'échantillon de la distribution

De plus on considère que la probabilité de mesurer une vitesse dans l'intervalle de confiance $[\langle V \rangle - \frac{3\sigma_v}{\sqrt{N-1}} ; \langle V \rangle + \frac{3\sigma_v}{\sqrt{N-1}}]$ est de 99,7 %. Le tableau suivant rassemble les déviations standards, les erreurs absolues et relatives de vitesse moyennées spatialement sur tout le champ PIV pour chaque vitesse d'écoulement étudiée.

Vitesse d'écoulement U_{inf} (m/s)	Écart-type (m/s)	Erreur absolue (m/s)	Erreur relative (%)
0,045	0,004	0,001	5
0,079	0,013	0,002	7
0,158	0,008	0,001	3
0,239	0,022	0,004	5
0,324	0,021	0,004	4
0,389	0,029	0,005	4

Tableau 15. Données statistiques moyennes de la vitesse pour différentes vitesses d'écoulement U_{inf}

On peut constater que les erreurs relatives sont faibles de l'ordre de 5 % et globalement constantes. Les écarts-types de vitesse augmentent linéairement avec la vitesse à l'infini de même que les erreurs absolues.

IV.2. Étude de l'écoulement naturel moyen

IV.2.1. Champs PIV moyens de l'écoulement naturel

IV.2.1.1. Champs de vitesse moyenne à $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045\text{m/s}$)

La Figure 110 présente les champs moyens de vitesse longitudinale autour d'un profil NACA0015 aux incidences 0° , 5° , 10° et 16° sans forçage EHD. La vitesse amont est de $4,5\text{ cm/s}$ ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 1000 , soit un régime d'écoulement dit de *Reynolds ultra-bas*. On peut observer que l'écoulement à 0° est attaché et correspond vraisemblablement au régime d'écoulement 'A' décrit par Huang (partie I.4.3) et Wang [50]. La couche limite est laminaire et attachée sur tout le profil. On peut noter que de façon surprenante le sillage n'est pas exactement symétrique alors que le profil est parfaitement horizontal. Il est probable que ce phénomène soit lié à une légère dissymétrie de l'écoulement observée dans la veine d'essai à ce régime d'écoulement.

À 5° d'incidence, L'écoulement se caractérise par une couche limite laminaire partiellement attachée (Wang [50]). L'écoulement se détache à environ 88% de corde et une zone de recirculation s'étend depuis ce point jusqu'au bord de fuite. On peut donc supposer que le régime d'écoulement est de type 'B' ou régime de *tourbillon de bord de fuite* (Huang [53]).

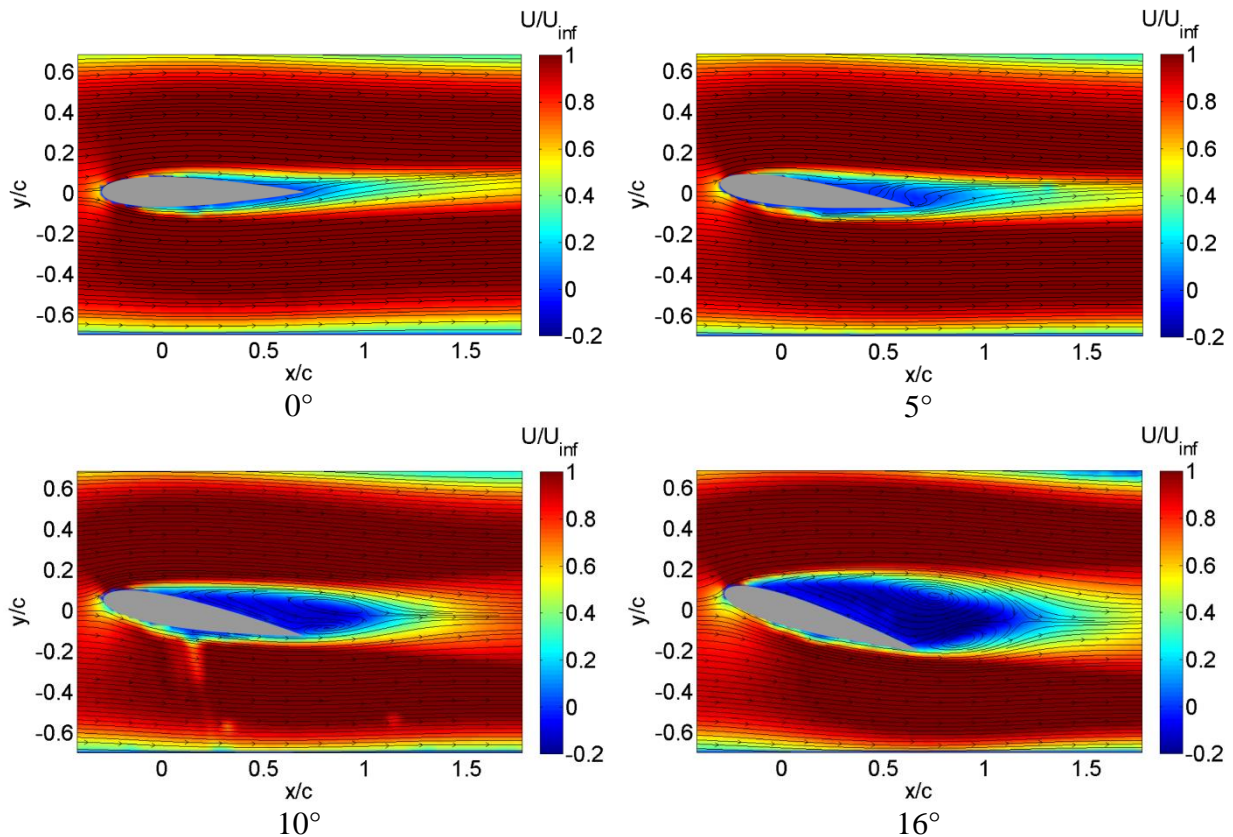


Figure 110. Champs moyens de vitesse longitudinale adimensionnée (U/U_{inf}) autour d'un profil NACA0015 à différents angles d'incidence ($Re = 1000$)

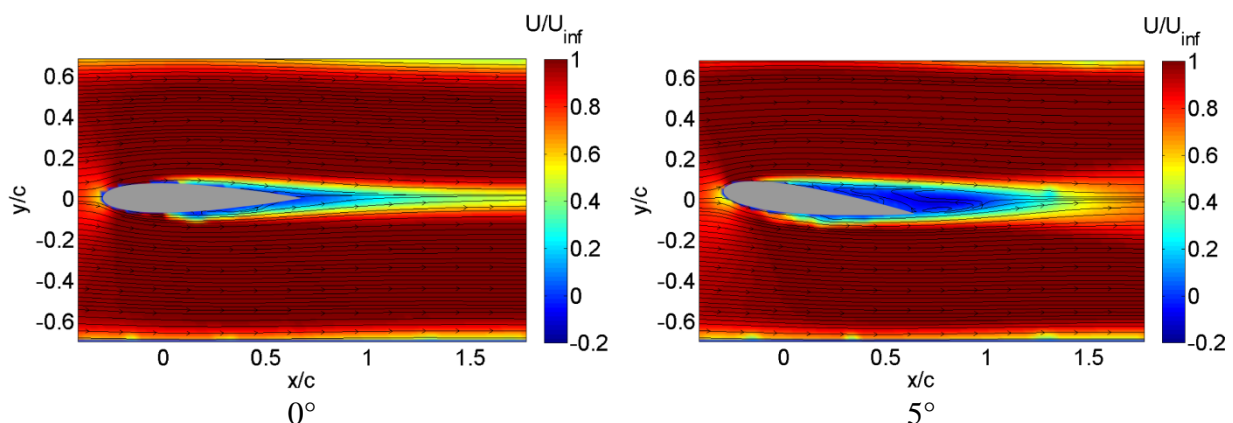
Comme à 5° , la couche limite à 10° d'incidence est laminaire et partiellement attachée puisqu'elle décolle à 40 % de corde du bord d'attaque. On observe la formation d'une recirculation de bord de fuite tournant dans le sens antihoraire tandis qu'au-dessus se développe une *recirculation de surface* (*surface vortex*) tournant dans le sens horaire. Ces deux recirculations forment une large zone de recirculation moyenne s'étendant depuis le bord de fuite (à l'abscisse $x/C = 0,1$) sur l'extrados du profil d'aile. Les 2 structures tourbillonnaires sont probablement la marque d'un régime de type 'B' (régime de *tourbillon de bord de fuite*) caractérisé par l'émission alternative de tourbillon de bord de fuite et de surface dans le sillage.

À 16° d'incidence, la couche limite est laminaire et pleinement décrochée. Le sillage est caractérisé par une zone de recirculation de faible vitesse (en bleue) qui s'est fortement élargi par rapport à l'incidence précédente et comprend toujours deux recirculations contrarotatives dont l'une est située en aval du bord de fuite et l'autre est située au-dessus de la première et est plus large. La zone de recirculation au niveau de l'extrados prend naissance au point de séparation localisé à 20 % de corde du bord d'attaque. Ce régime d'écoulement est de type 'C' dit de *séparation tourbillonnaire*.

IV.2.1.2. Champs de vitesse moyenne à $Re = 2222$ ($U_{inf} = 0,1$ m/s)

La Figure 111 présente les champs moyens de vitesse longitudinale autour d'un profil NACA0015. La vitesse amont est de 10 cm/s ce qui correspond à un Reynolds de 2222 qui indique que l'on est toujours dans un régime d'écoulement laminaire. Les angles d'incidence présentés sont à nouveau de 0° , 5° , 10° et 16° . À incidence nulle, la couche limite est laminaire et attachée. Le profil de vitesse est symétrique de part et d'autre de la ligne horizontale $y = 0$, et l'on observe une vitesse réduite dans le sillage. Le régime d'écoulement est de type 'A' selon Huang [53].

À 5° d'incidence, la couche limite est laminaire et partiellement attachée, ce qui indique que le régime d'écoulement est de type 'B'. L'écoulement est séparé depuis la mi-corde du profil (58 % de corde du bord d'attaque) et jusqu'au bord de fuite. Une petite recirculation de bord de fuite tournant dans le sens antihoraire semble se créer alors qu'elle n'était pas visible pour le cas à $Re = 1000$.



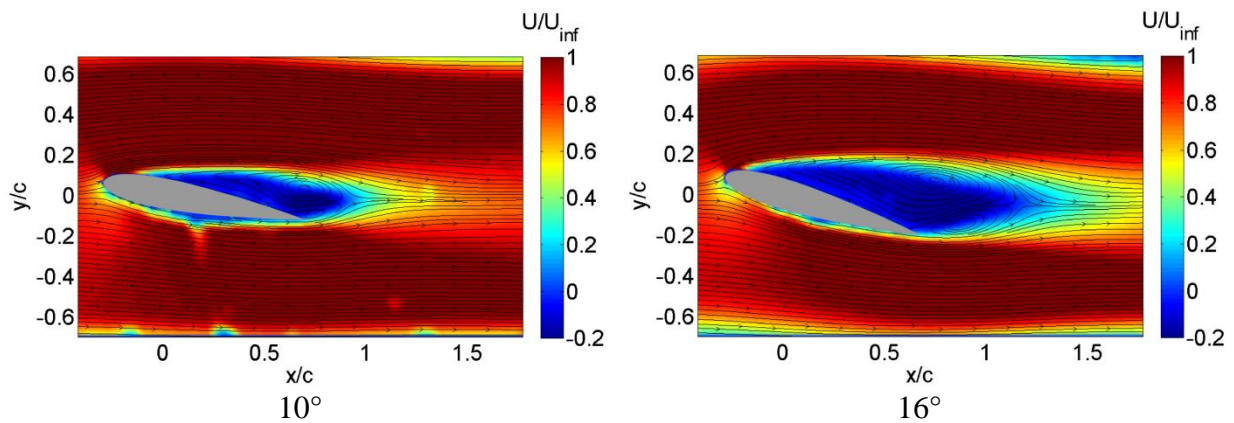


Figure 111. Champs moyens de vitesse longitudinale adimensionnée (U/U_{inf}) autour d'un profil NACA0015 à différents angles d'incidence ($Re = 2222$)

À 10° d'incidence, la couche limite laminaire se sépare à 33 % de corde du bord d'attaque, ce qui semble indiquer que le régime de cet écoulement est de type 'B' (cf. Huang [53]) comme à l'incidence précédente. Il se caractérise par l'émission alternative de tourbillons de bord de fuite et de tourbillons de bord d'attaque. Plus précisément, on observe le développement d'une recirculation de bord de fuite de taille réduite et d'une recirculation de surface plus large.

À 16° d'incidence, et comme précédemment la couche limite est laminaire et pleinement décrochée en bord d'attaque. Les recirculations décrites précédemment sont toujours présentes mais sont plus larges, et commencent à 19 % de corde du bord d'attaque. On se trouve donc dans un régime d'écoulement de type 'C' (cf. Huang [53]).

IV.2.1.3. Champs de vitesse moyenne à $Re = 4555$ ($U_{inf} = 0,205\text{m/s}$)

La Figure 112 présente les champs moyens de vitesse longitudinale autour d'un profil NACA0015. La vitesse amont est de 20,5 cm/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 4555 et indique que l'on est toujours dans un régime d'écoulement laminaire spécifique aux régimes *ultra-bas Reynolds*. À incidence nulle, le sillage est symétrique par rapport à l'horizontale comme dans le cas précédent ($Re = 2222$). L'écoulement est attaché sur tout le profil et peut être considéré de type 'A'.

À l'incidence 5° , on observe une recirculation de surface tournant dans le sens horaire. Elle est liée à un décollement de couche limite laminaire à environ 50 % de corde du bord d'attaque. La recirculation de bord de fuite n'est pas clairement visible sur cette moyenne. Cependant, l'analyse des champs de vitesse instationnaires montre que des lâchers tourbillonnaires (sens antihoraire) ont bien lieu au de bord de fuite. La zone de recirculation (en bleu) est légèrement bombée ce qui suggère l'apparition de fluctuations de la couche cisailée (phénomène de « *flapping* »). On se trouve donc dans un régime d'écoulement de type 'B' caractérisé par l'émission alternative de tourbillons de bord de fuite et de tourbillons de surface.

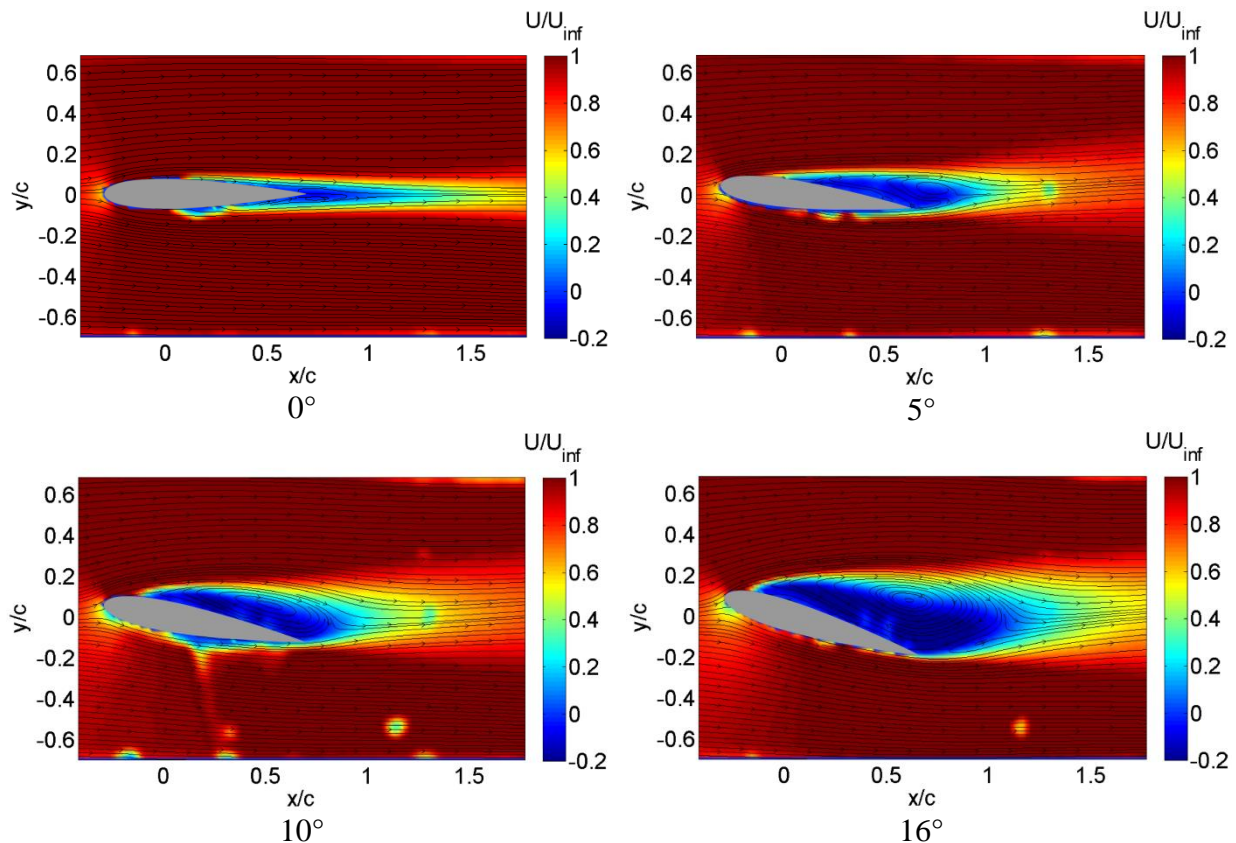


Figure 112. Champs moyens de vitesse longitudinale adimensionnée (U/U_{inf}) autour d'un profil NACA0015 à différents angles d'incidence ($Re = 4555$)

Pour le cas à 10° d'incidence, une large recirculation bombée et de sens horaire recouvre l'extrados du profil NACA. La forme bombée de la zone de recirculation est peut-être liée à un phénomène de battement de la couche cisailée (« *flapping* »). La zone de recirculation s'étend de 28 % de corde du bord d'attaque jusqu'à l'abscisse $x/C = 0,75$. Contrairement au cas à $Re = 2222$, on n'observe pas de recirculation de sens antihoraire en aval du bord de fuite. Cependant l'analyse des champs instationnaires révèle que des tourbillons tournant dans le sens antihoraire sont émis depuis le bord de fuite. Le régime d'écoulement est de type 'B'.

À l'incidence 16° , la couche limite est laminaire et l'on observe la présence d'une zone de recirculation semblable à celle présentée à 10° , mais elle est plus large et s'étend de 21 % de corde du bord d'attaque jusqu'à l'abscisse $x/C = 1,2$. Aucune recirculation de bord de fuite n'est visible à cette incidence contrairement aux cas à $Re = 1000$ et $Re = 2222$. Cependant comme aux incidences à 5° et 10° , l'étude des champs instationnaires révèle la présence de tourbillons de bord de fuite tournant dans le sens antihoraire. Le type d'écoulement est de type 'C' dit de *séparation tourbillonnaire*.

Les champs moyens aux incidences 5° , 10° et 16° révèlent la présence de recirculations de sens horaire très larges tandis que les recirculations de sens antihoraire ne signent pas sur les champs moyennés en temps. La Figure 113 d'un champ instationnaire révèle la présence d'un tourbillon de bord de fuite tournant dans le sens antihoraire. Ces tourbillons de sens antihoraires ne signent pas sur les champs moyennés en temps, car ils occupent des positions aléatoires en aval du bord de fuite.

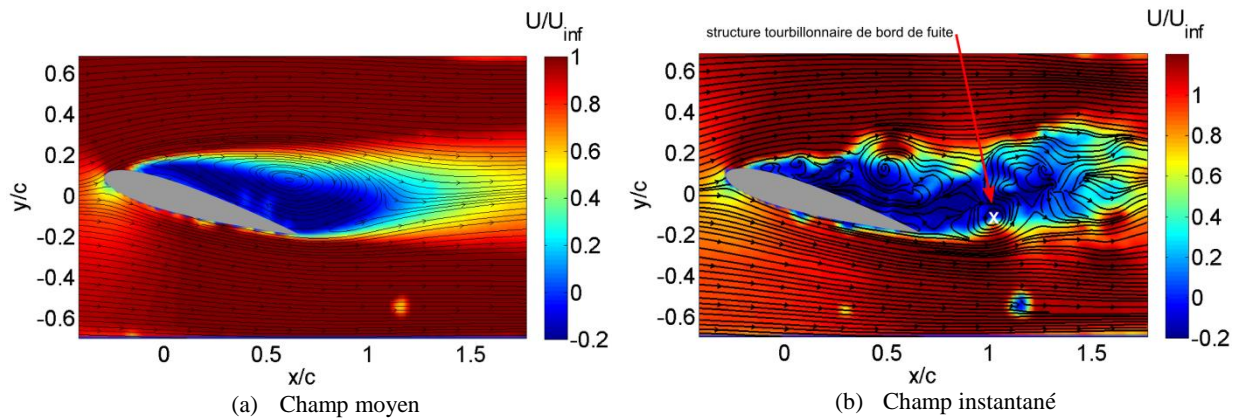


Figure 113. Champ moyen sans structure tourbillonnaire de bord de fuite (a) ; Champ instantané révélant la présence d'une structure tourbillonnaire de sens antihoraire de bord de fuite (b) ; incidence 16° ; $Re = 4555$

IV.2.2. Position du point de séparation de l'écoulement naturel

L'étude du point de séparation de la couche limite est basée sur l'analyse du signe de la vitesse longitudinale sur l'extrados du profil NACA. La vitesse U (selon \vec{x} : la direction principale de l'écoulement) est extraite des champs de vitesse moyens et projetée parallèlement à la ligne médiane du profil NACA en fonction de l'angle d'incidence du profil d'aile α (cf. Figure 114). La distance d est la grandeur signifiant la position du point de décollement ; elle s'exprime en pourcentage de corde (d/C). Si $d/C = 0\%$, le décollement a lieu au bord d'attaque et si $d/C = 100\%$, l'écoulement est attaché (pas de décollement).

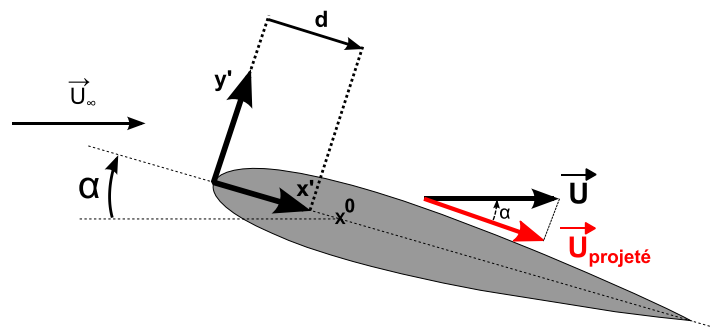


Figure 114. Projection de la vitesse sur l'extrados du profil d'aile pour l'étude du point de séparation

Lorsque la vitesse projetée sur l'extrados s'annule puis devient négative, il s'agit de la manifestation d'un phénomène d'écoulement de retour créé par le décollement de la couche limite. Ce type de détection implique d'avoir une qualité de mesure suffisante en proche paroi du profil. La technique PIV souffre souvent d'un manque de précision dans ces régions en proche paroi, où les réflexions peuvent largement affecter la qualité des corrélations et donc générer des erreurs sur la vitesse. Il faut donc vérifier la pertinence du point de séparation trouvé sur la 1^{re} ligne de vitesses au-dessus du profil d'aile, en le comparant aux points de séparation trouvés grâce aux vitesses projetées sur les 2^{de} ligne et 3^e ligne de vitesses au-dessus du profil d'aile, comme l'illustre la Figure 115.

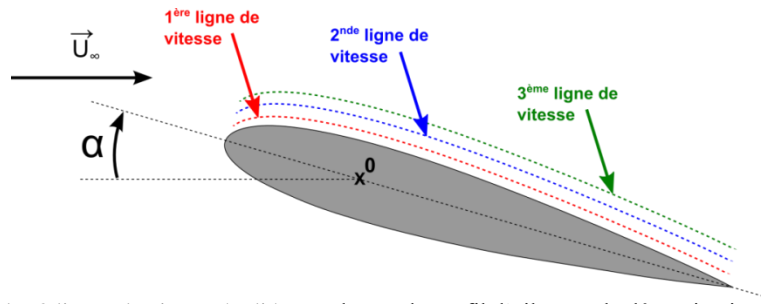


Figure 115. Schéma des 3 lignes de vitesse étudiées au-dessus du profil d'aile pour la détermination du point de séparation

Un exemple de détermination du point de séparation est présenté pour le cas $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045$ m/s) à une incidence de 16° . La position du point de séparation est à 20,0 % de corde du bord d'attaque.

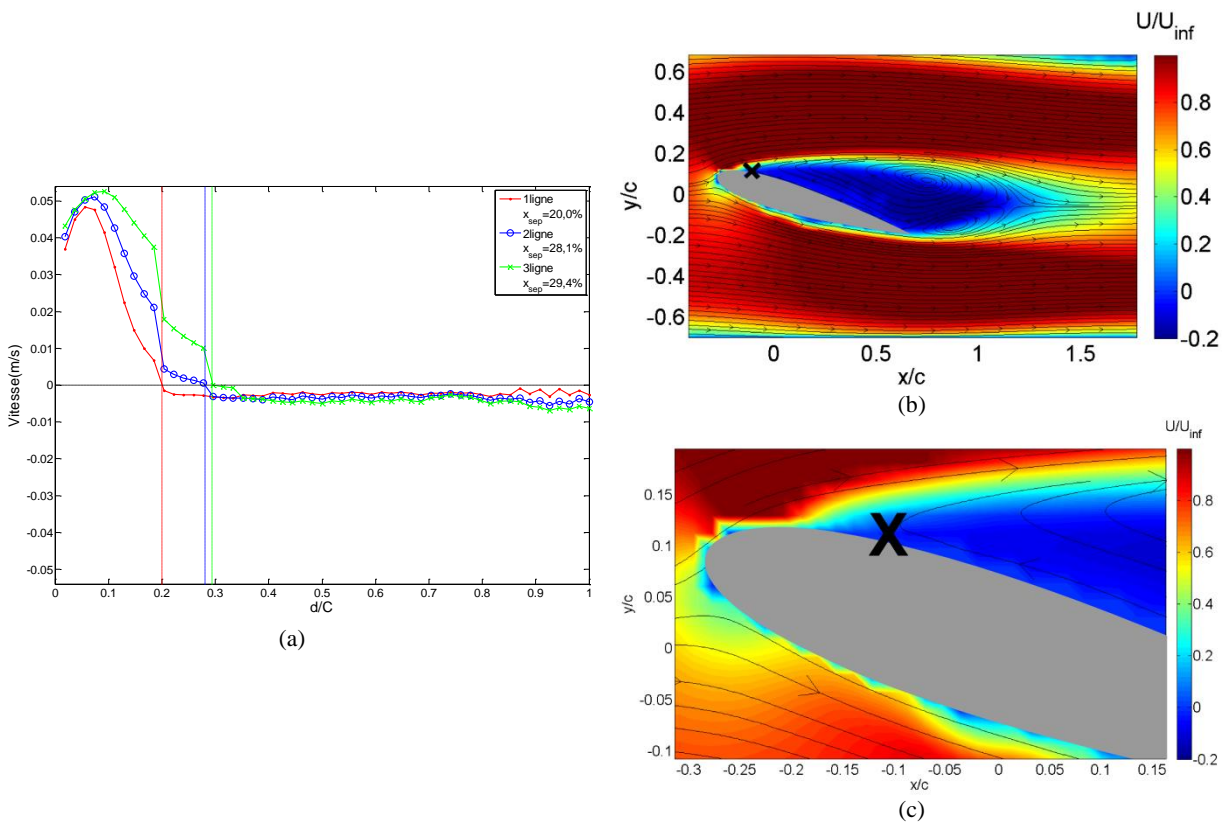


Figure 116. Evolution de la vitesse projetée en fonction de la distance du bord d'attaque (a) ; Champ de vitesse moyenne U et lignes de courant (b) ; Zoom sur le point de séparation (c); point de séparation à 20,0 % de corde $\pm 1,7\%$; $Re = 1000$; $U_{inf} = 0,045$ m/s ; incidence 16°

Figure 116 (a) la 1^{re} ligne de vitesse indique que le point de décollement (où la vitesse projetée s'annule) est situé à $d = 0,2C$ (20 % de corde du bord d'attaque) tandis que les points de décollement indiqués par les lignes 2 et 3 sont situés à $d = 0,3C$. En observant les lignes de courant sur la Figure 116 (b), on constate que le point de décollement est plus proche de 0,2C. Cet exemple montre que les résultats donnés par la vitesse projetée sur la 1^{re} ligne sont pertinents pour déterminer le point de décollement.

L'erreur sur cette estimation est de l'ordre de $\pm 0,5$ fenêtre d'interrogation PIV (32×32 pixels² *overlap* 50 %) correspondant à une largeur de 16 pixels ($\approx 1,15$ mm). Cela correspond à une erreur absolue de $\pm 1,7$ % de corde.

L'évolution des positions du point de séparation de la couche limite en fonction du Reynolds est illustrée sur la Figure 117. On observe deux types de séparation de la couche limite. Le 1^{er} type de séparation intervient à très basse incidence (inférieure ou égale à 1°) pour les Reynolds élevés (≥ 2222) ; le point de séparation remonte progressivement vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente. Le 2^d type de séparation est brutal et apparaît à une incidence de l'ordre de 5° pour le Reynolds 1000 ; après cette remontée brutale du point de séparation d'environ $0,25C$, ce dernier adopte le même comportement progressif que pour les Reynolds plus élevés.

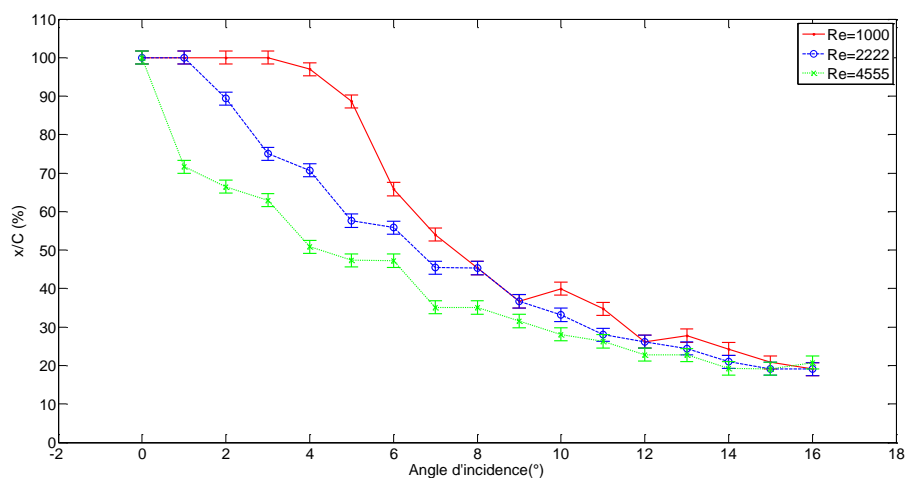


Figure 117. Evolution des positions du point de séparation de la couche limite (x/C) depuis le bord d'attaque sur un profil NACA0015 en fonction de l'angle d'incidence pour différents Reynolds

On constate qu'à $Re = 1000$, le décollement de la couche limite sur l'extrados du profil d'aile s'opère entre 3° et 4° d'incidence. À $Re = 2222$, le décollement de la couche limite commence entre 1° et 2° d'incidence alors qu'à $Re = 4555$, le décollement s'observe entre 0° et 1° d'incidence. Les points de séparation à incidence maximale (16°) semblent se situer autour de $0,2C$ pour les 3 régimes d'écoulement. Cette étude des points de séparation laisse penser que le décollement en bord d'attaque n'existe pas. Or l'étude de Wang [50] sur un profil NACA0012 montre au contraire qu'à Reynolds 5300 le décollement de la couche limite au bord d'attaque est effectif à 15° d'incidence ($x_{sep} < 0,05C$). Il est donc probable que l'absence de décollement au bord d'attaque dans notre étude, soit liée à une orientation de la caméra qui ne permette pas de visualiser correctement l'écoulement en proche paroi de l'extrados à proximité du bord d'attaque. Par la suite un décollement à $0,2C$ du bord d'attaque sera considéré comme un décollement de bord d'attaque.

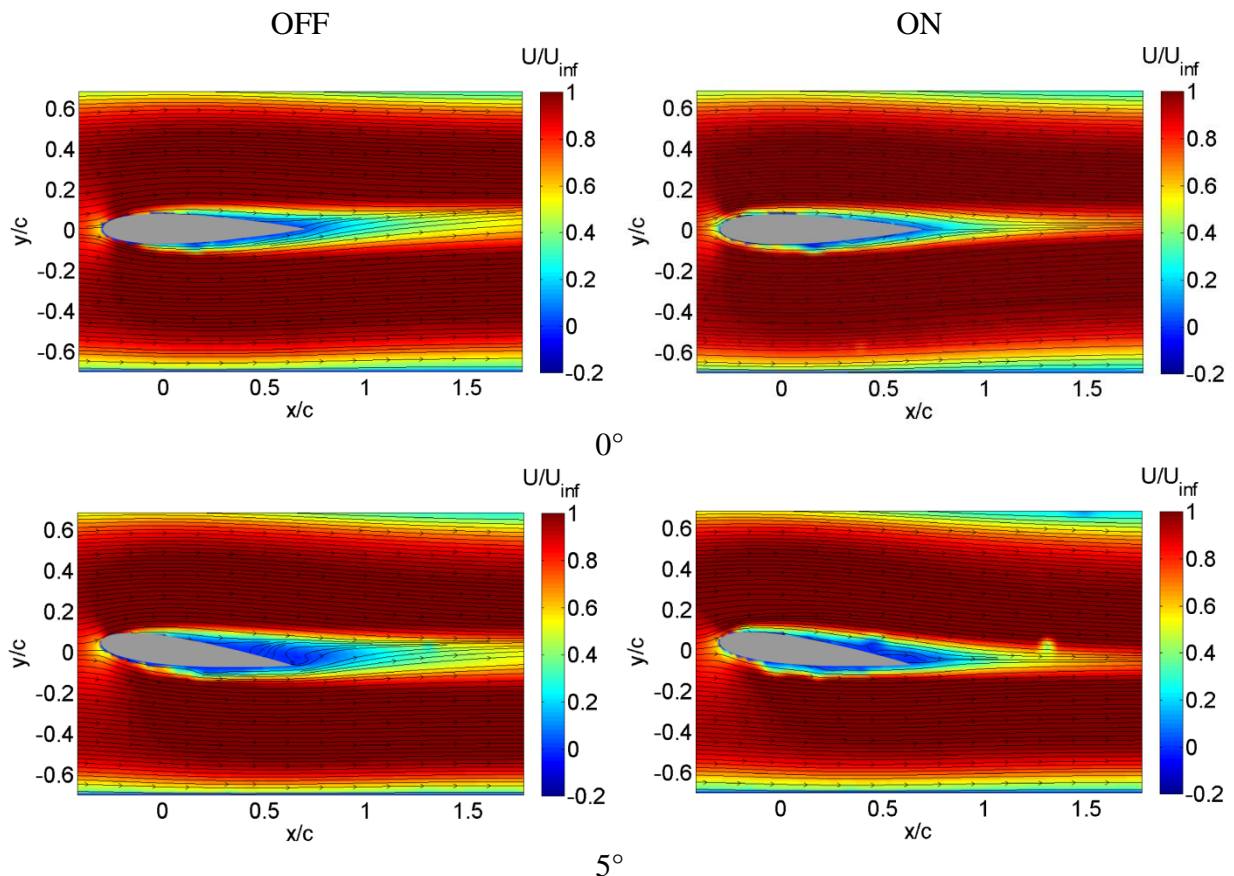
IV.3. Étude de l'écoulement moyen contrôlé

IV.3.1. Étude des champs de vitesse moyens de l'écoulement contrôlé et comparaison aux champs de vitesse moyens de l'écoulement naturel

IV.3.1.1. Champs moyens à $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045$ m/s)

À incidence nulle, la comparaison du champ de vitesse moyen contrôlé au champ de vitesses non contrôlé permet de constater que l'actionneur alimenté par un courant continu à - 20 kV rétablit la symétrie dans le sillage de part et d'autre de l'horizontale ($y/C = 0$). L'écoulement est de type A selon la classification de Huang [53].

À 5° d'incidence, la structure de l'écoulement est sensiblement différente pour le cas contrôlé: la recirculation présente dans le cas naturel à 90 % de corde du bord d'attaque est sensiblement retardée vers le bord de fuite. D'autre part, elle s'est amincie.



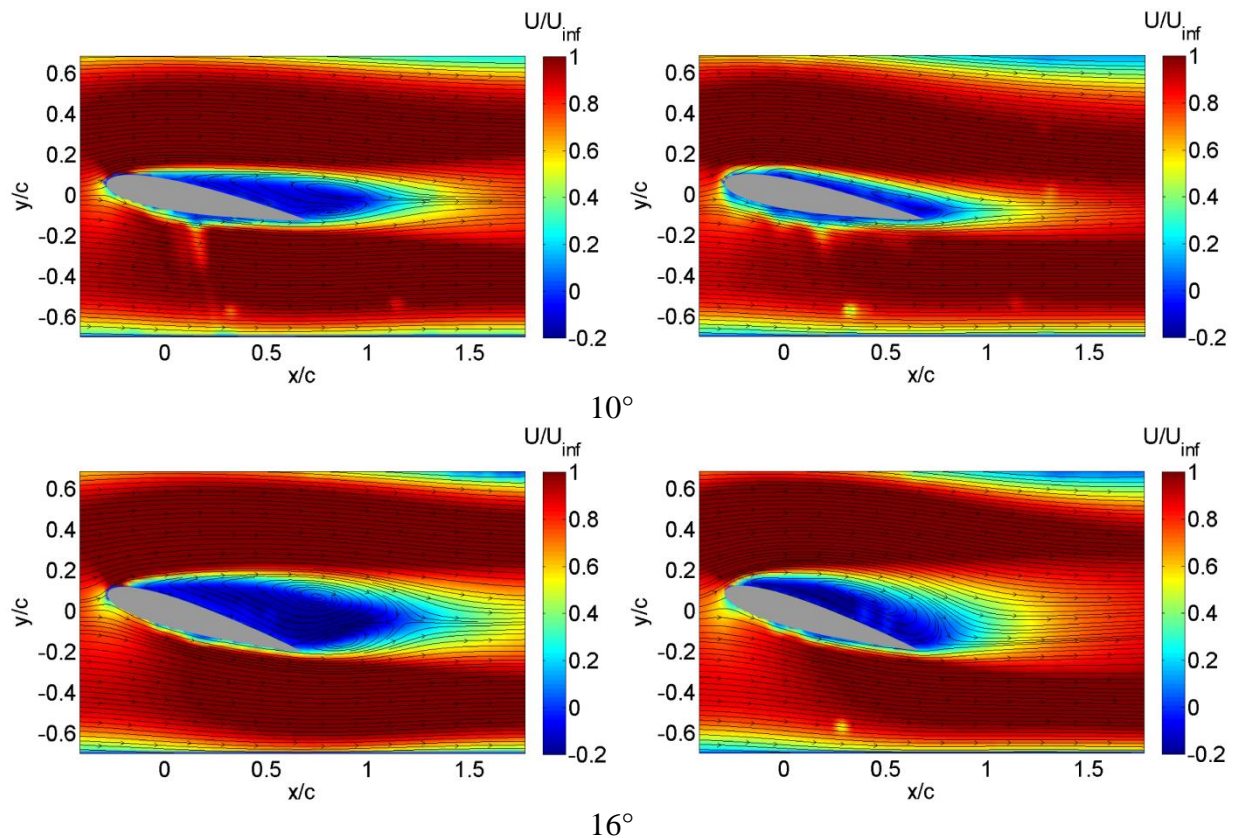


Figure 118. Champs moyens de vitesse ; comparaison entre les écoulements naturels (colonne de gauche) et les écoulements contrôlés $U_{HT} = -20$ kV DC (colonne de droite) autour d'un profil NACA 0015 à différentes incidences ; $U_{inf} = 0,045$ m/s ; $Re = 1000$

À 10° d'incidence, le profil de l'écoulement sur l'extrados est fortement modifié par l'actionneur. Des deux recirculations présentes dans le cas naturel, il ne reste plus qu'une recirculation de surface très allongée et plus proche de l'extrados que dans le cas naturel. C'est la marque d'un recollement de l'écoulement. Les abscisses des centres tourbillonnaires du cas naturel se situent à $x/C \approx 0,8$ tandis que dans le cas contrôlé, l'abscisse du centre tourbillonnaire est située à $x/C \approx 0,6$. L'aire de la zone de recirculation (en bleu) est fortement diminuée car l'effet de la force EHD repousse le point de décollement de la couche limite.

À 16° d'incidence, le profil de l'écoulement est modifié de façon importante par la force EHD. La présence de structures tourbillonnaires portantes le long du profil est à l'origine de la formation d'une zone de recirculation bombée et dont l'aire (en bleu) est quasiment divisée par deux. Il ne subsiste qu'une seule recirculation dont le centre est situé à $x/C \approx 0,4$ alors qu'il y en a deux dans le cas naturel dont les centres sont situés plus en aval à $x/C > 0,7$. Enfin le point de décollement de la couche limite semble être avancé à environ $0,1C$ du bord d'attaque. Ce phénomène est vraisemblablement lié à la production de structures fluidiques en rotation au niveau du bord d'attaque qui pourraient localement augmenter l'épaisseur de la couche de cisaillement.

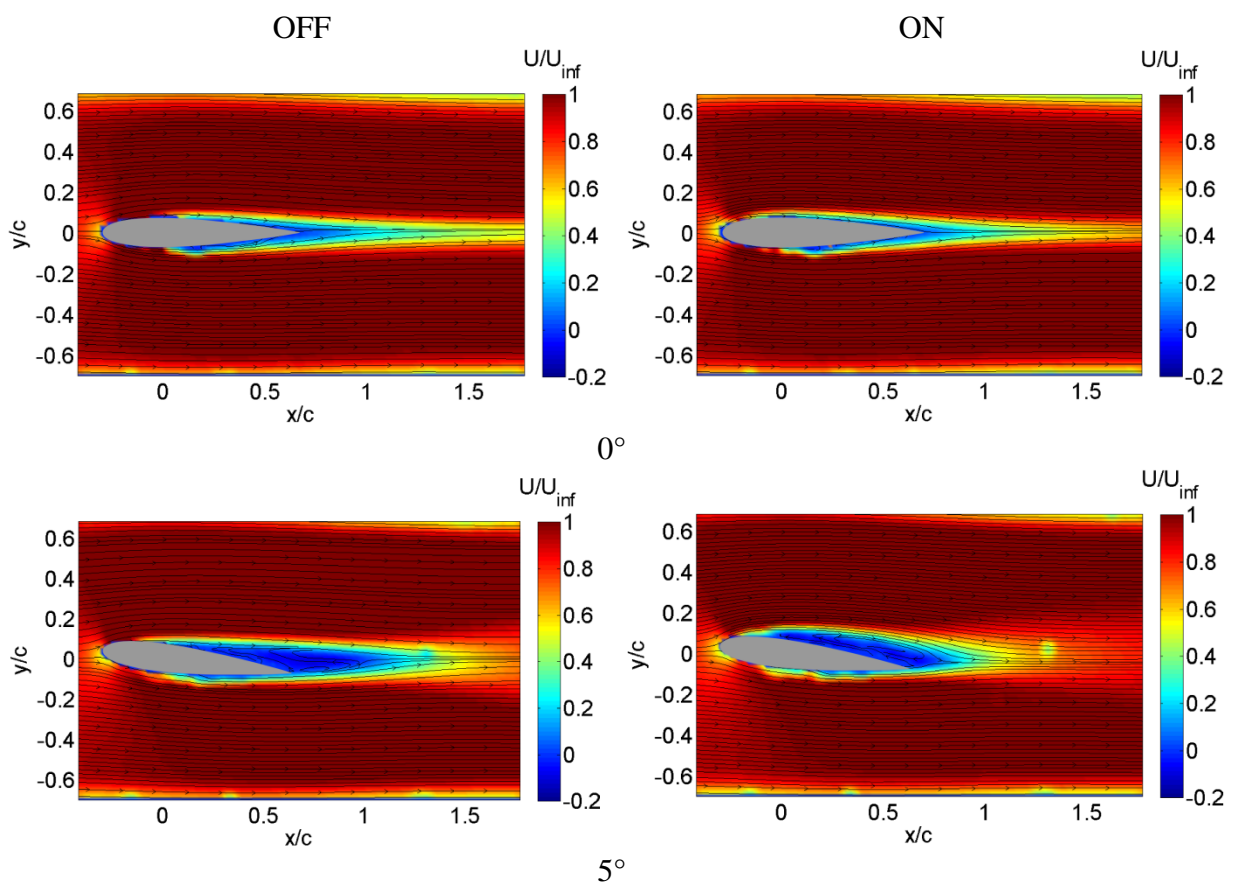
À $Re = 1000$, l'influence de l'actionneur ($U_{HT} = -20$ kV) sur la structure de l'écoulement moyen est significative. L'aire de la zone de recirculation est réduite à toutes les incidences ce qui laisse penser que le coefficient de traînée est réduit. Cependant l'épaisseur du sillage n'est réduite que pour les cas à 0° , 5° et 10° , tandis qu'à 16° l'épaisseur du sillage est augmentée ce

qui impliquerait plutôt une augmentation de la trainée. Enfin à 5° d'incidence, l'actionneur induit un recul du point de décollement par rapport au bord d'attaque. En revanche, pour les angles d'incidence à 10° et 16° , l'actionneur semble favoriser un décollement de bord d'attaque probablement lié aux perturbations qu'il engendre. Si cela est vérifié, les tourbillons de bord d'attaque pourraient interagir avec le profil et avoir un effet positif sur la circulation et pourraient augmenter la portance.

IV.3.1.2. Champs moyens à $Re = 2222$ ($U_{inf} = 0,1$ m/s)

À incidence nulle, la structure du sillage pour le cas naturel révèle une légère dissymétrie par rapport à la ligne médiane (horizontale), ce qui n'est plus le cas pour le cas contrôlé.

À 5° d'incidence, la zone de recirculation pour le cas contrôlé est moins longue et légèrement plus épaisse que pour le cas naturel. En effet, le point de jonction des lignes de courant venant de l'intrados et de l'extrados est à $x/C \approx 1,2$ pour le cas naturel tandis qu'il est seulement à $x/C \approx 0,8$ pour le cas contrôlé. La production de structures tourbillonnaires au niveau du bord d'attaque, pourrait contribuer à augmenter l'épaisseur de la couche de cisaillement et influencer sur la position du point de recollement. En effet, on observe que le point de séparation remonte à environ $0,3C$ du point d'arrêt pour le cas contrôlé alors qu'il est à environ $0,6C$ du bord d'attaque pour le cas naturel.



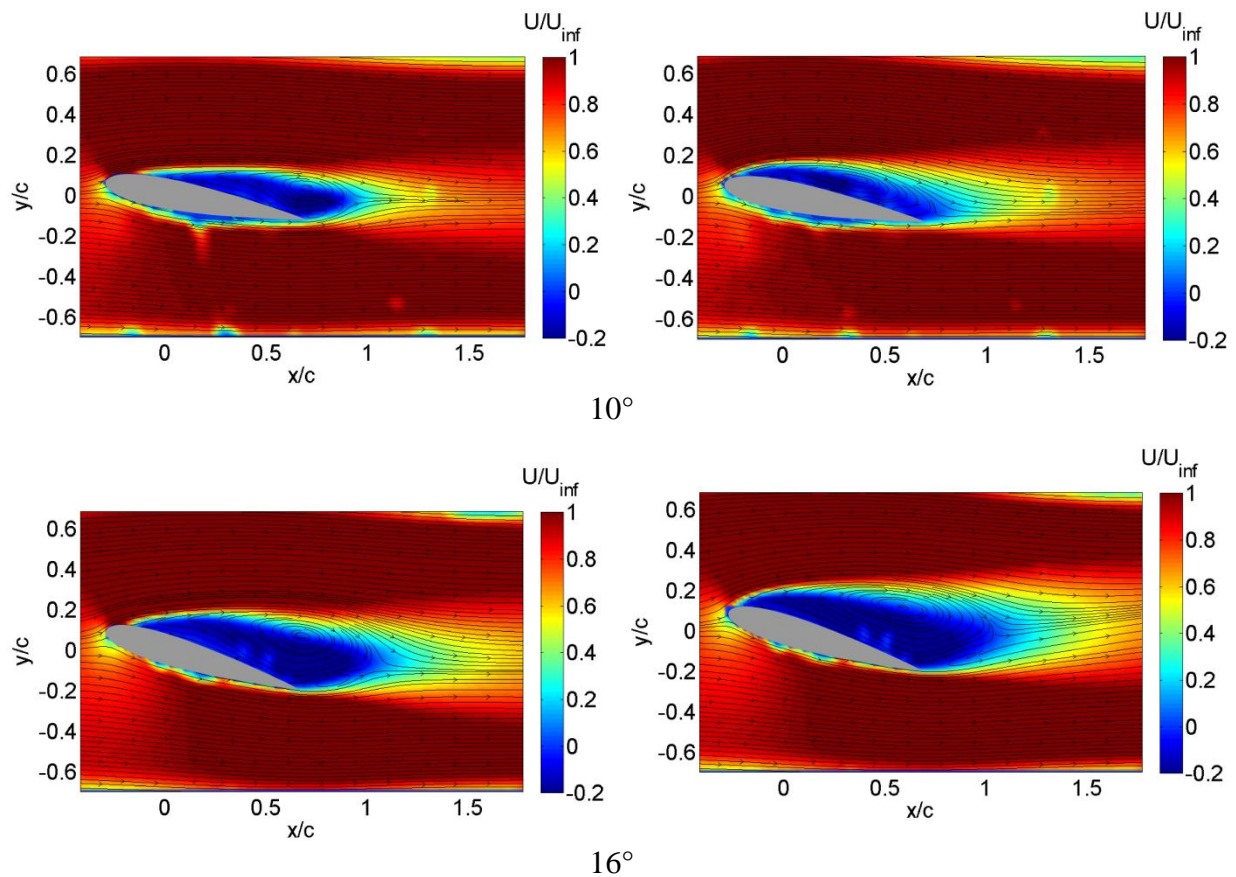


Figure 119. Comparaison entre les écoulements naturels (colonne de gauche) et les écoulements contrôlés $U_{HT} = -20$ kV DC (colonne de droite) autour d'un profil NACA 0015 à différentes incidences ; $U_{inf} = 0,1$ m/s ; $Re = 2222$

À 10° , pour le cas contrôlé, il n'y a plus qu'une structure tourbillonnaire au-dessus de l'extrados dont le centre est situé à l'abscisse $x/C \approx 0,4$. Le point de décollement de la couche limite du cas contrôlé remonte à environ $0,15C$ du bord d'attaque par rapport au cas naturel ($0,35C$ du bord d'attaque). Cela pourrait être expliqué par la formation de structures tourbillonnaires plus proches du bord d'attaque.

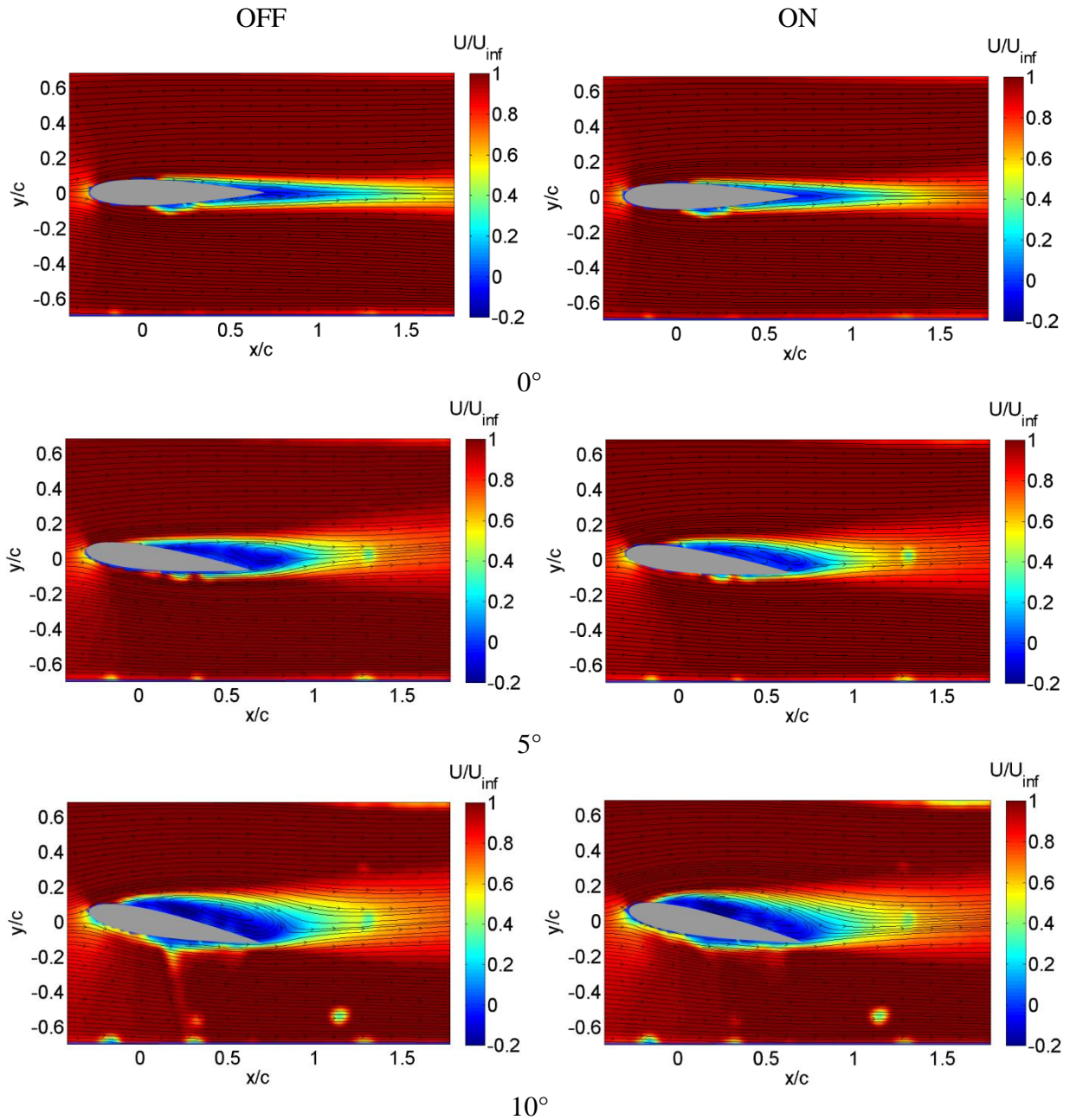
À 16° , la structure de la zone de recirculation du cas contrôlé est semblable à celle du cas non contrôlé. On observe 2 structures tourbillonnaires dont un tourbillon de surface large et un petit tourbillon de bord de fuite. Le centre du tourbillon de surface pour le cas contrôlé est légèrement avancé d'environ $0,1C$ par rapport au cas naturel. Le point de décollement de la couche limite est aussi plus proche du bord d'attaque pour le cas contrôlé ($\approx 0,1C$ du bord d'attaque) par rapport au cas naturel ($\approx 0,2C$ du bord d'attaque). On peut noter l'épaississement du sillage pour l'écoulement contrôlé qui pourrait être à l'origine d'une augmentation de la traînée.

À $Re = 2222$, l'influence de l'actionneur soumis à une tension continue de -20 kV est toujours perceptible sur la structure de l'écoulement moyen. L'aire de la zone de recirculation est réduite aux angles d'incidence 0° , 5° , 10° . On observe que le point de décollement de la couche limite remonte pour toutes les incidences excepté l'incidence nulle (où la couche limite est attachée) lorsque l'actionneur fonctionne.

IV.3.1.3. Champs moyens à $Re = 4555$ ($U_{inf} = 0,205\text{m/s}$)

À incidence nulle, on n'observe aucune différence notable entre les écoulements naturel et contrôlé. Le sillage du cas contrôlé est donc aussi symétrique par rapport à la ligne médiane.

À 5° d'incidence, le bulbe de recirculation semble moins épais pour le cas contrôlé que pour le cas naturel et plus proche de la paroi.



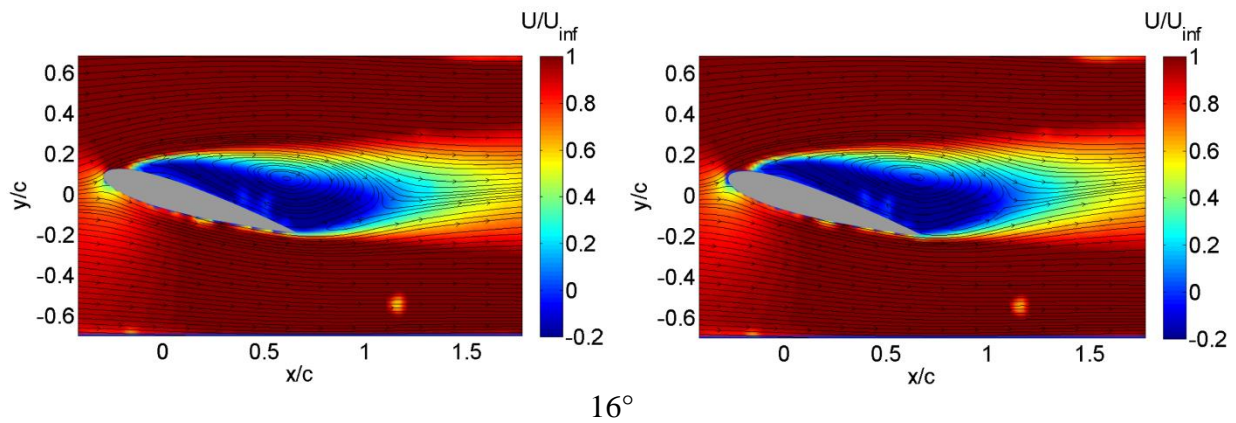


Figure 120. Comparaison entre les écoulements naturels (colonne de gauche) et les écoulements contrôlés $U_{HT} = -20$ kV DC (colonne de droite) autour d'un profil NACA 0015 à différentes incidences ; $U_{inf} = 0,205$ m/s ; $Re = 4555$

À 10° d'incidence, la structure du bulbe de recirculation est semblable entre les cas naturel et contrôlé. Cependant, on observe que la position du centre tourbillonnaire pour le cas contrôlé est remontée à $x/C \approx 0,3$ tandis qu'elle est à $x/C \approx 0,5$ pour le cas naturel.

Pour les incidences à 5° et 10° , il semble que le rapprochement du bulbe de recirculation vers le bord d'attaque soit lié à l'effet de structures cohérentes induites par l'actionneur au bord d'attaque qui ont pour conséquence de faire légèrement remonter le point de séparation de la couche limite.

À 16° d'incidence, la structure du bulbe de recirculation est identique pour le cas contrôlé et le cas naturel. L'écoulement global ne semble pas être modifié par la force EHD à cette incidence et à ce Reynolds.

À $Re = 4555$, les changements sur la structure de l'écoulement autour du profil NACA0015 sont moins perceptibles qu'aux Reynolds plus faibles. On peut néanmoins constater un aplatissement du bulbe de recirculation à 5° d'incidence et une légère remonté des centres tourbillonnaires pour les cas à 5° et 10° d'incidence. En revanche les positions des points de décollement de la couche limite ne semblent être que peu modifiés par la présence de la force EHD appliquée.

IV.3.2. Comparaison du point de séparation de la couche limite de l'écoulement contrôlé par rapport à l'écoulement naturel

L'étude des points de décollements de la couche limite suit la même méthode que celle présentée dans la partie IV.2.2.

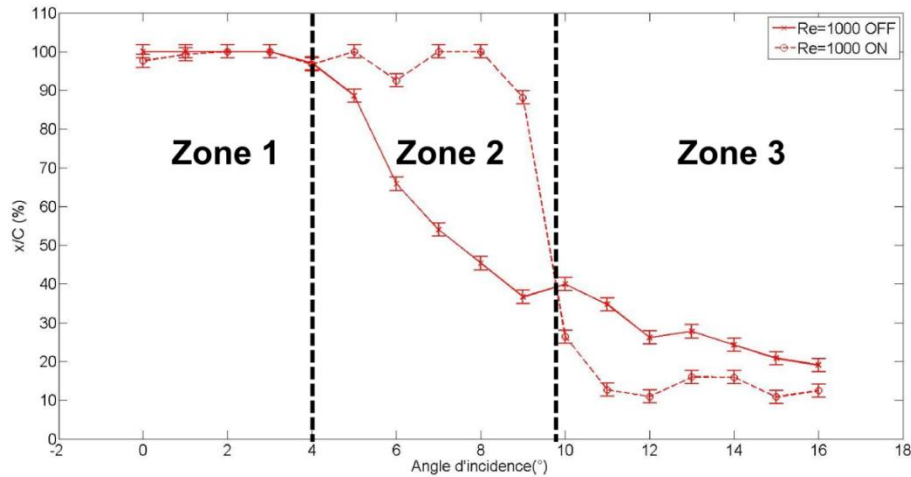


Figure 121. Variation de la position des points de séparation de la couche limite par rapport au bord d'attaque en fonction de l'angle d'incidence pour les écoulements naturel et contrôlé ($U_{HT} = -20$ kV) à $Re = 1000$

La Figure 121 illustre l'évolution du point de séparation de la couche limite en fonction de l'angle d'incidence pour les cas d'écoulements naturel et contrôlé à $Re = 1000$. On distingue 3 zones principales. Dans la zone 1, on observe que le contrôle n'a aucune influence sur la position du point de séparation. Dans la zone 2, le contrôle permet de retarder le décollement de 4° à 8° d'incidence, l'efficacité de l'actionneur est maximale. À contrario à partir de 10° d'incidence, dans la zone 3, les points de séparation pour le cas contrôlé sont plus proches du bord d'attaque que pour le cas naturel. Dans cette zone les structures fluidiques en rotation se créent sur l'extrados du profil et provoquent la remonté du point de séparation.

La Figure 122 montre l'évolution de la position des points de séparation de la couche limite à $Re = 2222$ en fonction de l'angle d'incidence. On observe 3 zones principales : la zone 1 dans laquelle l'actionneur n'a aucune influence sur la position du point de séparation entre 0° et 1° d'incidence; la zone 2 dans laquelle l'application de la force EHD induit un retard du décollement ou annule le décollement entre les incidences 1° et 4° ; et enfin la zone 3 dans laquelle on peut constater que les points de séparation du cas contrôlé sont toujours plus proches du bord d'attaque que ceux du cas naturel (pour les incidences supérieures à 5°). Ici encore les tourbillons créés à l'extrados du profil provoquent la remonté du point de séparation à partir de 1° d'incidence par rapport au cas naturel. Cette observation est cohérente avec les remarques faites dans la partie IV.2.1.2.

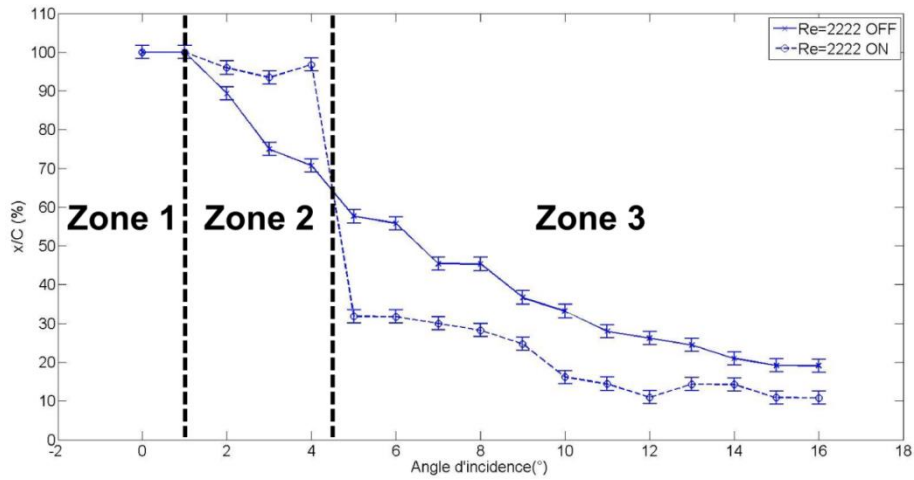


Figure 122. Variation de la position des points de séparation de la couche limite par rapport au bord d'attaque en fonction de l'angle d'incidence pour les écoulements naturel et contrôlé ($U_{HT} = -20$ kV) à $Re = 2222$

Voyons à présent le comportement des décollements de couche limite pour le régime d'écoulement de Reynolds plus élevé : $Re = 4555$.

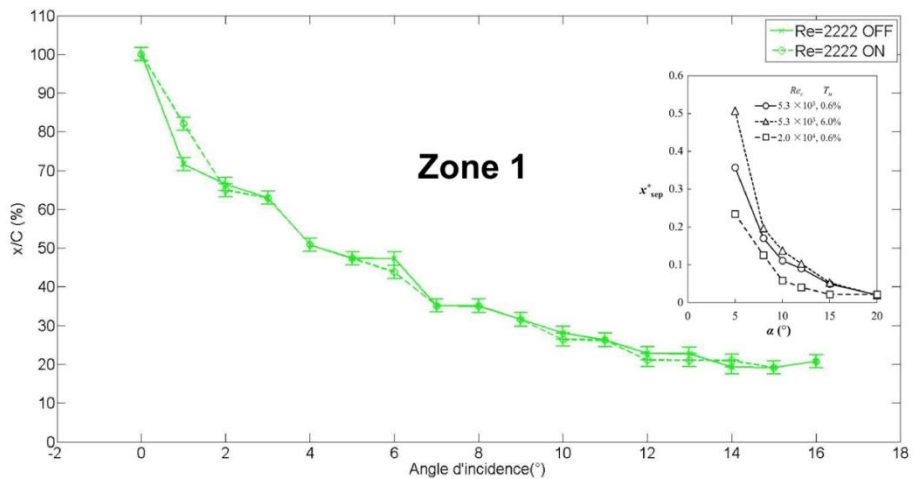


Figure 123. Variation de la position des points de séparation de la couche limite par rapport au bord d'attaque en fonction de l'angle d'incidence pour les écoulements naturel et contrôlé ($U_{HT} = -20$ kV) à $Re = 4555$; En médaillon résultats de Wang [50]

Sur la Figure 123, on peut observer que les courbes des points de décollements en fonction de l'angle d'incidence sont quasiment superposées pour les cas naturel et contrôlé et décroissent progressivement. Ce phénomène est cohérent avec les observations de Wang [50] sur un profil NACA0012 à $Re = 5300$ et pour une intensité turbulente de 6 % (courbes en médaillon). Il semble que l'actionneur à ce niveau de tension soit incapable de modifier les structures globales de l'écoulement. Ce constat a été fait précédemment dans la partie IV.2.1.3. Il est donc peu probable que le contrôle à ce régime d'écoulement ait un effet significatif sur la portance et la traînée. On peut noter que le point de séparation remonte progressivement vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente.

IV.4. Calcul d'effort hydrodynamique moyen

Cette partie est consacrée à l'étude des efforts hydrodynamiques appliqués par un fluide sur un profil immergé à ultra-bas Reynolds ($Re < 10^4$). La détermination des efforts hydrodynamiques a pour objectif d'approfondir la caractérisation de l'écoulement à ultra-bas Reynolds autour d'un profil et de quantifier l'influence d'une force EHD créée par un actionneur IBD (Injection à barrière diélectrique) équipé sur ce dernier.

Afin de mesurer les efforts créés par un liquide sur un profil immergé, plusieurs méthodes sont disponibles parmi lesquelles les méthodes intrinsèques (ou méthodes indirectes) et les méthodes extrinsèques (méthodes directes). Les méthodes directes consistent à mesurer la force de réaction notamment à l'aide de capteur de force. C'est le cas, par exemple, de la mesure d'efforts aérodynamiques sur un profil d'aile dans un écoulement externe, au moyen d'une balance aérodynamique équipée de jauges de contrainte. Cependant, cette technique largement éprouvée est parfois délicate à mettre en place notamment lorsque le profil immergé est petit. D'autre part, dans le canal hydraulique d'huile de silicone développé au cours de cette thèse, le champ électrique très intense induit par l'actionneur IBD et le confinement important, rendent l'installation d'une balance de mesure d'effort extrêmement complexe. En effet, le champ électromagnétique créé par l'actionneur IBD peut endommager l'électronique nécessaire à la mesure des efforts.

Il a donc été décidé de travailler sur l'application d'une méthode indirecte de calcul de force. Ce type de méthode intrinsèque ne nécessite pas l'installation de matériel de mesure dans l'environnement proche des électrodes, mais utilise les propriétés internes de l'écoulement et principalement la vitesse et la pression.

IV.4.1. Étude bibliographique du calcul d'effort indirect

Les méthodes indirectes sont développées à partir des travaux de Noca [100] (1997) et Unal [101] (1997) pour déterminer les efforts aérodynamiques appliqués sur un objet placé dans un écoulement. Cette approche a pour objectif d'établir une corrélation temporelle exacte entre la topologie de l'écoulement et les efforts qui en résultent. Elle permet notamment de s'affranchir des coûts de construction de maquette en partie liés à l'implantation de prises de pression. D'autre part, elle présente l'avantage d'être adaptable aux études où l'objet en sustentation est en mouvement (ex : vol battu) ce qui rend l'utilisation des capteurs piézo-électriques peu fiable.

Kurtulus [102] (2006) applique la méthode développée par Unal [101], et étudie le lâcher tourbillonnaire à l'aval d'un cylindre carré fixe à Reynolds 4900. Ses travaux démontrent expérimentalement la faisabilité de cette méthode mais pointe les difficultés liées à la détermination du gradient de pression présent dans l'équation de Navier-Stokes. Plusieurs stratégies sont donc développées pour dépasser cette difficulté liée à la détermination du terme de pression parmi lesquelles :

- la méthode d'intégration du moment de vorticité (Moreau [103] 1952, Lighthill [104] 1986)
- la méthode de l'intégration de la quantité de mouvement sur un contour fermé entourant l'objet immergé (Noca [100] 1999).

Cette dernière consiste en l'utilisation de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes sous sa forme intégrale, appliquée à la condition que l'écoulement soit à divergence nulle. Dans une étude paramétrique, il démontre, l'insensibilité des résultats aux différentes approches de bilan de quantité de mouvement développées précédemment. La validité de cette méthode est notamment vérifiée par Tan [105] (2005)   partir de données de simulation bidimensionnelles et tridimensionnelles. Cette méthode est ensuite améliorée pour permettre la détermination d'effort dans des écoulements incompressibles résolus en temps sur des champs PIV ou issus de simulations DNS (David [106] 2009) et des données de fluides compressibles (Oudheusden [107] 2007).

IV.4.2. Présentation de la méthode de bilan de quantité de mouvement pour le calcul d'effort

L'idée principale d'une méthode indirecte est de quantifier la force s'exerçant sur un fluide grâce à un calcul inverse de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes :

$$\vec{f}(t) = \rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} - \nu \Delta \vec{U} - \vec{g} \right) + \nabla P \quad (66)$$

Cette équation montre qu'en connaissant les champs de vitesse et de pression, on est capable d'estimer la force à l'origine du champ de vitesse et du champ de pression. On peut noter que la force de gravité \vec{g} est généralement négligeable devant les autres termes, elle est donc négligée par la suite.

Les données de vitesse peuvent être obtenues expérimentalement grâce à des méthodes de mesures de champ de vitesse telle que la PIV. La pression peut être relevée à l'aide de capteurs de pression, mais ces capteurs ne sont que ponctuels et ne permettent généralement pas d'obtenir un champ de pression. La détermination du champ du gradient de pression est donc un problème majeur dans la résolution de l'équation de quantité de mouvement inverse ( quation 66). Afin de résoudre ce problème, 2 approches principales sont développées. La 1^{re} approche regroupe les méthodes dites *intégrales* qui sont robustes, et peuvent être résolues en temps. Cependant elles ne donnent qu'une valeur globale de la force et ne peuvent permettre d'obtenir un champ de force. Dans le cas de la détermination des efforts aérodynamiques autour d'un profil d'aile, les méthodes intégrales sont souvent efficaces. Elles présentent aussi l'avantage de donner une relation directe entre les  v nements majeurs d'un écoulement ( mission ou passage de structure tourbillonnaire) et les variations de traînée et de portance (Jardin [108]).

La 2^{de} approche regroupe les méthodes dites *différentielles* qui permettent de s'affranchir du terme de pression. La détermination des efforts résulte alors de l'intégration d'un moment de vortécité sur l'intégralité d'un domaine fluide. Cependant ces méthodes sont particulièrement sensibles aux bruits de mesure du fait de la présence des dérivées de la vitesse d'ordre élevé.

La méthode intégrale est choisie pour l'estimation de la force volumique notamment pour sa robustesse et le peu d'hypothèses nécessaires à son application. Elle est basée sur le concept du bilan de quantité de mouvement et s'applique en intégrant l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes sur un volume de contrôle fermé.

Étant dans une configuration d'écoulement bidimensionnel, l'intégration est calculée sur une surface (S) rectangulaire, entourant le profil d'aile qui s'appuie sur les points du champ PIV (cf. Figure 124). Les 4 faces sont nommées suivant leur position géographique (Nord, Sud, Est, Ouest).

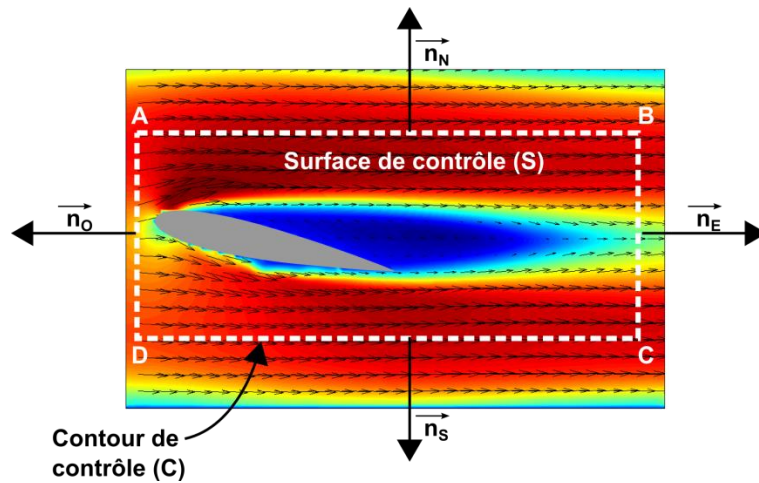


Figure 124. Volume d'intégration autour du profil d'aile pour le calcul des forces hydrodynamiques

On reprend l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes (équation 66) et on l'intègre sur la surface de contrôle (S) en négligeant la gravité:

$$\vec{f}(t) = \iint_S \left(\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} - \nu \Delta \vec{U} \right) + \vec{\nabla} P \right) \cdot dS \quad (67)$$

La mesure des efforts étant effectuée sur un champ moyen, le calcul du terme temporel est inutile dans notre expérience et l'équation de la force devient :

$$\vec{f} = \iint_S \left(\rho \left((\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} - \nu \Delta \vec{U} \right) + \vec{\nabla} P \right) \cdot dS \quad (68)$$

Ou bien, $\vec{f}_l = \frac{\vec{f}}{\rho} = \iint_S \left(\left((\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} - \nu \Delta \vec{U} \right) + \frac{\vec{\nabla} P}{\rho} \right) \cdot dS$
 Où $[\vec{f}] = N/kg$ et $[\vec{f}_l] = N/m$

Cette équation (68) est constituée des termes suivants :

- Le terme convectif : $\vec{f}_{conv} = \iint_S (\rho(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U}) \cdot dS$
- Le terme visqueux : $\vec{f}_{visq} = \iint_S (\rho\nu\Delta\vec{U}) \cdot dS$
- Le terme de pression : $\vec{f}_p = \iint_S (\vec{\nabla}P) \cdot dS$

Les termes de force convective et visqueuse sont directement calculés à partir du champ de vitesse issu de mesures PIV. En revanche le terme de pression n'est pas directement quantifiable. Au mieux, la pression peut être connue en quelques points et non sur l'ensemble d'un domaine de contrôle. Cependant, le problème peut être simplifié en utilisant le théorème du flux de Green-Ostrogradsky afin de transformer l'intégrale surfacique en intégrale sur un contour fermé :

$$\vec{f}_p = \iint_S (\vec{\nabla}P) dS = \oint_C (P\vec{n}) dC \quad (69)$$

On remarque que pour estimer la force de pression, il suffit de connaître la pression sur chaque point du contour entourant la surface de contrôle. Dans notre cas, la pression ne peut être mesurée sur tout le contour du domaine. Il existe cependant une méthode permettant de déterminer le terme de pression sur un contour. Elle consiste à choisir une surface de contrôle suffisamment éloignée de la région d'influence de la force de pression sur l'objet (cf. Figure 124). En chaque point du contour x_c de la surface de contrôle, la force peut être considérée comme nulle et on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned} \vec{f} &= \vec{0} \\ \Leftrightarrow \vec{\nabla}P|_{dC} &= \left(\rho \left((\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} - \nu\Delta\vec{U} \right) \right)|_{dC} \end{aligned} \quad (70)$$

Où dC est un élément du contour C

Par propagation du gradient le long du contour (C) à partir d'un point de position x_0 et de pression arbitraire p_0 , il est possible de déterminer la pression à un scalaire près, grâce à la formule suivante :

$$P(x_c) = P(0) + \oint_C \vec{\nabla}P(x_c) \cdot \vec{n} dC \quad (71)$$

On peut noter que la valeur de $P(0)$ n'a aucune influence sur le résultat final ; on le fixe donc à 0.

Connaissant les valeurs de pression en chaque point du contour, on peut calculer la somme des pressions sur chaque face de la surface de contrôle (Nord, Sud, Est, Ouest):

$$\begin{aligned} \vec{f}_{p_{Nord}} &= \oint_A^B P(x_c) dC ; \vec{f}_{p_{Est}} = \oint_B^C P(x_c) dC ; \vec{f}_{p_{Sud}} = \oint_C^D P(x_c) dC ; \\ \vec{f}_{p_{Ouest}} &= \oint_D^A P(x_c) dC \end{aligned} \quad (72)$$

La résultante des forces de pression selon les 2 directions du repère est déduite en sommant les termes de force de pression sur les faces Nord et Sud (direction \vec{y}) puis Est et Ouest (direction \vec{x}) :

$$\begin{aligned}\vec{f}_{p_y} &= \vec{f}_{p_{Nord}} + \vec{f}_{p_{Sud}} \\ \vec{f}_{p_x} &= \vec{f}_{p_{Est}} + \vec{f}_{p_{Ouest}}\end{aligned}\quad (73)$$

Afin de déterminer les composantes de la force appliquée par le profil d'aile et l'actionneur sur l'écoulement, on procède en 7 étapes :

- 1) Le calcul du champ de force convective (f_{conv}) et visqueuse (f_{visq}) ($[f]=N/kg$) sur un contour (C).
- 2) Intégration des forces convectives et visqueuses sur le domaine (S) ($[f]=N/m$)
- 3) Détermination du gradient de pression sur le contour (C) grâce à la formule (70)
- 4) Calcul de la pression sur le contour (C) par propagation du gradient de pression grâce à la formule (71)
- 5) Calcul de la résultante des forces de pression \vec{f}_{p_x} et \vec{f}_{p_y} selon les axes \vec{x} et \vec{y}
- 6) Calcul des efforts globaux \vec{f}_x , \vec{f}_y selon les axes \vec{x} et \vec{y}

$$\vec{f}_x = \vec{f}_{conv_x} + \vec{f}_{visq_x} + \vec{f}_{p_x} \quad (74)$$

$$\vec{f}_y = \vec{f}_{conv_y} + \vec{f}_{visq_y} + \vec{f}_{p_y} \quad (75)$$

- 7) Calcul des coefficients aérodynamiques C_x (traînée ; formule 1) et C_y (portance ; formule 2)

IV.4.3. Validation de l'algorithme de calcul d'effort à partir de données numériques

L'algorithme de calcul de la force est testé sur un écoulement académique autour d'un cylindre carré à $Re = 100$. La simulation est réalisée sur un code commercial de type *éléments finis* (Comsol®) qui résout l'équation de Navier-Stokes sur un maillage régulier comportant 401(longueur) \times 81(largeur) cellules. 200 pas de temps de 10^{-3} secondes sont nécessaires pour atteindre la convergence. Le contour d'intégration le plus large est représenté sur la Figure 125, il comporte 890 points et tourne dans le sens horaire.

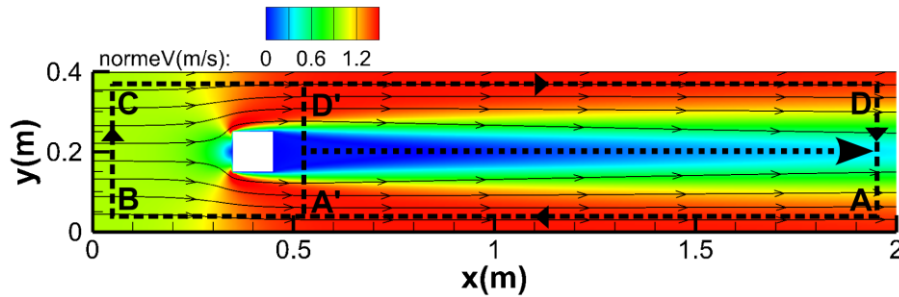


Figure 125. Simulation Comsol® d'un écoulement autour d'un cylindre carré à $Re = 100$; Schéma de l'évolution de la taille du domaine d'intégration pour l'estimation de la force volumique (contour en pointillés noirs)

À chaque étape du calcul de la force (cf. partie précédente), les résultats de l'algorithme de calcul développé sous Matlab® sont comparés aux résultats issus de la simulation Comsol® prise comme référence.

IV.4.3.1. Calcul du gradient de pression sur le contour (C)

Le gradient de pression est calculé à partir de l'équation (30) : $\vec{\nabla}P|_{dc} = \left(\rho \left((\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} - \nu \Delta \vec{U} \right) \right) |_{dc} = \vec{F}_{conv,visq} |_{dc}$ et prend en argument la résultante de la force convective et visqueuse sur le contour C .

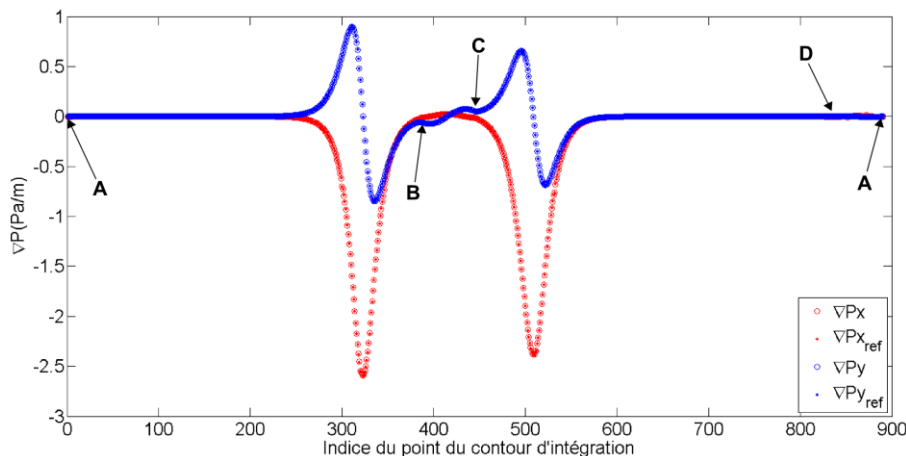


Figure 126. Variation du gradient de pression selon les composante \vec{x} et \vec{y} ; comparaison entre le résultat de l'algorithme développé sous Matlab® (cercles) et la référence issue de la simulation Comsol® (points)

La Figure 126 illustre les variations du gradient de pression calculé à partir du champ de vitesse sur le contour C avec l'algorithme développé sous Matlab® et les variations du gradient de pression calculé par Comsol® (référence). Le gradient de pression calculé grâce à l'algorithme sur le contour C est quasiment identique au gradient de pression de référence. Seules de légères différences sont perceptibles dans les zones où le gradient de pression évolue fortement notamment dans les zones au-dessus et en dessous du cylindre carré. L'implémentation du calcul du gradient de pression dans l'algorithme de calcul de force est en bon accord avec la référence.

IV.4.3.2. Calcul de la pression sur le contour (C)

La pression est calculée par propagation du gradient de pression grâce à la formule (31) suivante : $P(x_c) = P(0) + \oint_C \vec{\nabla}P(x_c) \cdot \vec{n}dC$.

La Figure 127 représente les variations de la pression le long du contour C calculées au moyen de l'algorithme Matlab® et les variations de la pression issue de la simulation Comsol® (référence). Les variations de la pression issue de l'algorithme développé sous Matlab® sont en excellent accord avec les variations de la pression de référence. Seules de légères différences sont perceptibles dans les zones proches de l'obstacle où les variations de gradient de pression sont fortes (en dessous et au-dessus du cylindre carré ; indices situés autour de 320 et 520).

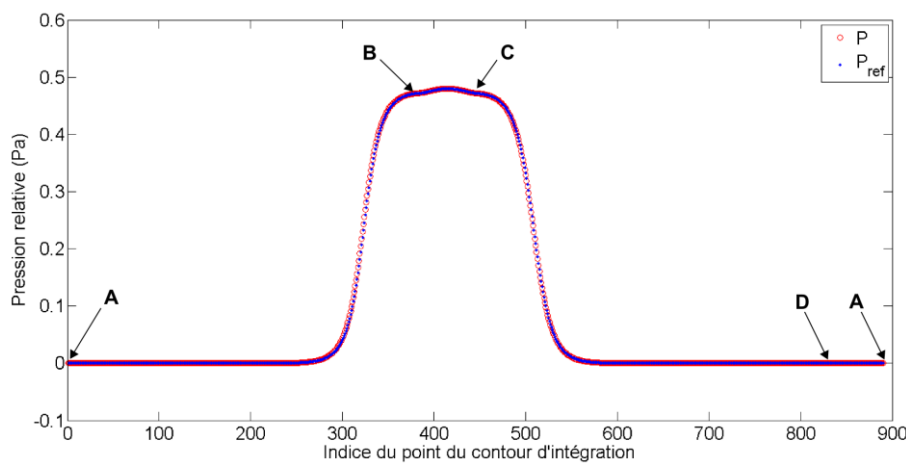


Figure 127. Variation de la pression le long du contour C ; comparaison entre le résultat de l'algorithme développé sous Matlab® (cercles rouges) et la référence issue de la simulation Comsol® (points bleus)

L'implémentation du calcul de la pression dans l'algorithme de calcul de force est donc en très bon accord avec la pression directement calculée par Comsol®.

IV.4.3.3. Calcul des efforts globaux

Les efforts globaux appliqués par le cylindre carré sur le fluide, sont issus de la somme des efforts convectifs, visqueux et de pression (équation 34 et 35). Les composantes des efforts globaux sont représentées sur la Figure 128 en fonction de la taille du domaine d'intégration de la force. Les composantes de la force estimées par l'algorithme développé sous Matlab® sont représentées par des ronds tandis que les composantes de la force issues de la simulation de référence (Comsol®) sont représentées par des traits.

La composante de la force selon l'axe \vec{y} (représentée en bleu) estimée (Matlab®) est proche à $2,2 \cdot 10^{-3}$ N/m près de la composante de la force de référence (Comsol®), mais la valeur convergée n'est pas complètement atteinte. Cette erreur est probablement liée à la résolution du domaine de calcul (taille de maille trop large) et à la propagation d'erreur (inhérente à cette méthode) lors de la détermination de la pression en chaque point du contour. D'autre part le

domaine de calcul (et donc le contour d'intégration) ne sont peut-être pas assez grands pour atteindre la valeur convergée.

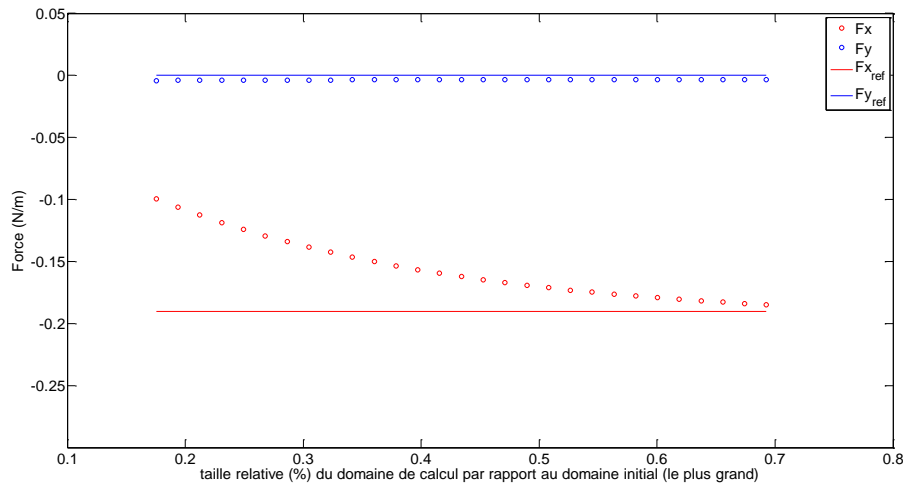


Figure 128. Comparaison des courbes de convergence de la force volumique totale appliquée par le cylindre carré sur le liquide, estimée sous Matlab® et de la force de pression simulé sous Comsol® en fonction de la taille du domaine d'intégration C (du plus petit au plus grand domaine)

La composante de la force selon l'axe \vec{x} (représentée en rouge) estimée (Matlab®) est proche à $1,2 \cdot 10^{-5}$ N/m près de la composante de la force de référence (Comsol®), soit une erreur relative de 0,006 %. Contrairement à la composante de la force selon l'axe \vec{y} , la composante de la force selon l'axe \vec{x} semble converger vers une valeur asymptotique de référence.

IV.4.3.4. Calcul des coefficients aérodynamiques de traînée et portance

Grâce à l'algorithme développé sous Matlab®, les valeurs convergées de traînée C_x et portance C_y du cylindre carré (largeur 0,1 m) plongé dans un écoulement à 1 m/s sont respectivement égales à - 3,71 et - 0,07.

Les erreurs absolues sur les coefficients aérodynamiques de traînée et portance par rapport aux résultats issus de la simulation (Comsol®) atteignent respectivement $2 \cdot 10^{-4}$ et $5 \cdot 10^{-2}$.

IV.4.3.5. Conclusion

Au cours de cette étude sur la validité de l'algorithme d'estimation des efforts aérodynamiques, les résultats de chaque étape du calcul sont comparés aux résultats d'une simulation de type *éléments finis* (Comsol®). Il a été montré que l'évolution du gradient de pression estimé sur le contour (C) est identique à l'évolution du gradient de pression simulé dans des zones éloignées de l'obstacle. Dans les zones au-dessus et en dessous de l'obstacle (cylindre carré) où les variations de gradient de pression sont importantes, de légères différences de l'ordre de 0,2 % sont perceptibles. Le calcul de la pression en chaque point du

contour révèle un très bon accord avec les valeurs de pression calculées directement par Comsol®. De petites différences de pression sont observables dans les zones de fort gradient de pression (autour de l'obstacle) ne dépassant pas 4 % d'erreur relative par rapport à la référence. L'intégration des forces de pression selon la composante verticale est égale à la valeur de référence à 3.10^{-3} N/m près, tandis que l'intégration des forces de pression selon la composante horizontale est égale à la valeur de référence à 0,007 % près.

Enfin la force totale exercée par l'obstacle sur le fluide selon la composante verticale (\vec{y}) est égale à la force totale de référence à $2,2.10^{-3}$ N/m près. La force totale selon la composante horizontale (\vec{x}) est égale à la force totale de référence à 0,006 % près. En termes de coefficients aérodynamiques les erreurs absolues par rapport aux références issues de la simulation Comsol® sur C_x (- 3,71) et C_y (- 0,07) sont respectivement égales à 2.10^{-4} et 5.10^{-2} .

IV.4.4. Résultats du calcul d'effort

IV.4.4.1. Polaires de traînée et de portance pour les écoulements naturels et contrôlés

La valeur des coefficients aérodynamiques de traînée (C_x) et de portance (C_y) est estimée pour chaque incidence de 0° à 16° . Afin de vérifier que la méthode de calcul converge vers une valeur asymptotique, on calcule les C_x et C_y pour différentes tailles de contour d'intégration, du plus petit (AB'C'D) au plus grand (ABCD). Le contour se dilate dans une direction vers l'Est (Figure 130 (a)), de $x/C = 0,74$ à $x/C = 1,72$. On trace ensuite les variations de ces coefficients en fonction de la taille de ce contour. Les valeurs de référence des coefficients aérodynamiques sont les valeurs du contour d'intégration le plus grand (ABCD).

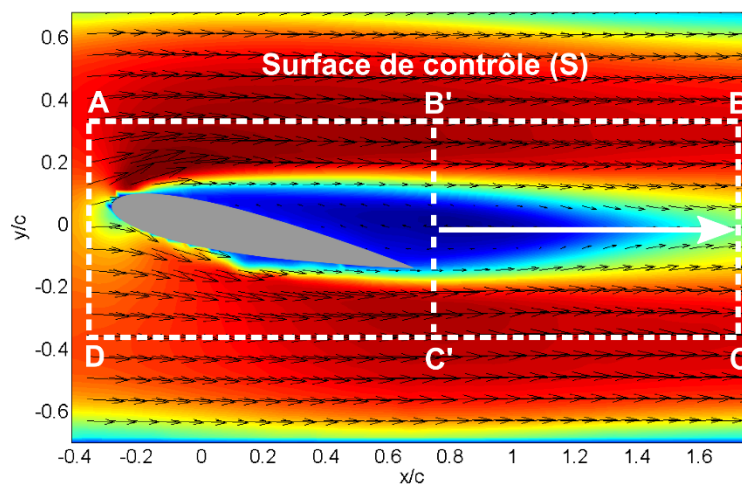


Figure 129. Schéma du contour d'intégration se dilatant vers l'Est ; incidence 11° ; $U_{inf} = 4,5\text{cm/s}$; $U_{HT} = 0\text{ kV}$

Le calcul de la convergence des coefficients aérodynamiques C_x et C_y est donné par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{C_{x_i}} = \left| \frac{C_{x_{final}} - C_{x_i}}{C_{x_{final}}} \right| \quad (76)$$

Où $C_{x_{final}}$ est la valeur considérée comme vraie et obtenue avec le plus grand contour d'intégration ; i est l'indice représentant la position de la face Est

Les convergences de ε_{C_x} et ε_{C_y} pour différentes incidences (4° , 8° , 12° , 16°) sont représentées sur la Figure 130. L'axe des abscisses représente la position de la face Est (abscisse adimensionnée) du contour d'intégration, $x/C \in [0,74 ; 1,72]$.

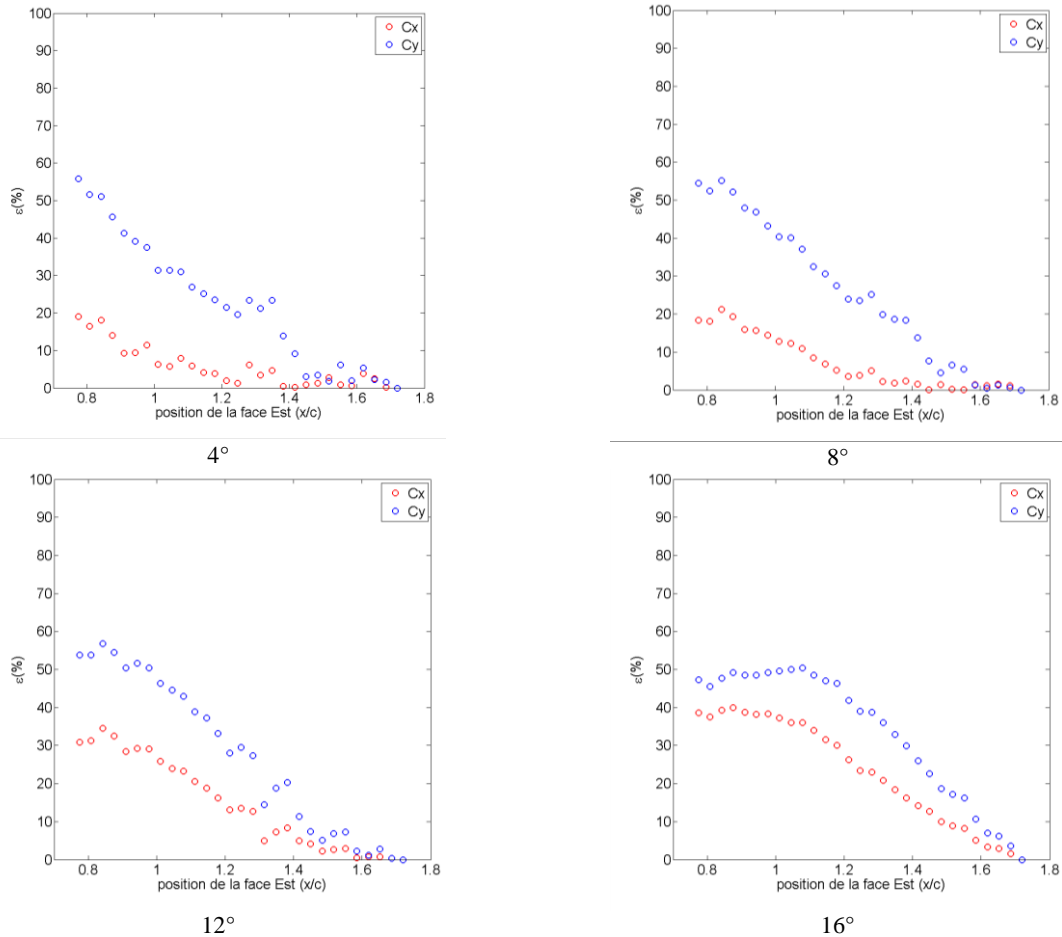


Figure 130. Evolution des coefficients C_x et C_y lors de la dilatation du domaine de contrôle vers l'Est à différentes incidences; $U_{inf} = 4,5\text{cm/s}$; $U_{HT} = -20\text{kV}$

On considère que la convergence des courbes de ε_{C_x} et ε_{C_y} est atteinte lorsque celles-ci tendent avec une faible pente vers l'axe des abscisses. Ainsi pour les incidences 4° , 8° et 12° , la convergence de ε_{C_y} est atteinte au plus tard à $x/C \approx 1,45$. Aux mêmes incidences, la convergence de ε_{C_x} est atteinte au plus tard à $x/C \approx 1,3$. En revanche à 16° , on n'observe pas de convergence pour ε_{C_x} et ε_{C_y} . Quelle que soit l'incidence considérée, la convergence de ε_{C_x} est atteinte plus tôt (pour des x/C inférieures) que convergence de ε_{C_y} . La Figure 131 représente les résultats de convergence à 10 % de de ε_{C_x} et ε_{C_y} en fonction de l'incidence. La

ligne pointillée horizontale marque la limite au-delà de laquelle la convergence n'est plus atteinte.

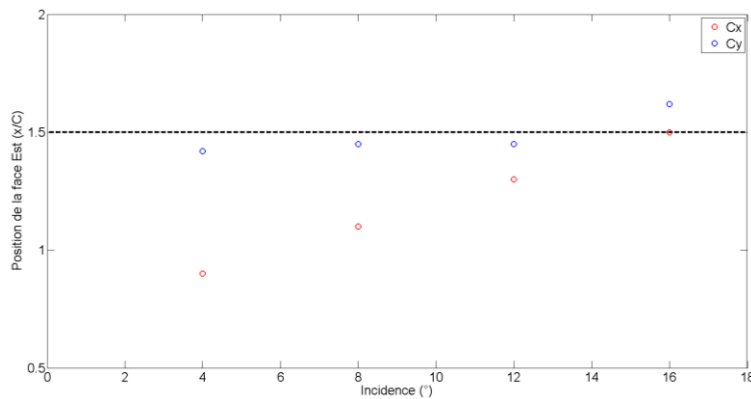


Figure 131. Courbe de synthèse des convergences pour ε_{C_x} et ε_{C_y}

Il semble que plus l'incidence est importante, plus il faut agrandir le contour d'intégration pour obtenir un calcul de C_x et C_y convergé. Cela est dû au fait que plus l'incidence augmente plus le sillage s'étend en aval du profil et tend à rencontrer la face Est du contour d'intégration. Cela remet en cause l'hypothèse $\vec{f} = \vec{0}$ sur le contour et semble influencer le résultat du calcul de la force. Les courbes de convergence de C_x et C_y tendent progressivement vers une asymptote horizontale ($\varepsilon = 0$) pour les incidences 4° , 8° et 12° ce qui permet d'avoir une certaine confiance dans le résultat final. En revanche pour l'incidence de 16° , les courbes de convergence de C_x et C_y tendent plus brutalement vers l'asymptote horizontale ($\varepsilon = 0$) ; on peut donc penser que ces calculs ne sont pas correctement convergés. Ce caractère non convergé se retrouve aussi pour l'incidence 15° . Pour cela nous ne considérons pas les mesures d'efforts hydrodynamiques aux incidences 15° et 16° .

IV.4.4.1.1. Polaire de portance

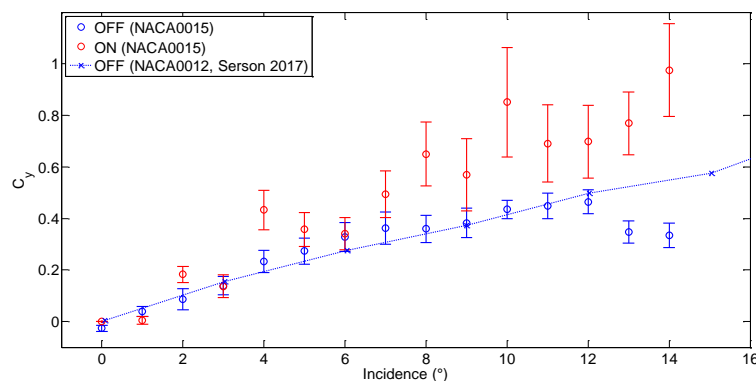


Figure 132. Polaires du coefficient de portance C_y pour un écoulement naturel (OFF) et un écoulement contrôlé (ON ; $U_{HT} = 20$ kV), $Re = 1000$; Comparaison du coefficient de portance aux résultats d'une simulation DNS sur un profil NACA0012 (Serson [51] 2017)

Les polaires de portance présentées sur la Figure 132, révèlent un comportement différent entre l'écoulement naturel et l'écoulement contrôlé. La polaire de l'écoulement naturel montre une croissance de la portance entre 0° ($C_y = -0,03$) et 12° jusqu'à une valeur maximale de 0,46 puis une chute de portance de l'ordre de 26 % entre 12° et 13° suivie d'un plateau autour de 0,34. Cette évolution de la portance coïncide parfaitement avec la courbe de portance de Serson [51] (2017), issue d'une DNS sur un écoulement autour d'un profil NACA0012 à Reynolds 1000, jusqu'à 12° .

Pour l'écoulement contrôlé, on observe une croissance de la portance continue entre 0° ($C_y=0$) et 14° ($C_y=0,97$). À cette incidence maximale, le gain de portance par rapport à l'écoulement naturel atteint 185 %. Cependant, le gain maximal en portance est à considérer avec prudence. En effet, lorsque l'incidence augmente, les fluctuations u' et v' augmentent et le tenseur des fluctuations de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ devient plus important. Aux grands angles, il devient nécessaire d'intégrer ce terme de fluctuations dans l'équation de Navier-Stokes pour le calcul de la force, afin de refléter sa contribution à la portance. Finalement, il est probable que les portances de l'écoulement naturel aux angles supérieurs à 12° soient légèrement sous-estimées du fait que l'on néglige les forces de fluctuations dans l'équation de Navier-Stokes. D'autre part, bien que les valeurs de portance semblent adopter un comportement linéaire, elles sont plus dispersées et leurs écarts-types sont plus élevés que pour l'écoulement naturel. La dispersion moyenne représentée par l'écart-type pour l'écoulement naturel est de l'ordre de $\pm 0,05$, tandis que pour l'écoulement contrôlé, la dispersion moyenne est de l'ordre de $\pm 0,10$. L'actionneur IBD semble donc influencer les orientations des lignes d'émission tourbillonnaires qui sont parfois proches du profil et parfois éloignées (phénomène de « *flapping* »). Ce phénomène de battement irrégulier des lignes d'émission tourbillonnaire induit des fluctuations de portance.

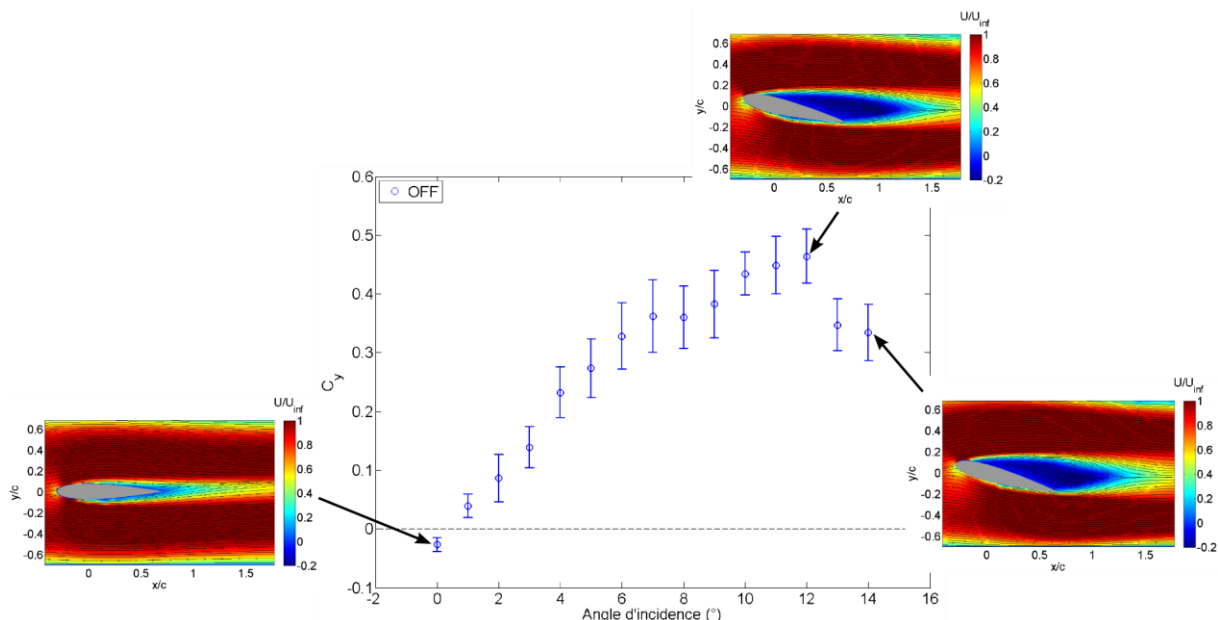


Figure 133. Polaire de portance (C_y) de l'écoulement naturel illustrée par les champs moyens de vitesse à 0° , 12° et 14° (en médaillon); $U_{inf} = 4,5$ cm/s

La Figure 133 représente la polaire de portance de l'écoulement naturel autour du profil d'aile, illustrée par les champs moyens de vitesse. Comme cela a été observé (cf. partie IV.2.1.1), le sillage en aval du profil d'aile à incidence nulle n'est pas exactement symétrique ; la valeur de portance légèrement inférieure à zéro ($C_y = -0,03$) confirme donc cette observation. À 12° d'incidence, la portance est maximale ($C_y = 0,46$) et l'on observe une zone de recirculation large qui couvre tout l'extrados du profil d'aile jusqu'à $x/C \approx 1,3$. L'épaisseur maximale de la zone de recirculation mesure environ $0,3C$ à $x/C = 0,7$ (cf. Figure 134 (a)). À 14° d'incidence, la portance a chuté de 26 % par rapport à la portance maximale. La zone de recirculation y est légèrement moins large qu'à 12° d'incidence, car elle ne s'étend plus que jusqu'à $x/C \approx 1,2$. L'épaisseur maximale de la zone de recirculation mesure environ $0,35C$ à $x/C = 0,7$ (cf. Figure 134 (b)).

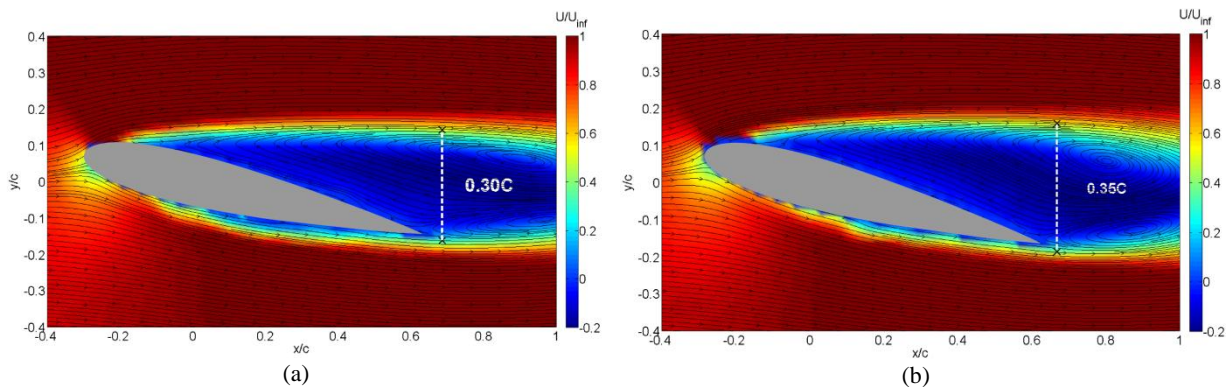


Figure 134. Épaisseur des sillages à 12° (a) et à 14° (b)

La zone de recirculation après la chute de portance qui s'opère à 13° est donc plus épaisse et moins longue qu'à l'incidence où la portance est maximale à 12° (cf. Figure 134). Enfin le point de décollement de la couche limite à 12° est positionné à $0,26C$ du bord d'attaque tandis qu'à 13° d'incidence le décollement de couche limite s'observe à $0,24C$. Le point de séparation de la couche limite semble remonter légèrement entre 12° et 14° . Cet épaissement de la recirculation est lié à un battement selon y de la ligne d'émission tourbillonnaire, qui a pour conséquence une variation aléatoire de la portance. Plus précisément, lorsque la ligne d'émission s'éloigne de la paroi du profil, la portance diminue. Inversement lorsque la ligne d'émission se rapproche du profil, la portance augmente.

Les fluctuations de vitesse augmentant avec l'incidence, on devrait observer une augmentation de la portance globale. Or on observe une réduction brusque de cette dernière, ce qui nous amène à penser que le terme du tenseur des fluctuations de vitesse, qui n'est pas pris en compte dans le calcul de la force, est peut-être à considérer à partir de 13° d'incidence.

La Figure 135 représente la polaire de portance de l'écoulement contrôlé ($U_{HT} = -20$ kV) autour du profil d'aile NACA0015, illustrée par les champs moyens de vitesse aux incidences 0° , 12° et 14° . À 0° d'incidence, la portance est nulle ce qui confirme l'observation faite dans la partie IV.3.1.1 sur le caractère parfaitement symétrique des lignes de courant par rapport à l'horizontale $y/C = 0$. À 12° d'incidence, le décollement de la couche limite apparaît à $0,11C$ du bord d'attaque ce qui est beaucoup plus tôt que pour l'écoulement naturel ($0,27C$). D'autre part, la zone de recirculation est légèrement bombée et plus proche du profil que dans le cas

naturel. Son épaisseur maximale atteint $0,12C$ tandis qu'elle est de $0,30C$ pour l'écoulement naturel. Elle s'étend du point de décollement de la couche limite ($0,11C$ du bord d'attaque) à $x/C \approx 0,8$ et est donc moins longue que la zone de recirculation de l'écoulement naturel. Cette observation indique probablement que l'actionneur IBD modifie la position de la ligne d'émission tourbillonnaire. Cela a pour conséquence d'induire des fluctuations de portance et de créer une zone de recirculation bombée lors du calcul du champ moyen.

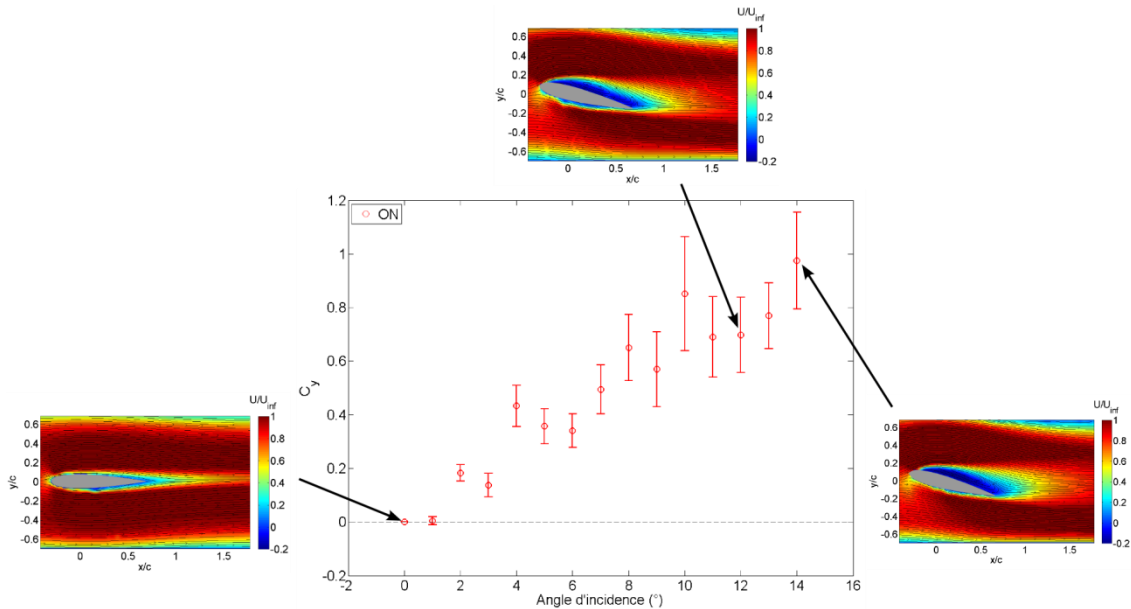


Figure 135. Polaire de portance (C_y) de l'écoulement contrôlé, illustrée par les champs moyens de vitesse à 0° , 12° et 14° (en médaillon); $Re = 1000$; $U_{inf} = 4,5$ cm/s; $U_{HT} = -20$ kV

À 14° d'incidence, la zone de recirculation est moins grande que celle de l'écoulement naturel. Elle s'étend du point de séparation de l'écoulement ($0,17C$ du bord d'attaque) à $x/C \approx 0,75$ et est proche de la paroi du profil. Son épaisseur maximale est d'environ $0,14C$ ce qui est plus de 2 fois inférieur à l'épaisseur maximale de la zone de recirculation de l'écoulement naturel. Cette zone de recirculation est légèrement bombée au niveau du point de décollement ce qui semble indiquer que des tourbillons sont émis depuis ce point et interagissent avec la paroi. En suivant le profil ils modifient la distribution de pression favorablement pour augmenter la portance.

IV.4.4.1.2. Polaires de traînée

La Figure 136 présente l'évolution de la traînée en fonction de l'incidence dans les configurations d'écoulement naturel et contrôlé. La courbe de traînée dans le cas naturel est globalement croissante entre 0° et 12° et semble suivre la tendance décrite par la courbe de traînée issue de la simulation DNS (Serson [51] 2017) entre 4° et 12° d'incidence.

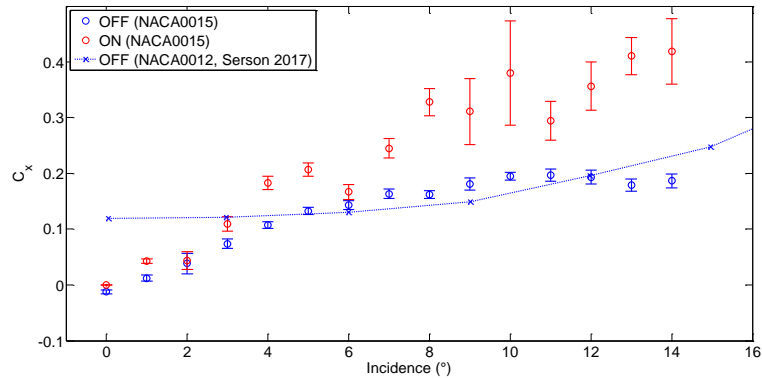


Figure 136. Polaires du coefficient de traînée C_x pour un écoulement naturel (OFF) et un écoulement contrôlé (ON ; $U_{HT} = -20$ kV), $Re = 1000$; Comparaison du coefficient de portance aux résultats d'une simulation DNS sur un profil NACA0012 (Serson [51] 2017)

La courbe de traînée calculée pour l'écoulement contrôlé, est strictement croissante entre 0° et 14° , et les valeurs de C_x sont toujours supérieures aux valeurs de C_x de l'écoulement naturel. Il semble donc que l'actionneur IBD induit la formation de structures dans l'écoulement qui modifient fortement le sillage et augmentent la traînée de pression. Ce constat fait échos au fait que les épaisseurs de sillage sur les champs moyens, sont systématiquement plus grandes pour les cas contrôlés que pour les cas naturels. Ceci est la preuve de fluctuations selon y des lignes d'émission tourbillonnaires qui augmentent la traînée. Pour les cas naturel et contrôlé, il est surprenant de constater qu'aux faibles incidences inférieures à 3° , la traînée calculée par la méthode de calcul indirect soit si faible. En effet, à l'incidence nulle, la traînée d'un profil est toujours légèrement positive alors que dans notre cas elle est nulle. L'une des hypothèses pouvant expliquer cette erreur, est la grande proximité du contour d'intégration de la quantité de mouvement aux abords du profil (notamment au bord d'attaque). En effet, la plupart des calculs basés sur cette méthode d'intégration de la quantité de mouvement sont effectués à des distances plus grandes du profil immergé.

IV.4.4.2. Influence de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD sur la structure de l'écoulement à 11° d'incidence

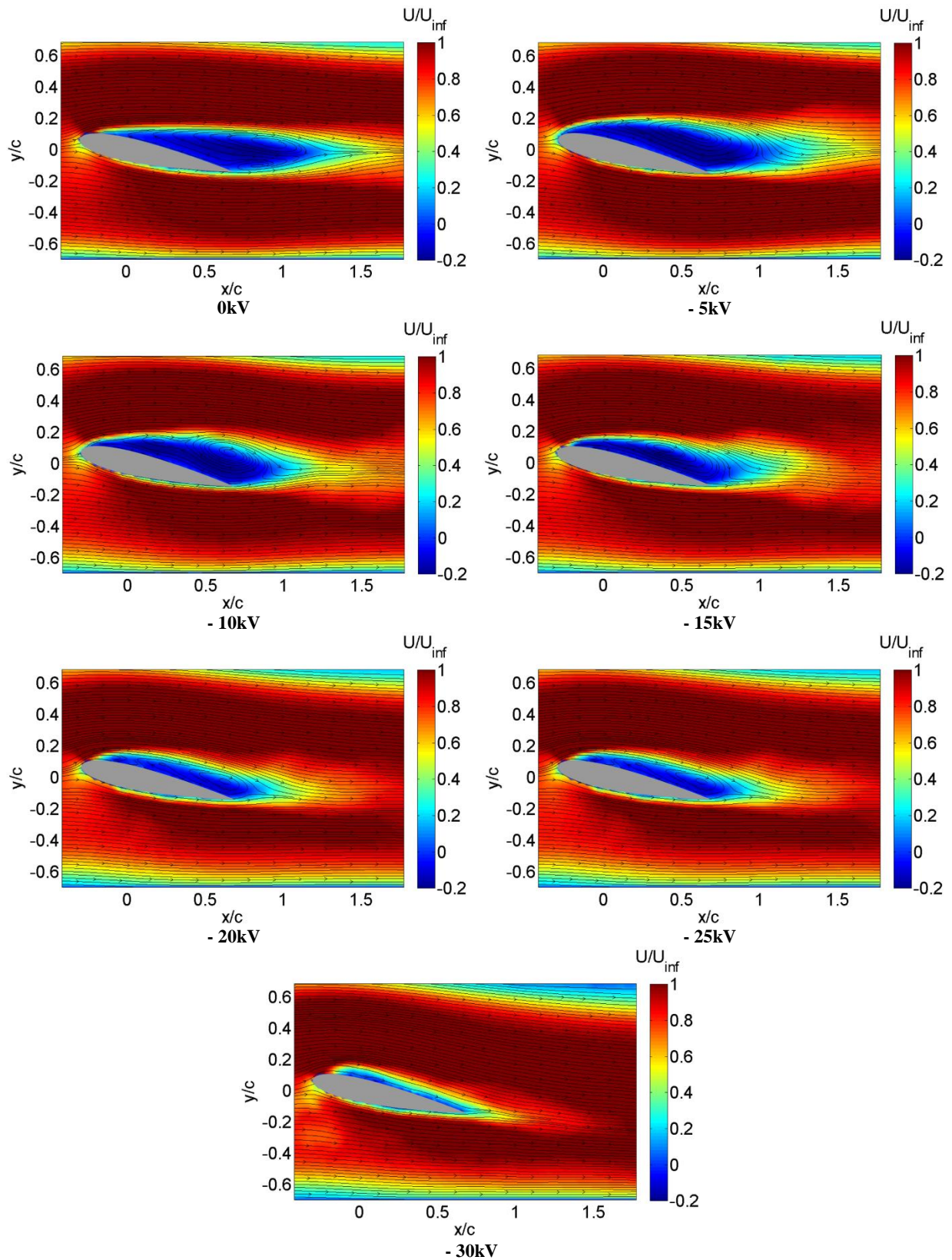


Figure 137. Champs moyens de vitesse et lignes de courant d'un profil d'aile NACA0015 en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD ; $Re = 1000$; $U_{inf} = 4,5\text{cm/s}$; incidence 11°

L'actionneur NACA0015 est positionné à 11° d'incidence dans un écoulement $U_{inf} = 4,5$ cm/s. Les électrodes de l'actionneur sont reliées à une source de haute tension continue et négative pouvant délivrer une tension comprise entre - 5 kV et - 30 kV. Les champs moyens de vitesse sont présentés sur la Figure 137 à différentes tensions.

La figure ci-dessus montre que plus la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD est élevée, plus l'écoulement moyen est recollé à la paroi du profil. Il en résulte que plus la tension augmente plus la surface de la zone de recirculation (en bleu) diminue jusqu'à ne plus représenter qu'une fine couche à - 30 kV.

Les zones de recirculation s'étendent depuis le point de séparation de la couche limite jusqu'à l'abscisse $x/C = 1,25$ à 0 kV. L'abscisse marquant la fin de la zone de recirculation avance en fonction de la tension passant de $x/C = 1$ à - 5 kV à $x/C = 0,65$ à - 25 kV. Enfin à - 30 kV, la zone de recirculation disparaît presque totalement.

L'un des critères permettant de caractériser l'évolution de l'écoulement en fonction de la tension est la position du point de séparation de la couche limite. Elle est représentée sur la Figure 138. Le point de séparation de l'écoulement naturel est situé à $0,36C$ du bord d'attaque et semble être brusquement avancé lorsqu'on applique la tension entre - 5 kV et - 25 kV. Cela indique que l'actionneur a un effet sur la production de tourbillons proches du bord d'attaque et qui suivent vraisemblablement la paroi, augmentant ainsi la portance. Sur l'intervalle [- 5 kV ; - 25 kV] le point de séparation semble reculer progressivement passant de $0,9C$ à $0,27C$. Enfin à - 30 kV, le décollement s'opère au bord de fuite ce qui indique un recollement total de la couche limite. La portance devrait donc être maximale du fait de l'augmentation de la circulation.

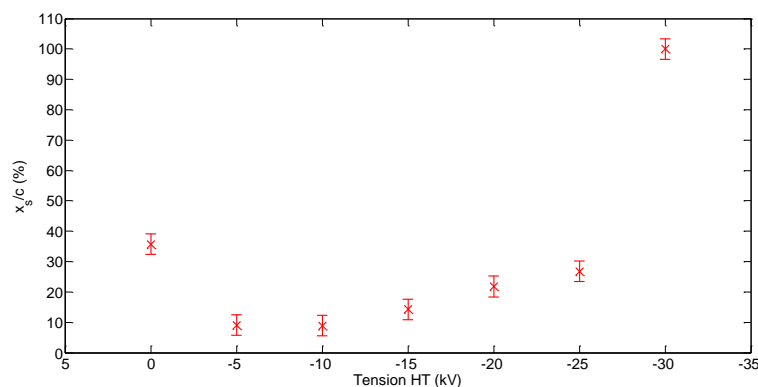


Figure 138. Evolution de la position du point de décollement de la couche limite sur l'extrados du profil d'aile NACA0015 incliné à 11°

À la suite de tests sur la taille de la recirculation définie comme une zone où la vitesse est inférieure à une vitesse seuil, il a été possible de définir la vitesse seuil comme égale à $1/3$ de la vitesse à l'infini. Grâce à ce critère, il est possible d'étudier l'influence de l'actionneur sur l'aire de la zone de recirculation. La Figure 139 montre que le seuil de $1/3.U_{inf}$ permet d'obtenir une surface qui englobe les structures tourbillonnaires et la zone de basse vitesse.

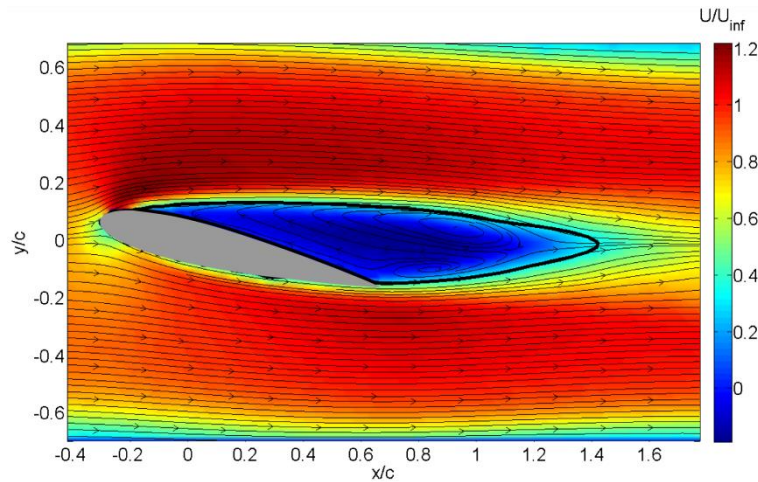


Figure 139. Isocontours (en noir) de la vitesse ($U_{iso} = 1/3.U_{inf}$) d'un champ moyen de vitesse et lignes de courant autour d'un profil NACA0015 incliné à 11° ; $Re = 1000$; la vitesse à l'intérieur de l'isocontour est inférieure à $1/3.U_{inf}$ tandis que la vitesse à l'extérieur de l'isocontour est supérieure à $1/3.U_{inf}$.

La Figure 140 représente les variations de l'aire de la zone de recirculation ($U_{recirculation} < 1/3.U_{inf}$) en aval du profil d'aile incliné à 11° en fonction de la tension continue appliquée aux bornes de l'actionneur IBD. Dans le cas de l'écoulement naturel, l'aire de la zone de recirculation atteint 1000 mm^2 . Lorsqu'on applique une tension continue de -5 kV , le point de décollement est brusquement avancé (cf. Figure 140) et parallèlement on observe une augmentation de l'aire du bulbe de recirculation de 19% . Par la suite, plus on augmente la différence de potentiel aux bornes de l'actionneur IBD, plus l'aire de la zone de recirculation diminue jusqu'à atteindre une aire minimale de 147 mm^2 à -30 kV . L'application d'une tension continue de -30 kV permet donc de réduire l'aire de la zone de recirculation de 85% par rapport à l'aire de la zone de recirculation de l'écoulement naturel. Cette observation confirme que plus la tension augmente plus les structures tourbillonnaires se rapprochent du profil d'aile et interagissent avec ce dernier ; modifiant ainsi la distribution de pression sur l'extrados et augmentant la portance.

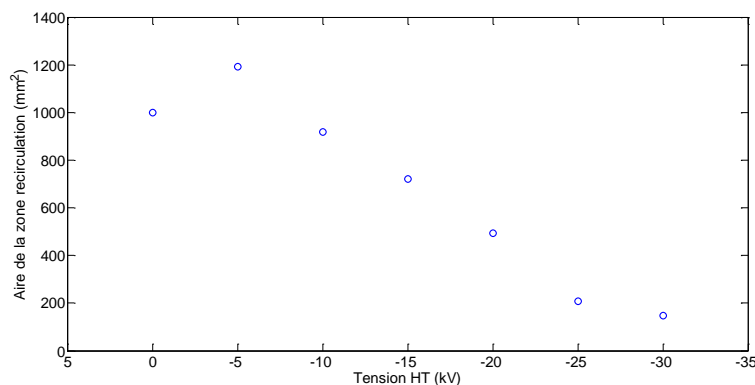


Figure 140. Variation de l'aire de la zone de recirculation ($U_{iso}=1/3.U_{inf}$) en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD sur un profil NACA0015 incliné à 11°

Le calcul de la portance moyenne révèle en effet qu'à -30 kV la portance atteint $0,97$ ce qui représente une augmentation de 47% par rapport à la portance calculée sur le profil incliné à 11° dans un écoulement naturel pour un Reynolds de 1000 .

IV.5. Analyse de la dynamique de l'écoulement

IV.5.1. Étude des critères d'identification des structures tourbillonnaires

Le décollement de la couche limite est à l'origine d'instabilités convectives de type Kelvin-Helmholtz et de l'émission périodique de structures tourbillonnaires (partie I.4.2.4). L'un des critères permettant de visualiser les zones de l'écoulement avec un fort cisaillement est la vorticité, dont l'expression en 2D est donnée ci-dessous:

$$\vec{\omega} = \nabla \cdot \vec{U} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{z} \quad (77)$$

Où u et v sont respectivement les composantes de la vitesse selon les vecteurs \vec{x} et \vec{y}

Les zones où la vorticité est forte sont fortement animées de mouvements de rotation ($\frac{\partial u}{\partial y} \gg 1$, mouvements de rotation importants) et de mouvement de cisaillement ($\frac{\partial v}{\partial x} \gg 1$). En revanche les zones où la vorticité est faible sont principalement animées de mouvements parallèles et de même vitesse. Par convention dans un repère cartésien direct, la vorticité négative implique que les structures tourbillonnaires tournent dans le sens horaire. Inversement une vorticité positive signifie que les tourbillons tournent dans le sens antihoraire (cf. Figure 141).

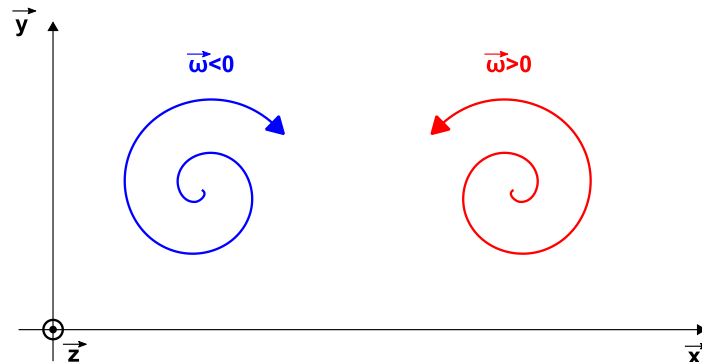


Figure 141. Sens de rotation des structures tourbillonnaires en fonction du signe de la vorticité dans un repère direct

La difficulté de ce critère pour la détection des structures fluidiques en rotation est qu'il mélange les phénomènes rotationnels et les phénomènes de cisaillement sans pouvoir les différencier. L'utilisation de la vorticité pour détecter les structures tourbillonnaires est donc entachée d'une ambiguïté systématique sur son origine.

Afin de détecter spécifiquement les tourbillons au sein d'un écoulement, des outils mathématiques ont été créés parmi lesquels les critères λ_2 (Hussain [109]) et Γ_2 (Michard [110], Graftieux [111]) et leurs expressions sont données ci-dessous pour un écoulement 2D incompressible. Le critère λ_2 est exprimé selon la formule suivante :

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (78)$$

Où u et v sont respectivement les composantes de la vitesse selon les vecteurs \vec{x} et \vec{y}

La signature des structures tourbillonnaires grâce au critère λ_2 est donnée par son signe négatif. Plus sa valeur est petite et négative ($x < 0$) plus la structure tourbillonnaire est identifiable. L'avantage de ce critère est qu'il discrimine précisément les mouvements rotationnels en s'affranchissant des mouvements de cisaillement. Cependant, ce critère ne permet pas de localiser précisément et de façon directe la position des centres tourbillonnaires.

C'est dans cet objectif que le critère Γ_2 a été conçu. Il est basé sur la topologie de l'écoulement et est donc moins sensible aux bruits de mesure contrairement au critère λ_2 qui nécessite le calcul du gradient de vitesse. L'algorithme de localisation des structures tourbillonnaires cohérentes s'appuie sur l'analyse du champ PIV par fenêtre d'interrogation représentée ci-dessous:

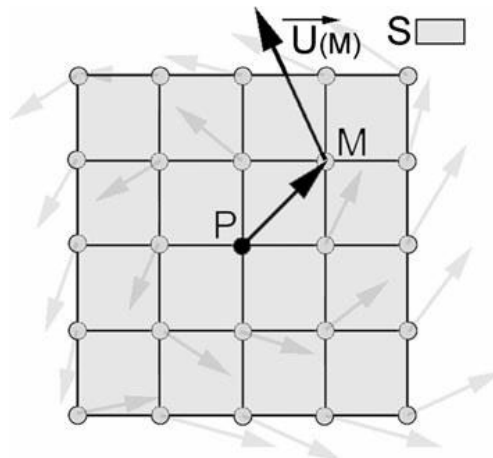


Figure 142. Fenêtre d'interrogation d'un champ PIV pour l'identification de centre tourbillonnaire grâce au critère Γ_2 (Benard [112])

La fonction $\Gamma_2(P)$ (cf. expression 79) est calculée en chaque point P du domaine d'intégration S d'un champ PIV instantané. Ainsi, lorsqu'on applique cet algorithme sur un ensemble de champ PIV, on obtient une cartographie des zones de vitesse en rotation.

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{N} \sum_S \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge (\overrightarrow{U}_M - \tilde{U}_P)) \cdot \vec{z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U}_M - \tilde{U}_P\|} \quad (79)$$

Où S est un domaine spatial rectangulaire (PIV) centré au point P , M est un point de ce domaine, N est le nombre de points dans ce domaine discret et $\tilde{U}_P = \frac{1}{S} \int_S U dS$ est la vitesse convective locale

Le critère Γ_2 est un critère normalisé entre 0 et 1. En fixant un seuil situé dans la gamme 0,6 - 0,9 (variable selon la qualité des données PIV), on peut discriminer les centres tourbillonnaires. Plus un tourbillon tourne vite plus son critère Γ_2 est élevé ce qui permet d'identifier sa position aisément.

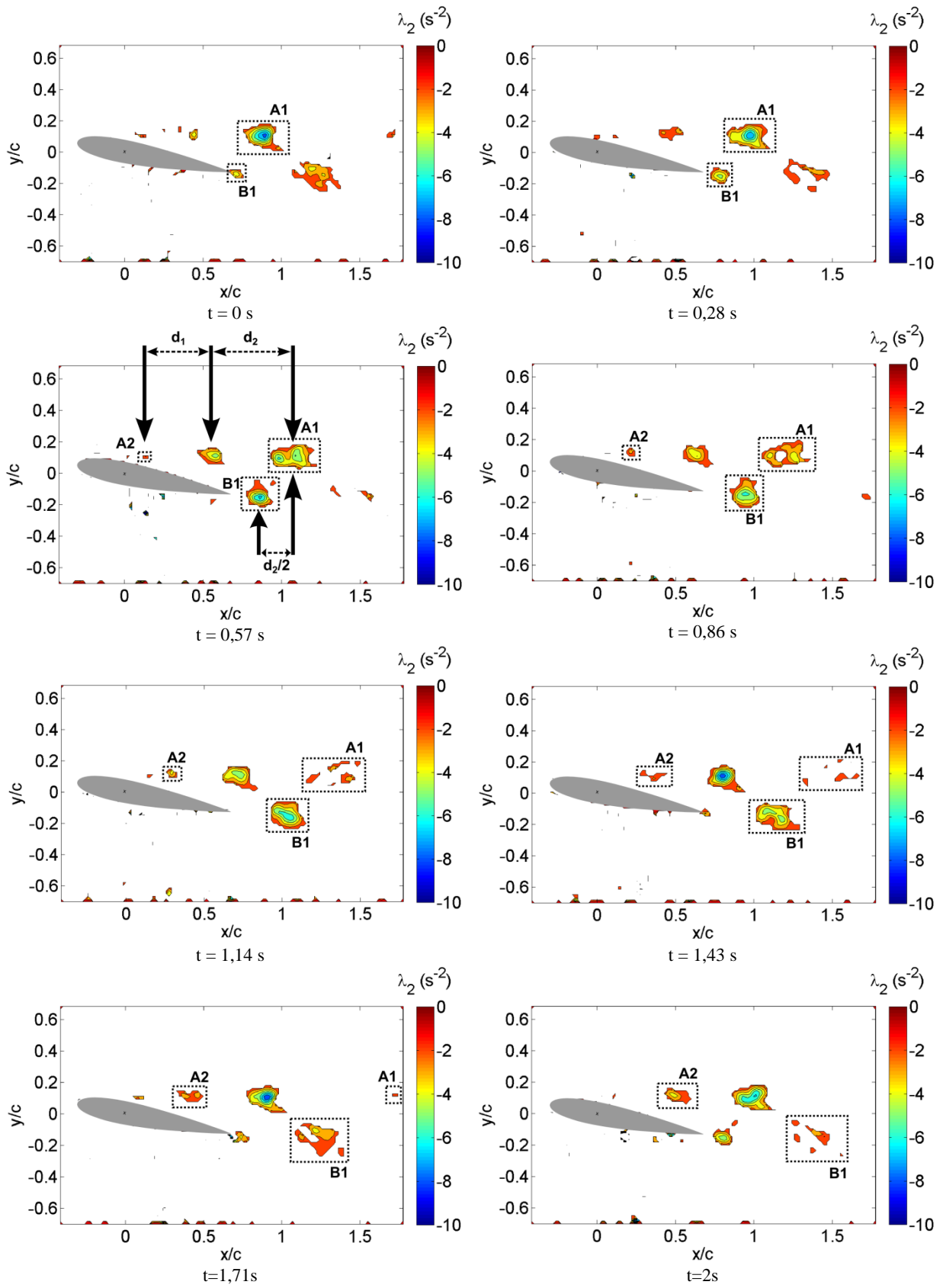
IV.5.2. Analyse des champs de vitesse instationnaires par critère d'identification λ_2 à $Re = 1000$

IV.5.2.1. Écoulement naturel

Comme précisé dans la partie précédente, les structures tourbillonnaires peuvent être détectées par les contours du critère λ_2 . Ce type d'analyse est particulièrement pertinent lorsqu'il est appliqué à des données sur lesquelles le suivi temporel est possible. Les résultats présentés dans cette partie sont issus des mesures effectuées à $Re = 1000$ ($U_{inf} = 0,045$ cm/s). L'étude de Alam [55] (2010) réalisée à ultra-bas Reynolds sur un profil NACA0012 montre que le Strouhal caractéristique d'émission tourbillonnaire est inférieur à 0,3. Cette valeur correspond pour notre expérience à un passage tourbillonnaire à une fréquence de 0,44 Hz qui est bien inférieure à la fréquence de coupure du système d'acquisition PIV égale à 3,5 Hz. La fréquence d'acquisition de la caméra de 7 Hz est donc suffisante pour suivre le déplacement des tourbillons entre chaque cliché.

Une séquence d'environ 3 secondes (environ 1,3 période) est présentée sur la Figure 143 pour illustrer le phénomène de lâcher tourbillonnaire dans le sillage du profil NACA0015 incliné à 10° . L'analyse des champs moyens de vitesse à cette incidence dans la partie IV.2.1.1, permet de déduire que le régime d'écoulement est de type 'B' ou *régime de tourbillon de bord de fuite* selon la description qu'en fait Huang [53] et que la couche limite est laminaire. Cela signifie notamment qu'un tourbillon de bord de fuite et qu'un tourbillon de surface sur l'extrados sont émis de façon alternée et périodique. On peut donc voir sur les 12 clichés de la Figure 143 que les tourbillons de surface et de bord de fuite sont émis alternativement à une fréquence constante.

De plus, il a été vu que le point de décollement de la couche limite sur l'extrados est situé à environ $0,4C$ du bord d'attaque. Or les structures tourbillonnaires de surface sont émises en aval de ce point. Le tourbillon nommé A2 à l'instant $t = 0,57$ s est émis en aval du point de décollement de la couche limite sur l'extrados. Il se développe et grossit progressivement par appariement (séquence d'appariement entre les clichés à $t = 1,14$ s et $t = 1,43$ s) puis par entraînement convectif entre les clichés à $t = 2$ s et $t = 3,14$ s. Il atteint sa taille maximale à $t \approx 3,14$ s soit au bout d'environ 2,57 secondes après avoir parcouru environ $0,7C$. La vitesse de convection du tourbillon A2 est donc d'environ 0,02 m/s. La structure tourbillonnaire A2 illustre la phase de croissance d'un tourbillon de surface.



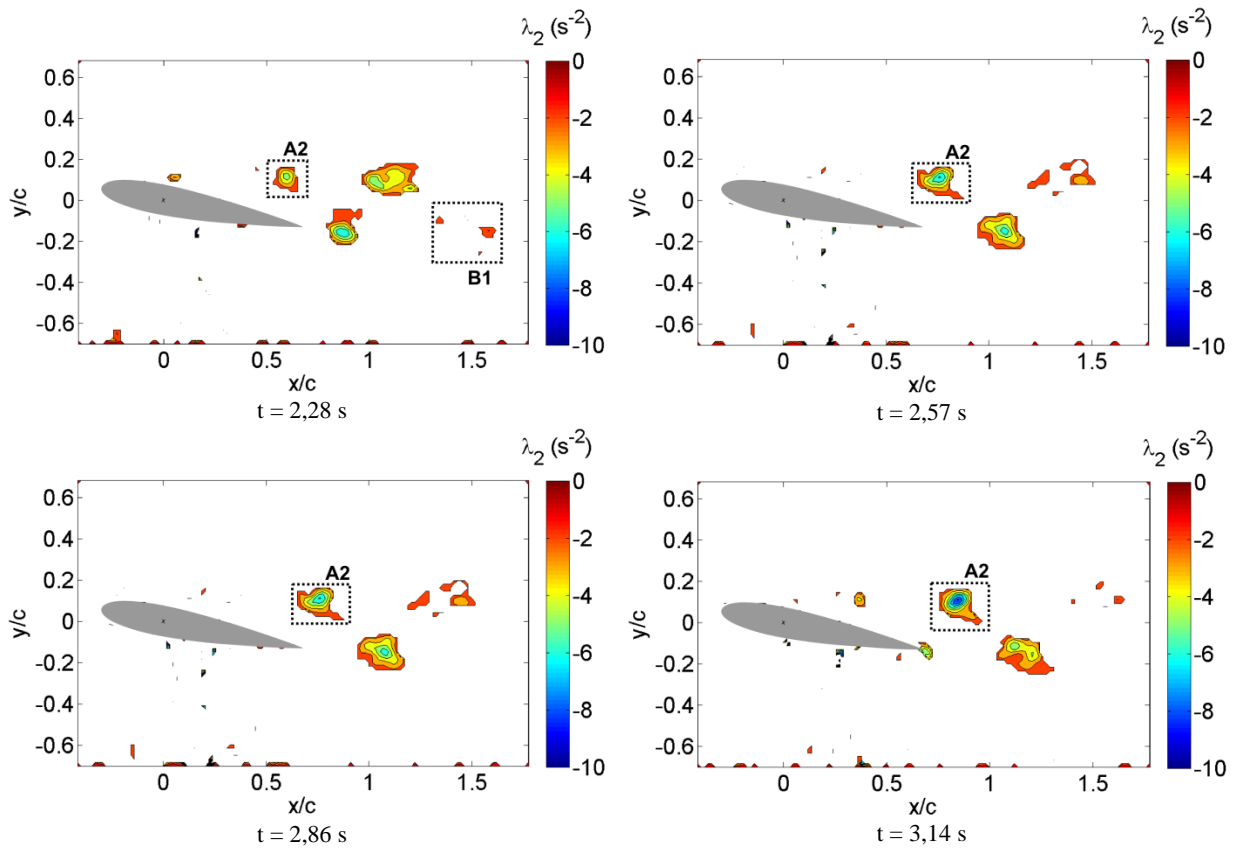


Figure 143. Séquence de lâchers tourbillonnaires (1 image sur 2) au bord de fuite et à 40 % de corde du bord d'attaque ; NACA0015 incidence 10°; $Re = 1000$

La structure tourbillonnaire nommée *A1* illustre la phase de décroissance du tourbillon de surface par dissipation visqueuse et dans une moindre mesure par diffusion fluctuante. Elle se déroule entre les instants $t = 0$ s et $t = 1,71$ s. La durée de vie d'un tourbillon de surface à cette incidence est donc d'environ 4,3 secondes et la distance parcourue est d'environ 1,5 longueur de corde. La vitesse de convection du tourbillon *A1* est donc d'environ 0,02 m/s et est identique à la vitesse de convection du tourbillon *A2*.

La distance entre deux tourbillons de bord d'attaque d_l est représentée sur l'image à l'instant $t = 0,57$ s. Elle est estimée à $0,5C$, ce qui permet de calculer la fréquence de passage d'un tourbillon de bord d'attaque dans un point de la couche cisailée grâce à la formule suivante :

$$f = \frac{U_C}{d_1} \quad (80)$$

Dans notre cas cette fréquence vaut environ 0,6 Hz. La fréquence réduite F^+ est définie comme suit :

$$F^+ = \frac{f * C}{U_\infty} \quad (81)$$

Dans notre cas d'émission tourbillonnaire de Kelvin-Helmholtz, la fréquence réduite vaut environ 0,9 soit $F^+ \approx 1$, ce qui est identique à la valeur trouvée dans la littérature sur des écoulements dans le sillage d'un profil aérodynamique (Greenblatt et Wygnanski [59]). La fréquence adimensionnée f^+ , est donnée par la formule suivante :

$$f^+ = \frac{f * C * \sin(\alpha)}{U_\infty} \quad (82)$$

La fréquence adimensionnée vaut environ 0,15 ce qui est cohérent avec la fréquence adimensionnée trouvée par Huang [53] sur un NACA0012 à Reynolds 1000 et environ égale à 0,13. Roshko [113] trouve une valeur de fréquence adimensionnée de 0,2 derrière un profil de type *bluff body* pour des Reynolds inférieurs à 10^5 .

Le tourbillon de bord de fuite nommé *BI* est créé à l'instant $t = 0$ s et se développe jusqu'à l'instant $t = 1,14$ s à $x/C \approx 1$; il se dissipe ensuite et disparaît à l'instant $t = 2,57$ s à $x/C \approx 1,6$. La phase de croissance du tourbillon dure donc environ 1,14 seconde et sa phase de dissipation dure environ 1,43 seconde. Lors de son évolution, le tourbillon de bord de fuite a parcouru environ 0,9C en 2,6 secondes. Sa vitesse de convection est donc d'environ 0,02 m/s et est identique à la vitesse de convection des tourbillons de bord d'attaque. Sa fréquence de passage dans le sillage est donc de 0,6 Hz.

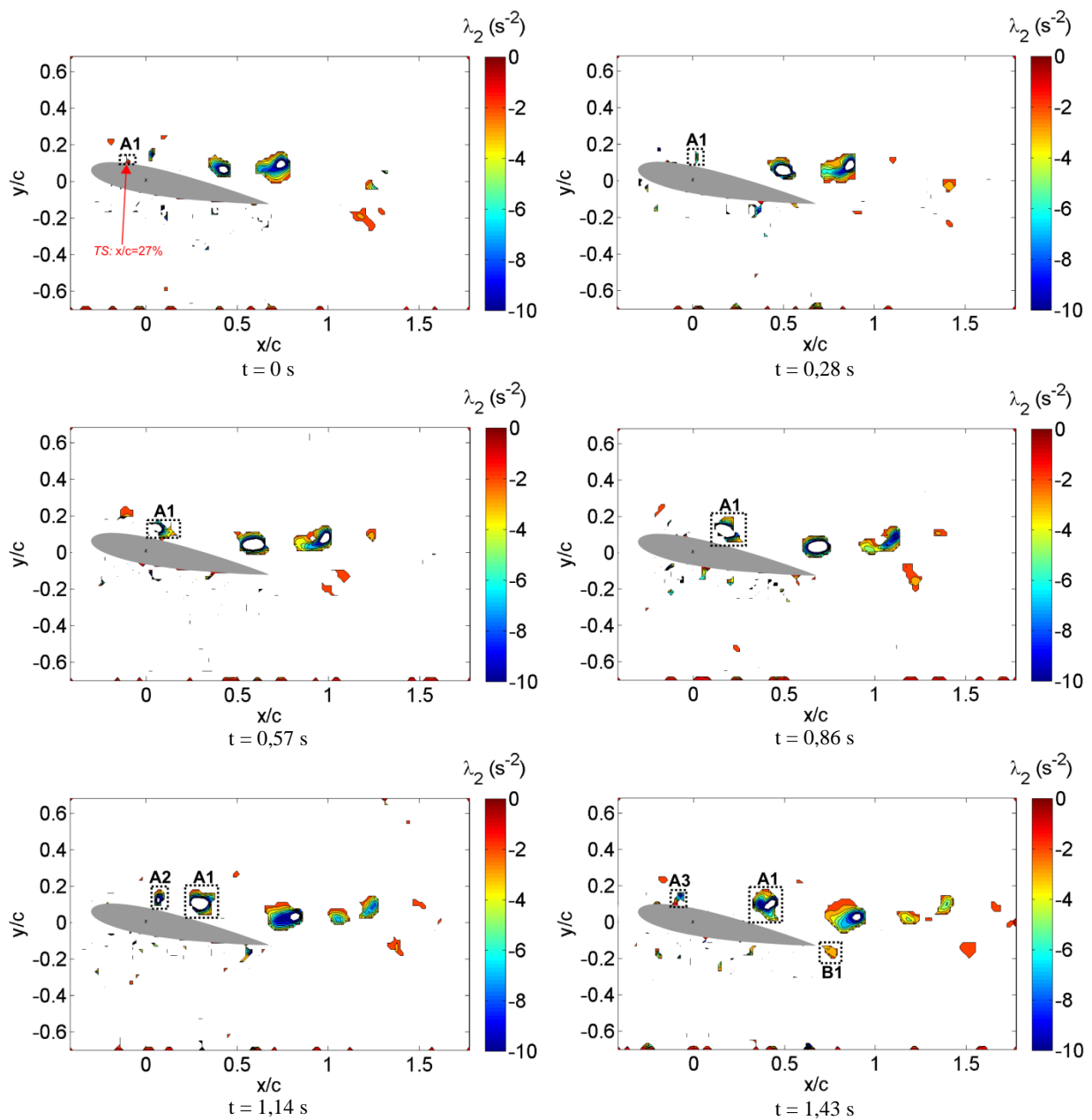
IV.5.2.2. Écoulement contrôlé

La séquence d'émissions tourbillonnaires illustrée sur la Figure 144 est prise à une incidence de 10° en condition de forçage ($U_{HT} = -20$ kV) et entre les instants $t = 71,4$ s et $t = 73,9$ s à la moitié de la durée totale d'une acquisition PIV (environ 2'30''). Comme pour l'étude instationnaire de l'écoulement naturel (cf. partie IV.5.2.1), le régime d'écoulement choisi a un nombre de Reynolds de 1000. En effet, pour ce régime d'écoulement, l'émission tourbillonnaire est inférieure à la fréquence de coupure du système PIV.

De façon générale, on observe la formation de structures tourbillonnaires au bord de fuite dans la zone d'instabilité globale et de structures tourbillonnaires de surface sur l'extrados dans la couche de cisaillement. Les structures tourbillonnaires de surface apparaissent en aval du point de séparation de la couche limite situé à $0,27C$ du bord d'attaque et sont nommées *TS* (*tourbillon de surface*) (cf. Figure 144 à $t = 0$ s). Le processus de création et d'évolution de ces structures tourbillonnaires dans le sillage est décrit ci-dessous.

Une 1^{re} structure tourbillonnaire *A1* est formée sur l'extrados du profil d'aile au point *TS*. Cette structure grossit et est transportée le long de l'extrados. Une 2^{de} structure tourbillonnaire *A2* est formée juste avant l'instant $t = 1,14$ s à une fréquence de 0,9 Hz, au même point que la précédente et suit la trajectoire de la structure *A1*. *A2* disparaît ensuite entre les instants $t = 1,14$ s et $t = 1,43$ s, suite à un appariement avec *A1* qui n'a que très peu avancé entre ces deux instants. À l'instant $t = 1,43$ s, une 3^e structure tourbillonnaire *A3* se forme dans la couche de cisaillement sur l'extrados au point *TS* et une 1^{re} structure tourbillonnaire de bord de fuite

nommée *B1* est créé au bord de fuite. Ces 3 structures se développent et sont convectées par l'écoulement externe tout en subissant de fortes déformations liées au phénomène d'induction mutuelle entre tourbillons (modification du champ de pression). À l'instant $t = 2,28$ s, la structure *B1* a atteint sa largeur maximale et son intensité maximale. À l'instant $t = 2,57$ s, une 4^e structure tourbillonnaire *A4* se forme en aval du point *TS* (couche de cisaillement) et une 2^{de} structure tourbillonnaire se forme au bord de fuite.



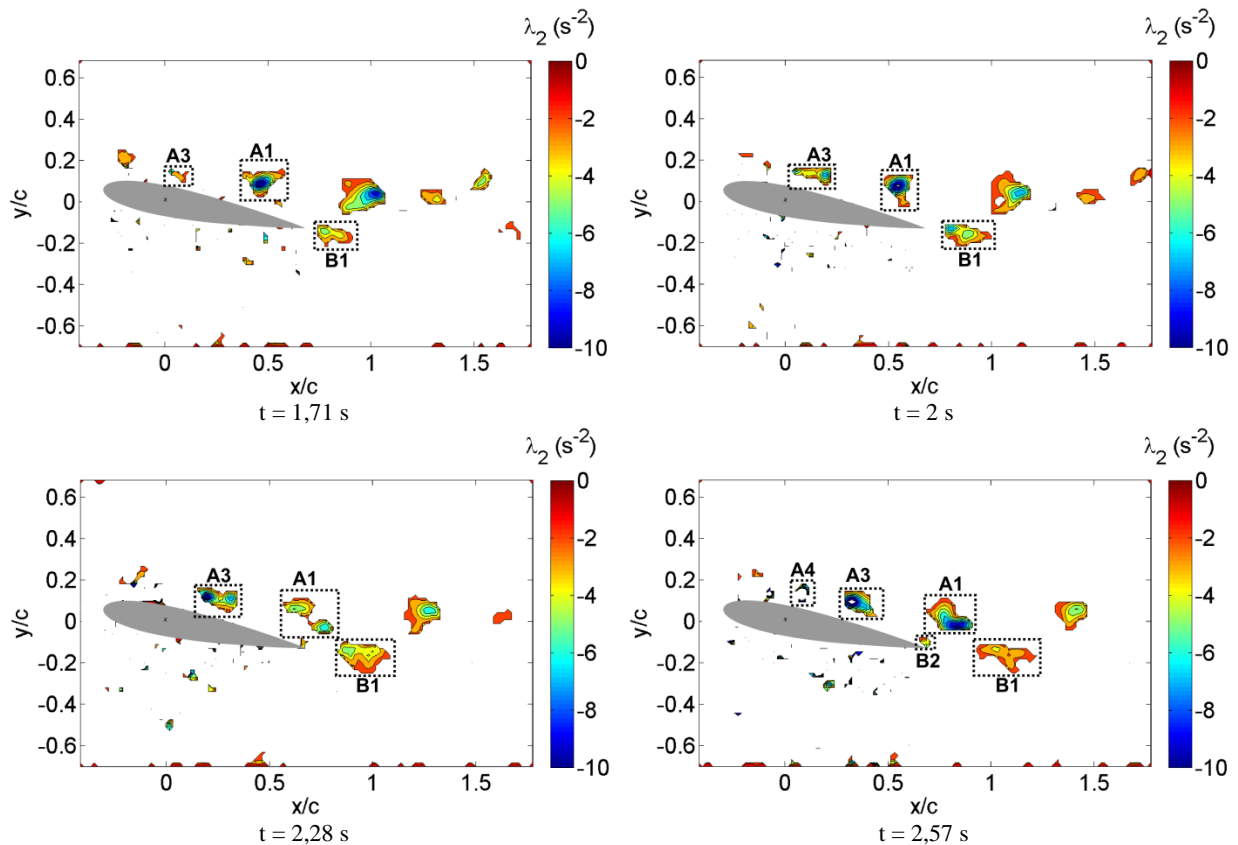


Figure 144. Séquence de lâchers tourbillonnaires de l'écoulement contrôlé ($U_{HT} = -20$ kV) au bord de fuite et sur l'extrados à 0,27C du bord d'attaque ; NACA0015 incidence 10° ; $Re = 1000$; délai entre 2 images $\Delta t \approx 0,27$ s (1 image sur 2)

Cette séquence nous apprend, que toutes les structures tourbillonnaires formées sur l'extrados à 0,27C du bord d'attaque ne parviennent pas à maturité et certaines d'entre elles s'appaireillent avec les suivantes durant leur transport par l'écoulement extérieur. Ainsi la structure tourbillonnaire *A2* est vraisemblablement absorbée par la structure tourbillonnaire *A1*. Durant cette séquence caractéristique, 4 structures tourbillonnaires de surface ont été produites dans la couche de cisaillement (instabilités de Kelvin-Helmholtz) alors que seulement 2 structures tourbillonnaires de bord de fuite ont été produites.

On peut noter que le temps de vie d'une structure tourbillonnaire de bord de fuite durant la séquence observée est d'environ 1,14 s durant lesquelles la structure parcourt environ 0,4C. La vitesse de convection de cette structure tourbillonnaire de bord de fuite est donc d'environ 0,02 m/s. La fréquence de passage d'un tourbillon de bord de fuite sous l'influence de l'actionneur IBD est donc de 0,7 Hz et quasiment identique à celle d'un tourbillon de bord de fuite dans un écoulement naturel.

Au cours de la séquence observée, la durée de vie d'une structure tourbillonnaire de surface telle que *A1* est d'environ 2,57 secondes durant lesquelles elle parcourt une distance approximative de 1,0C. La vitesse de convection d'un tourbillon de surface dans un écoulement forcé est d'environ 0,03 m/s ce qui est légèrement supérieur à la vitesse d'un tourbillon de surface dans un écoulement naturel. La fréquence de passage (calculée avec la formule (80)) d'un tourbillon de surface dans l'écoulement forcé est d'environ 0,5 Hz et est

quasiment identique à la fréquence de passage d'un tourbillon de surface dans un écoulement naturel.

Malgré les légères différences observées entre les cas naturel et contrôlé, on peut considérer que l'application du forçage n'a pas fondamentalement changé les fréquences de passage ou les vitesses de convection des tourbillons de surface ou de bord de fuite. En revanche, on peut noter que dans le cas contrôlé les tourbillons de surface observés ont tendance à se rapprocher de l'extrados du profil contrairement au cas naturel où ils sont plus éloignés du profil.

Les observations faites sur les champs instantanés révèlent une fréquence d'émission tourbillonnaire de l'ordre de 0,6 Hz. Afin de vérifier que la fréquence de lâcher tourbillonnaire a un sens statistique, il est nécessaire de procéder à une étude spectrale.

IV.5.3. Analyse spectrale des lâchers tourbillonnaires à $Re = 1000$

L'analyse fréquentielle des lâchers tourbillonnaires est réalisée à l'incidence 10° , en 3 points caractéristiques (A, B, C) placés dans le sillage du profil d'aile :

- Point de la couche de cisaillement du bord d'attaque (A) : placé dans la couche de cisaillement et de passage des structures tourbillonnaires de bord d'attaque ou de surface
- Point de la couche de cisaillement du bord de fuite (B) : placé dans la zone d'instabilité globale et de passage des structures tourbillonnaires de bord de fuite
- Point de sillage central (C) : placé dans le sillage du profil d'aile, entre les 2 panaches de vorticit   à environ une longueur de corde du bord de fuite.

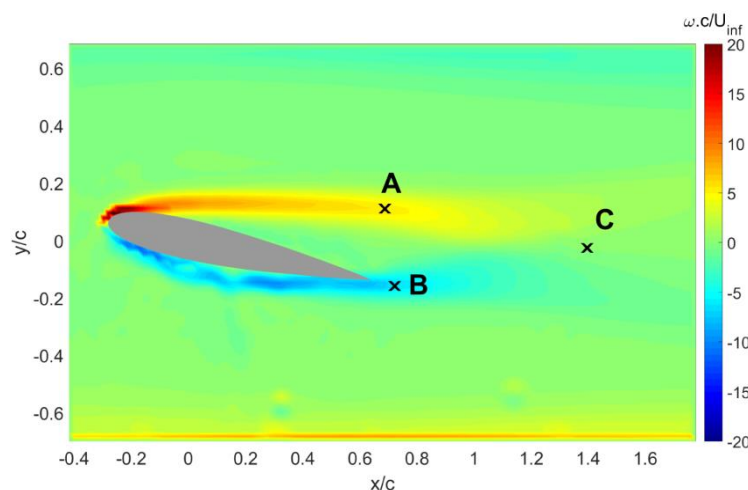


Figure 145. Repr  sentation des points d'analyse fr  quentielle sur un champ moyen de vorticit   autour d'un profil NACA0015 inclin      10° ; $Re = 1000$

IV.5.3.1. Choix de la grandeur pour le calcul de la densité spectrale de puissance (DSP)

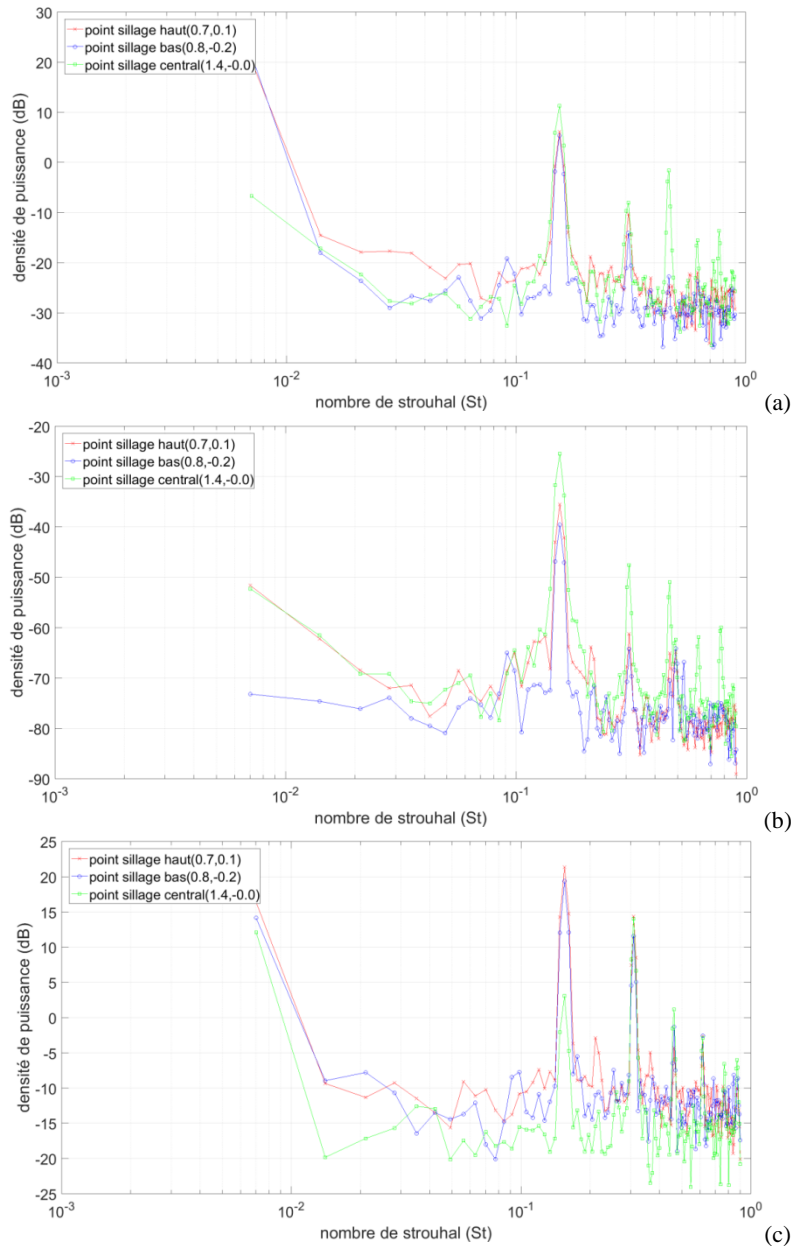


Figure 146. Comparaison des DSP calculées avec la vortacité (a), la fluctuation de vitesse transversale (b) et le critère $\lambda_2 < 0$ (c)

Il est nécessaire de discriminer la grandeur la plus significative pour l'analyse fréquentielle des structures cohérentes. Dans cette partie, on compare les résultats des DSP calculées au moyen de 3 grandeurs : la vortacité (ω), la fluctuation de vitesse transversale (v') et le critère λ_2 , présentés sur la figure ci-dessus.

Figure 146, on constate que les 4 pics principaux du signal mesuré dans le sillage du profil sont situés aux mêmes abscisses. Cependant on observe que le niveau maximal des pics pour la DSP calculée avec la vortacité est moins important qu'avec les 2 autres critères. Il semble donc que les critères de fluctuation transversale et de λ_2 (négatif) soient particulièrement

efficaces pour discriminer les événements majeurs. Pour différencier la qualité des critères v' et λ_2 , il faut s'intéresser à la hauteur des pics correspondant aux 2 couches de cisaillement de bord d'attaque et de bord de fuite. En effet, il est essentiel que ces signaux soient fortement discriminés, or dans le cas de la DSP de v' , les pics sur ces 2 points sont moins clairement identifiés que dans le cas de la DSP du critère λ_2 . Ce dernier semble donc particulièrement performant pour identifier les événements marquants dans le sillage.

IV.5.3.2. Analyse fréquentielle sur le critère λ_2

IV.5.3.2.1. Écoulement naturel

La densité spectrale de puissance est calculée sur les valeurs du critère λ_2 négatif et est représentée en fonction du nombre adimensionné de Strouhal (cf. expression 6). La précision du spectre est donnée à 7.10^{-3} près, soit $4,7.10^{-3}$ Hz.

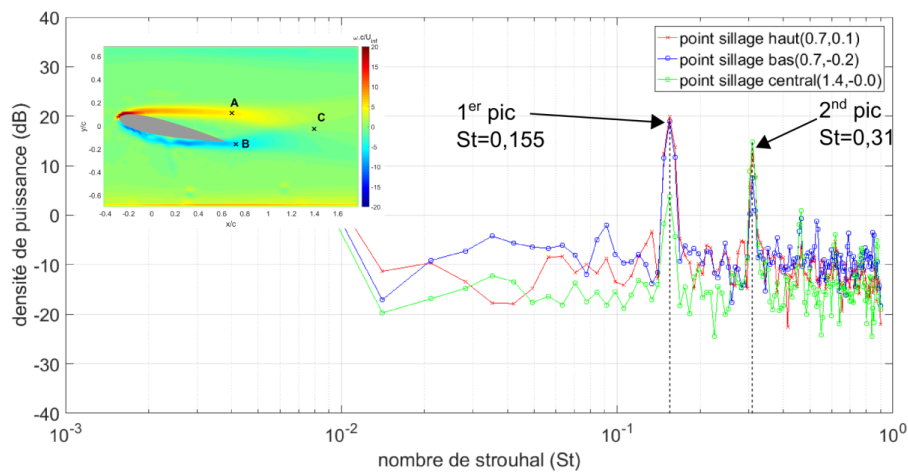


Figure 147. Densité spectrale de puissance de λ_2 à 10° d'incidence ; position des points d'analyse en médaillon

À 10° d'incidence, la Figure 147 illustre l'évolution de la densité spectrale de puissance de λ_2 en fonction du nombre de Strouhal. Elle révèle un 1^{er} pic visible aux 3 points d'analyse et situé à $St = 0,15$ (ou 0,6 Hz). Ce pic correspond à peu près à la signature fréquentielle $St = 0,13$, calculée à partir des données fournies par Huang [53] dans un sillage de profil NACA0012. La formule empirique suivante a permis de déduire la valeur du Strouhal attendue pour un Reynolds de 1000 :

$$St = 0,159 - 28,604/Re \quad (83)$$

Huang dans cette même étude [53] observe que plus le bord de fuite est effilé moins le Strouhal maximal dans un sillage de profil d'aile est élevé.

Pour les points A (en rouge) et B (en bleu), le 1^{er} pic correspond respectivement au passage du tourbillon de surface dans la couche cisillée, et au passage du tourbillon de bord de fuite en aval du bord de fuite. Le 1^{er} pic détecté au point C (en vert), correspond au passage d'un des

tourbillons (de surface ou de bord de fuite). Il est logiquement d'intensité plus faible que les 2 signatures mesurée en A et B car les structures tourbillonnaires passant au point C d'abscisse $x/C = 1,4$ sont dans une phase de dissipation évoquée dans la partie précédente (cf. partie IV.5.2.1) où le caractère périodique des phénomènes observé est fortement détérioré.

Le 2^d pic caractéristique est visible aux 3 points d'analyse et situé à $St = 0,31$, soit le double du Strouhal du 1^{er} pic. Au point C (en vert), le passage des 2 tourbillons de surface et de bord de fuite est détecté. La fréquence de passage des structures tourbillonnaires en ce point est donc le double de la 1^{re} soit 1,2 Hz. On peut remarquer que ce 2^d pic est présent au point A et au point B.

La Figure 148 représente l'évolution du Strouhal en fonction de l'incidence. Ce dernier évolue linéairement en fonction de l'incidence car il est proportionnel au sinus de l'incidence. En revanche la fréquence d'émission tourbillonnaire est constante en fonction de l'incidence et correspond à 0,6 Hz, ce qui confirme bien les observations faites sur les champs instantanés (cf. partie IV.5.2.1).

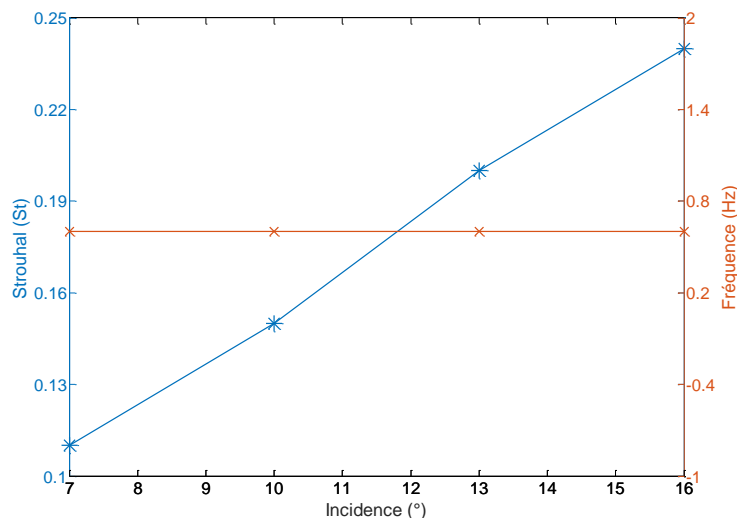


Figure 148. Evolution du nombre de Strouhal et de la fréquence d'émission tourbillonnaire en fonction de l'incidence

IV.5.3.2.2. Écoulement contrôlé

L'influence du contrôle est étudiée au moyen du critère λ_2 en un point de la couche de cisaillement (P_{CS} Figure 149 en médaillon) à l'abscisse $x/C = 0,2$ pour les incidences de profil 10° et 16°. Les densités spectrales de puissance (DSP) de λ_2 avec et sans contrôle sont représentées sur la Figure 149 et Figure 150. Le taux de recouvrement est de 50 % et le nombre d'échantillons dans une fenêtre de calcul est de 256 sachant que le nombre d'éléments considérés est de 1000.

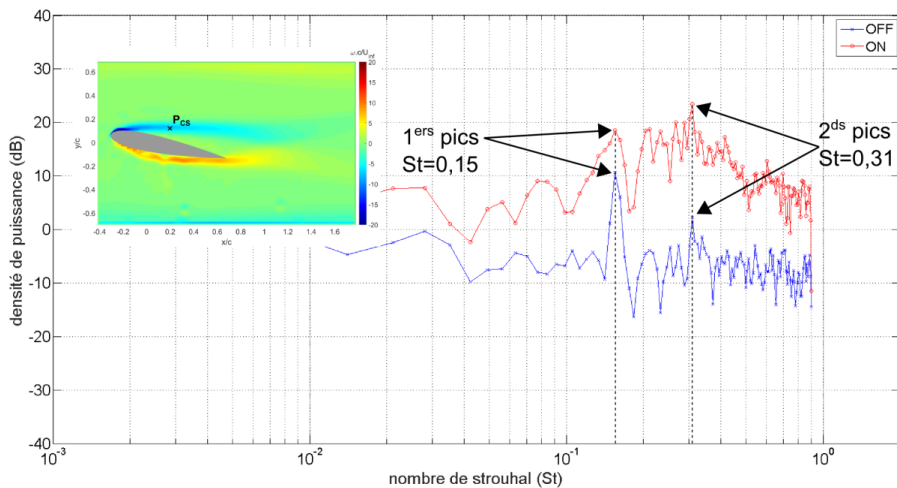


Figure 149. Densité spectrale de puissance du critère λ_2 dans la couche cisailée pour un écoulement naturel et un écoulement contrôlé (UHT = - 20 kV) à 10° d'incidence ; position du point d'analyse Pcs sur le champ moyen de vorticité en m dailleon

Le niveau moyen de la DSP de l'écoulement naturel est de - 7 dB tandis que le niveau moyen de la DSP de l'écoulement contrôlé est de 10 dB. L'écoulement contrôlé est donc plus énergétique que l'écoulement contrôlé d'au moins 1,5 décades. De plus, la DSP du cas naturel révèle deux  v nements principaux situés aux points $St = 0,15$ et $St = 0,31$ (1^{re} harmonique). Le 1^{er}  v nement à $St = 0,15$ est proche du Strouhal ($St = 0,13$) calculé (formule (83)) avec les données de Huang [53] dans sillage de type NACA0012   $Re = 1000$. En revanche pour le cas contrôlé, les  v nements significatifs à ces valeurs de Strouhal sont beaucoup moins perceptibles. Il semble que la force EHD cr e e au niveau du bord d'attaque contribue à modifier les lignes d'émissions tourbillonnaires de façon aléatoire et donc à augmenter la largeur des  v nements caractéristiques.

La Figure 150 présente les DSP des écoulements naturels et contrôlés dont le profil d'aile est à 16° d'incidence. Le niveau moyen de la DSP pour l'écoulement naturel est de - 4 dB tandis que le niveau moyen de la DSP de l'écoulement contrôlé est de 21 dB. L'écoulement contrôlé est donc plus énergétique que l'écoulement naturel d'environ 2,5 décades. De plus, la DSP de l'écoulement naturel révèle au moins 2  v nements majeurs à $St = 0,24$ et $St = 0,48$; déjà identifiés dans la partie IV.5.3. L' v nement à $St = 0,24$ est proche du Strouhal d'un sillage de type « bluff body » ($St = 0,21$   $Re = 1000$) mis en évidence par Roshko [113] puis confirmé par Lienhard [114]. Ces  v nements sont supérieurs au niveau moyen de la DSP d'au moins 20 dB. L'écoulement contrôlé présente un  v nement significatif à $St = 0,24$ mais plus large que pour le cas naturel. Comme à 10° d'incidence, cet élargissement du pic de densité spectrale de l'écoulement contrôlé est probablement lié au phénomène de *flapping* non périodique de la couche cisailée. En effet, la ligne d'émission tourbillonnaire traverse parfois le point étudié, mais elle se trouve parfois décalée vers le profil ce qui implique que les tourbillons ne sont plus détectés au point Pcs.

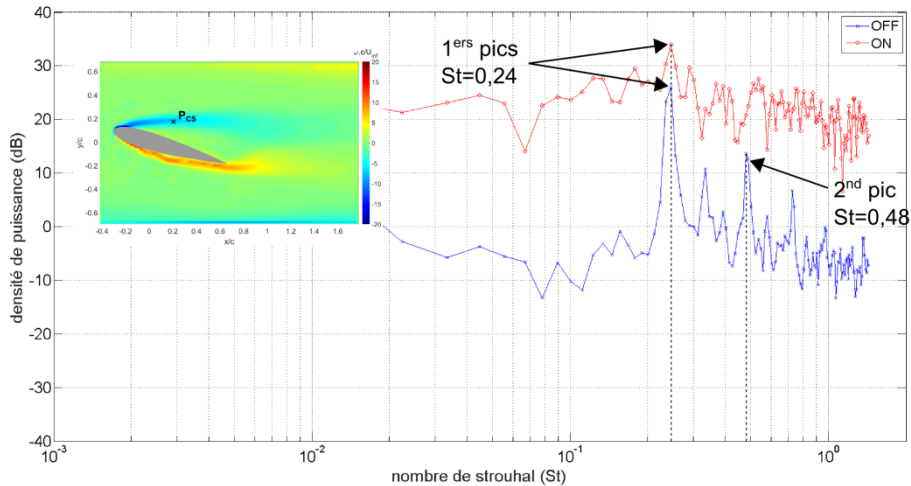


Figure 150. Densité spectrale de puissance du critère λ_2 dans la couche cisailée pour un écoulement naturel et un écoulement contrôlé (UHT = - 20 kV) à 16° d'incidence ; position du point d'analyse Pcs sur le champ moyen de vorticité en médaillon

Cette étude spectrale montre que le contrôle augmente le niveau moyen d'énergie dans la couche cisailée d'environ 1,5 décade à 10° d'incidence et d'environ 2,5 décade à 16° d'incidence. Cela indique que l'actionneur IBD augmente le taux de fluctuations dans la couche cisailée. Ce type d'augmentation du niveau moyen d'énergie est aussi observé à des Reynolds plus élevés, sur un profil NACA0012 équipé d'un actionneur DBD dans l'air (Audier [115] $Re = 4.10^5$). Les  v nements significatifs ($St = 0,15$ pour 10° et $St = 0,24$ pour 16°) observés dans la couche cisailée des écoulements naturels perdent en intensité pour les écoulements contrôlés. On peut en déduire que l'injection de quantité de mouvement par l'actionneur IBD au niveau du bord d'attaque influence la périodicité des  v nements observés au point Pcs.

De façon générale, les fluctuations de vitesse de l'écoulement naturel sont régulières et périodiques alors celles de l'écoulement contrôlé sont très irrégulière en fonction du temps et en intensité. Cette grande irrégularité des fluctuations de vitesses dans la couche cisailée pour l'écoulement contrôlé est à mettre en relation avec le caractère irrégulier de l'injection de charge au moyen d'un actionneur IBD (Injection   Barrière Diélectrique) décrit dans la 1^{re} partie de cette étude.

IV.5.4.  tude de la position des structures tourbillonnaires par critère d'identification Γ_2

Dans cette partie les positions des centres de structures tourbillonnaires sont déterminées grâce au critère Γ_2 dont le seuil est fixé à 0,9. Le critère Γ_2 est appliqué aux champs de vitesse instationnaires utilisés pour le calcul du champ moyen. Les positions de l'ensemble des centres tourbillonnaires de l'écoulement naturel sont comparées aux positions de ceux de l'écoulement contrôlé, ceci pour les angles de 11° et 16° . La Figure 151 illustre les positions des centres de structures tourbillonnaires pour les écoulements naturels (a) et contrôlés (b)   11° d'incidence. On rappelle que le régime d'écoulement est laminaire et de type 'B'

(séparation à $0,34C$ du bord d'attaque) avec l'émission périodique de tourbillons de bord de fuite et de surface. Les structures tourbillonnaires tournant dans le sens horaire (en noir) pour le cas naturel sont réparties sur l'extrados dans une bande étroite et horizontale de la couche cisailée entre les abscisses $x/C = 0,2$ et $x/C = 1,2$. Les structures tourbillonnaires tournant dans le sens antihoraire sont réparties dans une bande étroite légèrement montante entre le bord de fuite du profil à $x/C = 0,7$ et $x/C = 1,3$ en dessous des tourbillons de sens horaire. Toutes ces structures tourbillonnaires sont à l'origine de la zone de recirculation moyenne où la vitesse longitudinale n'excède pas $0,4U_{inf}$.

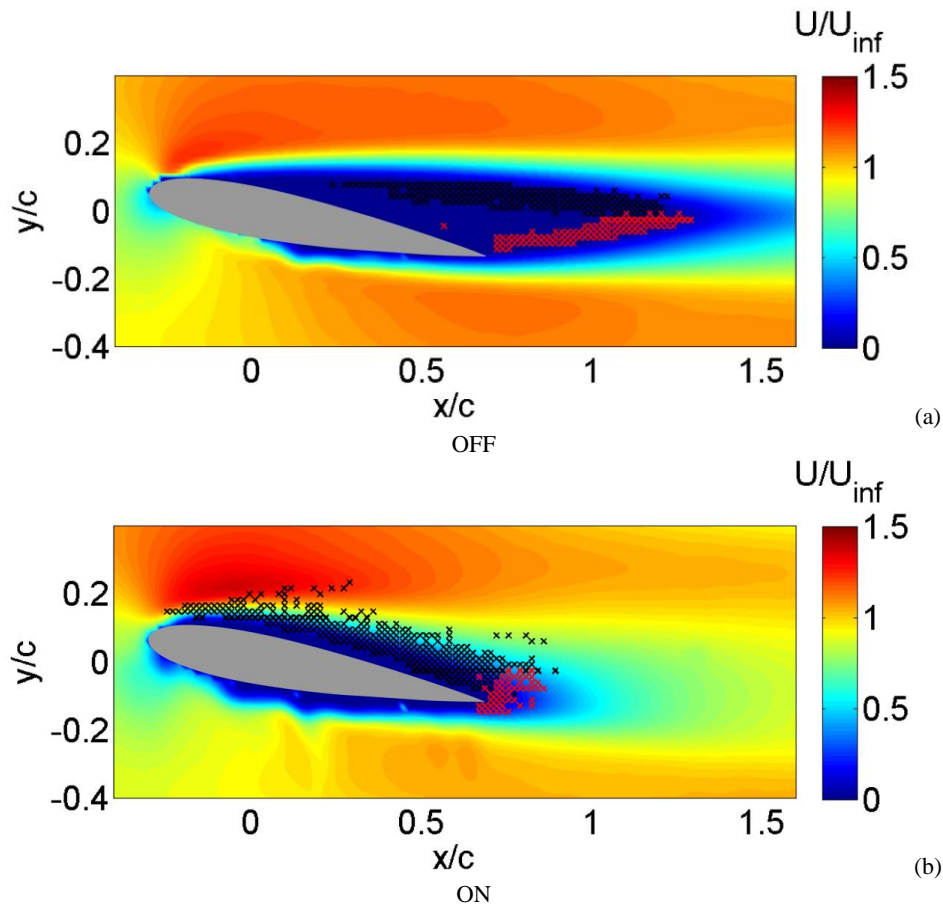


Figure 151. Vitesse longitudinale moyenne et positions des tourbillons de sens horaire (en noir) et de sens antihoraire (en rouge) de l'écoulement naturel (a) et de l'écoulement contrôlé $U_{HT} = -20$ kV (b) ; incidence 11°

Pour le cas de l'écoulement contrôlé, on observe que les tourbillons de sens horaire sont répartis dans une bande plus épaisse que précédemment sur l'extrados du profil entre le bord d'attaque et l'abscisse $x/C = 0,8$. Ce constat corrobore l'étude des structures tourbillonnaires par critère d'identification λ_2 (partie IV.5.2.2), où il a été observé que les tourbillons de surface sont plus proches de la paroi extrados du profil que dans le cas naturel. De plus la longueur de la zone de répartition des tourbillons de sens horaire est plus courte que dans le cas naturel, ce qui semble indiquer que ces structures interagissent fortement et se dissipent rapidement dans le sillage.

Les tourbillons de sens antihoraire sont répartis dans une zone autour du bord de fuite entre les abscisses $x/C = 0,7$ et $x/C = 0,9$. Les tourbillons créés dans le cas contrôlé sont présents

dans des zones où la vitesse longitudinale est comprise entre 0 et $1,5U_{\text{inf}}$. Les tourbillons antihoraires sont répartis entre les ordonnées $y/C = -0,1$ et $y/C = 0$.

De façon générale, on peut voir que l'application de la tension aux bornes de l'actionneur a pour effet de rapprocher les structures tourbillonnaires du profil d'aile. De plus, on observe dans l'écoulement contrôlé une augmentation très importante (+ 89 %) du nombre de formations tourbillonnaires de surface (sens horaire) ainsi qu'une augmentation plus modérée (+ 14 %) des formations tourbillonnaires de bord de fuite (sens antihoraire) par rapport à l'écoulement naturel. Dans l'écoulement contrôlé, on compte environ deux fois plus de tourbillons de surface (2255) que de tourbillons de bord de fuite (1315), comme cela a été observé sur l'analyse des champs instantanés par critère d'identification λ_2 (partie IV.5.2.2). Cela confirme que l'écoulement est recollé à cette incidence ce qui réduit fortement la production de tourbillons de bord de fuite. Cependant, la persistance de tourbillons de bord de fuite semble indiquer une perte d'autorité partielle de l'actionneur IBD.

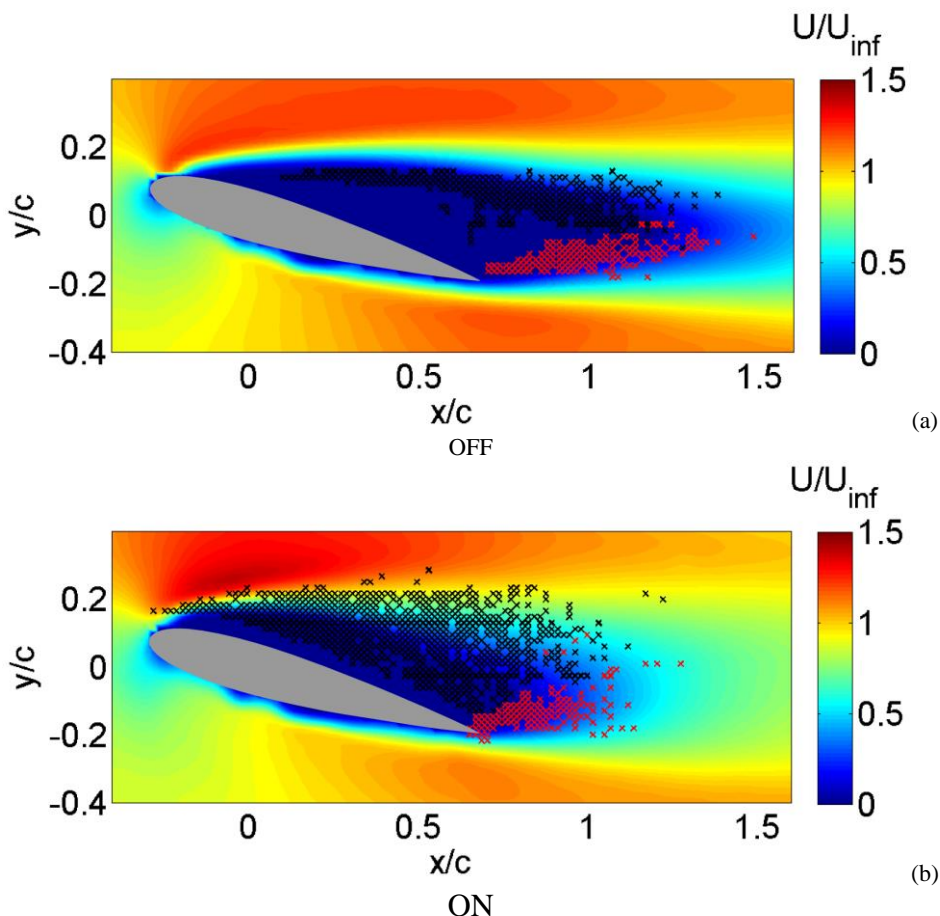


Figure 152. Vitesse longitudinale moyenne et positions des tourbillons de sens horaire (en noir) et de sens antihoraire (en rouge) de l'écoulement naturel (a) et de l'écoulement contrôlé $U_{\text{HT}} = -20$ kV (b) ; incidence 16°

La Figure 152 présente les positions des centres de structures tourbillonnaires pour les écoulements naturels (a) et contrôlés (b) à 16° d'incidence. Dans le cas de l'écoulement naturel, les tourbillons de sens horaire sont répartis sur l'extrados dans une zone plus large qu'à 11° d'incidence et de façon plus dispersée entre les abscisses $x/C = 0,1$ et $x/C = 1,4$. On observe un doublement du nombre de tourbillons de sens horaire (+ 91 %) et une légère

diminution du nombre de tourbillons antihoraires (- 13 %) par rapport au cas naturel à 11°. Il y a donc une forte dissymétrie entre la production de tourbillons de bord d'attaque et la production de tourbillons de bord de fuite (2285 contre 996). Les tourbillons antihoraires sont principalement distribués entre le bord de fuite et l'abscisse $x/C = 1,5$ dans la zone de recirculation. Pour l'écoulement naturel, les structures tourbillonnaires sont exclusivement réparties dans la zone de recirculation où la vitesse longitudinale est inférieure à $0,7U_{inf}$.

Dans le cas de l'écoulement contrôlé, on observe, comme à 11° d'incidence, un rapprochement des centres tourbillonnaires vers la paroi du profil ainsi qu'une dispersion des tourbillons dans toute la zone de recirculation. Il n'y a donc pas de ligne d'émission tourbillonnaire privilégiée. Cela indique la présence possible de fluctuations de la couche cisailée selon l'axe \vec{y} appelé aussi phénomène de battement (ou « *flapping* »), déjà évoqué dans l'analyse des densités spectrales. Les tourbillons de sens horaire sont présents entre les abscisses $x/C = -0,4$ et $x/C = 1,2$ et entre les ordonnées $y/C = -0,15$ et $y/C = 0,3$. Le nombre de tourbillons de surface semble légèrement augmenter (+ 5 %) par rapport à l'écoulement naturel. Il est aussi probable que la grande dispersion des tourbillons de sens horaire soit liée à une perte brusque ou progressive de l'autorité de l'actionneur qui ne parvient plus à rapprocher les tourbillons du profil aussi efficacement qu'à 11°.

Les tourbillons de sens antihoraire sont présents dans un panache partant du bord de fuite jusqu'à l'abscisse $x/C = 1,3$. Ils occupent une surface moins grande que les tourbillons horaires et leur nombre (451) a significativement diminué entre les écoulements naturel et contrôlé (- 54 %). Leur présence indique que l'écoulement n'est que partiellement recollé et que l'efficacité de l'actionneur à cette incidence est relative.

Plus généralement, l'application de la tension provoque la remontée des centres tourbillonnaires vers le bord d'attaque et un rapprochement vers la paroi de l'extrados. Les tourbillons sont plus dispersés spatialement dans l'écoulement contrôlé que dans l'écoulement naturel. Ils sont situés dans des zones où la vitesse longitudinale est comprise entre 0 et $1,4U_{inf}$. Enfin la génération de tourbillons de surface et de sens horaire est légèrement augmentée (+ 5 %) sous l'effet du contrôle mais fortement diminuée (- 54 %) pour les tourbillons de sens antihoraires et de bord de fuite. Il est possible que l'augmentation de l'énergie de fluctuation par l'action du contrôle sur l'extrados puisse augmenter la dissipation visqueuse des tourbillons de bord de fuite au profit des tourbillons de surface, comme cela a été décrit lors de l'analyse des tourbillons par critère d'identification λ_2 (partie IV.5.2.2).

IV.5.5. Illustration des modes d'écoulement instationnaires et esquisse des mécanismes de contrôle

L'étude des champs de vitesse instantanés lors de l'application du contrôle révèle la présence de deux mécanismes de contrôle dépendant de la durée d'allumage de l'actionneur IBD. Le 1^{er} mécanisme (cf. Figure 153 ; mode A) s'observe durant les 30 premières secondes après l'allumage de l'actionneur IBD. On y observe la formation de petites structures tourbillonnaires portantes depuis le bord d'attaque et qui suivent l'extrados du profil en

proche paroi. La ligne d'émission tourbillonnaire est donc très proche de la surface du profil. Il en résulte un écoulement attaché au profil observé sur le champ de vitesse moyenne de la Figure 154 (a).

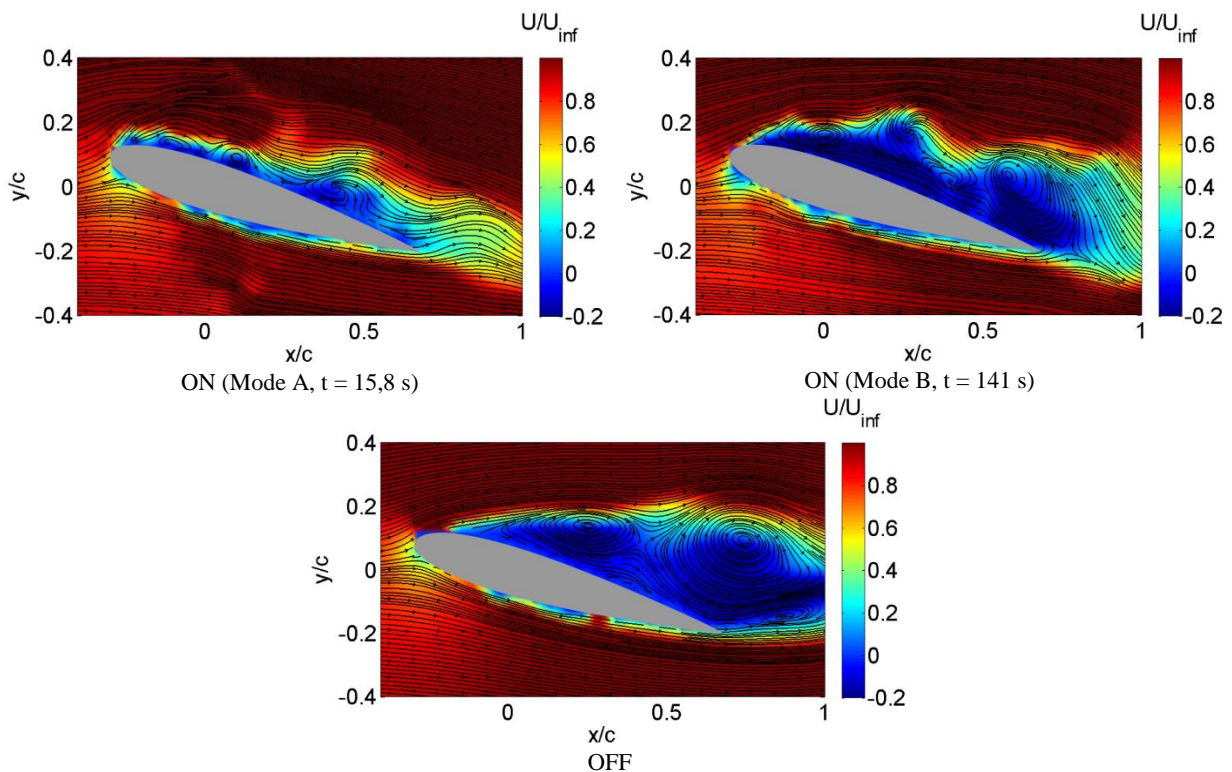


Figure 153. Champs de vitesse instantanés zoomés autour d'un profil incliné à 16° pour un écoulement à $Re = 1000$; petites structures tourbillonnaires portantes attachées au profil ($U_{HT} = -20$ kV ; mode A) ; structures tourbillonnaires portantes massives ($U_{HT} = -20$ kV ; mode B) ; champ instantané sans contrôle (OFF)

Le 2^d mécanisme de contrôle (cf. Figure 153 ; mode B) induit par l'actionneur IBD s'observe après les 30 premières secondes d'allumage de l'actionneur. Ce mécanisme est caractérisé par la formation de structures tourbillonnaires portantes plus larges que précédemment et plus éloignées de l'extrados du profil. Ce comportement des structures tourbillonnaires traduit peut-être une perte d'autorité de l'actionneur, qui ne parvient plus efficacement à rapprocher les tourbillons de la paroi du profil. Les champs moyens résultant de ce 2^d mécanisme de contrôle s'observent surtout sur les Figure 154 (c), (d), (e). Le champ de vitesse illustrant le 2^d mécanisme de contrôle et le champ de vitesse illustrant l'écoulement naturel (cf. Figure 153 ; OFF) diffèrent par le nombre de structures tourbillonnaires, leurs formes ainsi que leurs lignes d'émission. En effet les structures tourbillonnaires de l'écoulement contrôlé (2^d mécanisme) sont plus nombreuses (4), de sens horaire, de forme irrégulière et semblent suivre la paroi du profil (couche de cisaillement épaisse et plutôt inclinée dans la direction du profil) sans ligne d'émission privilégiée. La faible signature des événements significatifs sur l'analyse spectrale du critère λ_2 (partie IV.5.3.2.2) confirme l'absence de ligne d'émission tourbillonnaire privilégiée. À l'inverse, pour l'écoulement naturel, on compte trois structures tourbillonnaires (deux de sens horaires et une de sens antihoraire), de forme régulière et qui ne semblent pas suivre la paroi du profil comme précédemment mais suivent deux lignes d'émission privilégiées horizontales partant du bord d'attaque et du bord de fuite. La présence de lignes

d'émission privilégiées horizontales est confirmée par l'analyse spectrale du critère λ_2 (partie IV.5.3.2).

Ces observations des champs instantanés révèlent que les structures tourbillonnaires de l'écoulement contrôlé (mode A et B) sont globalement plus proches du profil et interagissent plus avec celui-ci. Cette observation confirme le résultat obtenu lors de l'étude sur la position des tourbillons grâce au critère Γ_2 (partie IV.5.4), qui montre un rapprochement des centres tourbillonnaires vers la surface du profil. Il en résulte que la distribution de pression au-dessus du profil dans l'écoulement contrôlé est modifiée et contribue plus favorablement à l'augmentation de portance que dans le cas naturel. Cette hypothèse est confirmée par la polaire de portance de l'écoulement contrôlé ($Re = 1000$) dont les valeurs de C_y sont plus élevées que celles de l'écoulement naturel (cf. Figure 132).

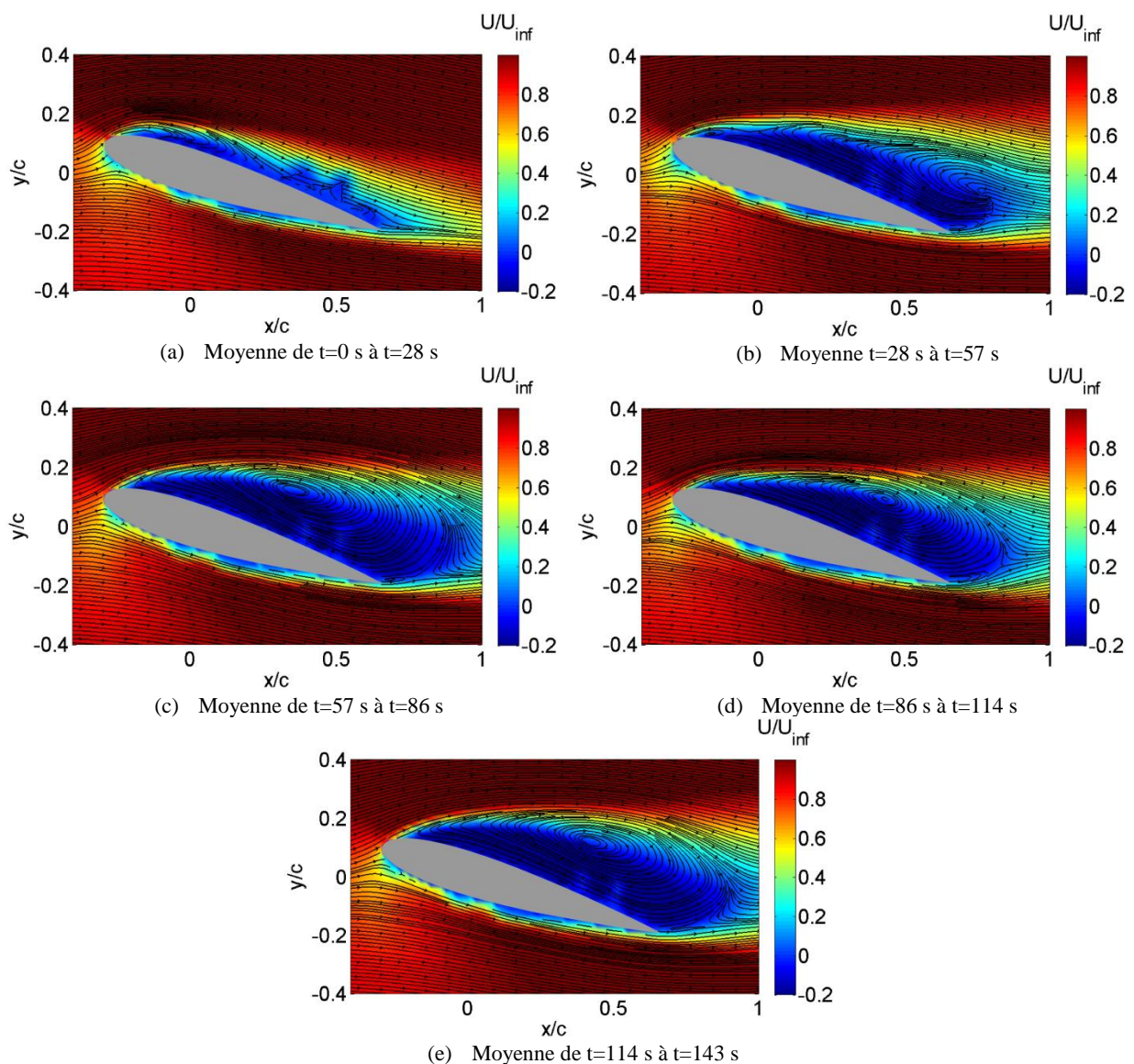


Figure 154. Moyennes glissantes sur 200 champs de vitesse zoomés autour d'un profil incliné à 16° pour un écoulement à $Re = 1000$ sous l'influence de l'actionneur IBD ($U_{HT} = -20$ kV)

La Figure 154 représente les champs de vitesse moyenne glissante calculés sur 200 champs instantanés entre les instants $t = 0$ s et $t = 143$ s sur un écoulement contrôlé. On observe une forte différence entre les champs moyens calculés durant les 28 premières secondes (cf. Figure 154 (a)) et les champs moyens calculés à partir de l'instant $t = 57$ s (cf. Figure 154 (c), (d), (e)). En effet, le champ moyen calculé durant les 28 premières secondes d'application du contrôle montre un écoulement attaché qui permet vraisemblablement d'augmenter la circulation et donc la portance. En revanche les champs moyens calculés après 57 secondes, sont caractérisés par une large recirculation bombée qui recouvre tout le profil. Ils sont issus de l'émission de structures tourbillonnaires portantes sans ligne d'émission préférentielle, ce qui est caractéristique d'un phénomène de battement (« *flapping* ») de la couche cisailée, précédemment évoqué lors de l'étude sur la position des tourbillons grâce aux critères Γ_2 (partie IV.5.4) et λ_2 (partie IV.5.3.2.2).

Ces deux mécanismes d'émissions tourbillonnaires, montrent que l'actionneur IBD n'a pas un fonctionnement constant au cours du temps. Cette observation peut être expliquée par un phénomène d'accumulation de charge sur le diélectrique en PLA, qui tend à abaisser la barrière de potentielle entre les deux électrodes. Il en résulterait une altération de l'efficacité de l'injection et donc du transfert d'énergie électrocinétique. Ce type d'altération du fonctionnement de l'actionneur IBD a déjà été observé sur l'actionneur plan (cf. Zelu I.3.4), comme l'illustre la décroissance temporelle de la pression mesurée au sein d'un jet de paroi EHD pouvant atteindre 48 % de la pression maximale.

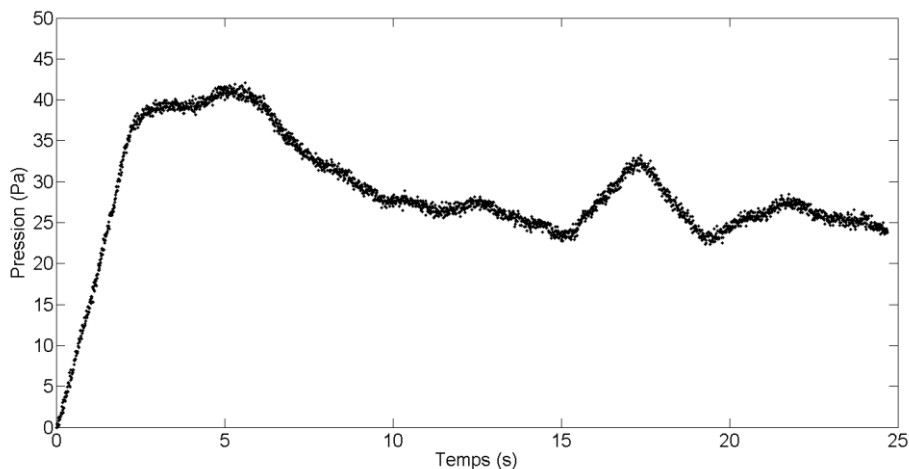


Figure 155. Variation de la pression au cours du temps au sein d'un jet de paroi EHD créé par un actionneur IBD plan

IV.6. Conclusion

Cette 2^{de} partie de thèse est consacrée au contrôle d'écoulement par actionneur IBD à ultra-bas Reynolds ($Re < 10^4$) dans un liquide diélectrique. Pour ces régimes de Reynolds, un canal hydraulique est conçu et réalisé afin d'étudier l'écoulement autour d'un profil d'aile académique de type NACA0015. L'actionneur IBD (Injection à Barrière Diélectrique) basé sur le principe de l'injection de charge dans les liquides équipe le profil d'aile afin de modifier l'écoulement à des Reynolds compris entre 1000 et 4555.

L'étude de l'écoulement contrôlé grâce à l'actionneur IBD alimenté par une tension continue de - 20 kV montre que la couche limite est recollée pour les faibles incidences puis se détache brusquement pour les incidences plus élevées. Par exemple à $Re = 1000$, le décollement de la couche limite est retardé de 4 degrés, puis à partir de 10° d'incidence le point de séparation est avancé vers le bord d'attaque par rapport au cas naturel. En revanche à $Re = 4555$, l'actionneur IBD semble incapable de modifier la position du point de séparation de la couche limite. L'avancée du point de séparation de la couche limite aux incidences élevées est lié à la présence de tourbillons de sens horaire émis suivant des lignes d'émission qui fluctuent selon y . Ce phénomène de fluctuation de la couche cisailée selon y se traduit par un élargissement des pics caractéristiques du spectre du critère d'identification λ_2 lié aux émissions tourbillonnaires de la couche cisailée. De plus, l'analyse de la position des tourbillons de sens horaire (émis sur l'extrados) par critère d'identification Γ_2 montre une dispersion spatiale importante de la position des centres tourbillonnaires pour les écoulements contrôlés. L'algorithme de calcul d'efforts hydrodynamiques moyen basé sur une méthode intégrale de résolution de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes permet d'obtenir les polaires de portance et traînée du profil immergé. La portance pour l'écoulement naturel est croissante entre 0° et 12° ce qui est caractéristique de l'écoulement ultra-bas Reynolds. Pour l'écoulement contrôlé la portance croît de 0° à 14° et est systématiquement plus élevée que la portance de l'écoulement naturel. Ce phénomène s'explique par l'augmentation du nombre de tourbillons de sens horaire sur l'extrados qui interagissent avec la paroi du profil, modifient la distribution de pression et augmentent ainsi la portance. La polaire de traînée de l'écoulement naturel croît entre 0° et 14° ce qui est cohérent avec les données de la littérature. De même, la polaire de traînée de l'écoulement contrôlée croît dans cette même gamme d'incidence, mais les valeurs de traînée sont supérieures au cas naturel. Cela s'explique par l'augmentation importante du nombre de tourbillons dans le sillage observée grâce au critère Γ_2 et au battement de la couche cisailée selon y induit par l'actionneur. De plus, le niveau de fluctuation plus élevé (+ 25 dB à 16°) constaté dans les spectres du critère d'identification λ_2 de l'écoulement contrôlé induit vraisemblablement une augmentation de la traînée de pression. Enfin, lorsqu'on augmente le signal de tension continue aux bornes de l'actionneur de - 5 kV à -30 kV, on observe un recollement progressif de la couche limite. Cette dernière est totalement recollée à - 30 kV, ce qui conduit à un gain de portance de 47 % par rapport à l'écoulement naturel.

Les résultats présentés ci-dessus révèlent cependant les limites de l'actionneur IBD. En effet, on observe 2 modes d'écoulements contrôlés qui dépendent de la durée d'application du créneau de tension. Le 1^{er} mode observé durant les 30 premières secondes de fonctionnement

de l'actionneur est caractérisé par des émissions tourbillonnaires très proches de la paroi qui permettent de recoller totalement l'écoulement à 11° . À partir de 30 secondes et jusqu'à la fin du créneau de tension, les tourbillons émis sont plus éloignés de la paroi du profil et interagissent moins avec cette dernière, ce qui a pour conséquence de réduire le gain en portance. Ce phénomène, probablement lié à un effet de charge du diélectrique, est la conséquence d'une diminution de la barrière de potentielle et constitue une perte d'autorité de l'actionneur. Il serait donc intéressant d'étudier les méthodes permettant de relaxer les charges stockées dans le diélectrique afin de maintenir une barrière de potentielle maximale et constante dans le temps (ex : signal de tension alternatif avec inversion de polarité pour neutraliser les charges accumulées dans le diélectrique). Enfin, dans le cas d'application pour le contrôle d'écoulement, il serait nécessaire de trouver des solutions pour réduire le caractère erratique du transfert électrocinétique lié au phénomène d'injection de charge dans les liquides diélectriques.

Conclusion générale et perspectives

Le travail présenté dans ce document est une synthèse des principaux résultats du contrôle d'écoulement réalisé dans un liquide diélectrique grâce à un actionneur électrohydrodynamique. Ce mémoire a été structuré selon 2 thématiques principales : la validation de la mesure PIV dans les liquides diélectriques ionisés et le contrôle d'écoulement au moyen d'un actionneur électrohydrodynamique à ultra-bas Reynolds. La 1^{re} thématique orientée vers une problématique de métrologie étant un préalable à la réalisation d'une mesure optimale pour mener à bien une expérience de contrôle d'écoulement en liquide ionisé.

Au cours du 1^{er} chapitre, une étude bibliographique des techniques pour l'analyse des écoulements est réalisée en vue de la mesure de la variable d'état de champ vitesse au sein d'un environnement ionisé. La PIV (*Particle Image Velocimetry*) est retenue pour cette étude mais on note que la présence de champ électrique intense dans les écoulements EHD est susceptible de remettre en question les hypothèses d'un traceur optimal qui garantissent une mesure PIV fiable. Un traceur a comme objectif de représenter fidèlement les mouvements du fluide dans lequel il évolue, c'est pourquoi sa vitesse propre par rapport à celle du fluide (appelée aussi vitesse de migration) doit donc être quasi nulle (hypothèse n°1). D'autre part l'ajout de traceur dans le fluide ne doit pas perturber l'écoulement que l'on souhaite étudier, en d'autres termes, l'ensemencement ne doit pas être intrusif (hypothèse n°2). Ce chapitre permet aussi de faire un état des lieux des actionneurs spécifiques à la mise en mouvement de liquides diélectriques au moyen de forces EHD.

Le chapitre II présente les fondements théoriques du déplacement d'une particule dans un fluide. Ils s'appuient sur la théorie de Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) dont l'équation décrit les forces appliquées par un fluide sur une particule. L'hypothèse de petite taille de la particule d'ensemencement permet de simplifier l'équation BBO qui ne comprend plus que les termes de force de traînée visqueuse et de force extérieures. Dans le cas des écoulements EHD, la force extérieure appliquée sur la particule est la force EHD composée principalement de la force de Coulomb. En se basant sur les travaux théoriques de Pauthenier, une expression de la charge maximale d'une particule dans un champ ionisé est déduite. Cette analyse théorique permet de déterminer une expression de la vitesse de migration théorique d'une particule dans un jet EHD qui dépend notamment de la charge de la particule, de sa permittivité et du module du champ électrique. Afin de satisfaire la 1^{re} hypothèse de l'ensemencement en PIV (hypothèse de fidélité), il apparaît nécessaire de minimiser la vitesse de migration, ce qui implique de choisir une particule d'ensemencement dont la permittivité électrique est la plus faible possible devant celle du liquide. Au cours de l'étude expérimentale, 6 types d'ensemencement (PMMA, HGS, PTFE, SiO₂, Rilsan, Vestosint) sont testés grâce à l'analyse d'images sur un jet électroconvectif de faible vitesse ($V < 1$ cm/s). Cette étude comparative permet de constater que les vitesses mesurées sont bien inférieures aux vitesses de migration théoriques mais ne garantissent pas que ces dernières soient négligeables devant la vitesse du fluide. En revanche on montre que certaines particules précipitent sur les électrodes et en particulier les particules de HGS (permittivité électrique élevée). Il est donc nécessaire de minimiser le phénomène de charge de ces particules en

réduisant le temps de résidence des particules dans la zone de champ électrique intense. La stratégie choisie pour réduire la charge des particules d'ensemencement est d'augmenter la vitesse du jet électroconvectif.

Au cours du chapitre III, nous nous sommes intéressés à la validation des hypothèses de l'ensemencement en PIV. La comparaison entre un champ de vitesse moyen et le champ de vitesse de migration théorique semble montrer que les vecteurs de vitesse mesurée par la PIV sont globalement décorrélés (en norme et en direction) des vecteurs de la vitesse de migration théorique. Les particules de permittivité électrique relative proche de 3 semblent donc suivre un champ hydrodynamique (et non pas le champ électrique) et satisfaire l'hypothèse de fidélité de la PIV. Afin de valider l'hypothèse de non-intrusivité des traceurs, une analyse de la vitesse en fonction de la concentration en particule, montre que quel que soit le type d'ensemencement (PMMA, HGS, PTFE), l'augmentation de la concentration en particule n'a pas d'influence significative sur la vitesse mesurée par la PIV. Il semble que l'hypothèse de non-intrusivité de la PIV soit validée par cette étude sur un jet EHD dont la vitesse est de l'ordre de 10 cm/s pour une plage de permittivité électrique relative comprise entre 2,1 et 5 et pour des concentrations inférieures à 900 mg/L. La particule de HGS est à ce titre un bon exemple de la nécessité de considérer le temps de charge d'une particule pour préciser les domaines de validité de chaque type de particule d'ensemencement. En effet, lors de l'expérience dans un jet EHD à basse vitesse (≈ 1 cm/s) cette particule atteint une charge suffisante pour être soumise aux forces électrostatiques (précipitation/répulsion). En revanche, lors de l'expérience dans un jet EHD à vitesse plus élevée (≈ 10 cm/s), cette particule donne les mêmes résultats que les particules de PMMA ou de PTFE qui ne précipitent pas sur les électrodes. Un travail théorique de détermination de l'expression du temps de charge d'une particule dans un champ ionisé a donc été initié mais nécessiterait d'être complété par une étude expérimentale. Ce modèle théorique intégrant le temps de charge d'une particule permettrait de déterminer la vitesse de migration théorique spécifique à chaque trajectoire de particule. Ainsi il deviendrait possible de prédire les zones de validité de la PIV où la vitesse de migration est quasiment nulle.

La PIV semble donc appropriée pour l'analyse de jets EHD dont la vitesse maximale moyenne est de l'ordre de $11 \text{ cm/s} \pm 5 \text{ cm/s}$ avec des particules d'ensemencement de PMMA, HGS ou PTFE. Ce travail vient donc compléter les travaux de Daaboul [39, p. 66] qui étaient focalisés sur la validation d'un ensemencement de SiO_2 pour le gasoil. La fin de ce chapitre présente la caractérisation d'un jet EHD au moyen de mesures PIV. Comme cela avait été observé par Daaboul [39, p. 108], le jet EHD créé par un actionneur IBD peut se décomposer en 2 zones principales. La 1^{re} zone dite de « régime EHD » est caractérisée par l'action prépondérante de la force EHD à l'origine du confinement du jet en proche paroi. Cette force provoque l'accélération du jet jusqu'à une vitesse maximale de l'ordre de 20 cm/s à environ 25 mm de la lame d'injection ($U_{HT} = -30 \text{ kV}$). La 2^{de} zone est caractérisée par un régime de jet auto-similaire où le jet s'élargit progressivement de la même manière qu'un jet inertiel. Dans cette zone, les forces inertielles et visqueuses sont prépondérantes sur la force EHD ce qui provoque la décélération du jet.

Afin de compléter cette étude sur la caractérisation de l'actionneur IBD, il serait nécessaire de réaliser un travail paramétrique d'optimisation géométrique de l'actionneur qui permettrait de tirer la meilleure efficacité de ce type d'actionneur. Bien que la caractérisation du comportement

électrique de l'actionneur IBD ait été commencée lors de ces travaux de thèse, il est nécessaire de la poursuivre afin de confirmer les résultats obtenus et d'obtenir des rendements énergétiques.

Le chapitre IV confirme l'efficacité du contrôle d'écoulement par actionneur IBD à ultra-bas Reynolds ($Re < 10^4$) dans l'huile de silicone. Ce travail de thèse a permis la mise au point d'un nouveau canal hydraulique d'huile de silicone idéal pour les études à des Reynolds inférieurs à $1,5 \cdot 10^4$. L'étude bibliographique révèle que les régimes d'écoulement à ultra-bas Reynolds sont l'objet de peu d'études mais connaissent très récemment un développement significatif, lié à la miniaturisation des objets volants (ex : micro-drones). Le régime ultra-bas Reynolds est caractérisé par une couche limite laminaire tout autour du profil. Cela implique notamment que le décollement de la couche limite apparaît particulièrement tôt (dès 1° ou 2° d'incidence) en comparaison aux régimes de Reynolds modérés ($Re > 3 \cdot 10^5$). De plus, le phénomène de décrochage de la portance n'existe plus à ce régime d'écoulement, pour des niveaux de fluctuation suffisamment faibles. On observe donc une croissance continue du coefficient de portance C_y en fonction de l'incidence jusqu'à environ 40° . L'étude de l'écoulement naturel autour du profil NACA0015 révèle 3 modes d'écoulement en fonction de l'incidence. Le mode A est caractérisée par un écoulement totalement attaché au profil, pour des angles d'incidence faibles inférieurs à 2° . Dans le mode B, la couche limite est partiellement décrochée et on observe l'émission périodique et alternative de structures fluidiques depuis l'extrados (mi-corde) et le bord de fuite. Dans le mode C, un décollement de la couche limite en bord d'attaque s'observe et s'accompagne de l'émission périodique et alternative de structures fluidiques de bord d'attaque et de bord de fuite (allée de Von Karman).

L'étude de l'écoulement contrôlé à $Re = 1000$ montre la capacité de l'actionneur ($U_{HT} = -20$ kV) à recoller l'écoulement jusqu'à 9° d'incidence. En revanche pour la même tension à $Re = 4555$, l'actionneur IBD semble incapable de modifier la position du point de séparation de la couche limite. On observe aussi l'avancée du point de séparation de la couche limite aux incidences élevées à $Re = 1000$ et $Re = 2222$. Ce phénomène est lié à la présence de tourbillons de sens horaire émis suivant des lignes d'émission qui fluctuent selon y . Les fluctuations de la couche cisailée selon y se traduisent par un élargissement des pics caractéristiques du spectre du critère d'identification λ_2 . De plus, l'analyse de la position des tourbillons de sens horaire (émis sur l'extrados) par critère d'identification Γ_2 montre une dispersion spatiale importante de la position des centres tourbillonnaires pour les écoulements contrôlés. L'algorithme de calcul d'effort hydrodynamique moyen permet d'obtenir les polaires de portance et trainée du profil immergé. La portance pour l'écoulement naturel est croissante entre 0° et 12° ce qui est caractéristique de l'écoulement ultra-bas Reynolds et en accord avec la littérature (Serson [51]). Pour l'écoulement contrôlé la portance croît de 0° à 14° et est systématiquement plus élevée que la portance de l'écoulement naturel ce qui démontre l'efficacité de l'actionneur pour améliorer la portance. Ce phénomène s'explique par l'augmentation du nombre de tourbillons de sens horaire sur l'extrados qui interagissent avec la paroi du profil, modifient la distribution de pression et augmentent ainsi la portance. La polaire de trainée de l'écoulement naturel croît entre 0° et 14° ce qui est cohérent avec les données de la littérature. De même, la polaire de trainée de l'écoulement contrôlé croît dans cette même gamme d'incidence, mais les valeurs de trainée sont supérieures au cas naturel. Cela s'explique par l'augmentation importante du nombre de tourbillons dans le sillage

observée grâce au critère Γ_2 et au battement de la couche cisailée selon y qui induit un épaissement du sillage. De plus, le niveau de fluctuation plus élevé (+ 25 dB à 16°) constaté dans les spectres du critère d'identification λ_2 de l'écoulement contrôlé induit vraisemblablement une augmentation de la trainée de pression. Enfin, lorsqu'on augmente le signal de tension continue aux bornes de l'actionneur IBD de - 5 kV à - 30 kV, on observe un recollement progressif de la couche limite. Cette dernière est totalement recollée à - 30 kV, ce qui conduit à un gain de portance de 47 % par rapport à l'écoulement naturel. Lors de futurs travaux l'efficacité de l'actionneur IBD à ultra-bas Reynolds pourrait être maximisée en augmentant la tension appliquée à - 30 kV.

Les résultats présentés dans cette thèse révèlent cependant certaines limites de l'actionneur IBD. En effet, on observe 2 modes d'écoulements contrôlés qui dépendent de la durée d'application du créneau de tension. Le 1^{er} mode observé durant les 30 premières secondes de fonctionnement de l'actionneur est caractérisé par des émissions tourbillonnaires très proches de la paroi qui permettent de recoller totalement l'écoulement à 11°. À partir de 30 secondes et jusqu'à la fin du créneau de tension (2'30''), les tourbillons émis sont plus éloignés de la paroi du profil et interagissent moins avec cette dernière, ce qui a pour conséquence de réduire le gain en portance. Ce phénomène, probablement lié à un effet de charge du diélectrique, est la conséquence d'une diminution de la barrière de potentielle et constitue une limitation des capacités de l'actionneur (perte d'autorité partielle). Il serait donc intéressant d'étudier les méthodes permettant de relaxer les charges stockées dans le diélectrique afin de maintenir une barrière de potentiel maximale et constante dans le temps. Par exemple l'application d'un signal de tension alternatif permettrait d'annihiler les charges accumulées lors de l'inversion de polarité ce qui régénérerait la barrière diélectrique. Afin de palier à ce problème de variabilité du mode d'action du contrôle ayant conduit au calcul de moyennes peu consistantes, il serait nécessaire de recalculer des moyennes de phases illustrant chaque mode de contrôle.

Dans le cadre d'une application des actionneurs IBD en contrôle d'écoulement, il apparaît primordial de réduire le caractère erratique des jets EHD. L'une des pistes possibles pour stabiliser l'injection de charge serait d'appliquer des signaux de tension alternatifs qui permettraient de neutraliser régulièrement la couche de liquide en contact avec le diélectrique. Enfin le contrôle pourrait être amélioré en travaillant sur les options d'alimentation pulsées et notamment à la fréquence naturelle de l'émission du Kelvin-Helmholtz (0,6 Hz) comme le suggèrent la plupart des études publiées en contrôle d'écoulement.

Les voies d'amélioration de l'actionneur IBD préconisées dans cette conclusion, permettraient d'atteindre à moyen terme un niveau de maturité technique suffisant pour trouver des applications industrielles tirant le meilleur parti des avantages de cette technologie prometteuse (faible consommation électrique, encombrement quasi-nul, maintenance faible etc.).

Annexes

A. Techniques expérimentales de mesures d'écoulements

A.a. L'anémométrie thermique ou anémométrie à fil (film) chaud

L'anémométrie thermique désigne une famille de techniques de mesures permettant d'obtenir des informations sur des grandeurs physiques telles que la vitesse, la température, la densité, la composition etc. au moyen d'un capteur thermique (Freymuth [116]). Plus particulièrement, l'anémométrie à fil chaud (ou à film chaud) est une technique de mesure de vitesse très utilisée pour les mesures de vitesse ponctuelles dans les écoulements. Les 1^{ers} travaux appliqués à la mesure de vitesse au moyen d'un anémomètre thermique remontent à la fin du XIX^e siècle (Oberbeck [117]). En 1909, Kennely, Wright et Van Bylevelt [118] définissent clairement le concept d'anémométrie électrique en effectuant des mesures de vitesse au moyen d'un fil de cuivre chauffé par un courant électrique et placé dans un écoulement d'air calibré.

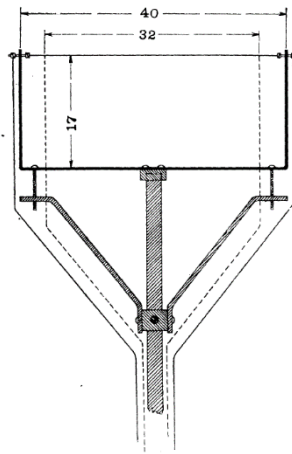


Figure 156. Schéma du fil de chaud de Kennely, Wright et Van Bylevelt, 1909

Ces travaux sont ensuite complétés par les études indépendantes de Bordoni [119] (1912), Morris [120] (1912), Gerdien [121] (1913), Kennely et Sanborn [122] (1914). King [123], [124] publie plusieurs articles (1914 - 1916) détaillant différentes configurations d'anémomètre à fils chaud et propose une théorie de la convection autour d'un cylindre chauffé et immergé dans un écoulement de fluide. Il s'est basé pour cela, sur les travaux antérieurs de Boussinesq (1905) et Russel (1910) qui sont vraisemblablement les premiers à avoir montré que la puissance thermique dissipée par convection est proportionnelle à la différence de température et à la racine carrée de la vitesse de l'écoulement. Ces recherches permettent l'apparition de l'anémomètre à température constante pour la mesure de vitesse moyenne dans les milieux chimiques (Thomas 1920 [125]) ou les liquides (Davis 1922 [126]). La détection des directions de l'écoulement est réalisée pour la 1^{re} fois par Simmons et Baileys [127] (1927) qui construisent un système pyramidal de 3 fils chauds. Ziegler [128]

(1934) est le 1^{er} à utiliser la méthode du fil chaud à résistance constante pour la mesure de vitesse instationnaire. Les développements qui suivent permettent de comprendre et d'améliorer le temps de réponse du fil chaud grâce à des circuits électroniques plus complexes. Les fils chauds étant sensibles à la température de l'écoulement et à sa vitesse, il est nécessaire de décorrélérer ces deux facteurs afin d'obtenir uniquement la vitesse et/ou la température. Calvet et Lioussé [129] (1971) choisissent d'alimenter l'élément sensible avec des impulsions de courant ; un traitement adapté permet alors de déterminer la vitesse et la température de l'écoulement simultanément. Enfin plus récemment des sondes complexes comportant plusieurs dizaines de fils sont créées et permettent la mesure du rotationnel de vitesse (Vukoslavec [130]), la caractérisation de structures turbulentes (Deville [131]) ou la caractérisation de la turbulence à l'échelle de Kolmogorov (Borisenkov [132]).

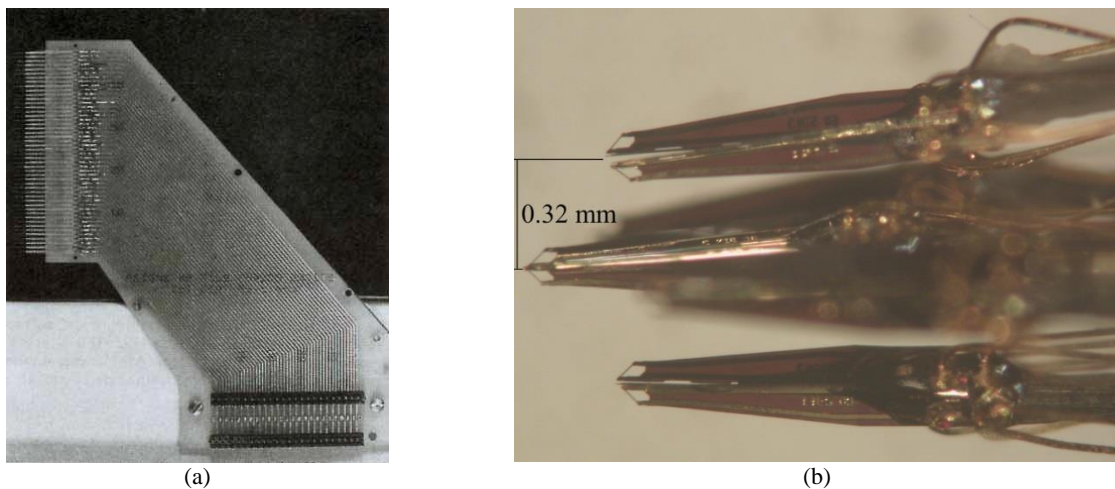


Figure 157. Image d'un capteur de structures turbulentes à 48 fils chauds, cf. Deville [131] (a) ; Image de la pointe d'un anémomètre de type fil chaud à 5 branches pour la caractérisation de la turbulence à l'échelle de Kolmogoroff, cf. Borisenkov [132] (b)

De façon générale, les méthodes d'anémométrie thermique consistent à placer une sonde thermo-résistive (un fil pour les gaz ou un film pour les liquides) dans l'écoulement, à l'endroit où on souhaite réaliser la mesure. Pour réaliser une mesure, on applique une tension aux bornes de la sonde. Celle-ci est à la fois chauffée par effet Joule et refroidie par échanges thermiques, notamment convectifs, avec le liquide. Les sondes thermo-résistives sont des résistances électriques variables dont la résistivité est fonction de la température. Cette dernière est liée au flux d'échange thermique entre la sonde et le fluide et dépend donc de la vitesse du fluide ainsi que des paramètres physiques du fluide (ex : conductivité thermique, résistivité électrique).

Dans un anémomètre à fil chaud, un dispositif électronique contrôle l'énergie dissipée par effet Joule de façon à maintenir la sonde à une température constante. La vitesse du fluide au point considéré peut alors être estimée à partir de la tension électrique appliquée aux bornes de la sonde par une loi de King [123], [124] :

$$\frac{RI^2}{(R - R_a)} = A + B\sqrt{U_{eff}} \quad (84)$$

Où R est la résistance du fil chaud, I est l'intensité du courant passant dans le fil, R_a est la résistance du fil à la température ambiante, U_{eff} est la vitesse effective de refroidissement du fil ; A et B sont des constantes liées aux caractéristiques physiques du fil et du fluide

Les anémomètres thermiques sont des appareils de mesure qui permettent de déterminer la vitesse du fluide localement. Grâce à leur grande précision et une fréquence d'acquisition élevée (plusieurs centaines de kilohertz dans les gaz et plusieurs dizaines de kilohertz dans les liquides [133]), ils sont particulièrement adaptés à l'étude de la turbulence [134].

Ils ont cependant trois points faibles principaux : premièrement, ils sont fragiles, ce qui implique qu'ils ne peuvent être utilisés dans les environnements contenant des objets massiques en suspension qui pourraient les détruire par collision (ex : milieux aquatiques à haute teneur en sédiments solides).

Leur 2nd point faible est que les sondes thermo-résistives sont par nature des collecteurs naturels de charges électriques. Les variations de densité de charge dans le liquide peuvent induire des variations de tension aux bornes du fil chaud. Ces dernières sont interprétées comme des variations de température alors qu'elles n'en sont pas. Il est donc pratiquement impossible de les utiliser dans des liquides ionisés.

Enfin, leur 3^e point faible est qu'ils doivent être introduits dans le fluide étudié au bout d'un bras qui les supporte, ce qui crée des perturbations dans l'écoulement.



Figure 158. Panel d'anémomètres fil chaud (Dantec® [134])

A.b. Sondes de pression différentielles (Tubes de Pitot)

La mesure de vitesse par sonde de pression différentielle (tube de Pitot) est une des premières techniques scientifiques de mesure de vitesse dans les fluides. Son principe a été découvert par Henri Pitot en 1732 [135], alors qu'il cherchait à savoir si la vitesse d'une rivière était plus grande au fond de son lit ou en surface. Pour sa mesure Pitot utilise pour la première fois l'équivalence entre la pression dynamique d'un point sur une ligne de courant (cf. point 'E' Figure 159) et la pression relative au niveau d'un point d'arrêt à l'entrée de son tube de verre (cf. point 'D' Figure 159). Son appareil consiste en 2 tubes de verre, dont l'un est droit et l'autre est recourbé horizontalement à son extrémité inférieure. Ces 2 tubes sont disposés verticalement et côte à côte dans une tringle de bois biseauté à l'avant pour réduire les perturbations. Les orifices inférieurs des tubes sont placés à la même hauteur dans le liquide. Le tronçon 'DE' du tube à angle droit est disposé dans le sens de l'écoulement de manière à ce que l'ouverture 'E' soit face à l'écoulement et que le fluide puisse remonter dans le tube (cf. Figure 159). Ainsi le tube coudé permet de mesurer la pression dynamique, tandis que le tube droit donne la pression statique.

$$\frac{1}{2} \rho V_E^2 = P_D \quad (85)$$

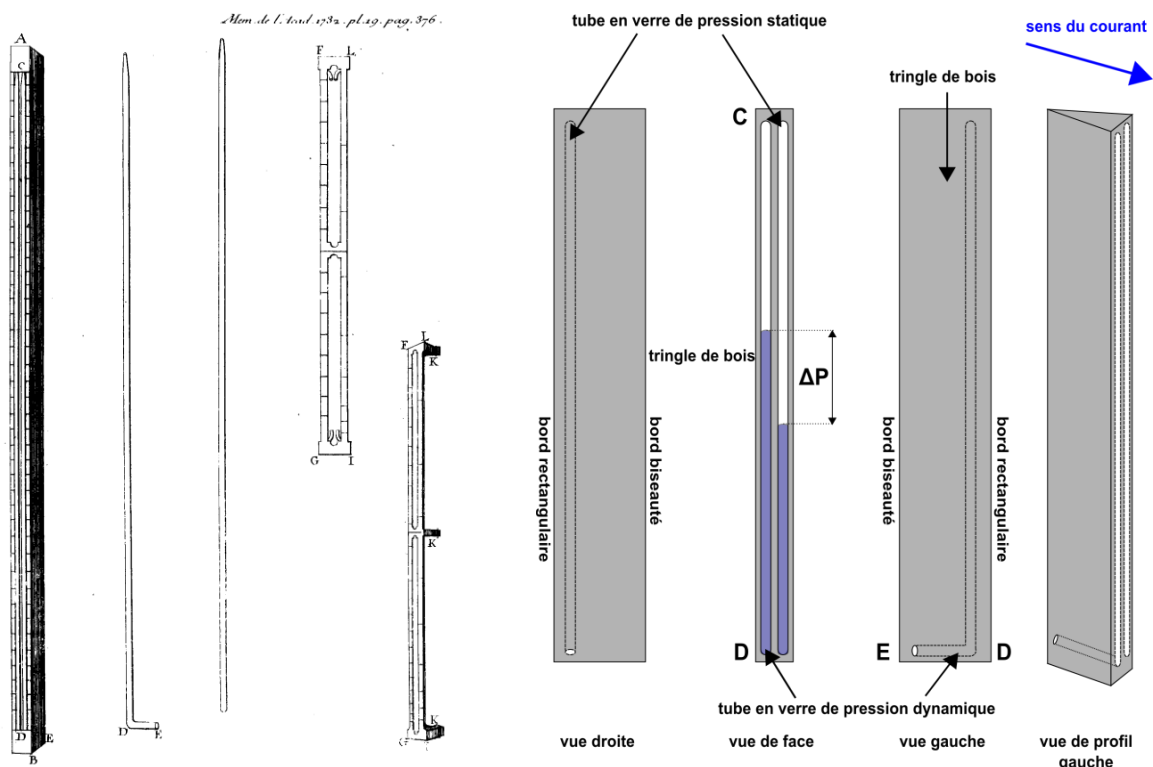


Figure 159. Tube de Pitot conçu par Henri Pitot (1732) (a) et tube de Pitot schématisé (b)

Finalement, grâce à son invention, Henry Pitot montre que la vitesse du courant au fond du lit des rivières est plus faible que celle proche de la surface. Cependant l'invention de Henry Pitot n'a pas eu le succès escompté auprès des ingénieurs de l'époque. En effet jusqu'au

milieu du XIX^e siècle d'autres méthodes plus ou moins compliquées et imprécises (flotteurs, moulinet de Woltmann etc.) et nécessitant l'emploi d'un chronomètre, sont préférées au tube d'Henri Pitot, jugé trop peu fiable. Henry Darcy améliore le dispositif en 1858 afin de « rendre le tube de Pitot [...] exact, [...] pratique » (Darcy [136]). Premièrement, il observe grâce à de nombreuses mesures expérimentales que la vitesse qu'il mesure est en général supérieure à la vitesse réelle qu'il connaît par ailleurs. Ce phénomène est lié à la perte de charge que le fluide subit lorsqu'il pénètre dans le « tube droit » dont l'entrée est perpendiculaire aux lignes de courant. Cette caractéristique est une source d'inexactitude sur la mesure de la vitesse. Deuxièmement, il constate que les oscillations des hauteurs de liquide dans les 2 tubes de pression totale et de pression statique sont liées aux diamètres d'entrée de ces tubes (extrémités inférieures qui servent de point d'entrée du liquide). Ces oscillations sont préjudiciables à une bonne lecture de la hauteur et donc à la mesure de la vitesse. H. Pitot utilise en effet des tubes de verre dont les diamètres d'entrée sont de l'ordre de 1 cm.

Afin de remédier à ces 2 problèmes H. Darcy propose un « tube jaugeur » dérivé du tube de H. Pitot. Il réduit le caractère intrusif de l'appareil en réduisant les diamètres d'entrée des tubes (qu'il réalise en cuivre) à 1,5 mm environ (cf. points « a » et « a' » Figure 160). Cela a pour conséquence directe de réduire « presque entièrement les oscillations dans les tubes ». De plus afin d'annuler complètement ces oscillations il fait monter un robinet (au point 'B') capable de fermer simultanément les orifices inférieurs des tubes coupant ainsi toute communication avec le courant. D'autre part, pour réduire encore l'aspect intrusif de l'ensemble, il éloigne les orifices des deux tubes de la règle qui les porte et il donne une courbure profilée (en forme de profil d'aile) à la règle en bois servant de support à l'ensemble. Le blocage de l'écoulement est ainsi réduit et l'écoulement n'est que très faiblement perturbé par la présence du tube jaugeur au niveau de la zone de mesure (en « a » et « a' »). Grâce à ces améliorations et à une règle millimétrée accolée aux tubes en verre il montre que la différence de hauteur de liquide entre les 2 tubes permet de déduire la vitesse avec une bonne précision.

Enfin les pertes de charges étant irrémédiables, H. Darcy détermine un « coefficient de tarage » μ relatif aux pertes de charges à l'entrée des ajutages en cuivre. Il spécifie que ce coefficient de tarage est caractéristique de la nature géométrique de chaque ajutage. La valeur de ce « coefficient de tarage » est déterminée dans une expérience de calibration. On détermine la vitesse réelle du fluide, grâce à la relation suivante :

$$\mu = \frac{V_{exp}}{V_{reel}} \quad (86)$$

La vitesse réelle peut alors se calculer avec précision à partir de la différence de hauteur du liquide dans les deux tubes h , de la gravité g , et du coefficient de tarage μ grâce à la formule suivante :

$$V_{exp} = \mu \sqrt{2gh} \quad (87)$$

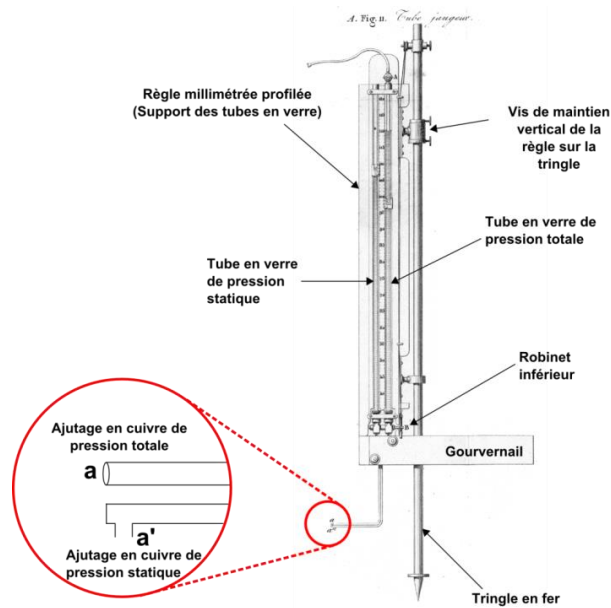
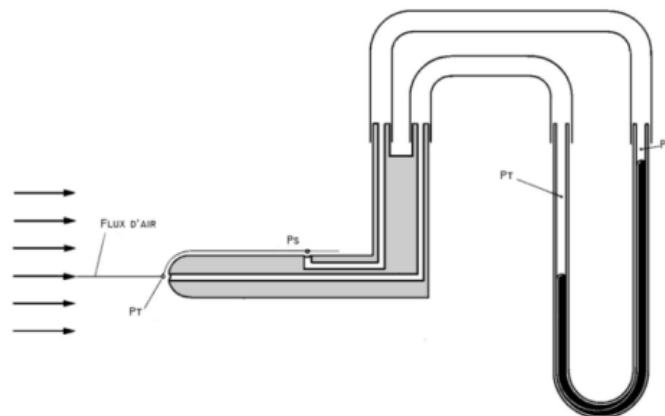


Figure 160. Tube de Pitot amélioré par Henry Darcy (1858) ou « tube jaugeur »

Ludwig Prandtl améliore encore le tube de Darcy en plaçant la mesure de pression statique et la mesure de pression totale sur un même tube. La sonde de Prandtl est donc de taille très réduite (de l'ordre de quelques millimètres) et peu intrusive. La partie (a) de la Figure 161 est une représentation schématique d'un tube de Prandtl. L'ensemble n'est composé que d'un seul tube. L. Prandtl a disposé les 2 orifices correspondants aux 2 prises de pression totale et de pression statique sur la partie basse du tube en forme de 'L'. Le graphique de la Figure 161 (b) représente l'évolution du coefficient de pression en fonction de la distance au point d'arrêt sur le tube de Prandtl. On observe que le coefficient de pression est maximal et positif au niveau du point d'arrêt puis il devient négatif et atteint un minimum à $x/D \approx 0,5$. Ensuite le coefficient de pression tend vers zéro à mesure que l'on s'éloigne du point d'arrêt. Le schéma de la Figure 161 (b), illustre le fait que la prise de pression statique est placée en retrait de la prise de pression totale à l'endroit où le coefficient de pression C_P devient quasiment nul ($x/D \approx 3$). À trois diamètres du point d'arrêt, on peut considérer que la pression mesurée à la surface du tube de Prandtl est égale celle que l'on aurait mesurée en l'absence d'obstacle. En d'autres termes, à $x = 3D$, la pression mesurée en S peut être supposée égale à la pression statique.



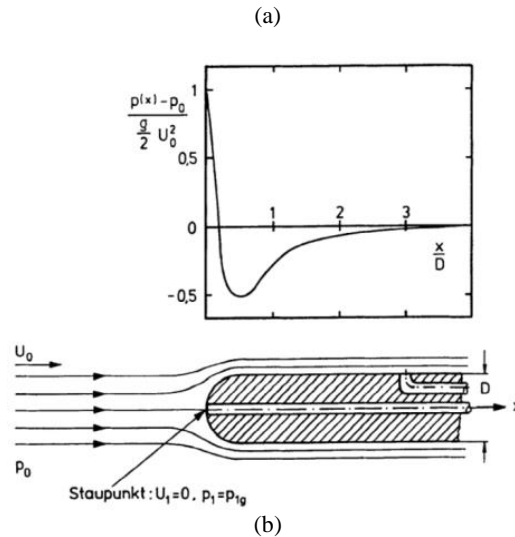


Figure 161. Schéma de principe d'une sonde de Prandtl (a), zoom sur la sonde de Prandtl et position des orifices de mesure de la pression statique et de la pression dynamique (b) (crédits Eckelmann [137] et Oertel Jr [138])

Cette géométrie très particulière permet également à Prandtl de supposer que les deux points T et S (Figure 161 (a)) sont placés le long d'une même ligne de courant allant de l'extrémité avancée de la sonde ('P_{totale}') à l'entrée de la prise de pression statique ('P_{statique}'). Sur cette ligne de courant peut s'appliquer le théorème de Bernoulli qui donne :

$$P_T + \rho g z_T + \frac{1}{2} \rho V_T^2 = P_S + \rho g z_S + \frac{1}{2} \rho V_S^2 \quad (88)$$

Comme la différence de hauteur entre les points 'T' et 'S' est proche de zéro, il suppose que :

$$z_S \approx z_T$$

Il suppose également que le point 'T' est un point de stagnation (ou point d'arrêt), où la vitesse peut être considérée comme nulle, ainsi $V_T = 0$. Par simplification de l'équation (5) il obtient :

$$V_S \approx \sqrt{\frac{2(P_T - P_S)}{\rho}} \quad (89)$$

Aujourd'hui, le terme « tube de Pitot » est communément utilisé par la communauté scientifique, bien qu'il s'agisse en réalité le plus souvent de sonde de Prandtl. L'avantage de cette méthode de mesure de vitesse est qu'elle est relativement simple d'utilisation. De plus cet outil de mesure de la vitesse d'un fluide est robuste vis-à-vis de l'angle entre la direction de l'écoulement et l'axe horizontal de la sonde. En effet, lorsque l'angle entre l'axe de la sonde de pression et l'axe de l'écoulement se situe entre 0° et 12°, la sonde permet de déterminer des vitesses d'écoulement avec une erreur inférieure à 1 % pour la majorité des sondes utilisées en laboratoire (AMCA, NPL ou CETIAT) [139, p. 6]. Cependant, comme les autres instruments de mesures, les tubes de Pitot comportent quelques défauts. Ainsi :

- La mesure par sonde de Prandtl ne prend en compte qu'une composante de la vitesse parallèle à la sonde ;
- Elle est sensible au taux de turbulence ; celui-ci entraîne une surestimation éventuelle de la vitesse s'il est trop grand (supérieur à 10 %) ;
- La sonde de Prandtl est en général réalisée en métal, ce qui lui confère des propriétés de collecteur électrique dans le cas des liquides diélectriques chargés ;
- Le faible diamètre du tube, qui permet de réduire considérablement le côté intrusif du système, peut également être préjudiciable à la qualité de la mesure du fait des contraintes visqueuses et des forces capillaires.

Cette étude bibliographique aborde la problématique de l'intrusivité d'un tube de Pitot pouvant nuire à la précision de la mesure (cf. Darcy). Cependant elle n'est que peu évoquée par la suite dans la littérature. D'après Darcy [136, p. 355], il semble nécessaire d'effectuer un étalonnage d'un tube de Pitot (ou tarage) notamment dans le cas où la géométrie de la sonde est plus intrusive que celle d'une sonde de Prandtl (ex : tube de Pitot plan ou rectangulaire cf. Repik [140], Alekseev [141], Quarmby [142]).

A.c. La Vélocimétrie Laser Doppler

La vélocimétrie Laser Doppler (ou LDV en anglais) est une technique de mesure ponctuelle de la vitesse basée sur l'effet Doppler-Fizeau découvert en 1842 par Christian Doppler et en 1848 par Hippolyte Fizeau. Cette méthode consiste à étudier le déplacement de particules préalablement dispersées dans le fluide pour en déduire la vitesse de l'écoulement. Ce procédé nécessite donc la présence de particules d'ensemencement qui sont supposées suivre fidèlement l'écoulement hydrodynamique.

Il existe plusieurs variantes de cette technique ; la plus utilisée aujourd'hui est la LDV à franges. Elle utilise 2 faisceaux laser de même longueur d'onde qui se croisent au point de mesure en formant un réseau de franges d'interférence. Ce point de mesure a une taille de l'ordre de 100 μm . Une particule traversant ce volume de mesure rencontre alternativement des zones d'intensité lumineuse maximale et minimale. Celles-ci diffusent alors la lumière reçue sous la forme d'un clignotement lumineux détecté par un photomultiplicateur. Notons que le réseau de franges est en mouvement grâce à un décalage en fréquence f^* de l'un des faisceaux laser (de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz) par rapport à l'autre faisceau laser (Boutier [91, p. 55]). Ainsi une particule qui traverse le volume de mesure à une vitesse différente de celle du défilement du réseau de frange émet un clignotement lumineux dont la fréquence f_D diffère de f^* . C'est ce décalage en fréquence appelée fréquence Doppler f_D qui permet de remonter à la vitesse de la particule grâce à la formule suivante :

$$f_D = \frac{2 \cdot n \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \cdot U \quad (90)$$

Où U est la composante de la vitesse, f_D est la fréquence du signal Doppler et θ l'angle entre les 2 faisceaux laser

La raison pour laquelle la plupart des systèmes LDV utilisent un double effet Doppler est liée à la gamme d'utilisation des photomultiplicateurs nécessaires à l'amplification du signal lumineux reçu. En effet, lorsqu'une particule mobile traverse un réseau de franges fixes elle émet un signal alternatif à $f \approx 10^{14}$ Hz difficile à mesurer avec des photomultiplicateurs usuels. En revanche lorsqu'une particule mobile traverse un réseau de franges mobiles (dont la vitesse de défilement est judicieusement choisie), elle émet un signal alternatif à $f \approx 10^8$ Hz adapté à la gamme d'utilisation des photomultiplicateurs usuels (Boutier [91, p. 55]).

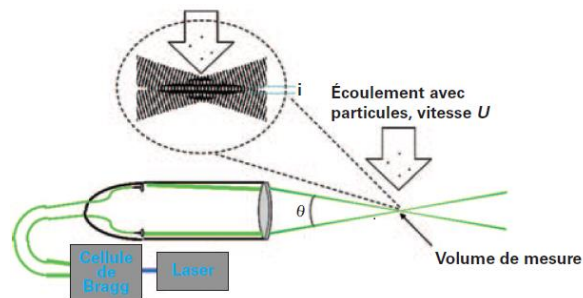


Figure 162. Schéma de principe de la LDV (Crédits Caré [139])

Cette technique est utilisée comme méthode de référence en métrologie grâce à sa très faible erreur de justesse de l'ordre de 0,5 % de la valeur mesurée [91, p. 131]. De plus en utilisant 3 lasers de longueurs d'onde différentes, elle permet d'obtenir les 3 composantes de la vitesse en un point dont l'incertitude sur la position est inférieure à 100 μm [91, p. 131]. Équipée de bancs de translation linéaire (ex : banc Isel®), cette technique permet d'effectuer des profils de vitesse. Enfin, la LDV possède l'avantage de donner accès au spectre de fluctuations turbulentes grâce à la connaissance de l'histoire temporelle et locale de la vitesse. Pour cette raison, la LDV est notamment utilisée pour des études fondamentales. Étant donnée sa résolution spatiale cette technique est, par exemple, particulièrement adaptée à la mesure de profils de couche limite en proche paroi. En revanche, la LDV ne permet pas d'obtenir facilement une cartographie globale de la vitesse ou du champ de turbulence. En effet la mesure de ces grandeurs sur un champ est effectuée point par point, ce qui est coûteux en temps. De plus cela nécessite que le phénomène observé soit stationnaire, ce qui n'est pas toujours le cas. En outre cette technique requiert l'emploi de particules d'ensemencement qui doivent être judicieusement choisies de façon à représenter fidèlement les fluctuations de l'écoulement. Les paramètres d'un ensemencement optimal sont détaillés dans la suite de cette thèse.

En ce qui concerne la présente étude, cette technique permettrait d'avoir une mesure locale précise. Cependant elle ne permettrait pas d'accéder facilement au champ de vitesse. Il serait par exemple complexe d'étudier la présence et le comportement de structures complexes comme les tourbillons. Bien que souvent résolue en temps, la LDV n'est pas la technique la plus appropriée pour observer la présence de structures tourbillonnaires.

A.d. La strioscopie (ou « schlieren »)

Les méthodes basées sur la visualisation des faibles variations de l'indice de réfraction optique d'un milieu transparent ont été imaginées et utilisées pour la 1^{re} fois par R. Hooke [143] en 1665. Il observe la vibration de l'air au-dessus d'une flamme de bougie et met en évidence le phénomène de convection dans l'air produit par une source ponctuelle de chaleur.

Plus généralement, on distingue la strioscopie en éclairage cohérent (éclairage dont la source est relativement large ; ex : lumière du soleil) basée sur la méthode Toepler [144] – Foucault [145] (principe de l'optique géométrique et de la déviation des rayons lumineux cf. Figure 163) et la strioscopie en éclairage cohérent (laser) dont le principe est basé sur la notion de filtrage des fréquences spatiales. Le terme de « schlieren » est quant à lui issu du mot allemand « schliere » qui signifie « traînée » inventé par August Toepler en référence aux sillages observés grâce à cette technique derrière des objets en mouvement rapide dans l'air. Il désigne le même concept que la strioscopie.

La strioscopie en éclairage (spatialement) incohérent est présentée de façon schématique sur la Figure 163. Elle consiste à éclairer un objet (P) à l'aide d'une source de lumière (S). Pour voir l'image (P') de l'objet (P) sur l'écran il faut occulter l'image S' de la source S à l'aide d'un obstacle (C). Ainsi on peut observer les rayons lumineux qui ont été déviés par la présence de l'objet et qui ne sont pas focalisés au même endroit (voir le rayon traversant l'objet P qui est un milieu transparent). On élimine ainsi le fond continu de l'image (S') et les détails de l'objet (créés par les changements d'indice de réfraction) apparaissent avec un contraste augmenté. Ce montage agit donc comme un filtre passe-haut qui révèle les zones où le chemin optique a été modifié par un changement d'indice optique. Il met en évidence les variations d'indice de réfraction du 1^{er} ordre $\left(\frac{dn}{dx}\right)$. Les gradients thermiques ou les vitesses élevées d'un fluide compressible, étant à l'origine des variations de la densité du milieu.

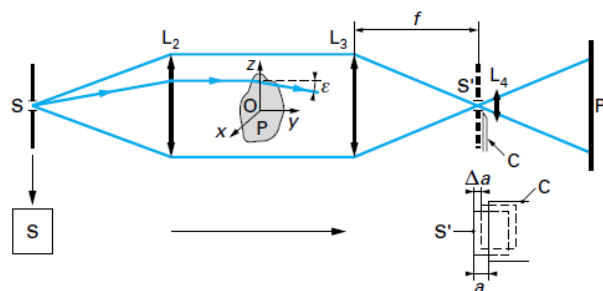


Figure 163. Schéma de principe de la strioscopie en éclairage incohérent (Crédits Prenel [146])

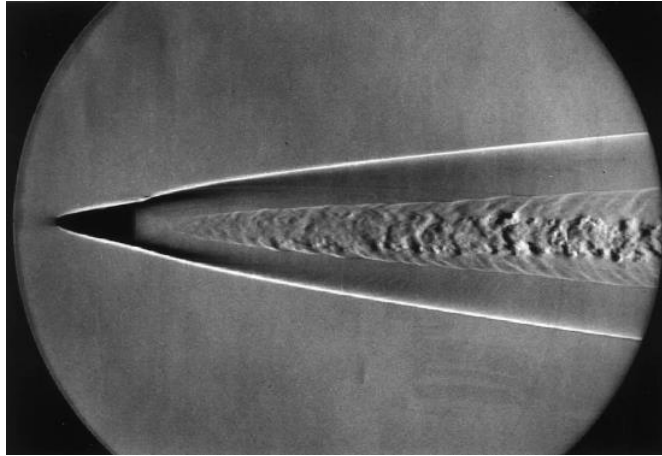


Figure 164. Striogramme d'un projectile en vol supersonique (crédits Institut Saint Louis [147])

L'avantage principal de cette technique est qu'elle n'est pas intrusive et ne nécessite aucun ajout de traceurs. Elle permet l'étude qualitative des variations de masse volumique (ex : discontinuités, chocs etc.) avec une grande netteté des images. En revanche, cette technique n'est pas adaptée à la mesure des variations de masse volumique pour les écoulements tridimensionnels (soit la plupart des écoulements liés à des variations de masse volumique). En effet, l'image produite est une intégration des variations de masse volumique dans un volume de fluide traversé par les rayons lumineux. On ne peut donc pas déduire la vitesse à partir des striogrammes. Certains auteurs (Sueda [148]) sont parvenus à mettre en évidence le phénomène de variation d'indice de réfraction dans l'huile de silicone soumise à une différence de potentielle élevée (7 kV). Cependant ils ont montré que ces variations étaient dues à l'apparition d'un gradient de température qui n'avait qu'un lien indirect avec la vitesse du fluide. Il n'est donc pas encore possible de déduire la vitesse d'un striogramme obtenu dans un liquide diélectrique chargé sans gradient de température.

A.e. La Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV)

L'une des principales méthodes utilisées aujourd'hui dans l'analyse des écoulements est la vélocimétrie par imagerie de particules (ou « Particle Image Velocimetry » PIV) qui est une technique de mesure de champs de vitesse instantanée. Comme dans le cas de la LDV (cf. partie A.c), des particules judicieusement choisies doivent être ajoutées pour permettre de suivre les mouvements du fluide sans les perturber. Le principe de cette méthode est le suivant : un laser illumine les particules préalablement ensemencées dans le fluide (liquide ou gazeux) puis une caméra enregistre 2 clichés successifs d'une distribution de particules dans un fluide. On applique ensuite à ce doublet d'images un traitement de corrélation permettant de calculer les mouvements (vecteurs vitesse) des particules du champ de visualisation. La vitesse du fluide est alors déduite du déplacement de groupes de particules. La Figure 165 présente les principaux éléments d'une mesure PIV.

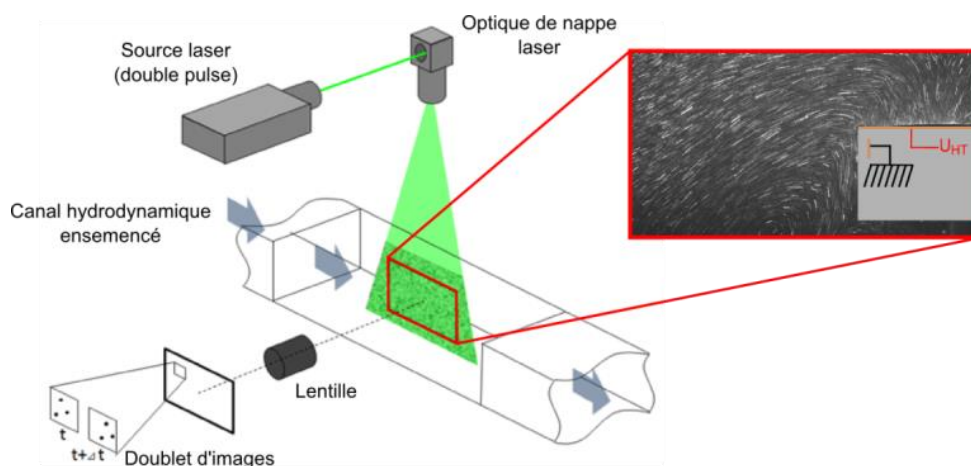


Figure 165. Schéma de principe de la PIV

Il est usuel de dater l'apparition de la PIV au début des années 1990, mais elle est en réalité le fruit de l'évolution de nombreuses techniques de mesure développées depuis les années 1930 comme : la chronophotogrammétrie plane de Chartier, mise au point en 1937 [149] ou encore la « Laser Speckle Velocimetry » ou LSV de Dudderar et Simpkins (1977 [150]) qui utilise un grand nombre de traceurs considérés individuellement. Cette technique est ensuite améliorée par Schon en 1979 [151] et devient la PIDV (« Particle Image Displacement Velocimetry »). C'est finalement en 1984 que Adrian [152] propose une classification des méthodes basées sur la densité de particules. Il introduit une différenciation entre les techniques de suivi de trajectoire de particules (PSV) ou de suivi de particules (PTV, Speckle ou LSV) qui permettent d'étudier le mouvement individuel d'un petit nombre de traceurs (technique dite de « basse densité », où le nombre de particules par cellule d'interrogation est très inférieur à 1), et la PIV (« Particle Image Velocimetry ») qui utilise un grand nombre de particules (technique de « haute densité » où le nombre de particules par cellule d'interrogation est très supérieur à 1). Cette dernière est basée sur un traitement statistique de corrélation sur des sous-espaces du champ de visualisation appelés « fenêtres d'interrogation ». La LSV associe un vecteur de vitesse à chaque particule au moyen d'un algorithme de prédiction de trajectoire. De son côté, la PIV associe un vecteur de vitesse à un groupe de particules présent dans une fenêtre d'interrogation. Les principes théoriques de la mesure PIV sont basés sur la théorie des systèmes linéaires et ont été mis au point par Keane et Adrian [153], [154] dès 1990. À partir de cette même année, l'inter-corrélation est apparue avec le développement des caméras permettant l'enregistrement de 2 images séparées par un intervalle de temps court. Enfin, l'arrivée du laser et de l'informatique dans les années 1990 donne à la méthode PIV sa forme actuelle. Tout d'abord le laser grâce à un éclairage plus puissant et plus précis, permet aux particules d'ensemencement de diffuser plus efficacement. Enfin l'arrivée sur le marché de mémoires numériques de forte capacité permet d'accroître les capacités de stockage nécessaires à l'acquisition rapide de grandes quantités d'images.

Aujourd'hui, cette méthode est communément utilisée dans tous les laboratoires de recherche en mécanique des fluides, en aérodynamique, en combustion ainsi que dans certaines entreprises liées aux transports, à l'énergie et aux études environnementales.

En conclusion, la PIV est une méthode précise qui permet d'obtenir des mesures de vitesse sur des domaines spatiaux de taille très variable (du micromètre carré au mètre carré en PIV 2D) avec une précision de déplacement de l'ordre du 1/10 de pixel. Ses évolutions (tomo-PIV, tomographie à balayage, holographie) lui permettent aujourd'hui de déterminer la vitesse dans des volumes 3D avec une résolution spatiale similaire. De plus l'augmentation de la fréquence d'acquisition des caméras (jusqu'à 30 kHz) et de pulsation des lasers à haute densité de puissance permet des mesures résolues en temps pour capter l'évolution des phénomènes transitoires de l'ordre de quelques centaines de microsecondes.

Les inconvénients liés à ces techniques PIV modernes résident dans le fait que la quantité de données générée nécessite des temps de calculs très importants et des espaces de stockage conséquents. D'autre part, la PIV dans toutes ses variantes nécessite l'ajout de particules (comme la LDV) qui doivent être choisies judicieusement pour révéler les mouvements du fluide et notamment les plus petites fluctuations de l'écoulement. L'ensemencement pour la méthode PIV (valable pour toute méthode nécessitant des traceurs) repose sur deux hypothèses fortes :

- (1) L'ajout de particules ne doit pas modifier la topologie de l'écoulement
- (2) Les particules (ou traceurs) doivent suivre exactement le mouvement du fluide. En d'autres termes, la vitesse des particules par rapport à celle du fluide (appelée vitesse de migration \vec{V}_{mig} ou vitesse de glissement) doit être quasi nulle afin que la vitesse des particules \vec{V}_p et la vitesse du fluide \vec{V}_f se confondent (formule 91):

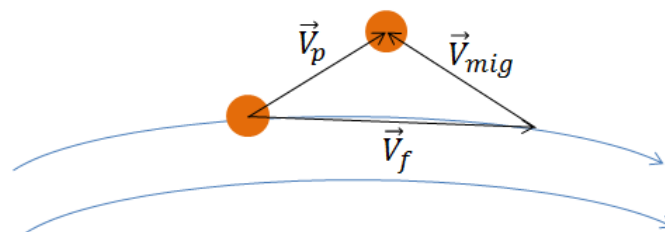


Figure 166. Vitesse de migration d'une particule dans un fluide

$$\vec{V}_{mig} = \vec{V}_p - \vec{V}_f \approx 0 \quad (91)$$

B. Calcul du temps de charge théorique d'une particule dans un champ ionisé (d'après Pauthenier [86])

Considérons une particule conductrice de volume Ω et de surface $\partial\Omega$, plongée dans un champ électrique uniforme et une densité de charge unipolaire.

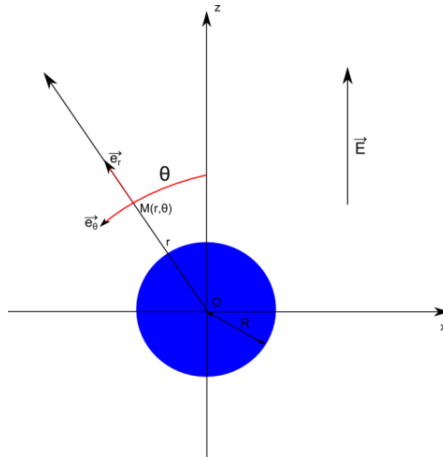


Figure 167. Particule plongée dans un champ électrique uniforme

La charge accumulée q à l'intérieur du volume Ω de cette particule à l'instant t_2 est égale à la somme de la charge présente à l'instant t_1 et de la variation de charge entre les instants t_1 et t_2 . Cette variation de charge se calcule en intégrant le courant qui traverse la surface $\partial\Omega$ entre les deux instants considérés.

$$q = \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt + q(t_1) \quad (92)$$

Où $I = \int_{\partial\Omega} \vec{j} \cdot \vec{n} ds$

Avec \vec{n} le vecteur normal à la surface $\partial\Omega$ et \vec{j} le vecteur densité de courant dont l'expression est donnée ci-dessous :

$$\vec{j} = \vec{j}_{cond} + \vec{j}_{conv} + \vec{j}_M + \vec{j}_{diff} + \vec{j}_{dep} \quad (93)$$

Où :

- \vec{j}_{cond} est la densité de courant de conduction

$$\vec{j}_{cond} = \sigma \vec{E} = \sum \rho_i K_i \vec{E} \quad (94)$$

- \vec{j}_{conv} est la densité de courant de convection

$$\vec{j}_{conv} = \sum \rho_i \vec{u} \quad (95)$$

- \vec{j}_M est la densité de courant d'aimantation

$$\vec{j}_M = \overline{rot} \vec{M} \quad (96)$$

- \vec{j}_{diff} est la densité de courant de diffusion

$$\vec{j}_{diff} = -D_- \overline{grad}(\rho_-) + D_+ \overline{grad}(\rho_+) \quad (97)$$

- \vec{j}_{dep} est la densité de courant de déplacement

$$\vec{j}_{dep} = \frac{\partial \overline{\epsilon \vec{E}}}{\partial t} \quad (98)$$

En pratique, le courant de charge est créé par les ions qui entrent ou sortent de la particule à travers la surface $\partial\Omega$. En première approximation, on peut considérer que les ions ne sont pas convectés par l'écoulement vers les particules puisque les particules suivent elles aussi les mouvements du liquide. Cette hypothèse revient à considérer que la vitesse relative des ions par rapport à la particule est uniquement créée par le champ électrique local. Les particules ayant une taille infiniment grande devant celle des ions on considère que la mobilité des particules est négligeable.

Si on considère la surface $\partial\Omega$ le courant de convection y est supposé nul : $\vec{j}_{conv} \approx 0$.

De plus, l'aimantation, la diffusion, et le courant de déplacement sont considérés comme négligeables $\vec{j}_M \approx 0$ $\vec{j}_{diff} \approx 0$ $\vec{j}_{dep} \approx 0$.

Finalement le vecteur densité de courant s'écrit sous la forme simplifiée :

$$\vec{j} = \vec{j}_{cond} = \rho K \vec{E}$$

Alors le courant qui circule à travers $\partial\Omega$ est :

$$I = \int_{\partial\Omega} \vec{j} \cdot \vec{n} ds = \int_{\partial\Omega} \rho K \vec{E} \cdot \vec{ds} = \int_{\partial\Omega} \rho K E_r ds \quad (99)$$

Supposons que le volume Ω est une sphère à peine plus grande que la particule, de rayon R_Ω légèrement supérieur à R (rayon de la particule) $R_\Omega \approx R$. L'élément de surface d'une couronne de la sphère de volume Ω représentant la particule est : $ds = 2\pi R_\Omega^2 \sin(\theta) d\theta$; ce qui nous donne l'expression du courant total I :

$$I = \int_0^\pi \rho K E_r 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta \quad (100)$$

B.a. Temps de charge d'une particule conductrice

En insérant l'expression du champ radial autour d'une **particule conductrice chargée** (équation 30) on obtient :

$$I = \int_0^\pi \rho K \left(3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} \right) 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta \quad (101)$$

Pour que la quantité de charge augmente, il faut qu'une partie au moins de sa surface soit attractive, c'est-à-dire que la force qui attire l'ion soit dirigée vers la particule

$$\vec{F}_{radiale} = e_0 \vec{E}_r \cdot \vec{n} < 0$$

Où e_0 est la charge d'un ion

Au tout début du processus de charge, la particule n'est pas chargée ($q=0$) donc :

$$\vec{E}_r = e_0 3E \cos(\theta) \vec{n}$$

Et la particule n'est attractive que s'il existe une région de la particule telle que

$$e_0 \cdot \vec{E}_r \cdot \vec{n} < 0$$

Ou encore si

$$e_0 3E \cos(\theta) < 0$$

Si on se place dans le cas d'une densité volumique de charge négative alors $e_0 < 0$

Et cette condition n'est vérifiée qu'en tout point tel que

$$\cos(\theta) > 0$$

Ce qui correspond à la demi-sphère supérieure de la particule.

A l'opposé si la densité de charge est positive $e_0 > 0$, et la particule est attractive que là où

$$\cos(\theta) < 0$$

Et cette fois c'est la demi-sphère inférieure qui devient attractive.

Plus les charges unipolaires s'accroissent sur la surface de la particule et plus celle-ci devient répulsive. Le processus de charge se poursuit tant qu'une partie du champ électrique radial reste attractive c'est-à-dire tant qu'il existe une zone telle que :

$$\vec{F}_{radiale} = e_0 \vec{E}_r \cdot \vec{n} < 0$$

$$e_0 \cdot \left(3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} \right) < 0$$

Dans le cas d'une densité volumique de charge négative où $e_0 < 0$ et $q < 0$

La condition est vérifiée pour tout θ tel que :

$$3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} > 0$$

$$\cos(\theta) > \frac{q}{12E\pi\epsilon_f R^2}$$

Ce qui correspond à une calotte sphérique située dans la partie supérieure de la particule

Et dans le cas d'une densité volumique de charge positive où $e_0 > 0$ et $q > 0$

La condition est vérifiée pour tout θ tel que :

$$3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} < 0$$

$$\cos(\theta) < \frac{q}{12E\pi\epsilon_f R^2}$$

Encore une fois une calotte sphérique située dans la partie inférieure

Si on appelle θ_0 l'angle délimitant la calotte sphérique alors :

$$\cos(\theta_0) = \frac{q}{12 E\pi\epsilon_f R^2} \quad (102)$$

La figure 40 présente un exemple de calcul du champ radial d'une particule conductrice placée dans une densité de charge négative. Sur la Figure 168 (a) la particule est non chargée. Dans la partie supérieure de la particule le champ radial est attractif (en bleu) alors que dans la partie inférieure le champ est répulsif (en rouge). La calotte sphérique qui délimite la zone attractive occupe toute la demi-sphère supérieure (en jaune) et $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$. La Figure 168 (b) présente le cas d'une particule partiellement chargée. La particule est plus répulsive. Dans ce cas la calotte sphérique est réduite et n'occupe plus qu'une partie de l'hémisphère supérieure ($\theta_0 = \frac{\pi}{4}$)

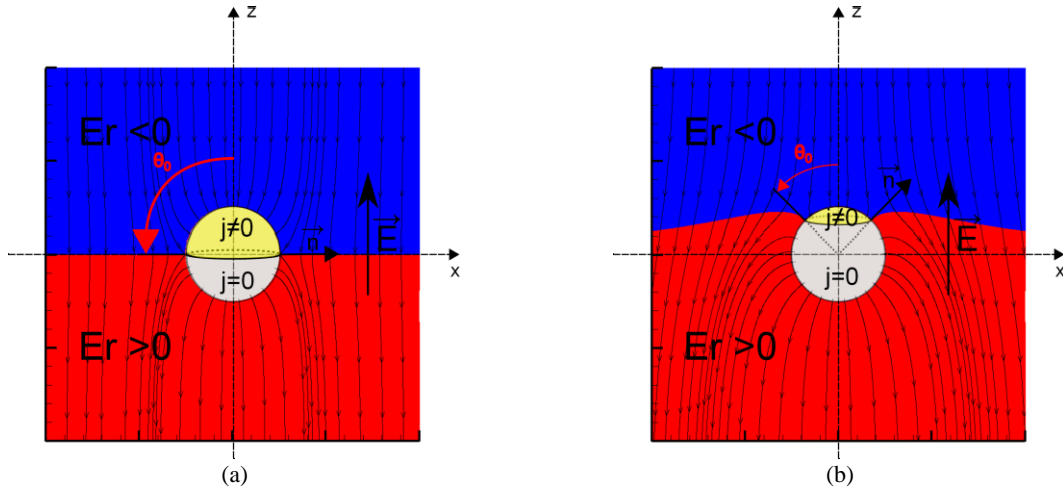


Figure 168. Signe du champ électrique radial E_r autour d'une particule conductrice non chargée (a) puis d'une particule partiellement chargée (b)

Reprenons donc le calcul de détermination du courant de la particule :

$$I = \int_{\theta_0}^{\pi} \rho K E_r 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta + \int_0^{\theta_0} \rho K E_r 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta \quad (103)$$

On sait cependant que pour tout angle θ compris entre θ_0 et π , le champ radial à la surface de la sphère délimité par ces angles est positif ou nul et que par conséquent le flux d'ion y est nul ($\vec{j} = 0$). Ainsi on a :

$$I = 0 + \int_0^{\theta_0} \rho K E_r 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta = 2\pi R^2 \rho K \int_0^{\theta_0} E_r \sin(\theta) d\theta \quad (104)$$

On remplace ensuite le champ radial par son expression : $E_r = 3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_{ext} R^2}$ dans l'équation précédente :

$$I = 2\pi R^2 \rho K \int_0^{\theta_0} \left(3E \cos(\theta) - \frac{q}{4\pi\epsilon_f R^2} \right) \sin(\theta) d\theta \quad (105)$$

On développe l'expression en utilisant la formule trigonométrique suivante : $\cos(\theta) \sin(\theta) = \frac{\sin(2\theta)}{2}$ et la formule (119) on obtient :

$$I = 3E\pi R^2 \rho K \int_0^{\theta_0} \left(\sin(2\theta) - 2 \frac{q}{12 E\pi\epsilon_f R^2} \sin(\theta) \right) d\theta \quad (106)$$

$$I = 3E\pi R^2 \rho K \int_0^{\theta_0} (\sin(2\theta) - 2 \cos(\theta_0) \sin(\theta)) d\theta$$

Puis on intègre :

$$I = 3E\pi R^2 \rho K \left[-\frac{\cos(2\theta)}{2} + 2 \cos(\theta_0) \cos(\theta) \right]_0^{\theta_0} \quad (107)$$

Et en transformant l'expression au moyen de la formule trigonométrique suivante : $\cos(2\theta) = 2\cos^2(\theta) - 1$, on obtient :

$$I = 3E\pi R^2 \rho K \left(-\frac{2\cos^2(\theta_0) - 1}{2} + 2 \cos(\theta_0) \cos(\theta_0) + \frac{2 - 1}{2} - 2 \cos(\theta_0) \right) \quad (108)$$

L'expression simplifiée nous donne ensuite :

$$\begin{aligned} I &= 3E\pi R^2 \rho K (\cos(\theta_0) - 1)^2 \\ \Leftrightarrow I &= 3E\pi R^2 \rho K \left(\frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2} - 1 \right)^2 \end{aligned} \quad (109)$$

Comme

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (110)$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= 3E\pi R^2 \rho K \left(\frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2} - 1 \right)^2 \\ \Leftrightarrow \frac{dq}{dt} &= 3E\pi R^2 \rho K \left(1 - \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2} \right)^2 \\ \Leftrightarrow 12 E\pi \varepsilon_f R^2 \frac{d \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2}}{dt} &= 3E\pi R^2 \rho K \left(1 - \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2} \right)^2 \\ \Leftrightarrow \frac{d \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2}}{dt} &= \frac{\rho K}{4 \varepsilon_f} \left(1 - \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (111)$$

On pose $\lambda = \frac{q}{12 E\pi \varepsilon_f R^2}$ où $[\lambda] = \emptyset$ et $\tau = \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K}$ où $[\tau] = \text{seconde}$; et on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{(1 - \lambda)^2}{\tau} \\ \Leftrightarrow \frac{d\lambda}{(1 - \lambda)^2} &= \frac{dt}{\tau} \end{aligned} \quad (112)$$

On intègre la dernière expression et il vient :

$$\Leftrightarrow \frac{\lambda}{(1-\lambda)} = \frac{t}{\tau} \quad (113)$$

Et finalement il nous vient l'expression de λ :

$$\lambda = \frac{t}{t + \tau} \quad (114)$$

Et en remplaçant dans la formule précédente les termes λ et τ par leurs expressions développées, on obtient l'expression de la charge de la particule en fonction du temps :

$$q(t) = \frac{12 \pi \varepsilon_f E R^2 t}{t + \frac{4\varepsilon_f}{\rho K}} \quad (115)$$

En faisant tendre le temps vers l'infini on retrouve bien l'expression de la charge maximale portée par une particule conductrice obtenue dans formule (33), à savoir :

$$q(t \rightarrow \infty) = q_{max} = 12 E \pi \varepsilon_f R^2 \quad (116)$$

On peut en déduire le temps nécessaire à une particule non chargée pour acquérir une charge q

$$t(q) = \frac{4\varepsilon_f / \rho K}{(12\pi\varepsilon_f E R^2 - q)} \cdot q \quad (117)$$

Et enfin le temps de demi-charge d'une particule conductrice s'obtient lorsque $q(t) = \frac{q_{max}}{2} = 6 E_0 \pi \varepsilon_{ext} R^2$

$$t_{1/2} = \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K} = \tau \quad (118)$$

B.b. Temps de charge d'une particule diélectrique

Si on applique la même démarche au cas d'une particule isolante en partant de l'expression du champ radial autour d'une **particule diélectrique chargée** (formule 29) :

$$E_r = E \cos \theta \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) - \frac{q}{4\pi\varepsilon_f R^2}$$

On obtient une calotte sphérique telle que pour tout $\theta \in [0; \theta_0]$, le vecteur densité de courant est non nul avec :

$$\cos(\theta_0) = \frac{q}{4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)} \quad (119)$$

En insérant l'expression du champ électrique radial dans la formule du courant traversant la particule diélectrique (formule (100)) :

$$\begin{aligned} I &= \int_0^\pi \rho K \left(E \cos(\theta) \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) - \frac{q}{4\pi R^2 \varepsilon_f} \right) 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta \\ &= 2E\pi R^2 \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) \rho K \int_0^\pi \left(\cos(\theta) - \right. \\ &\quad \left. \frac{q}{4\pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)} \right) \sin(\theta) d\theta \\ &= 2E\pi R^2 \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) \rho K \int_0^\pi (\cos(\theta) - \cos(\theta_0)) \sin(\theta) d\theta \end{aligned} \quad (120)$$

L'issue de ce calcul d'intégral nous donne le résultat suivant :

$$I = \pi R^2 E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) \rho K \left[-\frac{\cos(2\theta)}{2} + 2 \cos(\theta_0) \cos(\theta) \right]_0^{\theta_0} \quad (121)$$

$$I = \pi R^2 E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) \rho K (\cos(\theta_0) - 1)^2 \quad (122)$$

En remplaçant $\cos(\theta_0)$ par son expression, et grâce à la relation $I = \frac{dq}{dt}$ il vient :

$$\Leftrightarrow \frac{d \frac{q}{4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)}}{dt} = \frac{\rho K}{4 \varepsilon_f} \left(1 - \frac{q}{4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)} \right)^2 \quad (123)$$

Afin de résoudre l'équation (123), on pose les constantes suivantes :

$$\lambda = \frac{q}{4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)} \quad (124)$$

$$[\lambda] = \emptyset$$

$$\tau = \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K} \quad (125)$$

$$[\tau] = \text{seconde}$$

L'expression (123) devient alors :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{(1 - \lambda)^2}{\tau} \quad (126)$$

De la même manière que pour le cas de la particule conductrice, nous pouvons obtenir la formule de la **charge en fonction du temps pour une particule diélectrique** :

$$q(t) = \frac{4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) t}{t + \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K}} \quad (127)$$

Il est intéressant de noter que lorsqu'on fait tendre 't' vers l'infini on retrouve bien la charge maximale qu'une particule diélectrique peut porter et retrouver la formule (34) précédemment démontrée :

$$q(t \rightarrow \infty) = q_{max} = 4 \pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right) \quad (128)$$

D'autre part, le temps de charge d'une particule diélectrique est donné par la formule suivante :

$$t(q) = \frac{4 \varepsilon_f / \rho K}{q_{max} - q} \cdot q \quad (129)$$

Enfin on en déduit le temps de demi-charge

$$q(t) = \frac{q_{max}}{2} = 2\pi R^2 \varepsilon_f E \left(1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_f}{\varepsilon_p + 2 \varepsilon_f} \right) \right)$$

$$t_{1/2} = \frac{4 \varepsilon_f}{\rho K} = \tau \quad (130)$$

On peut remarquer que le temps de demi-charge d'une particule diélectrique est strictement identique à celui d'une particule conductrice. De même ce temps de demi-charge est indépendant de la permittivité électrique de la particule.

C. Mesure de courant et de puissance sur l'actionneur IBD

Les mesures de courants effectuées sur l'actionneur IBD sont complexes car elles sont réalisées sous de grandes différences de potentiel (risques de claquages des appareils de mesure) qui ne génèrent que de très faibles courants de l'ordre du microampère. Plusieurs stratégies sont donc employées pour tenter d'avoir une information sur le courant et la puissance la plus fiable possible. Les mesures de courant sont réalisées grâce à la mesure de la chute de potentiel aux bornes d'une résistance de shunt ainsi que la récupération de l'information délivrée par le connecteur de la source de haute tension. Dans une 1^{re} étape une calibration de l'information de courant délivrée par la source haute tension (connecteur) est nécessaire

C.a. Étalonnage de l'information de courant du connecteur de la source de tension continue

La source de tension SL10n30 (Spellman®) est capable de délivrer des tensions continues et négatives dans la gamme [- 30 kV ; - 1 kV] et de générer des courants pouvant atteindre 300 μ A. La puissance maximale délivrée par la source atteint donc environ 9 W. Elle est équipée d'un connecteur permettant de récupérer les données de tension et courant délivrés grâce à un signal analogique dans la gamme [0 ; 10 V].

Afin de vérifier la fiabilité de ces informations de courants et tension, un circuit électrique est réalisé (cf. Figure 169) comprenant la source de haute tension, une résistance élevée de 600 M Ω ($\pm 5\%$) et une résistance de shunt de 464 k Ω ($\pm 1\%$) sur laquelle on mesure la chute de potentiel. Les appareils de mesure utilisés sont un multimètre électronique (Metrix® MTX3290) pour la mesure visuelle de la chute de potentiel aux bornes de la résistance de shunt ainsi qu'un oscilloscope (LeCroy® HDO 6054) pour le traitement des données de courant et tension délivrées par le connecteur de la source de haute tension.

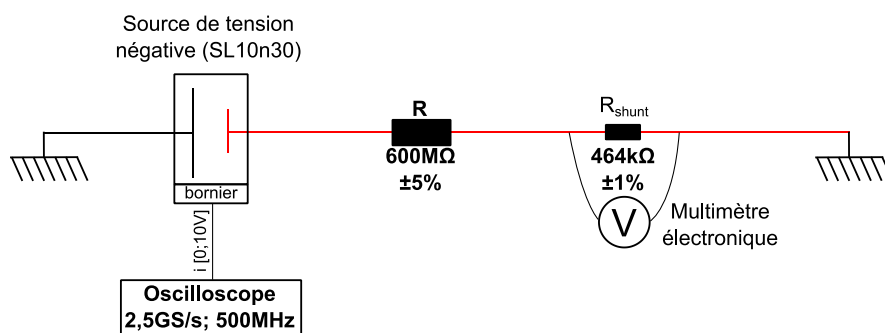


Figure 169. Schéma électrique de calibration de la source de tension SL10n30

Étant donné que la résistance de shunt est placée sur le circuit de haute tension (en rouge), on utilise une grande résistance R (600 M Ω) en amont afin de protéger la résistance de shunt R_{shunt} d'une éventuelle détérioration pouvant nuire à la qualité des mesures. D'autre part il est

impossible de réaliser une mesure aux bornes d'une résistance dont la valeur de résistance est supérieure à l'impédance maximale du multimètre soit 60 MΩ. Pour cette raison la résistance de shunt est choisie avec une valeur beaucoup plus faible que l'impédance maximale du multimètre (464 kΩ).

La mesure de courant est effectuée directement par la source haute tension (SL10n30) et transmise à un oscilloscope sous la forme d'un signal analogique $U_{analogique}$ [0 ; 10 V] via un câble coaxial. Ce signal est échantillonné à une fréquence de 1 MHz et des moyennes sur $5 \cdot 10^5$ points sont calculées toutes les 0,5 secondes et simultanément converties en ampère grâce à la formule (131) puis exportées en fichier texte.

$$I = U_{analogique} * \frac{I_{max_{SL10}}}{U_{max_{analogique}}} \quad (131)$$

Où $I_{max_{SL10}} = 0,00033A$ est le courant maximale délivrable par la source SL10n30 et $U_{max_{analogique}} = 10 V$ est la pleine échelle du signal analogique du connecteur

Les mesures entre 0 et - 10 kV sont réalisées pendant 30 secondes et pour les tensions comprises entre - 11 kV et - 30 kV, les mesures sont réalisées pendant 10 secondes afin d'éviter une détérioration prématurée des résistances du circuit.

Simultanément, on récupère par lecture visuelle la tension mesurée par le multimètre placée en parallèle de la résistance de shunt. Il est placé en parallèle de la résistance de shunt sur un support isolant de PMMA de 10cm d'épaisseur afin de garantir le potentiel flottant de l'appareil. Généralement la valeur indiquée par le multimètre se stabilise au bout de 5 secondes mais c'est la valeur finale après 30s ou 10s (suivant la gamme de tension) qui est considérée. Cette valeur de tension est ensuite convertie en ampère grâce à la formule suivante :

$$I = \frac{U_{shunt}}{R_{shunt}} \quad (132)$$

Où U_{shunt} est la chute de tension mesurée aux bornes de la résistance de shunt ; $R_{shunt}=464 \text{ k}\Omega \pm 1\%$

L'incertitude sur la mesure du courant via la résistance de shunt est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_I = \sqrt{\left(\frac{1}{R}\right)^2 \sigma_U^2 + \left(\frac{U}{R}\right)^2 \sigma_R^2} \quad (133)$$

Où σ_I est l'incertitude sur la mesure du courant ; $\sigma_U (= 0,3 \% \times U)$ est l'incertitude sur la mesure de la tension via le multimètre ; $\sigma_R (= 1 \% \times R)$ est l'incertitude sur la mesure de la résistance de shunt

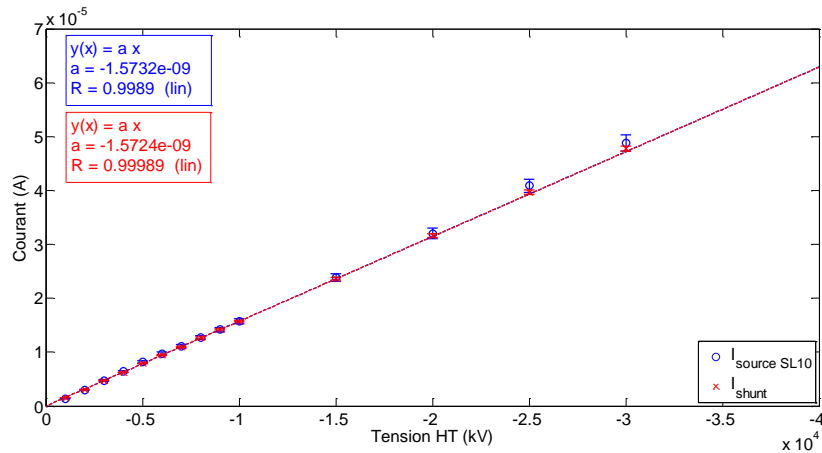


Figure 170. Evolution du courant en fonction de la tension aux bornes d'une résistance de shunt (464 kΩ) et comparaison à l'information de courant délivrée par le connecteur de la source de tension (Source SL10)

Sur la Figure 170, le courant délivré par la source HT (SL10) en fonction de la tension est comparé au courant mesuré par la méthode de la résistance de shunt. La courbe du courant mesurée par la résistance de shunt (rouge) est considérée comme la référence. Le comportement du courant quelle que soit la courbe observée est linéaire et croissant en fonction de la tension, ce qui est caractéristique du comportement électrique d'une résistance. L'information de courant délivrée par le connecteur de la source HT (bleu) est très proche de la référence sur la gamme de tension étudiée [- 30 kV ; - 1 kV]. La droite de régression linéaire de la courbe de courant délivrée par la source HT a une pente égale à celle de la courbe de référence à 0,05 % près. Ces valeurs sont mesurées dans une gamme de courant comprise entre 1,4 μA et 49 μA .

Les variations de l'erreur relative entre les 2 courbes de courant montrent que pour des tensions comprises dans la gamme [- 30 kV ; - 2 kV], les erreurs relatives sur le courant délivré par le connecteur de la source HT par rapport à la référence (I_{shunt}) sont toujours inférieures à 3,6 % et comprises dans l'incertitude de mesure.

Il est donc raisonnable d'utiliser l'information de courant délivrée par le connecteur de la source HT pour étudier le comportement électrique de l'actionneur IBD de type NACA.

C.b. Étude du courant consommé par l'actionneur IBD dans la veine d'essai

Afin de déterminer le courant consommé par l'actionneur, on installe une résistance de shunt ($R_{\text{shunt}} = 458 \text{ k}\Omega \pm 1\%$) en aval du circuit par rapport à l'actionneur (cf. Figure 171). Une sonde de tension (PP018) est installée en parallèle de la résistance de shunt et reliée à l'oscilloscope au moyen d'un câble coaxial. Les signaux analogiques de tension et de courant délivrés par le connecteur de la source de tension (SL10n30) sont transmis via un câble coaxial vers l'oscilloscope. Le signal de tension analogique est converti par l'oscilloscope en tension grâce à la formule suivante :

$$U_{SL10} = U_{analogique} \times \frac{U_{maxSL10}}{U_{maxanalogique}} \quad (134)$$

Où $U_{analogique}$ est le signal transmis par le connecteur de la source de haute tension ; $U_{SL10_{max}}$ (= 30 kV) est la tension maximale délivrable par la source HT ; $U_{analogique_{max}}$ est la pleine échelle du signal analogique (= 10 V).

Le signal de courant analogique est converti par l'oscilloscope en courant au grâce à la formule (131).

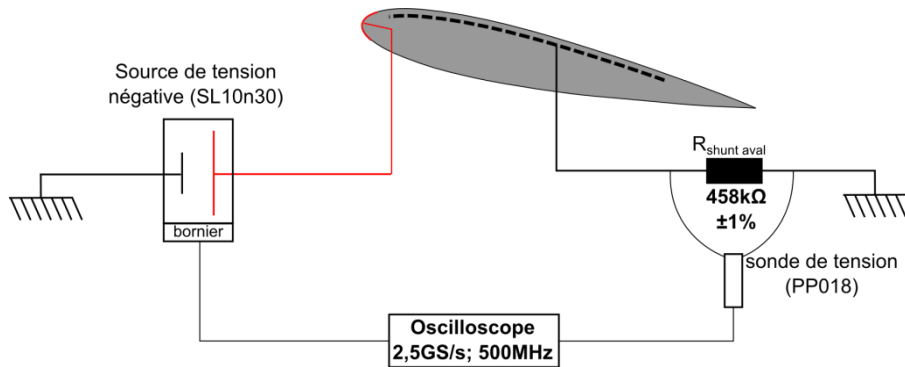


Figure 171. Schéma du circuit électrique pour la mesure du courant consommé par l'actionneur IBD au sein de la veine d'essai

L'oscilloscope calcule aussi la puissance délivrée par la source grâce à la formule suivante :

$$W_{SL10} = U_{SL10} \times I_{SL10} \quad (135)$$

La fréquence d'échantillonnage des signaux mesuré par la sonde et délivré par la source est de 1MHz ; des moyennes de tension (SL10), courant (SL10), puissance (SL10) et tension (shunt) sont calculées toutes les 0,5 secondes sur $5 \cdot 10^5$ points puis exportées. Un programme de traitement Matlab® est développé pour analyser les informations exportées par l'oscilloscope. La tension aux bornes de la résistance de shunt y est notamment convertie grâce à la formule suivante :

$$I_{shunt} = \frac{U_{shunt}}{R_{shunt}} \quad (136)$$

Où I_{shunt} est le courant mesuré en aval de l'actionneur (A) ; U_{shunt} est la tension mesurée aux bornes de la résistance de shunt (V) ; R_{shunt} est la résistance de shunt (Ω)

Chaque mesure de courant suit le protocole explicité ci-dessous.

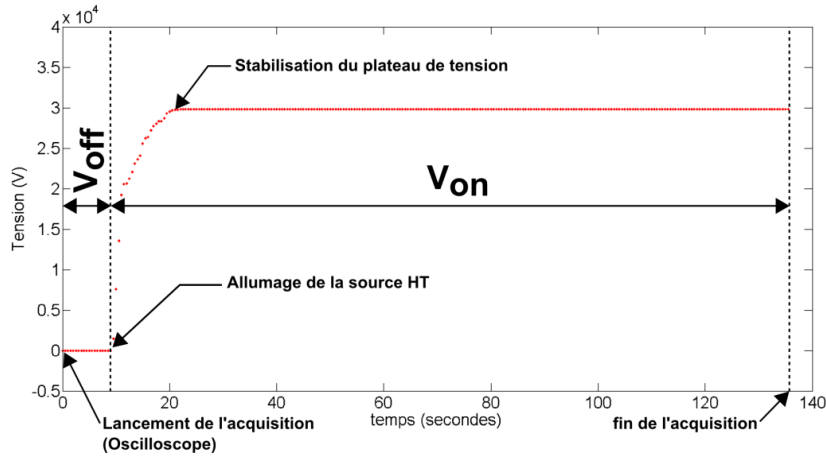


Figure 172. Evolution temporelle de la tension (négative) durant une mesure de courant ($U_{HT} = -30\text{kV}$)

La vitesse de l'écoulement dans la veine (U_{inf}) est de 10cm/s. La durée de la mesure est d'environ 2'20'' \pm 2''. Durant cette période environ 275 fichiers (\pm 4) de moyennes sont exportés. Sur le graphe d'évolution temporelle de la tension appliquée par la source, on observe une zone de transition entre l'allumage de la source et le début du plateau stabilisé. Cette zone de transition est visible pour les hautes tensions (supérieurs à 20 kV en valeur absolue) et est liée à l'incapacité de la source HT à fournir suffisamment de puissance pour reproduire un échelon de tension idéal.

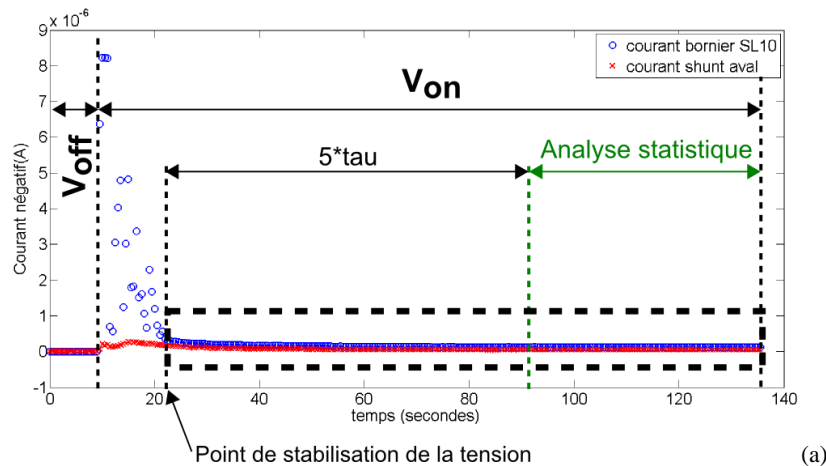
Le courant délivré par la source HT est négatif, de même que le courant mesuré par la sonde de tension aux bornes de la résistance de shunt.

Le temps de charge est déduit des courbes de de charge de charge du système grâce à la formule de régression exponentielle :

$$I = A + B \times e^{-t/\tau} \quad (137)$$

Où I est le courant ; A et B sont des constantes ; t est la variable de temps et τ est le temps caractéristique de charge du système [s] où 63 % de la charge maximale est atteint.

Le temps charge τ permet de connaître le délai égal à 5τ à partir duquel un processus de charge (ou de décharge) a atteint 99,3 % de sa valeur convergée.



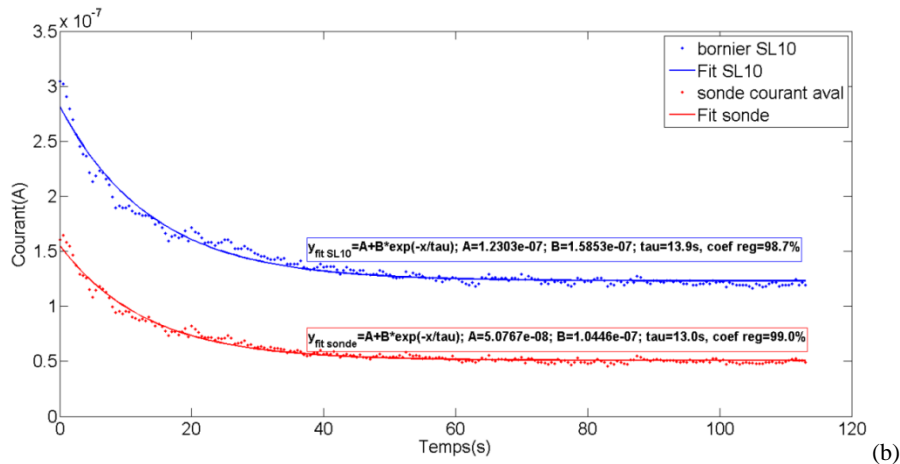


Figure 173. Evolution temporelle du courant (en valeur absolue) pour une tension appliquée de - 30kV (a) ; zoom (cadre en tirets noirs de la figure (a)) de l'évolution temporelle du courant (en valeur absolue) utilisée pour le calcul du temps caractéristique de charge du système τ (b)

Le graphique (a) de la Figure 173 montre l'évolution temporelle du courant délivré par la source HT et mesurée en aval de l'actionneur grâce à la résistance de shunt. Lors de l'allumage de la source HT à $t = 10$ s, le courant délivré par la source (en bleu) croît brusquement de 0A à $6,4 \mu\text{A}$ en 0,5 secondes, il décroît ensuite de manière irrégulière jusqu'à l'instant $t = 22,5$ s, puis poursuit sa décroissance de manière plus régulière jusqu'à $t = 135,5$ s. L'évolution temporelle du courant mesurée en aval de l'actionneur (en rouge) est plus régulière que celle du courant délivré par la source HT. On observe une augmentation brusque du courant de 0A à $7,4 \cdot 10^{-8}$ A en 0,5 secondes, inférieure de 2 ordres de grandeurs environ de celle du courant délivrée par la source HT. Le courant aval croît ensuite progressivement jusqu'à $t = 15$ s puis amorce une décroissance régulière.

Les temps caractéristiques calculés dans cet exemple pour les courants amont (source HT) et aval (résistance de shunt) sont respectivement de 14 secondes et 13 secondes. En moyenne les temps caractéristiques de charge pour le courant délivré par la source et pour le courant aval mesurée sur la résistance de shunt sont respectivement de 13,5 s et 13,8 s. Ces temps caractéristiques permettent de déterminer le délai nécessaire pour atteindre un régime stabilisé égal à 99,3 % de la valeur convergée est de 5τ . Dans l'exemple présenté sur les Figure 173 (a) et (b), le régime de courant stabilisé est atteint à $t \approx 92$ secondes. L'analyse statistique peut donc s'effectuer entre les instant $t = 92$ s et $t = 135,5$ s. Cette analyse permet d'étudier le caractère normal des distributions de courant selon le critère de la droite de Henry (méthode explicitée dans la partie Figure 109), d'en déduire leur moyenne et leur écart-type (dispersion).

Dans le cas présent le courant moyen mesuré pour une tension de - 30 kV est de $122 \text{ nA} \pm 2,5 \text{ nA}$.

Cette démarche expérimentale et les traitements de données décrits plus haut sont appliqués pour chaque tension. On obtient les courbes d'évolution du courant en fonction de la tension appliquée par la source HT en amont (connecteur SL10) et en aval de l'actionneur IBD (shunt) présentées sur la Figure 174.

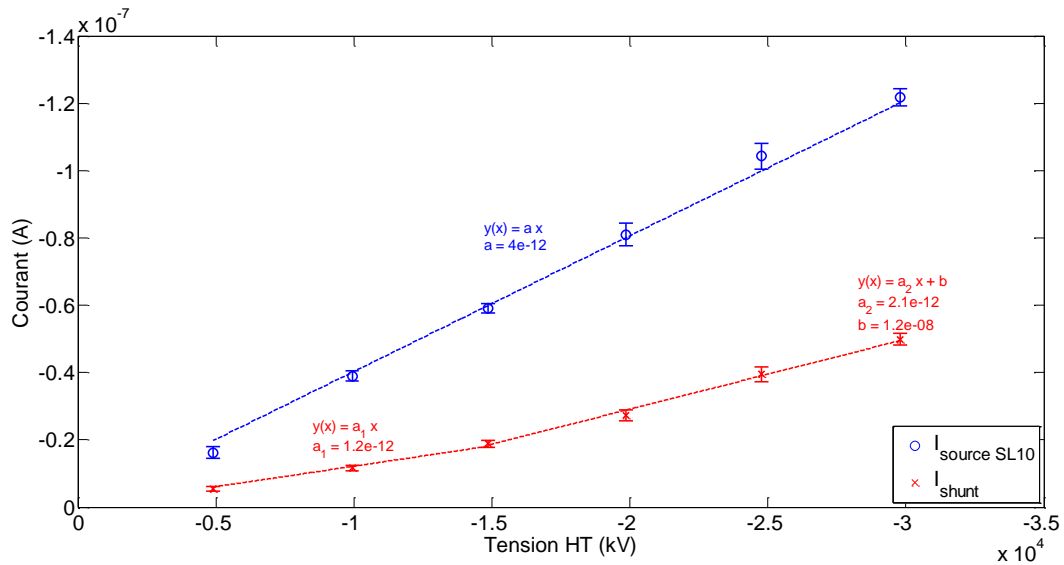


Figure 174. Evolution des courants (en valeur absolue) en amont (SL10) et en aval (résistance de shunt) de l'actionneur IBD (NACA) immergé dans la veine d'essai ($U_{inf} = 10 \text{ cm/s}$) en fonction de la tension appliquée par la source HT

Le courant en amont de l'actionneur IBD délivré par la source HT semble avoir un comportement linéaire et croissant en fonction de la tension ; la pente du courant atteint 4 pA/V . Les courants délivrés sont très faibles et compris entre $-16 \text{ nA} \pm 1,5 \text{ nA}$ et $-122 \text{ nA} \pm 2,5 \text{ nA}$. Le courant en aval de l'actionneur IBD évolue aussi de manière linéaire mais selon 2 allures : l'une de -5 kV à -15 kV a une pente de $1,2 \text{ pA/V}$ et l'autre de -15 kV à -30 kV a une pente légèrement plus importante de $2,1 \text{ pA/V}$.

Cette différence entre les courants amont et aval de l'actionneur représente le courant qui sert à l'injection de charge dans le liquide et permet la création d'une force EHD. Il est malheureusement impossible à l'heure actuelle de mesurer directement le courant injecté car les charges injectées dans le liquide diélectrique sont convectées dans le canal hydrodynamique et s'échappent au travers des nombreuses masses de la structure métallique du canal. On fait donc l'approximation que le courant réellement consommé par l'actionneur IBD est la différence entre le courant injecté dans le circuit par la source HT et le courant mesuré en aval de l'actionneur (shunt).

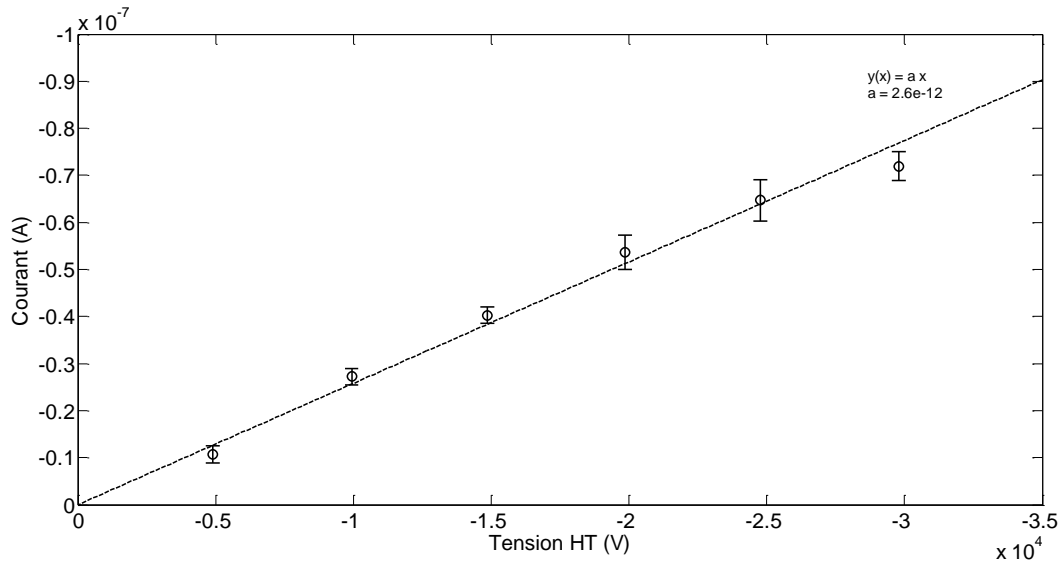


Figure 175. Variation du courant consommé par l'actionneur IBD en fonction de la tension appliquée à ses bornes ; $U_{\text{inf}} = 10 \text{ cm/s}$; incidence 11° ; longueur de l'électrode injectrice 90mm

La Figure 175 présente l'évolution du courant consommé par l'actionneur IBD (NACA) placé dans un écoulement à 10 cm/s en fonction de la tension continue et négative appliquée à ses bornes. L'évolution du courant consommé par l'actionneur est linéaire, le coefficient de sa pente atteint 2,6 pA/V et les courants sont compris entre 11 nA \pm 2 nA (- 5 kV) et 72 nA \pm 3 nA (- 30 kV). La gamme de courant de fonctionnement de cet actionneur est donc particulièrement faible. Lors des mesures de contrôle d'écoulement à - 20 kV, le courant consommé par l'actionneur est de 54 nA \pm 4 nA pour 90 mm de longueur d'électrode injectrice. À titre de comparaison Daaboul [40] a mesuré un courant consommé par un actionneur DBD lame-plan de l'ordre 4 μA pour une tension continue de 20 kV et une longueur d'électrode injectrice identique. On a donc une diminution drastique de 2 ordres de grandeurs de la consommation électrique d'un actionneur IBD par rapport à un actionneur DBD classique dans un liquide diélectrique bien que les gammes de vitesses atteintes soient du même ordre de grandeur (quelques dizaines de centimètres par seconde).

L'évolution de la puissance consommée en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur IBD est présentée sur la Figure 176.

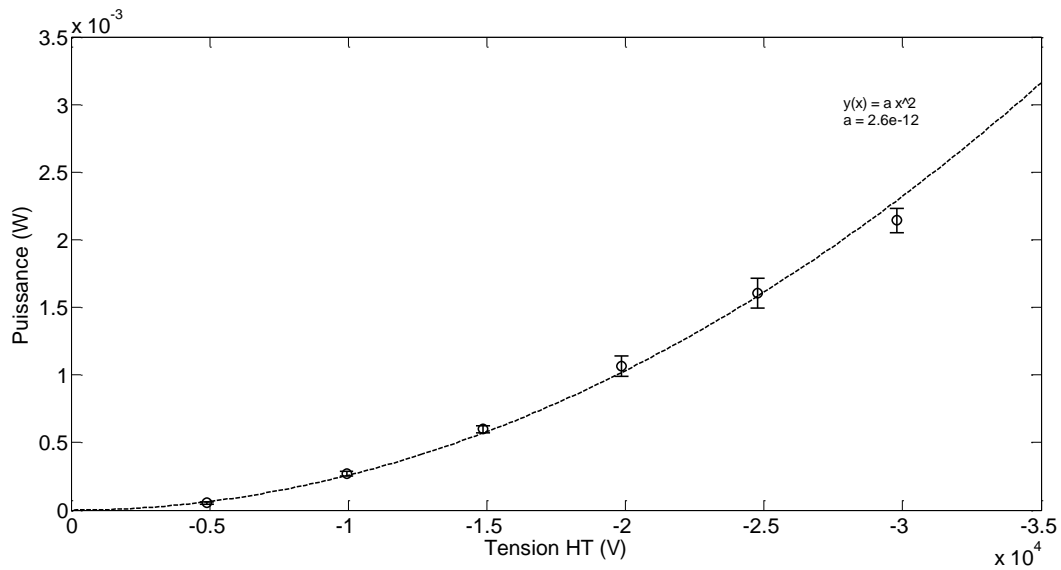


Figure 176. Variation de la puissance consommée par l'actionneur IBD en fonction de la tension appliquée à ses bornes ;
 $U_{inf} = 10 \text{ cm/s}$; incidence 11° ; longueur de l'électrode injectrice 90 mm

La puissance consommée par l'actionneur IBD évolue de façon quadratique (coefficient quadratique $a = 2,6 \text{ pW/V}$) en fonction de la tension. La puissance minimale consommée à - 5 kV est de $52 \text{ }\mu\text{W}$ et la puissance maximale consommée à - 30 kV atteint $2,1 \text{ mW}$. Ces gammes de puissance sont très faibles malgré l'efficacité démontrée pour contrôler l'écoulement sur l'extrados. Il convient cependant de rester prudent vis-à-vis de ces mesures qui sont délicates à cause des très faibles courants mesurés et nécessitent d'être confirmées par des mesures complémentaires.

D. Réglages du système PIV pour les écoulements EHD

D.a. Influence de l'intensité laser

Afin de se placer dans les meilleures configurations pour obtenir des champs de vitesse les plus représentatifs de la réalité de l'écoulement, nous avons étudié l'influence de l'intensité laser. Cette dernière semble être un paramètre clé, pour minimiser le nombre de corrélations aberrantes (corrélation donnant un résultat non physique). Un calcul de corrélation PIV s'effectue correctement si les particules présentes sur la 1^{ère} image d'un doublet d'image PIV, se retrouvent sur la 2^{de} image du même doublet d'image. Pour favoriser un calcul de corrélation correct, il faut que les particules soient éclairées avec la même intensité entre les 2 images du doublet. De plus il faut que l'intensité laser globale soit assez forte pour que les particules diffusent suffisamment la lumière au-delà du bruit ambiant de l'image. Autrement dit, si l'intensité laser est trop faible, les particules diffusent peu la lumière et les groupes de particules se confondent plus facilement entre eux, ce qui provoque l'apparition de vecteurs de vitesses aberrants, n'ayant rien à voir avec les vitesses de l'écoulement. La Figure 178 représente les déviations standards de la vitesse sur 6 cas identiques du point de vue de la tension appliquée, mais dont les éclairages laser sont différents. Il faut préciser que pour cette étude sur l'éclairage laser, nous avons utilisé un plan PIV plus éloigné de la lame que le précédent, à environ 10mm de celle-ci comme illustré Figure 177.

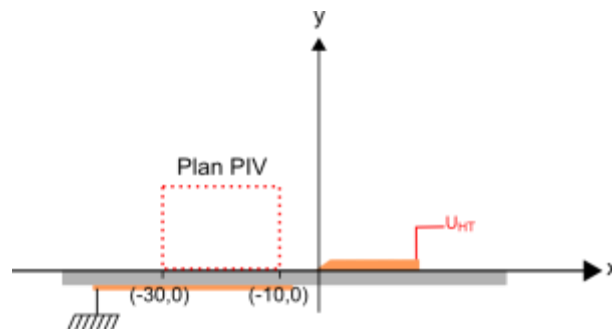


Figure 177. Position du champ de visualisation de la caméra PIV

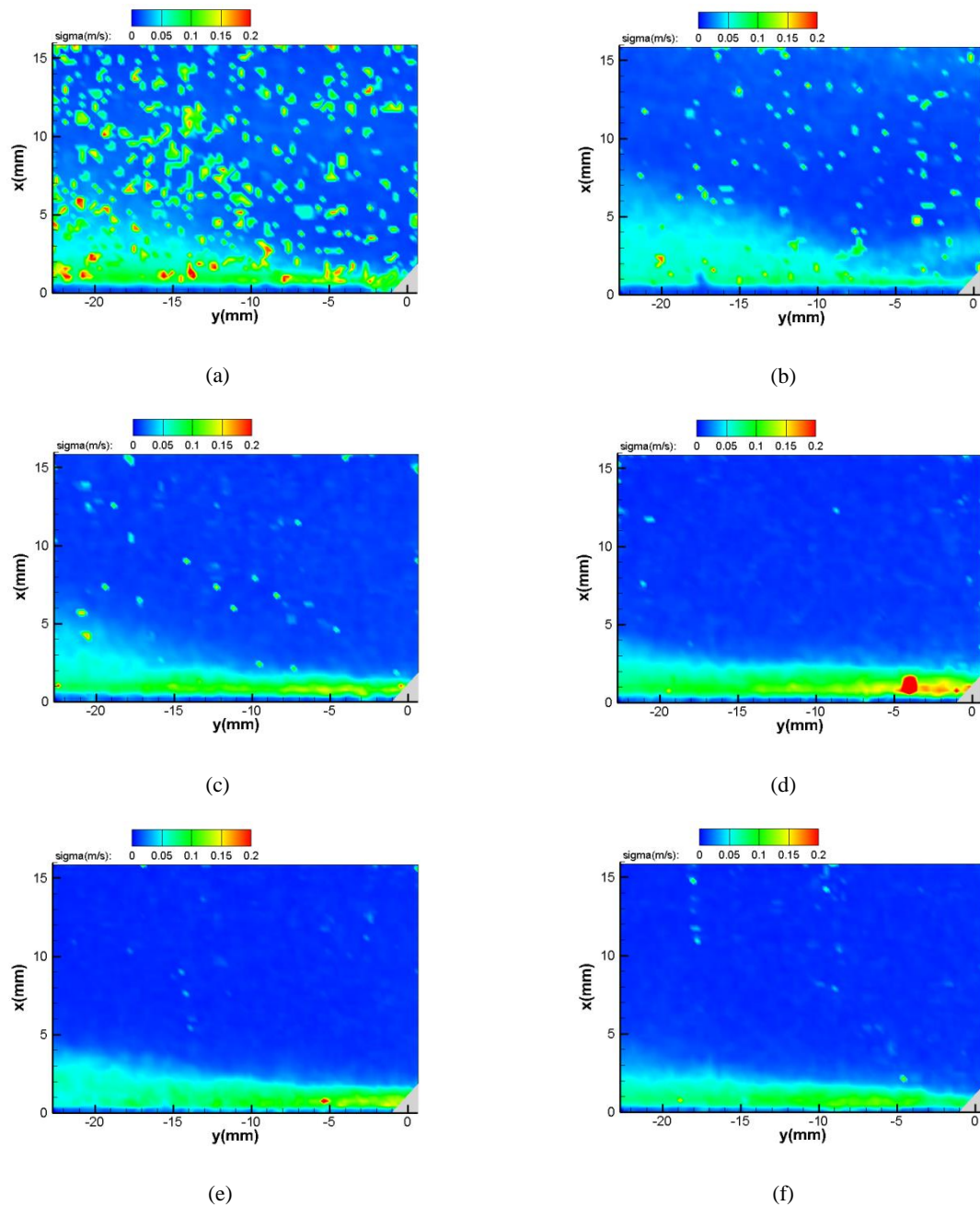


Figure 178. Comparaison de la déviation standard de la vitesse pour 6 éclairages laser différent : (a) laserA = 42 % laserB = 46 %, (b) laserA = 44 % laserB = 46 %, (c) laserA = 48 % laserB = 50 %, (d) laserA = 58 % laserB = 60 %, (e) laserA = 57 % laserB = 58 %, (f) identique au cas (e)

La 1^{re} observation évidente de ces déviations standards de vitesse moyenne calculées sur 125 champs PIV, est que celles-ci sont fortement dépendantes de l'intensité laser. Les intensités laser sont exprimées en pourcentages de l'intensité maximale des lasers. Entre le champ (a) et les champs (e) et (f), la puissance laser est augmentée de 15 points pour le laser A et de 12 points pour le laser B. Cette augmentation de puissance influe directement sur la qualité du résultat sur les corrélations PIV, car elle diminue l'apparition de vecteurs aberrants responsables du bruit de mesure. En effet la déviation standard passe d'une valeur moyenne supérieure à 4 cm/s pour le champ (a) dont la puissance laser est la plus faible à une valeur

inférieure à 2 cm/s en moyenne pour les champs (e) et (f) dont les puissances lasers sont optimales. Entre les images (a) et (d) nous augmentons progressivement la puissance laser, jusqu'à atteindre la saturation des capteurs CCD de la caméra. Pour le cas (d) où la puissance laser est maximale (58 % - 60 %), nous observons des zones lumineuses saturées qui peuvent annoncer la destruction anticipée des pixels de la caméra. Ces zones provoquent l'apparition de vecteurs aberrants à l'origine de déviations standards très élevées (supérieures à 20 cm/s) comme illustré Figure 179.

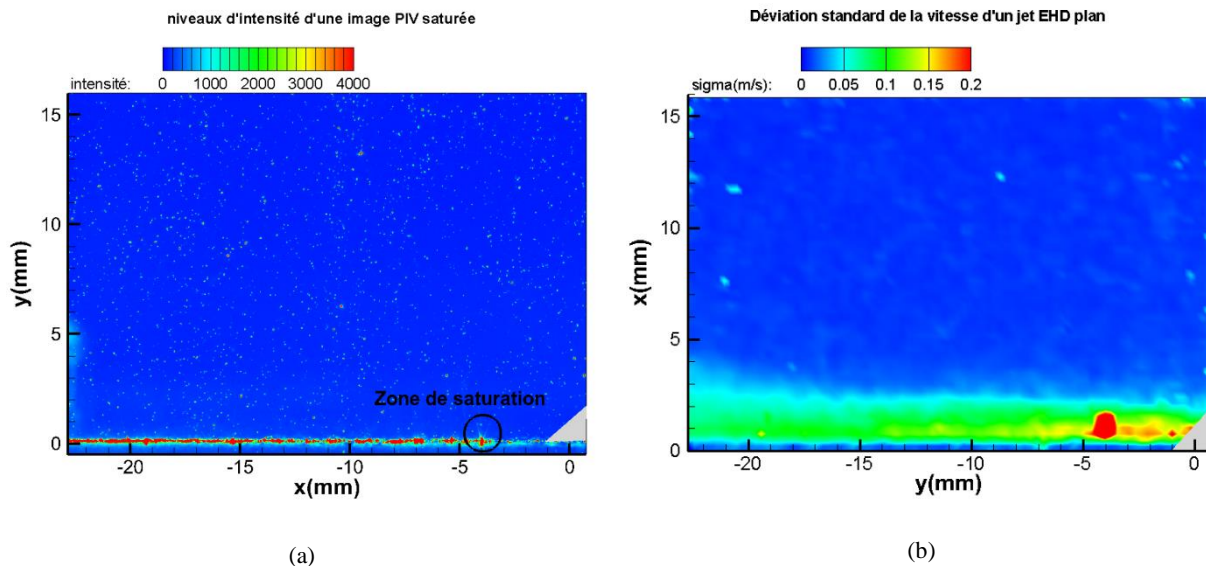


Figure 179 Impact d'une zone de saturation lumineuse (a) sur la déviation standard moyenne (b)

Après ce cas (d) nous baissions légèrement d'un et 2 points les intensités respectives des lasers A et B afin de se trouver dans les configurations optimales d'éclairage laser (cas (e) et (f)). Pour ces deux derniers cas, le bruit de mesure est fortement diminué. L'analyse des déviations standards moyennes sur la vitesse nous révèle qu'entre le cas (a) et les cas optimaux (e) et (f), elles passent de 4 cm/s à 1.8 cm/s, soit une diminution de plus de 50 %. Grâce à ces six cas de référence, on peut définir une puissance laser optimale favorisant la minimisation de la déviation standard sur la vitesse et préservant le matériel optique d'une dégradation due à une surexposition au rayonnement laser (destruction éventuelle des pixels de la caméra). Les réglages laser optimaux sont respectivement de 57 %* pour le laser A et de 58 %* pour le laser B (*exprimé en pourcentage de la puissance laser maximale). Ces réglages sont gardés lors de cette étude afin de garantir une qualité optimale des champs de vitesse.

D.b. Choix de la meilleure fenêtre de corrélation PIV

Nous avons comparé les résultats des calculs d'inter-corrélation obtenus avec des fenêtres de corrélation ronde (32×32 pixels²), et des fenêtres de corrélation carrée (32×32 pixels²) sur les champs de vitesse instantanés.

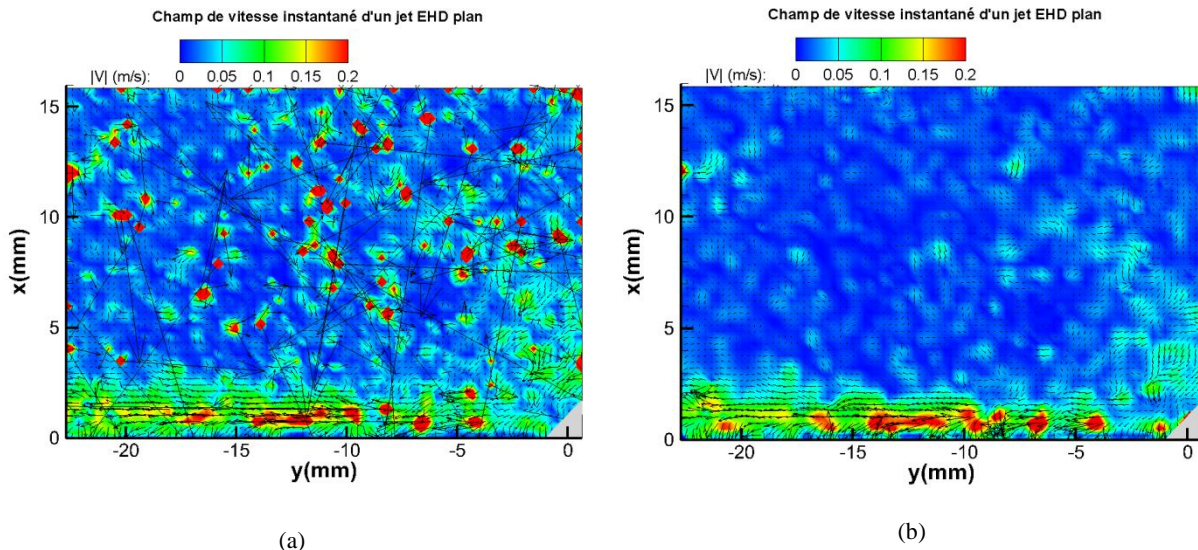


Figure 180 Influence de la forme de la fenêtre de corrélation : carrée (a) et ronde (b)

Le résultat sur un champ instantané du jet EHD plan, révèle que le bruit a été diminué (beaucoup de vecteurs aberrants ont été éliminés) et que les structures tourbillonnaires sont plus lisses. L'application de ce type de corrélation a donc des effets importants sur les déviations standards des vitesses. En effet si l'on s'intéresse aux champs moyens des six cas de la Figure 180, on constate une diminution de 60 % des déviations standards des vitesses. Nous gardons donc ce type de pondération ronde des fenêtres de corrélation, pour tous les résultats présentés dans la suite de ce travail.

Afin d'affiner le protocole de mesure de la vitesse, nous nous sommes intéressés au choix de la taille de la 2^{de} fenêtre de corrélation et avons comparé les cas utilisant une 2^{de} fenêtre 32×32 pixels² puis 16×16 pixels². Les résultats présentés Figure 181 nous montrent que la répartition des déviations standards moyennes selon l'axe \vec{x} est radicalement différente selon la taille de la fenêtre de corrélation. La déviation standard moyenne sur le champ pour le cas 32×32 pixels² (a) est de 3,8 cm/s tandis que pour le champ du cas 16×16 pixels² (b) elle est de 10,2 cm/s ! Cette différence nette est liée au nombre de vecteurs aberrants créé dans ce dernier cas dû à un trop faible nombre de particules par fenêtre de corrélation. En effet si dans le cas 32×32 pixels² on trouve en moyenne 6 particules par fenêtre de corrélation, ce nombre est de seulement 1 particule pour le cas 16×16 pixels². Il est pourtant généralement recommandé d'atteindre environ 10 particules par fenêtre d'interrogation pour atteindre un pic de corrélation sans ambiguïté. Nous choisissons donc pour la suite de cette étude un calcul PIV avec des fenêtres de corrélations carrées de 64×64 pixels² à 2 passes puis à nouveau 2 passes avec des fenêtres de corrélations rondes de 32×32 pixels².

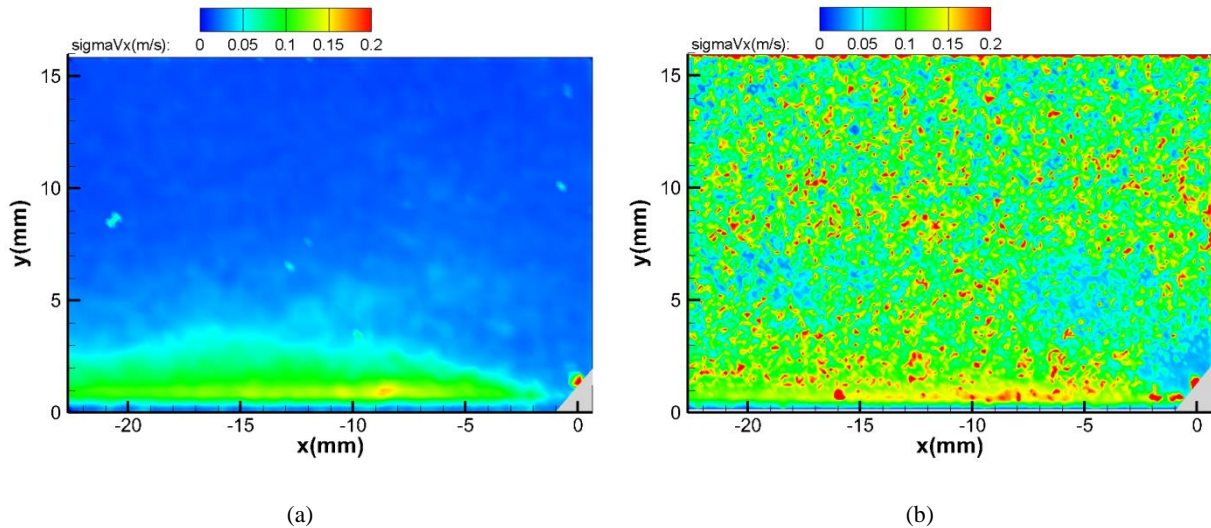


Figure 181 Comparaison des déviations standards obtenues pour un fenêtre de corrélation 32×32 pixels² (a) et 16×16 pixels² (b)

D.c. Étude de l'intervalle de temps optimal entre deux impulsions laser

Lors de cette étude sur le choix du meilleur intervalle de temps entre deux impulsions laser (ΔT), nous avons utilisé un plan PIV centré sur la lame qui permet de se focaliser particulièrement sur le début du jet EHD, comme illustré ci-dessous.

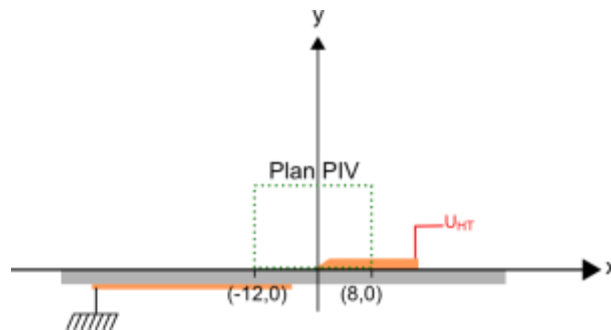
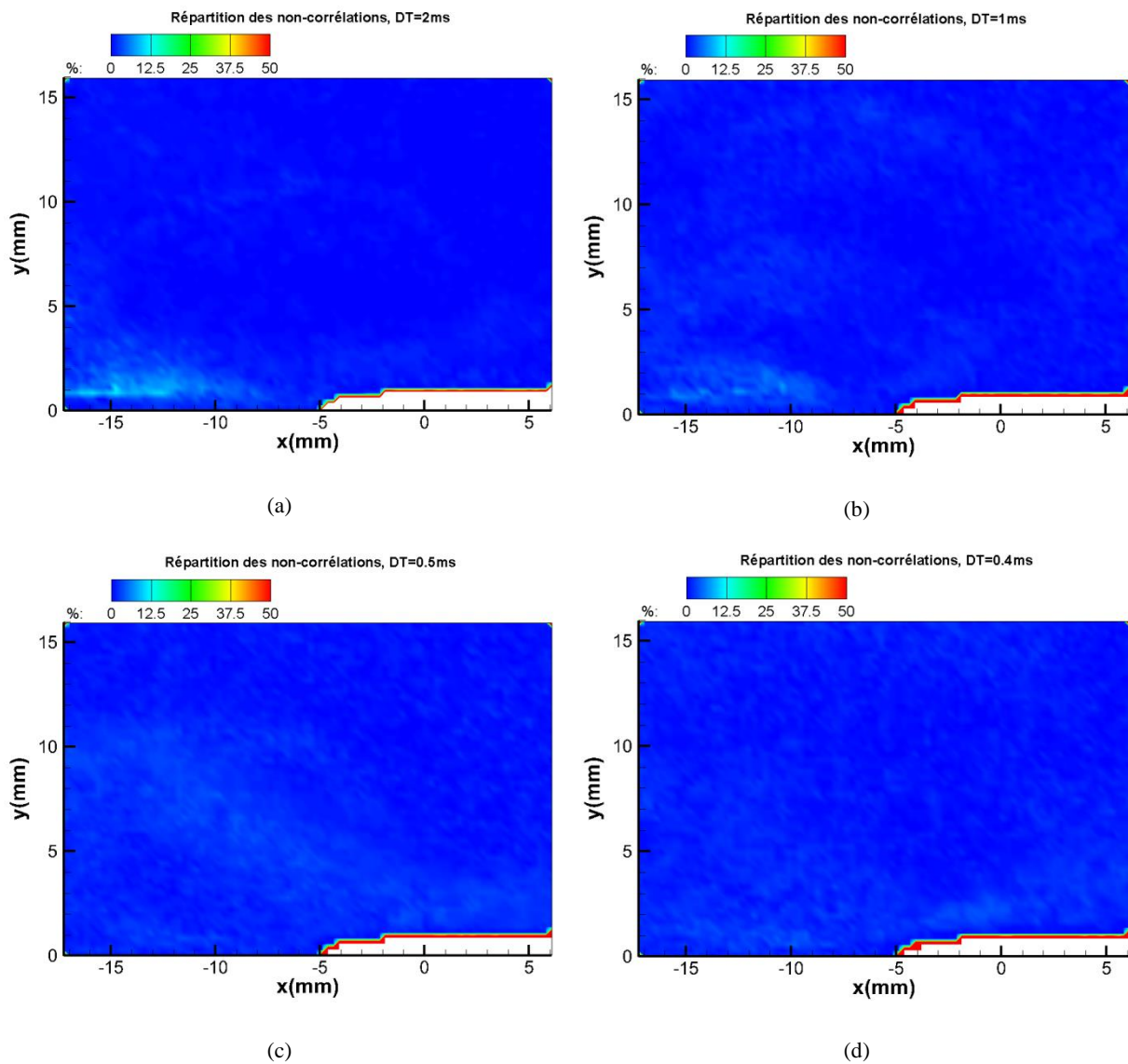


Figure 182 Position du champ de visualisation de la caméra PIV pour l'étude du ΔT

Le choix de l'intervalle de temps ΔT entre 2 impulsions lasers est primordial pour minimiser l'erreur de mesure liée à la chaîne d'acquisition PIV. Cet intervalle de temps est cependant dépendant de plusieurs paramètres souvent antagonistes. En effet un grand déplacement de particule dans une fenêtre d'inter-corrélation minimise l'erreur sur la mesure du déplacement généralement estimée à 0,1 pixel. De plus, ce déplacement ne doit pas être supérieur au quart de la taille de la fenêtre de corrélation finale (dans notre cas 8 pixels), pour éviter que la

particule ne sorte de la fenêtre entre 2 impulsions laser ; et d'autre part un trop grand déplacement détériore le signal de corrélation. Enfin étant donné que notre écoulement est fortement cisailé en proche paroi et environ dix fois plus rapide dans la zone du jet qu'à l'extérieur, nous choisissons de paramétrer notre ΔT pour la zone spécifique du jet. Il faut donc admettre que la précision est maximale dans la zone du jet EHD et qu'elle est fortement détériorée loin du jet. Nous devons donc trouver un compromis entre tous ces paramètres et choisissons d'utiliser le critère du nombre de « non-corrélation » dans la zone du jet EHD pour faire le choix du ΔT . Cette méthode nous permet de connaître les zones où les non-corrélations sont les plus nombreuses du fait d'un ΔT trop grand par rapport à la vitesse des particules. Ces dernières sont plus susceptibles de sortir des fenêtres d'interrogations et donnent un résultat nul après le calcul de corrélation. En d'autres termes, les particules « perdues » ne permettent plus d'obtenir un pic de corrélation sans ambiguïté et donc un déplacement fiable.



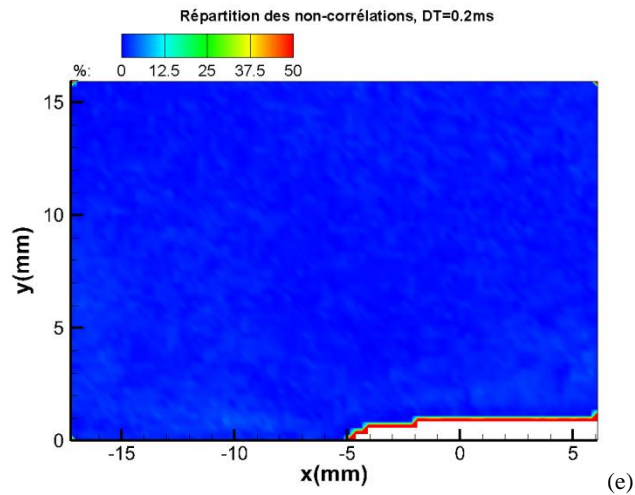


Figure 183 Influence du ΔT PIV sur la répartition et le nombre de « non-corrélation » pour un jet EHD plan ($U_{HT} = -20$ kV),
 (a) $\Delta T = 2$ ms, (b) $\Delta T = 1$ ms, (c) $\Delta T = 0,5$ ms, (d) $\Delta T = 0,4$ ms, (e) $\Delta T = 0,2$ ms

Sur la Figure 183, on peut observer que sur l'image (a) le $\Delta T = 2$ ms est à l'origine d'environ 12 % de non-corrélations dans la zone du jet tandis que la zone hors jet a un taux de non-corrélations inférieur à 5 %. Par la suite plus on diminue le ΔT , plus on diminue le nombre de non-corrélations dans la zone du jet. Ainsi pour un $\Delta T = 0,2$ ms, nous obtenons un taux de non-corrélations inférieur à 2 % en moyenne sur tout le champ PIV. Pour ce dernier cas optimal, le ΔT nous permet d'obtenir dans la zone de jet des déplacements de l'ordre de 1 à 2 pixels ce qui permet d'avoir une précision de l'ordre de 5 % à 10 % sur la mesure de la vitesse. Il est intéressant de noter qu'en diminuant le ΔT , on a tendance à légèrement augmenter le nombre de non-corrélation dans la zone hors jet. Ceci s'explique par le fait qu'en filtrant les champs PIV à 3σ , on supprime des vecteurs aberrants dans les zones où le ΔT n'est pas adapté (zone hors jet). Ces vecteurs aberrants supprimés ne sont donc pas réellement des « non-corrélations » mais des « corrélations aberrantes » qui donnent un résultat faux.

Bibliographie

- [1] M. Gad-el-Hak et A. Pollard, *Flow Control Fundamentals and Practices*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg : Springer e-books, 1998.
- [2] L. D. Kral, « Active flow control technology », présenté à ASME FED, 2000, p. 1-28.
- [3] L. S. Pontryagin, *Theorie mathématique des processus optimaux*. Moscow: Mir Publishers, 1974.
- [4] A. M. LYAPUNOV, « The general problem of the stability of motion », *Int. J. Control*, vol. 55, n° 3, p. 531-534, mars 1992.
- [5] E. Trélat, *Contrôle optimal: théorie & applications*. Paris: Vuibert, 2008.
- [6] F. E. Fish, L. E. Howle, et M. M. Murray, « Hydrodynamic flow control in marine mammals », *Integr. Comp. Biol.*, vol. 48, n° 6, p. 788-800, déc. 2008.
- [7] R. Vepa, « Biomimetic Flight and Flow Control: Learning from the Birds », in *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*, J. F. Morrison, D. M. Birch, et P. Lavoie, Éd. Springer Netherlands, 2008, p. 443-447.
- [8] « Clepsydre », *Wikipédia*. 11-juill-2017.
- [9] L. Prandtl, « Über die Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung », présenté à Internationale Mathematik Kongress, Heidelberg, 1904, vol. Verhandlungen III, p. 485-491.
- [10] D. Greenblatt et I. Wygnanski, « Dynamic Stall Control by Periodic Excitation, Part 1: NACA 0015 Parametric Study », *J. Aircr.*, vol. 38, n° 3, p. 430-438, 2001.
- [11] J. H. STRICKLAND et G. M. GRAHAM, « Force coefficients for a NACA-0015 airfoil undergoing constant pitchrate motions », *AIAA J.*, vol. 25, n° 4, p. 622-624, 1987.
- [12] L. P. Melton, J. Hannon, C.-S. Yao, et J. Harris, « Active flow control at low Reynolds numbers on a NACA 0015 airfoil », 2008.
- [13] N. Benard, P. Braud, J. Jolibois, et E. Moreau, « Airflow Reattachment Along a NACA 0015 Airfoil by Surfaces Dielectric Barrier Discharge Actuator: Time-Resolved Particle Image Velocimetry Investigation », 2008.
- [14] J. Jolibois, M. Forte, et É. Moreau, « 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, n° 9, p. 496-503, sept. 2008.
- [15] T. Stephens et J. Soria, « High Resolution PIV Study of Zero-Net-Mass-Flow Lift Enhancement of NACA 0015 Airfoil at High Angles of Attack », *SpringerLink*, p. 167-173, 2008.

- [16] J. Seidel, S. Siegel, K. Cohen, et T. McLaughlin, « POD Based Separation Control on the NACA0015 Airfoil », 2005.
- [17] A. Tuck et J. Soria, « Separation control on a NACA 0015 airfoil using a 2D micro ZNMF jet », *Aircr. Eng. Aerosp. Technol.*, vol. 80, n° 2, p. 175-180, mars 2008.
- [18] A. Debien, « Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA0015 », Poitiers, 2013.
- [19] M. Faraday, « Experimental Researches in Electricity », *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 122, n° 0, p. 125-162, janv. 1832.
- [20] N. J. Felici, « LA CONDUCTION ÉLECTRIQUE DANS LES LIQUIDES DIÉLECTRIQUES. PHÉNOMÈNES D'INSTABILITÉ ET DE TRANSPORT : MÉCANISMES CHIMIQUES ET HYDRODYNAMIQUES », *J. Phys. Colloq.*, vol. 37, n° C1, p. C1-117-C1-128, janv. 1976.
- [21] P. ATTEN, « Mouvement d'un fluide en présence d'un champ électrique », *Tech. Ing. Génie Électr.*, vol. 4, n° D2850, p. 1-12, 1999.
- [22] J. R. Melcher, « Traveling-Wave Induced Electroconvection », *Phys. Fluids*, vol. 9, n° 8, p. 1548-1555, août 1966.
- [23] J. R. Melcher et M. S. Firebaugh, « Traveling-Wave Bulk Electroconvection Induced across a Temperature Gradient », *Phys. Fluids*, vol. 10, n° 6, p. 1178-1185, juin 1967.
- [24] J. Wong et J. R. Melcher, « Thermally Induced Electroconvection », *Phys. Fluids*, vol. 12, n° 11, p. 2264-2269, nov. 1969.
- [25] D. Kervin, J. Crowley, P. Krein, et J. C. Chato, « PARAMETRIC STUDIES OF A LARGE THERMAL EHD INDUCTION PUMP. », *Unkn. J.*, p. 1015-1020, 1981.
- [26] J. Seyed-Yagoobi, J. C. Chato, J. M. Crowley, et P. T. Krein, « Induction Electrohydrodynamic Pump in a Vertical Configuration: Part 1—Theory », *J. Heat Transf.*, vol. 111, n° 3, p. 664-669, août 1989.
- [27] J. Seyed-Yagoobi, J. C. Chato, J. M. Crowley, et P. T. Krein, « Induction Electrohydrodynamic Pump in a Vertical Configuration: Part 2—Experimental Study », *J. Heat Transf.*, vol. 111, n° 3, p. 670-674, août 1989.
- [28] M. Wawzyniak, J. Seyed-Yagoobi, et G. L. Morrison, « An Experimental Study of Electrohydrodynamic Induction Pumping of a Stratified Liquid/Vapor Medium », *J. Heat Transf.*, vol. 122, n° 1, p. 200-203, août 1999.
- [29] M. Wawzyniak et J. Seyed-Yagoobi, « Electrohydrodynamic induction pumping of a stratified liquid/vapor medium in the presence of volumetric and interface electric charges »,

in *Conference Record of the 1999 IEEE Industry Applications Conference. Thirty-Forth IAS Annual Meeting (Cat. No.99CH36370)*, 1999, vol. 3, p. 1801-1810 vol.3.

[30] K. Brand et J. Seyed-Yagoobi, « Experimental Study of Electrohydrodynamic Induction Pumping of a Dielectric Micro Liquid Film in External Horizontal Condensation Process », *J. Heat Transf.*, vol. 125, n° 6, p. 1096-1105, nov. 2003.

[31] P. Atten et J. Seyed-Yagoobi, « Electrohydrodynamically induced dielectric liquid flow through pure conduction in point/plane geometry », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 10, n° 1, p. 27-36, févr. 2003.

[32] S. I. Jeong et J. Seyed-Yagoobi, « Fluid circulation in an enclosure generated by electrohydrodynamic conduction phenomenon », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 11, n° 5, p. 899-910, oct. 2004.

[33] Y. Feng et J. Seyed-Yagoobi, « Understanding of electrohydrodynamic conduction pumping phenomenon », *Phys. Fluids 1994-Present*, vol. 16, n° 7, p. 2432-2441, juill. 2004.

[34] R. Hanaoka, I. Takahashi, S. Takata, T. Fukami, et Y. Kanamaru, « Properties of EHD pump with combination of rod-to-rod and meshy parallel plates electrode assemblies », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n° 2, p. 440-447, avr. 2009.

[35] O. M. Stuetzer, « Ion Drag Pressure Generation », *J. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 7, p. 984-994, juill. 1959.

[36] W. F. Pickard, « Ion Drag Pumping. II. Experiment », *J. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 2, p. 251-258, févr. 1963.

[37] A. H. Sharbaugh et G. W. Walker, « The Design and Evaluation of an Ion-Drage Dielectric Pump to Enhance Cooling in a Small Oil-Filled Transformer », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. IA-21, n° 4, p. 950-955, juill. 1985.

[38] J. E. Bryan et J. Seyed-Yagoobi, « An experimental investigation of ion-drag pump in a vertical and axisymmetric configuration », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 28, n° 2, p. 310-316, mars 1992.

[39] M. Daaboul, « Etude et développement d'actionneurs electrohydrodynamiques pour le contrôle des écoulements : application à l'atomisation des nappes liquides », Poitiers, 2009.

[40] M. Daaboul, C. Louste, et H. Romat, « Electrohydrodynamical characteristics of a dielectric liquid flow induced by charge injection », 2008, p. 1-4.

[41] C. Louste, M. Daaboul, et H. Romat, « A study of vortex shedding induced by dielectric barrier injection », *J. Electrostat.*, vol. 67, n° 2-3, p. 348-353, mai 2009.

[42] Y. Zelu, « Étude des panaches électrohydrodynamiques plans », Université de Poitiers, Poitiers, 2014.

- [43] C. Louste, Z. Yan, P. Traoré, et R. Sosa, « Electroconvective flow induced by dielectric barrier injection in silicone oil », *J. Electrostat.*, vol. 71, n° 3, p. 504-508, juin 2013.
- [44] G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [45] A. N. Kolmogorov, « Equations of turbulent motion in an incompressible fluid », *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1941. [En ligne]. Disponible sur: <http://cds.cern.ch/record/739754>. [Consulté le: 30-oct-2017].
- [46] « Which Turbulence Model Should I Choose for my CFD Application? », *COMSOL Multiphysics*©. .
- [47] « Flow separation », *Wikipedia*. 14-mai-2017.
- [48] A. K. Pozarlik et J. B. W. Kok, « Numerical Simulation of a Turbulent Flow Over a Backward Facing Step With Heated Wall: Effect of Pulsating Velocity and Oscillating Wall », *J. Therm. Sci. Eng. Appl.*, vol. 4, n° 4, p. 041005-041005-9, oct. 2012.
- [49] S. Bourgois, « Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile: analyse et contrôle », Université de Poitiers, 2006.
- [50] S. Wang, Y. Zhou, M. M. Alam, et H. Yang, « Turbulent intensity and Reynolds number effects on an airfoil at low Reynolds numbers », *Phys. Fluids*, vol. 26, n° 11, p. 115107, nov. 2014.
- [51] D. Serson, J. R. Meneghini, et S. J. Sherwin, « Direct numerical simulations of the flow around wings with spanwise waviness at a very low Reynolds number », *Comput. Fluids*, vol. 146, p. 117-124, mars 2017.
- [52] P. Kunz, « Aerodynamics and Design for Ultra-Low Reynolds Number Flight », standford university, Stanford CA, 2003.
- [53] R. F. Huang, J. Y. Wu, J. H. Jeng, et R. C. Chen, « Surface flow and vortex shedding of an impulsively started wing », *J. Fluid Mech.*, vol. 441, août 2001.
- [54] C. Eloy, « Optimal Strouhal number for swimming animals », *J. Fluids Struct.*, vol. 30, n° Supplement C, p. 205-218, avr. 2012.
- [55] M. M. Alam, Y. Zhou, H. X. Yang, H. Guo, et J. Mi, « The ultra-low Reynolds number airfoil wake », *Exp. Fluids*, vol. 48, n° 1, p. 81-103, janv. 2010.
- [56] N. Benard, E. Moreau, J. Griffin, et L. N. C. Iii, « Slope seeking for autonomous lift improvement by plasma surface discharge », *Exp. Fluids*, vol. 48, n° 5, p. 791-808, mai 2010.
- [57] S. Sunada, T. Yasuda, K. Yasuda, et K. Kawachi, « Comparison of Wing Characteristics at an Ultralow Reynolds Number », *J. Aircr.*, vol. 39, n° 2, p. 331-338, 2002.

- [58] « Winglet Design ». [En ligne]. Disponible sur: http://wpage.unina.it/pierluigi.dellavecchia/work_in_progress/winglet.html. [Consulté le: 19-mai-2017].
- [59] D. Greenblatt et I. J. Wygnanski, « The control of flow separation by periodic excitation », *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 36, n° 7, p. 487-545, oct. 2000.
- [60] J. P. Bons, R. Sondergaard, et R. B. Rivir, « The Fluid Dynamics of LPT Blade Separation Control Using Pulsed Jets », *J. Turbomach.*, vol. 124, n° 1, p. 77, 2002.
- [61] D. R. Williams, D. Cornelius, et C. W. Rowley, « Supersonic Cavity Response to Open-Loop Forcing », in *Active Flow Control*, vol. 95, R. King, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007, p. 230-243.
- [62] N. Ramos-Pedroza, W. MacKunis, et M. Reyhanoglu, « A Sliding Mode LCO Regulation Strategy for Dual-Parallel Underactuated UAV Systems Using Synthetic Jet Actuators », *Int. J. Aerosp. Eng.*, vol. 2015, p. 1-7, 2015.
- [63] A. Belinger, P. Hardy, P. Barricau, J. P. Cambronne, et D. Caruana, « Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 36, p. 365201, 2011.
- [64] A. Seifert, T. Bachar, D. Koss, M. Shepshelovich, et I. Wygnanski, « Oscillatory Blowing: A Tool to Delay Boundary-Layer Separation », *AIAA J.*, vol. 31, n° 11, p. 2052-2060, 1993.
- [65] A. Roshko, « On the development of turbulent wakes from vortex streets », 1954.
- [66] E. Moreau, « Airflow control by non-thermal plasma actuators », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 3, p. 605, 2007.
- [67] R. Comolet, *Dynamique des fluides réels, turbomachines*. Paris: Dunod, 2006.
- [68] J. Roth, D. Sherman, et S. Wilkinson, « Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma », in *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [69] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. Van Dyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, et T. C. Corke, « Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology », *AIAA J.*, vol. 42, n° 3, p. 589-594, mars 2004.
- [70] M. L. Post et T. C. Corke, « Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators », *AIAA J.*, vol. 42, n° 11, p. 2177-2184, 2004.
- [71] T. Corke et M. Post, « Overview of Plasma Flow Control: Concepts, Optimization, and Applications », in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.

- [72] M. Forte, J. Jolibois, J. Pons, E. Moreau, G. Touchard, et M. Cazalens, « 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, n° 6, p. 917-928, nov. 2007.
- [73] J. Jolibois et E. Moreau, « Enhancement of the Electromechanical Performances of a Single Dielectric Barrier Discharge Actuator », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n° 3, p. 758-767, juin 2009.
- [74] F. O. Thomas, T. C. Corke, M. Iqbal, A. Kozlov, et D. Schatzman, « Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control », *AIAA J.*, vol. 47, n° 9, p. 2169-2178, sept. 2009.
- [75] T. C. Corke, C. L. Enloe, et S. P. Wilkinson, « Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control », *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 42, n° 1, p. 505-529, janv. 2010.
- [76] N. Benard et E. Moreau, « Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control », *Exp. Fluids*, vol. 55, n° 11, p. 1846, nov. 2014.
- [77] N. Benard et E. Moreau, « Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitations », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 14, p. 145201, avr. 2010.
- [78] E. Moreau, A. Debien, J.-M. Breux, et N. Benard, « Control of a turbulent flow separated at mid-chord along an airfoil with DBD plasma actuators », *J. Electrostat.*, vol. 83, n° Supplement C, p. 78-87, oct. 2016.
- [79] C. L. Kelley, T. C. Corke, F. O. Thomas, M. Patel, et A. B. Cain, « Design and Scaling of Plasma Streamwise Vortex Generators for Flow Separation Control », *AIAA J.*, vol. 54, n° 11, p. 3397-3408, 2016.
- [80] Lipowski, « Development of Micro-Valves for Pulsed Jet Actuators », in *ResearchGate*, Bremen, 2014.
- [81] N. A. Buchmann, C. Atkinson, et J. Soria, « Influence of ZNMF jet flow control on the spatio-temporal flow structure over a NACA-0015 airfoil », *Exp. Fluids*, vol. 54, n° 3, mars 2013.
- [82] C. Cierpka, T. Weier, et G. Gerbeth, « Evolution of vortex structures in an electromagnetically excited separated flow », *Exp. Fluids*, vol. 45, n° 5, p. 943-953, nov. 2008.
- [83] A. Boutier et M. Elena, « Seeding in Laser Velocimetry », in *Laser Velocimetry in Fluid Mechanics*, A. Boutier, Éd. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2013, p. 283-303.

- [84] H. A. Pohl, « The Motion and Precipitation of Suspensoids in Divergent Electric Fields », *J. Appl. Phys.*, vol. 22, n° 7, p. 869-871, juill. 1951.
- [85] T. B. Jones, « Dielectrophoretic force calculation », *J. Electrostat.*, vol. 6, n° 1, p. 69-82, févr. 1979.
- [86] M. Pauthenier et M. Moreau-Hanot, « La charge des particules sphériques dans un champ ionisé », *J. Phys. Radium*, vol. 3, n° 12, p. 590-613, 1932.
- [87] J. Bricard, « Physique des aérosols, Nucléation, condensation, ions, électrisation, propriétés optiques. », CEA, Gif-sur-Yvette, France, CEA-R-4831, 1977.
- [88] A. Renoux et D. Boulaud, *Les aérosols: physique et métrologie*. Tec & Doc Lavoisier, 1998.
- [89] P. Leblanc, « Étude du phénomène d'électrisation par écoulement : impact d'un champ électrique externe sur la double couche électrique », 2015.
- [90] A. Nakajima, H. Miyahara, T. Ishikawa, J. Wada, et S. Yanabu, « Streaming Electrification Characteristics of Silicone Oil », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, n° 2, p. 519-526, avr. 2008.
- [91] A. BOUTIER, *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*, Lavoisier., 2 vol. .
- [92] W. Schmidt et K. Yoshino, « Ion Mobilities in Non-Polar Dielectric Liquids: Silicone Oils », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, oct-2015.
- [93] N. Tsuchida et M. Ueda, « Ionic behaviours in silicone oil », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 13, n° 9, p. 1681, 1980.
- [94] K. Saleh et P. Guigon, « Caractérisation et analyse des poudres Propriétés comportementales des solides divisés », *Tech. Ing. Principes Formul.*, vol. base documentaire : TIB489DUO, n° j2252, p. 16, 2009.
- [95] A. Denat et R. Tobazeon, « Conduction électrique dans les liquides », 10-mai-2006.
- [96] A. Boutier, Éd., *Laser velocimetry in fluid mechanics*. London : Hoboken, NJ: ISTE Ltd. ; John Wiley & Sons, 2012.
- [97] B. Zhang, « Surface Comparison over 3D Printing Polymers », 2016. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.optics.rochester.edu/workgroups/cml/opt307/spr16/boya/index.htm>. [Consulté le: 05-sept-2017].
- [98] B. Malraison et P. Atten, « Instabilité électrohydrodynamique due à l'injection d'ions à la surface libre d'un liquide isolant », *J. Phys. III*, vol. 1, n° 7, p. 1243-1249, juill. 1991.

- [99] V. Chirkov, E. Rodikova, et Y. Stishkov, « The Dependence of the Efficiency of Electrohydrodynamic Heat Exchanger on the Electric Conductivity of Liquid », *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 53, n° 3, p. 2440-2445, mai 2017.
- [100] F. Noca, D. Shiels, et D. Jeon, « MEASURING INSTANTANEOUS FLUID DYNAMIC FORCES ON BODIES, USING ONLY VELOCITY FIELDS AND THEIR DERIVATIVES », *J. Fluids Struct.*, vol. 11, n° 3, p. 345-350, avr. 1997.
- [101] M. F. Unal, J.-C. Lin, et D. Rockwell, « FORCE PREDICTION BY PIV IMAGING: A MOMENTUM-BASED APPROACH », *J. Fluids Struct.*, vol. 11, n° 8, p. 965-971, nov. 1997.
- [102] D. F. Kurtulus, F. Scarano, et L. David, « Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by TR-PIV », *Exp. Fluids*, vol. 42, n° 2, p. 185-196, nov. 2006.
- [103] J.J. Moreau, « Bilan dynamique d'un écoulement rotationnel », *Journal de mathématiques pures et appliquées*, p. 355-375, 1952.
- [104] J. Lighthill, « Fundamentals concerning wave loading on offshore structures », *J. Fluid Mech.*, vol. 173, p. 667-681, déc. 1986.
- [105] B. T. Tan, M. C. Thompson, et K. Hourigan, « Evaluating fluid forces on bluff bodies using partial velocity data », *J. Fluids Struct.*, vol. 20, n° 1, p. 5-24, janv. 2005.
- [106] L. David, T. Jardin, et A. Farcy, « On the non-intrusive evaluation of fluid forces with the momentum equation approach », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, n° 9, p. 095401, sept. 2009.
- [107] B. W. van Oudheusden, F. Scarano, E. W. M. Roosenboom, E. W. F. Casimiri, et L. J. Souverein, « Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows », *Exp. Fluids*, vol. 43, n° 2-3, p. 153-162, févr. 2007.
- [108] T. Jardin, L. Chatellier, A. Farcy, et L. David, « Correlation between vortex structures and unsteady loads for flapping motion in hover », *Exp. Fluids*, vol. 47, n° 4-5, p. 655, oct. 2009.
- [109] J. Jeong et F. Hussain, « On the identification of a vortex », *J. Fluid Mech.*, vol. 285, p. 69-94, févr. 1995.
- [110] M. Michard, L. Graftieux, L. Lollini, et N. Grosjean, « Identification of vortical structures by a non local criterion- Application to PIV measurements and DNS-LES results of turbulent rotating flows », in *Symposium on Turbulent Shear Flows, 11 th, Grenoble, France, 1997*, p. 28-25.
- [111] L. Graftieux, M. Michard, et N. Grosjean, « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, n° 9, p. 1422-1429, sept. 2001.

- [112] N. Benard et E. Moreau, « On the Vortex Dynamic of Airflow Reattachment Forced by a Single Non-thermal Plasma Discharge Actuator », *Flow Turbul. Combust.*, vol. 87, n° 1, p. 1-31, juill. 2011.
- [113] A. Roshko, « On the Wake and Drag of Bluff Bodies », *J. Aeronaut. Sci.*, vol. 22, n° 2, p. 124-132, 1955.
- [114] J. H. Lienhard, Washington State University, Technical Extension Service, Washington State University, College of Engineering, et Research Division, *Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders*. Pullman, Wash.: Technical Extension Service, Washington State University, 1966.
- [115] P. Audier, « Etude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012 », Orléans, 2012.
- [116] P. Freymuth, « Review: A Bibliography of Thermal Anemometry », *J. Fluids Eng.*, vol. 102, n° 2, p. 152, 1980.
- [117] A. Oberbeck, « Ueber die abkühlende Wirkung von Luftströmen », *Ann. Phys.*, vol. 292, n° 10, p. 397-411, janv. 1895.
- [118] A. E. Kennelly, C. A. Wright, et J. S. V. Bylevelt, « The convection of heat from small copper wires », *Proc. Am. Inst. Electr. Eng.*, vol. 28, n° 7, p. 699-729, juill. 1909.
- [119] U. Bordoni, « Un procedimento per la misura della velocita dei gas », *Il Nuovo Cimento*, vol. 6, p. 241-283, 1912.
- [120] J. T. Morris, « The electrical measurment of wind velocity », *The Electrician*, p. 1056-1059, oct. 1912.
- [121] W. G. für Flugtechnik, *Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Flugtechnik: II*. Springer-Verlag, 2013.
- [122] A. E. Kennelly et H. S. Sanborn, « The Influence of Atmospheric Pressure upon the Forced Thermal Convection from Small Electrically Heated Platinum Wires », *Proc. Am. Philos. Soc.*, vol. 53, n° 213, p. 55-77, 1914.
- [123] L. V. King, « On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid: Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires, with Applications to Hot-Wire Anemometry », *Proc. R. Soc. Lond. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 90, n° 622, p. 563-570, sept. 1914.
- [124] L. V. King, « The linear hot-wire anemometer and its applications in technical physics », *J. Frankl. Inst.*, vol. 181, n° 1, p. 1-25, janv. 1916.
- [125] J. S. G. Thomas, « The hot wire anemometer, its application to the investigation of the velocity of gases in pipes », *Philosophcal magazine*, London, p. 505-534, mai-1920.

- [126] A. H. Davis, « Natural convective cooling in fluids », *Philos. Mag. Ser. 6*, vol. 44, n° 263, p. 920-940, nov. 1922.
- [127] L. F. G. Simmons et A. Bailey, « A hot-wire instrument for measuring speed and direction of airflow », *Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 3, n° 13, p. 81-96, janv. 1927.
- [128] M. Ziegler, *The Construction of a hot wire anemometer with linear scale and negligible lag*. Amsterdam: Noord-Hollandsche Uitg.-Maatschappij, 1934.
- [129] P. Calvet et S. Liousse, « Mesure de la température, de la pression et de la vitesse au moyen d'un capteur chauffé par impulsion », *Rev. Générale Therm.*, 1971.
- [130] P. Vukoslavčević, J. M. Wallace, et J.-L. Balint, « The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 1. Simultaneous measurement by hot-wire anemometry », *J. Fluid Mech.*, vol. 228, p. 25-51, juill. 1991.
- [131] Delville et Garem, *Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows*, Springer. Bonnet, Glauser, 1992.
- [132] Y. Borisenkov, G. Gulitski, M. Kholmyansky, S. Krylov, A. Liberzon, et A. Tsinober, « Micro-machined super-miniature hot-film multi-array probe for field experiments with sub-Kolmogorov resolution », *J. Turbul.*, vol. 16, n° 6, p. 525-539, juin 2015.
- [133] J.-P. Schon, G. Comte-Bellot, et G. Charnay, « Anémomètres à fil ou à film chaud | Techniques de l'Ingénieur », 1994.
- [134] Dantec Dynamics A/S, « Probes for hot-wire anemometry », 2012. [En ligne]. Disponible sur: <http://pdf.directindustry.com/pdf/dantec-dynamics-s/probes-hot-wire-anemometry/15753-405807.html>. [Consulté le: 26-janv-2017].
- [135] A. des sciences (France) A. du Henri Pitot, « Histoire de l'Académie royale des sciences et les mémoires de mathématique & de physique », 1732.
- [136] H. Darcy, « [Annales des ponts et chaussées. Mémoires et documents relatifs à l'art des constructions et au service de l'ingénieur] », 1858.
- [137] H. Eckelmann, *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. Springer-Verlag, 2013.
- [138] H. Oertel jr, *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. Springer-Verlag, 2013.
- [139] I. CARÉ, « Mesures locales de la vitesse d'un fluide », *Tech. Ing. Métrologie Relat. Aux Fluides - Vitesses Débits*, vol. base documentaire : TIB402DUO., n° ref. article : r2110, 2013.
- [140] E. U. Repik et V. K. Kuzenkov, « Measurement of turbulent surface friction using plane Pitot tubes », *J. Eng. Phys.*, vol. 36, n° 6, p. 640-643, juin 1979.

- [141] Y. N. Alekseev et I. D. Zheltukhin, « Effect of polymers on pitot-tube readings », *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. 9, n° 5, p. 608-609, sept. 1968.
- [142] A. Quarmby et H. K. Das, « Displacement Effects on Pitot Tubes with Rectangular Mouths », *Aeronaut. Q.*, vol. 20, n° 2, p. 129-139, mai 1969.
- [143] R. Hooke, *Micrographia or Some physiological descriptions of minutes bodies made by magnifying glasses: with observations and inquiries thereupon ([Reprod.]) / by R. Hooke,...* London: printed by Jo. Martyn and Ja. Allestry, 1665.
- [144] A. J. I. Toepler et A. Witting, *Beobachtungen nach einer neuen optischen methode.* Bonn: M. Cohen & sohn, 1864.
- [145] L. Foucault, « Memoire sur la construction des telescopes en verre argente », *Ann. Obs. Paris*, vol. 5, p. 197-237, 1859.
- [146] J.-P. Prenel et P. Smigielski, « Mécanique des fluides - Visualisation par variation d'indice », *Ed. TI*, vol. base documentaire : TIB586DUO, n° ref. article : af3332, p. 15, 1999.
- [147] « ISL - Institut franco-allemand de recherche pour la défense ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.isl.eu/>. [Consulté le: 25-juill-2017].
- [148] H. Sueda et K. C. Kao, « Schlieren images observed in electrically stressed dielectric liquids », *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 15, p. 2538-2545, août 1980.
- [149] C. Chartier, *Chronophotogrammétrie plane et stéréoscopique*, vol. 114. E. Blondel La Rougery, 1937.
- [150] T. D. Dudderar et P. G. Simpkins, « Laser speckle photography in a fluid medium », *Nature*, vol. 270, n° 5632, p. 45-47, nov. 1977.
- [151] J. Schon, F. Danel, J. Melinand, C. Rey, et G. Charnay, « Measurements of Lagrangian Velocities by mean of rotating laser », présenté à Sixth biennial Symposium of Turbulence, La Rolla Missouri (USA), 1979.
- [152] R. J. Adrian, « Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry », *Appl. Opt.*, vol. 23, n° 11, p. 1690, juin 1984.
- [153] R. D. Keane et R. J. Adrian, « Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 1, n° 11, p. 1202, 1990.
- [154] R. D. Keane et R. J. Adrian, « Optimization of particle image velocimeters: II. Multiple pulsed systems », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 2, n° 10, p. 963, 1991.