

Analyse de l'influence de rugosités organisées sur les écoulements cavitants instationnaires

Jean Elie Mehal

▶ **To cite this version:**

Jean Elie Mehal. Analyse de l'influence de rugosités organisées sur les écoulements cavitants instationnaires. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2014. Français. NNT : 2014ENAM0013 . pastel-01062146

HAL Id: pastel-01062146
https://pastel.hal.science/pastel-01062146

Submitted on 9 Sep 2014

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.

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

2014-ENAM-0013

Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique "

présentée et soutenue publiquement par

Jean Elie MEHAL

le 4 juin 2014

ANALYSE DE L'INFLUENCE DE RUGOSITES ORGANISEES SUR LES ECOULEMENTS CAVITANTS INSTATIONNAIRES

Directeur de thèse : **Farid BAKIR**
Co-encadrement de la thèse : **Olivier COUTIER-DELGOSHA et Florent RAVELET**

Jury

M. Smaine KOUIDRI, Professeur, UPMC	Président
M. Pascal CHESSE, Professeur, Ecole Centrale de Nantes,	Rapporteur
M. Georges DESCOMBES, Professeur, CNAM	Rapporteur
Mlle. Amélie DANLOS, Maître de Conférences, CNAM	Examinateur
M. Olivier COUTIER, Professeur, ENSAM	Examinateur
M. Florent RAVELET, Maître de Conférences-HDR, ENSAM	Examinateur
M. Farid BAKIR, Professeur, ENSAM	Examinateur

T H È S E

Avant propos

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une continuation de la recherche menée entre autres par Olivier Coutier-Delgosha sur les instabilités des écoulements cavitants dus aux rugosités, et plus particulièrement, les rugosités organisées. Ces rugosités peuvent être définies par le passage d’un outil d’usinage lors de la conception des aubages de pompes.

Remerciements

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements et toute ma gratitude à Monsieur Farid Bakir, Professeur des Universités, qui a assuré la direction scientifique de ces travaux de thèse
Je le remercie pour la confiance qu'il m'a toujours témoignée, son implication dans le travail, son enthousiasme et sa grande disponibilité malgré une charge de travail colossale.
Ses connaissances scientifiques et sa capacité à les partager m'ont été très bénéfiques lors de la réalisation de ce travail de recherche.
Je veux remercier vivement Monsieur Olivier Coutier-Delgosha, co-encadrant et HDR à L'ENSAM de Lille, qui a été à l'initiative de ce travail de recherche expérimentale. Sa bonne connaissance du sujet m'a permis d'orienter mon travail dans la bonne direction. Je le remercie pour son soutien, son attention et ses précieux conseils.
Ma gratitude va aussi à Monsieur Florent Ravelet, co-encadrant et Maître de conférences à l'ENSAM Paris, lieu dans lequel s'est déroulée la partie expérimentale de mes travaux, pour son expertise scientifique et son esprit de synthèse. Ses conseils m'ont été très précieux, en ce qui concerne les choix technologiques des matériels et matériaux pour le déroulement de la réalisation des différents essais.
Ma reconnaissance va aussi à Mademoiselle Amélie Danlos, qui a été une aide très précieuse dans le dépouillement et l'interprétation des résultats. Sa contribution m'a permis de terminer mes travaux à temps.
Mes remerciements seraient incomplets si je ne n'évoquais pas le concours de Monsieur Gérard Coffignal, directeur de l'école doctorale, maintenant retraité, pour qui, sans sa confiance, je n'aurais pu obtenir les différentes autorisations pour m'inscrire année après année.

Je souhaite exprimer ma gratitude à Monsieur Ricardo Noguera qui dès le début m'a poussé à poursuivre ma thèse jusqu'à son terme.
Je ne conclurais pas sans évoquer toute mon admiration pour le soutien indéfectible de mon épouse, Le Thuy Tien, qui a toujours été présente pour m'encourager dans la poursuite de ces travaux de recherche.

A tous ceux qui m'ont pleinement soutenu, je souhaite vous exprimer toute ma gratitude !

Table des matières

1. Introduction générale

2. Cavitation et état de surface

2.1. Cavitation – Généralités

2.1.1. La cavitation : phénomène physique

2.1.2. Types de cavitation

2.1.3. Conséquences en turbomachines

2.1.4. Quelques définitions et ordres de grandeur

2.2. Hydrodynamique et rugosités

2.2.1. Rugosités

2.2.2. Influences de la rugosité dans les écoulements hydrauliques

2.2.3. Couche limite turbulente sur plaque plane

2.3. Etat de surface et hydrodynamique

2.4. Expérimentations – cavitations et rugosités

3. Moyens et outils

3.1. Veine d'essai

3.2. Description du Venturi

3.3. Visualisations

3.3.1. Caméra CamRecord 600

3.3.2. Eclairage – Lampe LED

3.4. Mesure du champ de pression pariétale – Chaîne de mesure

3.5. Vélocimétrie Doppler laser (LDV)

3.6. Présentation des « cycles typiques »

4. Résultats

4.1. Analyse du cas de référence : plaque lisse L0

4.2. Effets des plaques rainurées

4.2.1. Effets des rainures longitudinales sur les tailles des poches cavitantes

4.2.2. Identification de deux régimes de cavitation

4.2.3. Mesures du champ de pression

4.2.4. Effets des surfaces rainurées sur un écoulement non-cavitant

5. Conclusion Générale

ANNEXES

Listes des figures

Chapitre 1

Figure 1-1 : Diagramme des états thermodynamique d'un corps, courbe de changement de phase

Figure 1-2 : Evaluation des temps d'usinage (a) et des hauteurs de crête (b) en fonction du pas radial

Chapitre 2

Figure 2-1 : Essai d'une hélice en tunnel de cavitation « MIT's Variable Pressure Tunnel Dr. Kinna » – 1996

Figure 2-2 : Cavitation à bulles convectées

Figure 2-3 : Cavitation à poches attachées - laboratoire Dynfluids ENSAM

Figure 2-4 : Naissance d'un micro-jet dirigé vers la paroi – Ahmet Tezel et Samir Mitragoti

Figure 2-5 : Effet de la cavitation (et/ou érosion) sur la roue d'une pompe centrifuge

Figure 2-6 : Cavitation à bulles suivie d'un nuage de poches

Figure 2-7 : Forme du NPSH requis en fonction du débit

Figure 2-8 : Diagramme de Nikuradse

Figure 2-9 : Evolution du champ des vitesses autour d'éléments rugueux

Figure 2-10 : Schéma d'élévation et d'oscillation

Figure 2-11 : Section transversale d'une paroi rainurée en forme de « V »

Figure 2-12 : Performance de différentes géométries de rainures (DLR Berlin)

Figure 2-13 : Schéma montrant la croissance d'une « écaille » de peau requin

Figure 2-14 : Essais dans une soufflerie d'A320 à la soufflerie S1 de l'ONERA/Modane

Figure 2-15 : Baleine à bosses en immersion – Vue de leurs nageoires édentées

Figure 2-16 : Schéma de l'écoulement des fluides sur une surface type nageoire de baleine

Figure 2-17 : Application industrielle de la nageoire de la baleine à bosse

Figure 2-18 : Schéma de principe de l'indentation sur un profil NACA 16020 de 10 cm de corde avec un angle d'ouverture de la pyramide de 136° et visualisation de cavitation attachée sur un profil NACA 16020

Figure 2 – 19 : Schéma de principe de la pièce dans un tunnel de cavitation du laboratoire « State Key Laboratory of Tribolology » et caractéristiques des pièces cylindriques

Figure 2 – 20 : Nuages de cavitation au niveau des indentations

Chapitre 3

Figure 3 – 1 : Schéma de principe du tunnel de cavitation – ENSAM Paris (2012)

Figure 3 – 2 : a) Schéma de principe de la veine d'essais – b) Veine d'essais utilisant un venturi

Figure 3 – 2 : Profil D dans le Tunnel de cavitation – ENSTA

Figure 3 - 3 : Raccordement de la plaque au niveau du col

Figure 3 – 4 : Vue d'ensemble et caractéristiques du venturi

Figure 3 – 5 : Surface inclinée du support venturi usinée pour adaptation des capteurs Keller PAA-2MI

Figure 3 – 6 : Capteurs Keller PAA-2MI

Figure 3 – 7 : Etalonnage des capteurs KELLER

Figure 3 – 8 : Campagne de mesure LDV (en des points spécifiques par rapport au col)

Figure 3 – 9 : Caractérisation de l'écoulement à l'entrée de la veine d'essais.

Figure 3 – 10 : Image « noire » ou de référence

Figure 3 – 11 : Image normalisée après traitement de l'image

Figure 3 – 12 : Traitement d'images pour les mesures de la longueur d'une poche de cavitation

Figure 3 - 13 : Nuage de cavitation sur la plaque lisse pour $\sigma = 1.18$

Figure 3 – 14 : Evolution des fréquences des poches cavitantes en fonction de leur forme =

Figure 3 – 15 : Fluctuations de pression RMS (P) sur la face aval d'essai du venturi en fonction de l'évolution du nombre de cavitation par rapport à la distance au col – plaque L0

Figure 3 – 16 : Fluctuations de pression RMS (P) sur la face aval du venturi en fonction de l'évolution du nombre de cavitation par rapport à la distance au col – plaque L0, L2, L6 et L7

Chapitre 4

Figure 4 - 1 : Evolution des longueurs de poches adimensionnées $L^* = \frac{L}{H_{col}}$ et le rapport d'aspect en fonction de σ – plaque L0

Figure 4 - 2 : Longueur moyenne des poches cavitantes adimensionnée

$L_* = L/H_c$ en fonction du nombre de cavitation σ.

Figure 4 - 3 : Longueur adimensionnelle H/L selon le nombre de cavitation $\boldsymbol{\sigma}$

Figure 4 – 4 : Evolution de la taille des poches en hauteur H/Hc et en longueur L/Lc adimensionnées

Figure 4 – 5 : Spectre de fréquences sur le niveau de gris des poches cavitantes pour la plaque L0.

Figure 4 – 6 : Spectre de fréquences sur le niveau de gris des poches cavitantes

Figure 4 – 7 : Evolution de la fréquence de détachement en fonction de la longueur de poche

Figure 4 – 8 : Evolution des fréquences en fonction de σ

Figure 4 – 9 : Fréquence de détachement des nuages de cavitation en fonction de leur longueur relative L^*

Figure 4 – 10 : Evolution du nombre de Strouhal $St_L = L.f_L/v_c$ selon le nombre de cavitation σ,

Figure 4 – 11 : Comparaison entre poche oscillante et détachement de nuage de cavitation pour un même nombre de cavitation

Figure 4 – 12 : Evolution des fréquences des poches cavitantes en fonction de leur forme (étude de la hauteur comparativement à la longueur)

Figure 4 – 13 : Valeur de la pression moyenne en fonction de la distance adimensionnée y'* (y′ est correspond à l'axe parallèle au divergent du venturi)

Figure 4 - 14 : Fréquence de détachement des poches de cavitation - Plaque L7 - $\sigma = 1.17$

Figure 4 – 15 : courbe $< P - P_{sat} > \frac{}{0}.5\rho V_{ref}^2$ plaque L8

Figure 4 - 16 : Profils de vitesses longitudinales adimensionnés $v'_y *$/vy'_∞ dans un écoulement non cavitant

Figure 4 – 17 : Profils de vitesses adimensionnelles dans un écoulement non-cavitant, à $y^* = 0.5$

Figure 4 – 18 : Evolution du champ de pression pariétale en régime non cavitant

Annexes

Figure A-1 : Profil D dans le Tunnel de cavitation – ENSTA

Figures A-2 : Plaque rugueuse montée sur hydrofoil en D

Figure A-3: Schéma de l'hydrofoil en D

Figure A-4 : Plaque usinée au laboratoire de mécanique de l'ENSAM Lille

Figure A-5 : Evolution des longueurs de poches adimensionnées $L^* = \frac{L}{H_{col}}$ en fonction du nombre de cavitation σ

Figure A-6: Cycle de formation et de détachement d'une poche de cavitation sur la plaque (P3 - □) pour $\sigma = 1.17$

Figure A-7 : Evolution du nombre de Strouhal - plaques 1ère génération

Figure A-8: Fréquence de détachement des poches cavitantes f en fonction du nombre de cavitation

Figure B – 1 : Schéma de principe des passages d'un outil d'usinage

Figure C - 2 : Croisement des faisceaux laser

Figure C - 3 : Signal typique de vélocimétrie laser avec une bouffée correspondant au passage d'une particule dans les faisceaux.

Liste des tableaux

Chapitre 3

Tableau 3 – 1 : Identification et coordonnées des capteurs de pression

Tableau 3 – 2 : Caractérisation et nomenclature des plaques en laiton

Tableau 3 – 3 : Caractéristiques de la Caméra rapide

Tableau 3 – 4 : Résumé des caractéristiques du laser utilisé pour les mesures LDV

Annexe

Tableau A-1 : Caractéristiques des plaques de l'hydrofoil D

Liste des symboles

t : temps (secondes)

ρ : masse volumique (kg/m^3)

$\vec{v} = (v_1, v_2, v_3)$ qui correspond à la vitesse d'une particule fluide (m/s)

p : désigne la pression (Pa)

$\bar{\bar{\tau}} = (\tau_{i,j})_{i,j}$: c'est le tenseur des contraintes visqueuses (Pa)

f : résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide $(N.kg^{-1})$

e : énergie totale par unité de masse $((J.kg^{-1})$

$\vec{q}$: flux de chaleur perdu par conduction thermique $(J.m^{-2}.s^{-1})$

r : perte de chaleur volumique due au rayonnement

L'opérateur nabla s'exprime selon les trois axes :

$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3}\right)$

ε : Hauteur de l'élément de rugosité

$\mathbf{Re}_{cf}$: Nombre de Reynolds calculé pour $D_{h,cf}$

$D_{h,cf}$: Diamètre hydraulique restreint

α : Taux d'aspect

a : Base du tunnel

b : Longueur du tunnel

b_{cf} : Hauteur du tunnel moyen

D_h : Diamètre hydraulique

f : Facteur de frottement

p : Incidence de la rugosité

R_a : Rugosité moyenne

$\mathbf{Re}$: Nombre de Reynolds

$\mathbf{Re}_c$: Reynolds critique

R_p : Hauteur maximum de pic de rugosité

Rs_m : Espacement moyen des irrégularités

V : Vitesse de l'écoulement

x : Distance amont de début du tunnel

Rs_m : Espacement moyen des irrégularités

V : Vitesse de l'écoulement

x : Distance amont de début du tunnel

u_s : Vitesse de cisaillement proche paroi

a : Constante

ρ : Masse volumique

z_{ref} - hauteur de référence

C_D - coefficient de trainée

$(\Delta p / 0.5 \rho U^2(z_{ref}))$

$\lambda_f = (wh) / d_x d_y$ - densité « frontale »

C = constante

k = constante - hauteur de rugosité

$+$ = pour marquer la normalisation

y = dont l'origine est à $0{,}15k$

U_c = vitesse au centre du conduit

ν = viscosité cinématique

1. Introduction générale

En guise d'introduction, Olivier Vincent [**59**] posa une devinette qui heurte le bon sens populaire :

« Soit deux objets de même forme, l'un parfaitement lisse et l'autre légèrement strié : lequel va le plus vite dans l'eau ? Réponse : le second, parce que les micro-turbulences issues du frottement aquatique sont moins importantes si elles restent canalisées dans des rainures. Partant de ce constat, vérifié avec la peau de requin, naturellement striée, des chercheurs ont mis au point un revêtement spécial destiné aux avions, « fait de creux de quelques centièmes de millimètre de profondeur, avec un écart d'un dixième de millimètre entre deux creux », précise Jean-Jacques Thibert, ingénieur à l'Office national d'études et de recherches aérospatiales (ONERA). Collées sur 80 % de la surface des ailes d'avion, ces feuilles synthétiques ont été testées sur un Airbus A340 de la Cathay Pacific Airways. Elles permettent de réaliser des économies substantielles de carburant (de l'ordre de 3 %). »

Ce simple résultat qui défie toute vraisemblance logique, nous interpelle quant aux effets que peuvent présenter les rugosités sur des profils usinés.

Problématique

La question, qui logiquement se pose, est celle-ci : est-il toujours préférable d'usiner les pièces avec des états de surface polis pour avoir les meilleures performances hydrodynamiques, ou bien des profils rugueux seront-ils tout aussi performants voire *« plus performants »*, selon le critère hydrodynamique recherché ?

Contexte général

Les machines hydrauliques tournantes de type pompes ou hélices marines fonctionnent le moins possible en régime cavitant : cela signifie que l'écoulement qui parcourt la surface de l'aubage est partiellement vaporisé dans les zones de basse pression comme l'extrados des aubages ou la périphérie de la machine. Les « poches de cavitation » créées aux environs de

certaines zones des aubages sont fluctuantes, de façon plus ou moins organisée. Des comportements instationnaires périodiques peuvent en particulier se produire, donnant lieu à des efforts dissymétriques qui peuvent compromettre par exemple l'équilibre radial du rotor. D'autres inconvénients comme la diminution de performance, les vibrations ou encore l'érosion sont également liés à la cavitation. La perte éventuelle de puissance propulsive, puissance qui n'est pas le seul indicateur de performance des hélices, implique très souvent des contraintes hydrodynamiques sur l'état de surface des aubages.

En effet, la cavitation, qui est un phénomène hydrodynamique complexe, survient en présence d'un pic de dépression local de l'écoulement proche paroi. Elle est également influencée par l'état de surface. D'une manière générale, la cavitation correspond au changement de phase liquide-vapeur d'un corps sous l'effet d'une chute de pression.

Au 19ème siècle, John Dalton étudia le volume de vapeur d'eau qui était nécessaire pour saturer l'air. Il remarqua que ce volume dépendait beaucoup de la température. La pression de vapeur saturante est la pression à laquelle la phase gazeuse d'une substance est en équilibre avec sa phase liquide. Elle dépend exclusivement de la température.

Elle est la pression partielle de la vapeur à partir de laquelle on ne peut plus former de molécules sous forme vapeur dans l'air. Quand la pression partielle de la vapeur est égale à la pression de vapeur saturante d'une substance, les phases gazeuse, liquide ou solide sont dites en équilibre.

Dans le digramme en figure 1 - 1, une particule liquide peut évoluer dans son état physique (température, pression) en privilégiant des chemins thermodynamiques différents. La « flèche rouge » décrit l'état de fusion de la particule à pression constante vers un état gazeux, alors que la « flèche bleue » décrit un changement d'état isotherme vers un état gazeux. Cette dernière est identifiée comme étant le processus de la cavitation.

Suivant la répartition de pression sur la surface de l'aile subissant une chute importante de pression, deux types de cavitation sont observables : la cavitation par bulles (répartition de pression uniforme) ou par poches. Ces deux types de cavitation seront explicités ultérieurement.

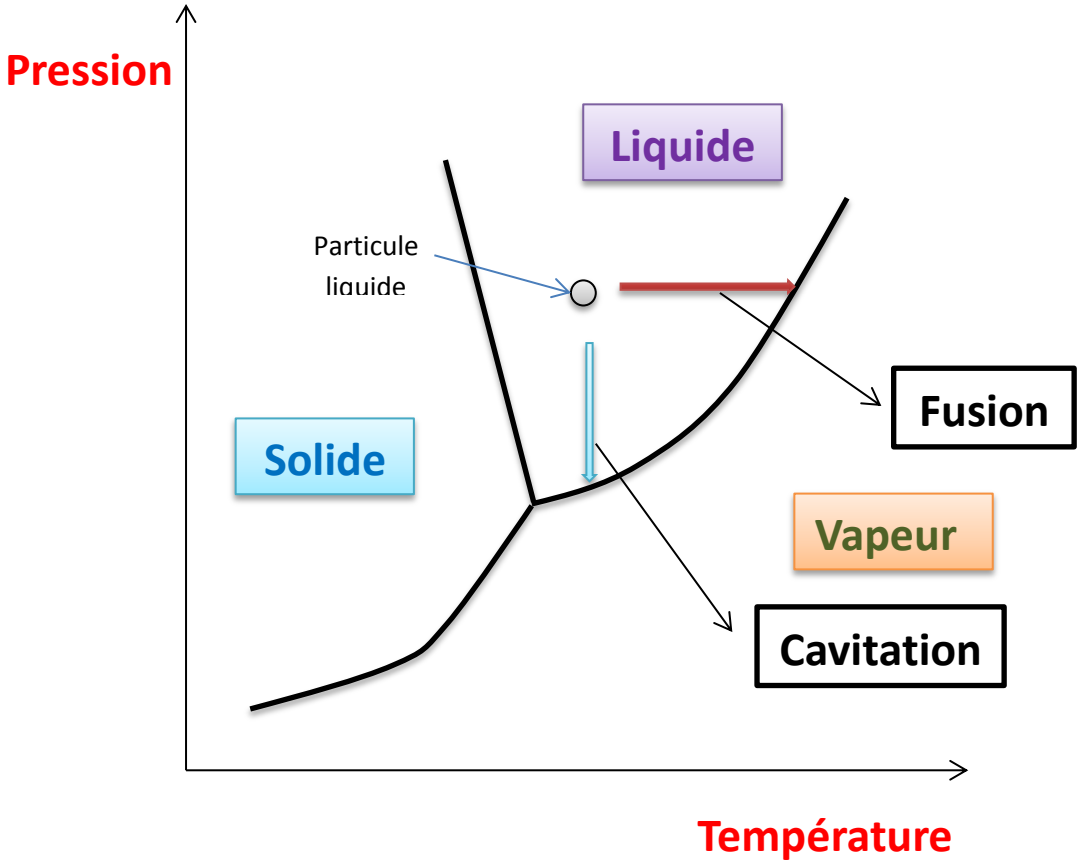


Figure 1 – 1 : Diagramme des états thermodynamiques d'un corps, courbe de changement de phase

Plusieurs activités de recherche récentes ont permis de mettre en évidence l'impact de la qualité de l'état de surface des aubages sur les comportements cavitants.

A l'ENSTA par exemple, l'influence de la rugosité non organisée sur les instabilités de cavitation a pu être quantifiée dans une configuration d'hydrofoil bidimensionnel placé en incidence dans un tunnel à cavitation [**21**].

Ce type de géométrie, bien que très simplifiée par rapport à une machine hydraulique, présente l'avantage de reproduire l'écoulement cavitant autour d'un aubage, tout en permettant des mesures beaucoup plus faciles.

Les travaux menés à l'ENSTA, notamment par Coutier-Delgosha O. et al. [**21**] ont montré en particulier l'effet déstructurant qu'exerce la rugosité sur les instabilités périodiques.

Dans le cadre d'une collaboration avec le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) et SNECMA Moteurs, maître d'œuvre des moteurs d'Ariane V, l'équipe ENSAM du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML) a par ailleurs identifié un effet des stries d'usinage sur l'organisation de la cavitation dans les étages d'aspiration (appelés inducteurs) des pompes de moteurs fusées. Des prises de vues montrent clairement que la cavitation se forme dans certains cas le long des stries d'usinage.

Arndt a étudié dès 1968 l'influence de la rugosité à partir d'écoulements dans des tubes en utilisant des éléments triangulaires pour simuler les défauts de surface [**3**].
En 1981, il a montré que l'influence de la rugosité sur l'apparition de cavitation est plus importante pour un défaut isolé que pour une rugosité répartie [**4**]. Ainsi une aspérité ou une cavité présente sur une surface lisse favorise l'apparition de cavitation par rapport à une surface comprenant ce défaut régulièrement réparti en moyenne. Cette étude prend également en compte des éléments rapportés de différentes géométries tels que des aspérités triangulaires ou hémisphériques. Dans ce contexte, une activité de collaboration portant sur ces aspects a été initiée en 2006 par l'ENSAM Lille, l'ENSAM Paris, et l'Ecole Navale.

Objet de la thèse

L'objectif général de cette thèse est d'améliorer la compréhension de l'influence de l'état de surface sur les comportements cavitants. Une meilleure compréhension de l'influence des rugosités organisées (celles issues du passage des outils d'usinage) sur le déclenchement de la cavitation permettra de définir des techniques d'usinage optimales de manière à répondre au mieux aux critères de performance recherchés.

Motivation

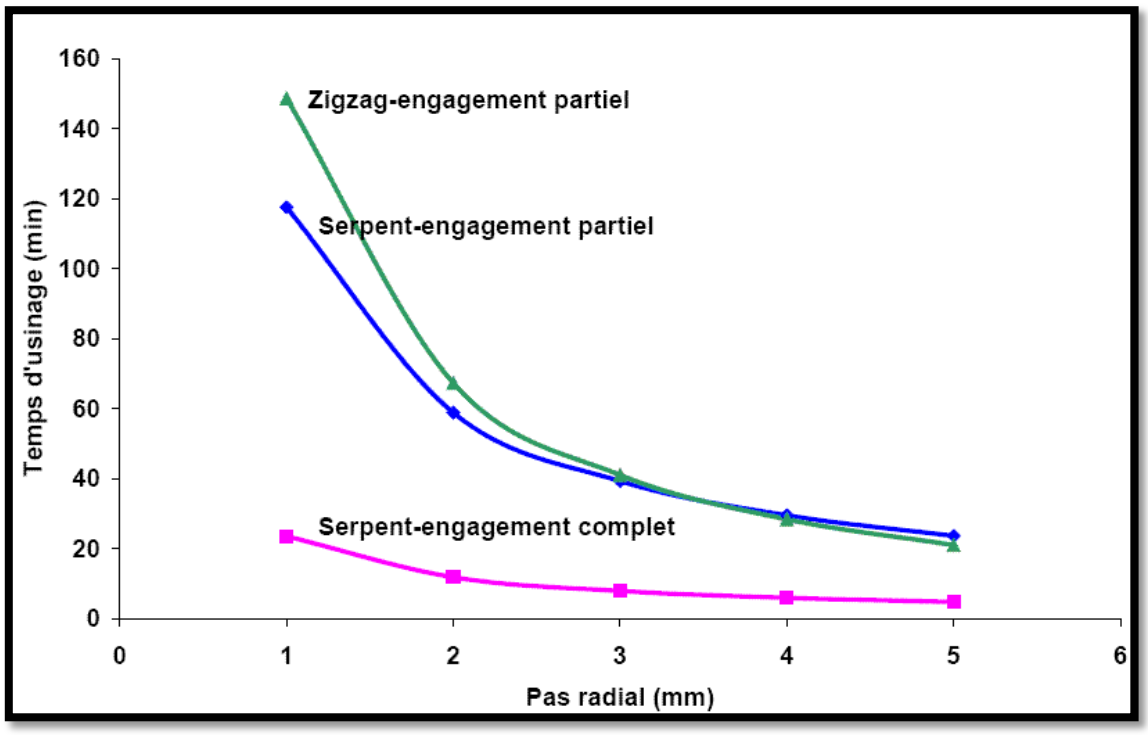
Pourquoi convient-il de s'intéresser de près aux effets hydrodynamiques des rugosités de surface sur des profils plongés dans un écoulement liquide ?
Précédemment, nous avions dit que les aspérités de surfaces sont les sièges du déclenchement de la cavitation à des débits en-deçà du débit initial d'apparition de la cavitation sur des profils lisses. Jusqu'à maintenant, il est très difficile de définir avec précision le critère du déclenchement de la cavitation autour d'une aspérité. Il convient donc d'étudier les conséquences des rugosités de surfaces créées par des machines outils. Contrairement aux rugosités aléatoires, ces rugosités sont organisées.
L'usinage est une famille de technique de fabrication de pièces mécaniques. L'exécution de l'usinage a pour conséquence de définir un état de surface sur la pièce usinée. Les états de surface obtenus (avec des rugosités organisées) diffèrent très nettement des états de surfaces ayant des rugosités aléatoires (type grains de sable).

A chaque phase de la gamme de fabrication, le concepteur et/ou l'usineur choisissent le type d'usinage à réaliser, la machine, l'outil ainsi que le support de pièce permettant l'obtention de tous les éléments de cotation de la surface considérée. Les principaux usinages sont le fraisage

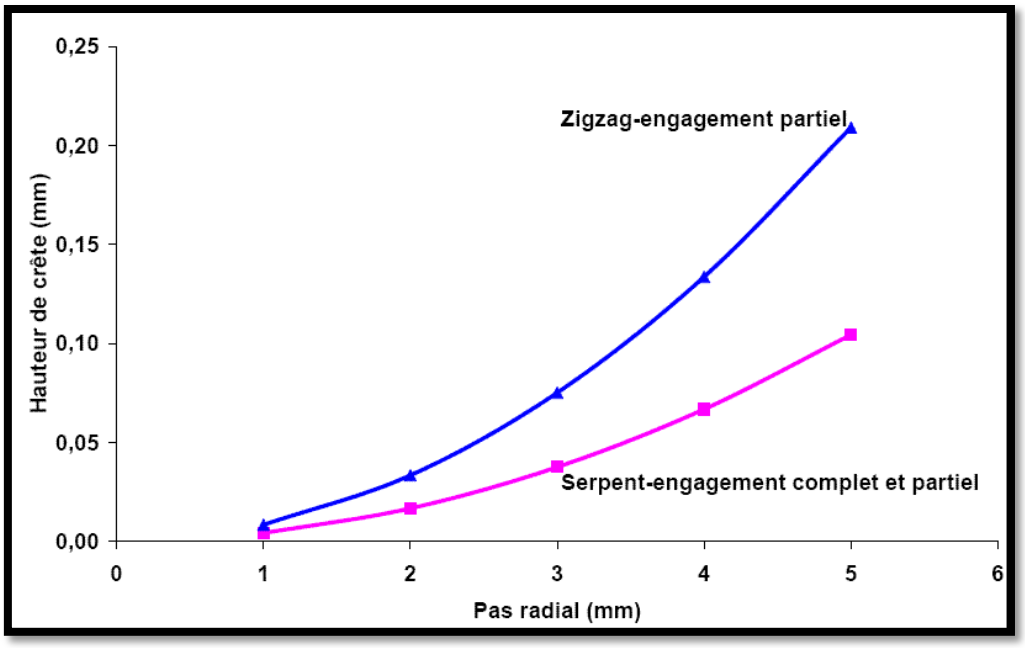
(surfaces planes) et le tournage (surfaces de révolution). Avec l'apparition de la commande numérique, il est désormais possible d'usiner une multitude de surfaces courbes.

La qualité de surface obtenue suite à un procédé d'usinage a un coût qui augmente en fonction de la précision recherchée, ce coût est défini en : temps de travail, surépaisseur de matière à enlever, usure de la machine-outil, consommables (outil, lubrifiant, courant électrique), stockage [**1**].

On ne pratique donc que les qualités d'usinage nécessaires. Plus la surface est polie, plus le temps d'usinage est grand et plus le coût augmente et de façon exponentielle selon les figures 1 – 2 (a – b). Il y a donc une véritable nécessité de mettre en place une réflexion pour la détermination des techniques d'usinage du fait de l'enjeu économique.



(a)



(b)

Figure 1 – 2 : Evaluation des temps d'usinage (a) et des hauteurs de crête (b) en fonction du pas radial [1]

Remarque : *Les expressions « zig-zag engagement partiel », « serpent engagement partiel » et « serpent engagement complet et partiel » ont trait à la fréquence de passage des outils d'usinage sur la face usinée, laissant apparaître des stries de formes différentes en fonction du procédé choisi.*

Difficultés numériques

Le phénomène de cavitation se rencontre lors du fonctionnement des machines hydrauliques dans des plages d'utilisation hydrodynamique optimale. C'est l'apparition de ce phénomène qui déterminera une des limites d'utilisation des ces machines. A la naissance de ce phénomène physique, apparaissent des problèmes de chute de performances, de vibrations, d'effets thermodynamiques et d'instabilité de fonctionnement.

Qui plus est, ces phénomènes demeurent très complexes et mal connus, et rendent délicate la mise en place de solveurs Navier-Stokes cavitant. A ces contraintes, il faut ajouter les caractères diphasiques, turbulents, compressibles et instationnaires des écoulements cavitants [**8**, **35**].

De plus, les rugosités organisées ont des tailles « relativement petites » comparativement aux pièces usinées. Les calculs numériques, dans ces régions d'indentation, nécessiteraient des maillages très fins. A l'heure actuelle, la capacité numérique dans un volume de mesure aussi étroit ne permet pas de donner des résultats suffisamment objectifs aux alentours de ces aspérités.

Organisation du rapport

Après avoir explicité et défini la cavitation en général et avoir présenté les différents types de cavitation ainsi que les phénomènes déclencheurs, une partie sera consacrée aux conséquences de la cavitation dans des écoulements hydrodynamiques (pompes, aubes, pales des hélices…). Ce phénomène physique a déjà fait l'objet de nombreuses études.

On expliquera ce qu'est une *« rugosité »* et les moyens utilisés pour la définir. Nous évoquerons l'interaction entre des rugosités de surface sur le déclanchement de la cavitation.

Etant exclusivement expérimentale, cette thèse est menée dans le laboratoire hydrodynamique de l'ENSAM Paris (DynFluid). Une description de la veine d'essai et des moyens de mesure sera menée (moyens de mesures, matériel et matériaux d'essais). Comme moyen de mesure, nous avons procédé à l'utilisation de l'imagerie par une caméra rapide afin de déterminer la longueur et la fréquence de détachement des poches de cavitation, la vélocimétrie laser (LDV) a permis d'apporter des précisions sur l'évolution du champ de vitesse proche paroi. Un volet sera consacré à la détermination des caractéristiques du Laser et la configuration de la LDA.

Cette thèse se conclura par le dépouillement des résultats expérimentaux et leurs interprétations.

2. Cavitation et état de surface

2.1. Cavitation – Généralités

2.1.1. La cavitation : phénomène physique

On appelle « cavitation » (qui vient du mot « ***cavus*** » ce qui signifie « trou »), l'apparition de bulles de gaz et de vapeur dans un liquide soumis à une dépression. Lorsque cette dépression est suffisamment élevée, la pression peut devenir inférieure à la pression de vapeur saturante, et une bulle de vapeur est susceptible de naître (figure 1-1).

La dépression peut être liée à un écoulement de liquide à forte vitesse, par exemple dans un venturi ou au voisinage d'une pale dans une pompe ou encore sur une hélice de sous-marin. En effet, une accélération de la vitesse de l'écoulement proche d'une surface convexe engendre une dépression locale. On parlera alors de « cavitation hydrodynamique » découverte par Lord Rayleigh en 1917.

Elle se caractérise par un sillage de bulles, et/ou par l'apparition d'une couche de vapeur accrochée à une pale (figure 2-1).

Rayleigh - Plesset

Lorsqu'on se penche sur une échelle microscopique, il est intéressant d'approcher le comportement des bulles de cavitation selon les grandeurs physiques suivantes : pression, température et vitesse de d'apparition et de disparition de ces bulles.

Pourquoi les bulles grossissent-elles et implosent-elles ?

Pour répondre à cette question, il faut partir de la loi de Rayleigh-Plesset qui, en thermodynamique relie la pression de vapeur saturante et le rayon de la bulle. A l'intérieur

d'une bulle, la pression est augmentée par les effets de tension de surface. L'équation de Rayleigh-Plesset s'écrit comme suit :

$$\rho\left[RR'' + \frac{3}{2}R'^{2}\right] = \left(P_{\infty 0} - P_v + 2\frac{S}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - P_\infty + P_v - 2\frac{S}{R}$$

- P∞ - pression dans le liquide
- Pv - pression de vapeur saturante du liquide
- R - rayon de la bulle
- S - tension de surface

En négligeant es termes de viscosité et la tension de surface et en considérant qu'une bulle ne contient que de la vapeur, nous parvenons à l'équation simplifiée de Rayleigh-Plesset

$$RR'' + \frac{3}{2}R'^{2} = \frac{P_v - P}{\rho}$$

R est le rayon de la bulle, et ses dérivées première R'et seconde R'' et ρ est la masse volumique du liquide.
Sur la base de l'équation de Rayleigh, nous pouvons déterminer la vitesse d'implosion, c'est-à-dire la vitesse à laquelle la bulle de cavitation va « collapser » en passant d'un volume de rayon R_0 à un volume de rayon R.

Le mouvement d'une bulle de vapeur « *sphérique* » soumise à une pression extérieure, égale à P, est solution de l'équation de Rayleigh.

$$R' \approx \sqrt{\frac{3}{2}\frac{P_{ext} - P_v}{\rho}\left(\frac{R_0}{R}\right)^3} \approx 730 m.s^{-1}$$

Avec :

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{20} \quad P_\infty = 10^5 Pa \ et \ P_v = 2400 Pa$$

Intéressons-nous maintenant à la pression engendrée par une telle bulle pendant son cycle de grossissement puis d'implosion. Pour avoir un ordre de grandeur de la pression à l'implosion :

$$P_{max} = P_\infty \left[1 + \frac{1}{4^{\frac{4}{3}}}\left(\frac{R_0}{R}\right)^3\right] \approx 1.010^6 Pa = 10 bars$$

$$Avec\ P_v = 2400Pa \ll P_\infty = 10^5 Pa\ \frac{R}{R_0} = \frac{1}{4}$$

Ces différentes valeurs de pression d'implosion et de vitesse d'effondrement de la bulle expliquent les conséquences destructrices en turbomachine.

2.1.2. Types de cavitation

Cavitation de vortex

La cavitation de vortex peut être attachée ou convectée. Elle se produit, dans tous les cas, sous l'effet de la dépression au cœur des tourbillons. Nous n'évoquerons ici que celle appelée « tourbillon marginal cavitant » qui est ce type de cavitation qui prend naissance à l'extrémité des ailes d'envergure finie (exemple : pales d'hélice). Son intensité se conserve, souvent, sur de très longues distances en aval du plan porteur (figure 2 - 1).



Figure 2 – 1 : Essai d'une hélice en tunnel de cavitation
« MIT's Variable Pressure Tunnel Dr. Kinna » - 1996

Remarque : On distingue sur cette photo la sinusoïde que créent les bulles de cavitation dans l'écoulement, la cavitation reste accrochée en bout de pales

Le développement d'un tourbillon marginal cavitant, par exemple à l'extrémité d'une aile, est fortement influencé par le confinement induit par la présence d'une paroi. En régime subcavitant, les mesures de vitesses réalisées par anémométrie laser ont montré que le confinement conduit à une augmentation des extrema de vitesse tangentielle, plus marquée côté intrados.

Remarque : *on appelle « régime subcavitant », l'état expérimental qui ne présente aucune apparition de bulles de cavitation, cet état peut être proche ou non de la condition d'apparition de la première bulle de cavitation.*

Cavitation à bulles convectées et son développement

Une illustration de la cavitation à bulles convectées, dans le cas d'un écoulement autour d'un profil 2D à faible incidence, est présentée sur la figure 2 - 2.



Figure 2 - 2 : Cavitation à bulles convectées [10]

Ce type de cavitation se manifeste sous forme de bulles séparées prenant naissance dans les zones de dépression. Ces bulles croissent en évoluant sur le profil puis implosent dans les zones où la pression devient supérieure à la pression de vapeur saturante.

On rencontre ce type de cavitation sur les aubes des propulseurs marins et des turbines lorsque l'écoulement est adapté.

Cavitation à poche attachée

La figure 2 - 3 montre une cavitation attachée sur l'extrados d'un venturi sous forme de poche de vapeur.

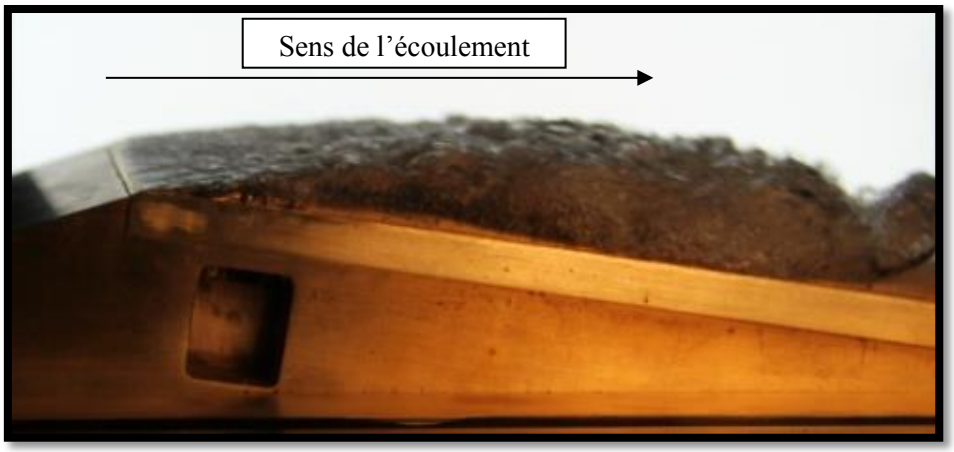


Figure 2 – 3 : Cavitation à poches attachées - laboratoire Dynfluid ENSAM

L'énergie cinétique de l'écoulement crée en aval (après le col) une zone dépressionnaire avec gradient de pression. Cette zone dépressionnaire vaporise le liquide dans cette région.

Dans le cas où la poche se referme sur l'extrados du profil on dit qu'elle est *partielle*, ce qui lui donne l'appellation évoquée plus haut de ***« cavitation à poche attachée »***. Les poches ne décollent pas du support.

Pour ce type de cavitation, qui est particulièrement lié au fonctionnement des turbomachines, les pompes tournent à très grande vitesse. Ces roues, dont la caractéristique principale des pales est une aile, présentent un extrados (fluide en dépression) et un intrados (fluide en surpression). Sur l'extrados se crée une zone de dépression dynamique dans laquelle apparaitra à un endroit un point de pression minimale, ce qui engendre une diminution de l'énergie cinétique. Cette pression peut baisser au point de faire apparaitre la première bulle de vapeur. Dans le cas où le fluide est compressible, les lignes de courant s'en trouvent écartées les unes des autres. Ce « gradient de pression » va abaisser la pression interne de la particule fluide de façon quasi-adiabatique et conduire cette particule à l'état de vapeur.

2.1.3. Conséquences en turbomachines

Pertes de performances

Sur les turbomachines, les conséquences dues à la cavitation sont propres à leur fonctionnement. En effet, on parle de « chute des caractéristiques de la pompe » qui est une conséquence directe de l'apparition des bulles de cavitation. Les poches cavitantes sont diphasiques ayant une proportion en gaz plus importante, ce qui entraîne une chute des

performances d'aspiration des pompes ; cela occasionne une impossibilité à la machine de débiter un débit (Q) nominal pour une « hauteur d'aspiration » donnée.
Pour des poches de vapeur encore plus développées, les pompes subissent des chutes de leurs performances (hauteur totale d'élévation, rendement, puissance) qui les rendent inutilisables ; ce phénomène est souvent décrit comme étant ***« la chute des caractéristiques ».***

Vibrations

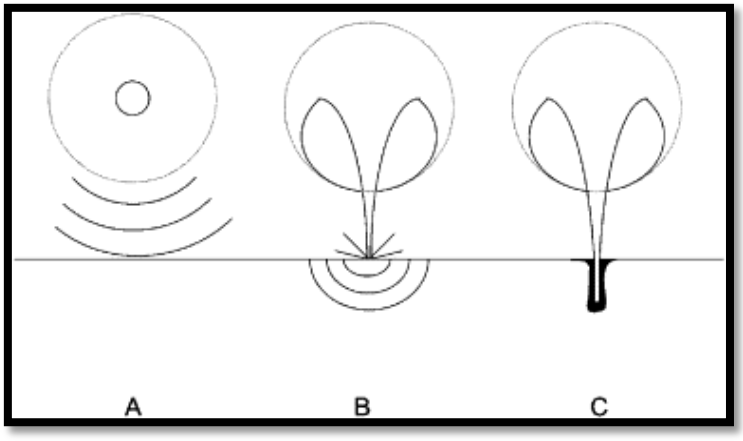
Lorsque les poches de cavitation à l'entrée de la pompe atteignent des dimensions relativement importantes vis-à-vis de la taille de la pompe et du niveau de pression à l'entrée de la roue, une augmentation du niveau des vibrations, due à la cavitation peut se rencontrer. Un phénomène d'interaction de résonnance vibratoire peut se rencontrer entre la pompe en régime de cavitation et le circuit sur lequel elle débite.

Bruit de cavitation

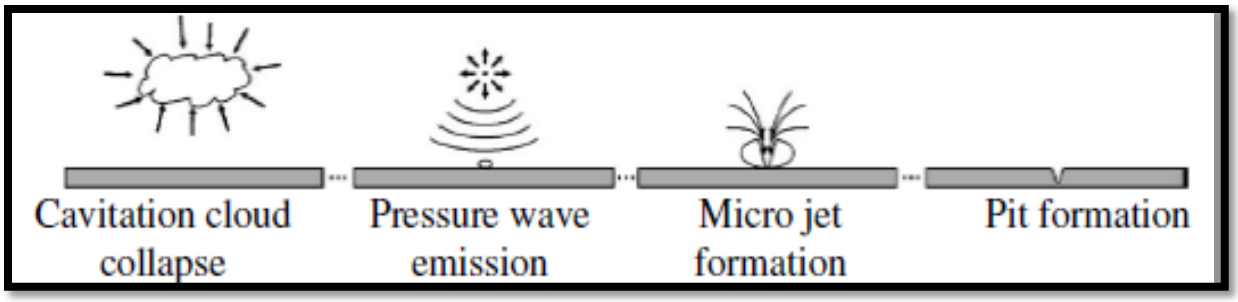
Ce phénomène physique engendre la naissance de bulles qui s'effondrent très rapidement générant des bruits intenses. Dans des conditions extrêmes, on a pu mesurer des niveaux de bruit aérien de 125 dB(A) à un mètre d'une zone de cavitation dans un écoulement d'eau à 60 m/s [**39**]. Cette implosion engendre des ondes qui peuvent détruire certaines surfaces. L'accumulation de vapeur engendre des chutes importantes de leurs performances hydrodynamiques. Ces chutes peuvent les rendre totalement inutilisables.

Erosion des aubages

De nombreuses recherches ont été menées afin de déterminer les raisons pour lesquelles, les aubages des turbomachines se détériorent en présence du phénomène de cavitation.



(a)



(b)

Figure 2 – 4 : Naissance d'un micro-jet dirigé vers la paroi [47]

Sur la figure 2 – 4a on distingue, à proximité de la surface, une déformation de la bulle puis un aplatissement côté surface, alors que la face opposée continue d'avancer et se rapproche du centre (c'est le phénomène d'implosion). Ce bruit est consécutif à la présence de microbulles dans l'écoulement, il est spécifique et est caractérisé par des crépitements et claquements, quelques fois assimilés au bruit d'agrégats dans une bétonnière.

Le phénomène de cavitation peut être défini comme étant le grossissement de « bulles » qui, arrivées à un stade de « maturité », collapsent brutalement par « re-compression » en formant un micro-jet dont la vitesse avoisine suivant les auteurs 1000 m/s [**7**].

Aujourd'hui, le mécanisme d'érosion par la cavitation est mieux connu ; l'implosion des poches de cavitation se réalise sous la forme de micro-jet. En conséquence, un bombardement incessant et orienté dans une direction unique attaque le matériau. Dans le voisinage du point d'implosion se produit une surpression pouvant atteindre plusieurs dizaines de bars. Ces micro-jets arrachent les particules constituantes des aubages et provoquent sa détérioration selon R. Rey et al. [**51**].

Cependant la part du bruit qui incombe directement à la cavitation ne représente qu'une faible partie du bruit rayonné par les pompes. Les implosions répétées des poches de cavitation, qui se produisent près des parois métalliques, altèrent progressivement la structure cristalline dans le cas des alliages métalliques ou les matériaux d'autres natures (plastiques) et peuvent détruire très rapidement les aubes de la roue (figure 2 - 5).

2.1.4. Quelques définitions et ordres de grandeur

Nombre de cavitation

On utilise le nombre de cavitation (σ) pour caractériser le risque de cavitation dans une installation. σ est obtenu en utilisant, comme référence, l'énergie cinétique d'entraînement. Il

traduit l'écart entre une pression caractéristique de l'écoulement et la pression de vapeur saturante. Fréquemment, on définit (σ) comme :

$$\sigma = \frac{(P_{tot})_1 - P_{sat}}{1/2\varphi U^2}$$

Plus (σ) est élevé, plus l'écart des pressions est important, et par conséquent, plus le risque de cavitation est réduit. Inversement, lorsque le nombre de cavitation est petit, le risque de cavitation est important.



Figure 2 – 5 : Effet de la cavitation (et/ou érosion) sur la roue d'une pompe centrifuge - Service de fond de colonne unité distillation dans une raffinerie de pétrole

Remarque : Cette roue de pompe centrifuge (figure 2 – 5) a été rongée par le phénomène d'érosion par cavitation.

Hauteur nette d'aspiration

La hauteur nette d'aspiration ou NPSH *« Net positive Suction Head »* est un paramètre important à considérer dans la conception d'un circuit hydraulique. En effet, comme nous l'avions évoqué en introduction, la pression d'un liquide qui descend au point d'atteindre la pression de vapeur saturante se vaporise. Elle devient la différence entre la **pression absolue** à l'entrée de la pompe et la **pression de saturation** traduite en charge hydraulique (Pression/Unité de poids). On définit donc le NPSH comme suit :

$$NPSH = \frac{(P_{tot})_1 - P_{sat}}{\rho . g} + H - \Delta H$$

Avec H qui représente la hauteur géométrique et ΔH la perte de charge (elle est positive si la pompe est en charge et négative si la pompe aspire). La valeur du NPSH est homogène à une longueur.

Le NPSH de début de la cavitation

Il correspond à l'apparition du phénomène et peut être détecté soit acoustiquement, soit visuellement lorsque la machine est munie de hublots transparents.

Lorsqu'on continue à baisser le NPSH, il convient d'en définir certaines valeurs caractéristiques.

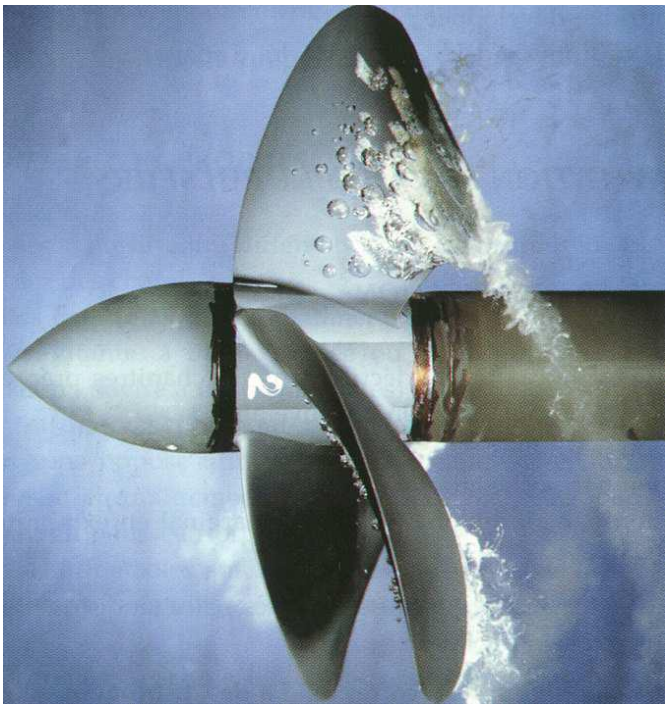


Figure 2 – 6 : Cavitation à bulles suivie d'un nuage de poches [26]

NPSH Requis

Il s'agit, en règle générale, du NPSH minimal pour un bon fonctionnement de la machine considérée. Une machine calée à une pression d'aspiration inférieure verra ses performances nettement dégradées (figure 2 - 7).

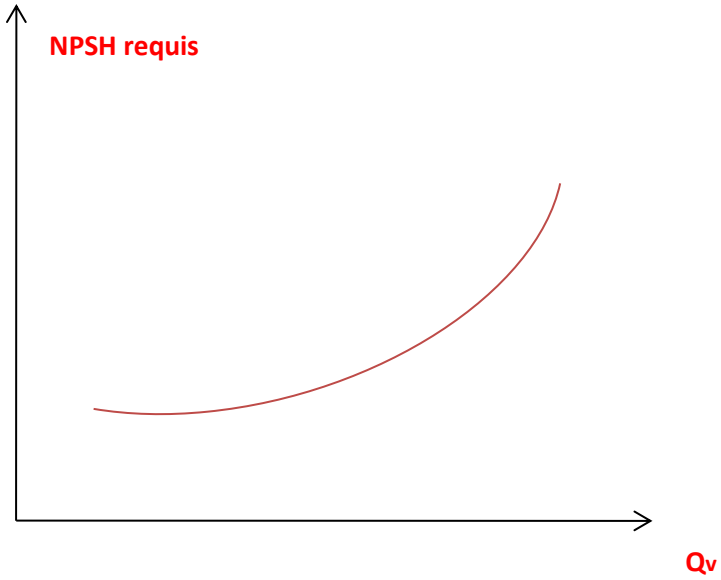


Figure 2 – 7 : Forme du NPSH requis en fonction du débit

Nombre de Thoma

Le nombre de Thoma d'une machine est défini comme le paramètre de cavitation obtenu en divisant le NPSH requis par rapport à la hauteur (c'est un nombre sans dimension) :

$$\sigma_T = \frac{NPSH_{requis}}{H}$$

2.2. Hydrodynamique et rugosités aléatoires

Cette sous-partie a pour but de mettre en exergue une évolution chronologique des recherches menées dans la région dite « logarithmique » d'une couche limite turbulente, c'est-à-dire la région où l'on considère que la viscosité de turbulence (qui diffère de la viscosité moléculaire) grandit linéairement avec la distance à la paroi.

2.2.1. Rugosités

La confusion est souvent faite entre le degré de propreté et la rugosité d'une surface. Ces deux notions sont totalement différentes et totalement indépendantes. Il est possible d'avoir une surface rugueuse et de surcroît propre et une surface lisse et sale.

- La ***rugosité*** pourrait être assimilée comme élément complémentaire du degré de soins ou comme l'élément essentiel de contrôle, suivant la nature des traitements ou revêtements postérieurs. Ces revêtements sont diverses et variés, on évoque la peinture, la métallisation, le nickelage, le chromage, …
- La ***propreté*** relève d'une caractéristique chimique (présence de corps étrangers sur une surface) ; alors que la rugosité relève d'une caractéristique physique de l'objet.

Au terme « rugosité », on peut associer la définition suivante : ***« La rugosité est le résultat de la modification micro-géométrique d'une surface, provoquée par le bombardement intensif de cette surface par des projectiles. Apparaissent alors des aspérités (pics) ou des cavités (creux). »*** **[57]**

Rugosités aléatoires ou de types « grains de sable »

On définit la *« rugosité aléatoire »* comme étant celle qui a été conçue de façon imprévisible ou de manière stochastique. Elle diffère des rugosités organisées, engendrées par une machine outil. La rugosité devient donc l'ensemble des irrégularités d'une surface de longueur micro ou macroscopique.

Dans l'absolu, tous matériaux (de même ceux qui sont dits « polis miroir ») sont rugueux. On parlera donc de *« rugosité relative »*. Ainsi un matériau sera considéré comme « lisse » en fonction de l'usage pour lequel il a été conçu ; mais il ne sera jamais lisse de façon « absolue ».

Rugosités organisées - Analyse d'une surface

Le profil de la surface est obtenu par la coupe de la surface par un plan normal à celle-ci. C'est à partir de ce profil que l'analyse de l'état de surface est réalisée. On distingue donc des défauts géométriques de 4 ordres de grandeur (voir Annexe B).

- ***Défauts d'ordre 1 :*** Ils correspondent aux défauts géométriques des surfaces (planéité, rectitude, circularité)
- ***Défauts d'ordre 2 :*** Ils sont relatifs aux ondulations inscrites dans le profil et sont représentés par une ligne ondulée caractérisée par une ligne dite « ligne enveloppe supérieure » ou LES. Ces irrégularités sont dues aux vibrations machines, à leurs défauts et aux traitements thermiques appliquées à ces surfaces. Le pas de ces irrégularités (distance entre deux sommets) est de l'ordre du millimètre.
- ***Défauts d'ordre 3 :*** Ce sont les stries de rugosités de la surface de la pièce. Ce sont ceux qui caractérisent la rugosité (avec les défauts d'ordre 4). Ces sillons et stries sont tracés avec régularité sur la pièce avec un pas compris entre 0.02 et 0.5 mm environ. Ils sont dus aux vibrations à hautes fréquences de la pièce et de l'outil, et au mouvement d'avance lors de l'usinage.
- ***Défauts d'ordre 4 :*** Ces derniers sont les plus irréguliers et sont souvent accidentels : arrachement de la matière, fente, etc… Le pas entre deux irrégularités est au maximum de 20 micromètres

2.2.2. Influences de la rugosité dans les écoulements hydrauliques

En mécanique des fluides, surtout en hydraulique et en aéraulique, une attention particulière est portée sur la rugosité des conduits étant donné que les pertes de charges occasionnées sont directement liées à l'état de surface des conduits.
Sur la figure 2 - 8, qui représente le diagramme de Nikuradse, on identifie un coefficient de frottement en ordonnée et le nombre de Reynolds en abscisse. L'évolution du coefficient de frottement dans le cas d'un revêtement lisse est différente du cas rugueux ; on identifie donc deux zones d'influence distinctes – 2 « turbulent lisse – 3 « turbulent rugueux ».

Les rugosités stabilisent l'évolution du coefficient de friction ce qui engendre des pertes de charges qui diffèrent selon la qualité *des « surfaces frottantes »*.

En hydraulique, la perte de charge correspond à l'énergie dissipée par le frottement du liquide. Cette énergie doit être compensée afin de permettre au liquide de se déplacer ; lorsqu'on est en présence de frottement, le théorème de Bernoulli ne peut plus s'appliquer car il y a perte de charge. On se sert donc du théorème de **Bernoulli généralisé** qui s'écrit ainsi :

$$\frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{P_1}{\rho g} = \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \Delta h$$

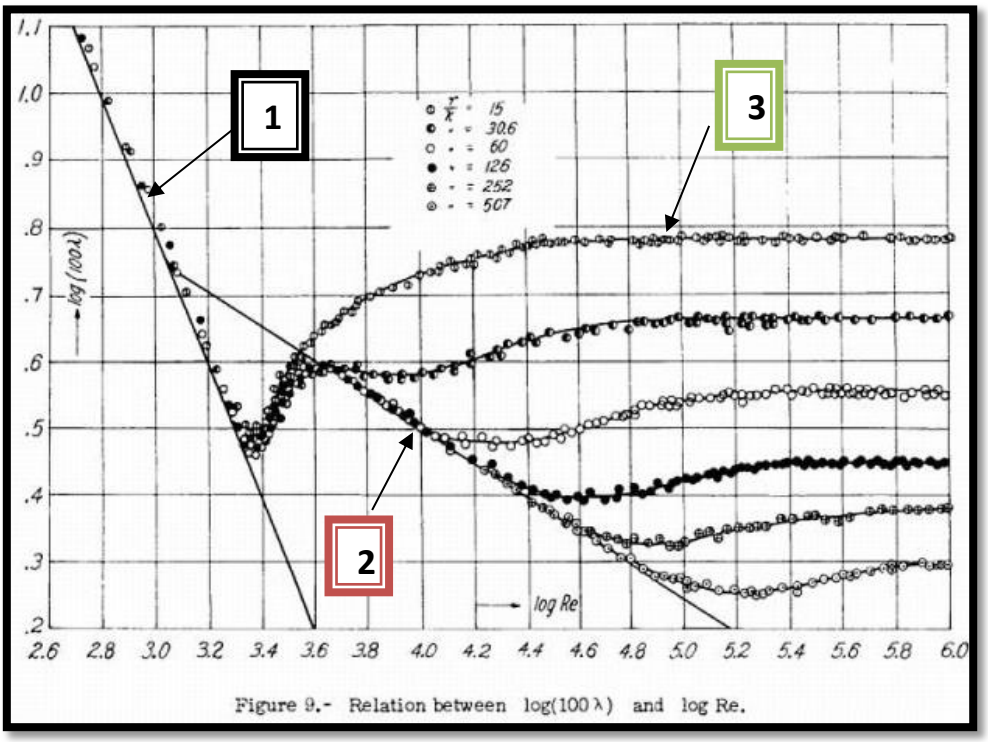


Figure 2 - 8 : Diagramme de Nikuradse [52]

1 - Droite de Poiseuille - laminaire $\lambda = \frac{64}{Re}$

2 – Droite de Blasius - turbulent lisse $\lambda = 0.3164\,\mathrm{Re}^{-1/4}$

3 - Droite de Nikuradse - turbulent rugueux $\frac{1}{\lambda} = 2.03 log_{10} \frac{a}{k} + 1.74)$

Remarque : Δh *correspond à la dissipation d'énergie (ou perte de charges) exprimée en mètre entre le point 1 et 2.*

En pratique les hydrauliciens utilisent pour leurs calculs de pertes de charge des formules empiriques ou des abaques donnant la relation entre la chute de pression et le débit.

En régime turbulent plusieurs formules sont utilisées:

- Formule de Lechapt et Calmon

$$\Delta h = 1.1 \,.\, 10^{-3} \,.\, Q^{1.89} \,.\, D^{-5.01} \,.\, L$$

- Selon l'équation de Hazen-Williams, le débit volumique trouve son expression empirique sous la formulation suivant :

$$Q = 0.849C.A.R_h^{0.63}.J^{0.54}$$

Cette relation empirique est utilisée en hydraulique pour calculer les pertes de charge dues à la friction dans une conduite hydraulique. Elle peut seulement s'appliquer aux écoulements turbulents dans le cas de l'eau.

Avec : **L** - longueur du tuyau, **Q** - le débit, **D** - diamètre du tuyau, **A** - Aire de la section de la conduite - $\boldsymbol{R_h}$: Rayon hydraulique de la conduite exprimé en mètre, **J** - gradient d'énergie hydraulique, **C** - coefficient de rugosité de Hazen-Williams du matériau constituant la conduite (nombre sans dimension).

Le paramètre le plus utilisé pour introduire l'influence de la rugosité dans les expériences hydrodynamiques est la hauteur moyenne de la rugosité. Mais la rugosité des parois ne peut être définie uniquement que par la hauteur des aspérités. Il y a un autre paramètre qui s'impose de lui-même, à savoir, l'espacement des éléments rugueux.

En effet, Schlichting [**53**] a fait des expériences dans lesquelles il faisait varier l'espacement de plusieurs sortes d'éléments rugueux et il a exprimé la perte de charge mesurée en fonction des dimensions de grains de sable uniformes utilisés par Nikaradse [**43**].
Ces différentes expérimentations ont fait l'objet d'une synthèse rédigée par Koloseus et Davidian [**34**]. Deux chercheurs, O'Loughlin et Macdonald ont fait des mesures additionnelles de pertes de charges pour des valeurs de la concentration allant jusqu'à 64 fois la valeur minimale pour des éléments cubiques [**46**].

2.2.3. Couche limite turbulente sur plaque plane

Etude de la turbulence sur plaques planes - Région logarithmique

Une couche limite turbulente se divise en trois régions « distinctes » ; pour distinguer ces zones, on les nomme comme suit : « région laminaire », « région logarithmique » et « région turbulent ».

Pour la compréhension de cette sous-partie, la définition de certaines grandeurs nous sera utile.

- La vitesse de cisaillement est définie comme suit : $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
- Les variables de vitesse et de distance par rapport à la paroi sont définies comme suit :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}$$

$$y^+ = \frac{y.u_\tau}{\nu}$$

- Le nombre de Reynolds : $R_e = \frac{\rho u L}{\mu} = \frac{uL}{\nu}$

La « région laminaire » est défini par $y^+ \leq 5$. Dans cette zone, le profil de vitesse est linéaire.

La « zone tampon » est définie par : $5 < y^+ \leq 30$. Cette zone est dite de « transition ».

La « région turbulente » est définie par $y^+ > 30$. Le profil de vitesse est donnée par la relation $u^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(y^+) + B$.

En 1954, Clauser [**17**] montra les conséquences d'un état de surface rugueux dans un écoulement en mettant en évidence une relation du profil de vitesse dans la région logarithmique à savoir :

$$\boldsymbol{U^+ = k^{-1}\ln(y^+) + B - \Delta U^+}$$

Avec :

$\boldsymbol{k}$: Constante de Von Karman

$y^+ = \frac{y}{y^*}$ (Avec $y^* = \frac{\nu}{u^*}$), hauteur de la rugosité adimensionnée.

$\boldsymbol{B}$: Fonction de rugosité

La vitesse de frottement est définie comme suit :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\mu}}$$

Grâce à cette nouvelle expression de vitesse de frottement, on introduit une nouvelle vitesse adimensionnelle, à savoir :

$$U^+ = \frac{U}{u^*}$$

Il est particulièrement difficile de définir géométriquement les paramètres qui peuvent représenter tout type de surface au travers d'une seule relation.

ΔU^+ dépend de k^+ où de k qui représente la hauteur des éléments de rugosité. Dans une autre étude menée par Perry, Schofield et Joubert [**49**], ils affirment que ΔU^+ ne dépend pas de k^+ mais de d^+ ou d qui représente le diamètre de la tuyauterie ; pour l'heure cette dépendance reste encore à confirmer.

Depuis **1980**, grâce à des performances de calcul toujours plus performant des ordinateurs, la DNS (Direct Numerical Simulation) est devenue un moyen permettant de fournir des valeurs précises sur les coefficients de turbulence [**33**].

Leonardi et al. [**40**] viennent de montrer que la valeur maximale de ΔU^+ apparait pour une valeur de $w/k = 7$.

En **1976** Furuya, Miyata et Fujuta [**28**] donnent des résultats expérimentaux sur une plaque rugueuse dont la rugosité fut matérialisée par des barres longitudinales de formes cylindriques. Ils trouvent que ΔU^+ est maximal quand $w/k = 7$. Lorsque les valeurs de w/k deviennent plus petites, les valeurs de ΔU^+ varient également mais aussi diffèrent avec le type de rugosité simulé. Ces résultats viennent d'une étude menée par Leonardi et al. [**40**] qui avait pour but de varier les formes de rugosité : trois types (barres longitudinales carrées, barres longitudinales triangulaires et des barres longitudinales cylindriques). Il n'a pas été possible suite à cette étude de trouver la dépendance de ΔU^+ en fonction d'un paramètre géométrique caractérisant l'état de surface.

Dans la même année Orlandi [**47**] s'intéresse à la vitesse normale non nulle provenant de la couche limite, étant due principalement à l'effet de rugosité, qui affecte l'écoulement extérieur. En conséquence de quoi la valeur $\langle u'^2_2 \rangle$ pourrait être la plus appropriée pour paramétrer la rugosité.

Dans le cas d'une rugosité de type grain de sable, la fonction de rugosité (ΔU^+) s'écrit alors :

$$\Delta U^+ = \ln(1 + 0{,}3k_s^+)$$

Avec k_s longueur spécifique des grains de sable. Dans le cas bidimensionnel, la fonction de rugosité s'écrit alors :

$$\Delta U^+ = k^{-1} \ln k^+ + C$$

Avec C qui dépend du type de surface et de la densité de rugosité. C'est justement la forme des rugosités qui fut mise en évidence dans les diverses études qui ont été menées [**47**]. Nous obtenons des rugosités de formes géométriques variées qui peuvent dans la plupart des cas faire l'objet d'une simulation numérique en tenant compte de chacune de leurs spécificités.

Cherukat et al. [**13**], Henn et Sykes [**30**] et Sullivan et al. [**56**] ont réalisé des simulations numériques sur les écoulements turbulents autour d'un profil rugueux. Cependant la hauteur de la rugosité était trop importante pour être considérée comme telle.

Nakayama et Sakio [**42**] ont réalisé des calculs autour d'un profil rugueux en vue d'obtenir un faisceau de valeurs sur une grille d'échelle.

Des résultats de la DNS (Direct Numerical Simulation) sur un écoulement incompressible entre une paroi lisse et une paroi ondulée ont été publiés par Bhaganagar et al. [**9**]. L'attention fut portée sur l'interaction entre l'écoulement proche paroi et l'écoulement externe et sur l'importance de l'influence de l'écoulement proche paroi sur l'écoulement externe. Ils ont observé que la rugosité tend à augmenter l'intensité de la vitesse dans la couche interne. Dans la couche externe, bien que la rugosité altère les fluctuations de vitesse, les fluctuations de vorticité sont relativement peu affectées. Ainsi les interactions entre la couche interne et externe sont grandement influencées par la taille des éléments de rugosité.

Choi, Moi et Kim [**14**] ont utilisé la DNS dans le cas d'un écoulement dont la rugosité était matérialisée par des 'riblets' triangulaires, ils ont découvert que la réduction de la trainée était possible dans le cas où les lignes de courants tourbillonnaires ne pouvaient pénétrer dans l'espace entre les 'riblets'. Bien que les tourbillons viennent accroître la surface de frottement sur les bords des 'riblets', la surface globale de frottement est réduite.

Dans la même veine, Goldstein, Handler et Sirovich [**29**] ont accentué la recherche sur le rôle des tourbillons latéraux produits sur le bord des 'riblets'. Un effet ondulatoire bénéfique se produirait en proche paroi ce qui expliquerait le mécanisme de réduction de trainée. La formation de vortex sur le bord des structures augmente le taux de dissipation de

l'énergie et réduit par conséquent U^{rms} ($U_{rms} \equiv \left\langle u^2 \right\rangle^{1/2}$, il s'agit de l'écart type de chaque composante de la vitesse, avec rms : Root Mean Square).

Chu et Karniadakis [**16**] ont su visualiser un écoulement inverse en proche paroi autour des 'riblets'. Cette découverte n'explique pas à elle seule la réduction de la trainée. Une conclusion commune fut tirée à savoir que les 'riblets' doivent avoir des dimensions plus petites que la zone située en proche paroi où les vitesses d'écoulements sont plus faibles. Bien que les recherches menées sur les 'riblets' sont accrues, les mécanismes détaillés pour lesquels les 'riblets' diminuent significativement la trainée ne sont pas encore pleinement compris.

Lorsqu'un modèle de turbulence est utilisé dans la simulation numérique, celui-ci doit correspondre aux conditions aux limites. Un profil logarithmique du vecteur vitesse existe en proche paroi, ce qui peut être utilisé pour calculer les contraintes aux limites. Pour une paroi lisse on obtient :

$$u_{\tan} = u_s \left[\frac{1}{k} \ln\left(\frac{\rho u_s y_0}{\mu} \right) + 5.0 \right] \textbf{(1)}$$

Avec :

k : Constante de Von Karman

u_s : Vitesse des contraintes de cisaillement proche paroi

Cette valeur de vitesse est utilisée pour définir les conditions aux limites dans le cas des variables K-epsilon. Dans le modèle K-epsilon, les conditions aux limites sont :

$$K = \frac{u_s^2}{\sqrt{c_\mu}} \textbf{(2)}$$

$$\varepsilon = \frac{u_s^3}{k y_0} \textbf{(3)}$$

Dans le cas d'une paroi rugueuse, nous obtenons :

$$u_{\tan} = u_s \left[\frac{1}{k} \ln\left(\frac{y_0}{rough} \right) + 8.5 \right] \textbf{(4)}$$

L'idée de l'étude menée fut de dire que la rugosité a une contribution supplémentaire pour la valeur de la viscosité moléculaire définie de la forme suivante :

$$\mu_{eff} = \mu + \rho.a.u_s.rough \quad (5)$$

u_s : Vitesse de cisaillement proche paroi

a : Constante

ρ : Masse volumique

$rough$: Valeur de rugosité d'une surface solide

L'avantage d'une telle formulation, c'est de permettre de conserver la formule pour une paroi lisse et de lui adjoindre l'expression de la viscosité effective, ce qui donne :

$$u_{\tan} = u_s\left[\frac{1}{k}\ln\left(\frac{\rho u_s y_0}{\mu + \rho.a.u_s.rough}\right) + 5.0\right] \quad (6)$$

Dans le cas d'une viscosité trop importante, l'expression de la vitesse tangentielle évolue de la façon suivante :

$$u_{\tan} = u_s\left[\frac{1}{k}\ln\left(\frac{y_0}{a.rough}\right) + 5.0\right] \quad (7)$$

Cette dernière expression est similaire à la formulation (**4**) pour **a = 0.246**. Ainsi l'utilisation d'une viscosité effective qui correspond à la somme de la viscosité moléculaire et la contribution de la rugosité offre l'avantage de permettre une transition continue entre les deux cas de figures (lisse et rugueux). Cette combinaison de vitesse est utilisée dans *« FLOW-3D »* pour calculer les contraintes de cisaillement. Cependant, si le nombre de Reynolds est plus petit que 5.0, cela signifie que nous sommes dans la sous couche laminaire. Dans ce cas la vitesse de cisaillement est égale à la valeur correspondant à la tension de contrainte laminaire, à savoir :

$$u_s = \sqrt{\frac{\mu u_{\tan}}{\rho y_0}} \quad (8), \text{ lorsque } \frac{\rho u_s y_0}{\mu} \leq 5.0 \quad (9)$$

Pour un écoulement laminaire ou avec des modèles de non transport de la turbulence comme dans le cas LES, il est fait usage de μ_{eff} avec a = 0.246 pour calculer la tension de cisaillement proche paroi, ce qui donne :

$$\tau_{wall} = \frac{\mu_{eff}\,\mu_{\tan}}{y_0} \quad (\mathbf{10})$$

Afin de valider ce modèle, une comparaison des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux consisterait à analyser la valeur de la vitesse de l'écoulement en milieu de section.

On retrouve des valeurs des expressions de ces vitesses moyennes dans le cas lisse et rugueux [**55**], à savoir

$$V = u_s\left[A_{smooth} + 5.75\log\left(\frac{R_h u_s}{\nu}\right)\right] \quad (\mathbf{11})$$ cas <u>lisse</u>.

$$V = u_s\left[A_{rough} + 5.75\log\left(\frac{R_h}{k}\right)\right] \quad (\mathbf{12})$$ cas <u>rugueux</u>.

Ce qui entraine l'introduction des constantes A_{smooth} et A_{rough}

$$\log\frac{R_h}{k} = \frac{0.046}{n}R_h^{1/6} - 1.088 \quad (\mathbf{13})$$

$$u = 5.75u_s\log\left(\frac{9yu_s}{\nu}\right) \quad (\mathbf{14})$$

- **Etude de la turbulence sur plaques planes - Transition à la turbulence dans une couche limite**

Dans le rapport de thèse d'Estelle Piot [**50**], l'auteur développe une *« Evaluation de l'effet stabilisant de la présence des pré-stries »*. Elle tire ses conclusions d'une autre thèse rédigée par Anke Wörner [**61**]. D'après Von Doenhoff et al. [**60**], il fut déterminé que le nombre de Reynolds critique de déclenchement de la turbulence pour une rugosité de forme conique est : $\mathrm{Re}_c = 600(h_0/d)^{0,4}$

Avec :

$d = diamètre$
$h_o = hauteur$

Il a été observé de part et d'autre de la rugosité, deux tourbillons longitudinaux contra-rotatifs situés à une hauteur légèrement au-dessus du sommet de la rugosité qui s'élèvent au sein de la couche limite au fur et à mesure le long de l'écoulement. Ces tourbillons sont complétés par un champ de vorticité proche de la paroi.

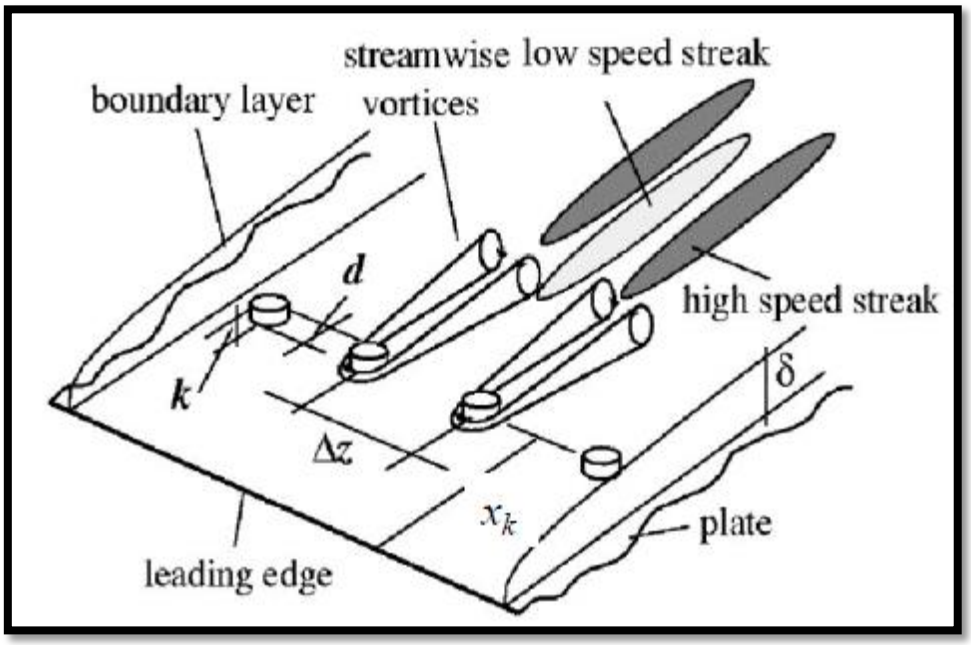


Figure 2 - 9 : Evolution du champ des vitesses autour d'éléments rugueux [15]

Ces travaux montrent que les rugosités génèrent une zone centrale de sillage caractérisée par un déficit de vitesse, et des tourbillons longitudinaux, qui à la fois poussent du fluide de haute vitesse vers la paroi et remontent du fluide de basse vitesse de la paroi vers leur sommet (figure 2 - 9). La force respective de ces deux phénomènes dépend de la hauteur de la rugosité (h / δ_1) comme le montrent Fransson et al. [**27**] et de la transversale (l_z / δ_1) relévé par Choudhary et al. [**15**].

Conclusion

Cette réflexion portée sur l'importance de la stratégie d'usinage et les conséquences de l'influence des rugosités dans la « circulation aéraulique » (*étude de l'écoulement des liquides et des gaz dans des conduits)* ou hydraulique a son importance. Plus la surface est

lisse, plus le temps d'usinage est conséquent et plus son coût augmente, et l'inverse est aussi vrai (figure 1 – 2).

2.3. Etat Hydrodynamique et Rugosités organisées

Pour caractériser l'effet de la rugosité sur l'écoulement de couche limite, un nombre très utile est le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la rugosité et la valeur à cette hauteur de la vitesse de l'écoulement sans rugosité.

$$\mathrm{Re}_h = \frac{\rho_\infty h u(h)}{\mu_\infty}$$

Avec :

Re_h : Nombre de Reynolds

ρ_∞ : Masse volumique (kg/m^3)

μ_∞ : Viscosité dynamique ($Pa.s$)

h : Hauteur de la rugosité (m)

u : Vitesse (m/s)

On considère la répartition régulière des éléments de rugosité le longs d'une surface, on notera dans ce cas la distance entre chacune de ces éléments de rugosité : λ_z

Un mécanisme, dit de *« lift-up »* peut donner lieu à la croissance de petites perturbations qui, à leur tour, peuvent mener l'écoulement vers le régime chaotique pour des nombres de Reynolds bien en dessous du Reynolds critique pour l'instabilité de Tollmien–Schlichting. En effet, l'écoulement secondaire composé de la couche limite de Blasius et des stries longitudinales devient linéairement instable lorsque les stries atteignent une amplitude modérée (Andersson et al. [**2**]). Ce phénomène est capable d'altérer fortement la dynamique dans la couche limite grâce à son *comportement fortement sous-critique*, puisque une fois initié, *le régime turbulent peut être* maintenu *bien en dessous du nombre de Reynolds critique pour l'instabilité exponentielle*.

En poursuivant plus loin l'étude de la transition du point de vue des croissances transitoires, l'idée a été proposée que les stries longitudinales puissent être le siège d'une croissance

transitoire secondaire bien avant d'atteindre l'amplitude requise pour une instabilité exponentielle.

Il a été montré qu'effectivement, des perturbations optimisées à cet effet étaient capables de fortes croissances énergétiques (Hoepffner et al. [**31**]). Un nouveau scénario de transition vers la turbulence a ainsi été mis en valeur, qui met en jeu un **enchaînement de mécanismes de croissance transitoire**, sans besoin d'instabilité modale.

- **Influence de la rugosité sur plaque plane rugueuse**

La bibliographie, faisant mention de l'influence des rugosités organisées sur le déclenchement de la cavitation, fait clairement mention que celle-ci perturbe la couche limite laminaire en l'obligeant à transiter vers la turbulence. Kuiper [**37**] utilise une rugosité artificielle afin de modifier l'état de la couche limite au bord d'attaque dans le but de s'affranchir des effets d'échelle lors de l'étude des développements de la cavitation sur les propulseurs marins. Plus récemment, Faller et al. [**24**] utilisent une technique similaire à celle de Kuiper pour l'étude des développements de cavitation sur un profil d'envergure finie. Arndt et Ippen [**3**] indiquent que l'apparition de la cavitation est sensible à l'intensité turbulente dans la couche limite. Cette intensité s'amplifie en présence d'une surface rugueuse.

Dans le cadre des recherches effectuées sur une surface plane avec des « riblets » longitudinaux (dans le sens de l'écoulement), l'écoulement proche paroi est très agité et reste très turbulent, il est constitué d'un ensemble de « lanières » alternées à faible et à plus grande vitesse. Des tourbillons en épingles à cheveux constituent la structure dominante de l'écoulement turbulent. La figure 2 - 10 donne une représentation de la création de ces structures dont la partie supérieure a une intensité tourbillonnaire transversale relativement importante [**19**]. Une hypothèse est avancée pour expliquer l'interaction de ces structures dans les régions au-delà de la couche limite et réduire de façon significative la production de turbulence, à savoir : ***« Ainsi, on peut penser réduire cette production de turbulence en détruisant un ou plusieurs types de structures cohérentes, en introduisant de nouvelles structures dans l'écoulement, voire en réorganisant les structures existantes. Le but recherché est de rompre ce cycle par quelque procédé que ce soit, afin de modifier les transferts énergétiques entre les régions interne et externe et, essentiellement, le transfert de quantité de mouvement vers la paroi. » [19].***

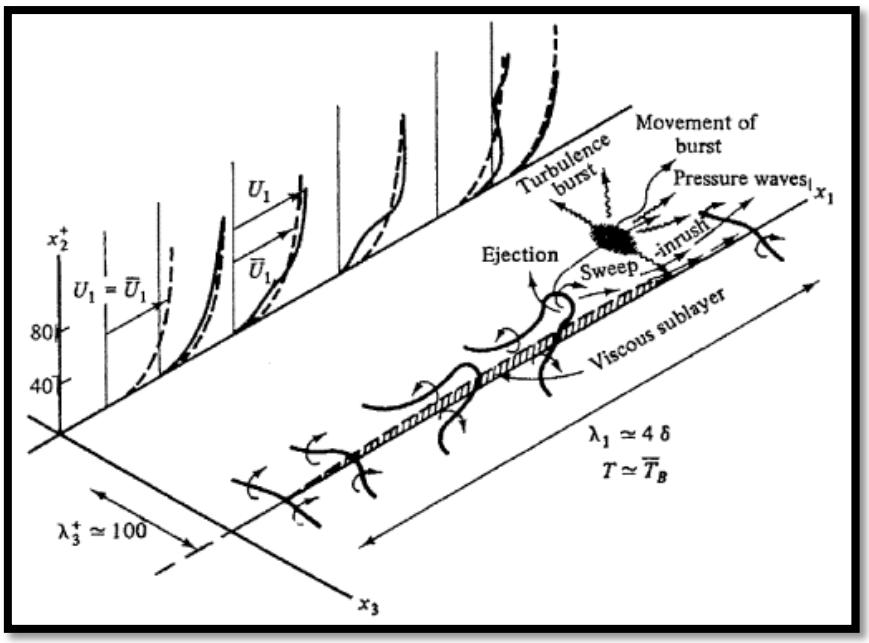


Figure 2 – 10 : Schéma d'élévation et d'oscillation [19]

Dans un l'article rédigé par Eric Coustols [**19**], les performances des parois rainurées longitudinales) dans le sens de l'écoulement ont été mises en évidence. Les caractéristiques des rainures les plus usitées sont celles qui ont des rainures triangulaires (figure 2 - 11).

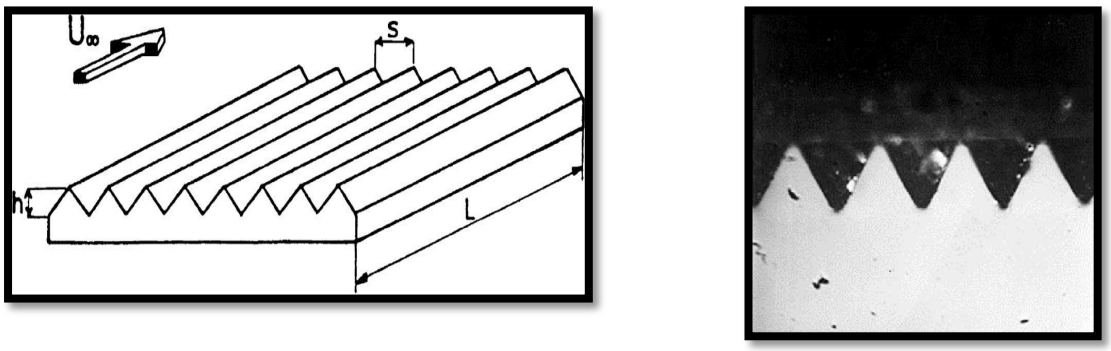


Figure 2 – 11 : Section transversale d'une paroi rainurée en forme de « V » [19]

s : Espacement entre deux rainures

h : profondeur des rainures

L : longueur de couche limite turbulente manipulée

Le nouveau paramètre s/h caractérise l'augmentation de la surface mouillée. De nombreux essais furent réalisés initialement aux Etats Unis puis en Europe. Ces essais ont mis en

évidence des réductions de trainée significatives pour des dimensions de rainures de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Une compilation de résultats expérimentaux obtenus au tunnel à huile du DLR (Deutsches Zentrum für Luft-und Raumfahrt ou le Centre de Recherche Aérospatiale allemand), pour certains d'entre eux, est fournie sur la figure 2 - 12 extraite des expériences de Bechert D. et al. [**6**].

La conclusion de ces essais donnent que les fines rainures de type « L » fournissent des gains de trainée importants de 10%, alors que la forme trapézoïdale donne environ 50 à 60% de réduction supplémentaire. Toutes ces études ont montré de façon indéniable qu'une surface lisse n'est pas la forme géométrique optimale pour réduire au maximum la trainée de frottement. Pour accroître le domaine de réalisation des essais, un dérapage jusqu'à 30° par rapport à la direction de l'écoulement fut expérimenté, on constate que jusqu'à 20° de dérapage, les effets bénéfiques sont conservés, à partir de 30°, tout le gain est annulé.

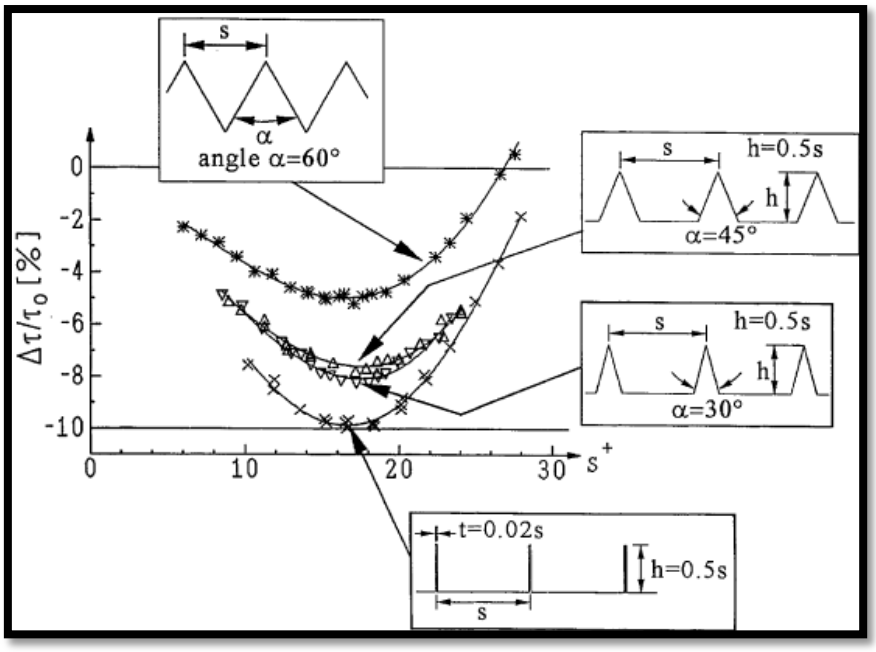


Figure 2 - 12 : Performance de différentes géométries de rainures (DLR Berlin) [19]

- **Mécanismes de réduction de la trainée par « riblets ».**

Depuis de nombreuses années l'ONERA (Office Nationale des Etudes et Recherches Aérospatiales) consacre un effort important à la recherche pour tenter de réduire la trainée de frottement, sachant que cette dernière représente environ 40 à 50% de la trainée totale d'un avion de transport transsonique moderne, cette valeur est de 80% pour un jet d'affaire de type Falcon [**18**]. Parmi les méthodes utilisées, la modification de la géométrie de la paroi par

l'utilisation de rainures ou « riblets », semblent être plus attrayante en raison de la facilité de la mise en œuvre et très prometteuse pour une application aéronautique.

Plusieurs explications furent avancées pour justifier les mécanismes d'action des ces parois rainurées ; certains ont attribué l'importante réduction de trainée à des effets d'origine purement visqueuse (écoulement fortement ralenti dans les creux des rainures), alors que d'autres se penchent davantage sur une modification de la structure de la turbulence au sein de la couche limite. L'étroitesse de ces « riblets » n'offre pas de grandes possibilités de trancher sur la question de façon expérimentale.

- **Application industrielle et dans la nature**

  - ✓ **La peau de requin**

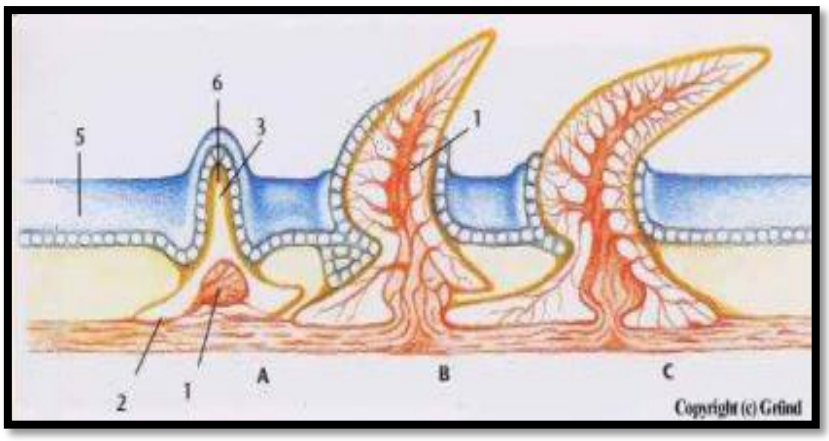
Un revêtement strié comme l'épiderme d'un squale le rend plus aérodynamique. La biomimétique s'est en effet intéressée de près aux particularités aérodynamiques de la peau du requin. Si les requins sont rapides (110 km/h pour le mako selon *« Biology of the Shortfin Mako »*), ils doivent leur vélocité à leur peau.

Il s'agit d'un bouleversement d'un principe que chacun pouvait croire inscrit dans la science, à savoir : « les surfaces lisses sont plus aérodynamiques que les surfaces rugueuses ».

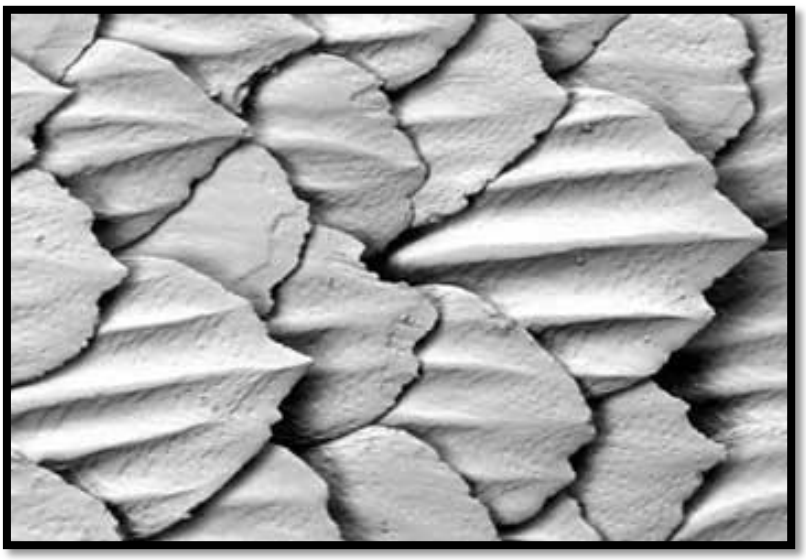
Cela est donc dorénavant réfuté par le requin !

En regardant de plus près, nous observons des minuscules écailles dont la taille est de l'ordre de 0.06 mm, elles sont striées et anguleuses sur sa peau, donnant à la peau de requin son aspect rugueux (voir figure 2 – 13).

Ces denticules sont naturellement recourbés vers l'arrière du requin, ce qui est favorable au déplacement hydrodynamique dans l'eau. Elles sont très resserrées, et vue de haut, on remarque de micro-canaux à leur surface.



(a)



(b)

Figure 2 – 13 : Schéma montrant la croissance d'une « écaille » de peau requin [58]

(a) : 1 Papille - 2 plaque basale – 3 Epine – 5 Epiderme – 6 Revêtement d'émail

(b) : Vue agrandie

Les recherches ont montré que l'eau s'engouffre dans ces micro-rainures qui engendrent de minuscules tourbillons, ou remous *verticaux*, qui maintiennent alors l'eau près du corps de l'animal. En conséquence, cela diminue l'effet de résistance du fluide. Le phénomène est connu sous le nom de l'effet « riblet ».

On explique les effets de ces surfaces rainurées de plusieurs manières, les mesures étant délicates au vu de l'échelle :

- L'écoulement serait fortement ralenti dans le creux des rainures, ce qui engendrerait un frottement plus faible.
- L'écoulement serait en quelque sorte *restructuré* et *canalisé*, donc avec moins d'effets négatifs.

L'application industrielle ne s'est pas fait attendre ; elle est très diversifiée. Des entreprises confectionnent des maillots inspirés des caractéristiques de la peau des requins.

A titre d'exemple :

- ***Le nageur Michael Phelps***, lors des Jeux olympiques 2008 de Pékin, décrocha pas moins de huit médailles d'or, en les associant à 6 records du monde. Cette révolution des combinaisons a fait tomber 250 records mondiaux cette année, mais sont dorénavant interdites, lorsqu'elles sont en tout-polyuréthane.
- Enfin, l'effet « riblet » trouve son application dans l'aéronautique, où l'on a fait recouvrir des avions de parois striées. De 1988 à 1995, Airbus Industries a expérimenté des vols sur A320, A300-600 et A340-300 avec un revêtement partiel (quelques mètres carrés) sur l'extrados de l'aile. Les résultats ont montré un gain de consommation de carburant de **300 tonnes** par an (pour l'A340-300 et 700 mètres carrés de revêtement)

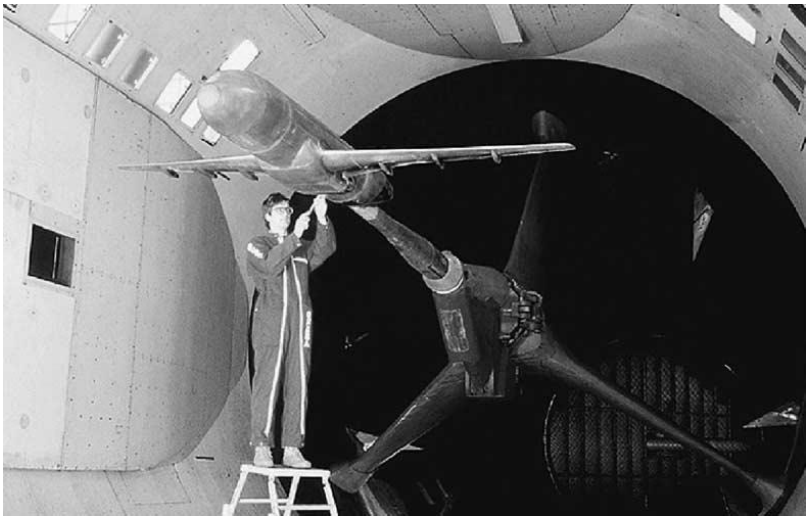


Figure 2 - 14 : Essais dans une soufflerie d'A320 à la soufflerie S1 de l'ONERA/Modane [50]

Dans cette première tentative qui consistait à apporter les preuves des effets bénéfiques des rainures longitudinales sur la réduction de la trainée de frottement, une autre question demeure : *« Quels sont les effets de parois rainurées sur les écoulements turbulents ? »*

Cette question a trouvé sa réponse dans l'interprétation suivante : les rainures induiraient dans les creux des indentations une région où l'écoulement est fortement ralenti, ce qui induit une faible force de frottement. L'autre interprétation consisterait à dire que les rainures engendreraient une modification de la structure de la turbulence au sein de la couche limite, à savoir une destruction de la turbulence dans la région proche paroi. Ces résultats ont été mis en évidence à partir de techniques de mesures différentes mais complémentaires : anémométrie, fil chaud, visualisations, suivi de particules…

i) Les baleines et les éoliennes

Comme nous l'avons précisé précédemment, l'eau et l'air présentent les mêmes principes en mécanique des fluides, notamment dans le domaine de la résistance au mouvement d'un objet. Une immersion dans l'eau est similaire à une immersion dans l'air.

Les baleines à bosse se déplacent avec une grande agilité dans l'eau malgré leur 14 mètres de long et un poids de 25 tonnes. Cette dextérité est due en grande partie aux performances remarquables de leurs nageoires, qui sont des éléments non négligeables de l'hydrodynamisme de ce type de cétacée.



Figure 2 - 15 : Baleine à bosses en immersion – Vue de leurs nageoires édentées [58]

Après un test sur une réplique de nageoire dans une soufflerie, Frank Fish, Loren Howle et Mark Murray **[45]** ont trouvé que les tubercules engendraient une *réduction de 32% de la*

traînée, et un *accroissement de 6% de la poussée ascendante*, comparés à une nageoire de bord lisse.

Cette découverte va, une fois de plus, à l'encontre de l'intuition commune qui voudrait qu'une surface soit la plus lisse possible, afin de limiter la résistance et la perte d'énergie.

Quel est le comportement aérodynamique d'une nageoire de requin à bosses ?

A la surprise générale :

- L'angle critique d'attaque est bien plus élevé qu'avec par exemple l'aileron entièrement lisse d'un dauphin : **31 °** au lieu des **16 °**.
- Le décrochage est dit *« doux »* et non pas violent.

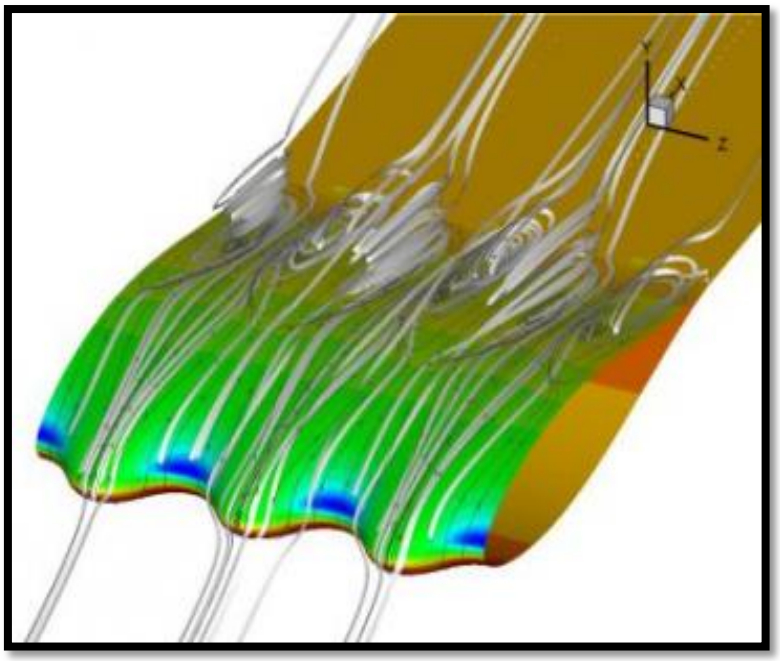


Figure 2 - 16 : Schéma de l'écoulement des fluides sur une surface type nageoire de baleine [58]

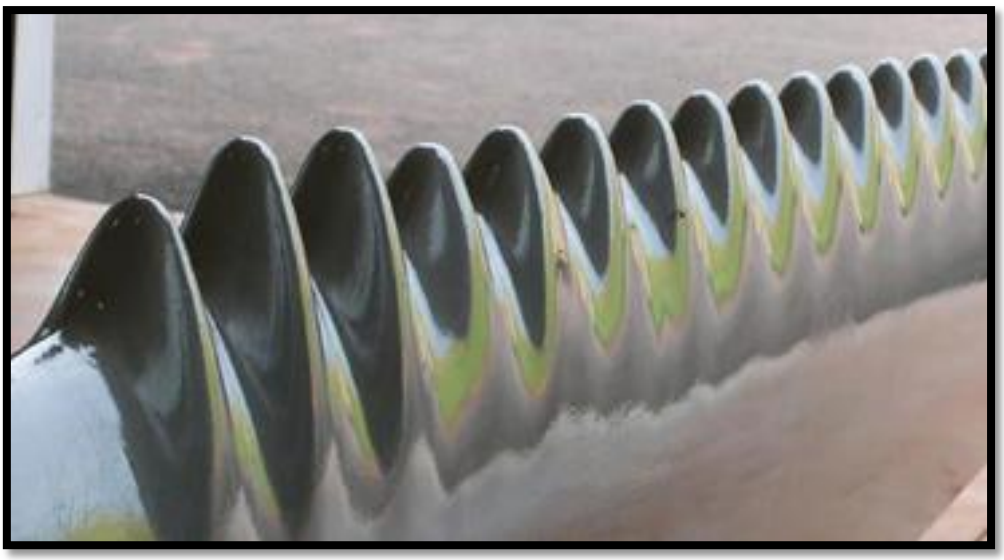


Figure 2 – 17 : Application industrielle de la nageoire de la baleine à bosse [58]

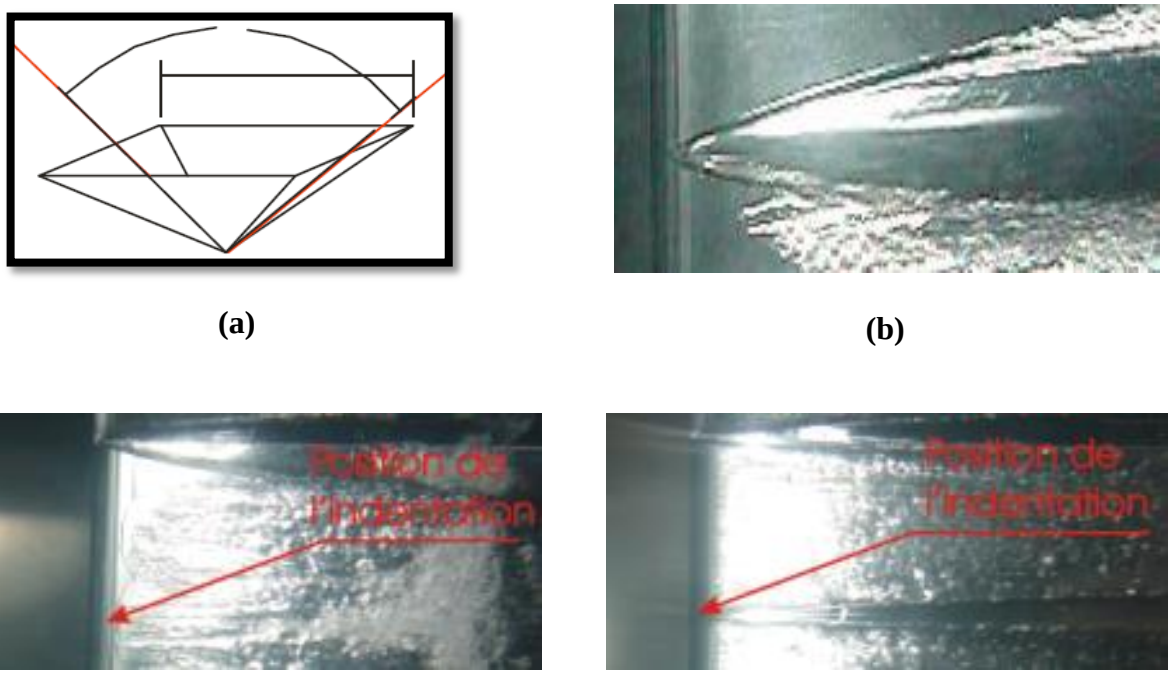
Conclusion : Les bosses du bord d'attaque de la nageoire de la baleine semblent rediriger et canaliser les flux d'air. Cela crée des tourbillons au niveau des tubercules, mais les flux d'air redeviennent laminaires au bord de fuite (parallèles entre eux). La portance s'en retrouve accrue de 8 %. L'agilité du mastodonte trouve sa source dans ces performances.

L'application industrielle ne s'est pas fait attendre : une entreprise canadienne, « *WhalePower* » développe une technologie qui reprend les caractéristiques de la nageoire de la baleine à bosse (Figures 2 - 17). Les ingénieurs ont reproduit minutieusement et affiné ces tubercules, pour permettre une application prometteuse non seulement aux éoliennes, mais aussi aux pales de ventilateurs, aux turbines...

Cette découverte permet un rendement énergétique de 20%, ce qui est un progrès considérable si l'on considère qu'accroître un rendement de 1 à 2% sans augmenter le bruit relève de l'exploit. L'éolienne ainsi créée, est en effet, moins bruyante, mais aussi plus résistante aux tempêtes.

2.4. Expérimentations - cavitation et rugosités

Des études furent menées en parallèle sur les effets des rugosités sur l'apparition de la cavitation, les résultats furent surprenants. Effectivement sur des indentations calibrées du type présenté en figure 2 – 18a, la cavitation se développe de façon bidimensionnelle sur le profil (figure 2 -18) [**10**].



(a) **(b)**

(c) **(d)**

Figure 2 – 18 [10]

(a) Schéma de principe de l'indentation sur un profil NACA 16020 de 10 cm de corde avec un angle d'ouverture de la pyramide de 136°.

(b) Spot de cavitation (cône lisse)

Visualisations de cavitation attachée sur un profil NACA 16020

(c) : Vitesse écoulement : 16m/s

(d) : Vitesse écoulement : 17m/s

Les visualisations ont montré que la cavitation peut s'attacher sous forme de spots sur les imperfections de paroi. Il est ambitieux de déterminer le seuil à partir duquel une imperfection de la paroi pourrait devenir le promoteur d'un spot de cavitation et de trouver des critères permettant de lier rugosité d'un profil et risque de cavitation.

On voit apparaître sur la Figure 2 – 18b une poche conique de cavitation localisée autour d'une indentation, alors que l'envergure de la paroi plus lisse ne développe pas de poches de cavitation.

Fort de cette observation, nous voyons que le nombre de Reynolds local joue un rôle prépondérant dans l'apparition de la cavitation. Alors que dans le cas lisse le nombre de Reynolds global de l'obstacle considéré ne développe pas de poches cavitantes, il en est tout autre dans le cas d'une indentation localisée.

La difficulté consiste à définir cette nouvelle longueur caractéristique au voisinage de l'indentation et le nombre de Reynolds local responsable de l'apparition de ce phénomène physique.

Cette recherche doit permettre de déterminer quelles formes spécifiques sont plus susceptibles que d'autres d'engendrer la cavitation. Les études numériques et expérimentales menées jusqu'alors ne permettent pas de prédire l'apparition d'un tel phénomène.

Orlandi P. et al. [**48**] parviennent à la conclusion qu'il n'y a pas de corrélation satisfaisante entre ΔU_+ et la géométrie des rugosités de manière à relier ces deux aspects par une relation physique. Et poursuivent que le paramètre le plus significatif dans la caractérisation de la rugosité serait la *« vitesse r.m.s. »* normale à l'obstacle ; autant dire que la recherche menée autour de ce sujet complexe reste de mise.

La rugosité : élément déclencheur de la cavitation

Dans une étude expérimentale menée sur un profil NACA 16020 par Jean-Yves Billard et al. [**10**], ils tirent les conclusions suivantes : *« Les visualisations ont montré que la cavitation peut s'attacher sous forme d'un spot sur des imperfections de paroi pour donner, pour des écoulements à nombre de Reynolds élevé, l'impression de voir une poche bidimensionnelle alors que celle-ci semble être le résultat de la coalescence de nombreux spots se déclenchant sur des imperfections de plus en plus petite. L'étude de la cavitation sur des indentations calibrées a permis de mieux comprendre la dynamique de ces spots et le travail s'oriente maintenant vers la quantification de ces effets en particulier en terme de Reynolds locaux. Le but étant de déterminer le seuil à partir duquel une imperfection de la paroi pourra devenir le promoteur d'un spot de cavitation et de déterminer des critères permettant de lier rugosité d'un profil et risque de cavitation. »*

En effet dans la conclusion citée précédemment et selon la vitesse de l'écoulement pour une même indentation, l'apparition ou la disparition des poches de cavitation demeure un phénomène inexpliqué.

Les visualisations présentées sur la figure 2 - 20 ont été réalisées sur un hydrofoil NACA 16020 de 10 cm de corde à l'emplanture et de forme en plan elliptique placé à une incidence de 5,5° pour un nombre de Reynolds $R = 1.5\ 10^6$ et un nombre de cavitation, $0.7 \leq \sigma \leq 0.8$.

La figure 2-18c présente des poches cavitantes « visiblement » uniformes sur l'envergure du profil alors que le cliché de la figure 2 – 18d fait apparaître une nette distinction entre les poches cavitantes et la disparition du phénomène à partir du lieu de l'indentation jusqu'au bord de fuite.

Ce qui « semble » être contraire à toute « logique », c'est que l'expérience de la figure 2 – 18c est réalisée pour une vitesse d'écoulement de ***16m/s*** alors que l'expérience de la figure 2 – 18d est réalisée à une vitesse d'écoulement de 17m/s.

La première conclusion qui semble s'imposer, c'est que la **forme** de l'indentation est un paramètre qui a joué dans l'évolution du régime cavitant.

Au stade de la recherche actuelle, il n'y a pas de critères physiques sur la forme des rugosités qui pourraient en donner une explication.

D'autres paramètres utiles devront êtres pris en compte :

- Détermination des *forces de frottement* : coefficient de frottement *Cx* dépendant de *Re.*
- *Epaisseur* de la couche limite : Hauteur *d* de la couche limite qui diminue lorsque *Re* augmente.

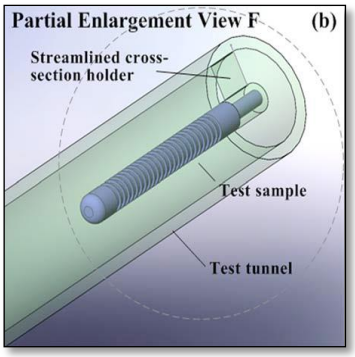
Nous voyons donc que, en proche paroi, des phénomènes hydrodynamiques viennent perturber l'écoulement dû au fait que les fluides sont visqueux et surtout en raison des irrégularités de surface.

Les études sont nombreuses pour caractériser les écoulements autour de rugosités perpendiculaires au sens de l'écoulement. (Coutier-Delgoha et al. [**39**], Nikolai V. et al. [**44**], Alexander Yakhot et al. [**62**]).

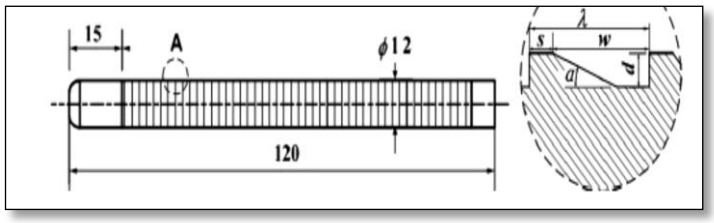
Dans une autre étude faite par Billard J. Y. et al. [**6**], il fut démontré sur le plan expérimental qu'un mécanisme d'attachement de poche de cavitation est relié directement à l'état de surface du solide pour des nombres de Reynolds élevés.

Bayada G. et al. [**5**] ont établi une équation de Reynolds moyennée qui prédit les effets d'une rugosité périodique tout en préservant le model de cavitation. L'équation de Reynolds moyennée peut être utilisée à la fois pour les aspérités microscopiques et macroscopiques. La validité d'un tel modèle fut confirmée numériquement. Leur approche est explicitement basée sur l'introduction de variables rapides et lentes. L'équation initiale est réécrite avec ces nouvelles variables, une expansion asymptotique de la pression est introduite dans le respect d'un petit paramètre associé à la longueur d'onde de la rugosité. Quelques hypothèses sur la forme de la rugosité apparaissent nécessaires pour résoudre le problème menant vers une nouvelle équation de Reynolds moyennée pour la cavitation. Cette équation a de nombreuses propriétés en commun avec l'équation initiale de Reynolds, elle est aussi une équation à deux inconnues de la pression de saturation. Des cas de rugosités longitudinales, transverses et obliques furent étudiés.

Dans une étude menée par Yongjian, Li et al. [**41**] ils ont étudié, les effets des indentations distribuées autour du corps cylindrique. Quatre cylindres, dont les indentations sont différentes en forme et en tailles seront plongés dans un tunnel de cavitation. Ces indentations sont orthogonales au sens de l'écoulement. Cette recherche fut conduite par des méthodes expérimentales et numériques.



(a)



(b)

Figure 2 – 19 [41]

(a) Schéma de principe de la pièce montée dans la d'essai

(b) Caractéristique de la pièce

Les résultats expérimentaux montrent que la position et la forme des nuages de cavitation sont affectées par les dimensions des indentations. Une simulation numérique utilisant la méthode des volumes finis indique que les indentations influencent la distribution du champ de pression et incitent des fluctuations de pression significatives.

La pression minimale sur chaque indentation se situe au sommet du bord "au vent" de l'indentation. En comparant les résultats expérimentaux et numériques, l'auteur a trouvé que la cavitation est étroitement liée à la pression locale du liquide.

Des indentations multiples autour du corps cylindrique (figure 2 – 20) incitent la fluctuation de pression. La largeur de l'indentation affecte l'amplitude et l'intervalle de la fluctuation et influence par conséquent la distribution des nuages cavitation. L'auteur constate que les nuages de cavitation sont affectés par la géométrie des indentations, l'espacement entre les indentations, la profondeur et la distribution de ces indentations.

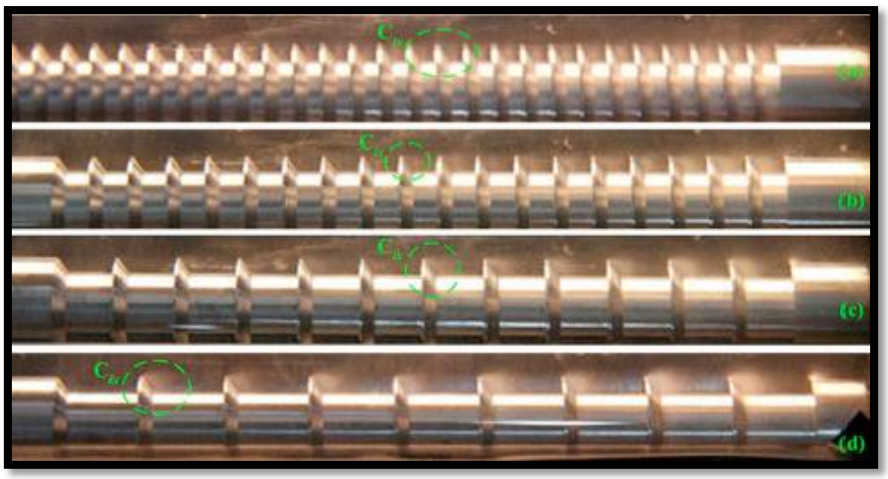


Figure 2 – 20 : Nuages de cavitation au niveau des indentations [41]

(a) w = 3.0mm – (b) w = 4.5mm – (c) w = 7.5mm (d) w = 10.5mm

Des résultats numériques ont aussi montré que la distribution de pression est influencée par la largeur de l'indentation. Quand la largeur de l'indentation est augmentée, la pression proche de l'extrémité de l'indentation fluctue rapidement.

Lorsque les conditions de basse pression sont atteintes pour la création de nuages de cavitation, alors les nuages se répandent en aval à une distance du point de déclenchement de la cavitation. Cette expérimentation est en accord avec les résultats numériques obtenus.

Conclusion

La recherche menée autour de l'influence des aspérités de surface sur le déclenchement de la cavitation reste encore à ses débuts. Pour tenir compte du caractère rugueux de l'état de surface, il est ajouté dans la « loi de paroi » un paramètre qui tient compte de « la taille moyenne » de la rugosité. Ce paramètre ne peut, à lui seul, caractériser l'influence des éléments rugueux sur le déclenchement de la couche limite turbulente. Certaines surfaces

présentent des états rugueux de type « grains de sable », d'autres ayant été usinées font apparaître la trace de passage des outils d'usinage. Ces traces peuvent être assimilées à de la rugosité organisée. Un contrôle tactile de l'état d'une surface usinée différera selon la direction du passage du doigt sur cette surface. Dans le sens des stries de rugosité, l'état de surface « semble » être lisse, alors que la sensation au toucher est tout autre dans le sens perpendiculaire aux stries d'usinage. On peut, *« sans trop se tromper »,* affirmer que le passage d'un fluide sur un tel état de surface « réagira » différemment selon la direction de celui-ci.

Les recherches qui ont été menées ces dernières années ont apporté des réponses satisfaisantes sur le rôle des rugosités orientées orthogonalement à l'écoulement. Les conclusions sont unanimes ; les formes et les tailles des indentations jouent un rôle prépondérant dans le déclenchement des nuages de cavitation. Il n'y a pas eu de réponses apportées sur les rugosités orientées dans le sens de l'écoulement. Les expérimentations qui sont conduites au laboratoire DynFluid de l'ENSAM Paris utilisent des indentations longitudinales.

3. Moyens et outils

Le choix d'un obstacle convergent-divergent de type Venturi a été préféré à un hydrofoil, dont les caractéristiques physiques seraient proches d'un profil d'aile, au vue de la complexité de réalisation de l'étude. En effet, l'expérimentation ayant pour objet de faire des relevés de pression pariétale, il devenait onéreux de concevoir un profil d'aile ayant les caractéristiques de rugosité différentes, de plus la mise en place des capteurs de pression sur l'extrados devenait complexe.

L'avantage de ce système est d'avoir un écoulement 2D et d'être capable de loger des capteurs sur la face de mesure (face accueillant les lignes de rugosité) et de permettre une visualisation rapide et simple des phénomènes cavitants naissants.

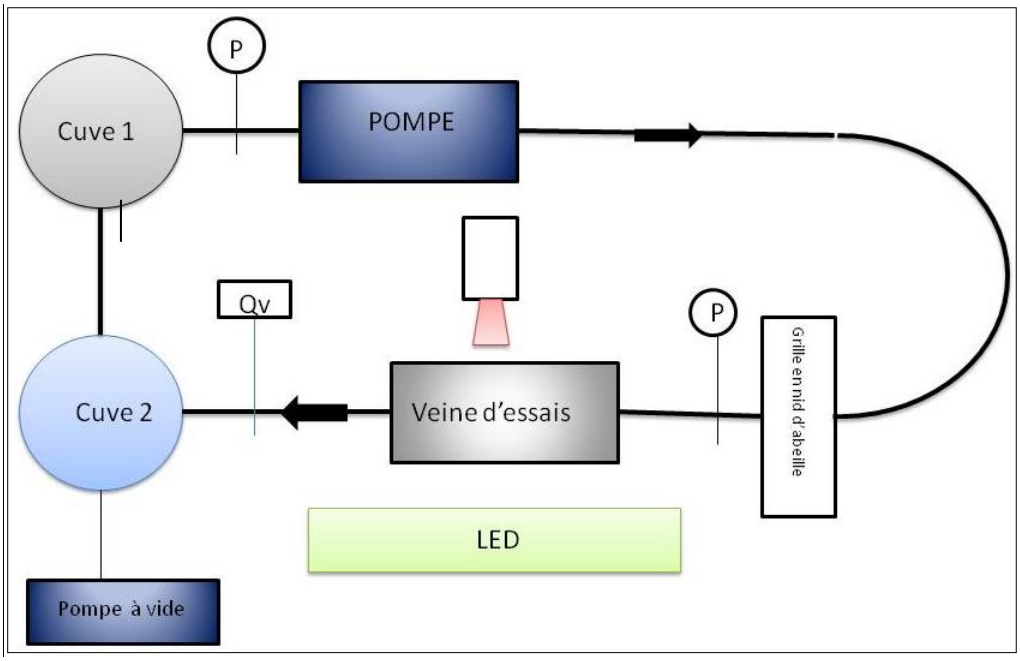
Les essais ayant été concluants, une étude plus approfondie a été réalisée sur les écoulements instationnaires résultant des poches de cavitation.

3.1 Veine d'essai

Les expériences ont été menées dans le tunnel de cavitation du laboratoire DynFluid. Ce tunnel est composé de deux cuves d'une capacité de 4m^3. Une pompe centrifuge peut atteindre la vitesse rotationnelle de 1450 tr/mn. Un schéma de principe de la veine d'essai est présenté en figure 3 – 1.

La section destinée aux essais (voir figure 3 – 2) a les dimensions suivantes : $120 \times 100 \times 800\text{mm}^3$. Le Venturi présente un convergent d'un angle de 18° et un divergent d'un angle de 8°, d'où résulte d'une hauteur au col $\text{H}_\text{c} = 67\text{mm}$. Lors des mesures, le débit est constant $\text{Q} = (240 \pm 1)\text{m}^3.\text{h}^{-1}$, et permet d'atteindre une vitesse au col d'environ $8\text{m}.\text{s}^{-1}$. Considérant que l'eau a une viscosité cinématique de $1.007 \pm ?\ 10^{-6}\ \text{m}^2.\text{s}^{-1}$, ce qui engendre un nombre de Reynolds $\text{Re}_\text{c} = \text{v}_\text{c} \times \frac{\text{H}_\text{c}}{\nu} \cong 5.5\ 10^5 \pm 3\%$ pour une température de l'eau de $(19 \pm 1)°\text{C}$. Afin d'obtenir un écoulement uniforme, une structure en nid d'abeille est fixée

en amont de la veine; on obtient donc une vitesse débitante à l'entrée de la veine de 5.6 $\mathrm{m.\,s^{-1}}$ pour toutes les mesures effectuées, avec une intensité turbulente de moins de 3%, (mesure réalisée à une distance $y^* = \frac{y}{H_c} \cong -4.5$ du col). Une pompe à vide peut diminuer la pression dans la veine d'essai de manière à agir sur le nombre de cavitation $\sigma = (P_{ref} - P_{vap})/(\frac{1}{2}\rho {V_{ref}}^2)$, avec P_{ref} la pression mesurée à une distance $y = 250\mathrm{mm}$ en amont du venturi (en valeur adimensionnée $y^* = \frac{y}{H_c} \cong -3.73$). La veine d'essai est composée de quatre panneaux en plexiglas et permet une visualisation de l'écoulement sur trois faces.



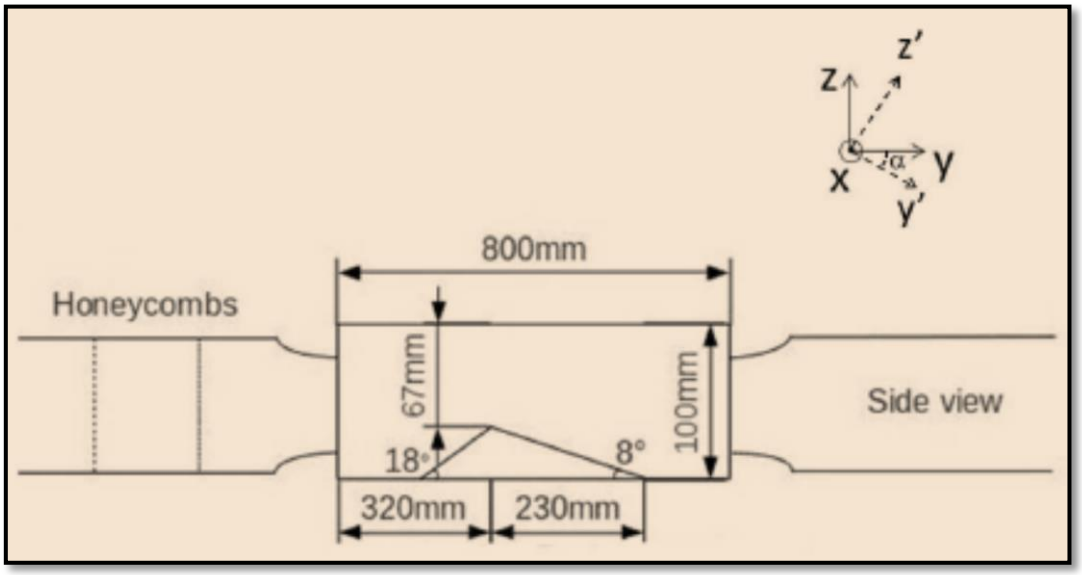
a



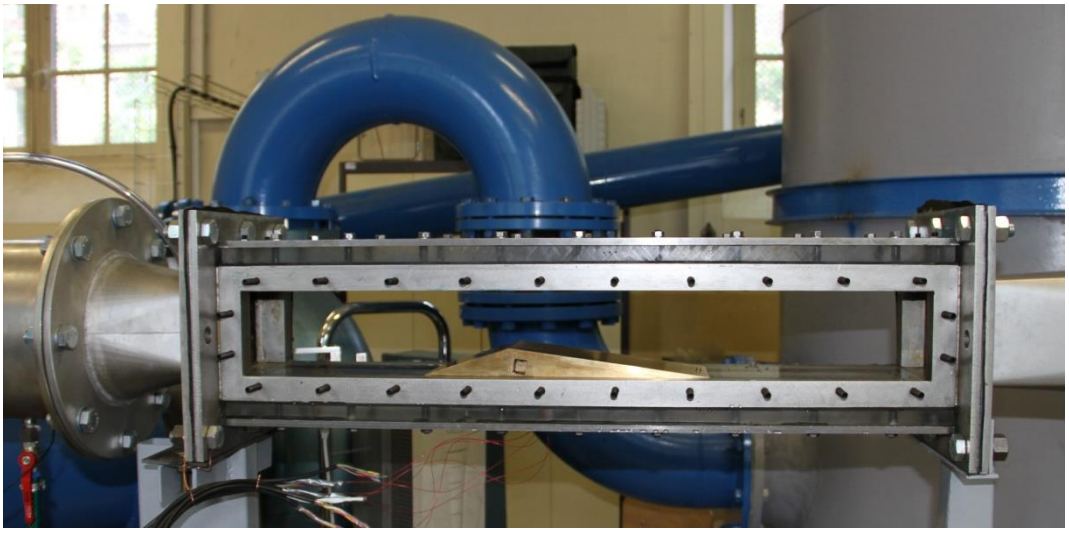
b

Figure 3 – 1(a – b) : Schéma de principe du tunnel de cavitation – ENSAM Paris (2012)

3.2 Description du Venturi



a



b

Figure 3 – 2 : a) Schéma de principe de la veine d'essais – b) Veine d'essais utilisant un venturi (l'origine des coordonnées cartésiennes est située sur le col et au milieu de la largeur, $\alpha = 8°$ est l'angle pour les mesures de LDV dans le système $xy'z'$ et $H_c = 67mm$ est la longueur de référence.

De très nombreuses études sur le déclenchement de la turbulence sur des surfaces planes avec des « lignes » de rugosités, perpendiculaires à l'écoulement, ont été menées au cours de ces vingt dernières années. Nous trouvons dans la littérature scientifique un article [**19**] qui aborde l'influence d'une paroi rainurée sur la structure de la couche limite turbulente en régime non-cavitant.

Sur la face divergente du venturi, des plaques en laiton d'une épaisseur de 7mm, de 242mm de long et de 120mm de large sont interchangeables pour étudier l'influence de rugosités organisées sur la dynamique des poches de cavitation (figures 3 – 3 et 3-4). Ces plaques couvrent entièrement la face du divergent jusqu'au col. La fixation des plaques sur le venturi est réalisée par une vis située en fin de divergent afin de ne pas perturber l'écoulement. Sept capteurs de pression absolue (2MI-PAA KELLER) ont été placés sur la face du divergent (figures 3 – 5 et tableau 3 - 1). Ces capteurs ont un diamètre de 4.5mm, font une acquisition de la pression pendant une minute à une fréquence de 1000Hz. La sensibilité de ces capteurs est de $35\mathrm{mV.bar}^{-1}$. Pour assurer l'étanchéité du système, on ajoute une pellicule de graisse entre la plaque et le divergent.

Pour valider les résultats, une plaque lisse est également usinée de sorte que les résultats obtenus sont comparés à ce cas de référence. Le Venturi a été conçu en plexiglas de manière à visualiser les formations de poches de cavitation sur le côté et en vue de dessus de la section d'essais.

Cette double mesure (venturi en plexiglass et venturi porte-plaques avec la plaque lisse) a son intérêt car les deux montages présentent une différence physique qui pourrait s'avérer majeure ; c'est la singularité au col. Effectivement, le venturi en plexiglass a été usiné dans un seul bloc en plexiglass et ne présente aucune singularité de surface, alors que le venturi en laiton porte-plaques (conçu pour recevoir les plaques) en présente plus proche du col (figure 3-3).

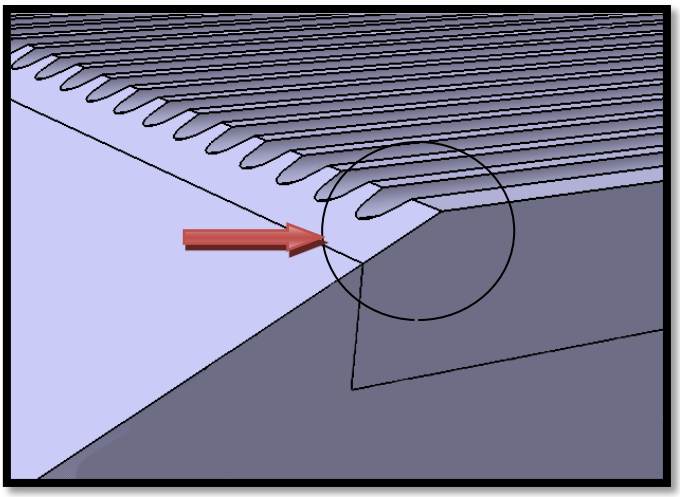


Figure 3 - 3 : Raccordement de la plaque au niveau du col

Dans le cadre des essais qui sont menés, les plaques planes en laiton sont usinées de façon à présenter des caractéristiques de rugosités différentes. Ces rugosités ont été calibrées avec précision.

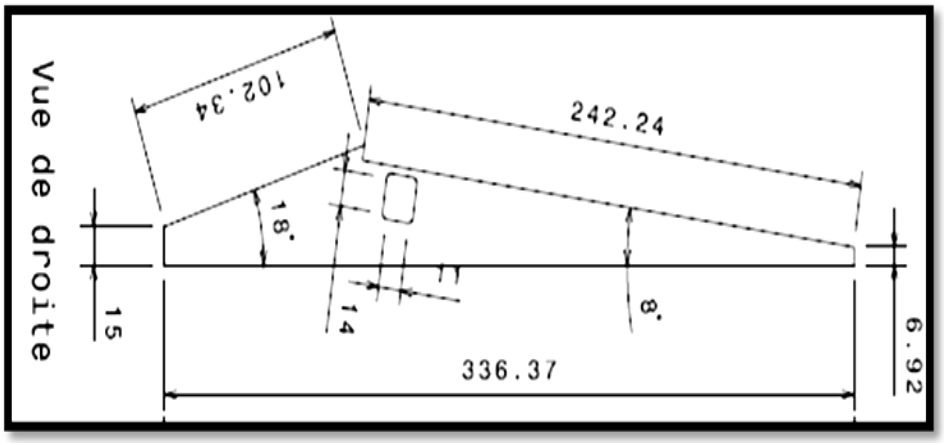
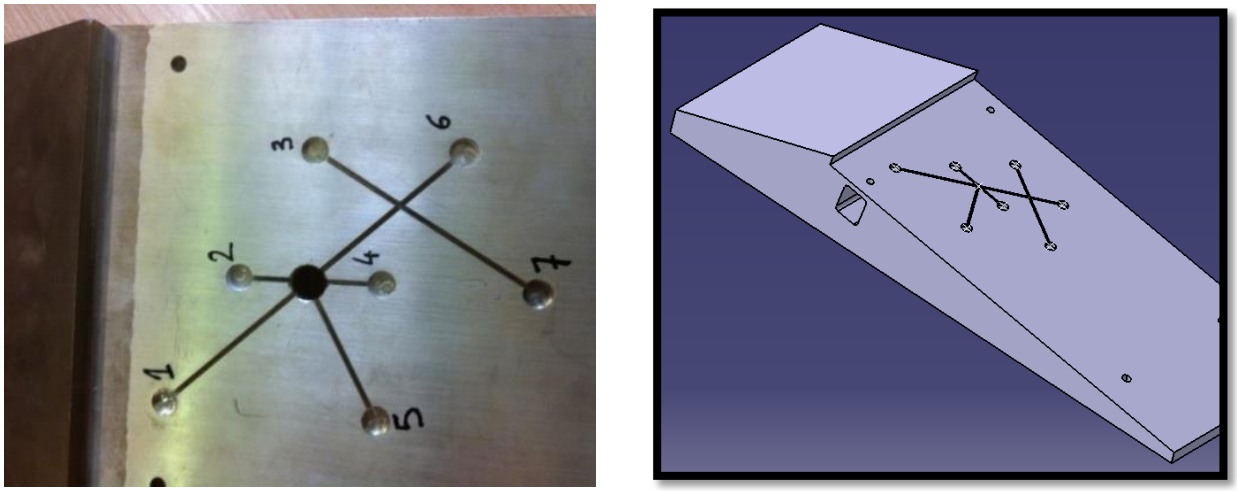


Figure 3 – 4 : Vue d'ensemble et caractéristiques du venturi

Ce Venturi présente sur la face inclinée des logements pour positionner les capteurs de pression de type Keller. Les canaux reliant ces capteurs permettent le guidage de la connexion électrique vers le boitier électronique d'acquisition des données, placé à l'extérieur de la veine.

Capteur de pression	$\mathbf{y'}$ (mm)	$\mathbf{y'^{*} = y'/H_c}$	x (mm)	$\mathbf{x^{*} = x/H_c}$
C1	16.75	0.25	30	0.4478
C2	33.50	0.5	0	0
C3	50.25	0.75	-30	-0.4478
C4	67	1	0	0
C5	67	1	30	0.4478
C6	83.75	1.25	-30	-0.4478
C7	100.5	1.5	0	0

Tableau 3 – 1 : Identification et coordonnées des capteurs de pression



(a) ***(b)***

Figure 3 – 5 : Surface inclinée du support venturi usinée pour adaptation des capteurs Keller PAA-2MI

La figure 3 – 5 (b) présente sur le côté, de part et d'autre, un orifice. Cet orifice a pour but de faire passer une vis à empreinte six pans de manière à fixer les plaques de rugosités. Le choix de fixation des plaques par ces logements de chaque côté du venturi, élimine le risque d'avoir des têtes de vis apparentes sur la surface d'essai.

Pour notre expérimentation, neuf plaques sont étudiées dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3 – 2.

Plaque	d(mm)	h(mm)	e(mm)	λ(mm)	N (indentation)	Symboles
L0	0	0	0	0	0	×
L1	1	0.15	0.1	0.81	147	△
L2	1	0.25	0.1	0.97	124	◊
L3	1	0.5	0.1	1.1	109	⋆
L4	1	0.5	1	2	60	+
L5	2	0.5	0.1	1.83	65	▲
L6	2	1	0.1	2.1	57	●
L7	2	2	1	3	40	⋆
L8	2	2	0.1	2.1	57	□

Tableau 3 – 2 : Caractérisation et nomenclature des plaques en laiton

3.3 Visualisations

3.3.1 - Caméra CamRecord 600

La caméra utilisée est une caméra CamRecord 600 de type « High speed Video Camera » (Tableau 3-3).

Les mesures de visualisation ont été réalisées sur les différentes plaques, à des nombres de cavitations différents. 4000 images sont prises en 4 secondes, ce qui donne une fréquence d'acquisition de 1000Hz pour un temps d'exposition de capture de l'mage qui est de 1/20000s (ce qui équivaut à 0.05µs). De plus, l'adaptation d'un objectif Zeiss Makro-Planar T* 2/100 d'une distance focale de 100mm a permis des prises de vue de grande qualité. Grâce à la rapidité de capture de l'image, les « bulles de gaz » sont nettement visualisées.

La visualisation et l'étude des poches cavitantes ne peut se faire qu'à l'aide d'une caméra rapide associée à un système d'éclairage puissant.

Caméra CamRecord 600	
Capteur	CMOS monochrome
Résolution	1280 x 1024 Pixel
Aire active / Taille d'un pixel	15.36mm x 12.29mm / 12μm x 12μm

Tableau 3 – 3 : Caractéristiques de la Caméra rapide

3.3.2 - Eclairage – Lampe LED

L'écoulement est éclairé par une plaque LED SLLUB (Super Long Life Ultra Bright) blanc de dimension 200mm x 200mm utilisée en mode continu. Cette lampe est positionnée face à la caméra de l'autre côté de la veine, réglée de façon à éclairer l'écoulement à partir du col du Venturi et au-delà.

La capacité de luminescence est de 3000 cd.m^{-2} et uniforme sur toute la surface (99.54% d'uniformité).

3.4 Mesure du champ de pression pariétale – Chaîne de mesure

Le choix du matériel d'acquisition des données, s'est porté vers des capteurs de pression hydrodynamique Keller Série PAA-2Mi. Ces capteurs miniatures sont particulièrement adaptés pour la réalisation de mesures de pressions hydrodynamiques.

L'élément sensible à la pression est un composant piézo-résistif de haute sensibilité, en silicium micro usiné. Monté dans un boîtier en acier inoxydable, il est protégé du milieu extérieur par une fine couche d'élastomère silicone. De ce fait, le côté du capteur exposé à la pression peut travailler en milieu liquide. L'alimentation électrique et la mesure du signal se font par un câble miniature blindé scellé à l'arrière du boîtier du capteur.

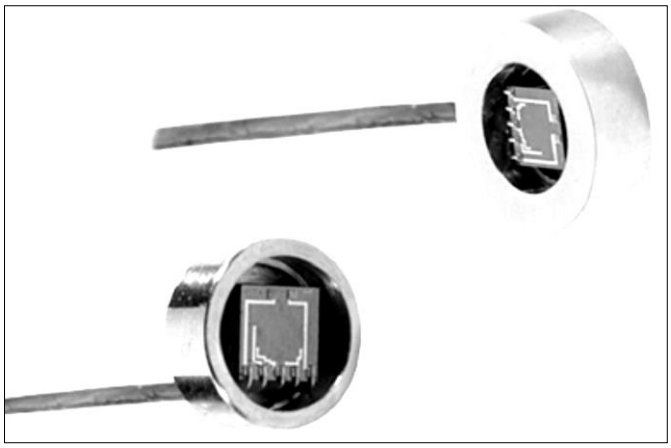


Figure 3 – 6 : Capteurs Keller PAA-2MI

Le capteur 2Mi (figure 3 – 6) peut être facilement assemblé sur une structure par simple collage du boîtier sur cette dernière. L'alimentation électrique du capteur s'effectue soit à courant constant, soit à tension constante. Le haut niveau de sortie (dont la stabilité du signal de sortie est de grande précision) permet un conditionnement aisé du signal à l'aide d'amplificateurs d'instrumentation standards délivrant un signal amplifié courant ou tension.

Dans un souci de vérification systématique de la capacité du système à reproduire fidèlement l'expérimentation sur des cycles d'essais totalement aléatoires, il est nécessaire de procéder à l'étalonnage des capteurs. Une vérification de la linéarité du signal est nécessaire pour les besoins de l'expérimentation.

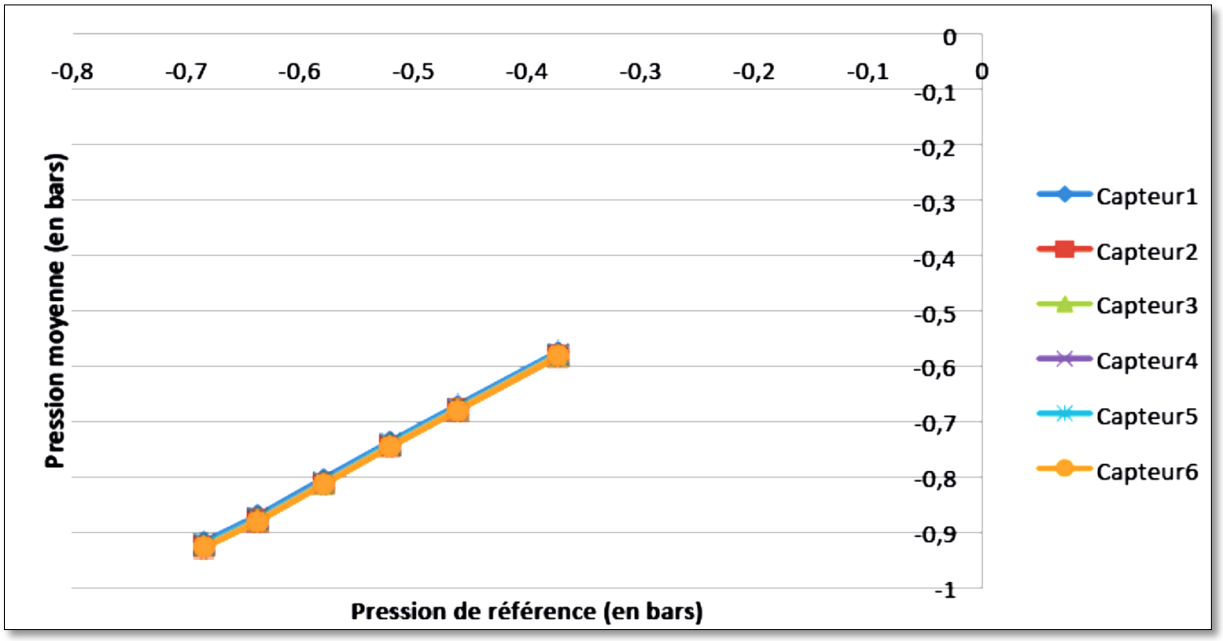


Figure 3 – 7 : Etalonnage des capteurs KELLER

Remarque : Chaque capteur est situé longitudinalement et transversalement à des positions différentes, on note également que les capteurs ne sont pas positionnés longitudinalement sur la même ligne d'indentation. Ces positionnements transversaux sont suffisamment « proches » du bord afin de mesurer les effets de bord et la structure 3D de l'écoulement.

Post – Traitement des relevés de pression

Les relevés de pression sont obtenus à l'aide des cartes d'acquisition situées dans le boitier MEIRI pour un temps d'acquisition de 1 minute et une fréquence de 1 000Hz. On trace une représentation temporelle de l'évolution de la pression pariétale. On applique également la transformée de Fourier afin de déterminer à partir des capteurs de pression la fréquence de détachement des poches cavitantes.

3.5 Vélocimétrie Doppler laser (LDV)

Afin de réaliser ces mesures de profils de vitesses, on utilise le système de Dantec Dynamics « FlowExplorer », pour mesurer la composante v_y de l'écoulement (Tableau 3-4). Ce système consiste en une manipulation robotique de l'alignement et un calibrage d'une sonde optique dont la lentille focale est de $300\ mm$ avec un signal PC. La tête optique fournit deux faisceaux laser d'une puissance de $25\ mW$ et une longueur d'onde de $660\ nm$. Le volume mesuré a un diamètre de $0.1\ mm$ et $1\ mm$ de longueur. La capacité de mesure des fluctuations de vitesses prend en compte les variations de vitesses de l'ordre de 0.002% de la vitesse débitante. Ce système possède une grande précision comme le coefficient d'incertitude de calibration qui est en-deçà de 0.1%. Pour chacune des mesures effectuées, 10000 particules sont prises en compte avec un temps limite d'acquisition de 60 secondes (*les mesures LDV n'ont été conduites que pour un écoulement non cavitant*).

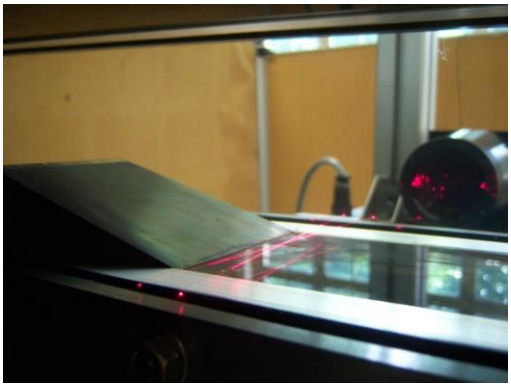
Si les 10 000 particules traversent le volume de mesure avant la durée de 52 secondes, alors le programme passe au point de mesure suivant.

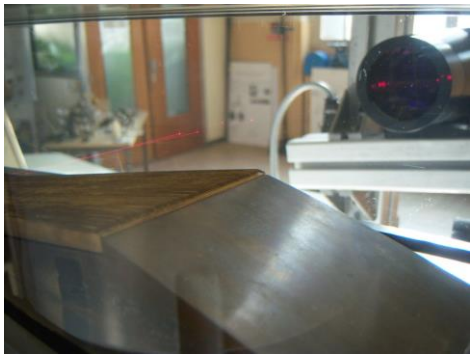
Le taux d'acquisition dépend des particules présentes dans le fluide et de la vitesse de l'écoulement. Pour un écoulement, dont le fluide est de l'eau, le taux d'acquisition est généralement compris entre

quelques Hz et 1kHz. Nos fréquences sont comprises dans cette gamme de fréquences et avec parfois des écarts.

La fréquence d'acquisition est de 300 Hz , alors que le taux de validation est supérieur à 60%. Dans le cadre des mesures sur la face divergente du venturi (face où sont longées les plaques d'essais), la tête optique est inclinée de 8° de façon à aligner le faisceau laser sur la pente du venturi. Cette inclinaison a été choisie pour pouvoir faire des mesures le plus proche possible de la paroi rainurée (si la sonde laser n'était pas inclinée, un des faisceaux serait coupé et dans ce cas le volume de mesure ne pourrait pas se former). Le pas de mesure est calibré de sorte qu'à proximité de la paroi nous ayons d'avantage de mesures que loin de la paroi (Figure 3-8). L'objectif étant d'avoir un taux de validation supérieur à 80%, ce qui correspond à une bonne qualité de signal ; il est donc très difficile d'atteindre cette valeur.

De plus le sondage est réalisé au milieu de la largeur de la veine d'essais, ce choix est dû principalement à la volonté de s'écarter des effets de bord qui risqueraient de fausser la qualité des résultats.





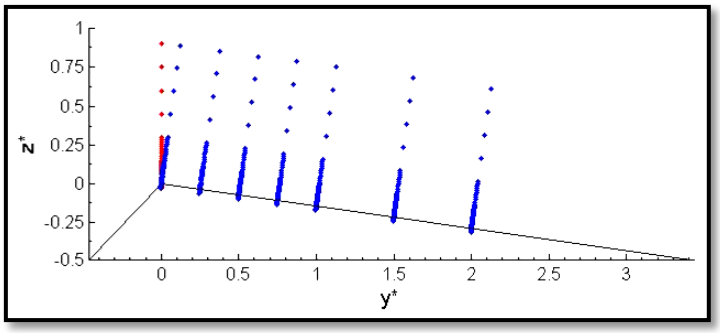


Figure 3 – 8 : Campagne de mesure LDV (en des points spécifiques par rapport au col)

Flow Explorer Dantec Dynamic	
Longueur d'onde	660 nm
Distance de mesure (focale de la lentille)	300 mm
Dimension du volume de mesure	0.1×0.1×1 mm
Puissance du laser	35 mW
Fréquence de la cellule de Bragg	80 MHz
Diamètre du faisceau laser	50 µm

Tableau 3 – 4 : Résumé des caractéristiques du laser utilisé pour les mesures LDV

Le réglage du faisceau laser dans ce sens permet un sondage précis dans la couche limite (figure 3 - 8). Dans ce cas, la composante de vitesse qui sera relevée sera celle qui dépendra du nouveau référentiel qu'est la pente du venturi, c'est la raison pour laquelle cette vitesse est appelé v_y'.

Remarque : Des mesures ont été réalisées en entrée de veine pour caractériser l'écoulement obtenu dans la section d'essai de la veine hydraulique (Figure 3-9), pour ces mesures effectuées en amont du venturi (à y*~-4.5), la sonde n'est pas inclinée.

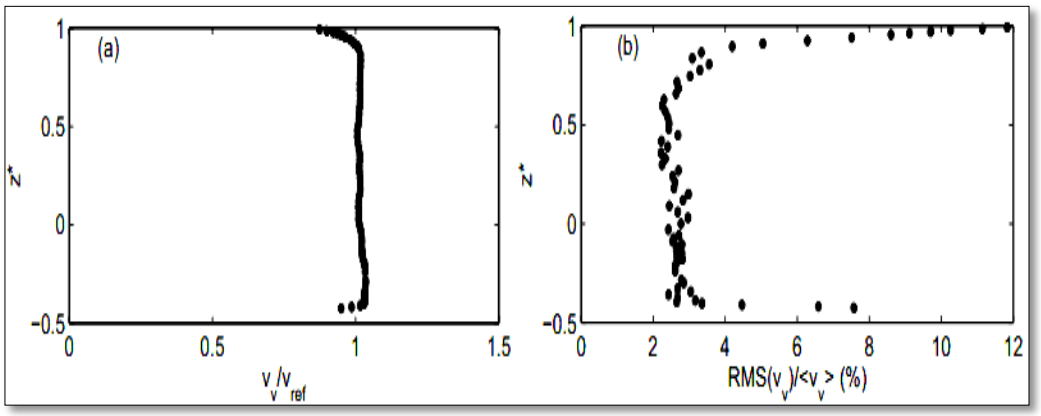


Figure 3 – 9 : Caractérisation de l'écoulement à l'entrée de la veine d'essais.
(a) profil de vitesses longitudinales $v_y^* = v_y/v_{ref}$ (la ligne représente la valeur moyenne de la vitesse $v_{ref} = 5.56m.s^{-1}$)
(b) profil de l'intensité turbulente $\frac{RMS_{v_y}}{\langle v_y \rangle}$, où $\langle v_y \rangle$ est la vitesse débitante moyennée, $y^* \simeq -4.5$

3.6 Présentation des « cycles typiques »

Cette partie doit permettre au lecteur de comprendre le développement de la poche de cavitation dans le cas d'un Venturi lisse, de manière à expliquer quel critère a été choisi pour déterminer la longueur de la poche de cavitation, et donc quel traitement a été appliqué aux images pour parvenir à ce résultat.

Le choix de la région d'intérêt permet de ne pas sélectionner les régions inexploitables (régions non éclairées par le panneau à LED) pour ne pas fausser le post traitement. La position du col du Venturi indique la position du début de la poche de cavitation. Il convient, dès lors, de normaliser l'ensemble des images. Pour cela une image « noire » (image de fond) correspondant à une acquisition lorsque le liquide est au repos, est enregistrée, puis soustraite et divisée à toutes les images de cavitation.

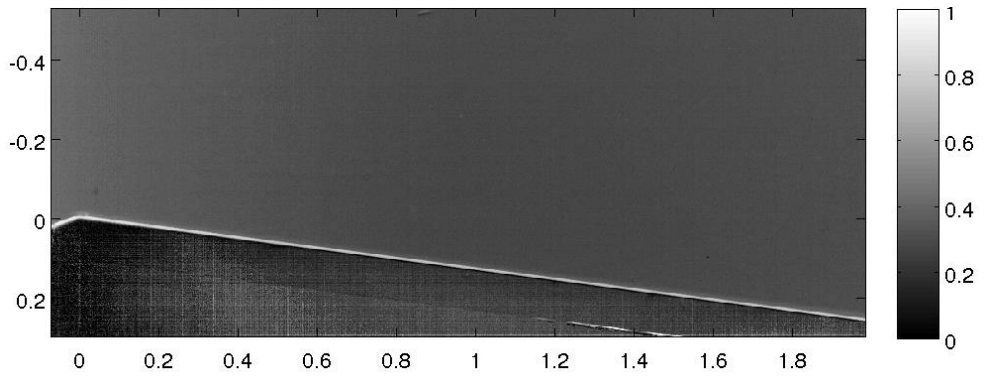


Figure 3 – 10 : Image « noire » ou de référence

Les niveaux de gris des images sont alors compris entre 0 et 1 (figure 3 – 11)

$$\frac{Image - Image\ de\ fond}{Image\ de\ fond}$$

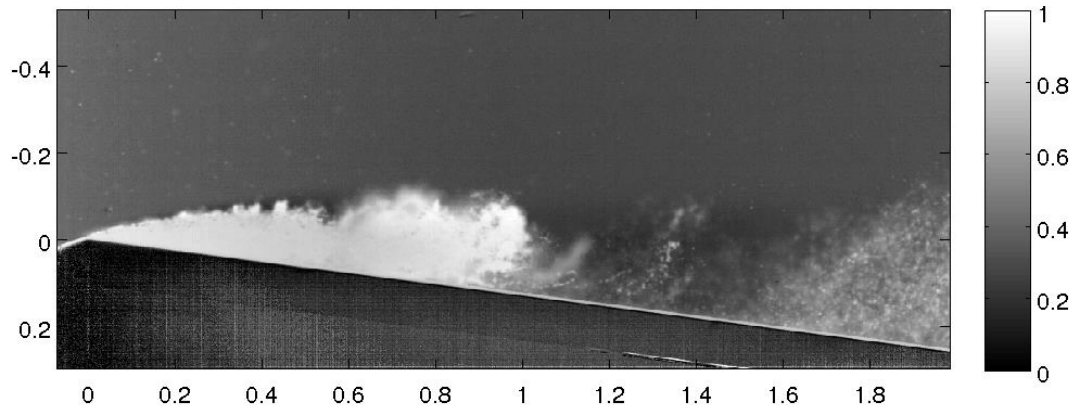


Figure 3 – 11 : Image normalisée après traitement de l'image

Un cycle de développement de la poche de cavitation avec détachement du nuage de cavitation en vue de côté est présenté en annexe A.

On cherche à définir un critère qui permettrait de mesurer une poche « moyenne » ; c'est-à-dire une longueur moyenne et une fréquence.

On choisit un niveau de seuil pour l'ensemble des images, celui-ci étant généralement de 0.4. Pour les valeurs inférieures à 0.4, les pixels deviennent blancs et pour celles supérieures à 0.4 ils deviennent noirs.

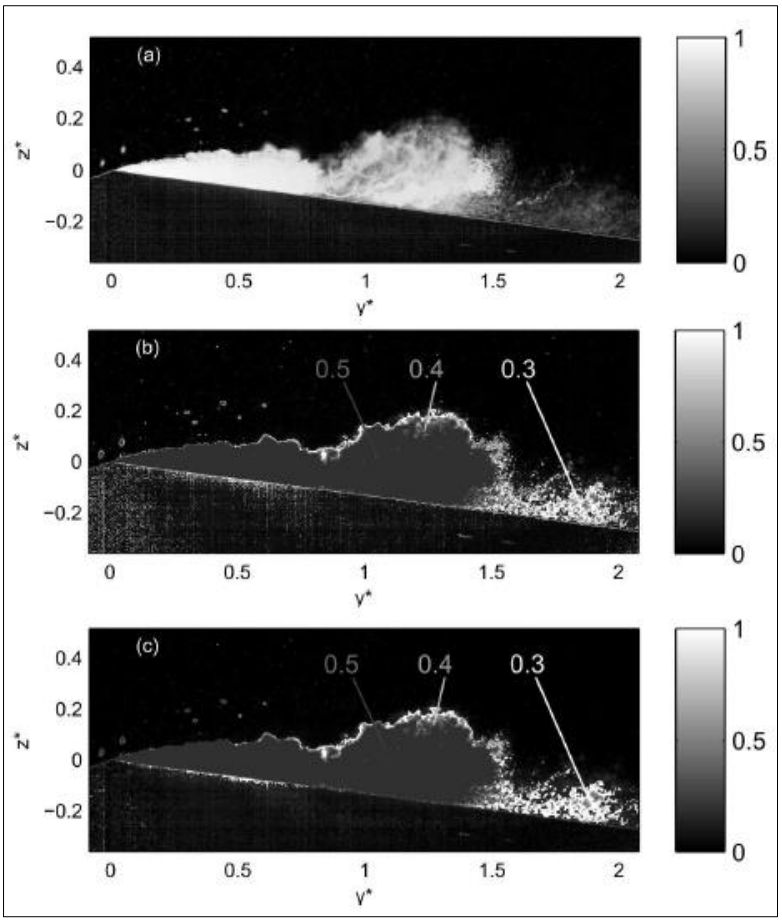


Figure 3 – 12 : Traitement d'images pour les mesures de la longueur d'une poche de cavitation a) Image instantanée normalisée b) Binarisation d'image avec différents de niveau de seuil 0.5, 0.4 ou 0.3 c) Filtre médian appliquée sur une binarisation d'image

Le niveau de seuil est choisi avec la méthode de Otsu et al. [**64**] et validé en comparaison avec les images normalisées (figure 3 - 13).

De plus, un filtre médian est appliqué pour lisser les contours de la poche cavitante et réduire le bruit.

Une fois toutes les images post traitées, l'image moyenne est calculée à partir de 4000 images.

A partir de cette image moyenne, on détermine l'écart-type qui nous permet de déterminer la longueur moyenne de la poche de cavitation. En effet, la longueur moyenne correspond à la position dans l'image où l'écart type est maximum. Un second filtre a été appliqué pour lisser les valeurs obtenues au niveau du col du Venturi (forts écarts sur une région restreinte).

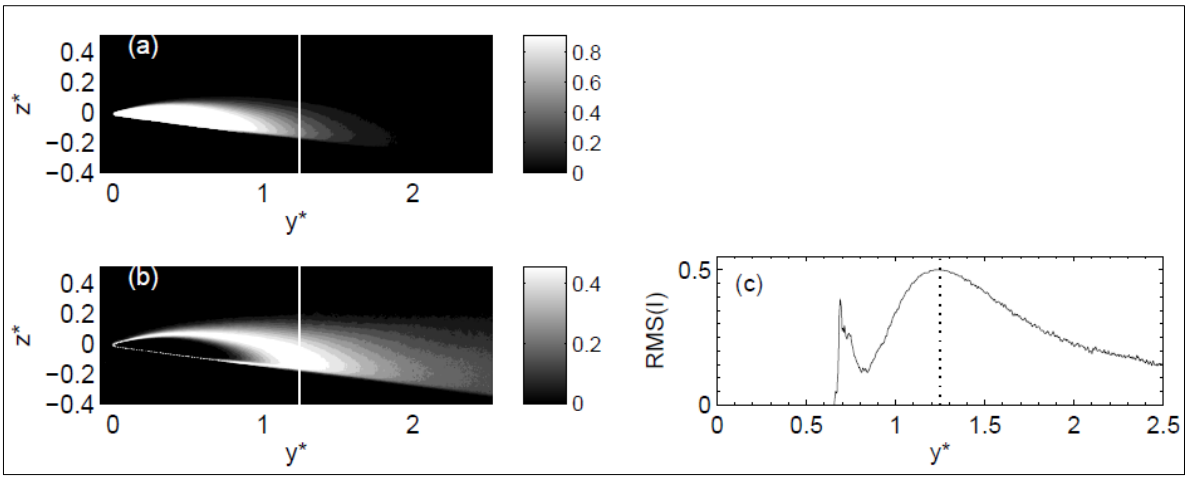


Figure 3 - 13 : Nuage de cavitation sur la plaque lisse pour $\sigma = 1.18$ a) Image moyenne normalisée b) RMS d'images normalisées (la ligne représente la limite de la longueur adimensionnée de la poche de cavitation $L^* = \frac{L}{H_c} \cong 1.62$) c) Profil de la courbe RMS d'images normalisées en $z^* = 0$

La fréquence de détachement du nuage de cavitation est calculée comme suit : on se positionne à la fin de la poche de cavitation et on analyse les variations de niveaux de gris sur une ligne verticale de pixels située à cette position, on trace alors le spectre de fréquence de cette variation.

On a également réalisé le même calcul sur la variation de la hauteur maximale de la poche, détectée comme étant la largeur maximale de toutes les lignes de pixels blancs de la poche de cavitation, pour obtenir f_H (cette position peut varier le long de la surface aval du Venturi).

Le graphique $f_H = g(f_L)$ permet de montrer que la fréquence de la poche de cavitation est la même en étudiant la longueur (f_L) ou la hauteur de la poche (f_H), donc la méthode d'analyse de la fréquence de la poche de cavitation est validée.

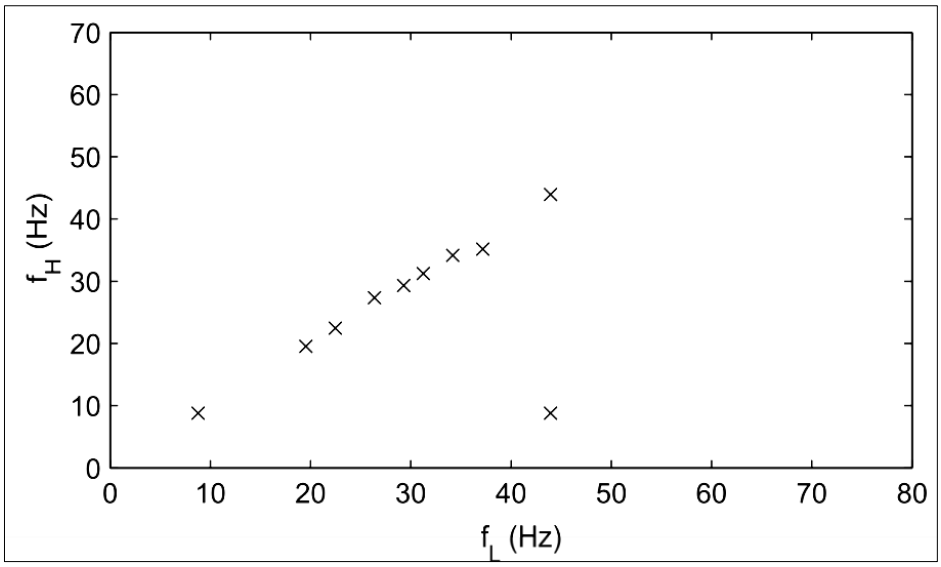


Figure 3 – 14 : Evolution des fréquences des poches cavitantes en fonction de leur forme (étude de la hauteur comparativement à la longueur)

Les mesures de pression sont un autre moyen de détection de la longueur de la poche de cavitation qui permet de valider le critère choisi pour déterminer cette longueur moyenne de poche (Figure 3-15). Les résultats obtenus avec les capteurs de pression coïncident pour la détermination de la longueur moyenne de la poche de cavitation.

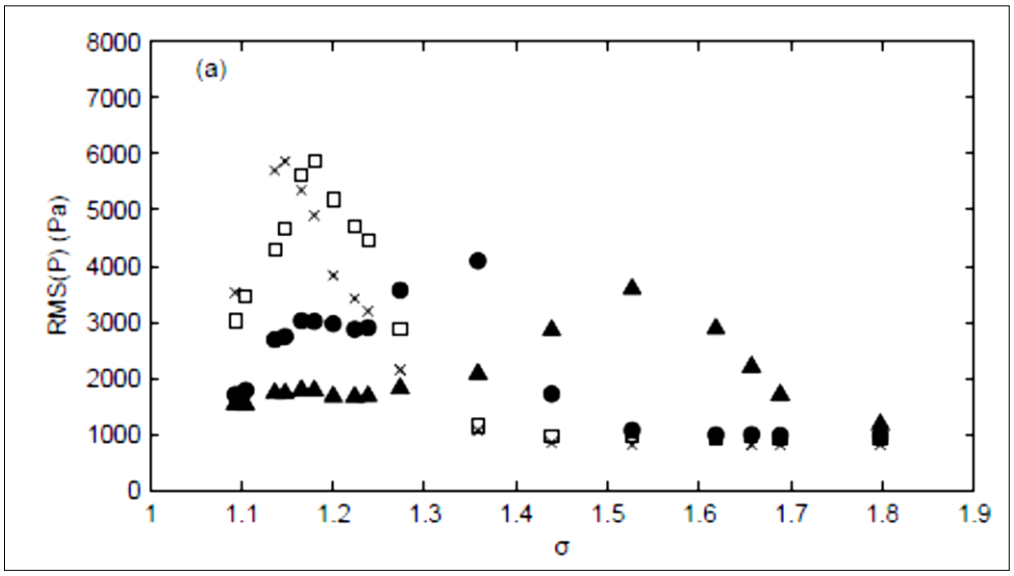


Figure 3 – 15 : Fluctuations de pression RMS (P) sur la face aval d'essai du venturi en fonction de l'évolution du nombre de cavitation par rapport à la distance au col pour la <u>plaque L0</u> ▲: C1 en y'*=0.25, •: C2 en y'*=0.5, □: C4 en y'*=1, ×: C6 en y'*=1.25

L'analyse de la fluctuation du champ de pression pariétale, obtenue pour la plaque lisse (L0), indique le maximum d'amplitude de fluctuations de chaque capteur de pression à la fermeture de la poche cavitante [**12**] (Figure 3-15).

Par exemple, pour $\sigma = 1.5$, la longueur adimensionnée de la poche cavitante est $L_* < 0.5$ pour la plaque L0 (figure 4 – 2). Comme le montre la figure 3-15, le capteur C1 est l'unique capteur situé dans cette zone. Cette figure confirme donc les résultats obtenus avec le traitement des images. Au regard du capteur C1, le maximum de fluctuations de pression est à $\sigma = 1.5$ pour la plaque lisse. Les fluctuations de pression mesurées sont donc une indication sur la longueur de la poche cavitante.

Pour une détection adéquate de la dynamique de cavitation, des mesures de pression ont été menées sur les différents capteurs de pression placés sur la face divergente du venturi. Dans un premier temps, la pression relative fut mesurée sur chaque capteur de pression sans écoulement et sans faire fonctionner la pompe à vide, afin de déterminer le « zéro » de chaque capteur.

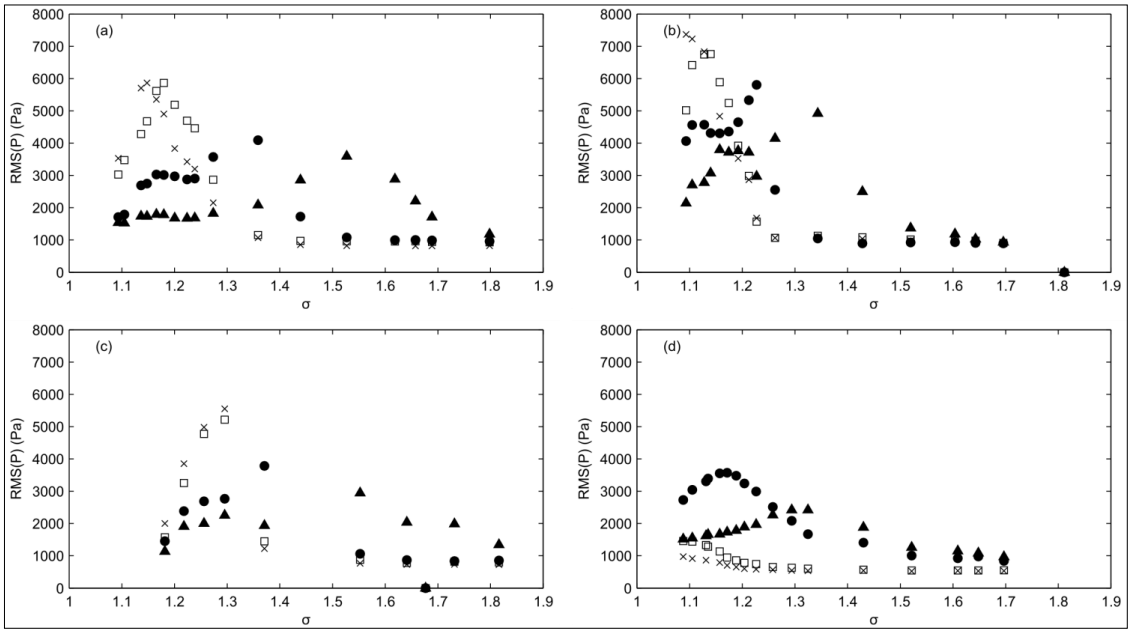


Figure 3 – 16 : Fluctuations de pression RMS (P) sur la face aval du venturi en fonction de l'évolution du nombre de cavitation par rapport à la distance au col.
(a) plaque (L0 - ×), (b) plaque (L2 - ♦), (c) plaque (L6 - •), (d) plaque (L7 - ⋆)

L'analyse des fluctuations de pression obtenue sur les plaques L0, L2, L6, L7 et L8, sur la figure 3 - 16, indique que le maximum d'amplitude de fluctuation de chaque capteur correspond à la fermeture du nuage de cavitation.

Cette figure confirme les résultats : si nous considérons le capteur C1, le maximum de fluctuations de pression est à $\sigma = 1.5$ pour la plaque lisse, $\sigma < 1.5$ pour la plaque L2 et $\sigma > 1.5$ pour la plaque L6 avec des rainures plus larges. Ce résultat montre que la longueur du nuage de cavitation est plus petite sur la plaque L2 que sur la plaque lisse et un plus long nuage de cavitation est obtenu sur la plaque L6 que sur les autres.

4. Résultats

Ce chapitre a pour but de présenter les résultats et de les interpréter.

4.1 Analyse du cas de référence : plaque lisse L0

L'objectif de cette sous partie est de présenter les résultats obtenus pour le cas lisse uniquement.

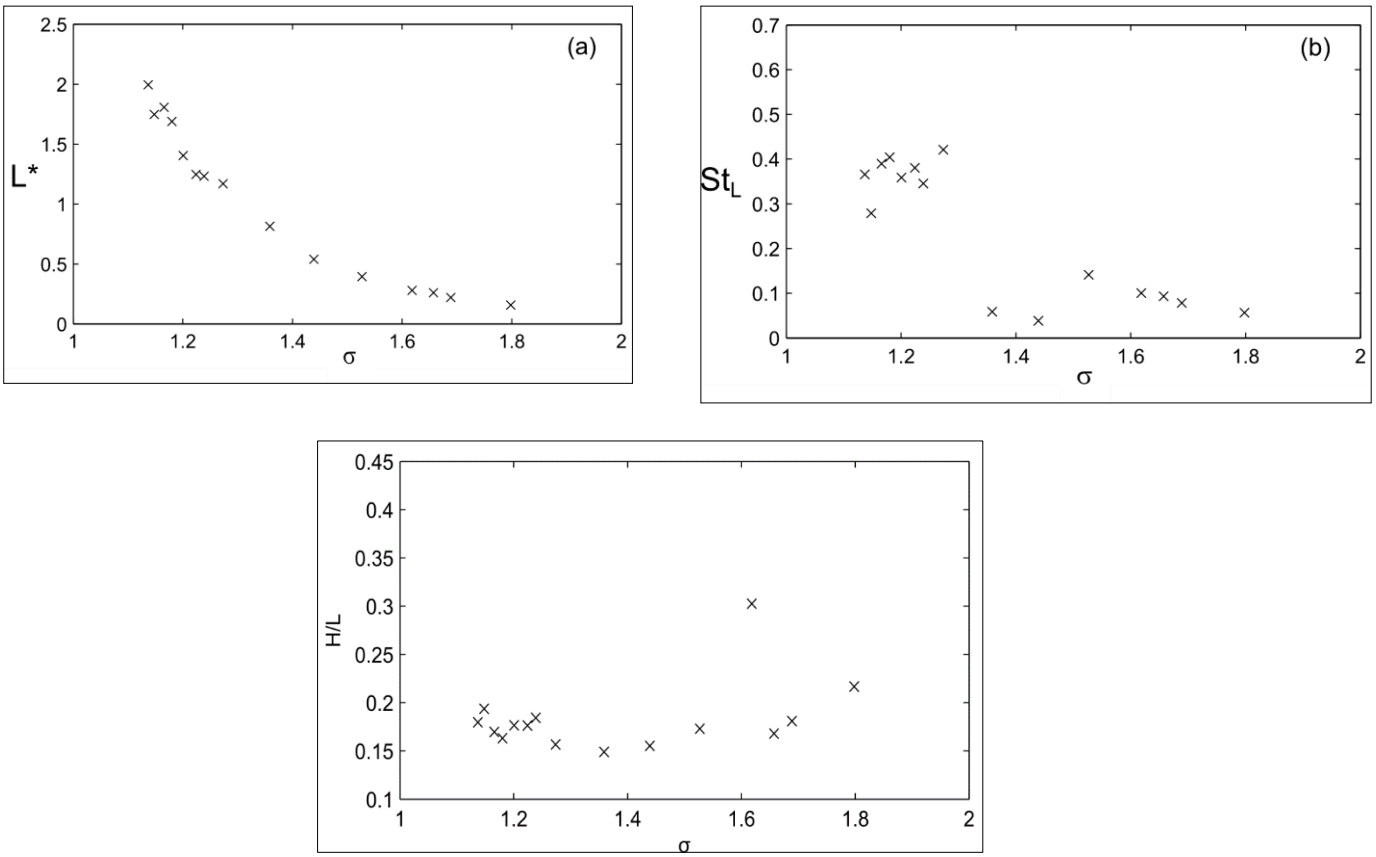


Figure 4 - 1 : Post-traitement des images dans le cas de la plaque lisse (L0)
a) Longueur adimensionnelle des longueurs des poches cavitantes $L_* = L/H_c$
b) Nombre de Strouhal $St_L = \frac{Lf_L}{V_c}$ en fonction du nombre de cavitation
c) Rapport d'aspect H/L de la poche de cavitation

L'incertitude sur la longueur de la poche est inférieure à 2% et (σ) peut être calculé avec une marge d'erreur de 1%. Ces incertitudes sont calculées à partir des traitements d'images appliqués.

Première analyse :

- La diminution du nombre de cavitation augmente la longueur des poches cavitantes (Figure 4-1-a).
- Deux régimes de cavitation sont mis en évidence avec les nombres de Strouhal (Figure 4-1-b).
- La poche de cavitation possède une structure géométrique quasi-uniforme dont le rapport de forme est de l'ordre de 0.16 indépendamment de la valeur du nombre de cavitation (figure 4-1-c)

L'incertitude de précision de la fréquence des poches pulsantes est de 0.2%. Les nombres de Strouhal associés aux fréquences des poches cavitantes sont alors définis par $St_L = Lf_L/v_{col}$, dont l'incertitude est de l'ordre de 6%. La figure 4 - 1 présente les valeurs du nombre de Strouhal pour chaque plaque étudiée selon le nombre de cavitation σ. Deux différents régimes ont pu être identifiés : un premier régime pour $0.25 \leq St_L \leq 0.45$ sur la gamme $1 \leq \sigma \leq 1.3$ et un deuxième régime pour $1.3 \leq \sigma \leq 1.8$ pour lequel $0.05 \leq St_L \leq 0.15$.

4.2 Effets des plaques rainurées

Analysons l'influence des rainures sur la longueur de la poche, le nombre de Strouhal, et le rapport H/L.

4.2.1. Effets des rainures longitudinales sur les tailles des poches cavitantes

La figure 4 - 2 donne un aperçu de l'évolution de la longueur moyenne de la poche cavitante selon le nombre de cavitation (σ), pour toutes les plaques.

Commentaires sur les essais menés sur les différentes plaques d'essais

Les plaques L3, L4 et L5 fournissent des poches cavitantes dont les longueurs sont proches de la plaque de référence L0. Inversement, les plaques L0, L2 et L6 produisent significativement des longueurs de poches différentes. On remarque que pour la plaque L2, la longueur de poche décroit telle que cela fut décrit, par Coutier-Delgosha et al [**39**], dans le

cas d'une distribution aléatoire des rugosités. Cette plaque possède un nombre important de lignes de rugosités ($N = 124$ et $\lambda = 0.97\text{mm}$), de plus elle est caractérisée par une faible profondeur des rainures ($h = 0.25\text{mm}$).

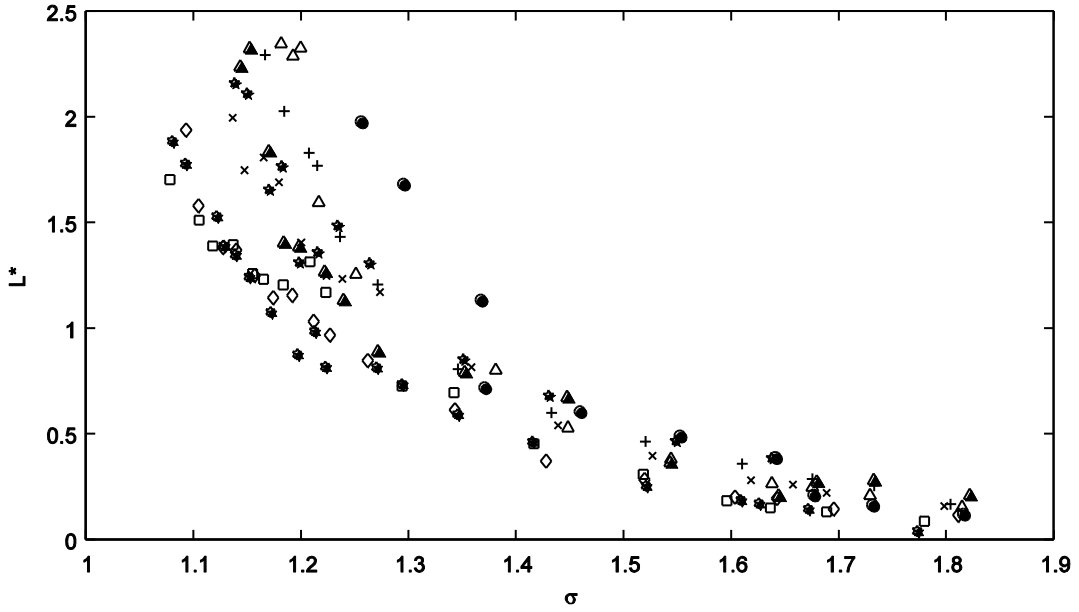


Figure 4 – 2 : Longueur moyenne des poches cavitantes adimensionnée $L_* = L/H_c$ en fonction du nombre de cavitation σ.

× : plaque L0, ∆ : plaque L1, ◊ : plaque L2, ⋆ : plaque L3, + : plaque L4, ▲ : plaque L5, • : plaque L6, ★ : plaque L7, □ : plaque L8

Mais d'autres types de rainures ont des effets contraires, c'est-à-dire une augmentation de la longueur moyenne des poches cavitantes, comme nous pouvons le voir pour la plaque L6, laquelle possède un nombre réduit de rainures ($N = 57\ et\ \lambda = 2.1mm$) avec une profondeur des rainures h=1mm. Ces différentes longueurs de poches en fonction des conditions de surface sont plus significatives avec de faibles nombres de cavitation. Lorsque σ est supérieur à 1.2, c'est-à-dire pour de petites poches de cavitation, l'influence des surfaces frottantes semble être peu significative. Les caractéristiques géométriques majeures qui différencient les plaques L2 et L6 sont la profondeur de leurs rainures, le diamètre des rugosités et le nombre de lignes rugueuses sur chacune des plaques.

En comparaison avec les plaques L3, L4 et L5, pour lesquelles il n'y a pas d'effets significatifs sur les longueurs des poches cavitantes, la profondeur des rainures semble être le critère qui affecte la longueur des poches. En effet, la plaque L2 est celle qui possède une

faible profondeur de rainures, de même que la plaque 1, mais contrairement à la plaque L2, elle n'affecte pas de façon significative les longueurs de poches cavitantes. La profondeur des rainures de la plaque L1 a été déterminée de manière à être proche de la hauteur de la sous couche visqueuse (δ_v) (zone de la couche limite où le profil de vitesse décroit de façon linéaire à partir de la paroi, au-delà de cette zone, la vitesse croît de façon logarithmique en s'écartant de la paroi).

Si on considère la face divergente du venturi comme une plaque plane [**54**] sans gradient de pression, (δ_v) est définie comme suit :

$$\frac{\delta_v}{y^*} = \frac{50}{Re_{y*}\sqrt{\frac{C_f}{2}}}$$

Où Re_{y*} est le nombre de Reynolds critique qui détermine la distance (y^*) à partir du col du Venturi pour laquelle la couche limite devient turbulente $\left(Re_{y^*} = 5.10^5\right)$ pour une plaque plane et C_f est le coefficient de frottement exprimé comme suit :

$$C_f = \left(\frac{K}{logRe_{y*}} G\left(logRe_{y*}\right)\right)^2$$

Avec $K = 0.41$ la constante de Von Karman et G une fonction donnant $G\left(logRe_{y*} = 1.5\right)$ dans la zone étudiée $10^5 < Re_{y*} < 10^6$ [**54**].

Dans le cadre de notre expérimentation, on obtient, au bout de la plaque $(y^* \cong 3.4)$, une hauteur de la sous-couche visqueuse $\delta_v < 0.20mm$ $(\delta_v/H_c \cong 0.003)$.

Le choix de la détermination de la hauteur des indentations de la plaque (L1 – Δ) vient de la volonté d'effectuer des expérimentations sur une plaque dont la hauteur des rugosités est de l'ordre de la sous-couche visqueuse.

Cependant, si la profondeur des rainures est supérieure à $h = 1mm$, les résultats diffèrent. Pour les plaques L7 et L8, nous observons une diminution de la longueur des poches, cela se vérifie également pour la plaque L2 laquelle possède une faible profondeur de rainures. Les plaques L7 et L8 sont spéciales en raison de la géométrie de leurs rainures. Alors que les rainures des plaques L1 à L6 sont spécifiquement de formes cylindriques, les plaques L7 et

L8 présentent plutôt une gouttière $\left(h > \frac{d}{2}\right)$. Cette géométrie conduit à une diminution des tailles des poches cavitantes. Ce phénomène pourrait être lié à la circulation du fluide situé dans les rainures, laquelle diffère de la plaque L6. En effet, le nombre de rainures N est le même pour ces trois plaques. On peut donc en déduire que ce paramètre ne participe pas de façon prépondérante à l'évolution des tailles de poches. Seule la hauteur h diffère de la plaque L6 comparativement aux plaques L7 et L8.

Cela implique que la réduction et l'augmentation des tailles de poches peuvent être déterminées selon les rainures appropriées, par la hauteur h.

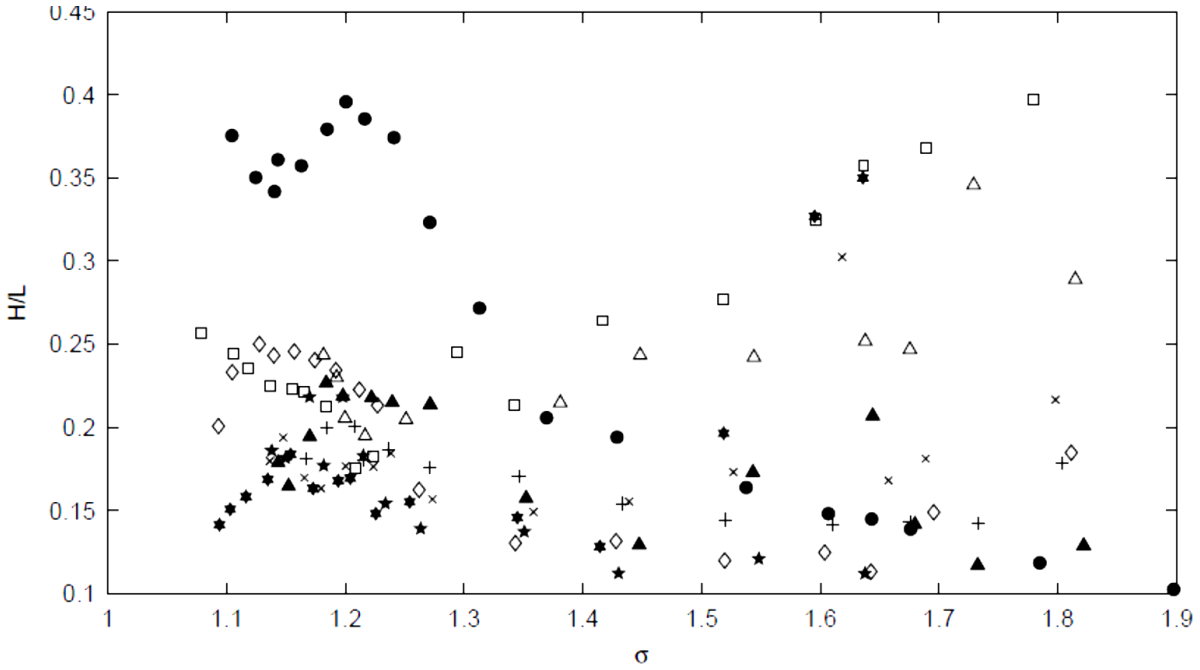


Figure 4 – 3 : Longueur adimensionnelle H/L selon le nombre de cavitation σ

× : plaque L0, ∆ : plaque L1, ◊ : plaque L2, ⋆ : plaque L3, + : plaque L4, ▲ : plaque L5, • : plaque L6, ★ : plaque L7, □ : plaque L8

La figure 4 - 3 est un graphe qui apporte des précisions sur l'évolution du rapport d'aspect des poches cavitantes, laquelle dépend du nombre de cavitation. Cette étude a été réalisée pour toutes les plaques. Les résultats obtenus avec la plaque L6 diffèrent très significativement des autres plaques. Comme les plaques rugueuses sont de géométrie tridimensionnelle avec des géométries différentes, la face du venturi engendre des poches cavitantes différentes : les plaques rugueuses forcent l'écoulement, spécialement dans le cas

des creux des rugosités, et favorisent également le développement de la poche et les jets rentrants [**11**].

Comme la distribution transversale du nombre de lignes rugueuses de chaque plaque est différente, nous pouvons affirmer que la profondeur du creux est un paramètre important de même que le nombre de lignes rugueuses. Les plaques L6, L7 et L8 ont la plus large répartition cyclique de lignes rugueuses ($\lambda > 2mm\ et\ N < 60$). Pour les petites poches de cavitation caractérisées par $0 < L^* \leq 1$, ce qui correspond à $1.2 \leq \sigma \leq 1.9$, toutes les courbes sont quasiment superposées ce qui suggère que les plaques jouent un rôle moins important.

Les plaques L3, L4 et L5, pour lesquelles les longueurs des poches cavitantes sont quasiment égales à celles de la plaque L0 et pour tous les nombres de cavitation, sont caractérisées par le rapport suivant $0.1 \leq \frac{H}{L} \leq 0.2$. Ces valeurs sont toujours proches des valeurs de la plaque L0. Ce résultat montre que les rugosités ont modifié non seulement les longueurs des poches mais aussi leur rapport d'aspect.

Les plaques L7 et L8 montrent une évolution du rapport H/L quasiment similaire à la plaque L1. L'observation la plus évidente est que l'évolution est l'inverse de la plaque L6. En effet, pour la plaque L6, le rapport H/L est élevé pour les valeurs $1 \leq \sigma \leq 1.4$ ($0.2 \leq \frac{H}{L} \leq 0.4$) et petit pour $1.4 \leq \sigma \leq 1.9$ ($0.1 \leq \frac{H}{L} \leq 0.2$), alors que pour la plaque L8, H/L est dans l'intervalle $0.1 \leq \frac{H}{L} \leq 0.25$ lorsque $1 \leq \sigma \leq 1.4$ et $0.2 \leq \frac{H}{L} \leq 0.4$ quand $1.4 \leq \sigma \leq 1.9$.

La cavitation est donc complètement différente pour la plaque L6 et les autres plaques, lesquelles ont une plus faible répartition des éléments de rugosité, mis à part les plaques L7 et L8 pour lesquelles les géométries diffèrent.

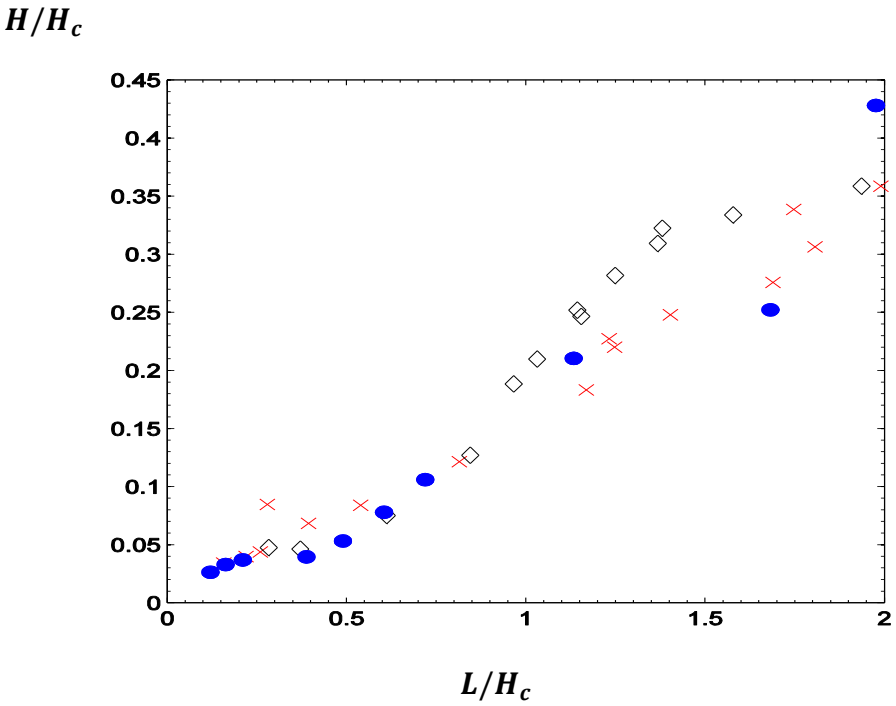


Figure 4 – 4 : Evolution de la taille des poches en hauteur H/Hc et en longueur L/Lc adimensionnées

× : plaque L0, ◊ : plaque L2, • : plaque L6

Cela vient confirmer que le paramètre le plus significatif, dans l'interaction des rugosités, est :

1. La profondeur, qui peut modifier la progression du jet rentrant.
2. La répartition des éléments de rugosités, laquelle peut forcer la dynamique de cavitation dans la direction perpendiculaire à l'écoulement.

L'analyse qui vient d'être effectuée était principalement centrée sur les effets des rainures sur les longueurs des poches de cavitation. En parallèle, une étude a été menée pour comprendre les effets sur les hauteurs des poches cavitantes. La hauteur maximale des poches a également été identifiée. Le calcul de ces hauteurs maximales (lesquelles peuvent varier géographiquement) donne des informations sur la forme de la poche en fonction des caractéristiques des plaques rainurées (figure 4 – 4).

La création de poches de cavitation dans la configuration du Venturi est de forme hémisphérique. Elles ont une hauteur et une longueur maximale.

Suivant les travaux menés par Le et al. [**38**] concernant la fermeture de la poche de cavitation, il n'est pas aisé de déterminer avec exactitude la taille de la poche étant donné que celle-ci est associée à une « zone de fermeture de poche » dans laquelle ***« coexistent »*** les deux phases de l'écoulement.

Il faut distinguer « la zone de pression de vapeur » et la « zone de fermeture ». Par définition, c'est la frontière entre ces deux zones qui déterminera l'épaisseur maximale de la poche. Il est quasiment impossible expérimentalement de faire la distinction de ces deux zones.

4.2.2. Identification de deux régimes de cavitation

Une analyse du nombre de Strouhal basé sur la fréquence caractéristique de la poche de cavitation permet de déterminer les effets des surfaces rainurées sur le comportement instable du régime cavitant.

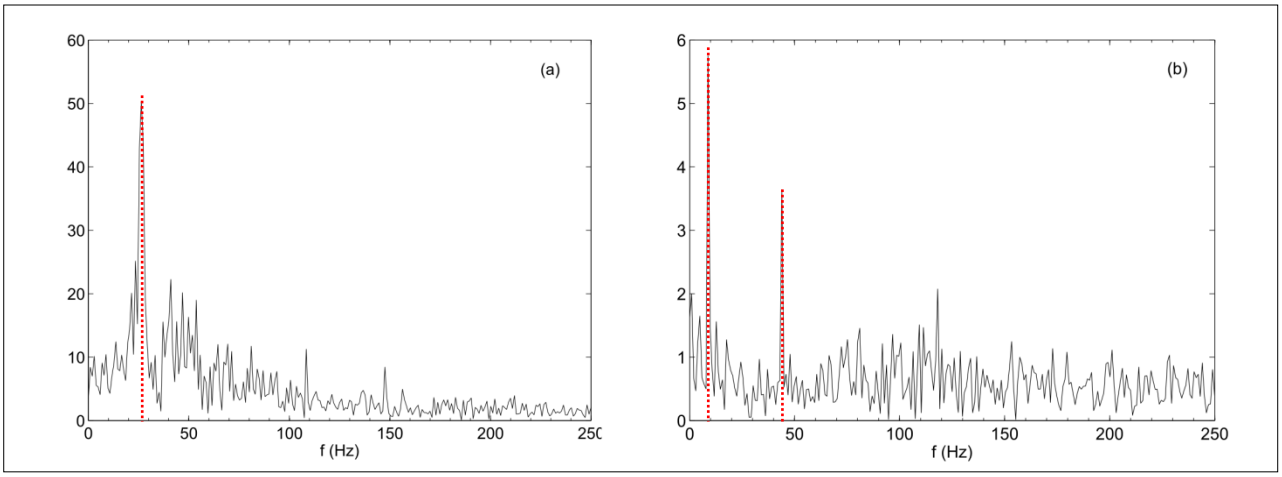


Figure 4 – 5 : Spectre de fréquences sur le niveau de gris des poches cavitantes pour la plaque L0.
(a) $\boldsymbol{\sigma = 1.17}$ ***et (b)*** $\boldsymbol{\sigma = 1.44}$

Il apparaît clairement, dans l'écoulement cavitant, deux zones de fluctuations séparées par des fréquences distinctes. Ces fréquences sont déterminées en étudiant l'évolution du niveau de gris de chacune des poches constituées. La densité spectrale des niveaux de gris des poches cavitantes permet de déterminer la fréquence caractéristique de la poche en fonction de la longueur moyenne pour chaque cas étudié dans le Venturi avec une incertitude de 2%.

Dans l'intervalle $0 < L_* < 1$, qui correspond à $1.3 < \sigma < 1.9$, deux pics de fréquence, qui sont des harmoniques, d'amplitudes équivalentes apparaissent, l'une à 43.95Hz et l'autre à 8.79Hz.

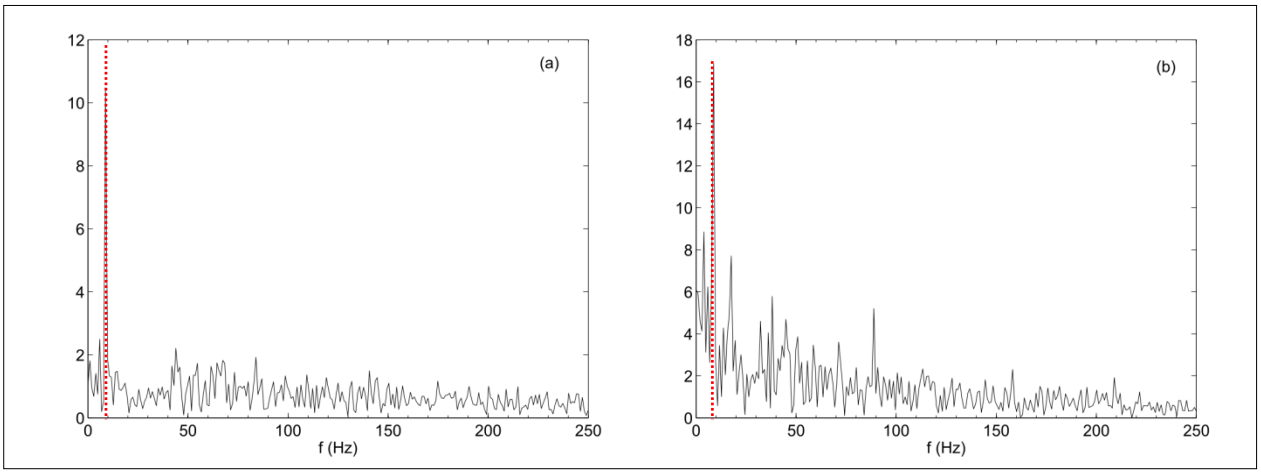


Figure 4 – 6 : Spectre de fréquences sur le niveau de gris des poches cavitantes $\sigma = 1.17$ (a) - plaque 7 et (b) - plaque 8

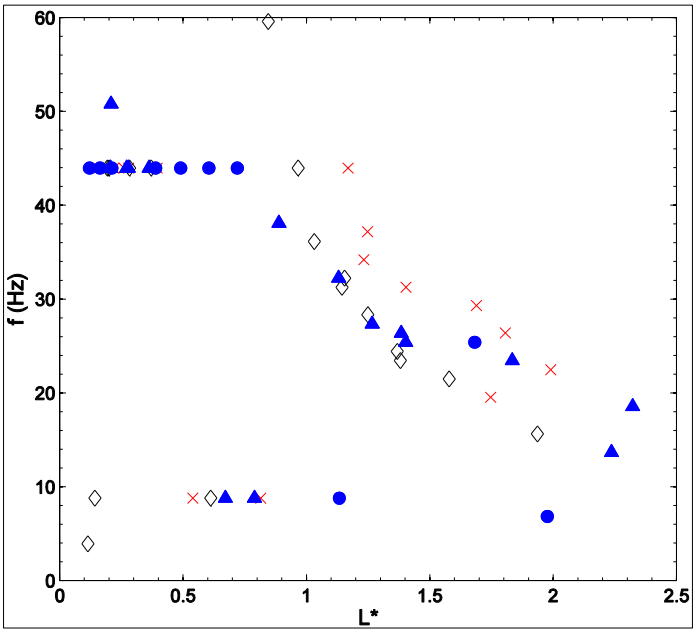


Figure 4 – 7 : Evolution de la fréquence de détachement en fonction de la longueur de poche

× : plaque L0, ◊ : plaque L2, • : plaque L6

Ces deux harmoniques sont toutes les deux présentes dans notre expérimentation comme cela est clairement identifié dans la figure 4 - 5 pour la plaque L0 et la figure 4 – 6 pour les plaques L7 et L8.

La figure 4 – 7 montre une évolution quasi linéaire des tailles des poches cavitantes pour des longueurs de poches de l'ordre de $0.1 \leq L/H_c \leq 1$. On observe qu'aucune direction n'est

privilégiée dans la création des poches de cavitation, cela expliquerait l'homogénéité du champ de pression exercé sur les poches naissantes.

La fréquence 43.95Hz correspond au passage alternatif des pales de la pompe centrifuge utilisée pour créer la dépression dans la veine d'essais.
Etant donné que cette pompe possède cinq pales, ayant pour vitesse de rotation 528 tr/mn, la fréquence alternative des pales est de 44Hz. Cela signifie que les petites poches cavitantes ont une fréquence d'oscillation identique à celle des pales de la pompe centrifuge (figure 4 – 8).

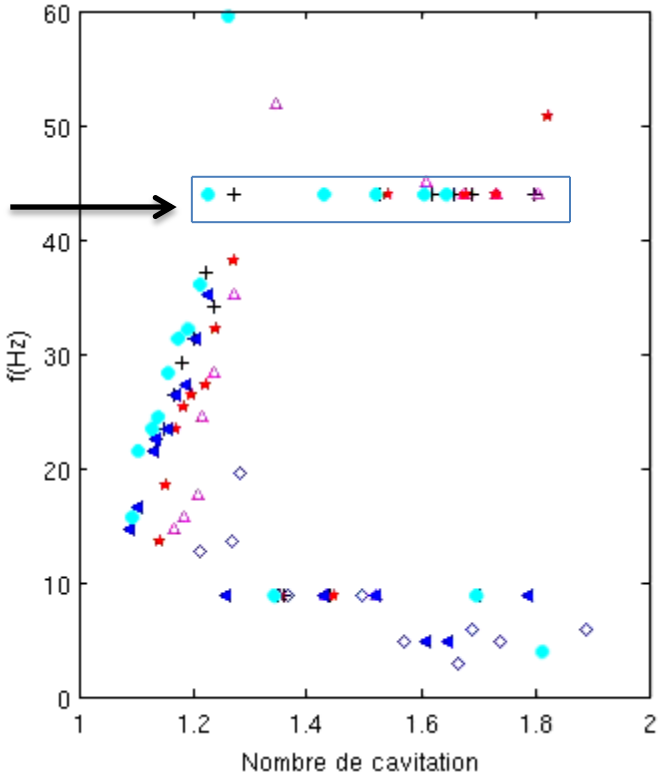


Figure 4 – 8 : Evolution des fréquences en fonction de σ

△ : plaque L1, ◊ : plaque L2, ★ : plaque L3, + : plaque L4, ▲ : plaque L5, • : plaque L6

Pour des poches plus grandes, c'est-à-dire pour des nombres de cavitation compris dans l'intervalle $1 < \sigma < 1.3$, il n'y a qu'un seul pic de fréquence détecté (voir figure 4 – 8). Ce pic correspond à la perte de fréquence d'oscillation des poches cavitantes, il diminue lorsque la longueur de la poche augmente.
La figure 4 – 7 montre l'évolution des fréquences de détachement des nuages de cavitation en fonction de la longueur des poches de cavitation. Cette courbe trouve son intérêt en raison des pulsations générées par le détachement des nuages de cavitation. Elles sont dans certaines

conditions de fonctionnement nuisibles au bon fonctionnement hydrodynamique des pompes. En effet, plus les poches sont grandes, moins la fréquence d'oscillation est élevée.

Au regard de la figure 4 – 9, la fréquence est quasi stable pour des longueurs de poches $L^* \leq 0.75$. Au-delà de cette valeur, il y a une forte décroissance de la fréquence de détachement des poches cavitantes.

Les plaques L7 et L8 conduisent à une analyse différente pour ce qui est de la fréquence de détachement des poches. En effet, le nombre de cavitation σ n'a pas d'influence sur ce pic de fréquence qui demeure inchangé, à savoir $f_L = 43.95Hz$. Ce résultat montre à nouveau que le phénomène de cavitation dans notre expérimentation est vraiment particulier pour nos plaques L7 et L8 (figure 4 – 9).

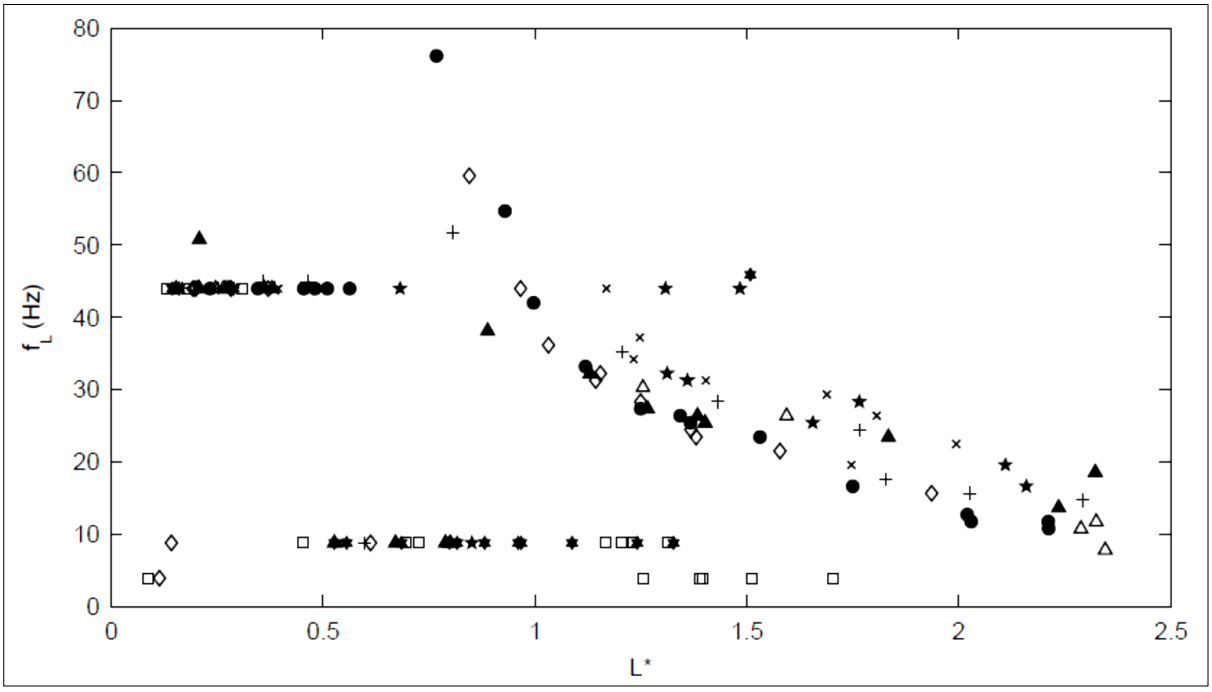


Figure 4 – 9 : Fréquence de détachement des nuages de cavitation en fonction de leur longueur relative L^* : × : plaque L0, Δ : plaque L1, ◊ : plaque L2, ✶ : plaque L3, + : plaque L4, ▲ : plaque L5, • : plaque L6, ✶ : plaque L7, □ : plaque L8

Si nous regardons toutes les plaques (sauf les plaques L7 et L8), nous observons que dans l'intervalle $1 \leq \sigma \leq 1.3$, le nombre de Strouhal a une valeur $0.2 \leq St_L \leq 0.4$, comme cela fut rapporté par l'expérience menée par Coutier-Delgosha et al. [**22**] (figure 4-9).

Cet intervalle de nombres de cavitation conduit à la formation de poches de cavitation, caractérisées par le détachement de grands nuages de cavitation. Ailleurs, dans la gamme d'essais $1.3 < \sigma < 1.9$, le nombre de Strouhal décroit au point d'atteindre la valeur inférieure à 0.15. Cet intervalle correspond à un régime de cavitation pour lequel il n'y a pas de nuages de cavitation convectés. Le lieu de fermeture des poches se situe quasiment à une distance constante du col du Venturi.

A ce régime cavitant, les poches *« pulsent »*. Ces deux types de variation du nombre de Strouhal existent pour les autres plaques mais également pour la plaque 0, ce qui est également relayé par d'autres auteurs [**23**, **25**].

Les plaques L7 et L8 (figure 4 – 10) ont une évolution quasiment constante de leur nombre de Strouhal $0.05 \leq St_L \leq 0.15$, qui est une caractéristique du régime de poches de cavitation, avec un relevé de pulsation mais sans convection de nuages de vapeur.

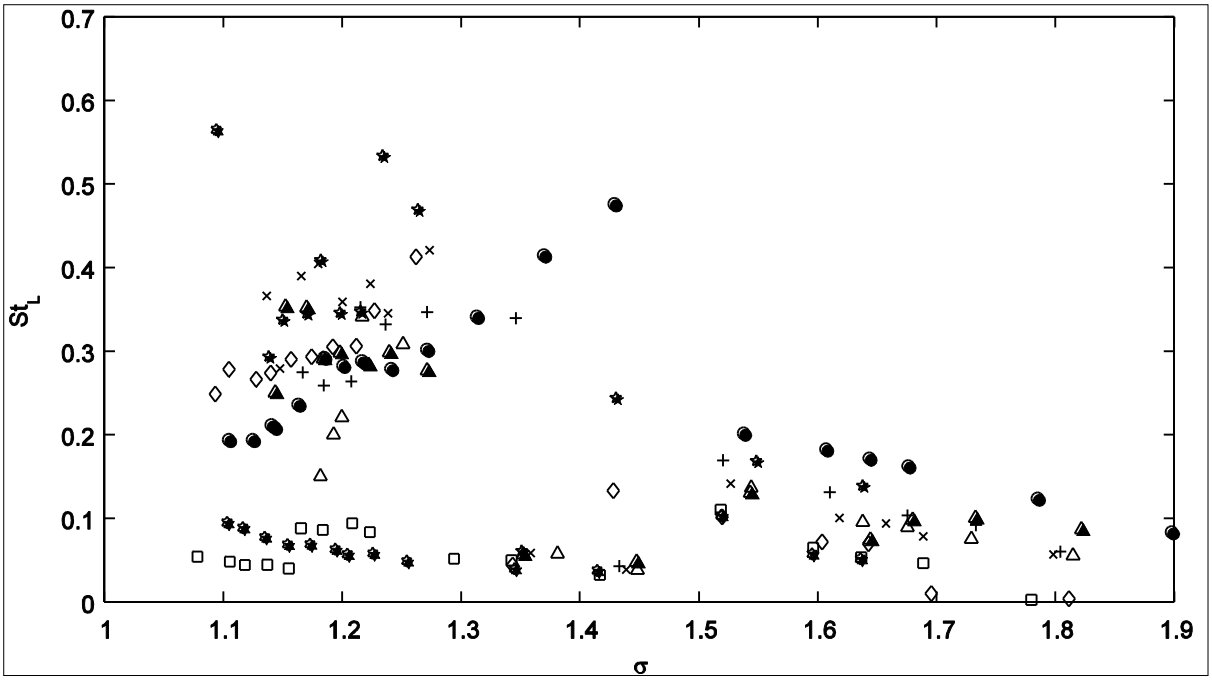


Figure 4 – 10 : Nombre de Strouhal $St_L = L.f_L/v_c$ selon le nombre de cavitation σ,

× : plaque L0, ∆ : plaque L1, ◊ : plaque L2, ⋆ : plaque L3, + : plaque L4, ▲ : plaque L5, • : plaque L6, ✶ : plaque L7, □ : plaque L8

Par conséquent, la profondeur des rugosités contrôle le régime de cavitation de manière à supprimer le nuage de cavitation pour des nombres de cavitation élevés. Les plaques L7 et L8 sont capables de stabiliser la dynamique des poches. La figure 4 – 11 compare les

dynamiques des poches de cavitation entre la plaque lisse L0 et la plaque rugueuse L8. Alors que la plaque lisse L0 génère des poches de cavitation, la plaque rugueuse L8 génère davantage un nuage de cavitation dont la coche reste collée à la paroi. Il est donc possible d'obtenir un contrôle *passif* des poches de cavitation en utilisant différentes géométries de rainures longitudinales.

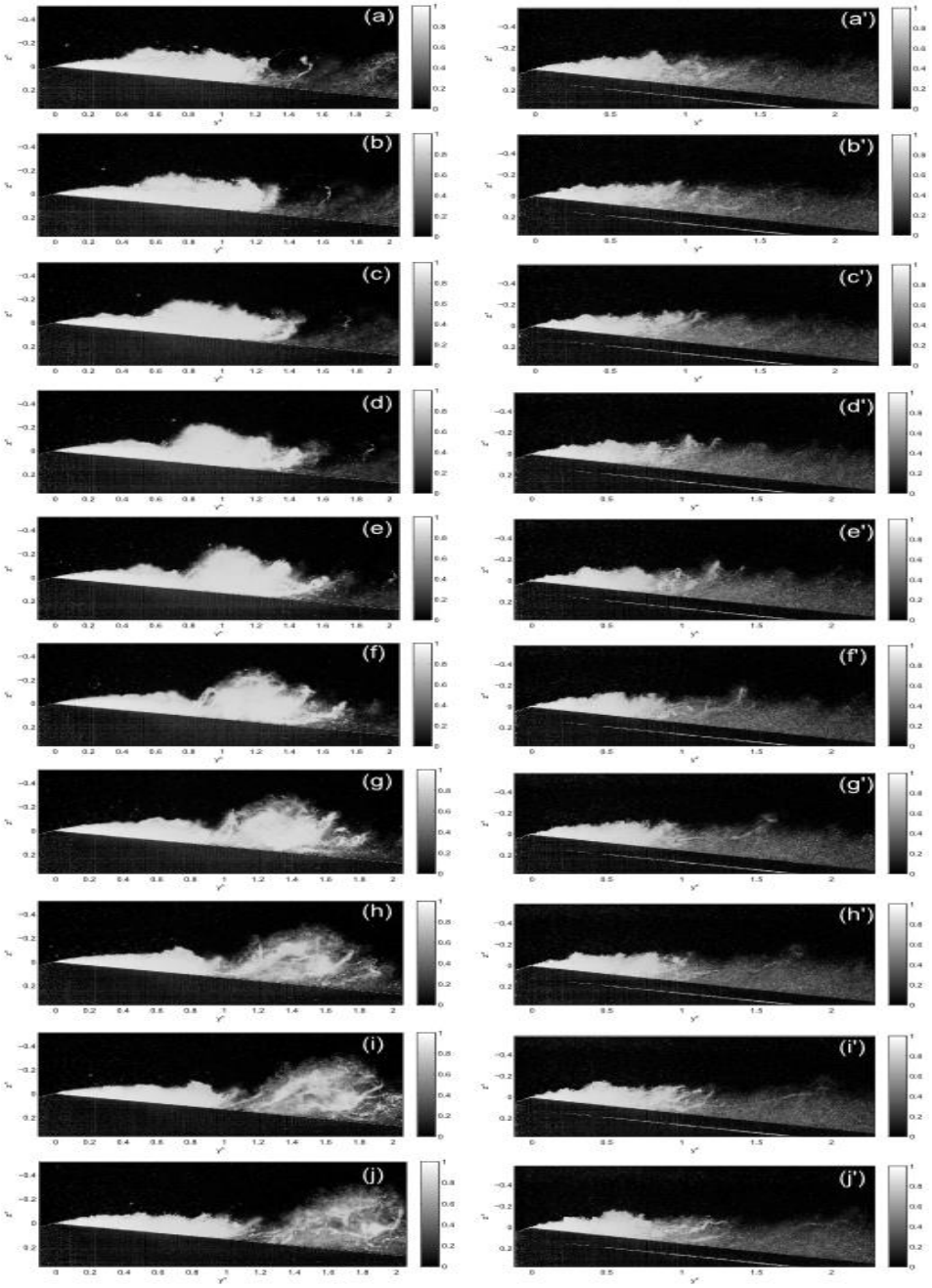


Figure 4 – 11 : Comparaison entre poche oscillante et détachement de nuage de cavitation pour un même nombre de cavitation $\sigma = 1.17$ ($\Delta t = 2ms$ entre chaque image) (a-j) – plaque L0 et (a'-j') – plaque L8

Avec l'étude des hauteurs H de poches vue dans la section 3.1, nous pouvons aussi déterminer la fréquence f_H des poches cavitantes. La figure 4 – 12 compare la fréquence f_H avec la fréquence f_L.

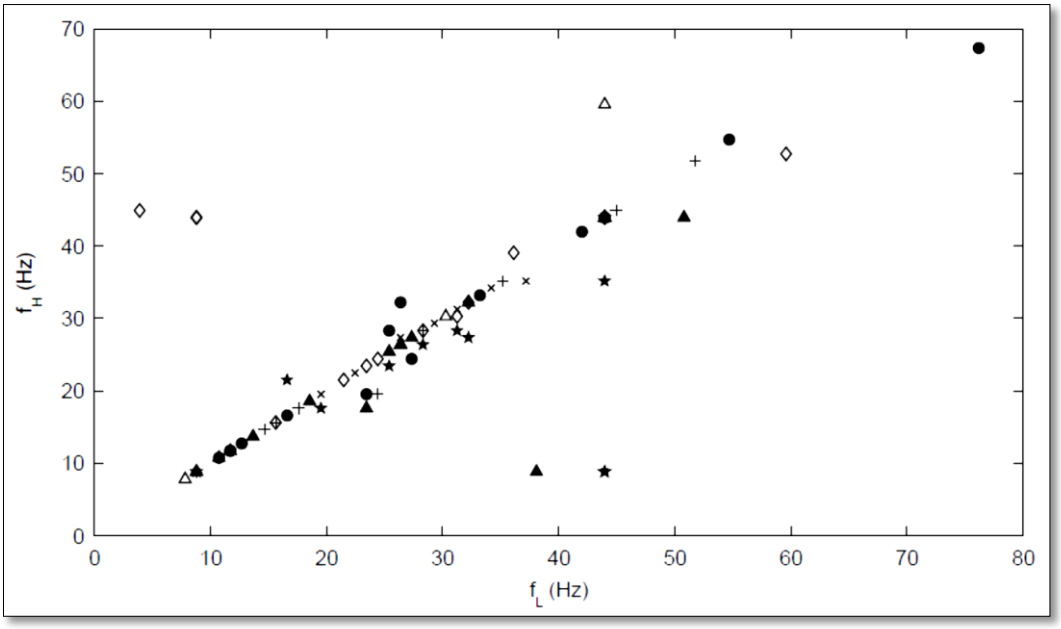


Figure 4 – 12 : Evolution des fréquences des poches cavitantes en fonction de leur forme (étude de la hauteur comparativement à la longueur)

Cette étude comparative concerne les plaques L0 à L8. Pour toutes les plaques (également la plaque 0), la courbe est linéaire. La fréquence d'évolution de la hauteur est liée à la fréquence d'évolution de la longueur des poches.

On note qu'à partir de $1 \leq L/H_c \leq 1.5$, la forme des poches diffère avec la forme de la rugosité. En effet, le profil lisse (L0 - ×) maintient une cohérence dans l'aspect des poches cavitantes, alors que la plaque (L2 - ◊) présente une évolution dans la forme des poches en privilégiant la hauteur de la poche sur sa longueur.

4.2.3. Mesures du champ de pression

Dans le but d'analyser les différentes dynamiques de cavitation détectées sur les surfaces rainurées, des mesures du champ de pression pariétale ont été acquises par des capteurs non-intrusifs, qui dans notre cas ne modifient pas la structure de l'écoulement.

Sur la figure 4-12, les valeurs moyennes du champ de pression pariétale relative sont présentées en fonction d'une distance adimensionnée à partir de la hauteur du col, à une

distance $y'_* = 1.25$, avec différents nombres de cavitation σ pour les plaques L0, L2, L6, L7 et L8.

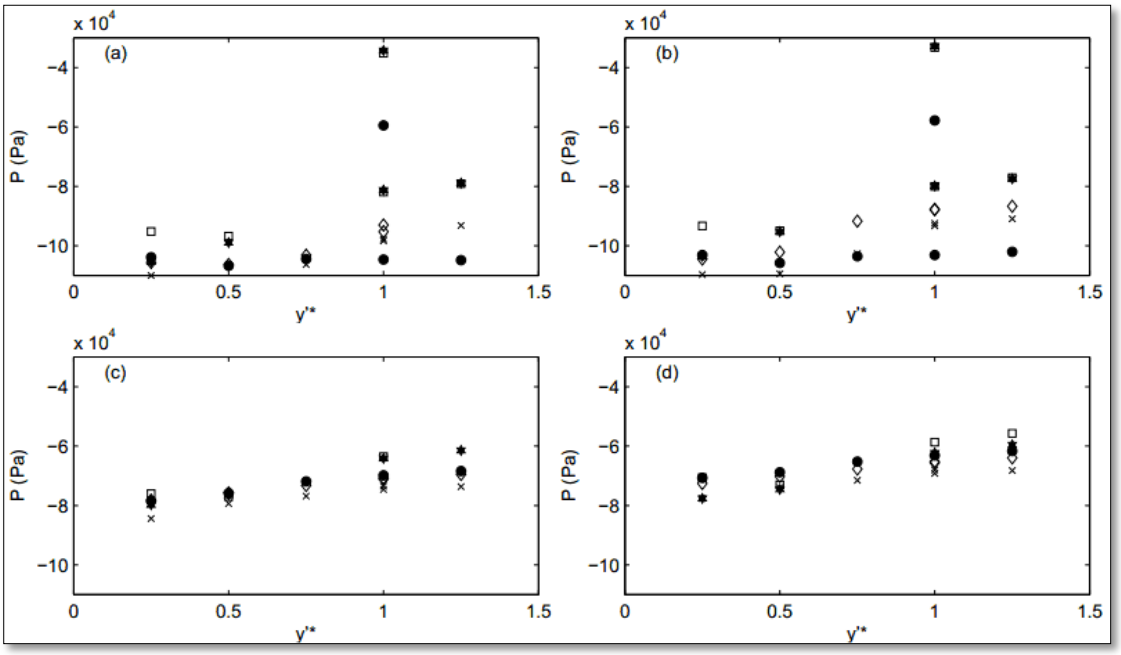


Figure 4 – 13 : Valeur de la pression moyenne en fonction de la distance adimensionnée y'* (y' est correspond à l'axe parallèle au divergent du venturi)
$y'^* = y'/H_c$ ***au col du venturi (a)*** $\sigma = 1.18$ ***(b)*** $\sigma = 1.22$ ***(c)*** $\sigma = 1.62$ ***(d)*** $\sigma = 1.80$

×: plaque L0, ♦: plaque L2, •: plaque L6, ⋆: plaque L7, □: plaque L8

Cette figure montre des valeurs différentes entre les capteurs C4 et C5, ces deux capteurs étant situés à $y'_* = 1$ à partir du col.

En effet, les plaques L6, L7 et L8 indiquent des valeurs de pression très différentes entre ces deux capteurs alors qu'ils sont positionnés à une même distance y'_*, mais avec une position transversale (x'_*) différente.

Le capteur C4 est positionné au centre de la plaque d'essai ($x'_* = 0$), alors que le capteur C5 est situé plus proche de la paroi, en $x'_* \cong 0.4478$.

La figure 4 - 12 est un relevé des fréquences dues à l'évolution hydrodynamique et hydroacoustique de l'écoulement sur le venturi. En effet, en implosant, les bulles de cavitation provoquent la propagation d'onde acoustique à des fréquences propres étant donné que la vitesse et la pression d'implosion d'une bulle cavitante sont fortement liées à leur rayon. Partant de l'équation de Rayleigh-Plesset, on en déduit :

- $\dot{R} \approx -\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_{ext}-P_v}{\varphi}\left(\frac{R_0}{R}\right)^3}$

- $P_{max} = P_\infty \left[1 + \frac{1}{4^{4/3}}\left(\frac{R_0}{R}\right)^3\right]$

Sur le relevé du spectre de fréquences, en figure 4 – 14, deux pics apparaissent avec les fréquences $f_1 \cong 42Hz$ et $f_2 = 20Hz$. Ces fréquences sont caractéristiques du détachement de nuages de cavitation.

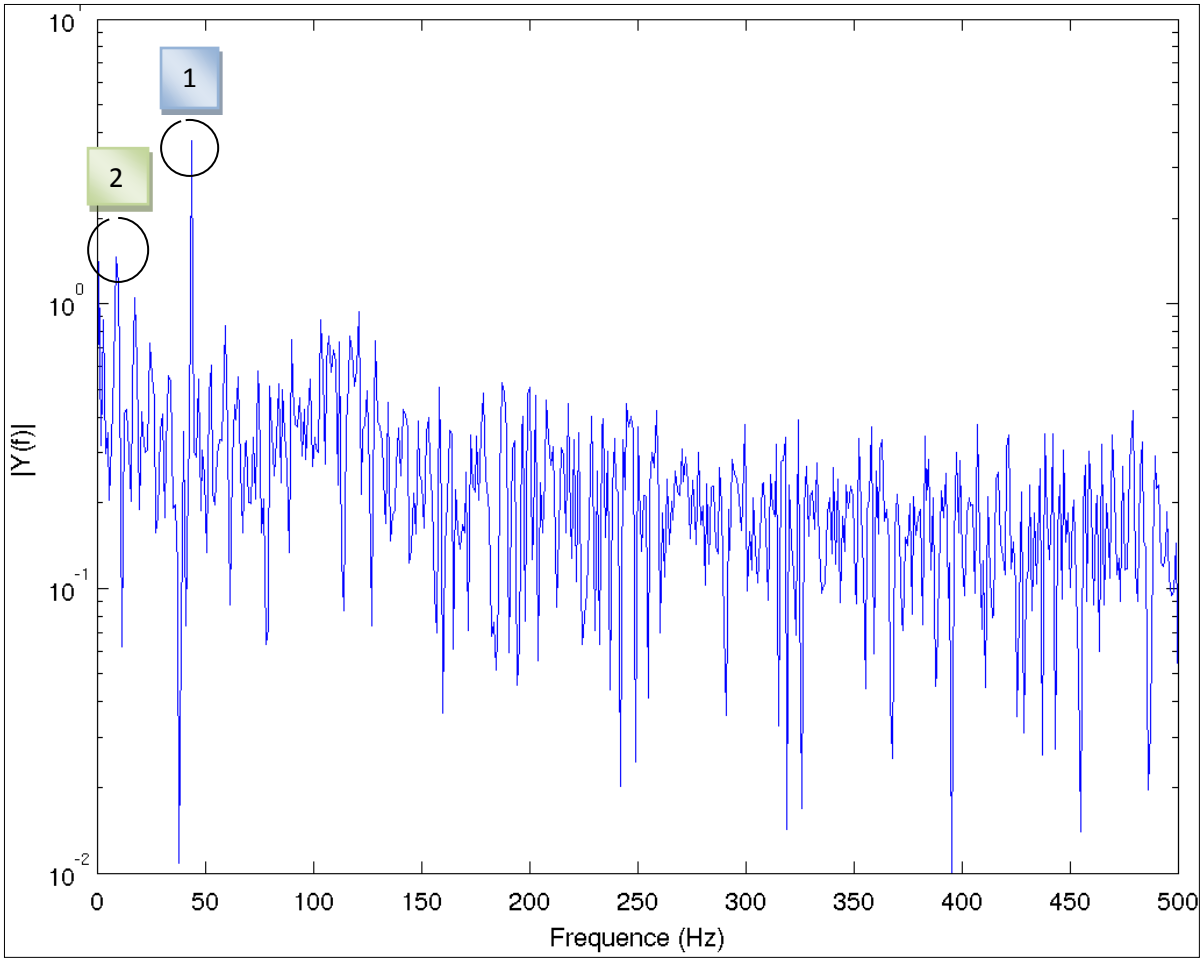


Figure 4 - 14 : Fréquence de détachement des poches de cavitation.

Plaque L7, $\sigma = 1.17$

2 = $f_2 = 20Hz$ 1 = $f_1 = 42Hz$

La figure 4 - 14 montre le spectre de fréquences obtenu pour la plaque L7 avec un nombre de cavitation $\sigma = 1.17$. La fréquence de détachement du nuage de cavitation est aussi représentée sur la figure 4 - 10 par le nombre de Strouhal ($St_L = Lf_L/v_{col}$), avec 6% d'incertitude.

Les résultats du champ de pression pariétale montrent que les rugosités des plaques L6, L7 et L8 jouent un rôle majeur dans le développement tridimensionnel des poches cavitantes uniquement dans la plage d'essais $1 \leq \sigma \leq 1.4$ selon les figures 4 - 13 (a – b - c). Pour les poches en régime cavitant de la figure 4 - 13d, la différence de mesure de la pression entre le capteur C4 et C5 disparait.

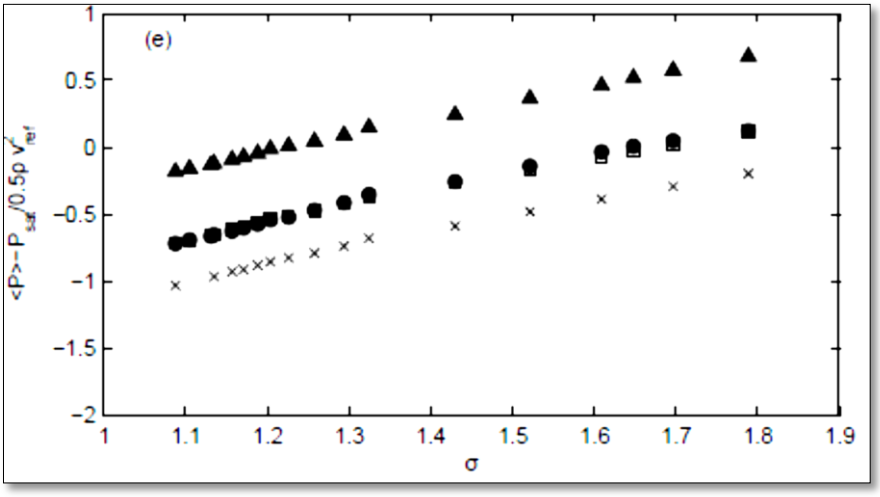


Figure 4 – 15 : courbe $< P - P_{sat} > \frac{}{0} . 5\rho V_{ref}^2$ ***plaque L8 ▲: C1, •: C2, □: C4, ×: C6.***

Dans la figure 4 - 15, on voit une évolution du champ de pression pariétale à savoir que proche du col du venturi la pression est plus élevée. On établit cette ordre $P_{C6} < P_{C2} < P_{C1}$.

4.2.4. Effets des surfaces rainurées sur un écoulement non-cavitant

L'objectif de ces mesures est d'essayer de comprendre quels sont les effets des rainures sur l'écoulement non-cavitant. Dans quelles zones de l'indentation apparaissent des modifications du champ de vitesses ?

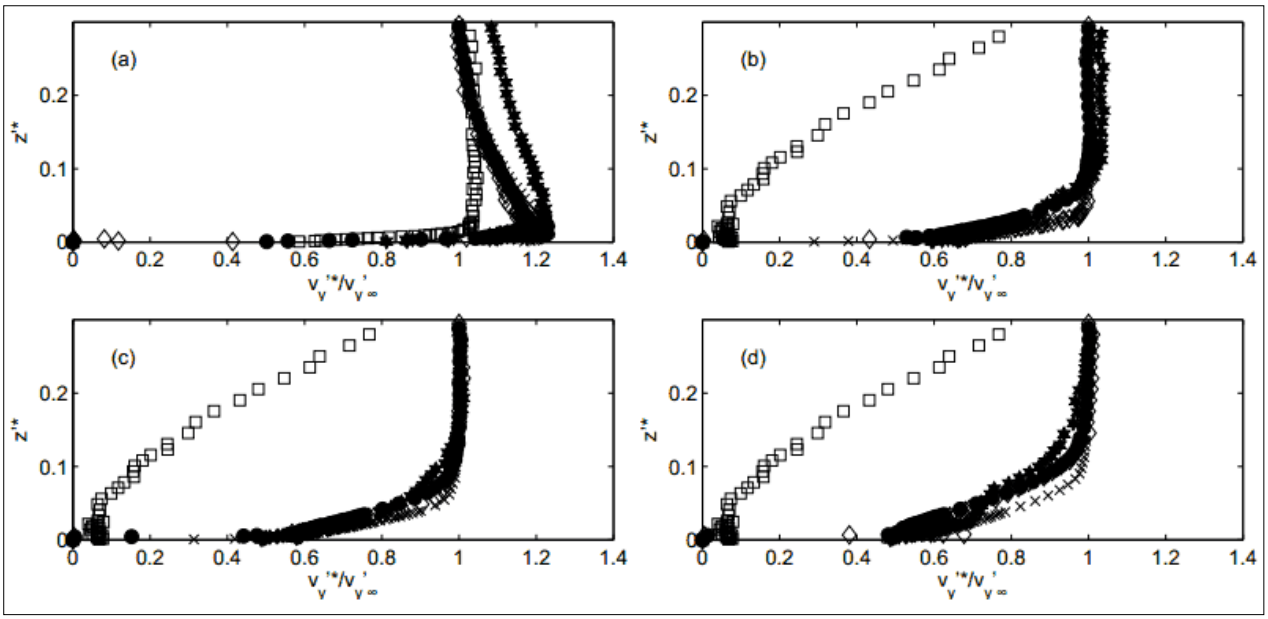


Figure 4 - 16 : Profils de vitesses longitudinales adimensionnés v'_y*/vy'_∞ dans un écoulement non cavitant, (a) $y^* = 0$, (b) $y^* = 0.5$, (c) $y^* = 1$ et (d) $y^* = 2$
× : plaque L0, ◊ : plaque L2, • : plaque L6, ★ : plaque L7, □ : plaque L8

$V'_{y^*} = \frac{V'_y}{V'_{y\infty}}$ et $v'_{y\infty}$ est la vitesse mesurée loin de la paroi avec $y'^* = \frac{y'}{H_{col}}$.

La figure 4 - 16 présente un champ de vitesses adimensionnées, tout en rappelant que $v'^*_y = v'_y/v'_\infty$ et où v'_y est la composante de vitesse parallèle à la face divergente du venturi et v'_∞ est la composante de vitesse de l'écoulement infini amont mesurée à une distance de :

$$z'^* = \frac{z'}{H_c} = 0.9$$

Le profil de vitesses est présenté dans les figures 4-15 (a-b-c-d) à différentes distances du col, en $y'^* = 0.5$, en $y'^* = 1$ et en $y'^* = 2$. Nous voyons sur ces différents tracés que les rugosités modifient le champ de vitesses de l'écoulement proche paroi jusqu'à une distance $z'^* = 0.07$ sauf pour la plaque L8, mais aussi que ces modifications dépendent de la géométrie des rugosités. Dans tous les y^* représentés, la vitesse est toujours quasiment plus faible dans le cas de la plaque (L8 - □), qui est usinée avec des rainures de diamètre $d = 2\,mm$, de profondeur $h = 2\,mm$ et un écart $e = 0.1\,mm$ entre les rainures. Ce comportement diffère de toutes les autres plaques.

On note également que le sondage correspondant à $y^* = 0$ présente un faisceau de courbes différent des autres sondages. En effet, l'accélération de l'écoulement en cette position est significative. Pour les plaques L0, L2, L6 et L7, très proche paroi, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement est environ 20% supérieure à la vitesse $v'_{y\,\infty}$. Cette remarque n'est pas vérifiée pour la plaque L8 qui diffère en comportement comparativement aux autres. En effet, la vitesse de l'écoulement en $y^* = 0$ est quasiment identique à $v'_{y\,\infty}$ très proche paroi et demeure égale pour $z'^* > 0$ sachant que le sondage se réalise à partir de $z'^* = 0.07$ pour les plaques L2, L6 et L7 jusqu'à $z'^* = 0.3$ pour la plaque L8.

Dans le cas des rugosités relativement plus fines, prenons le cas (L2 - ◊) où $d = 1\,mm, h = 0.25mm\ et\ e = 0.1\,mm$ (voir tableau 3 – 2), en $y^* = 0.5$, le profil de vitesses est similaire au profil de référence de la plaque lisse (L0 - ×). A cette distance du col, les rugosités de la plaque (L2 - ◊) sont trop petites pour avoir un effet sur l'écoulement dynamique étant donné que le profil de vitesses épouse parfaitement celui de la plaque (L0 - ×). Mais quand on sonde un peu plus en aval de l'écoulement pour $y^* = 1$ ou $y^* = 2$, il y a un ralentissement du profil de vitesses comparativement au profil de vitesses de la plaque lisse (L0 - ×). Le profil de vitesses de l'écoulement de la plaque (L2 - ◊) chevauche celui de la plaque (L6 - ●).

L'effet des rugosités sur le profil de vitesses longitudinales persiste au point d'être confondu au profil (L6 - ●).

Nous pouvons donc tirer une première conclusion de cette observation, à mesure qu'on sonde en aval, au contraire ils sont atténués lorsqu'on s'éloigne du col du Venturi.

Dans le but d'investiguer sur les profils de vitesses proche paroi, nous avons décidé de procéder à un sondage LDV dans des régions différentes aux alentours d'une indentation de rugosité.

Le sondage LDV proche paroi a été réalisé en deux endroits distincts des indentations, la première pour $x^* = 0$ et la deuxième pour $x^* = \lambda/2$. La référence $x^* = 0$ étant prise sur la ligne transversale située au milieu de la plaque, cette position correspond exactement à un creux de rugosité et la référence $x^* = \lambda/2$ correspond au sommet de la crête.

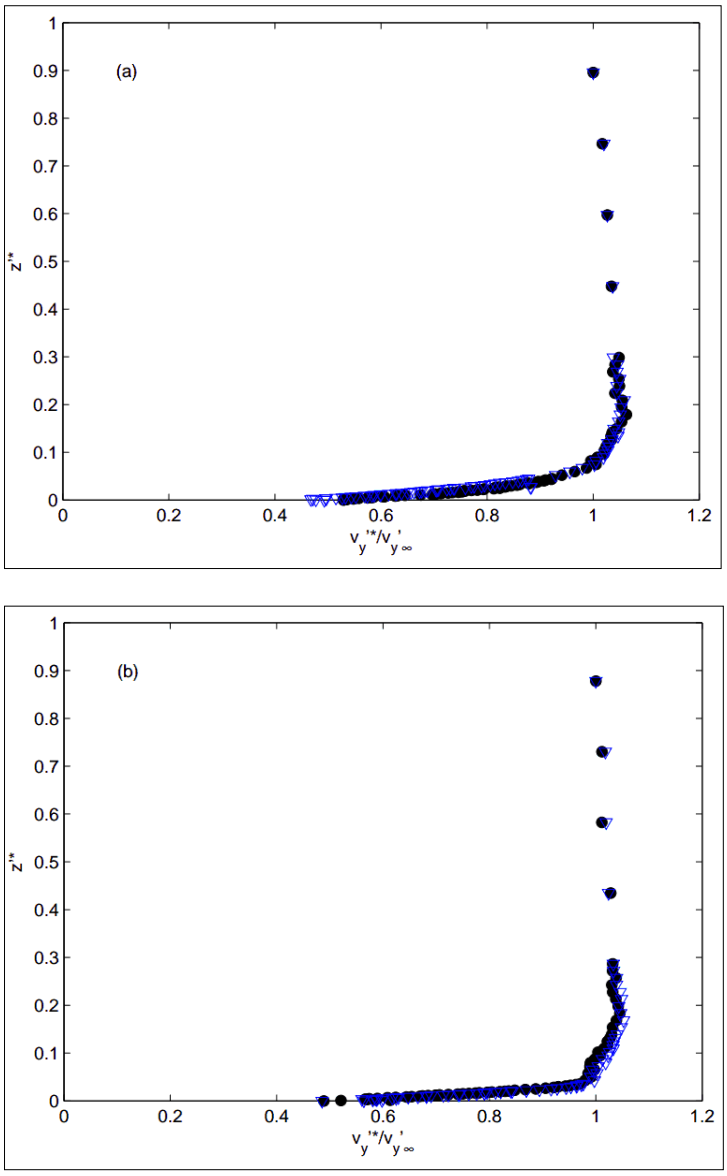


Figure 4 – 17 : Profils de vitesses adimensionnelles dans un écoulement non-cavitant, à $y^* = 0.5$, pour (a) plaque (L6) et (b) plaque (L2) : ● : $x^* = 0$, ▽ : $x^* = \lambda/2$

La figure 4 - 17 montre des profils de vitesses adimensionnées $v_y'^* = v_y'/v_\infty'$, où v_y' est la composante de vitesse parallèle à la face inclinée du Venturi et v_∞' est la même composante de vitesse mesurée loin de la paroi, à $z'^* = z'/H_c = 0.9$ (cette zone n'est pas visible sur la figure). Les profils de vitesses sont représentés ici à des distances du col différentes, en $y^* = 0.5$, $y^* = 1$ et $y^* = 2$.

Une observation rapide des deux courbes montre qu'il y a une parfaite superposition, ce qui indique qu'il n'y a pas de disparité dans l'évolution du profil de vitesse proche paroi entre le

creux et la crête de la rugosité. Ce résultat trouve sa limite interprétative étant donné que les moyens de mesure n'ont pas permis de sonder à l'intérieur du creux de l'indentation. Rappelons que le volume de mesure de la LDV est de 1mm de long et 0.1mm de diamètre, nous pouvons valider les mesures dans le cas de la plaque (L6 - ●) étant donné que le diamètre du creux est de $2\ mm$, alors qu'il en est autrement de la plaque (L2 - ▽).

Nous pouvons voir sur la figure 4 - 14 que les rugosités modifient l'écoulement, proche paroi, au-delà de $z'^* = 0.07$ pour les plaques L2, L6 et L7 jusqu'à $z'^* = 0.3$ pour la plaque L8. Cette modification dépend de la géométrie des rugosités. Pour toutes les valeurs de y^*, en excluant la plaque L8 pour laquelle le profil de vitesse est totalement différent, la vitesse est toujours plus faible pour la plaque L6, laquelle est la plaque ayant les plus larges rugosités et un minimum de rainures.
Dans un autre aspect, pour les plus petites rugosités, par exemple avec la plaque L2, $d = 1\ mm, h = 0.25\ mm\ et\ e = 0.1\ mm$, qui possède un grand nombre de rainures ($N = 124$), en $y^* = 0.5$, le profil de vitesse est similaire au profil de vitesses de la plaque de référence L0 (lisse).
Dans le cadre de l'expérimentation en condition non cavitante, la plaque (L6 - ●) réduit, proche paroi, la composante de la vitesse longitudinale en raison de l'augmentation de la surface frottante.

L'observation permet de confirmer une pénétration facilitée des courants de recirculation pour des indentations ayant des profondeurs relativement grandes.

Il semblerait que la plaque (L2 - ◊) réponde à un certain *« compromis »*, à savoir :

- *Présenter des tailles d'indentation suffisamment grandes pour faciliter la circulation du jet rentrant.*

Le caractère tridimensionnel de l'écoulement ne doit pas être occulté en raison de l'influence de la multiplicité des indentations dans le sens transversal. Avec de petites indentations, la longueur d'onde est plus petite, ce qui peut casser le développement des grandes poches en petites poches.

Nous pouvons donc tirer la conclusion suivante : pour une taille et une forme de la rugosité dans un domaine de fonctionnement donné, il existe des indentations qui interagissent différemment du cas lisse. Il ne nous est pas pour l'instant possible de dire pourquoi ce type

de rugosité présente des caractéristiques hydrodynamiques plus favorables en ce qui concerne la capacité à développer des poches de cavitation plus petites.

La plaque (L6 - ●) interagit différemment étant donné qu'elle génère de plus grosses poches cavitantes comparativement à la plaque lisse.

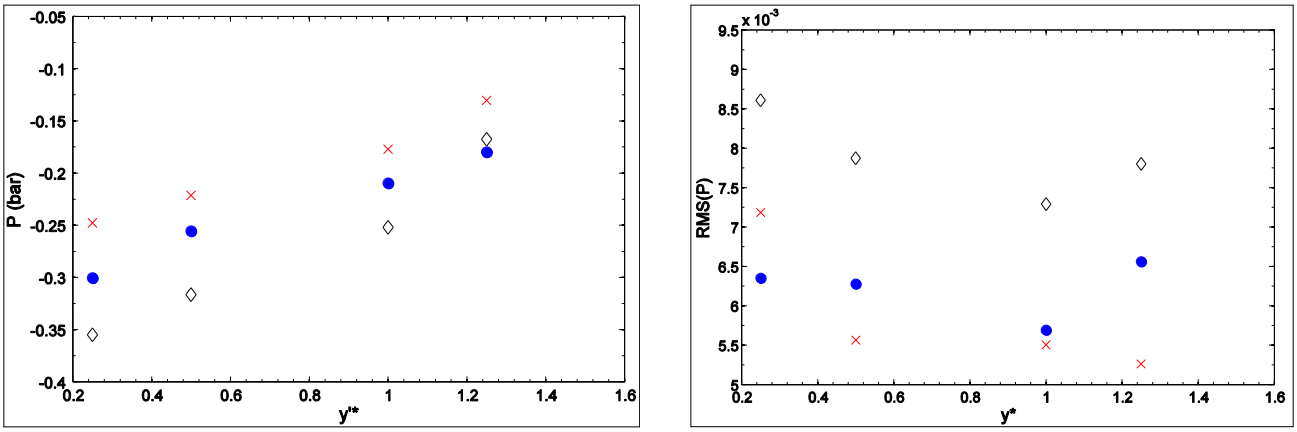
En $y^* = 1$ ou $y^* = 2$, le profil de vitesses pour la plaque L2 devient plus faible que le profil de vitesses pour la plaque de référence L0. La courbe décrivant l'effet des rugosités sur la plaque L2 se superpose à la courbe obtenue avec la plaque L6.
Pour $y^* = 2$, l'effet des rugosités sur le profil de vitesses disparait, mais les rainures jouent toujours le rôle de canalisation de l'écoulement. Très proche paroi, vers $z'^* = 0$ jusqu'à $z'^* = 0.02$, le profil de vitesses $v_y'^*$ pour la plaque L7 est superposé au profil de vitesse de la plaque L0 pour $0 \leq y'^* \leq 2$.
Cette caractéristique explique pourquoi la plaque L7 réduit la longueur de poche cavitante comme la plaque L2. Si $z'^* > 0.02$, alors $v_y'^*$ est plus faible que sur les autres plaques L2 et L6. Autrement dit, le profil de vitesses obtenu pour la plaque L8 est totalement différent. $v_y'^*$ est très faible à partir de $z'^* = 0.3$ pour $0.5 \leq y^* \leq 2$. Cette analyse permet de mettre en évidence l'effet des différentes configurations de rugosités dans l'écoulement et également l'importance des paramètres géométriques de ces rugosités. Le nombre des rainures est un paramètre déterminant qui influence la dynamique des poches cavitantes.
Cette analyse d'écoulement non-cavitant fournit une base pour les mesures effectuées en régime cavitant.
Comme cela fut évoqué précédemment, l'utilisation de la plaque L6 conduit à une diminution de la vitesse d'écoulement proche paroi. Le fluide rencontre une plus grande surface frottante avec des rugosités plus larges, cela entraine une diminution de la vitesse. Mais une analyse des longueurs moyennes des poches de cavitation montre que les plus grandes rugosités augmentent la taille des poches.

Cependant, avec de grandes rugosités, le jet rentrant circule plus aisément au point d'atteindre en amont l'interface et « couper » la poche qui s'évacue en nuage de cavitation. La conséquence immédiate est que la longueur moyenne des poches serait plus petite avec de grandes rugosités.

Une hypothèse qui peut être avancée est que certaines rugosités conduisent à de faibles zones de recirculation qui empêchent le jet rentrant de circuler suffisamment en amont en dessous de la poche [**59**]. Dans ce cas, le jet rentrant est stoppé dans sa course.

Selon Koop et Hoeijmakers [**36**], ce n'est pas seulement le jet rentrant qui est capital, mais également les jets rentrants latéraux. Ainsi la distribution tridimensionnelle des rugosités et leur géométrie ont des effets sur la dynamique des jets rentrants latéraux.

4.2.5. Evolution du champ de pression pariétale en régime non cavitant



(a) *(b)*

Figure 4 – 18 : Evolution du champ de pression pariétale en régime non cavitant

× : plaque L0, ◊ : plaque L2, • : plaque L6

Au regard de l'évolution du champ de pression pariétale, on constate que celle-ci est minimale aux environs du col et croit de façon quasi linéaire en aval du venturi (figure 4 – 18).

Proche du col, la pression pariétale est plus faible, le capteur C1, mesure l'évolution de la pression près de la zone qui se situe proche du « point de détachement », cela dépendant des plaques et du nombre de cavitation.

Comparativement à la plaque lisse, les deux plaques rugueuses présentent des valeurs de pression plus faibles, ce qui laisserait envisager des tailles de poches plus grandes.

L'écart type relevé sur la plaque (L2 - ◊) est plus grand en raison de pressions plus importantes.

Conclusion

Les effets des conditions de surface d'un Venturi sur un écoulement ont été analysés en utilisant des visualisations, des mesures LDV et des mesures de pression. L'objectif de cette étude était d'évaluer l'importance des surfaces rainurées par les machines outils. La géométrie de ces surfaces a été calibrée dans le but d'identifier des paramètres importants.

Les résultats ont montré que la profondeur des indentations est un paramètre déterminant. Il a été démontré que les plus petites profondeurs des rainures (plus petites que la sous-couche visqueuse) n'ont pas d'effet sur la longueur des poches cavitantes. Les plaques L7 et L8 provoquent des variations sur les instabilités de cavitation : la longueur des poches cavitantes est réduite, alors que dans le cas de la plaque L6, la longueur des poches augmente. Ces trois plaques ont une profondeur d'indentations $h \geq 1$. Si la profondeur des indentations est $h > \frac{d}{2}$, alors la plaque rainurée est capable de réduire la longueur de la poche cavitante.

L'étude de la fréquence de détachement des poches cavitantes, par caméra rapide a permis de mettre en évidence deux régimes de cavitation :

- Pour des nombres de cavitation $1 < \sigma < 1.3$, la cavitation est dans un régime instable avec de grandes poches cavitantes convectées. Ce régime est caractérisé par un nombre de Strouhal, $St_L = 0.3$.
- Le deuxième régime de cavitation est stable avec $1.3 < \sigma < 1.9$, et présente des poches oscillantes en aval.

Une grande profondeur des indentations peut modifier le régime des poches cavitantes. Les plaques L7 et L8, avec $h = 2mm$, sont des exemples qui montrent que des surfaces rugueuses peuvent supprimer l'apparition du phénomène de cavitation dans une large gamme de nombres de cavitation.

Cette étude a démontré la faisabilité d'un contrôle passif de la cavitation sur un profil de Venturi en modifiant l'état de surface par des indentations organisées dans le sens de

l'écoulement. Elle a fait l'objet d'une publication dont le titre est ***« Study of the cavitating instability on a grooved Venturi profile »*** et dont la référence est FE 13-1291 (doi : 10.1115/1.4027472)

La technique montrée ici pour déterminer le régime de cavitation, à savoir la détection suivant le nombre de Strouhal, présente des limites et est donc insuffisante. Une piste intéressante pour palier à ces problèmes et proposer une solution moins arbitraire serait d'utiliser une technique de post-traitement basée sur une méthode statistique robuste de Décomposition Orthogonale en modes Propres (POD). Cette technique fit l'objet du post-doc d'Amélie Danlos avec un article publié à l'International Journal of Heat and Fluid Flow dont le titre est ***« Cavitation regime detection through Proper Orthogonal Decomposition : Dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent-divergent nozzle ».***

Conclusion Générale

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des recherches menées autour des influences des rugosités sur les instabilités de cavitations.

Les pièces différentes rugueuses qui ont fait l'objet d'expérimentations au cours de ces dernières années, présentaient, pour la plupart, des caractéristiques physiques spécifiques. Leurs rugosités étaient, soient aléatoires, soient orthogonales. Ce dernier type de rugosité était perpendiculaire au sens de l'écoulement. Les divers résultats obtenus en régimes cavitants sur ce type de rugosité ont montré un déclenchement de poches ou de nuages de cavitation pour des régimes sub-cavitant. Les rugosités orthogonales au sens de l'écoulement participaient activement aux instabilités de cavitation.

Par la suite, d'autres formes de rugosités ont été testées (cubiques, parallélépipédiques, cylindriques…). Des indentations creusées dans la surface d'un hydrofoil NACA ont eu pour effet de retarder l'apparition de nuages de cavitation. Ces différents résultats ont montré que la forme de la rugosité est un paramètre important dans les instabilités de cavitation.

Notre étude s'est portée sur des lignes de rugosités parallèles au sens de l'écoulement. Les différents résultats ont apporté une meilleure compréhension sur les paramètres qui influent davantage sur les instabilités de cavitation. Dans le cas de notre expérimentation, la profondeur des indentations est le paramètre déterminant dans la création des poches ou nuages de cavitation. En fonction des caractéristiques physiques des indentations, le régime de l'écoulement peut être stationnaires (expulsion de nuages de cavitation) ou instationnaire (expulsion de poches de cavitation).

Certaines plaques ont eu pour effet de modifier le régime des poches cavitantes au point de supprimer l'apparition du phénomène de cavitation pour certains nombres de cavitation.

Il devient donc possible par une connaissance plus approfondie sur le rôle des formes des rugosités de réaliser un contrôle (passif ou actif) sur le déclenchement des instabilités de cavitation.

Perspectives

Une prochaine étape consisterait à définir quelles sont les formes tridimensionnelles de rugosité qui participent au mieux au retard d'activation de la cavitation et au passage de poches à nuages de cavitation. Cette connaissance approfondie permettra *sûrement* de définir une stratégie d'usinage optimale des aubes ou des pales d'hélice.

Etant donné que la forme des indentations est particulièrement influant, on peut envisager de travailler sur d'autres configurations (utilisation d'une autre fraise que la boule).

Des effets tridimensionnels ont été observés sans pouvoir apporter une compréhension sur leurs rôles dans les instabilités de cavitation.

Il reste encore à définir un paramètre de rugosité qui prendrait mieux en compte les raisons des dynamiques des poches à nuages de cavitation. Pour mieux mesurer les effets des rugosités sur le développement des écoulements turbulents et instationnaires, on peut envisager l'usinage d'un profil NAVA ayant des caractéristiques de rugosités identiques aux plaques usinées et de réaliser des pesées de la force portante, de la trainée, des vibrations et du bruit.

ANNEXES

General introduction

By way of introduction, Olivier Vincent [**59**] put a riddle which strikes the popular common sense:

"Is two objects of the same shape, the one perfectly smooth and the other one slightly streaked: which goes faster to the water? Answer: the second, because the micro-turbulences stemming from the aquatic friction are less important if they remain channelled in grooves. Leaving of this report, verified with the skin of shark, naturally streaked, researchers worked out a special cover intended for planes, "fact of hollow of some hundredth millimeter deep, with a gap from a tenth of millimeter between two hollows", specifies Jean-Jacques Thibert, engineer in the National Bureau of Aerospace Research (ONERA). Stuck on 80 % of the surface of aircraft wings, these synthetic sheets were tested on an Airbus A340 of the Cathay Pacific Airways. They allow to realize substantial savings of fuel (of the order of 3 %)".

This simple result which challenges any logical credibility, calls out to question us as for the effects that the roughness on manufactured profiles can present.

Problem

The question, which logically settles, is this one: is it always preferable to manufacture materials with states of surface polished to have the best performances hydrodynamics, either rough profiles will be also successful even "more successful", according to the criterion hydrodynamics looked for?

General context

The rotating hydraulic machines of type pumps or marine propellers work the least possible in cavitant regime: it means that the flow which travels the surface of the blade is partially vaporized in the low press region of blades or the periphery of the machine. The "pockets of

cavitation" created in the neighborhood of certain zones of blades are fluctuating, of a way more or less organized. Instationnary behavior periodic can occur in particular, giving rise to asymmetrical efforts which can compromise for example the balance radial nerve of the rotor. Other inconveniences as the decrease of performance, the vibrations or still the erosion are also linked to the cavitation.

The possible loss of propeller power, power which is not the only performance indicator of propellers, implies very often constraints hydrodynamics on the state of surface of blades.

Indeed, the cavitation, which is a phenomenon complex hydrodynamics, arises in the presence of a local peak of depression of the close flow wall. It is also influenced by the state of surface. Generally speaking, the cavitation corresponds to the change of phase liquid-vapor of a body under the influence of a pressure drop.

In 19th century, John Dalton studied the volume of steam which was necessary to saturate the air. He noticed that this volume depended many of the temperature. The saturating steam pressure is the pressure in which the gaseous phase of a substance is balanced with its liquid phase. It depends exclusively on the temperature.

It is the partial pressure of the vapor from which we cannot form any more of molecules under shape vapor in the air. When the partial pressure of the vapor is equal to the saturating steam pressure of a substance, the gaseous, liquid or solid phases are said in balance.

In the digraph in figure 1 - 1, a liquid particle can evolve in its physical state (temperature, pressure) by favoring different thermodynamics ways. The "red arrow" describes the state of fusion of the particle with constant pressure towards a gaseous state, while the "blue arrow" describes a change of isothermal state towards a gaseous state. The latter is identified as being the process of the cavitation. According to the distribution of pressure on the surface of the wing undergoing an important fall of pressure, two types of cavitation are observable: the cavitation by bubbles (distribution of uniform pressure) or by pockets. These two types of cavitation will be later clarified.

Several recent activities of search allowed to highlight the impact of the quality of the state of surface of blades on the cavitant behaviors. In the ENSTA (French graduate school of the advanced techniques) for example, the influence of the roughness not organized on the instabilities of cavitation was able to be quantified in a configuration of two-dimensional hydrofoil placed in incidence in a tunnel in cavitation. This type of geometry, although very

simplified with regard compared with a hydraulic machine, present the advantage to reproduce the flow cavitant around a blade, while allowing much easier measures. The works led to the ENSTA, in particular by Coutier-Delgosha O. and al. [**21**] showed in particular the deconstructing effect that the roughness on the periodic instabilities practices.

Within the framework of a collaboration with the CNES (National centre for space research) and SNECMA Engines, the ENSAM team of the Laboratory of Mechanics of Lille (LML) besides identified an effect of streak with manufacturing on the organization of the cavitation in the inducer of engines pumps. Shots show clearly that the cavitation forms in certain cases along streak with manufacturing.

Arndt studied from 1968 the influence of the roughness from flows in tubes by using triangular elements to feign the defects of surface [**3**]. In 1979, he showed that the influence of the roughness on the appearance of cavitation is more important for an isolated defect than for a distributed roughness [**3**]. So an harshness or a small cavity on a smooth surface favors the appearance of cavitation with regard compared with a surface including this defect regularly distributed. This study also takes into account elements brought back by various geometries such as triangular or hemispherical harshness. In this context, an activity of collaboration concerning these aspects was introduced in 2006 by the ENSAM LILLE, the PARIS ENSAM, and the Naval School.

Object of the thesis

The general objective of this thesis is to improve the understanding of the influence of the state of surface on the cavitants behavior. A better understanding of the influence of the organized roughness (those stemming from the passage of the tools of manufacturing) on the trigger of the cavitation will allow to define optimal techniques of manufacturing so as to meet the criteria at best of performance looked for.

Motivation

Why is it advisable to be closely interested in the effects hydrodynamics of the roughness surface on profiles plunged into a liquid flow ?

Previously, we had said that the harshness of surfaces are the seat of the trigger of the cavitation in flows below the initial flow of appearance of the cavitation on smooth profiles. So far, it is very difficult to define exactly the criterion of the trigger of the cavitation around

an harshness. It is thus advisable to study the consequences of the roughness surfaces created by machine tools. Contrary to the random roughnesses, these roughnesses are organized.

The manufacturing is a family of technical process of mechanical pieces. The execution of the manufacturing has for consequence to define a state of surface on the manufactured piece. The states of surface obtained (with organized roughnesses) postpone very clearly states of surfaces having random roughnesses (type grains of sand).

In every phase of the range of manufacturing, the designer and/or the manufactor choose the type of manufacturing to be realized, the machine, the tool as well as the support of piece allowing the obtaining of all the elements of quotation of the considered surface. The main manufacturing are the milling (plane surfaces) and the turning (surfaces of revolution).

With the appearance of the digital control, it is, from now, possible to manufacture a multitude of curved surfaces. The quality of surface obtained further to a process of manufacturing has a cost which increases according to the popular precision, this cost is defined by : working time, machining allowance of material to be removed, wear of the machine tool, the consumables (tool, lubricating, electric current), storage [**1**].

We thus practice only the necessary qualities of manufacturing. The more the surface is polished, the more the time of manufacturing is big and the more the cost increases and in an exponential way according to figures 1 - 2 (a - b). There is thus a real necessity of setting up a reflection for the determination of the techniques of manufacturing because of the economic stake.

Numerical difficulties

The phenomenon of cavitation meets during the performance of the hydraulic machines in ranges of use optimal hydrodynamics. It is the appearance of this phenomenon which will determine one of the limits of use of these machines. In the birth of this physical phenomenon, appear problems of fall of performances, vibrations, thermodynamics effects and of instability of functioning.

Besides, these phenomena remain very complex and badly known, and make delicate the implementation of Navier-Stokes solver in cavitant flow. In these constraints, it is necessary to add the biphasic, turbulent, compressible characters and instationnary cavitant flows.

Furthermore, the organized roughnesses have “relatively small” sizes compared with the manufactured pieces. The numeral calculations, in these regions of indentation, would require very fine meshings. At the moment, the digital capacity in a volume so narrow of measure does not allow to give enough objective results near these harshness.

Organization of the thesis

After having clarified and defined the cavitation and having presented the various types of cavitation as well as the phenomena triggers, a part will be dedicated to the consequences of the cavitation in hydrodynamics flows (pumps, dawns, blades of propellers). This physical phenomenon has already made the object of numerous studies.

We shall explain that is a “roughness” and the means used to define it. We shall evoke the interaction between roughness of surface on the trigger of the cavitation.
Being exclusively experimental, this thesis is led in the laboratory hydrodynamics of the ENSAM PARIS (DYNFLUID). A description of the trial vein and the means of measure will be led (means of measure, equipment and trial materials).
As mean of measure, we proceeded to the use of the imaging by a fast camera to determine the length and the frequency of detachment of the pockets of cavitation, the Laser Doppler Velocimetry (LDV) allowed to give many precisions on the evolution of the field of speed close the wall. A part will be dedicated to the determination of the characteristics of the Laser and the LDA configuration
This thesis will end in the exam of the experimental results and their interpretations.

A) Hydrofoil « D » et 1ère génération de Venturi

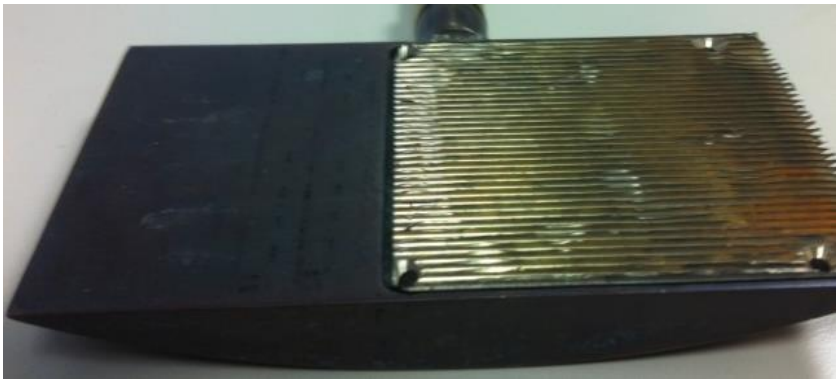
A1 – Hydrofoil « D »

Les instruments d'essais viennent d'expérimentations menées sur un hydrofoil en D au laboratoire de Mécanique de l'ENSTA (Coutier-Delgosha O. [**20**]). La figure A1 montre le profil en D dans un tunnel de cavitation.

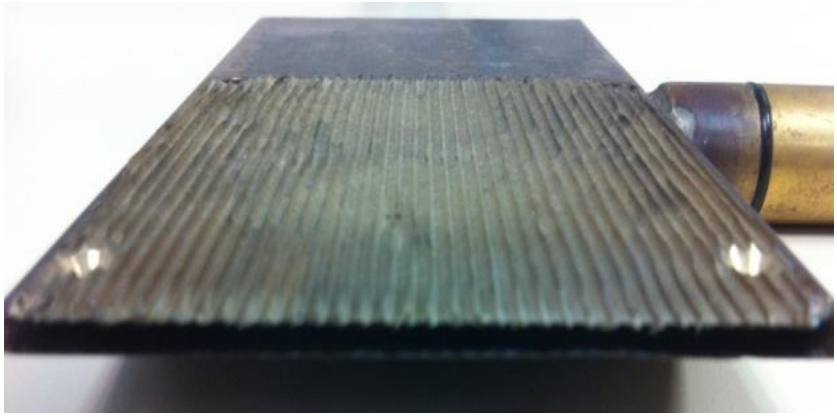


Figure A-1 : Profil D dans le Tunnel de cavitation – ENSTA

Partant du même profil en D, l'adjonction de plaques rugueuses, sur la surface où apparaissent les poches cavitantes sur le profil en D, fut réalisée dans le but de recouvrir partiellement (60% de la surface d'essai totale) la surface du profil. Ces plaques rugueuses ont des caractéristiques physiques bien définies, décrites dans le tableau A - 1.



(a)



(b)

Figures A-2 : Plaque rugueuse montée sur hydrofoil en D

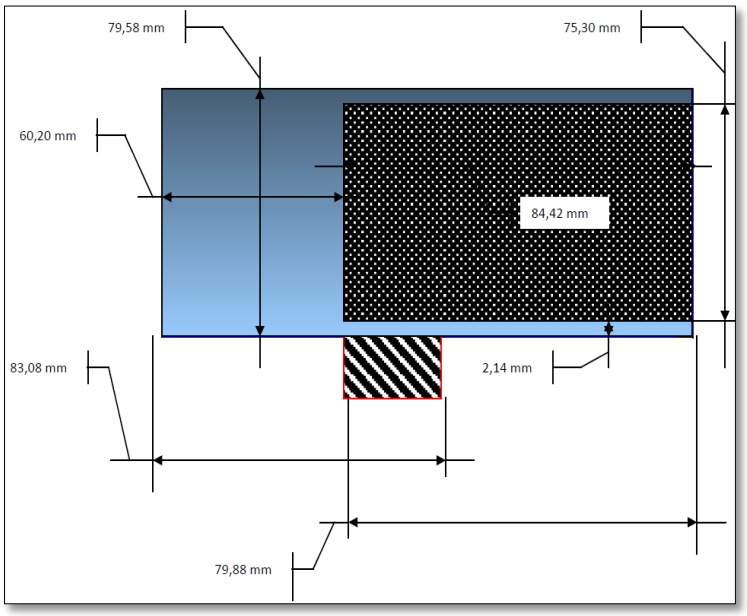


Figure A-3: Schéma de l'hydrofoil en D

Plaques rugueuses montées sur l'hydrofoil D

Une 1ère campagne d'essais fut conduite sur des plaques rugueuses conçues par le laboratoire de mécanique de l'ENSAM Lille adaptées à notre venturi (Tableau A-1).

Plaque	d(mm)	h(mm)	e(mm)	Symboles
P0	0	0	0	×
P1	10	2.8	0.2	♦
P2	10	2	0.101	∘
P3	10	1.2	0.361	□
P4	8	1.2	0.045	▲
P5	6	2.154	0.2	+
P6	2	1.2	0..2	*

Tableau A-1 : Caractéristiques des plaques de l'hydrofoil D

Défauts et fragilité des indentations

L'usinage des plaques est délicat, au point de laisser les pointes des indentations fragiles au choc. La figure A-5 montre les pointes des indentations déformées en raison de chocs dus à la manipulation.

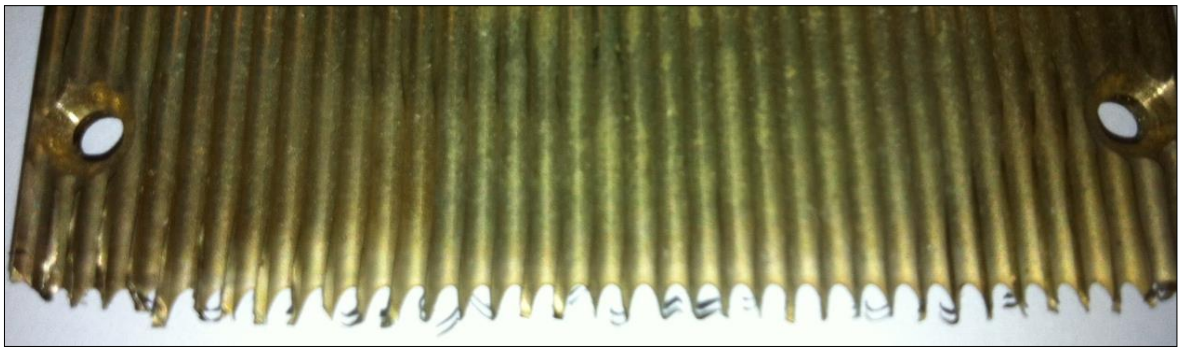


Figure A-4 : Plaque usinée au laboratoire de mécanique de l'ENSAM Lille

Malgré ces imperfections, moins visibles sur les plaques d'essais utilisées pour l'expérimentation, nous avons procédé à une campagne d'essais en logeant ces plaques sur un Venturi. Le choix du Venturi a été préféré à un hydrofoil, dont les caractéristiques physiques seraient proches d'un profil d'aile, au vue de la complexité de réalisation de l'étude. En effet, l'expérimentation ayant pour objet

de faire des relevés de pression pariétale, il devenait onéreux de concevoir un profil d'aile ayant les caractéristiques de rugosités différentes. De plus, la mise en place des capteurs de pression sur l'extrados devenait complexe.

A1 – Venturi 1ère génération

Ce système permet d'avoir un écoulement 2D, de loger des capteurs sur la face de mesure (face accueillant les lignes de rugosité) et de permettre une visualisation rapide et simple des phénomènes cavitants naissants.

Les essais ayant été concluants, une étude plus approfondie a été réalisée sur les écoulements instationnaires résultants des poches de cavitation.

Les premiers résultats sont obtenus grâce à des plaques partiellement rugueuses utilisées au laboratoire de l'ENSAM Lille. L'objectif de cette première campagne est d'avoir une idée approximative de l'évolution des tailles de poches dans un écoulement hydrodynamique cavitant, lorsque la rugosité de la surface est modifiée.

Influence de la rugosité sur la longueur de la poche de cavitation

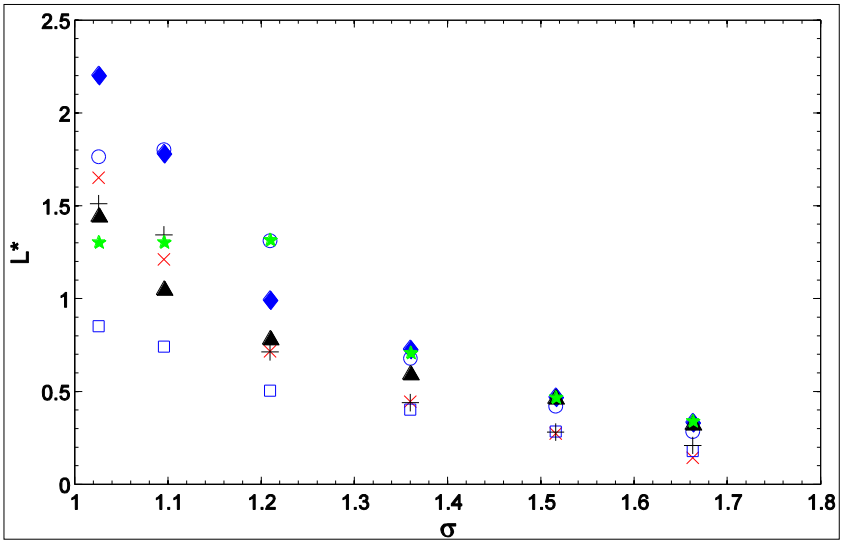


Figure A-5 : Evolution des longueurs de poches adimensionnées $L^* = \frac{L}{H_{col}}$ ***en fonction du nombre de cavitation σ***

× : plaque P0, ♦ : plaque P1, ○ : plaque P2, □ : plaque P3, ▲ : plaque P4, + : plaque P5, ✶ : plaque P6

La figure A - 5 représente la longueur de la poche de cavitation adimensionnée $L^* = \frac{L}{H_{col}}$ en fonction du nombre de cavitation $\sigma = \frac{P_{ref} - P_{vap}}{\frac{1}{2}\varphi {V_{ref}}^2}$.

Plaque (P3 - □) : La figure A-6 présente une plaque rugueuse ayant des longueurs de poche de cavitation plus petites que celles de la plaque lisse, représentée par le symbole (x). Cette expérimentation vient confirmer cette hypothèse à savoir que certaines rugosités peuvent être plus *« avantageuses »* qu'une surface lisse. Pour un nombre de cavitation $\sigma = 1.1$, on obtient des longueurs de poches sur plaques rugueuses dont la longueur est 51.5% de la longueur des poches sur plaque lisse. Connaissant les conséquences des poches cavitantes sur le fonctionnement nominal des turbomachines, cette réduction de taille de poche est intéressante en raison des fluctuations de pression sur les éléments constituants de la turbomachine.

Plaque (P6 - ✳) : Alors que toutes les plaques augmentent la longueur des poches de cavitation, cette plaque « bloque » la taille de la poche de cavitation malgré la diminution du nombre de cavitation (la taille de cette poche reste constante à $1.4H_{col}$).

Plaque (P4 - ▲) : Cette plaque présente des longueurs de poche dont les tailles sont similaires à la plaque lisse. En effet, à bas régime, les courbes se chevauchent, une légère diminution des longueurs de poches en faveur de la plaque rugueuse apparait à des régimes cavitants plus importants. Ce comportement hydrodynamique favorable, en termes de longueur de poches cavitantes, vient de la spécificité de la forme de la rugosité. On notera que la profondeur des indentations est identique à celle de la plaque (P3 - □). Il semblerait que cette profondeur d'indentation soit une caractéristique déterminante dans la taille des poches cavitantes.

Plaque (P1 - ♦) : Cette plaque crée des poches dont les longueurs sont 33% plus importantes que le cas lisse pour un nombre de cavitation $\sigma = 1.1$, pourtant il n'existe pas de différence majeure entre les plaques (P3 - □) et (P1 - ♦). La différence majeure vient de la profondeur d'indentation. La plaque **(P1 - ♦)** a une profondeur d'indentation de $0.042H_c$, alors que la plaque (P3 - □), de $0.018H_c$. En ne nous basant que sur cette différence majeure, on peut en déduire que la profondeur de l'indentation joue un rôle clé dans la fabrication des poches cavitantes.

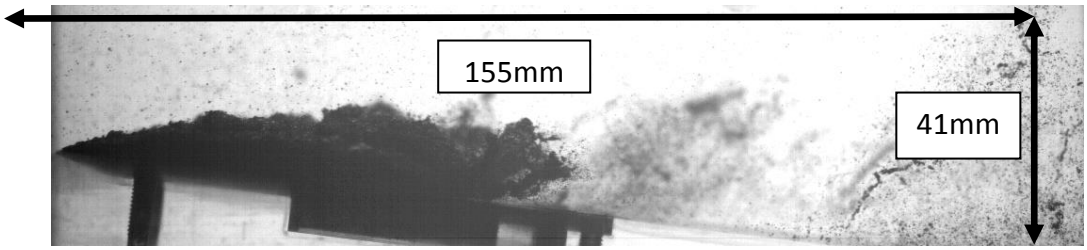
Influence de la rugosité sur la fréquence de détachement des poches de cavitation

La valeur de la fréquence de détachement des poches de cavitation décroit pour des nombres de cavitation décroissants (figure A-9). Ce phénomène est principalement dû au fait que les poches cavitantes sont plus grosses à faible nombre de cavitation et par conséquent, *« leur taille croît avant qu'elles se détachent »*. Ce phénomène est observé pour toutes les plaques d'essai. Alors que la fréquence de détachement du nuage de cavitation diminue plus fortement que la taille de la poche augmente, le nombre de Strouhal a une évolution non-constante. Au lieu d'observer la formation d'un plus grand nombre de poches cavitantes, c'est le phénomène de grossissement des poches qui prévaut sur la fréquence de détachement. Cette particularité semble être due au fait que la formation de poches de taille moyenne soit la conséquence d'un jet rentrant qui serait à l'origine de la « cassure » des poches. Les conditions d'apparition d'un jet rentrant favoriseraient la cassure des poches de cavitation. Certaines plaques rugueuses seraient plus « propices » à la circulation du jet rentrant.

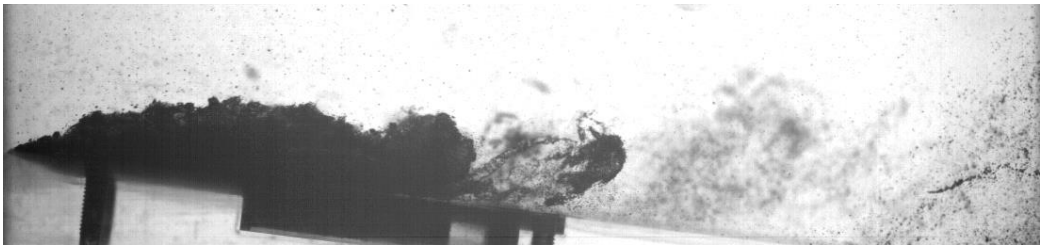
La différence des fréquences de détachement du cas lisse comparativement aux cas rugueux est plus marquée lorsque la taille des rugosités est plus petite (cela se vérifie pour des grands nombres de cavitation).

La diminution de la fréquence de détachement serait probablement la conséquence de la répartition de pression pariétale qui jouerait un rôle fondamental dans le développement de l'écoulement adverse du jet rentrant, inhérent aux pulsations périodiques naturelles des poches de cavitation selon Le et al. (1993) [**38**].

En effet, dans le cas de notre obstacle convergent-divergent, un gradient adverse de pression important est généré par la configuration du Venturi qui présente en amont une inclinaison de 18° et en aval de 8° par rapport à la trajectoire de l'écoulement. Kawanami et al. [**32**] ont montré que le fait de bloquer le jet rentrant, en plaçant une barrière sur l'extrados d'un profil d'aile, a pour conséquence l'arrêt des détachements de poches.



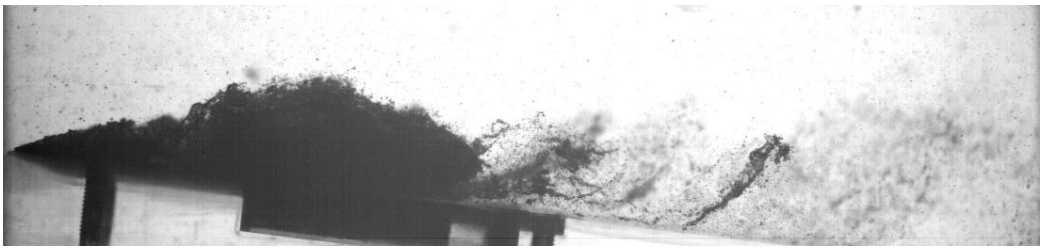
(a) T=0 ms



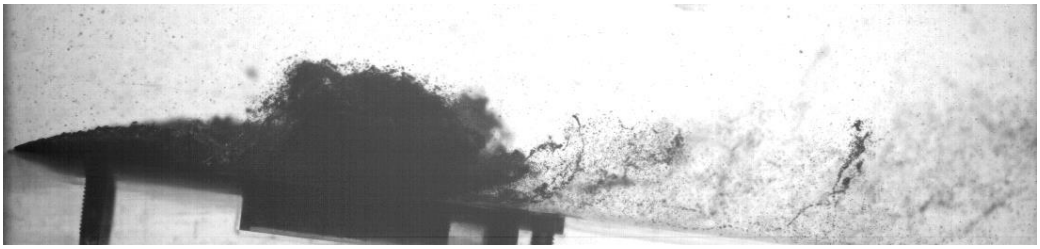
(b) T=6 ms



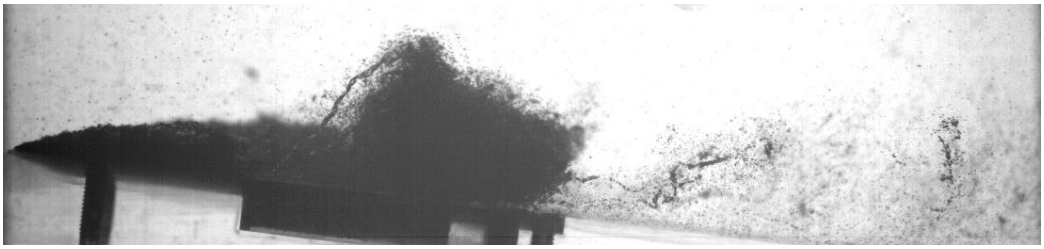
(c) T=12 ms



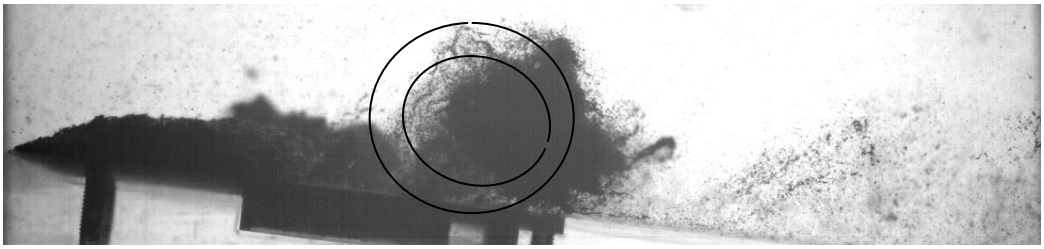
(d) T=18 ms



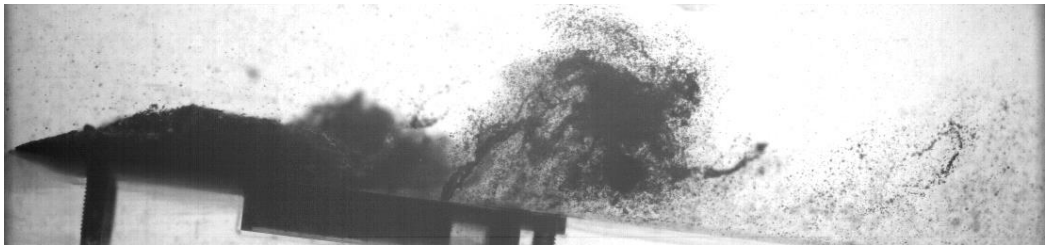
(e) T=24 ms



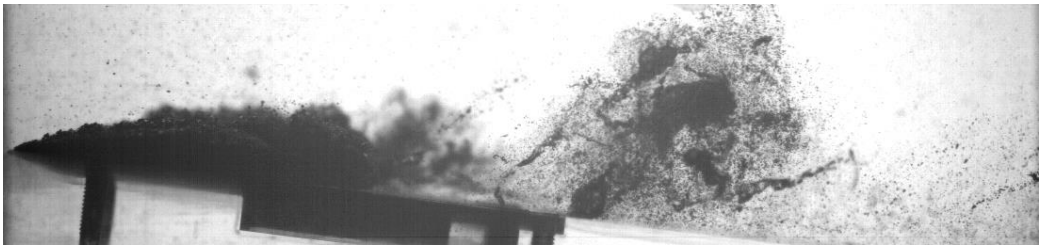
(f) T=30 ms



(g) T=36 ms



(h) T=42 ms



(i) T=48 ms

Figure A-6: Cycle de formation et de détachement d'une poche de cavitation sur la plaque (P3 - □) pour σ =1.17

Description du phénomène de création et de détachement de poches de cavitation :

- **Image a** : Alors qu'une poche de cavitation vient de se détacher, la poche encore attachée au venturi continue de grandir.
- **Image b** : Une « petite » poche se détache, laissant à la « grande » poche l'espace nécessaire à sa croissance.
- **Image c** : La « grande poche » a accumulé suffisamment de volume de gaz pour se détacher. On note que la hauteur de la poche croît au détriment de sa longueur qui diminue très légèrement. Cette augmentation de la hauteur de la poche serait très probablement la conséquence du jet rentrant.

- **Image d** : La taille définitive de la poche de cavitation semble être atteinte. Le jet rentrant a sectionné la poche.
- **Image e** : La poche est organisée en forme hémisphérique, ce qui se traduit par une diminution de sa longueur et une augmentation de la hauteur.
- **Image f** : La poche cavitante amorce une *« légère rotation »* dans le sens des aiguilles d'une montre.
- **Image g** : Poche de forme régulière et hémisphérique détachée, laissant paraître une zone périphérique grise qui serait apparentée à une « zone de fermeture » dans laquelle cohabite sur des proportions équitables le fluide diphasique. Deux hémisphères ont été représentés : la plus petite - zone de pression de vapeur, la plus grande zone de fermeture de la poche.
- **Image h** : La poche est maintenant décollée de la plaque et évacuée en perdant de sa concentration en vapeur saturante du fait que la poche retrouve des zones de pression élevées. Le caractère *« rotationnel »* est plus marqué.
- **Image i** : Détachement et effondrement de la poche de cavitation dans une zone dont la pression est moins propice à la conservation de bulles de cavitation.

Sur la base de ces neuf clichés sur la plaque (P3 - □) et le nombre de cavitation $\sigma = 1.17$, nous pouvons affirmer que le temps de formation et de détachement de la poche cavitante est de $48ms$, ce qui représente une fréquence $f = 20.8Hz$. Une observation de l'évolution des poches de cavitation en vues de dessus montre la formation de « rouleaux de nuages transversaux » bien distincts les uns des autres.

Evolution du nombre de Strouhal

L'évolution du nombre de Strouhal (voir Annexe A), correspondant au détachement du nuage de cavitation et présenté sur la figure A-8, est entre 0.1 et 0.35 (en moyenne). Le nombre de Strouhal semble être relativement constant pour des nombres de cavitation de l'ordre de 1 à 1.5. Dans certain cas, les essais effectués sur les plaques (P3 - □), (P4 - ▲) et (P5 - +) présentent une évolution du nombre de Strouhal à peu près cohérente mis à part pour une ou deux valeurs. Au regard de la courbe de référence donnée par Blevins [**11**], dans notre faisceau de courbes, seule la plaque (P3 - □) correspond à la courbe de référence.

Interprétation des résultats

Etant donné que l'expérimentation a été réalisée à vitesse débitante constante, la variation de fréquence de détachement des poches cavitantes n'est pas la conséquence de la vitesse mais d'une réduction de la pression statique.

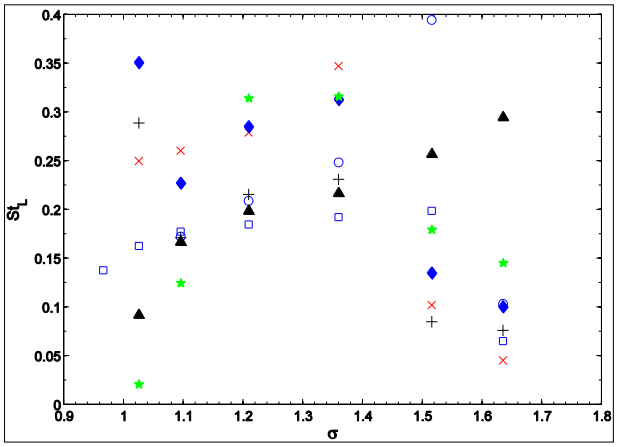


Figure A-7 : Evolution du nombre de Strouhal - plaques 1ère génération
× : plaque P0, ♦ : plaque P1, ○ : plaque P2, □ : plaque P3, ▲ : plaque P4, + : plaque P5, ✶ : plaque P6

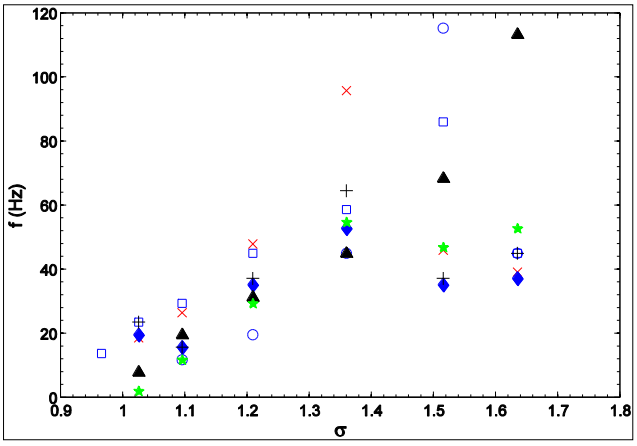


Figure A-8: Fréquence de détachement des poches cavitantes f en fonction du nombre de cavitation

× : plaque P0, ♦ : plaque P1, ○ : plaque P2, □ : plaque P3, ▲ : plaque P4, + : plaque P5, ✶ : plaque P6

Conclusion

Ces expérimentations menées sur différentes plaques partiellement rainurées ont mis en évidence le caractère hydrodynamique différent sur chacune d'entre elles, c'est la taille de poches cavitantes qui est le caractère le plus déterminant.

Pour lever le doute sur ces expérimentations réalisées avec des plaques dont les imperfections auraient pu influer sur les résultats, nous avons décidé d'usiner d'autres plaques, les essais réalisés sur ces nouvelles plaques constituent la deuxième campagne d'essais, présentée dans les chapitres 3 et 4.

B) Quelques définitions sur la rugosité organisée

Lors d'opérations d'usinage sur un matériau, l'état de surface n'est *« jamais »* parfait (on entend par là qu'un état de surface ne peut être lisse de façon absolue). Cette surface aura toujours des irrégularités dues aux procédés d'obtentions, aux outils, à la matière, etc. De ce fait, on définit :

Strie d'usinage

- Chaque strie du profil numérotée *i* est composée d'une saillie et des deux demi-creux adjacents. Elle est caractérisée par sa longueur AR, sa profondeur de creux amont R_i et aval R_{i+1}.

Ligne des creux

- C'est la ligne parallèle à la ligne moyenne passant par le creux le plus profond.

Profondeur moyenne R

- C'est la moyenne des profondeurs.

Profondeur maximale des stries R_{max}

- C'est la profondeur maximale.

Le coût de fabrication d'une pièce usinée est indexé sur son indice de rugosité. Plus cette indice est faible, plus il est difficile à obtenir un tel état de surface et plus le coût de fabrication en est impacté.

En usinage les passes successives de l'outil laissent des crêtes de matière de hauteur h correspondant à l'intersection des empreintes de l'outil dans la pièce.

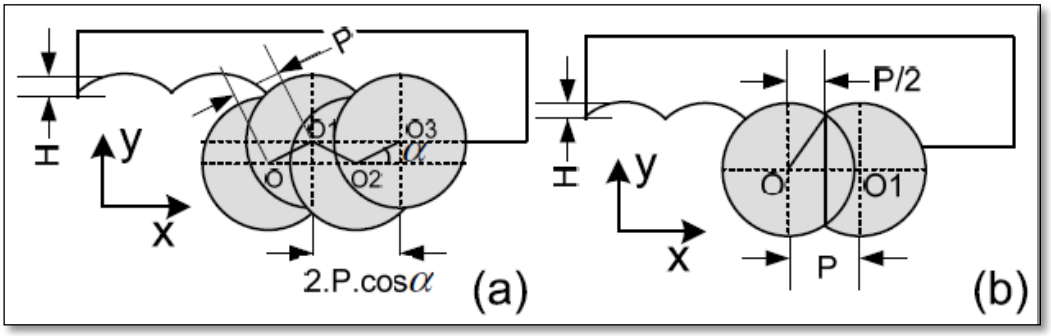


Figure B – 1 : Schéma de principe des passages d'un outil d'usinage

Qualité de la surface usinée

La stratégie d'usinage joue un rôle déterminant sur la qualité de la surface usinée. En fonction de cette stratégie, on peut déterminer un critère tel que la hauteur de crête.

Cette hauteur correspond à l'épaisseur résiduelle laissée par l'outil sur la pièce après le passage de l'outil d'usinage. C'est pourquoi, il est possible de choisir la hauteur de crête et du pas radial qui dépend d'un grande nombre de facteurs, et en particulier :

- de la machine outil utilisée
- du niveau de la complexité de forme de la pièce usinée
- du matériau retenu
- du prix et de la durée de vie de l'outil de coupe retenu
- du coût et des délais de production à respecter

Pour les différentes stratégies proposées, la hauteur de crête correspond à la trace laissée par la fraise lors de chaque pénétration verticale de l'outil, c'est la stratégie d'usinage qui déterminera la hauteur des crêtes.

Sur la figure B - 1, on définit la hauteur des crêtes (H) par les relations suivantes :

Stratégie (a) :

$$H = R - \sqrt{R^2 - (Pcos\alpha)^2}$$

Stratégie (b)

$$H = R - \sqrt{R^2 - \frac{P^2}{4}}$$

Ainsi, une stratégie d'usinage a un coût mesuré en temps et financier, Certains usineurs dressent un tableau qui permet d'apprécier le travail de réflexion pour le temps de calcul d'usinage d'une pièce.

C) Laser Doppler Velocimetry (LDV)

Comme l'illustre la figure B-1, cette technique de mesure est constitué de :

- Une source laser
- Optique de transmission : un diviseur de faisceau (cellule de Bragg) associé à une lentille convergente
- Optique de réception : une lentille convergente, un filtre d'interférence et un photo détecteur
- Des fibres optiques et un processeur de traitement de signal

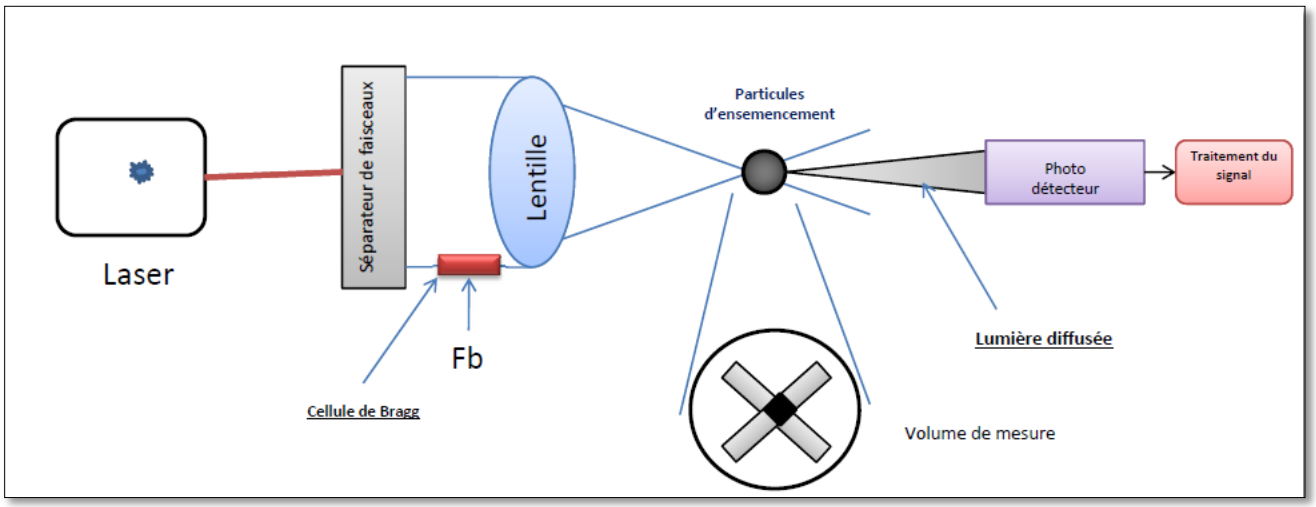


Figure C - 1: Schéma des mesures LDV

En sortie de la cellule de Bragg, deux faisceaux d'intensités égales et de fréquences différentes sont acheminés jusqu'à la sonde par des fibres optiques. Les faisceaux, arrivant parallèles à l'axe optique, se croisent au niveau du foyer image de la lentille convergente et forment alors le volume de mesure.

C1 - Le modèle de franges

Le principe de la vélocimétrie laser est le suivant : on forme dans l'écoulement un système de franges d'interférences, dans le volume d'intersection de deux faisceaux laser. Lorsqu'une particule en suspension dans le fluide traverse la zone de franges, elle voit alternativement des franges sombres et brillantes. La lumière diffusée par cette particule est donc modulée en

intensité à une fréquence $\nu_d = V/p$ où p est le pas du réseau de franges et V la projection de la vitesse de la particule sur la normale au plan des franges. Il faut noter que c'est la vitesse des particules en suspension qui est mesurée et non celle du fluide. La mesure n'est donc fiable que si les particules suivent exactement le mouvement du fluide. D'autre part, la mesure de vitesse est discontinue dans le temps, elle n'est effectuée que lorsqu'une particule est présente dans le système de franges.

Les deux faisceaux laser utilisés, ayant un profil gaussien d'intensité (mode TEM), sont quasi-monochromatiques. Une optique de réception permet de collecter la lumière diffusée. Le signal obtenu s'appelle un ***« burst »*** et correspond à la signature du passage de la particule. Ce ***« burst »*** laisse apparaître une fréquence dont la valeur est directement proportionnelle à la vitesse de la particule où la constante de calibration i est l'interfrange ; c'est-à-dire la distance entre deux franges lumineuses successives. L'angle θ est l'angle que font, entre eux, les deux rayons d'une même composante et λ la longueur d'onde de la lumière utilisée pour cette composante.

C-2 Le modèle électromagnétique

Le modèle à franges suffit à expliquer le principe de la LDV et permet de trouver la relation existant entre la vitesse et la fréquence du « burst ». D'autres applications comme la PDA (Phase Doppler Anemometer) nécessitent d'avoir recours au modèle utilisant les lois de l'électromagnétisme (sommation des champs diffusés, prise en compte de la nature vectorielle de l'effet Doppler, application du théorème de Poynting…)

Remarque : Le théorème de Poynting, énoncé par John Henry Poynting, concerne la conservation de l'énergie dans un champ électromagnétique. Il établit une relation entre énergie électromagnétique, effet Joule et le flux du vecteur de Poynting.

Dans notre cas simple, ce modèle permet une compréhension plus fine des caractéristiques du volume de mesure.
Le vélocimètre utilise le principe Doppler selon lequel une onde émise par une source en déplacement voit sa fréquence modifiée. C'est la vitesse relative de la source (en l'occurrence, la vitesse des particules ensemencées) par rapport au récepteur qui quantifie la modification

de fréquence. Dans le cadre de la LDV, la source est la particule qui diffuse la lumière des rayons qu'elle traverse.

La variation de fréquence enregistrée par l'observateur, dans le cas, évidemment souscrit dans le cadre de la mécanique des fluides, où la particule–source a une vitesse négligeable devant celle de la lumière :

$$\vec{k}.\vec{u} \ll c \quad \rightarrow \quad \Delta f = f_{Doppler} = \frac{1}{\lambda}\vec{k}.\vec{u} \quad où \quad \vec{k} = \vec{k}D_{iffusion} - \vec{k}S_{ource}$$

La lumière diffusée est ensuite collectée par l'optique réceptrice. L'analyse de la fréquence reçue et sa comparaison avec celle de la lumière émise permet de remonter à la vitesse de la particule. Mais, utilisé tel quel, ce principe nécessiterait de très hautes fréquences d'échantillonnage afin d'être capable de détecter de petites variations (environ $f_{Doppler} \approx 1MHz$) et d'une très haute fréquence ($f_{500nm} = 6.10^5 GHz$)

C'est pour éviter ce problème que la vélocimétrie Doppler différentielle (aussi appelée à franges) a vu le jour. Un second faisceau vise le même point mais avec un angle différent du premier. Le champ électrique résultant est alors la somme vectorielle des deux champs diffusés. Si le récepteur est placé sur la bissectrice de l'angle formé par ces deux rayons (l'un fait donc un angle de $\theta/2$ et l'autre $-\theta/2$), un battement, de fréquence égale à la fréquence Doppler, est enregistré. Le calcul de la vitesse de la particule est alors aisé.

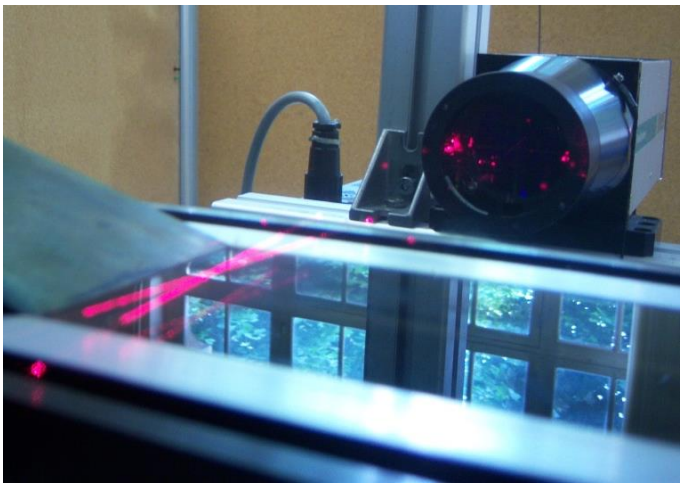


Figure C - 2 : Croisement des faisceaux laser

L'intérêt majeur du modèle électromagnétique est qu'il détaille le mécanisme de création du volume de mesure et les caractéristiques de la lumière reçue par le photomultiplicateur. Cette

dernière résulte de la somme vectorielle des champs diffusés. Etant donné la nature des opérations effectuées, les vecteurs $\vec{E}$ **(vecteur électrique)** et $\vec{H}$ **(vecteur magnétique)** joue le même rôle. Dès lors, afin de ne pas surcharger l'écriture, nous ne réaliserons les calculs que pour un vecteur $\vec{X}$ correspondant indifféremment à $\vec{E}$ ou $\vec{H}$.

$$\vec{X} = \vec{X}_1 + \vec{X}_2$$

Dans le plan perpendiculaire au **vecteur d'onde** $\vec{k}_i$, $\vec{X}_i$ peut s'écrire sous la forme d'un **nombre complexe** :

$$\underline{X_i} = A_i e^{j(2\pi f t + \rho_i)} e^{j2\pi \frac{\vec{k}_i . \vec{v}}{\lambda} t}$$

Compte tenu de la disposition géométrique, $\overrightarrow{k_i . \vec{V}}$ s'écrit :

$\vec{k}_1 . \vec{V} = Vcos(90 - \theta) = Vsin\theta$ et $\vec{k}_2 . \vec{V} = Vcos(90 + \theta) = -Vsin\theta$

L'onde correspondante (d'après les équations ci-dessus) à la lumière reçue est caractérisée par un **battement sinusoïdal de fréquence** :

$$f_{battement} = \frac{Vsin\theta}{\lambda}$$

Le passage à l'énergie ou l'intensité lumineuse, grandeur à laquelle le photomultiplicateur est sensible, s'accompagne d'un doublement de la fréquence. Nous retrouvons alors l'équation :

$f_D = \frac{u_x}{i}$ avec $i = \frac{\lambda/2}{\sin(\frac{\theta}{2})}$

Il est toutefois remarquable, et c'est l'intérêt du modèle, que ce résultat n'est plus valable si la polarisation des deux faisceaux est différente et/ou si leurs intensités lumineuses sont différentes.

Dans ces deux cas, l'amplitude du battement est plus faible (puisqu'il s'agit du résultat d'une somme vectorielle) et il est usuel de définir alors la **visibilité**.

$$Visibilité = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Celle-ci est définie comme un rapport où l'intensité est maximale si les amplitudes des deux ondes électromagnétiques sont identiques et que leurs polarisations sont parallèles (les A_i et les ρ_i).

C-3 Détermination du champ de vitesse - Utilité de la vélocimétrie laser dans notre cadre d'essai

La Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) est un outil largement utilisé dans le domaine de la mécanique des fluides pour le calcul des vitesses d'écoulement d'une particule fluide. Il est encore possible, grâce à cette méthode de déterminer les composantes de ces vitesses selon les trois axes. Ce principe de mesure possède l'avantage d'être non intrusif, donc de réaliser des mesures dans des environnements délicats. De plus ces mesures sont de hautes résolutions spatiales et temporelles. La LDV requiert que le fluide soit transparent et qu'il contienne des germes/particules en suspension dans le fluide. Dans notre cas d'essai (Figure B-2), il y a déjà de petites particules qui font office de traceurs dans l'écoulement. Cette méthode de mesure ne perturbe pas l'écoulement.

C-4 Traitement du signal

Le signal obtenu en sortie du photomultiplicateur se présente sous forme de bouffées, chaque bouffée étant due au passage d'une particule dans le réseau de franges. A partir de ce signal, on doit extraire le temps qui sépare deux pics successifs dans une bouffée (Figure B-3). Ce temps est l'inverse de la fréquence Doppler.

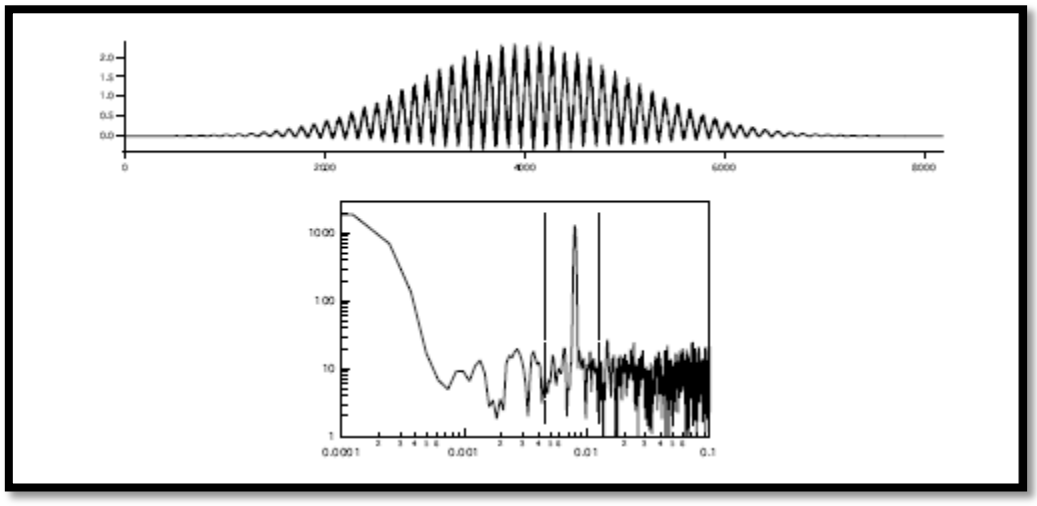


Figure C - 3 : Signal typique de vélocimétrie laser avec une bouffée correspondant au passage d'une particule dans les faisceaux. Transformée de Fourier du signal (en coordonnées logarithmiques) montrant la bande de fréquence qui sera utilisée pour le filtrage.

Le volume de mesure est de 0,1mm de diamètre et 1mm de longueur. L'intensité de la lumière est modulée par l'interférence entre les faisceaux laser. Cela produit des franges

d'interférences dont l'interfrange d_f dépend de la longueur d'onde du laser et de l'angle entre les rayons :

$$d_f = i = \frac{\frac{\lambda}{2}}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

L'interfrange, d_f, nous fournit des informations sur la distance parcourue par la particule et la fréquence Doppler, f_d, nous renseigne sur le temps qu'a mis cette particule à parcourir l'interfrange ($t = \frac{1}{f_d}$).

On en déduit alors que :

$V_{particule} = d_f \times f_d$

De plus, la cellule de Bragg générant deux faisceaux de fréquence différente (décalage fréquentiel), nous pouvons alors connaître le sens positif ou négatif de l'écoulement et distinguer les particules ayant une vitesse nulle.

Références bibliographiques

[1] Al-Ahmad M., D'Acunto A. and Martin P., 2007. « Influence de différentes stratégies de tréflage sur la qualité de surface et la productivité ». CER ENSAM de Metz, Laboratoire de Génie Industriel et Production Mécanique (LGIPM – EA 3096)

[2] Andersson P., Brandt L., Bottaro A. and Henningson D. S., 2001. "On the break down of boundary layers streaks". Journal of Fluid Mech. **428**, 29-60

[3] Arndt R. E. A. and Ippen, A.T., 1968. "Rough surface effects on cavitation inception". ASME J. Basic Eng., **90**, pp. 249-261

[4] Arndt, R. E. A., 1981 "Cavitation in fluid machinery and hydraulic structure. *Ann. Rev. Fluid Mech*. **13**, 273-328.

[5] Bayada G., Martin S. and Vasquez C., 2005. « An average Flow Model of Reynolds Roughness Including a Mass-Flow Preserving Cavitation Model ». ASME J. Tribol., **127**. Pp. 793-802.

[6] Bechert D. W., Bruse M., Hage W., and Van der Hooven J. G. T., 1997. « Experiments on drag-reducing surface and their optimization with an adjustable geometry ». J. Fluid Mech. 338 59-87.

[7] Belhalfoui T., 2010. « La cavitation et ses effets corrosifs sur la surface », Lycée Louis le Grand

[8] Bergerat L., 2012. "Développement d'une méthode numérique compressible pour la simulation de la cavitation en géométrie complexe ». Phd Thesis, DynFluids Laboratory, ENSAM Paris.

[9] Bhaganagar K., Kim J. and Coleman G., 2004. "Effect of roughness on wall-bounded turbulence". Flow Turbulence Combust. 72, 463-492.

[10] Billard J. Y., Guennoun Faiçal F.M. and Avellan F., 2003. "Cavitation et état de surface: Une nouvelle analyse des mécanismes d'attache d'une cavité à une surface." 9ème journée de l'Hydrodynamique, mars 2003 – Poitiers – Futuroscope

[11] Blevins R. D., 1990. "Flow-Induced Vibration". *Fluids dynamics*. Book (ISBN 0442206518) 2nd edition

[12] Callenaere M., Franc J. P., Michel J. M. and Riondet, M., 2001. "The cavitation instability induces by the developpement of a re-entrant jet". J. Fluid Mech. 444, 223-256.

[13] Cherukat P., Na Y., Hanratty T. J. and McLaughlin J. B., 1998. "Direct numerical simulation of a fully developed turbulent flow over a wavy wall". Theoret. Comput. Fluid Dyn. **11**, 109-134

[14] Choi H., Moin P. and Kim J., 1993. "Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets". *J. Fluid Mech.* **255**, 503-505

[15] Choudhary M. and Fischer P., 2006. "Roughness-induced transcient growth". Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 78, pp. 237-242.

[16] Chu D. and Karniadakis G., 1993. "The direct numerical of laminar turbulent flow over riblet". *J. Fluid Mech.* 250, i-42.

[17] Clauser F. H., 1954. "Turbulent boundary layers in adverse pressure gradient". *J. Aerosol SCI.* 21 (2), 91-108.

[18] Cousteix J., Arnal D. and Coustols E., 1993. “La réduction de traînée de frottement aérodynamique ». Nouvelle Revue d’Aéronautique et d’Astronautique Vol. **1** 23-31.

[19] Coustols E., 2001. « Effet des parois rainurées « ribliets » sur la structure d’une couche limite turbulente » (ONERA/DMAE.

[20] Coutier-Delgosha O. and Devilliers J. F., 2003. « Etude expérimentale et numérique des instabilités liées à la cavitation sur un Hydrofoil » 9ème Journée de l’Hydrodynamique – Poitiers - Futuroscope

[21] Coutier-Delgosha O., Devilliers J-F. and Pichon T., 2005. "Effect of the wall roughness on unsteady sheet cavitation", *Journal of fluids Engineering* **127** (4), p. 726-733)

[22] Coutier-Delgosha O., Devilliers J. F., Pichon T., Vabre A., Woo R. and Legoupil, S., 2006 “Internal structure and dynamics of sheet cavitation”. *Physics of fluids* 18, 017103 1-12.

[23] Dular M., Khlifa I., Fuzier S., Adama Maiga M. and Coutier-Delgosha O., 2012. “Scale effect on unsteady cloud cavitation”. Exp. Fluids.

[24] Faller W., Farhat M., and Avellan F., 1992. “Some effects of surface roughness on cavitation inception”. Proceedings on the international Symposium on Propulsors and Cavitation.

[25] Farhat M., 1994. « Contribution de l’étude de l’érosion de cavitation: mécanismes hydrodynamiques et prediction ». Phd Thesis, EPFL, Suisse.

[26] Franc J. P., 1995. « La cavitation : Mécanismes physiques et aspects industriels », photo BEC (Bassin d’Essais des Carènes). Collection Grenoble Sciences, Presses Universitaires de Grenoble.

[27] Fransson H. M., Brandt L., Talamelli A. and Cossu C., 2004. “Experimental and theoretical investigation of the non-modal growth of steady steaks in a flat plate boundary layer”. Phys. Fluids **16**, 3627

[28] Furuya Y., Miyata M. and Fujuta H., 1976. “Turbulent boundary layer and resistance on plates roughned by wires”. Trans ASME: *J. Fluid Engineering*, 98, 635-644.

[29] Goldstein D., Handler R. and Sirovich L., 1995. “Direct numerical simulation of turbulent flow over a modeled riblet covered surface”. *J. Fluid Mech.*, 302, 333-376.

[30] Henn D. S. and Sykes R. I., 1999. “Large-eddy simulation of flow over wavy surface”, J. Fluid Mech. 383.

[31] Hoepffner J., Brandt L. and Henningson D. S., 2005. “Transient growth on boundary layer streaks”. KTH Mechanics, Stockholm.

[32] Kawanami Y., Kato H., Yamaguchi H., Tanimura M. and Tagaya Y., 1997. “Mechanism and control of cloud cavitation”. *Journal of Fluids Engineering*, vol 119, pp 788-794

[33] Kim J., Moin P. and Moser R., 1987. « Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. » *J. Fluid Mech*. **177**, 133-166.

[34] Koloseus H. J. and Davidian J., 1966. “Free-surface instability correlations, and Roughness-concentration effects on flow over hydrodynamically rough surfaces”. Geological Survey (200) G n°.1592

[35] Koop A. H., 2008. “Numerical Simulation of Unsteady Three-dimentional sheet cavitation”. Phd Thesis, University of Twente, Netherlands.

[36] Koop A. H. and Hoeijmakers H. W. M., 2010. "Unsteady sheet cavitation on three-dimensional hydrofoil". 7th International Conference on Multiphase flow ICMF 2012, Tamp, FL USA.

[37] Kuiper G., 1982. « Some experiments with specific types of cavitation on ship propellers". Journal of Fluids Engineering, **104**: 105-114.

[38] Le Q., Franc J. P. and Michel J. M., 1993. "Partial Cavities : Global Behavior and Mean Pressure Distribution". J. Fluids Eng., 115:243-248.

[39] Lecoffre Y., 2004. « Le bruit de cavitation » Spécial Congrès Surveillance 5, Acoustique et Technique n°38.

[40] Leonardi S., Orlandi P., Smalley R. J., Djenidi L. and Antonia R. A., 2003, "Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on wall" *J. Fluid. Mech.* Vol. 491, 229-238.

[41] Li Y., Haosheng C., Wang J. and Darong C., 2009. "Effect of grooves on Cavitation around the body of revolution" *State key of Tribology* – Tsinghua University.

[42] Nakayama A. and Sakio, K., 2002. "Simulation of flows Over Wavy Rough Boundaries, Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs, Stanford University/NASA, Ames Research Center. Pp. 313-324

[43] Nikaradse J., 1933. « Stömungsgesetze in Rauhen Rohren », VDI-Forsh. 361 (Engl. Transl. 1950. « Laws of flow in rough pipes ». *NACA TM 1292*)

[44] Nikolai V. P. and Troian S. M., 2006. "Influence of periodic wall roughness on the slip behavior at liquid/solid interfaces: molecular-scale simulations versus continuum predictions" Journal of Fluid Mechanics / Volume **554**, pp 25-46

[45] www.nwf.org Wendee Holtcamp, 2009, “Mimicking Mother Nature”

[46] O’Loughlin E. M. and Macdonald E. G., 2010. « Des effets de la concentration d’éléments rugueux sur la résistance » La Houille Blanche.

[47] Orlandi, P., Leonardi, S., Tuzi, R. and Antonia, A. R., 2003. “DNS of turbulent channel flow with wall velocity disturbances”. Phys. Fluids 15, 3497-3600

[48] Orlandi P., Leonardi S. and Antonia R. A., 2006. « Turbulent chanel flow with either transverse or longitudinal roughness elements on one wall ». Journal of Fluids Mechanics, p. 302.

[49] Perry A. E., Schofield W. H. and Joubert P. N., 1969. “Rough turbulent boundary layers”. *J. Fluid Mech.* 37, 383-413.

[50] Piot E., 2008. « Simulation numérique directe et analyse de stabilité de couches limites laminaires en présences de microrugosités ». Soutenance de thèse, ONERA/DMAE.

[51] Rey R., Noguera R. and Bakir F., 2008. « Conception et analyse des performances des turbomachines ». Arts et Métiers ParisTech UDE FD21 MSE – Machines et systèmes énergétiques – Tome 1

[52] Rieutord E., 1985. « Ecoulement stationnaire en conduite de section constante d’un fluide visqueux isochore - pertes de charge ». chapitre 7, INSA de Lyon,

[53] Schlichting H., 1936. « Experimentelle Untersuchungen zum Rauhigkeitsproblem *Ing. Arch*. 7:1-34. (Engl. Transl., 1937. “Experimental investigation of the problem of surface roughness. *NACA TM 823*)

[54] Schlichting H. and Gersten K., 2004. “Boundary-layer theory”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

[55] Souders D. T. and Hirt C. W., 2002. “Modeling roughness effects in open channel flows”. Rep. No. FSI-02-TN60, Flow Science, Inc., Santa Fe, N. M.

[56] Sullivan P. P., McWilliams J. C. and Moeng C.-H., 2000. “Simulation of turbulent flow over idealized water waves. J. Fluid Mech. 404, 47-85

[57] www.surfacenet.org

[58] http://tpebiomimetique.e-monsite.com/, Science de l’aérodynamique et de la biomimétique.

[59] Vincent O., 1998. « Des avions en peau de requin ». L’EXPRESS, archives Aéronautique

[60] Von Doenhoff A. E. and Braslow A., 1961. “The effect of distributed surface roughness on laminar flow boundary layer in boundary layer control”. Vol. 2, 657-681, Lachmann Ed.

[61] Wörner A., 2003. “Numerische Untersuchung zum Entstehungsprozess von Grenzschichtstörungen durch die Interaktion von Schallwellen mit Oberflächenrauhigkeiten”. *PHD thesis* Stuttgart University

[62] Yakhot A., Liu H. and Nikitin N., 2006. “Turbulent flow around a wall-mounted cube: A direct numerical simulation”. Int. J. Heat Fluid Flow Vol. **27**, 994-1009.

ANALYSE DE L'INFLUENCE DE RUGOSITES ORGANISEES SUR LES ECOULEMENTS CAVITANTS INSTATIONNAIRES

Résumé

Il existe trop d'exemples autour de nous qui prouvent qu'en hydrodynamique une surface polie ne présente pas systématiquement les avantages hydrodynamiques escomptés sur une surface rugueuse. Les rugosités influent activement sur le développement des couches limites turbulentes et interagissent différemment en fonction de leurs caractéristiques physiques. Plongé dans un écoulement hydraulique à nombre de Reynolds élevé, les aubes ou pales d'hélices déclenchent localement un phénomène physique, appelé cavitation, qui correspond à l'apparition de bulles de gaz et de vapeur dans un liquide soumis à une dépression. Dans le cadre de cette thèse, les expérimentations sont menées dans un tunnel de cavitation. Des mesures par LDV ont été réalisées de manière à définir le profil du vecteur vitesse de l'écoulement dans le sens longitudinal. Une caméra CCD à très grande vitesse permet la prise d'image sur la formation des poches et nuages de cavitation. Dans le cas de l'hydrofoil 2D, les expérimentations menées sur les différentes plaques partiellement rainurées ont mis en évidence le caractère hydrodynamique différent sur chacune d'entre elles, car la taille de poches cavitantes diffère en fonction des caractéristiques des indentations. Les résultats ont montré que la profondeur des indentations est un paramètre déterminant sur la dynamique des poches cavitantes. Certaines plaques influent sur les instabilités de cavitation pour lesquelles la longueur des poches cavitantes est réduite. L'étude de la fréquence d'expulsion des poches cavitantes, par le moyen de la caméra rapide a permis de mettre en évidence deux régimes de cavitation différents. Certaines plaques dont les profondeurs de rainures sont importantes ont un nombre de Strouhal qui reste quasi-constant, ce qui implique une diminution importante de la longueur des poches de cavitation pour des nombres de cavitation proches de l'unité. Cette étude a démontré la faisabilité d'un contrôle passif de la cavitation sur un profil de venturi en modifiant l'état de surface par des indentations organisées dans le sens de l'écoulement.

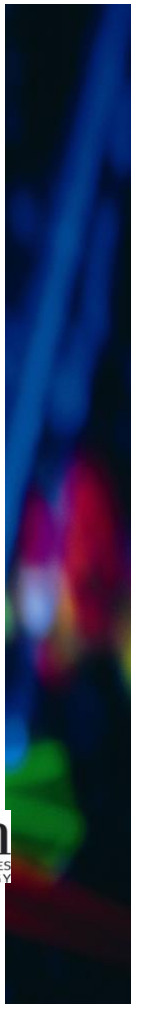
Mots-clefs : Rugosité, cavitation, fréquence de détachement, Nuages de cavitation, poches cavitantes, profondeur des indentations, plaques rugueuses rainurées.

ANALYSIS OF THE INFLUENCE OF ORGANIZED ROUGHNESSES ON THE UNSTEADY FLOWS CAVITANTS

Abstract

There are too many examples around us which prove that in hydrodynamics a polite surface does not present systematically the hydrodynamics advantages were expected on a rough surface. The roughness influence actively the development of the turbulent boundary layers and interact differently according to their physical characteristics. Plunged into a hydraulic flow to high number of Reynolds, blades of propellers activate locally a physical phenomenon, called cavitation, which corresponds to the appearance of bubbles of gas and vapor in a liquid submitted to a depression. Within the framework of this thesis, the experiments are led in a tunnel of cavitation. LDV measurements were realized so as to define the profile of the speed vector of the flow in the longitudinal direction. A very high-speed camera (CCD – Charge Coupled Device) allows the taking of image on the formation of pockets and clouds of cavitation. In the case of the 2D hydrofoil, the experiments led on the various partially grooved patches highlighted the character hydrodynamics different on each of them, because the size of cavitants pockets differs according to the characteristics of the indentations. The results showed that the depth of the indentations is a determining parameter on the dynamics of cavitants pockets. Certain plates influence the instabilities of cavitation for which the length of cavitants pockets is reduced. The study of the frequency of detachment of cavitants pockets, by means of the fast camera allowed to highlight two regimes of different cavitation. Certain plates whose depths of grooves are important have a number of Strouhal who remains quasi-constant, which implies an important decrease of the length of the pockets of cavitation for numbers of cavitation close to one. The study of the frequency of detachment of cavitants pockets, by means of the fast camera allowed to highlight two regimes of different cavitation. This study demonstrated the feasibility of a passive control of the cavitation over a profile of venturi by modifying the state of surface by indentations organized in the direction of the flow.

Keyword: roughness, cavitation, frequency of detachment, Clouds of cavitation, patches cavitants, depth of the indentations, the grooved rough patches.



ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY