



HAL
open science

Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques : Application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes

Guillaume Gomit

► **To cite this version:**

Guillaume Gomit. Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques : Application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2013. Français. NNT : . tel-01062934

HAL Id: tel-01062934

<https://theses.hal.science/tel-01062934>

Submitted on 11 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.

THESE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : SI-MMEA (Sciences et Ingénierie en Matériaux,
Mécanique, Energétique et Aéronautique)

Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides

Présentée par :

Guillaume Gomit

DEVELOPPEMENT DE TECHNIQUES DE MESURE DE SURFACES LIBRES PAR MOYENS OPTIQUES :
APPLICATION A L'ANALYSE DE L'ECOULEMENT GENERE PAR UN MODELE DE BATEAU EN BASSIN
DES CARENES

Directeurs de Thèse :
Laurent David
Damien Calluau
Ludovic Chatellier

Soutenu le 2 décembre 2013

devant la Commission d'Examen

JURY

F. MOISY	<i>Professeur, Université Paris Sud, FAST</i>	(Rapporteur)
A. OUAHSINE	<i>Professeur, Université Technologie de Compiègne, Laboratoire Roberval</i>	(Rapporteur)
F. DI FELICE	<i>Senior Research Scientist, INSEAN (Italie)</i>	(Examineur)
D. FRECHOU	<i>Docteur-ingénieur, DGA, Techniques hydrodynamiques, Val-de-Reuil</i>	(Examineur)
D. CALLUAUD	<i>Maître de conférences, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)
L. CHATELLIER	<i>Maître de conférences, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)
L. DAVID	<i>Professeur, Université de Poitiers, Institut P'</i>	(Examineur)

Remerciements

Ce manuscrit représente le résultat de trois ans de recherche au sein de l'axe HYDEE de l'institut Pprime et je souhaite ici remercier l'ensemble des personnes ayant participé de près ou d'un peu plus loin à ce travail.

Dans un premier temps, je tiens à remercier chaleureusement mes trois directeurs de thèse : *Laurent David*, Professeur, *Damien Calluau*, Maître de conférences et *Ludovic Chatellier*, Maître de conférences. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour m'avoir guidé tout au long de ce travail, pour leur disponibilité, pour les connaissances qu'ils ont su m'apporter et les nombreux conseils qu'ils m'ont prodigués. Cette thèse financée par la DGA a été supervisée par *Didier Fréchou*, ingénieur docteur à DGA hydrodynamique. Je le remercie pour avoir accompagné mon travail activement et également pour m'avoir permis d'accéder aux moyens d'essais de la DGA.

Pour avoir accepté de rapporter ce travail, j'assure ma reconnaissance aux professeurs *Frédéric Moisy* et *Abdellatif Ouashine*. Merci également aux autres membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail : *Fabio di Felice* et *Didier Fréchou*.

Nombreux sont ceux à avoir au fil de ma thèse apporté leur contribution d'un point de vue scientifique ou technique. Je remercie ainsi chaleureusement *Germain Rousseaux* pour m'avoir apporté de précieuses connaissances pour l'analyse des ondes. Je remercie également l'ensemble des techniciens du laboratoire qui ont participé à l'élaboration des différentes expériences réalisées au cours de ce travail. Je remercie notamment *Patrick Braud* et *Romain Bélanger*, ingénieurs mesures qui m'ont apporté leurs compétences à de nombreuses reprises dans la mise en place des différents systèmes optiques utilisés au cours de cette thèse. Je tiens également à remercier *Martin Druon* pour son aide au développement des différents algorithmes implémentés durant ce travail. Je remercie une seconde fois mes trois directeurs de thèse pour le plaisir que j'ai pris à travailler avec eux durant ces trois ans.

Je remercie également l'ensemble des doctorants du laboratoire pour avoir rendu ces trois années très agréables. Merci en particulier à *Souria* avec qui j'ai partagé le bureau durant ces trois années notamment pour sa bonne humeur.

Un paragraphe spécial pour ceux qui m'ont permis de sortir un peu de la thèse sans pour autant me pousser à la procrastination : *Doudou*, *Bourin*, *Alex*, *Beaufume*, *Bobo*, *Charlo*, *Rom's*, *Vivi*, *Bébère*. Merci à eux pour les Jarrets de bœufs et les Patates Chaudes. Enfin pour conclure cette parenthèse, « y'avait *Raymond*, y'avait *Josette*, à bicyclette ». Merci à eux deux.

Un remerciement tout particulier à ma *famille* et notamment à *mes parents* qui ont cru en moi et qui m'ont permis de continuer mes études jusqu'ici.

Enfin et surtout, je remercie celle qui a été à mes côtés tout au long de ce travail, *Déborah*, pour m'avoir épaulé dans les moments plus difficiles mais également pour avoir relu l'ensemble de ce manuscrit pour vérifier l'orthographe. A la fin de cette thèse, tu es maintenant une experte en méthode de mesures de surfaces et les vagues générées par les navires n'ont plus de secrets pour toi. Merci à toi pour tout ça et pour tout le reste...

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I LE SILLAGE DE NAVIRE ET SA CARACTERISATION	3
I.1 Description général du champ de vagues.....	5
I.2 Détermination de l'écoulement généré par un navire.....	11
I.2.1 Mesures expérimentales de l'écoulement généré par le déplacement d'un bateau	11
I.2.2 Etudes numériques	15
I.3 La vague d'étrave	17
I.4 Conclusion	24
CHAPITRE II DEVELOPPEMENT DE METHODES DE MESURE DE SURFACE LIBRE.....	25
II.1 Mesure de surface libre par moyens optiques.....	27
II.2 Modèle de caméra et calibration.....	34
II.2.1 Modèle de caméra :.....	34
II.2.1.a <i>Modèle géométrique</i> :.....	34
II.2.1.b <i>Prise en compte des distorsions dans le modèle de calibration</i> :.....	36
II.2.1.c <i>Modèle polynomial</i>	38
II.2.2 Méthode de calibration des caméras :.....	38
II.2.2.a <i>Méthode classique par translation d'une mire</i>	38
II.2.2.b <i>Détermination de la matrice M par approche photogrammétrique</i>	41
II.2.2.c <i>Détermination des coefficients de distorsions</i> :.....	42
II.2.2.d <i>Coefficients du modèle polynomial</i> :.....	42
II.2.3 Représentation d'un capteur de stéréovision	43
II.2.3.a <i>Calibration d'un capteur stéréoscopique</i>	43
II.2.3.b <i>Géométrie épipolaire</i>	43
II.2.3.c <i>Rectification des images</i>	44
II.2.3.d <i>Triangulation</i>	45
II.2.4 Estimation de la précision de la calibration et choix du modèle.....	46
II.2.4.a <i>Critère d'erreur</i>	47
II.2.4.b <i>Choix du modèle de calibration</i>	48
II.2.5 Essais de calibration :.....	49
II.2.5.a <i>Nombre de points nécessaires</i> :.....	49
II.2.5.b <i>Calibration partielle</i> :.....	50
II.2.5.c <i>Images comportant de la distorsion</i> :.....	52
II.3 Techniques de mesure de surface libre par stéréovision.....	54
II.3.1 Mesure de surface par stéréo-corrélation d'images rectifiées.....	54
II.3.1.a <i>Mise en correspondance stéréoscopique</i>	54
II.3.1.b <i>Estimation des vitesses</i>	56
II.3.2 Méthode HNC (Hauteur, Normale, Courbure)	57
II.3.2.a <i>Principe de la méthode</i>	57
II.3.2.b <i>Identification de la surface</i>	58
II.3.2.c <i>Estimation des vitesses</i>	59
II.3.2.d <i>Algorithme d'optimisation</i>	60
II.3.3 Sources d'incertitudes liées à la méthode basée sur la stéréo-corrélation	60
II.4 Méthode basée sur la "stéréo-réfraction"	62
II.4.1 Principe de la stéréo-réfraction	62
II.4.1.a <i>Réfraction d'un rayon lumineux</i>	62

II.4.1.b	Déformation apparente d'un motif au travers d'une interface.....	63
II.4.1.c	Stéréo-réfraction.....	64
II.4.2	Détermination du déplacement apparent du motif.....	65
II.4.3	Algorithme de reconstruction de la surface.....	67
II.4.4	Limites de la méthode.....	69
II.4.5	Sources des incertitudes liées à la méthode.....	70
II.5	Projection de faisceaux laser sur la surface.....	71
II.5.1	Détection du point d'entrée du faisceau laser.....	73
II.5.2	Incertitudes liées à la méthode.....	75
II.6	Validation en bassin à houle.....	75
II.6.1	Bassin à houle.....	75
II.6.2	Estimation des erreurs.....	76
II.6.3	Méthode de Stéréovision.....	76
II.6.3.a	Dispositif expérimental.....	76
II.6.3.b	Résultats.....	78
II.6.4	Stéréo-réfraction.....	81
II.6.4.a	Dispositif expérimental.....	81
II.6.4.b	Résultats.....	81
II.6.5	Faisceau laser.....	82
II.6.5.a	Dispositif expérimental.....	82
II.6.5.b	Résultats.....	83
II.7	Conclusion.....	85

CHAPITRE III Outils de caractérisation de l'écoulement généré par un modèle de navire en bassin des carènes..... 87

III.1	Bassin des carènes et modèles de bateaux :.....	89
III.1.1	Bassins des carènes.....	89
III.1.2	Modèles de bateaux utilisés.....	90
III.2	Paramètres étudiés :.....	91
III.3	Mesures du champ de vagues au sein du bassin de l'Institut Pprime.....	92
III.3.1	Mesures par stéréo-corrélation.....	93
III.3.1.a	Système stéréoscopique.....	93
III.3.1.b	Calibration du système stéréoscopique.....	94
III.3.1.c	Reconstruction de la surface et incertitude de mesure.....	95
III.3.2	Mesures par stéréo-réfraction.....	97
III.3.2.a	Système de stéréo-réfraction.....	97
III.3.2.b	Calibration du système de stéréo-réfraction.....	98
III.3.2.c	Reconstruction de la surface et du champ de vitesse.....	99
III.3.2.d	Incertitudes.....	100
III.3.3	Reconstruction du champ de vagues global généré par le modèle DGA.....	101
III.4	Mesure de la vague d'étrave du modèle DGA.....	102
III.4.1	Dispositif expérimental.....	102
III.4.1.a	Système stéréoscopique.....	102
III.4.1.b	Calibration.....	104
III.4.2	Reconstruction de la surface et incertitudes de mesures.....	105
III.5	Mesures du champ de vitesse autour de la carène par vélocimétrie par images de particules stéréoscopique : Stéréo-PIV.....	106
III.5.1	Principe de la Stéréo-PIV.....	106
III.5.1.a	Estimation des trois composantes de la vitesse.....	106
III.5.1.b	Correction du désalignement mire-nappe laser.....	109
III.5.2	Dispositif expérimental.....	110
III.5.2.a	Système de PIV-stéréoscopique.....	110
III.5.2.b	Calibration.....	111
III.5.2.c	Reconstruction du champ de vitesse.....	112
III.6	Mesures du champ de vagues généré par le modèle DGA au B600.....	113
III.6.1	Dispositif expérimental.....	113
III.6.1.a	Système stéréoscopique et système de projection laser.....	113

III.6.1.b	<i>Calibration</i>	115
III.6.1.c	<i>Reconstruction de la surface</i>	116
III.7	Outil numérique pour la simulation de l'écoulement autour d'une carène de navire	118
III.7.1	Modèles numériques :	118
III.7.2	Modélisation de l'écoulement :	119
III.7.2.a	<i>Domaine de calcul</i>	119
III.7.2.b	<i>Maillage</i>	120
III.7.2.c	<i>Modèle de turbulence</i>	122
III.7.3	Comparaison du champ de vagues simulé et mesuré	123
III.8	Outils d'analyse des données	124
III.8.1	Analyse des champs de vagues	124
III.8.1.a	<i>Caractérisation des ondes et du champ de vagues</i>	124
III.8.1.b	<i>Etude dans le domaine de Fourier</i>	126
III.8.2	Outil d'analyse des champs de vitesse	128
III.9	Conclusion	129
 CHAPITRE IV RESULTATS		131
IV.1	Description générale du sillage généré par le modèle	133
IV.1.1	Description du sillage	133
IV.1.1.a	<i>Champ de vagues</i>	133
IV.1.1.b	<i>Enveloppe du sillage</i>	137
IV.1.2	Décroissance des ondes	139
IV.1.3	Evolution de la hauteur des ondes avec la vitesse du navire : Comparaisons avec les modèles empiriques proposés dans la littérature	141
IV.2	Analyse du champ de vagues dans l'espace de Fourier	142
IV.2.1	Description du spectre : Comparaison avec la relation de dispersion en eau profonde	142
IV.2.2	Extraction de la relation de dispersion expérimentale	143
IV.2.3	Décomposition du champ de vagues	147
IV.3	Etude de la vague d'étrave	150
IV.3.1	Description de la vague d'étrave moyenne	151
IV.3.2	Oscillation de la vague d'étrave	155
IV.4	Écoulement autour de la carène	162
IV.4.1	Description de l'écoulement	162
IV.4.2	Relation hauteur d'eau, champ de vitesse	164
IV.4.3	Comparaison avec l'outil numérique	165
IV.5	Effet d'échelle	166
IV.6	Conclusion	168
 CONCLUSION		169
 BIBLIOGRAPHIE		171

INTRODUCTION

Dans le cadre des expertises de la signature non acoustique des plates-formes navales de la Marine Nationale, la Direction Générale de l'Armement et plus particulièrement le département Techniques Hydrodynamiques a entrepris des études sur la signature de sillage de vagues générées par les bateaux. Ces analyses sont réalisées soit par simulations numériques soit par simulations physiques à partir d'essais en bassin des carènes sur modèles à échelles réduites. Dans le cas de ces simulations physiques, des mesures de surface sont en général effectuées au sein des bassins des carènes, en particulier dans le grand bassin de traction de la DGA (*B600*). Les expérimentateurs s'appuient alors sur des méthodes de mesures ponctuelles (sondes résistives, sonde ultrasons) ou sur des techniques basées sur une ligne de mesure par laser. Celles-ci restent donc limitées pour l'identification d'un sillage de vagues, notamment lorsque celui-ci est instationnaire. Le travail qui m'a donc été confié au cours de cette thèse financée par la DGA est le développement de nouvelles méthodes optiques pour l'investigation de la signature des bateaux. Ce travail s'est donc naturellement orienté sur des techniques développées au sein de l'institut Pprime qui sont basées sur la stéréo-corrélation pour mesurer au cours du temps la hauteur et la vitesse des champs de vagues.

Le développement de ces techniques de mesures est effectué en plusieurs étapes. La première phase est le développement et la validation de ces méthodes dans un bassin de taille réduite avant de les appliquer dans un bassin des carènes de taille significative comme celui de l'Institut P'. Enfin, la dernière étape correspond à l'application de ces techniques dans le bassin de grandes dimensions de la DGA (*B600*). Pour chaque phase du développement, les problématiques liées au changement d'échelle de la zone mesurée doivent donc être prises en compte.

En ce qui concerne le choix de l'application, celui-ci est en lien direct avec les problématiques étudiées par la DGA. En ce qui concerne l'analyse des sillages de bateau, ces problématiques correspondent ainsi à l'analyse du champ de vagues généré par des navires maritimes, donc à des sillages en eau profonde autour de formes profilées. L'écoulement généré par un modèle de frégate dans ces conditions sera ainsi étudié au cours de cette thèse. En outre, pour s'inscrire dans les travaux entrepris au sein de l'institut P' sur l'analyse des processus responsables de l'érosion des berges par les ondes de batillage, une seconde forme de navire sera utilisée au sein du bassin de l'institut. Dans ce bassin, l'écoulement est caractérisé par un confinement latéral, typique de la navigation fluviale. L'application de ces méthodes optiques aux mesures de champs de vagues dans ces conditions permettra de revisiter quelques points particuliers bien documentés de ces écoulements en eau profonde comme les propriétés géométriques du sillage ou la vague d'étrave. L'emploi d'un outil de simulation numérique et la comparaison avec des mesures déjà réalisées au sein du B600 permettront de compléter cette étude.

Par conséquent, les deux objectifs de ce travail de thèse sont de :

- Développer des méthodes optiques pour la mesure de hauteur et de vitesse de surfaces libres comprenant une étape de validation et une phase d'application au sillage d'un modèle de navire en bassin des carènes
- Revisiter des résultats sur le sillage d'un navire en eau profonde à partir de mesures de haute qualité (précises et résolues en temps et en espace)

Le premier chapitre sera consacré à une étude bibliographique liée à l'écoulement généré par un navire et à sa caractérisation. Ce chapitre permettra d'introduire les propriétés du sillage d'un bateau en eau profonde. Ensuite, une revue de différents travaux expérimentaux et numériques relatifs à la détermination et à l'analyse des caractéristiques de cet écoulement sera proposée. Enfin, un état de l'art des études liées à la vague d'étrave décrira les propriétés de celle-ci et leur évolution en fonction des paramètres de l'écoulement.

Le second chapitre portera exclusivement sur le développement et sur la validation de méthodes de mesures de surfaces libres par moyens optiques. La première partie de ce chapitre exposera les différentes techniques disponibles dans la littérature. A la suite de cet état de l'art, les trois méthodes de mesure proposées durant ces travaux de thèse en vue d'une application à la mesure du champ de vagues généré par un modèle de navire seront introduites. Les différents algorithmes nécessaires aux mesures de hauteur et de vitesse seront exposés. Enfin, les méthodes seront validées à partir d'essais dans un petit bassin à houle par comparaison avec des mesures de hauteur issues d'une sonde résistive.

Les méthodes de mesures ayant été décrites et validées, leur application à la mesure des ondes autour de modèles de navire sera présentée dans le troisième chapitre. Les dispositifs expérimentaux utilisés dans les deux bassins des carènes seront ainsi exposés. Ces dispositifs permettront de mesurer le champ de vagues proche (vague d'étrave) et lointain (sillage) autour des modèles de bateau. De plus, avec pour objectif de compléter l'analyse de l'écoulement généré par le navire, des mesures de stéréo-PIV et un outil de simulation numérique seront également présentés dans ce chapitre.

Le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit sera consacré à l'analyse des résultats issus des différents essais effectués durant cette thèse. Une description du sillage autour des modèles de bateau utilisés au sein du bassin de l'Institut P' sera ainsi réalisée. Par la suite, une étude du champ de vagues dans l'espace de Fourier sera proposée. Les résultats de mesure de la vague d'étrave seront analysés. L'écoulement tridimensionnel autour du modèle sera également décrit et relié à la hauteur de la surface. Enfin, un paragraphe sera dédié à la comparaison des résultats obtenus pour les deux échelles de maquettes utilisées durant les essais.

Chapitre I LE SILLAGE DE NAVIRE ET SA CARACTERISATION

L'un des principaux objectifs de cette thèse est le développement d'outils de mesures optiques pour l'analyse du sillage d'un navire. Ces outils permettent d'obtenir des mesures non-intrusives et une résolution importante des grandeurs mesurées (surface et vitesse dans l'écoulement). Ces méthodes ont été appliquées à la mesure de l'écoulement générées par un modèle de bateau tracté à vitesse constante en bassin des carènes en eau calme. Le sillage d'un navire dans ces conditions est bien connu et a fait l'objet de multiples études théoriques, numériques et expérimentales.

Ce chapitre décrit, dans un premier temps, les caractéristiques du sillage d'un navire. Ces propriétés sont détaillées en s'appuyant sur la relation de dispersion des ondes en eau profonde, c'est à dire dans les conditions des mesures effectuées durant cette thèse. Dans un deuxième temps, les différents outils utilisés dans la littérature pour la détermination de l'écoulement généré par une carène de bateau dans différentes conditions sont exposés. D'un point de vue expérimental, ces outils sont dans la plupart des cas des instruments de mesure intrusifs tels que des sondes résistives. Un paragraphe consacré aux méthodes numériques utilisées dans le cadre de l'hydrodynamique autour des navires est ensuite présenté. Enfin, un état de l'art plus détaillé sur les caractéristiques de la vague d'étrave est proposé.

I.1 Description général du champ de vagues

Lorsqu'un corps se déplace à la surface d'un fluide, par exemple un navire, un champ de vagues est généré comme l'illustre la Figure I-1.

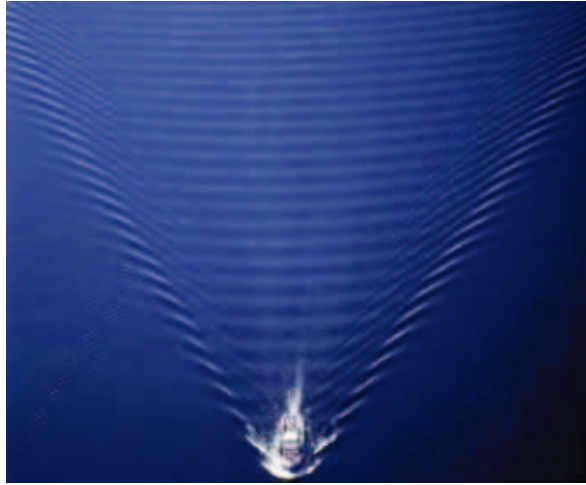


Figure I-1 Image du sillage d'un navire.

A vitesse constante, ce champ de vagues est stationnaire par rapport au navire et peut être décomposé en deux systèmes :

- Vague de Bernoulli (Doutreleau et al. [2011]) appelé encore système de vagues primaires (Bertram [2011]) :

Cette vague correspond à la réponse hydrostatique liée à la distribution de pression autour de la coque du navire. Dans un fluide parfait, un corps immergé profondément ne subit aucune résistance (paradoxe de d'Alembert). L'évolution de l'écoulement autour de la coque est décrite sur la Figure I-2 (Larsson et Raven [2010]). La vitesse est plus faible aux deux extrémités du navire, à la proue et à la poupe, ce qui provoque deux pics de pression. Le long de la carène, le fluide est accéléré, ce qui s'accompagne d'une baisse de la pression. A partir de l'hypothèse de double-modèle, c'est à dire en considérant la surface libre rigide et le navire symétrique par rapport à la surface libre, et de l'équation de Bernoulli, la distribution de pression autour du modèle peut être reliée à la hauteur de la surface. Il en résulte une élévation de la surface libre au niveau de l'étrave suivie d'une baisse du niveau de l'eau le long de la coque et enfin d'une seconde bosse au niveau de la poupe de bateau. La forme de ce système de vagues, c'est à dire son évolution entre minimum et maxima est indépendante de la vitesse du bateau alors que l'amplitude de ces vagues évolue de manière quadratique avec la vitesse (Bertram [2011]).

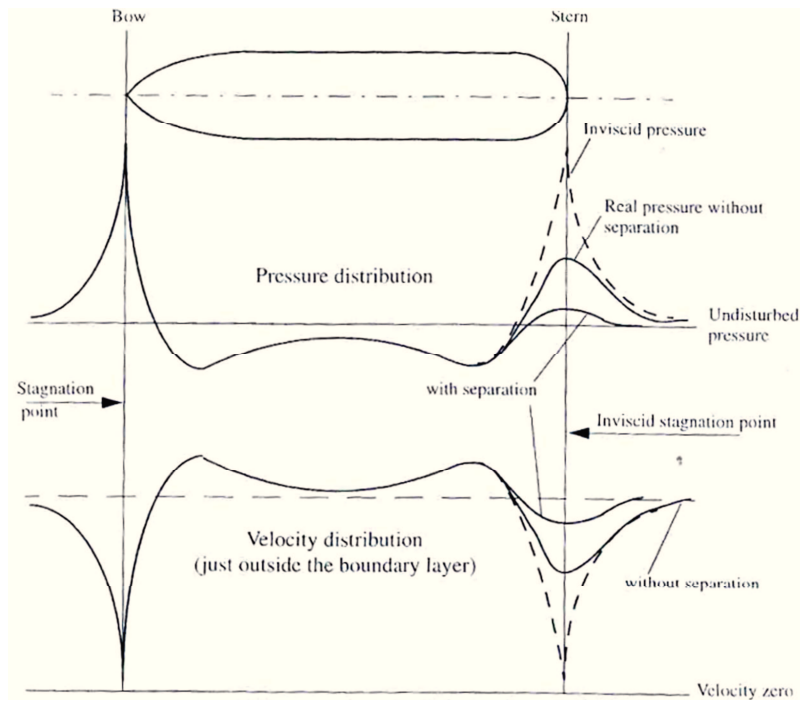


Figure I-2 Vague de Bernoulli. Issu de Larsson et Raven [2010]

- Le sillage de Kelvin :

Ce système de vague a été décrit pour la première fois par Lord Kelvin (Figure I-3) qui le prédit à partir d'un modèle de déplacement d'une perturbation de la surface libre à vitesse constante. Ce sillage est composé d'un système de vagues divergentes (B sur la Figure I-3) et d'un système de vague transverse (C sur la Figure I-3) dont les crêtes sont perpendiculaires à l'avancée de la perturbation. En eau profonde, ces systèmes de vagues sont limités à l'intérieur d'un dièdre de demi-angle $19,47^\circ$. On parle du dièdre de Kelvin. En eau profonde, cet angle est indépendant de la vitesse de la perturbation. Au niveau de ce dièdre, les ondes divergentes forment un angle de $35,27^\circ$ avec la ligne d'avancée de la perturbation.

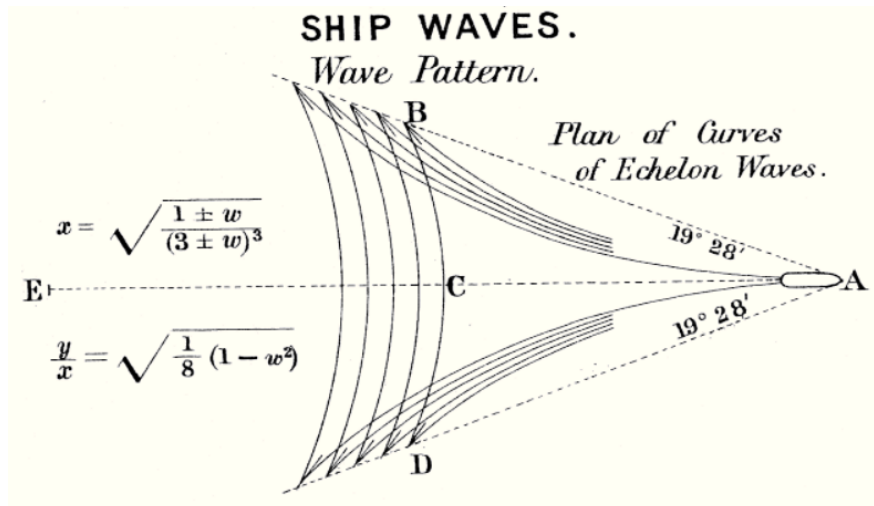


Figure I-3 Sillage de navire (d'après Kelvin)

Ce système de vagues étant stationnaire par rapport au bateau, les ondes qui forment ce système ont une vitesse de phase, C , tel que :

$$C = U_b \cos \theta \tag{I-1}$$

où U_b est la vitesse de la perturbation (ici la vitesse du bateau) et θ l'angle entre la ligne d'avancée et la propagation de l'onde. En eau profonde, la célérité de l'onde étant définie par

$C = \sqrt{(g\lambda)/(2\pi)}$, la longueur des ondes du sillage de Kelvin en eau profonde peut s'écrire sous la forme :

$$\lambda = \frac{2\pi U_b^2 \cos^2 \theta}{g} \quad (I-2)$$

Sur un navire réel, plusieurs dièdres de Kelvin peuvent être générés par des irrégularités de la forme de la carène. Les formes de navires usuelles étant relativement régulières, dans la plupart des cas, deux dièdres à l'avant, commençant par une crête, et à l'arrière, commençant par un creux, sont produits. Les deux systèmes de vagues transverses générés à l'avant et à l'arrière du navire interagissent donc au niveau de la poupe du navire. Ainsi, si la longueur du bateau est un multiple de la longueur d'onde des vagues transverses, ces deux systèmes interagissent de manière destructive. Le système d'ondes transverses sera alors fortement atténué. Inversement, si la longueur du bateau est un nombre demi-entier de la longueur d'onde, ces ondes interagissent de façon favorable. Ces interactions, souvent prises en compte en architecture navale pour des questions de résistance à l'avancement, modifient les caractéristiques du champ de vagues généré.

Les caractéristiques géométriques du sillage de Kelvin décrites précédemment peuvent être retrouvées à partir de la théorie développée par Kelvin ou à partir d'une reconstruction géométrique (Tricker [1965], Rousseaux [2012]). Ici, une méthode proposée par Carusoto et Rousseaux [2012] est détaillée. En effet, dans cette étude, les auteurs fournissent une "recette" pour déterminer les caractéristiques géométriques de différents phénomènes d'émission de radiation à partir de la forme de la relation de dispersion. Ils appliquent notamment leur méthode aux ondes hydrodynamiques.

La relation de dispersion des ondes de surface en présence de tension de surface et pour une hauteur d'eau h peut s'écrire sous la forme :

$$\omega^2 = (gk + \frac{\gamma}{\rho} k^3) \tanh(kh) \quad (I-3)$$

où ρ est la masse volumique et γ la tension de surface de l'interface air-eau. Dans le cas de l'approximation eau profonde, $kh \gg 1$ donc $\tanh kh \approx 1$, et en négligeant la tension de surface, cette relation peut être approximée par :

$$\omega = \pm \sqrt{gk} \quad (I-4)$$

où $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Dans le repère lié à une perturbation se déplaçant à la vitesse U suivant l'axe x , cette relation devient :

$$\omega^* = \sqrt{gk} - Uk_x \quad (I-5)$$

Le mode de fréquence nulle, appelé "mode zéro", étant solution, la relation de dispersion s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$k_y = \pm \frac{U^2}{g} k_x \sqrt{k_x^2 - \frac{g^2}{U^2}} \quad (I-6)$$

Cette fonction est représentée dans le domaine des nombre d'onde (k_x, k_y) pour différentes vitesses sur la Figure I-4. Cette fonction est symétrique par rapport aux deux axes du repère. La solution existe si $k_x \geq k_0 = g/U^2$. Cette valeur correspond donc au plus petit nombre d'onde émis par le bateau. Par conséquent, la longueur d'onde la plus grande est donc :

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} = 2\pi \frac{U^2}{g} \quad (\text{I-7})$$

Cette longueur d'onde correspond aux ondes transverses se propageant dans la direction du navire.

Lorsque k_x tend vers k_0 , la fonction définie par l'équation 4 se comporte tel que :

$$k_y \cong \pm \sqrt{\frac{2g}{U^2}(k_x - k_0)} \quad (\text{I-8})$$

tandis que lorsque k_x tend vers l'infini, la fonction se comporte de façon asymptotique comme :

$$k_y \cong \pm \frac{U^2}{g} k_x^2 \quad (\text{I-9})$$

Cette courbe comporte un point d'inflexion, k_x^{infl} où la pente de la courbe définie par dk_y/dk_x est minimum. A ce point, l'angle entre la normale à la courbe et l'axe des k_x , noté α , est maximal. Cet angle peut s'exprimer à partir de :

$$\tan \alpha = -\frac{dk_y}{dk_x} \quad (\text{I-10})$$

soit à partir de l'équation (I-6) :

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\sqrt{\frac{k_x^2}{k_0^2} - 1}}{2 \frac{k_x^2}{k_0^2} - 1} \quad (\text{I-11})$$

α est donc égal à 0 pour $k_x = k_0$ et atteint un maximum à $k_x = k_x^{infl} = \pm \sqrt{\frac{3}{2}} k_0$ et sa valeur est $\alpha_m = \tan^{-1}(1/\sqrt{8}) \approx 19,47^\circ$. Cet angle définissant le sillage de Kelvin est indépendant de la vitesse du navire sous la condition eau profonde. La courbe de la fonction définie par l'équation (I-11) est fournie sur la Figure I-4.b. Pour les valeurs de $\alpha < \alpha_m$, il existe deux solutions de nombre d'ondes longitudinal, k_x . Ceci, correspond à l'intersection des différents systèmes de vagues constituant le sillage de Kelvin. La direction du vecteur d'onde au niveau du dièdre de Kelvin est déterminé par l'orientation du vecteur $k(k_x, k_y)$ au niveau du point d'inflexion. L'angle en ce point est donc défini par $\tan \beta = k_x^{infl}/k_y^{infl} = 1/\sqrt{2}$, d'où $\beta \approx 35,26^\circ$. Cette valeur correspond à l'angle des vagues divergentes au niveau du dièdre de Kelvin.

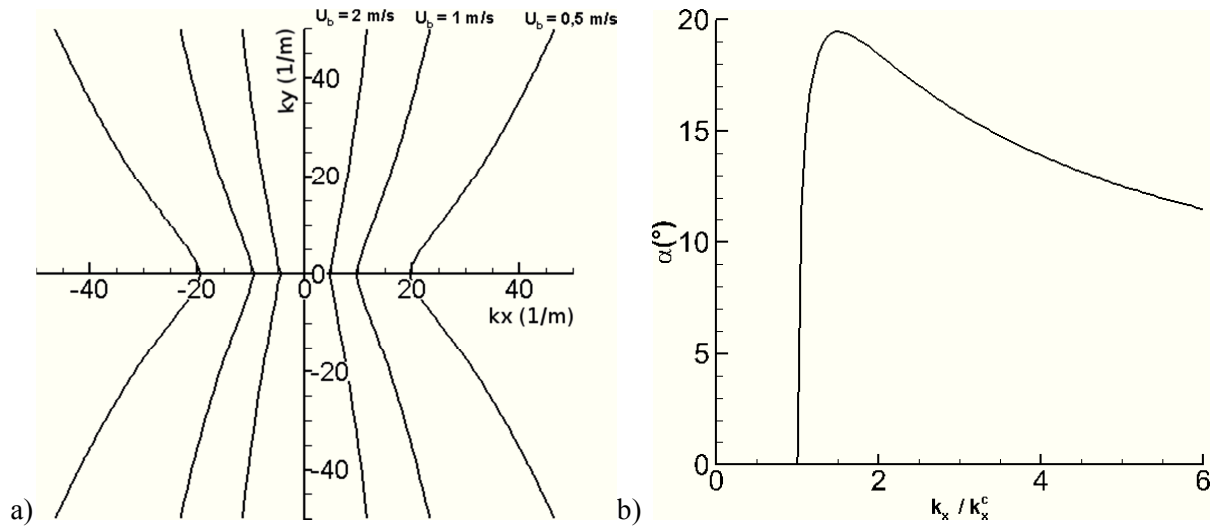


Figure I-4 a) Relation de dispersion en eau profonde pour différentes vitesses de navires b) Valeurs de l'angle du sillage de Kelvin

Une autre caractéristique des ondes générées par un navire est la décroissance des amplitudes des différentes vagues générées par le navire. Ainsi Havelock [1908] montre que l'amplitude des ondes au niveau de la ligne définissant le dièdre de Kelvin, i.e. la ligne à $19,47^\circ$, a une décroissance inversement proportionnelle à la racine cubique de la distance à la perturbation. Ainsi, sur la ligne du dièdre, l'amplitude des vagues évolue suivant :

$$A(r) = \beta r^{-1/3} \quad (\text{I-12})$$

où r est la distance radiale à la perturbation, dans le cas d'un navire r sera la distance à l'avant du navire, et β une constante. En ce qui concerne les vagues transverses et divergentes à l'intérieur du dièdre, l'amplitude décroît de manière inversement proportionnelle à la racine carrée de la distance à la perturbation. L'évolution de l'amplitude de ces vagues en fonction de la distance au bateau s'écrira donc :

$$A(r) = \beta' r^{-1/2} \quad (\text{I-13})$$

L'ensemble des considérations précédentes suppose que les effets de hauteur d'eau sont négligeables. Pour définir la limite de la validité de cette hypothèse, Sorensen [1967] s'intéresse aux vagues les plus longues qui sont dans le cas d'un navire les vagues transverses. Pour une limite eau profonde basée sur la condition, $h/\lambda = 0,5$ et à partir de l'équation (I-2), le nombre de Froude basé sur la hauteur correspondant à cette limite peut être déterminé tel que :

$$F_h = \frac{V}{\sqrt{gh}} = \frac{\sqrt{(g\lambda)/(2\pi)}}{\sqrt{gh}} \approx 0,56 \quad (\text{I-14})$$

Ainsi les caractéristiques des ondes pour des nombres de Froude, F_h , supérieurs à 0,6 voir 0,7 vont être affectées par la hauteur d'eau (Soomere [2009]). En particulier, l'angle du sillage de Kelvin tend vers 90° lorsque le nombre de Froude, F_h , se rapproche de 1 (Figure I-5). Au-dessus de cette valeur de l'unité, le sillage correspond au cas super-critique et la valeur de l'angle diminue avec l'augmentation du nombre de Froude. Au cours de ces travaux de thèse, les mesures réalisées correspondent à des nombres de Froude, $F_h < 0,68$, donc au cas sous-critique. Les vagues ne seront donc pas (significativement/ ou peu) affectées par les effets de profondeur.

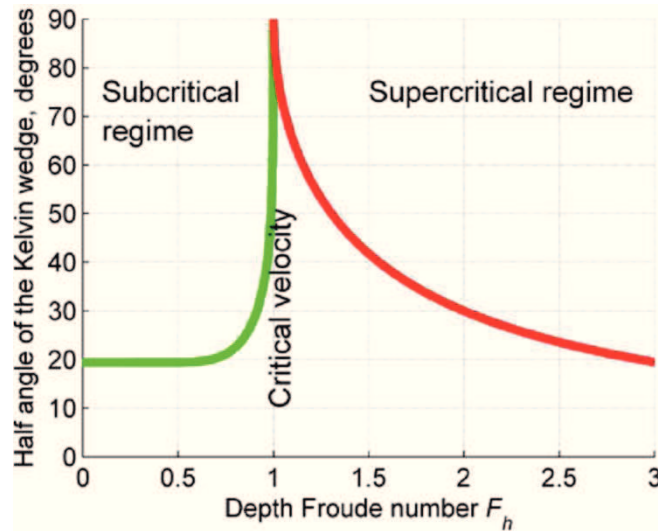


Figure I-5 Evolution de l'angle de sillage avec le nombre de Froude F_h . Issue de Soomere [2009]

En eau profonde, c'est à dire pour de nombre de Froude $F_h < 0,6$, l'angle du sillage de Kelvin (19,47°) est donc indépendant de la vitesse du navire. Une étude récente de Rabaud et Moisy [2013] montre cependant que l'angle du dièdre décroît en $1/U_b$ pour des vitesses importantes, ceci de manière similaire à l'angle du cône de Mach dans les écoulements supersoniques (Figure I-6). Ce phénomène est expliqué par le caractère fini de la taille de la perturbation, correspondant à la taille du navire L . Cette étude repose sur des mesures de l'angle du sillage basées sur d'une part des données issues d'imagerie satellite et d'autre part des simulations numériques. A partir de ces estimations de l'angle du sillage, les auteurs proposent ainsi un modèle basé sur le nombre de Froude F_L , basé sur la longueur du bateau, avec une transition entre le régime de Kelvin et le régime de Mach situé autour de $F_L \approx 0,5$.

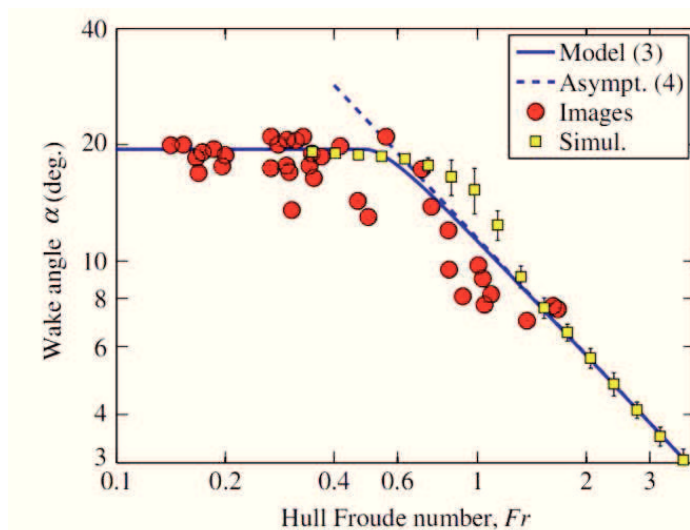


Figure I-6 Angle du sillage de navire en eau profonde et dépendance au nombre de Froude F_L : Issue de Rabaud et Moisy [2013]

On note ici, que d'autres études basées notamment sur l'analyse d'imagerie aérienne ont été entreprises dans le but d'estimer des caractéristiques d'un bateau naviguant en eau profonde à partir de la photographie de son sillage. Ainsi, Wu [1991] et Griffin et al. [1996] utilisent des images aériennes pour remonter à la vitesse du navire et à des caractéristiques de la forme de la coque (Longueur, largeur, Volume). Les caractéristiques de la coque sont issues d'une analyse basée sur la fonction d'amplitude d'onde. La vitesse est estimée à l'aide d'une analyse à l'aide d'une transformée de Fourier. Cette analyse est reprise par Arnold-Bos et al. [2007] pour déterminer la vitesse et la direction d'un navire à partir d'image satellite de son sillage. L'idée de cette méthode est d'analyser la signature spectrale du sillage de Kelvin dont les niveaux de gris sur l'image sont assimilés à la pente locale de la surface (Figure I-7.a). Pour cela, les auteurs réalisent une transformé de Fourier de l'image puis détectent le maximum d'intensité à partir de filtres adaptés.

Dans le cas d'un navire se déplaçant dans la direction x , ce maximum correspond à la relation de dispersion définie par l'équation (I-4). Une analyse similaire sera réalisée sur les données issues des mesures effectuées au cours de cette thèse.

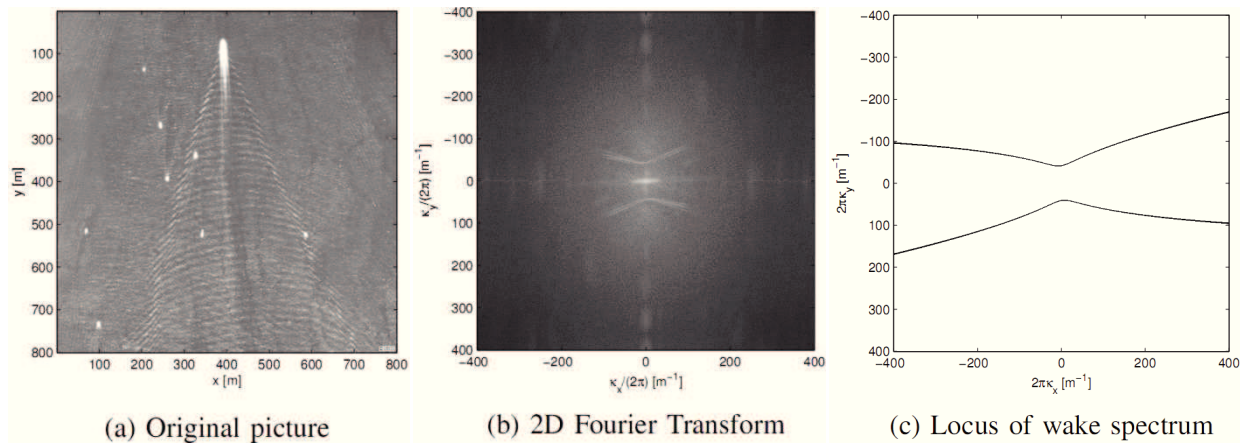


Figure I-7 Traitement d'image radar et extraction de la relation de dispersion à partir de la transformée de Fourier 2D. Issues de Arnold-Bos et al. [2007]

I.2 Détermination de l'écoulement généré par un navire

I.2.1 Mesures expérimentales de l'écoulement généré par le déplacement d'un bateau

Les essais en bassin des carènes sont réalisés sur des navires à échelles réduites et concernent dans la majeure partie des cas des études liées à la résistance à l'avancement. Pour relier ces essais aux navires réels, des lois de similitudes doivent être respectées. Ainsi, les nombres de Froude, F_L , et les nombres de Reynolds, Re , définis au réel et au modèle doivent être égaux. On a alors :

$$\frac{U_r}{U_m} = \frac{\nu_r L_m}{\nu_L L_r} \quad (\text{I-15})$$

où l'indice m désigne le modèle et l'indice r le réel. La viscosité du fluide étant, soit inchangée si les essais en bassin concernent des modèles réels en eau douce, soit très proche dans le cas de navires naviguant en mer (eau salée), cette relation est impossible à respecter. Les essais en bassin des carènes ne peuvent donc modéliser l'ensemble des phénomènes, ondes de surface et effets de viscosité, pour une même échelle. Pour résoudre ce problème, la similitude de Froude est adoptée. Elle consiste à décomposer la résistance à l'avancement en deux parties : une partie résistance de vagues et une partie résistance visqueuse. Nous ne nous sommes pas intéressés à la mesure de la résistance à l'avancement durant ces travaux de thèse mais il est intéressant de noter cette difficulté à étudier l'ensemble des caractéristiques de l'écoulement autour des modèles réels à partir d'essais à échelle réduite. Des études analysant les effets d'échelle sur les caractéristiques de l'écoulement généré par un modèle de navire sont présentées par la suite. Dans un premier temps nous nous intéressons aux méthodes et analyses des mesures de l'écoulement généré par un modèle de navire en bassin des carènes, l'étude de la vague d'étrave étant présentée dans un paragraphe indépendant.

Les mesures de surfaces en bassins des carènes sont dans la plupart des cas effectuées à l'aide de sondes de hauteur (résistives, capacitives ou acoustiques par exemple). Ces mesures peuvent permettre la mesure de la résistance de vague à partir de méthode type "longitudinal cut" (Lalli et al. [2007]), la caractérisation des ondes en fonction des caractéristiques de l'écoulement ou la création de bases de données pour des validations numériques. Johnson [1957] utilise déjà des sondes résistives pour mesurer les ondes générées par un modèles de bateau en bassin des carènes dans le but de prédire l'écoulement généré par un navire dans une voie navigable en condition eau peu profonde. Il analyse ainsi la hauteur maximale des ondes générées et met en

évidence un nombre de Froude limite au-dessus duquel la hauteur des vagues cesse de croître avec le nombre de Froude. Whittaker et al. [2001] ont réalisé des essais en bassin des carènes sur les caractéristiques des vagues de sillage générées par un ferry rapide, $F_h > 1$, en eau peu profonde. Les hauteurs des vagues générées ont également été déterminées grâce à des sondes résistives autour d'une maquette de bateau à l'échelle 1:50 (Figure I-8). Les auteurs ont alors pu comparer les caractéristiques des vagues mesurées avec la théorie. Ils ont ainsi montré la bonne concordance entre les deux, notamment en ce qui concerne les angles que forment les crêtes des vagues divergentes.

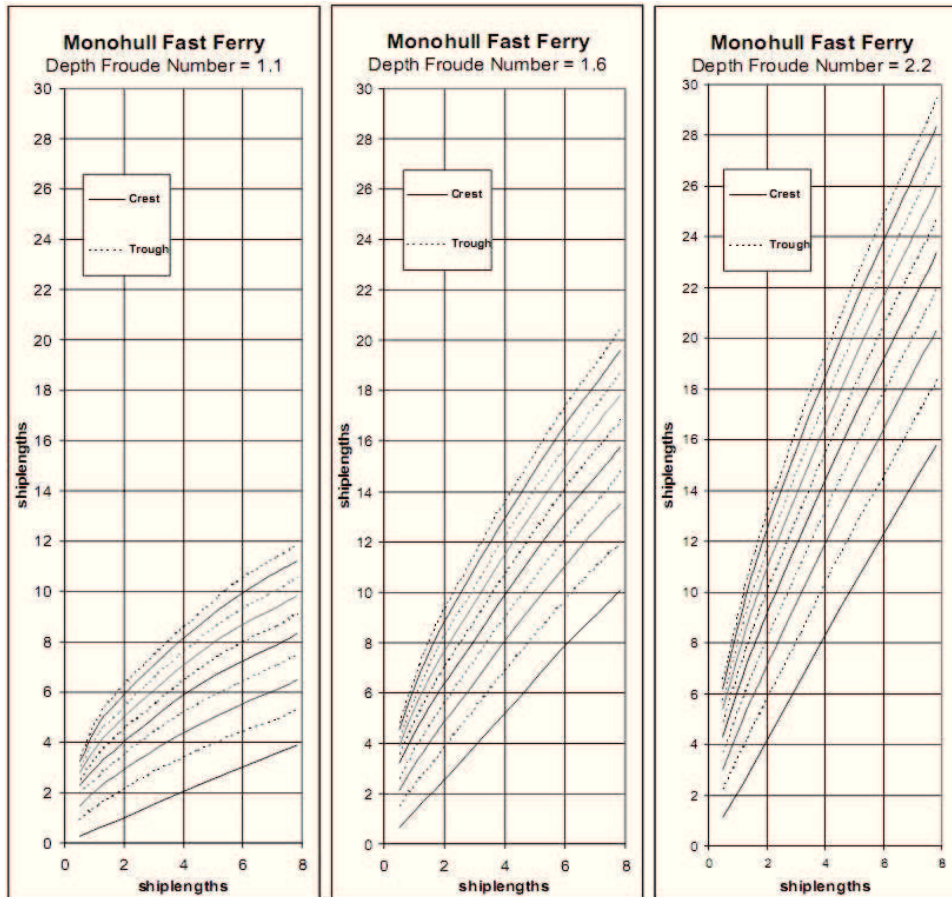


Figure I-8 Détermination des crêtes et des creux des ondes générées par un navire rapide. Issue de Whittaker et al. [2001]

De nombreuses autres études en bassin des carènes ont été entreprises pour déterminer la surface mais également la vitesse de l'écoulement dans différentes configurations. Longo et al. [1992] et Longo et al. [1993] mesurent le champ de vague, la résistance à l'avancement, la pression sur la carène ainsi que l'écoulement proche paroi autour d'un modèle de bateau "série 60 $C_b=0.6$ ". Dans ces études, les champs de vagues sont mesurés à l'aide de sondes de hauteur et la mesure de vitesse à l'aide de sondes de Pitot. Avec un dispositif similaire, Gui et al. [2001] et Gui et al. [2002] mesurent la surface libre autour d'un navire dans un champ de vagues régulier. Ils utilisent des sondes de hauteur afin de mesurer le champ instationnaire autour de la carène. Afin d'obtenir des données permettant la détermination de valeurs statistiques en chaque point, un nombre important de passages de bateau est nécessaire. On note également que durant ces essais, les auteurs mesurent les différentes forces et moments appliqués sur la carène. Kim et al. [2001] mesurent l'écoulement généré par un modèle de bateau commercial, type porte conteneur. Pour cela, ils réalisent des mesures de hauteur, de vitesse près de la coque et de résistance à l'avancement. Comme précédemment, les mesures de hauteur dans le champ lointain sont réalisées à l'aide de sondes résistives fixes à partir de passages successifs. Le vague proche du bateau est mesurée à l'aide de sondes embarquées se déplaçant avec le bateau. Ils reconstruisent ainsi le champ de vagues autour des différents modèles de bateaux étudiés (Figure I-9.a). Les mesures de vitesse sont réalisées près de la coque à l'aide de cinq tubes de Pitot déplacés dans le champ de mesure. Les vitesses dans différents plans sont estimées pour les différentes formes de bateaux (Figure I-9.b). Van et al. [2006] réalisent des mesures semblables sur des navires

équipés cette fois de leur propulseur et gouvernail. On note également que la plupart de ces études s'inscrivent dans la mise en place de *benchmarks* pour la validation des outils de simulations numériques.

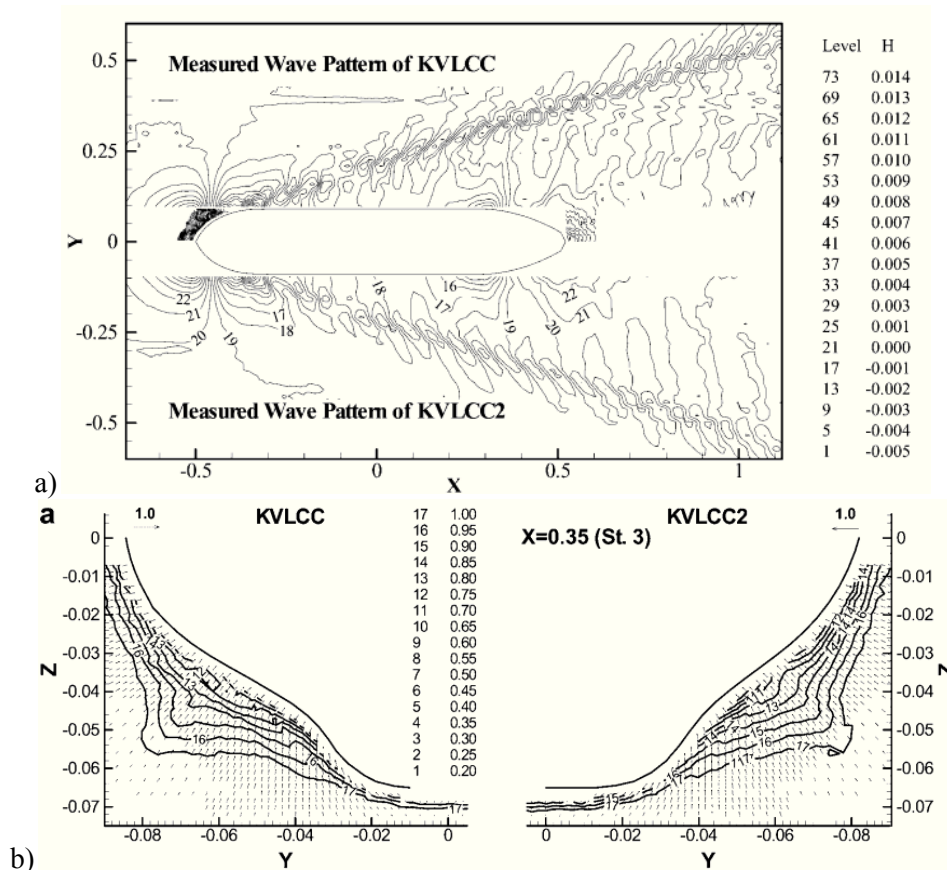


Figure I-9 Mesure de l'écoulement autour de deux formes de carènes différentes : a) Champs de vagues mesurés à l'aide de sonde résistives b) Écoulement proche de la coque des modèles (vecteurs et normes de vitesse) Issues de Kim et al. [2001]

Les études présentées précédemment utilisent des méthodes de mesures intrusives pour les mesures de surfaces ou de vitesse. Dans le but de permettre des mesures de vitesse mais également de hauteur de façon non intrusive, les méthodes optiques sont de plus en plus utilisées dans le secteur de la recherche en hydrodynamique navale. Pour les mesures de vitesse autour de carènes, les méthodes de PIV sont maintenant couramment utilisées. Lee et al. [2003] réalisent des mesures de vitesse de l'écoulement autour d'un modèle de porte-conteneur par PIV. Dans cette étude, les auteurs s'intéressent à une zone située à la poupe du navire et à une zone dans le sillage proche du navire. Ces essais sont effectués en canal hydrodynamique et permettent aux auteurs de remonter aux valeurs moyennes de vitesse, à la vorticité et l'énergie cinétique turbulente dans chaque plan de mesure. Les résultats montrent le développement d'un écoulement transverse au niveau de la poupe du modèle, (Figure I-10), et des vortex longitudinaux dominant la structure de l'écoulement dans la région proche sillage. Lee et al. [2009] réalisent le même type de mesures pour des navires à différents chargements (différents tirants d'eau et inclinaison du modèle). Ils analysent ainsi les caractéristiques de l'écoulement pour différentes configurations. D'autres études utilisent la PIV pour déterminer l'écoulement autour des propulseurs des navires. C'est le cas par exemple des études proposées par Paik et al. [2004] et Di Felice et al. [2004]. Di Felice et Pereira [2011] présentent les développements et les applications récentes des méthodes de mesures par PIV à la mesure de l'écoulement autour d'un modèle de navire dans différentes conditions.

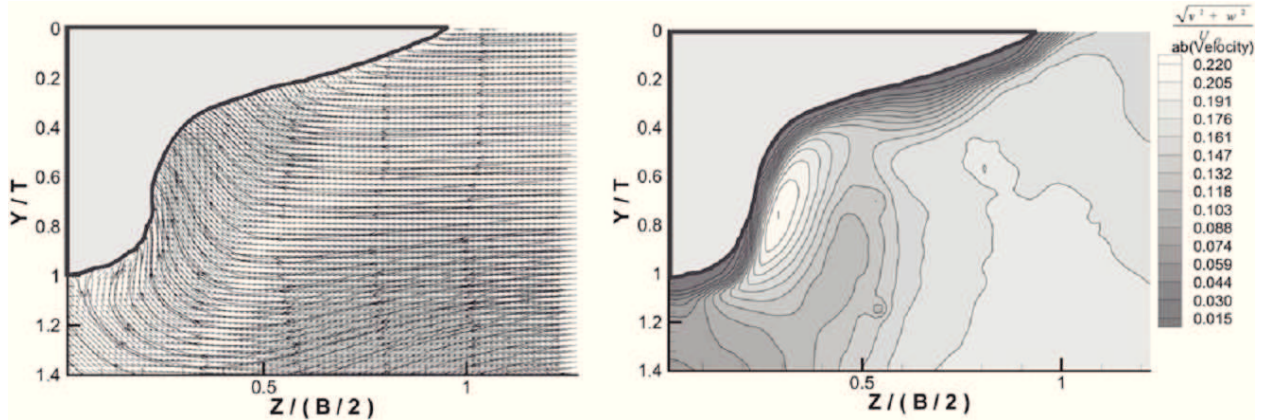


Figure I-10 Mesures de vitesse par PIV réalisées proches de la poupe du navire : a) Ligne de courant b) Norme de vitesse dans le plan. Issues de Lee et al. [2003]

Les méthodes de mesures optiques peuvent également être utilisées pour mesurer les vagues autour de modèles de bateaux. Perelman et al. [2011] utilisent une méthode de mesures basée sur la détection de la projection d'une ligne laser sur la surface de l'eau. Ils reconstruisent ainsi le champ de vagues autour d'un modèle de navire à différents nombres de Froude (Figure I-11). On note que ces mesures ont été effectuées sur le même type de carène que celui utilisé durant cette thèse. Les applications de méthodes de mesures de champs de vagues dynamiques 3D sont peu nombreuses et sont présentées dans le Chapitre II consacré au développement de ce type de mesures.

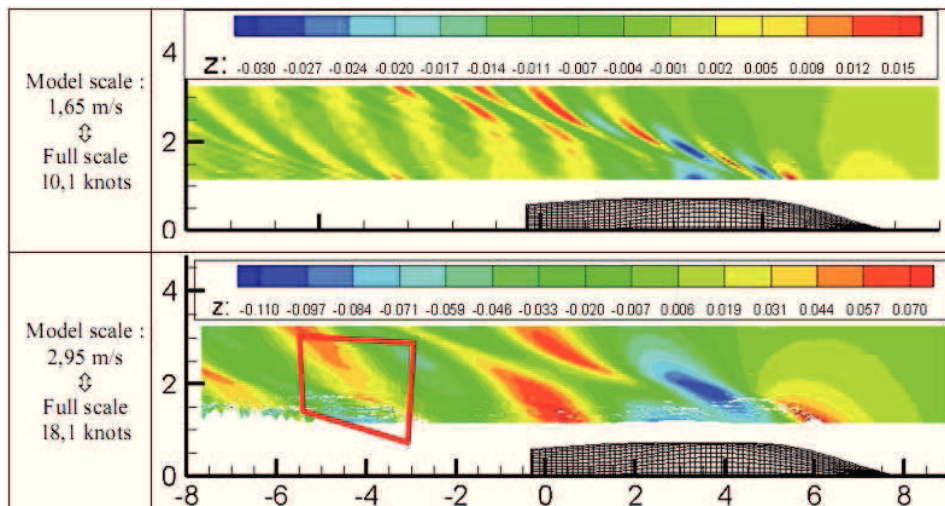


Figure I-11 Champ de vagues reconstruit par projection d'une ligne laser. Issues de Perelman et al. [2011]

Un autre aspect des travaux expérimentaux en lien avec l'écoulement généré par un navire est l'étude et la prédiction de l'érosion des berges des voies navigables due aux ondes de batillage. Une thèse récente de Macfarlane [2013] se focalise sur cette problématique et présente un inventaire des différentes études déjà réalisées sur le sujet. Ces différents travaux ont été réalisés à partir de mesures de terrain, de mesures en bassin ou à partir de méthodes numériques (présentées dans la partie suivante). La plupart des études de terrains ont pour objectif de comprendre le lien entre les ondes générées par un navire et l'érosion des berges. Ces études reposent sur des mesures de hauteur, de vitesse et de la concentration en sédiments près des berges au passage d'un bateau (Verney et al. [2007]). Ces mesures permettent ainsi aux auteurs de caractériser les mécanismes responsables de l'érosion des berges due aux passages de navires. D'autres études de terrains, comme celles de Velegraskis et al. [2006], analysent les caractéristiques des vagues en fonction des caractéristiques du navire, ici sa longueur et sa vitesse. Le but de telles études est de définir des modèles de prédiction des ondes générées par un bateau. Pour ce faire, de nombreux paramètres doivent être pris en compte : la forme du bateau, sa vitesse, la distance à la ligne d'avancée du navire, le niveau d'eau et la topographie des berges. Dans la majorité des cas, les auteurs se sont intéressés à la prédiction de la hauteur maximale des ondes au niveau des berges en s'appuyant sur des données issues de mesures de

laboratoire ou de terrain. Sorensen [1997] fournit un inventaire de différents modèles présents dans la littérature définissant la hauteur maximale des vagues, Figure I-12, en fonction de différents paramètres. Ces modèles sont dans la plupart des cas déterminés à partir de mesures et de considérations théoriques comme la décroissance des vagues avec la distance à la ligne d'avancée (équation (I-12)) modélisée par une puissance $-1/3$. Par exemple, le modèle proposé par Verhey et Bogaerts [1989] s'écrit sous la forme :

$$H_m = A'' h \left(\frac{y}{h} \right)^{-1/3} F_h^4 \quad (\text{I-16})$$

où A'' est une constante dépendante de la géométrie du bateau, y est la distance perpendiculaire à la ligne d'avancée du bateau et h la profondeur d'eau. Ce modèle est issu de mesures en bassin d'essais des carènes en eau profonde ($F_h < 0.7$). Il correspond aux conditions des mesures effectuées durant ces travaux de thèse.

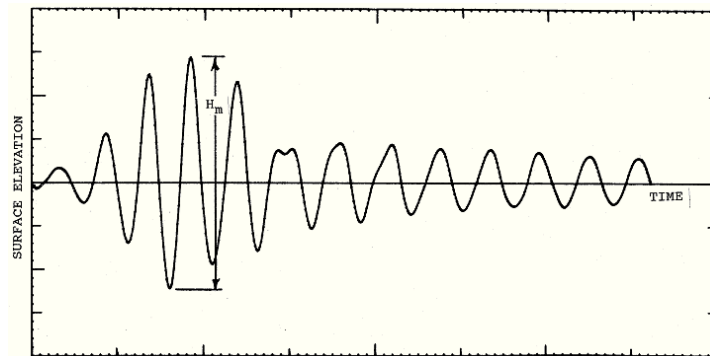


Figure I-12 Définition de la hauteur maximale des vagues. Issue de Sorensen [1997]

I.2.2 Etudes numériques

Le paragraphe précédent a notamment présenté les différentes méthodes utilisées au sein des bassins des carènes pour déterminer l'écoulement, surface et vitesse, autour d'un modèle de navire. Certaines des études présentées avaient pour but de fournir des bases de données pour la validation des méthodes numériques visant à simuler l'écoulement autour de navires. De même que pour les essais en bassin, les études numériques réalisées autour de navire recouvrent un large champ d'applications (Bertram et al. [2011]).

Les méthodes numériques basées sur des éléments aux frontières, utilisés pour les écoulements potentiels, permettent de calculer le champ de vagues et la résistance de vagues de manière rapide. Cependant, ces méthodes ne permettent pas d'analyser les propriétés de l'écoulement visqueux au sein des propulseurs par exemple ou de calculer la résistance visqueuse. C'est pour quoi, la plupart des méthodes utilisées aujourd'hui pour la simulation de l'écoulement autour de navire sont basées sur des solveurs permettant la simulation d'écoulements visqueux et la résolution de problèmes à surface libre. Gorski [2001] et plus récemment Stern et al. [2012] présentent un état de l'art des différentes méthodes numériques et de leurs applications dans le domaine de l'hydrodynamique marine. Dans ce domaine, les méthodes *RANS* (Reynolds-averaged Navier–Stokes) couplées à des méthodes de détection de surface type *VOF* ou *level-set* sont les plus utilisées. Stern et al. [2012] fournissent un diagramme, Figure I-13, présentant les différentes méthodes appliquées en hydrodynamique pour la simulation d'écoulement visqueux autour de coques de navires et notamment les différentes techniques de modélisation de l'interface.

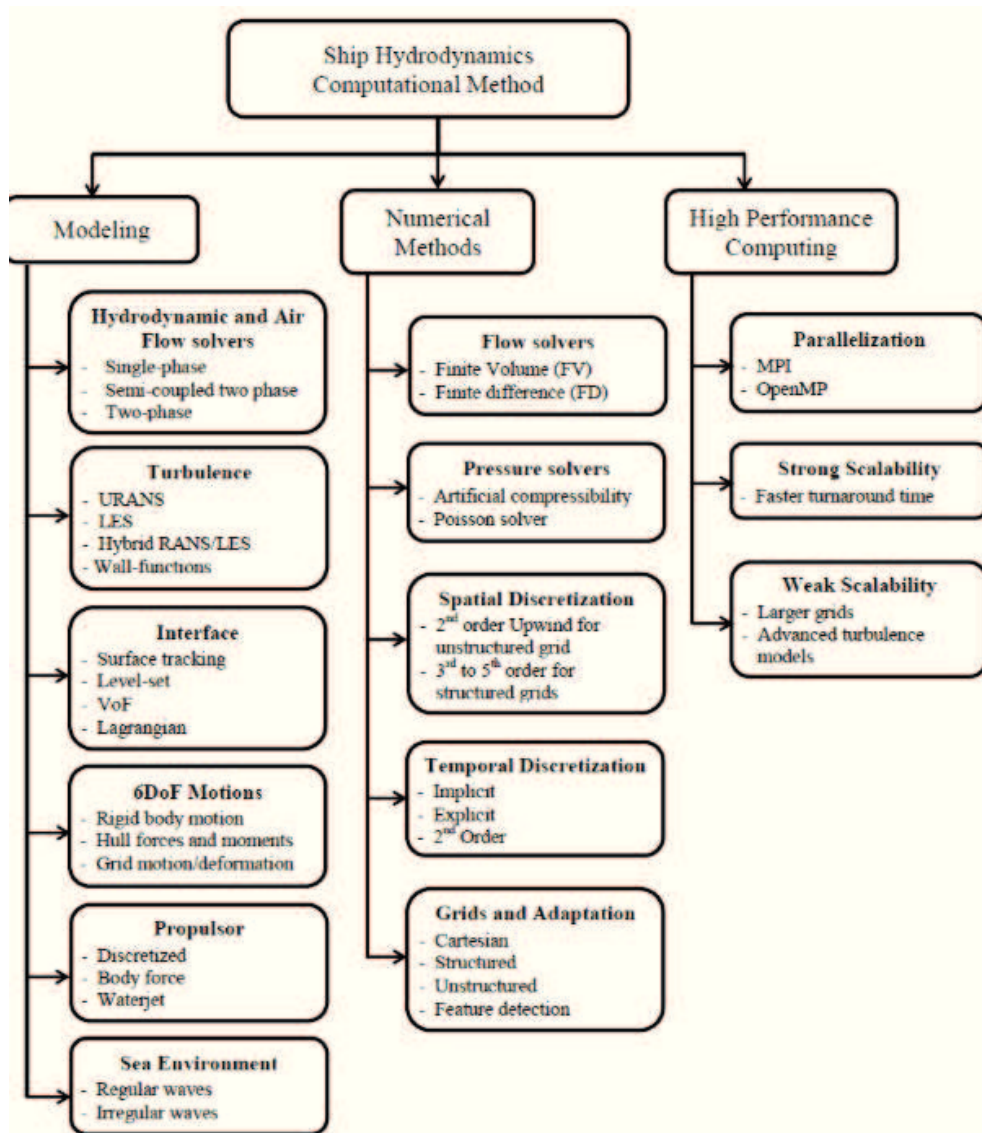


Figure I-13 Diagramme des composantes de méthodes de calculs pour la simulation de l'hydrodynamique des navires. Issue de Stern et al. [2012]

Les applications de ces méthodes sont nombreuses : estimation de la résistance à l'avancement, étude de l'écoulement autour de navire avec ou sans propulseur (Tahara et Stern[1996], Zhang [2010]), étude de l'écoulement autour d'une carènes en présence de houle (Sato et al. [1999], Carrica et al. [2006]), estimation de la vague d'étrave, estimation des caractéristiques des vagues en fonction de la topologie de la voie navigable en condition eau peu profonde. Pour cette dernière application, des méthodes basées sur les équations de Boussinesq et sur la théorie des corps élancés sont utilisées (Dam et al.[2008], Jiang et al. [2002]).

Dans ces travaux de thèses, une méthode numérique basée sur une modélisation *RANS* et sur une estimation de la surface libre à partir d'une méthode VOF a été réalisée pour simuler l'écoulement autour d'un modèle de bateau au sein d'un bassin de traction. L'objectif étant de reproduire les conditions de l'expérience afin de comparer le champ de vagues et l'écoulement déterminés expérimentalement et numériquement. Cette méthode a été utilisée notamment par Ji [2012] et Ji et al. [2012] pour modéliser les ondes de batillage générées par le passage d'un bateau dans une voie navigable (Figure I-14). Un des objectifs des ces études est d'étudier la relation entre l'écoulement généré par le passage du bateau avec le transport sédimentaire.

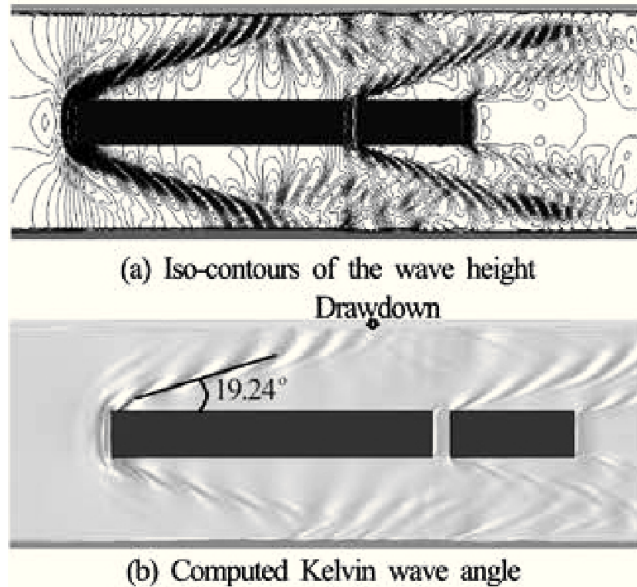


Figure I-14 Champ de vagues généré par une barge poussée. Issues de Ji et al. [2012]

On note également, que des études numériques ont été entreprises dans le but de prédire les effets d'échelles sur les champs de vagues générés par un modèle réel et un modèle réduit (Starke B. [2004], Raven et al.[2004]). Pour ces études, les auteurs utilisent une méthode RANS. Le principal effet du changement d'échelle sur l'écoulement est une diminution de l'épaisseur de la couche limite sur la coque et une diminution de la largeur du sillage derrière la poupe due aux effets visqueux avec l'augmentation du nombre de Reynolds. L'objectif de ces études est d'analyser l'interaction entre le champ de vagues et l'écoulement visqueux à différentes échelles. Les effets de ces interactions se traduisent notamment au niveau de la poupe du navire par une diminution de la hauteur du système de vagues avec la diminution de nombre de Reynolds. Dans leurs études les auteurs précisent toutefois que les effets du changement d'échelles sur le champ de vagues est relativement faible (Figure I-15).

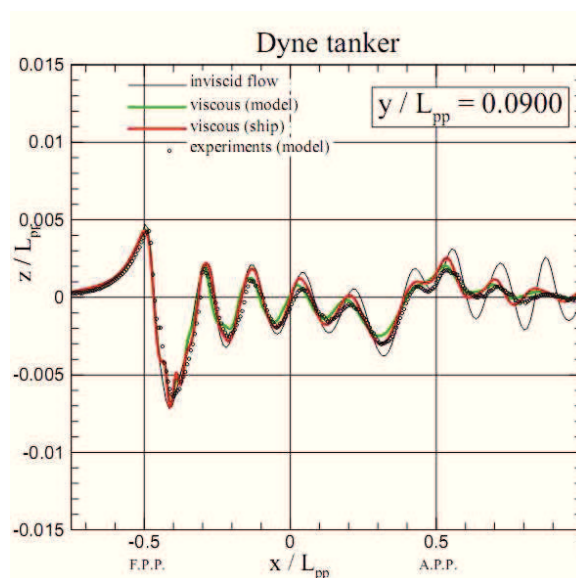


Figure I-15 Comparaison de la hauteur sur une ligne longitudinale. Issue de Starke B. [2004]

I.3 La vague d'étrave

La vague d'étrave suscite un intérêt tout particulier d'un point de vue de l'écoulement généré par un navire, en particulier car elle a une part importante dans la résistance de vague. De nombreuses études, expérimentales, numériques et théoriques ont été réalisées dans le but de la caractériser.

Pour étudier la vague d'étrave, de nombreux auteurs utilisent l'approximation qui consiste à considérer une ou deux plaques planes pour simuler la proue du navire. Cette approximation fournit une forme simple pour laquelle plusieurs paramètres peuvent être modifiés : le tirant d'eau (ligne de flottaison), l'angle de tulpage et l'angle d'entrée. En considérant un angle d'entrée petit, l'approximation de navire mince peut être effectuée. Ainsi Olgivie [1972] décrit analytiquement la forme de la vague générée par un dièdre fin. Fontaine et al. [2000] utilisent également cette approximation pour étudier la vague d'étrave à partir de la théorie de l'écoulement potentiel. D'un point de vue expérimental, Waniewski et al. [2002] utilisent une plaque plane pour simuler l'étrave du bateau et ainsi étudier la dynamique de la vague et le processus d'entraînement d'air. De même, Noblesse et al. [2008] et Delhommeau et al. [2009] s'appuient sur des mesure sur des plaque planes pour simuler une vague d'étrave générée par un navire mince (Figure I-16). Ici, la ligne de contact entre la vague d'étrave et la plaque est déterminée à l'aide de traitements d'images en utilisant des points sur la plaque plane comme repères de mesures. Ces mesures sur des formes simples permettent dans la plupart des cas de vérifier les analyses théoriques développées dans la littérature.

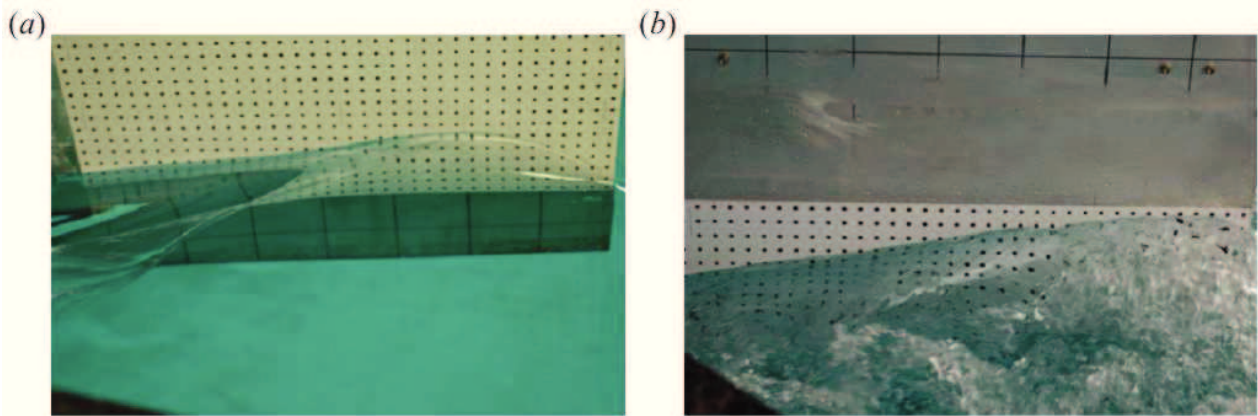


Figure I-16 Étude de la vague d'étrave générée par une plaque plane. Issues de Noblesse et al. [2008]

Les études de Noblesse et al. [2006], Guilbaud et al. [2008], Noblesse et al. [2008], Noblesse et al. [2009], Noblesse et al. [2011] et Delhommeau et al. [2009] fournissent des expressions analytiques simples définissant les caractéristiques de la vague d'étrave en s'appuyant sur des analyses dimensionnelles et sur des considérations théoriques (théorie des bateaux minces, faible tirant d'eau). Noblesse et al. [2006] et Noblesse et al. [2008] développent ainsi des expressions définissant la hauteur, la position et la forme de la vague d'étrave en fonction de la vitesse du bateau, U , du tirant d'eau, D , et de l'angle d'entrée α_E (Figure I-18.a). Par exemple, les expressions de la hauteur de la vague d'étrave, Z_b , et de la position de cette vague, X_b , sont données de la façon suivante :

$$Z_b = \frac{2,2 \frac{U_b^2}{g} \tan \alpha_E}{1 + U_b \sqrt{gD} \cos \alpha_E} \quad (\text{I-17})$$

$$X_b = \frac{1,1 \frac{U_b^2}{g}}{1 + U_b \sqrt{gD}} \quad (\text{I-18})$$

La forme de la vague d'étrave, et notamment sa hauteur en fonction de la position longitudinale est également exprimée analytiquement. L'ensemble des expressions est comparé avec des mesures expérimentales, fournies par Waniewski et al. [2002], Olgivie [1972], Standing [1974]

ou Larrarte [1994], et réalisées sur différentes formes de carènes ou sur des plaques planes. Malgré leur simplicité, les relations définies dans ces études montrent une bonne adéquation avec les mesures. Noblesse et al. [2009], Noblesse et al. [2011] étudient la forme de la vague d'étrave générée par un bateau défini par quatre paramètres (Figure I-18.b) à partir de considérations analytiques basées sur les fonctions de Green et la théorie des bateaux minces. Guilbaud et al. [2008] fournissent également une relation analytique pour définir la vague d'étrave d'un navire en fonction de la vitesse d'avance, du tirant d'eau, de l'angle d'entrée de la ligne de flottaison et de l'angle de tulpage. Les résultats issus de la théorie sont également comparés à des mesures réalisées sur une plaque plane et montrent un bon agrément. La Figure I-17 montre une comparaison entre la vague calculée analytiquement et une photographie de celle-ci.

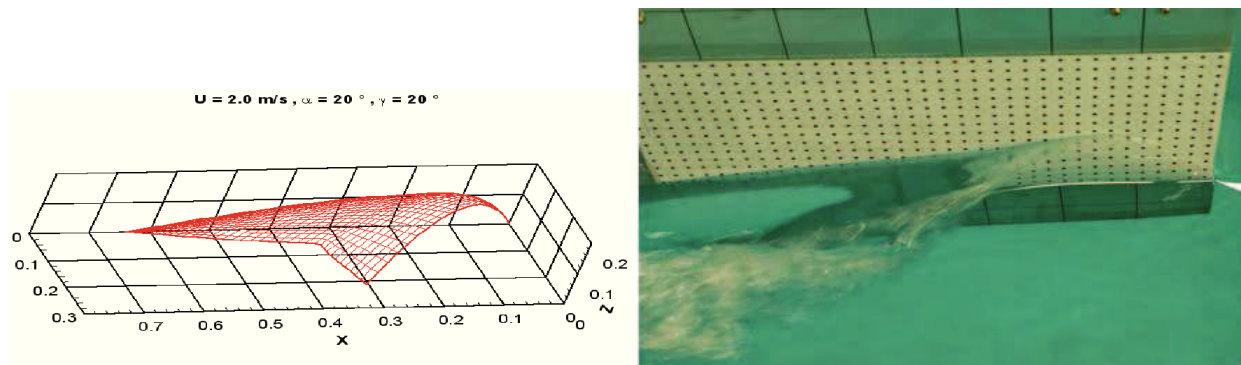


Figure I-17 Comparaison entre le calcul analytique et une photographie d'une vague d'étrave générée par une plaque plane définie par un angle d'incidence et un angle de tulpage. Issues de Guilbaud et al. [2011]

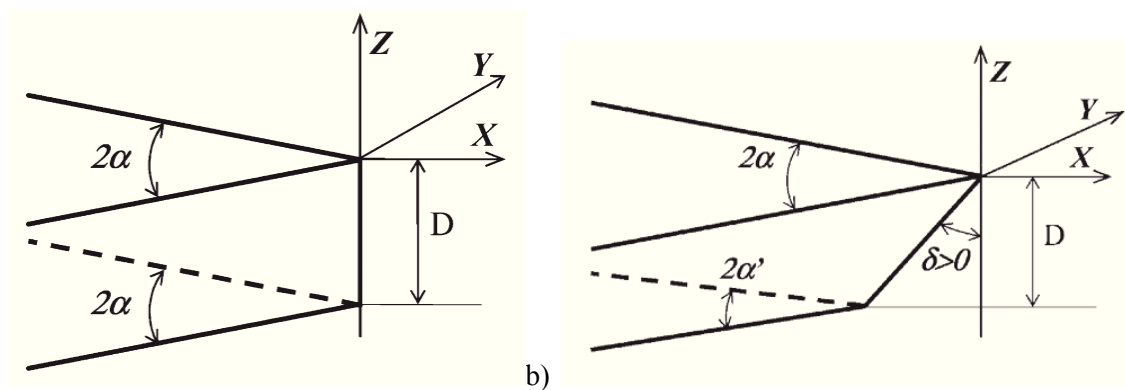


Figure I-18 Caractéristiques des étraves : a) Etrave à 2 paramètres b) Etrave à 4 paramètres. Issues de Noblesse et al. [2011]

Les vagues d'étrave générées par les différentes formes de carènes peuvent être stationnaires ou instationnaires en fonction des conditions d'écoulement. Delhommeau et al. [2009] analysent la frontière entre une vague d'étrave stationnaire et instationnaire à partir de mesures de vagues générées par une plaque plane tractée à vitesse constante pour différents angles d'entrée. Dans cette étude, les auteurs reprennent l'analyse de Noblesse et al. [2008] donnant une expression simple pour exprimer la frontière du régime instationnaire pour une étrave à deux paramètres. Cette relation, basée sur l'équation de Bernoulli pour une surface libre, s'exprime sous la forme :

$$F_D = 4,4 \frac{\tan \alpha_E}{\cos \alpha_E} - 1 \quad (\text{I-19})$$

où F_D est le nombre de Froude basé sur le tirant d'eau. La courbe correspondant à cette relation est donnée sur la Figure I-19. A droite de cette courbe, la vague d'étrave est nécessairement instationnaire. A gauche, les deux états, stationnaire et instationnaire, peuvent se produire.

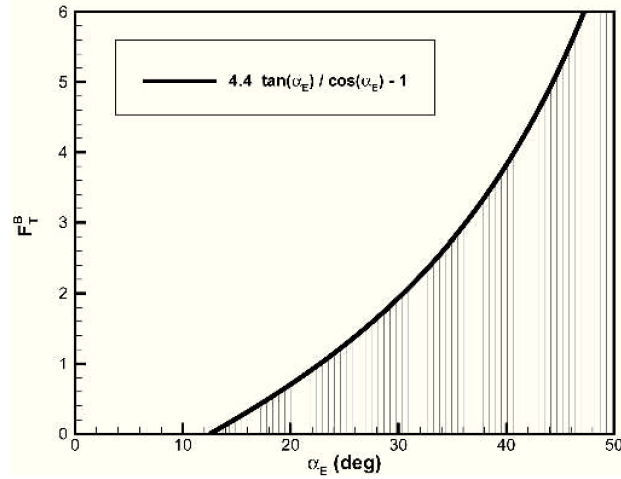


Figure I-19 Limite définissant le régime de la vague d'étrave. Issue de Noblesse et al. [2006]

L'étude des caractéristiques de la vague d'étrave déferlante a fait l'objet de nombreuses études. Ce phénomène est responsable d'une perte d'énergie importante et d'un entraînement de bulles d'air pouvant entraîner la détection des bateaux via des détecteurs optiques (satellites, avions) ou acoustiques (sous-marins). Des mesures de l'écoulement au sein de cette vague déferlante ont été réalisées à l'aide de différentes techniques. Dong et al. [1997] et Roth et al. [1999] réalisent des mesures par PIV dans une vague d'étrave déferlante. Ces auteurs relient la structure de l'écoulement notamment le champ de vorticité, à la forme de la surface de cette vague d'étrave. Olivieri et al. [2003] et Olivieri et al. [2004] étudient également la structure d'une vague d'étrave déferlante. Ils réalisent des mesures de hauteur à l'aide de sondes capacitives et des mesures de vitesse à partir de cinq tubes de Pitot. Ils mesurent ainsi la structure de la vague d'étrave pour un modèle de bateau tracté à une vitesse importante. Cette vitesse est sélectionnée pour éviter les phénomènes de capillarité présents dans l'étude de Dong et al. [1997]. Ici aussi, les auteurs s'intéressent à la génération d'un champ de vorticité dans la vague déferlante. Ils mettent également en évidence l'apparition de "scars" sur la surface libre de la vague d'étrave (Figure I-20). Ces scars (cicatrices) correspondent à des discontinuités de la surface. Les auteurs montrent qu'elles sont caractéristiques de zones de fortes fluctuations de hauteur. De plus, dans leur étude, Olivieri et al. [2004] analysent l'effet d'échelle sur la vague d'étrave déferlante à partir d'une étude sur des photographies de cette vague à l'échelle du modèle et à l'échelle réelle. Les auteurs montrent que les effets d'échelle augmentent avec l'augmentation du nombre de Froude.

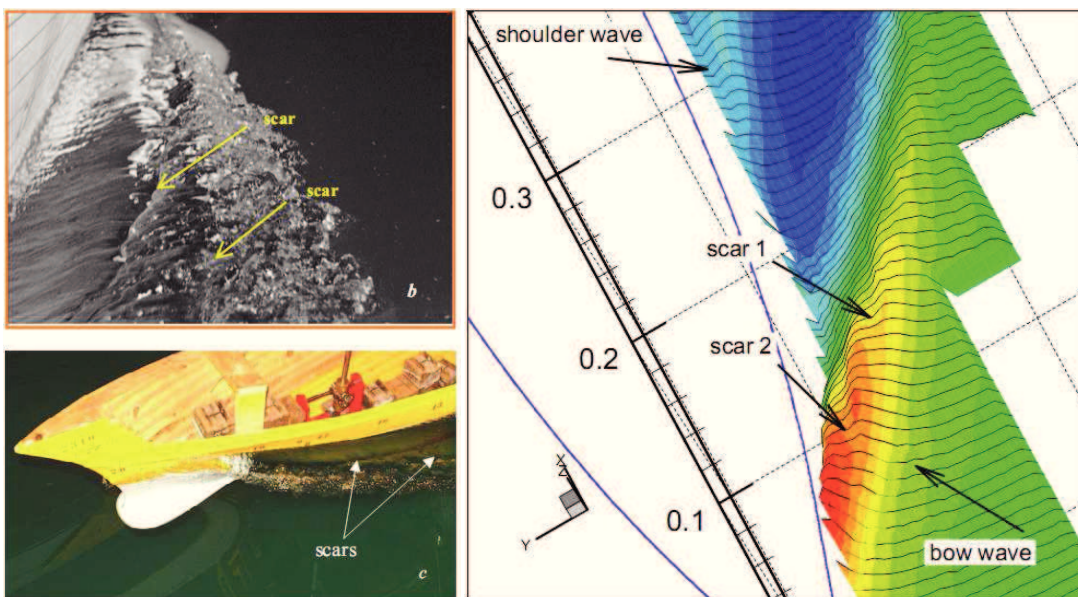


Figure I-20 Apparition de "scars" au niveau de la surface libre de la vague d'étrave. Issues de Olivieri et al. [2004].

En vue d'étudier la vague d'étrave déferlante, plusieurs travaux présentent des analyses utilisant des approximations $2D+T$ (bidimensionnel plus le temps). Cette technique consiste à approximer

l'écoulement tridimensionnel de la vague d'étrave par un écoulement bidimensionnel, évoluant dans le temps, et généré par une paroi déformable qui à chaque instant t prend la forme d'une section de l'étrave du navire, située en x tel que $x=U_b.t$. Cette méthode, applicable au bateau mince, permet d'obtenir une approximation de la vague d'étrave. Shakeri et al. [2009] utilisent un batteur à houle flexible pour générer une séquence de formes simulant un côté d'une carène de navire avançant à vitesse constante. La mesure de la surface libre au cours du temps est effectuée à partir d'une méthode basée sur la LIF (Fluorescence Induite par Laser). Un exemple d'image est fourni sur la Figure I-21.a. L'enregistrement au cours du temps de la position de la surface libre dans le plan du batteur permet de reconstruire la vague d'étrave équivalente au modèle tridimensionnel simulé (Figure I-21.b). Les auteurs réalisent ainsi des mesures pour différents nombres de Froude et trouvent un bon accord avec les mesures réalisées par d'autres chercheurs sur des modèles 3D. Maxeiner et al. [2011] utilisent le même dispositif pour étudier la relation entre la forme de la coque et le caractère déferlant de la vague d'étrave.

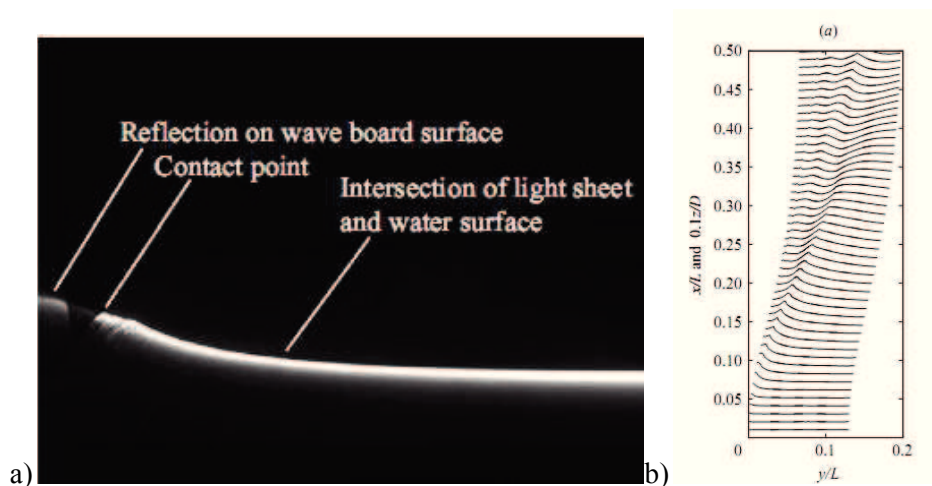


Figure I-21 Etude de la vague d'étrave par une méthode 2D+T. a) Exemple d'image de LIF de la vague d'étrave b) Reconstruction de la vague d'étrave. Issues de Shakeri et al. [2009]

La méthode $2D+T$ est également utilisée en simulation numérique pour simuler les vagues d'étrave déferlantes (Landrini et al. [2012]). D'autres méthodes numériques basées sur des analyses tridimensionnelles, utilisant les méthodes présentées précédemment comme les solveurs RANS avec les détections de surfaces VOF ou level-sets ont également permis de caractériser des vagues d'étrave déferlantes (Di Mascio et al. [2007], Dommermuth et al. [2006]). Marrone et al. [2012] utilisent une méthode SPH pour simuler la surface autour d'un navire en se focalisant sur la vague d'étrave déferlante (Figure I-22). Dans cette étude, la forme de la carène utilisée pour l'application et la validation sur navire est la même que celle utilisée au cours de ces travaux de thèse.



Figure I-22 Simulation de la vague d'étrave déferlante par SPH. Comparaison avec une photographie de l'écoulement. Issues de Marrone et al. [2012]

On note également, l'étude de Grosenbaugh et Yeung [1989] présentant la structure de la vague d'étrave pour des corps symétriques (cylindre et naca). Dans cette étude, Grosenbaugh et Yeung [1989] observent des oscillations de la vague d'étrave. Afin d'expliquer ce phénomène, les auteurs introduisent les observations réalisées par *Wehausen* en 1979 d'une oscillation due à la mise en mouvement d'un corps au repos. Cette oscillation est provoquée par la rencontre de vagues ayant la même vitesse de groupe que celle de l'objet. Pour illustrer ce "*phénomène de Wehausen*", Grosenbaugh et Yeung [1989] utilisent une analyse simplifiée. Ils considèrent une perturbation de la surface libre donnée par $\eta(x, t)$ tel que :

$$\eta(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} p(k) e^{i(kx - \omega t)} dk \quad (\text{I-20})$$

où k est le nombre d'onde, ω la fréquence, et $p(k)$ est la transformée de Fourier de la perturbation initiale. Les auteurs considèrent un bateau démarrant d'une vitesse nulle et avançant à vitesse constante générant un train d'ondes devant lui. A cause de la dispersion, un observateur du point de vue du corps verra des vagues à la fréquence ω_0 tel que :

$$\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{\omega_0} = U \quad (\text{I-21})$$

En introduisant la relation de dispersion en eau profonde (équation (I-4)) dans l'équation (I-21), la fréquence absolue est donnée par $\omega = g/2U$ et correspond à une fréquence apparente du point de vue du bateau telle que :

$$\omega_{app} = kU - \omega = -\frac{g}{4U} \quad (\text{I-22})$$

En adimensionnant la fréquence à partir du tirant d'eau et de g , une relation dépendant du nombre de Froude F_d peut être écrite sous la forme :

$$f \left(\frac{d}{g}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{8\pi F_d} \quad (\text{I-23})$$

Cependant, dans son étude, Grosenbaugh et Yeung [1989] montrent que l'oscillation qu'ils observent n'est pas directement liée à ce phénomène. En effet, les fréquences mesurées par Grosenbaugh et Yeung [1989] ne sont pas du même ordre de grandeur que celles calculées avec l'équation (I-23) et ne semblent pas évoluer avec le nombre de Froude. La Figure I-23 présente la courbe définie par cette relation et les mesures expérimentales effectuées durant leurs travaux. De plus, ils précisent que l'amplitude de l'oscillation liée au phénomène de *Wehausen* décroît avec le temps, ce qui n'est pas le cas dans leurs mesures. Ce phénomène sera repris au Chapitre 4 afin d'expliquer de façon concluante la présence d'une oscillation lors des mesures de la vague d'étrave.

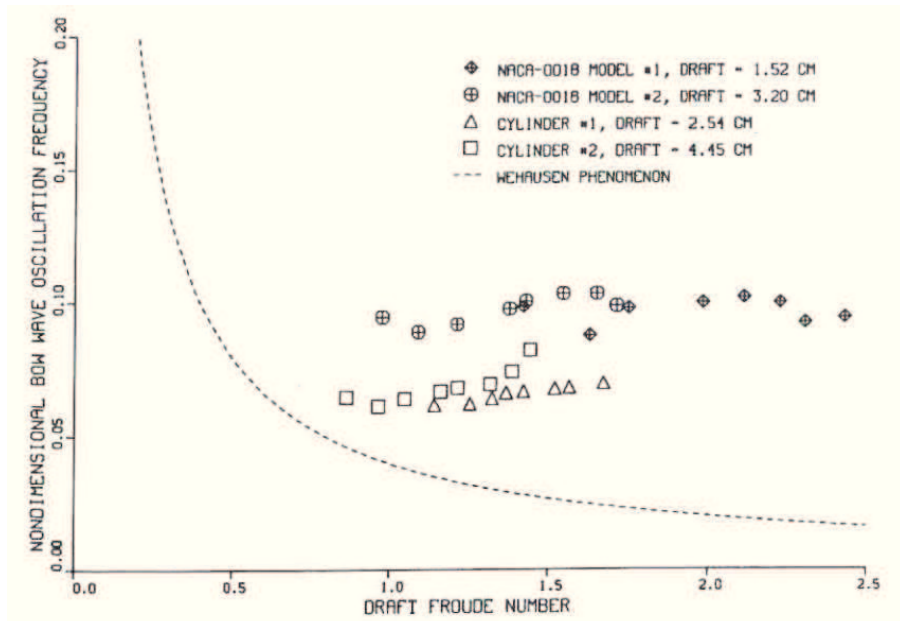


Figure I-23 Fréquence de l'oscillation de la vague d'étrave mesurée autour de corps bidimensionnels. Comparaison avec la relation définissant le phénomène de *Wehausen*. Issu de Grosenbaugh et Yeung [1989].

I.4 Conclusion

Les caractéristiques du champ de vagues généré par un navire en eau profonde sont connues depuis Lord Kelvin. Cependant, de nombreuses études continuent à s'intéresser aux caractéristiques de ce sillage. Ces travaux recouvrent un large domaine d'application avec des objectifs multiples.

De nombreuses études se focalisent sur la résistance à l'avancement estimée à partir de méthodes numériques ou expérimentales. L'analyse des caractéristiques des ondes générées par un navire en fonction des conditions de l'écoulement a également fait l'objet de plusieurs travaux. Dans ce cas, l'objectif principal de ces études est la prédiction des caractéristiques des ondes de batillage en vue de comprendre le processus d'érosion des berges au sein des voies navigables. Pour cela, les vagues générées au passage d'un bateau sont mesurées in-situ, à partir d'essais en bassin des carènes ou à partir de simulations numériques. L'étude de l'écoulement proche de la coque des navires a fait l'objet de différents papiers. Cet écoulement est déterminé à partir de mesures de vitesse à l'aide de tubes de Pitots ou d'acquisitions PIV. Ces mesures permettent de caractériser l'écoulement à proximité de la paroi et des propulseurs. Enfin, une part importante des études relatées dans ce paragraphe concerne l'analyse des caractéristiques de la vague d'étrave. Cette vague est largement étudiée en raison de son importance dans la résistance de vagues et de ces caractéristiques non linéaires. Dans les études citées dans ce chapitre, des méthodes numériques, expérimentales et théoriques sont utilisées pour modéliser cette vague.

Dans la plupart des études expérimentales, les méthodes utilisées pour la mesure de la surface libre correspondent à des méthodes ponctuelles (sondes résistives). Ces techniques permettent de mesurer la surface sur des lignes longitudinales ou à des positions fixes autour de la coque mais ne permettent pas d'analyser la dynamique tridimensionnelle de la surface. Le champ de vagues stationnaire est reconstruit à partir de plusieurs passages de bateaux et la vague d'étrave à partir de mesures de moyennes en différents points.

Le développement de méthodes optiques pour la mesure de surfaces libres a donc un intérêt particulier pour l'analyse du champ de vagues généré par un modèle de navire. Ces méthodes permettent la mesure dynamique de surfaces 3D de manière non-intrusive.

Chapitre II DEVELOPPEMENT DE METHODES DE MESURE DE SURFACE LIBRE

Une partie importante de ce travail de thèse concerne le développement de méthodes de mesure de surfaces libres par moyens optiques. Ce travail s'inscrit d'une part dans les travaux de développement de techniques de mesure des écoulements entrepris au sein de l'Institut Pprime (axe HydÉE), et d'autre part dans le cadre des expertises de la signature non acoustique des navires, et plus généralement des plates formes navales, entreprises par la DGA / Techniques Hydrodynamiques.

Ce chapitre présente tout d'abord un état de l'art des différentes techniques de mesure de surface utilisées en mécanique des fluides. Les contraintes liées aux différentes méthodes (contraintes matérielles, précision, limitation...) nous ont orientés vers l'utilisation et le développement de trois techniques de mesure applicables en bassin des carènes. Le premier type de méthode, déjà développé et utilisé au sein de l'axe HydÉE de Pprime, est basé sur la corrélation d'images issues d'un système stéréoscopique. Une deuxième méthode s'appuyant sur la déformation apparente d'une nappe laser vue par un système stéréoscopique, a été développée au cours de cette thèse. Enfin, une troisième technique, basée sur la projection de faisceaux lasers a également été développée pour l'application au sein du bassin des carènes de la DGA (B600). Une étape importante dans la mise en place de ces trois méthodes est la calibration des caméras. Un travail approfondi sur cette étape a donc été entrepris et est présenté dans ce chapitre. Après avoir décrit les modèles de caméras et les procédures de calibration, les trois techniques ainsi que les différents algorithmes implémentés pour leurs applications sont détaillés. Les incertitudes de mesures liées aux différentes étapes sont également exposées. Enfin, une expérience de validation dans une cuve à ondes est présentée et permet d'obtenir une estimation des erreurs de mesures sur une application simple.

II.1 Mesure de surface libre par moyens optiques

De nombreuses méthodes permettent la mesure de la topographie de surfaces libres. Les méthodes les plus simples consistent en la mesure de hauteur ponctuelle. Ces mesures peuvent être réalisées à l'aide de sondes résistives, de houlomètres lasers, de capteurs acoustiques, ou à partir de mesures de pressions par exemple. Ces méthodes ponctuelles restent limitées pour l'identification de la topographie d'une surface dans son ensemble, comme le sillage d'un navire par exemple. La mesure des ondes générées par un modèle de bateau en bassin des carènes consiste généralement en l'utilisation de sondes résistives ou capacitives (Kim et al. [2001], Gui et al. [2001]). Avec cette méthode, la détermination du sillage nécessite donc d'utiliser un grand nombre de sondes ou de répéter les passages du modèle. L'objectif du développement de techniques de mesures de surface par moyens optiques est de permettre une mesure précise et de grande résolution, spatiale et temporelle, du sillage d'un navire en limitant le nombre d'essais.

Une grande partie des méthodes de mesures de surface utilisées en mécanique des fluides a pour origine la mécanique des solides. Dans ce domaine, les techniques optiques sont couramment utilisées pour des mesures d'état de surfaces et de déformations des matériaux (Orteu [2009], Hild et Roux [2006]). Les méthodes couramment utilisées pour ces applications s'appuient sur des corrélations d'image (*DIC : digital image correlation*) ou sur la projection de motifs type moiré (David et al. [2005], Gautier et Valle [2001]). En mécanique des fluides, ces techniques sont généralement plus difficiles à mettre en place. Cependant, un nombre important de méthodes de mesures de surfaces libres a été développé au cours des dernières années dans le but de déterminer la forme de l'interface et/ou la vitesse du fluide sur celle-ci. Ces différentes méthodes peuvent être classées en trois catégories principales :

1. Les méthodes basées sur la corrélation d'image de la surface. Ces méthodes s'appuient généralement sur des systèmes stéréoscopiques et sur la présence d'un motif sur la surface.
2. Les méthodes basées sur la projection de motifs réguliers sur la surface : moiré
3. Les méthodes basées sur les caractéristiques de la lumière dans les fluides. Ces techniques peuvent s'appuyer sur l'absorption, la réfraction ou la réflexion de la lumière.

Les méthodes se basant sur la corrélation d'images sont couramment utilisées pour définir la topographie des surfaces liquides et notamment pour mesurer la surface de la mer. Wanek et Wu. [2006] utilisent ainsi un dispositif de tri-stéréovision pour déterminer les caractéristiques tridimensionnelles des vagues à la surface de la mer (Figure II-1.a). D'autres travaux ont également été entrepris dans le but de mesurer les caractéristiques des vagues sur la surface de la mer par des techniques stéréoscopiques (Benetazzo [2006], Kosnik et Dulov [2011], de Vries et al. [2010]). Dans tous ces cas de mesures, la présence de rides et clapots sur la surface permet la corrélation entre les images des différentes caméras (Figure II-1.b). Différentes méthodes de mise en correspondance stéréoscopique peuvent ensuite être utilisées. La plupart de ces techniques s'appuient sur une calibration tridimensionnelle des caméras et sur la géométrie épipolaire du capteur. C'est le cas de l'algorithme proposé par Wanek et Wu. [2006]. L'emploi de trois caméras leur permet de résoudre les problèmes de mise en correspondance stéréoscopique dus aux réflexions spéculaires sur la surface de l'eau. Ils se servent ici de la troisième caméra comme d'une validation. Leur méthode d'appariement consiste à faire *glisser* une fenêtre d'interrogation le long des lignes épipolaires en limitant la zone de recherche en imposant une hauteur maximale et minimale. Après avoir trouvé les points en correspondance sur les caméras droite et gauche, ils vérifient par un calcul de corrélation que ces points correspondent bien à celui de la caméra du centre. De plus, les auteurs présentent une calibration de leur système trinoculaire en deux étapes. Une première étape consiste à calibrer en "intérieur" les caméras avant d'ajuster les paramètres in-situ. Ce système de mesure est validé en comparant ces résultats avec une sonde résistive. Les auteurs arrivent à une erreur moyenne de 0,5 cm sur une surface de quelques mètres carrés. Benetazzo [2006] s'appuie également sur la géométrie épipolaire du

capteur en utilisant un algorithme de recherche pyramidale qui permet de raffiner la grille d'interrogation de départ pour obtenir un champ de disparité dense. Dans ce même but, de Vries et al. [2010] adoptent une approche multi-passes utilisée couramment dans les algorithmes de PIV. De plus, pour faciliter la recherche des points appariés, ils rectifient les images pour obtenir des lignes épipolaires parallèles sur les deux images. Kosnik et Dulov [2011] transforment leurs images pour rendre l'appariement plus simple. Ils utilisent une transformation cubique à partir de la correspondance stéréoscopique en huit points. Après cette transformation, les points appariés ont des coordonnées proches sur les deux images, facilitant ainsi la mise en correspondance. Pour toutes ces méthodes, une fois l'appariement réalisé, une étape de triangulation permet de reconstruire la surface tridimensionnelle à partir des matrices de calibration.

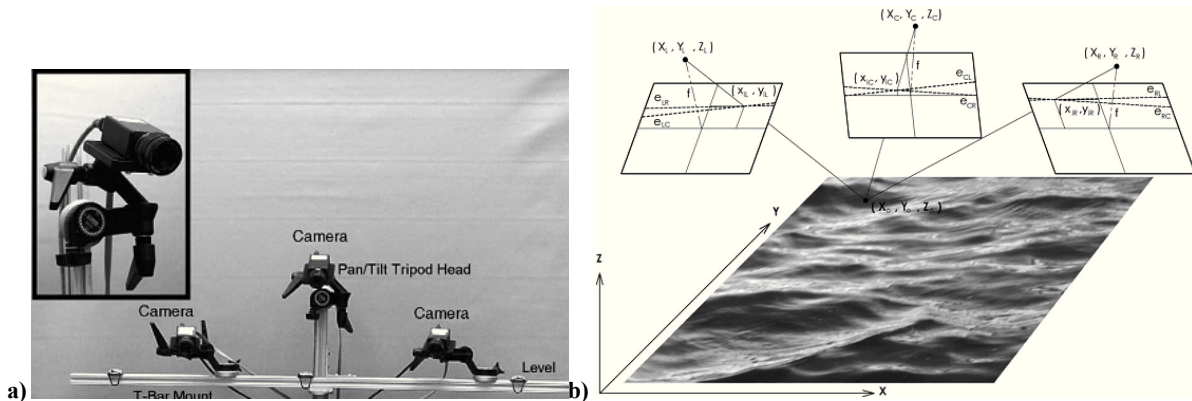


Figure II-1 (a) Système d'acquisition trinoculaire (b) Images de la surface de la mer et méthode d'appariement. Issues de Wanek et Wu [2006]

Le système d'acquisition trinoculaire de Wanek et Wu. [2006] a également été utilisé par Bechle et Wu [2010] pour mesurer les caractéristiques de vagues à la surface de la mer. Ils développent ici une technique de mise en correspondance stéréoscopique s'appuyant sur le principe de sondes virtuelles pour la mesure de hauteur (Figure II-2). Ainsi, ils mesurent la hauteur de la surface en définissant des points d'intérêts à des coordonnées connues et en limitant la zone de recherche par des valeurs maximales et minimales de hauteur. L'avantage de cette méthode est que la surface n'est pas définie par un nuage de points mais par des points d'intérêts choisis avec un temps de calcul réduit.

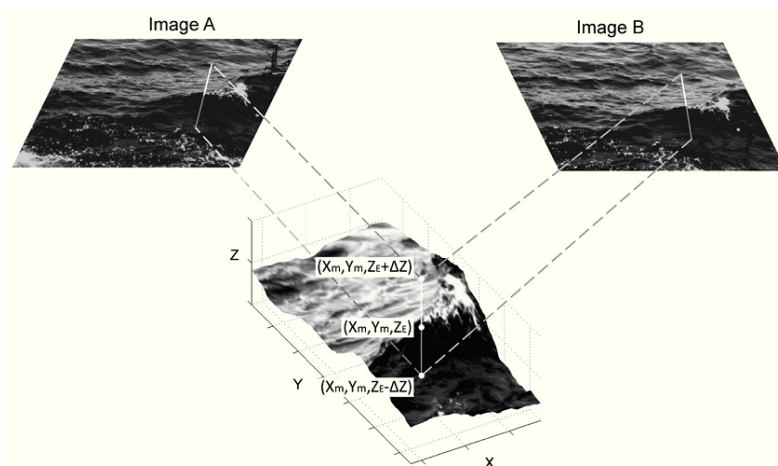


Figure II-2 Principe de sondes virtuelles. Issues de Bechle et Wu [2010]

En laboratoire, l'application des techniques de corrélation d'images stéréoscopiques est plus complexe car la structure des surfaces visualisées ne présente pas toujours les mêmes caractéristiques (absence de rides et clapots). Ainsi pour améliorer la singularité de la surface et donc la qualité des résultats liés à la corrélation d'image, les auteurs doivent utiliser des artifices comme la projection de motifs sur la surface ou l'utilisation de traceurs. Tsubaki et al. [2005] ont développé une technique de mesure pour reconstruire une surface en colorant l'eau en blanc pour la rendre opaque et en projetant un motif aléatoire à l'aide d'un projecteur LCD. A partir de la

corrélation d'une paire d'images en configuration stéréoscopique, la surface peut ainsi être reconstruite. Ils valident leurs algorithmes de reconstruction à partir de la mesure d'objets solides présentant des discontinuités, ici un hémisphère, et sur une plaque ondulée calibrée. Les auteurs donnent une marge d'erreur de 10 % sur le cas de la plaque ondulée. La deuxième solution pour augmenter la singularité de la surface consiste à utiliser des traceurs flottants au niveau de l'interface. L'avantage de ces traceurs, s'ils sont bien choisis, est qu'ils permettent la détermination de la hauteur de la surface et/ou de sa vitesse. De nombreuses études visant à mesurer la vitesse des surfaces libres par des techniques de PIV ou LPIV surfacique (Weitbrecht et al. [2002], Nikora et al. [2007], Albayrak et Lemmin [2007]) fournissent des exemples de types de particules utilisées lors de ce type de mesure. Ainsi Weitbrecht et al. [2002] fournissent une comparaison de plusieurs types de particules en fonction de différentes caractéristiques comme leurs densités et la vitesse d'agglomération des particules (Figure II-3). Ils préconisent d'utiliser des particules de polypropylène en raison de leur densité légèrement inférieure à celle de l'eau et car la vitesse à laquelle elles s'agglomèrent est plus faible que celle des autres types de particules.

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
material	Polystyrene	coal	wood	expanded clay	PE	PP
form	sphere	die	sphere	sphere	cylinder	cylinder
diameter [mm]	2	1-5	4	1-2	2-3	2-3
density [g/cm ³]	0.04	0.50	0.50	0.73	0.90	0.90
resistance to air flow	-	+	+	+	+	+
avoidance of agglomeration	-	-	o	-	-	o
low cost	o	+	-	+	+	+
durability	+	o	-	+	+	+

- poor, o acceptable, + good.

Figure II-3 Tableau fourni par Weitbrecht et al. [2002] sur les propriétés des marqueurs de surface

En couplant les techniques de PIV surfacique avec les méthodes de stéréovision, la forme de la surface et la vitesse sur l'interface peuvent être déterminées simultanément. En adoptant ce principe et en se basant sur des algorithmes de stéréo-PIV, Jehle et al. [2008] mesurent la topographie et la vitesse sur la surface de l'écoulement d'un fluide non-newtonien sur un plan incliné. Afin de créer un motif aléatoire similaire à ceux enregistrés lors de mesures par PIV, ils pulvérisent sur la surface de fines particules de polystyrène. Il adapte ensuite les algorithmes de PIV multi-résolutions à la recherche des points en correspondance stéréoscopique. De plus, à partir d'images successives de l'écoulement, la vitesse au niveau de l'interface est mesurée. On note également que la recherche des points appariés est effectuée sur des images rectifiées pour avoir des lignes épipolaires parallèles (Figure II-4). Cette méthode développée au sein du laboratoire et utilisée au cours de cette thèse est détaillée dans la suite de ce chapitre. Turney et al. [2009] déterminent également la surface et la vitesse d'une surface fluide pour étudier des vagues générées par du vent en laboratoire à partir d'une méthode qu'ils nomment 3D-IPIV (pour 3D-*interfacial* PIV). Pour ces mesures, les auteurs produisent leurs propres particules. Ces particules deviennent fluorescentes lorsqu'elles sont illuminées par un laser. L'ajout au liquide d'un colorant noir rend les particules visibles par les caméras sur une épaisseur de 1 millimètre sous la surface. Les particules ainsi détectées par les caméras sont supposées sur la surface du fluide. L'acquisition d'image en configuration stéréoscopique de l'écoulement à différents instants permet la détermination de la vitesse et de la forme de la surface (Figure II-5). En s'appuyant également sur la corrélation d'images et sur un système stéréoscopique, Chatellier et al. [2010] et Chatellier et al. [2013] présentent une technique de mesure de la topographie et de la vitesse d'une surface fluide. Cette méthode est appliquée à la mesure de l'écoulement d'un fluide non newtonien dans un canal incliné. Le principe général est de définir des paramètres de forme et de déplacement de la surface dans un repère cartésien et de reconstruire par projection les images de la surface supposée. Les paramètres sont ensuite déterminés à l'aide d'un processus itératif d'optimisation par corrélation des images reconstruites. Ici aussi, l'ajout d'un traceur de surface est indispensable pour améliorer les mesures de corrélation entre les différentes images. A partir de tests sur des images synthétiques, les auteurs montrent que la précision de la méthode

est inférieure au millimètre. Cette méthode également développée au laboratoire a été utilisée au cours de cette thèse et est détaillée par la suite. D'autres méthodes basées sur le suivi de particules (PTV) ont également été utilisées pour mesurer des surfaces et leurs vitesses. Douxchamps et al. [2005] étudient ainsi la surface libre d'un écoulement sur des antidunes. Pour cela, des particules en bois de couleur blanche sont utilisées comme traceurs. Ils déterminent la vitesse de l'écoulement à partir d'algorithmes de suivi de particules entre deux images successives de l'écoulement. En ce qui concerne la détermination de la surface, elle est réalisée de deux façons différentes : une approche classique s'appuyant sur des prises de vues stéréoscopiques et une autre, basée sur les équations de Bernoulli pour déterminer la surface en fonction de la vitesse horizontale mesurée au niveau de la surface. Avec une approche similaire, Stagonas et Müller [2007] proposent une technique pour déterminer les caractéristiques d'un champ de vagues dans un bassin à houle. Pour cela, ils réalisent des mesures PIV de la vitesse horizontale à la surface du fluide. En appliquant, les équations de la théorie linéaire des ondes, les auteurs remontent à la hauteur des vagues.

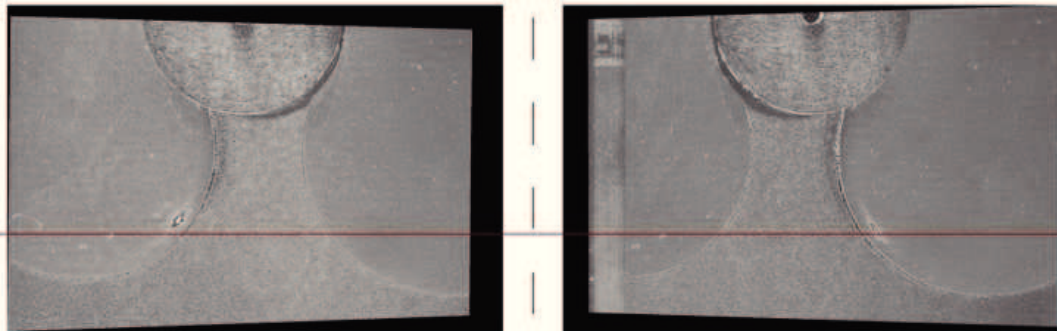


Figure II-4 Images rectifiées de l'écoulement. Issues de Jehle et al. [2008]

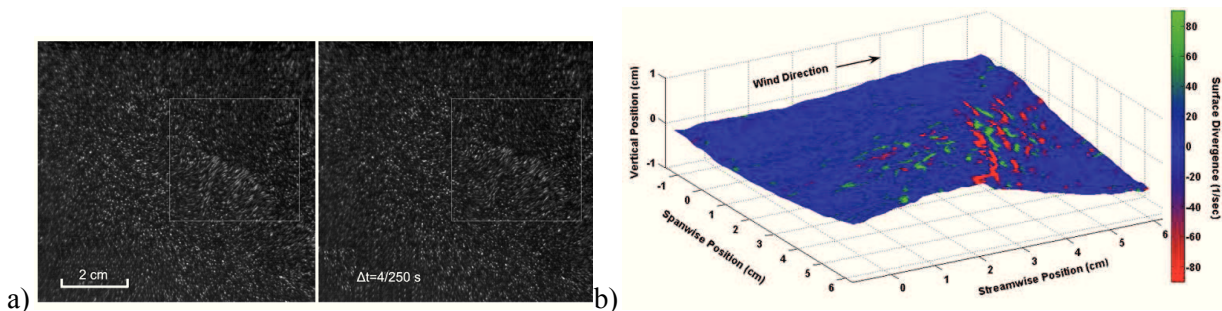


Figure II-5 Méthode 3D-PIV : a) Images de l'écoulement b) Surface reconstruite. Issues de Turney et al. [2009]

Le second type de méthode utilisé pour la reconstruction de surfaces fluides s'appuie sur des méthodes type Moiré ou de profilométrie par transformée de Fourier (*Fourier transform profilometry, FTP*) couramment employées en mécanique des solides. Ces méthodes se basent sur la projection d'un réseau de franges sur la surface du liquide. L'analyse de la déformation de ce motif de référence projeté sur la surface libre permet de remonter à la forme de la surface fluide. Ce type de méthode nécessite donc d'avoir une surface fluide opaque qui permette la projection et la visualisation d'un réseau de franges. Gautier et Valle [2001] utilisent une méthode de mesure par moiré couleurs pour mesurer une surface fluide mise en mouvement par la chute d'une bille. Cobelli et al. [2009] l'appliquent à la mesure d'une surface formée par l'interaction d'un champ de vagues avec un vortex (Figure II-6). Pour réaliser les mesures, un colorant blanc est ajouté à l'eau pour rendre la surface opaque. Le réseau de franges est ensuite projeté sur l'interface à l'aide d'un rétroprojecteur. En étudiant la déformée du motif projeté sur la surface, les auteurs remontent à la forme de l'interface avec une précision de l'ordre de 0,2 mm sur un champ de 450*300 mm². En se basant sur un principe de mesure similaire, Cochard et al. [2008] étudient l'écoulement d'un fluide sur un plan incliné. Ici le champ de mesure est d'environ 1,8*1,1 m² et les auteurs donnent une précision inférieure au millimètre.

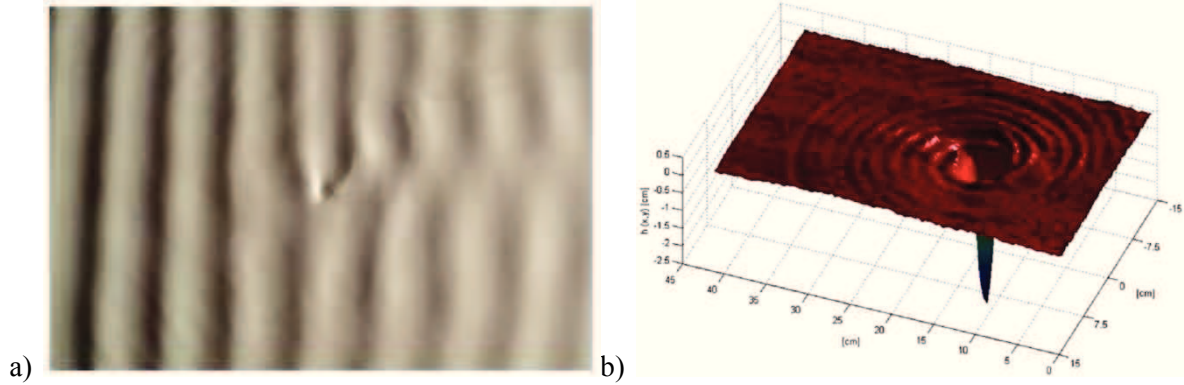


Figure II-6 Mesure par FTP : a) Image de la surface b) Surface reconstruite. Issues de Cobelli et al. [2009]

Le troisième type de méthode de mesures de surface libre s'appuie sur les caractéristiques de la lumière. Ainsi, Zhang et Cox [1994] ont développé une méthode de mesure du gradient de la surface (free surface gradient detector, FSGD). Leur système comprend une palette, composée de plusieurs sources de lumière de différentes couleurs, située sous la surface et éclairant à travers une lentille. A partir de la couleur réfractée par la surface et vue par une caméra située au dessus de la surface, les auteurs remontent aux gradients de l'interface. Ils utilisent cette méthode pour caractériser des ondes de vents de faibles longueurs d'ondes. Un principe similaire, de *FSGD*, a été utilisé par Dabiri et Gharib [2001]. La différence avec l'étude précédente de Zhang et Cox [1994], est l'utilisation de la source au dessus de l'interface. A la place d'utiliser la réfraction pour remonter aux angles de la surface, les auteurs utilisent ici la réflexion de la lumière sur l'interface. Cette méthode est utilisée pour étudier l'interaction d'une couche de cisaillement verticale avec une surface libre. Plusieurs autres techniques de mesure de surface libre, développées récemment, s'appuient sur les propriétés de réfraction de la lumière (Moisy et al. [2009], Fouras et al. [2008] et Ng et al. [2010]). Le principe de ces techniques est d'étudier la déformation apparente d'un motif aléatoire situé sous la surface. Cette déformation apparente, observée par un système optique situé au dessus de la surface, est liée à la forme de l'interface via les lois de réfraction de la lumière. En supposant une caméra à l'infini, c'est à dire en supposant tous les rayons issus de la caméra perpendiculaire à la surface au repos (Figure II-7.a), et en s'appuyant sur la loi de réfraction de Snell-Descartes ($\eta_{air} \sin \alpha_1 = \eta_{eau} \sin \alpha_2$), Fouras et al. [2008] fournissent une relation reliant la hauteur, le gradient de la surface et le déplacement apparent du motif sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \tan^{-1} \frac{\delta_x}{h} = \tan^{-1} \frac{\partial h}{\partial x} - \sin^{-1} [\eta_r \sin(\tan^{-1} \frac{\partial h}{\partial x})] \\ \tan^{-1} \frac{\delta_y}{h} = \tan^{-1} \frac{\partial h}{\partial y} - \sin^{-1} [\eta_r \sin(\tan^{-1} \frac{\partial h}{\partial y})] \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

avec h la hauteur d'eau, δ_x le déplacement apparent du motif et $\eta_r = \frac{\eta_{air}}{\eta_{liquide}}$ le rapport des indices optiques. Cette relation est illustrée sur la Figure II-7.a. En supposant des déformations et des pentes au niveau de la surface faible, Moisy et al. [2009] linéarisent les équations de la réfraction et arrivent à la relation suivante :

$$\begin{cases} \delta_x = (1 - \eta_r) H_0 \frac{\partial h}{\partial x} \\ \delta_y = (1 - \eta_r) H_0 \frac{\partial h}{\partial y} \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

Moisy et al. [2009] utilisent cette méthode pour reconstruire une surface en plaçant au fond du bassin un motif aléatoire. A partir d'algorithmes de corrélation d'images, le déplacement apparent entre un motif de référence, enregistré à l'état initial, et le motif en présence de vagues est mesuré. Connaissant ce déplacement, les auteurs remontent au gradient de la surface à l'aide de l'équation (II-2). Une étape d'intégration du champ de gradient est ensuite utilisée pour

déterminer la forme de la surface. Pour générer le motif aléatoire, Fouras et al. [2008] et Ng et al. [2010] utilisent une nappe laser éclairant un fluide ensemencé de particules. Deux images du plan laser sont enregistrées à partir de deux caméras, une située sous le bassin et une située au dessus de la surface libre (Figure II-7.b). Ces images ont des caractéristiques similaires à celles enregistrées lors de mesures type PIV. A partir du déplacement perçu entre les deux images issues des deux caméras, les auteurs reconstruisent le gradient de la surface libre avec l'équation (II-1). Ils appliquent cette technique au sillage d'un cylindre en surface. Ces deux techniques (Moisy et al. [2009] et Fouras et al. [2008]) nécessitent l'intégration du champ de gradient pour déterminer la surface. Cette étape est réalisée dans ces deux études en approximant les dérivées par des modèles du second ordre et en inversant le système linéaire correspondant. Moisy et al. [2009] notent toutefois que cette technique d'intégration est limitée par son incapacité à détecter les changements de la hauteur moyenne de la surface. On note également que chacune de ces deux méthodes a été validée en utilisant une surface solide sinusoïdale en plexiglas transparent. Moisy et al. [2009] mesurent la longueur d'onde et l'amplitude de la sinusoïde avec une précision de 1,5 %. Ng et al. [2010] fournissent des erreurs maximales de l'ordre de 7% sur des hauteurs mesurées de l'ordre de quelques millimètres (entre 1 et 3 mm). Ce principe de réfraction de la lumière est également utilisé par Morris [2004] et Morris et Kutulakos [2005]. Dans ces travaux, Morris a développé une technique de mesure de la surface de l'eau en s'appuyant sur un dispositif de "stéréo-réfraction" (Figure II-8). Pour cela, il enregistre la déformation d'un quadrillage situé sous la surface de l'eau à partir de deux caméras en configuration stéréoscopique. L'emploi de deux caméras permet de se passer de l'étape d'intégration du gradient présente dans les méthodes décrites précédemment.

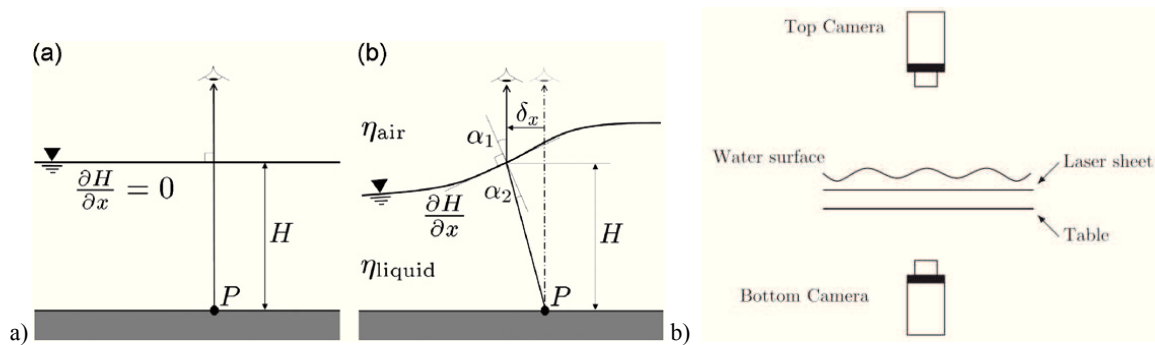


Figure II-7 Réfraction de la lumière à travers une surface : a) Principe de mesure b) Schéma du montage expérimental. Issues de Fouras et al. [2008]

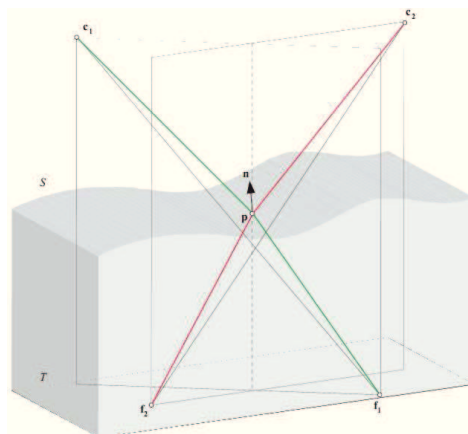


Figure II-8 Refractive Stereo. Issues de Morris [2004]

Aurelli et al. [2011] s'appuient également sur les propriétés de la lumière pour étudier la surface libre d'une rupture de barrage. Leur méthode se base sur l'absorption de la lumière et consiste à colorer l'eau et à rétro-éclairer le fond du bassin. Ainsi, l'eau colorée, en absorbant la lumière, sert de filtre pour remonter à la hauteur de la surface par l'étude des niveaux de gris des images de l'écoulement (Figure II-9). La fonction de transfert, reliant le niveau de liquide à l'intensité de

la lumière acquise, est réalisée de façon statique en augmentant progressivement le niveau de liquide.

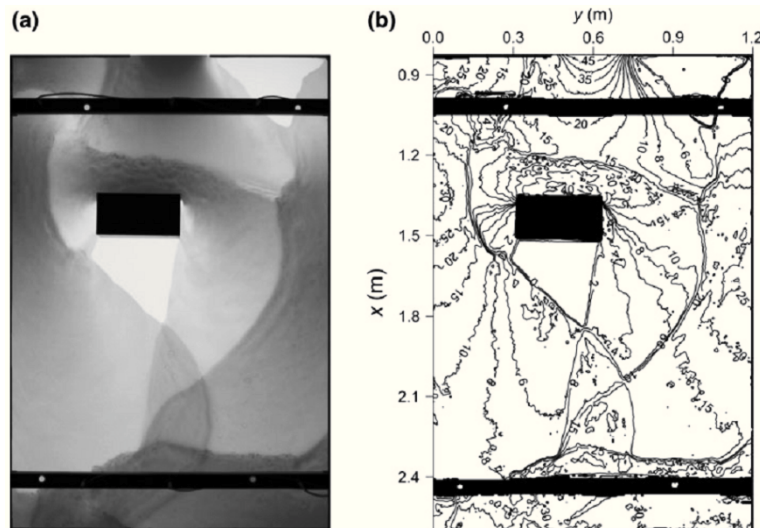


Figure II-9 Absorption de la lumière et surface reconstruite. D'après Aurelli et al. [2011]

Les travaux utilisant des méthodes optiques pour la mesure des ondes générées par un modèle de navire sont peu nombreux. De Vries et al. [2008] ont utilisé une méthode basée sur un système stéréoscopique et l'utilisation de particules en surface pour évaluer la *surfabilité* des vagues générées par un modèle de navire dans un bassin circulaire. Sanada et al. [2008] utilisent une méthode proche de celle proposée par Dabiri et Gharib [2001] pour la mesure des vagues de sillage d'un modèle de navire en bassin des carènes. Cette technique est basée sur l'utilisation d'une source lumineuse de différentes couleurs et d'un écran au dessus de la surface de l'eau, la hauteur du fluide étant reconstruite à partir des lois de la réflexion.

Les méthodes de mesure présentes dans la littérature permettent une mesure précise, souvent submillimétrique, des surfaces fluides avec une grande résolution spatiale. Le choix des méthodes de mesure utilisées au cours de cette thèse a donc d'abord porté sur leur applicabilité en bassin des carènes. Par exemple, les techniques basées sur la projection d'un motif régulier, type moiré, ou d'un motif aléatoire (mouchetis) nécessite d'avoir une surface opaque et donc d'ajouter un colorant à l'eau du bassin. Ces approches ne sont donc pas adaptées en bassin des carènes où les volumes d'eau sont importants. C'est également le cas pour la technique basée sur l'absorption de la lumière. Les méthodes basées sur la corrélation d'images stéréoscopiques nécessitent un "marquage" de la surface. Ce "marquage" peut être réalisé à l'aide de particules flottantes à la surface du fluide ou par projection de faisceaux lasers. Au cours de cette thèse, une première méthode, basée sur l'utilisation d'un système optique stéréoscopique et de particules de polypropylène comme marqueurs de surface, a donc été utilisée. Le choix des particules a été effectué en suivant l'étude de Weitbrecht et al. [2002] citée précédemment. Deux algorithmes de reconstruction déjà disponibles au sein de l'équipe de recherche HydÉE, développés respectivement par Jehle et al. [2008] et par Chatellier et al. [2013], ont été utilisés pour la reconstruction de surface. Ce type de méthode a été appliqué dans le bassin d'essais des carènes de Poitiers. Cette application a permis de se rendre compte de la difficulté à mesurer la surface dans la zone à l'arrière du bateau, le long de la ligne d'avancée. En effet, dans cette zone les particules sont éjectées sur le coté au passage du bateau. L'utilisation d'une seconde technique ne nécessitant pas de particules a donc été étudiée. Le choix s'est porté sur une technique basée sur les propriétés de la lumière au contact d'une interface. Ainsi, une méthode basée sur la réfraction de la lumière et sur l'utilisation d'une nappe laser comme motif de référence vue par un système stéréoscopique a été développée. Cette technique permet de mesurer la topographie de la surface (hauteur et normale à la surface) ainsi que la vitesse 2C-2D au sein de la nappe laser. Cette technique basée sur la réfraction, nécessite des accès optiques adaptés à son utilisation. Cette méthode facilement applicable dans le bassin d'essais des carènes de Poitiers n'a pas pu être utilisée dans le bassin de la DGA. De plus, au sein de ce bassin, l'utilisation de particules

flottantes, type particules de polypropylène étant proscrite, une troisième méthode a été développée. Cette méthode est basée sur la projection de faisceaux lasers sur la surface du bassin observés par un système stéréoscopique.

II.2 Modèle de caméra et calibration

La calibration des caméras est une étape cruciale pour la détermination de surfaces tridimensionnelles. En effet, l'ensemble des méthodes de mesures utilisées au cours de cette thèse nécessite une calibration tridimensionnelle précise. Cette étape consiste à déterminer un modèle de caméra à partir d'images de points, dont les coordonnées sont connues ou non dans un repère objet de référence. Salvi et al. [2002] fournissent une revue comparative des différentes approches de calibration. Willert [2006] propose également une étude comparative de différents modèles pour une application à des mesures de vélocimétrie par images de particules.

Définir un modèle de caméra consiste à déterminer une relation mathématique entre les coordonnées images et les coordonnées réelles d'un point de l'espace. Plusieurs modèles de caméras permettent de définir cette relation. Ici, le choix a été fait de retenir un modèle linéaire, dit modèle de Pinhole, un modèle prenant en compte les distorsions et un modèle polynomial. Cette partie présente ces trois modèles de caméra ainsi que les méthodes mathématiques et expérimentales utilisées pour leur détermination en s'appuyant sur les travaux de thèse de Callaud [2003] sur les méthodes de PIV stéréoscopique.

II.2.1 Modèle de caméra :

II.2.1.a Modèle géométrique :

Ce modèle de caméra, dit de sténopé ou modèle de Pinhole, relie les coordonnées tridimensionnelles d'un point de l'espace avec les coordonnées bidimensionnelles de sa projection sur l'image à partir de relation basée sur la nature du système optique. Cette relation géométrique est une projection perspective issue de trois transformations (Figure II-10). Ces transformations sont liées à trois repères distincts :

- un repère *physique* $(0, X, Y, Z)$
- un repère *caméra* (C, x, y, z) où C est le centre optique de la caméra
- un repère *image* (o, u, v)

Les matrices de passages entre ces différents repères sont détaillées dans Callaud [2003] ou Horaud et Monga [1995]. La relation entre les coordonnées tridimensionnelles d'un point de l'espace, (X, Y, Z) , et les coordonnées images, (u, v) peut ainsi s'écrire sous la forme d'une matrice 3×4 appelée matrice de projection perspective :

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{pmatrix} \quad (\text{II-3})$$

telle que,

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-4})$$

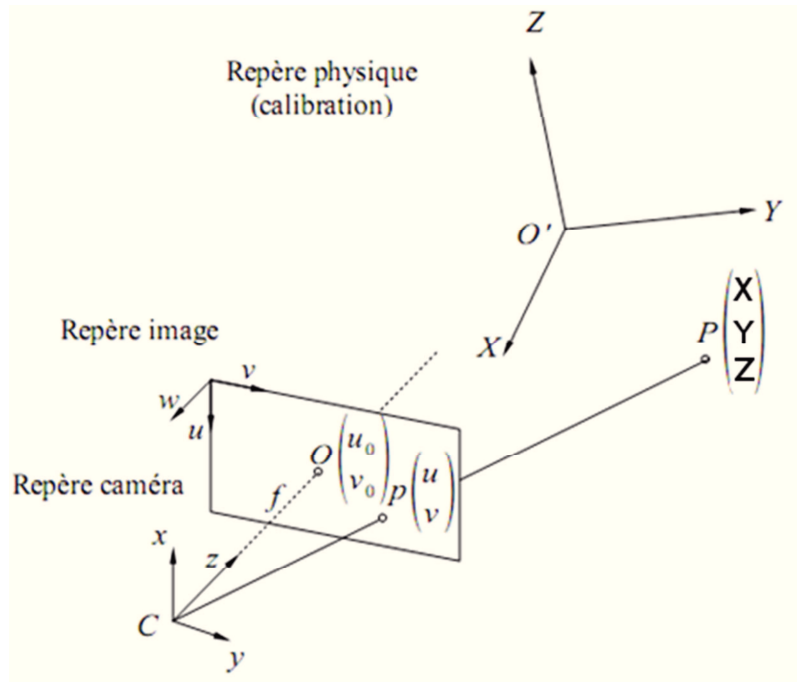


Figure II-10 Modèle de caméra géométrique : Projection Perspective

Les équations précédentes nous donnent les relations de projection entre un point du repère physique et le point image correspondant :

$$\begin{aligned} u &= \frac{m_{11} \cdot X + m_{12} \cdot Y + m_{13} \cdot Z + m_{14}}{m_{31} \cdot X + m_{32} \cdot Y + m_{33} \cdot Z + m_{34}} \\ v &= \frac{m_{21} \cdot X + m_{22} \cdot Y + m_{23} \cdot Z + m_{24}}{m_{31} \cdot X + m_{32} \cdot Y + m_{33} \cdot Z + m_{34}} \end{aligned} \quad (\text{II-5})$$

Les équations de rétro-projection, définissant la transformation de l'image vers un point du repère physique connaissant une coordonnée physique, peuvent également être définies :

$$\begin{aligned} X &= \frac{(m_{11} \cdot Z + m_{31}) \cdot u + (m_{12} \cdot Z + m_{32}) \cdot v + (m_{13} \cdot Z + m_{33})}{m_{14} \cdot u + m_{24} \cdot v + m_{34}} \\ Y &= \frac{(m_{21} \cdot Z + m_{31}) \cdot u + (m_{22} \cdot Z + m_{32}) \cdot v + (m_{23} \cdot Z + m_{33})}{m_{14} \cdot u + m_{24} \cdot v + m_{34}} \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

On note que la matrice M peut être décomposée en une matrice triangulaire K qui contient les paramètres internes, ou intrinsèques, à la caméra et en une matrice P de projection contenant les paramètres externes, ou extrinsèques, à la caméra. La matrice, $K(3 \times 3)$, inclut les coordonnées images de la projection du centre optique (u_0, v_0) , ainsi que les nombres $(\alpha_u, \alpha_v) = (k_x f, k_y f)$, où f est la distance focale et k_x et k_y les facteurs d'échelles. La matrice P , 4×4 , comporte les coefficients de la matrice rotation $R = r_{ij}$ et ceux du vecteur translation $t = (t_x, t_y, t_z)^T$ reliant le repère physique au repère caméra.

La matrice M peut donc être décomposée comme suit :

$$M = KP = K(R|t) \quad (\text{II-7})$$

soit,

$$M = K[r_1 \ r_2 \ r_3 \ t] = \begin{pmatrix} \alpha_u & 0 & u_0 \\ 0 & \alpha_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \end{pmatrix} \quad (\text{II-8})$$

Cette décomposition peut être réalisée à l'aide de plusieurs méthodes. Horaud et Monga [1995] proposent une méthode basée sur des opérations matricielles simples. D'autres méthodes reprises par Garcia [2001] et reposant sur des systèmes surdéterminés permettent également la détermination des différents paramètres de la caméra. La connaissance de ces paramètres permet d'effectuer un premier contrôle du modèle de caméra. En effet, en pratique, les valeurs de la focale ou des angles sont connues approximativement et peuvent être ainsi comparées à celles fournies par le modèle.

II.2.1.b Prise en compte des distorsions dans le modèle de calibration :

Le modèle linéaire précédent suppose que l'image d'un point est obtenue en interceptant le plan image avec la droite passant par ce point et par le centre de projection de la caméra. Or en présence de distorsions optiques, ce principe n'est plus respecté. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces défauts dans le modèle de caméra. Ainsi, si l'on pose (u_L, v_L) , le point idéal déterminé par l'approximation linéaire définie précédemment, et (u_d, v_d) les coordonnées distordues, la relation entre ces deux coordonnées est donnée par :

$$\begin{cases} u_d = u_L + \Delta_u \\ v_d = v_L + \Delta_v \end{cases} \quad (\text{II-9})$$

où $\Delta=(\Delta_u, \Delta_v)$ est le *vecteur distorsion*. Ce vecteur est la somme de plusieurs distorsions élémentaires. Ces distorsions sont référencées principalement sous trois formes :

Distorsion radiale (Figure II-11.a et b) : Ce type de distorsions est dû à un défaut de courbure de la lentille. Elles peuvent être prises en compte sous la forme :

$$\begin{aligned} \delta_{ur} &= \tilde{u}_L \sum_{k=1}^{\infty} [R_k(\rho^2)^k] \\ \delta_{vr} &= \tilde{v}_L \sum_{k=1}^{\infty} [R_k(\rho^2)^k] \end{aligned} \quad (\text{II-10})$$

$$\text{avec } \begin{cases} u_L = \frac{m_{11} \cdot X + m_{12} \cdot Y + m_{13} \cdot Z + m_{14}}{m_{31} \cdot X + m_{32} \cdot Y + m_{33} \cdot Z + m_{34}} \\ v_L = \frac{m_{21} \cdot X + m_{22} \cdot Y + m_{23} \cdot Z + m_{24}}{m_{31} \cdot X + m_{32} \cdot Y + m_{33} \cdot Z + m_{34}} \end{cases} \text{ et } \begin{cases} \tilde{u}_L = (u_L - u_0) \\ \tilde{v}_L = (v_L - v_0) \\ \rho^2 = \tilde{u}_L^2 + \tilde{v}_L^2 \end{cases}$$

Distorsion de décentrage (Figure II-11.c) : Cette distorsion a pour origine l'imperfection d'alignement des centres optiques des lentilles qui composent le système optique. Ce type de distorsions peut être modélisé de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \delta_{ud} &= \left(2 \cdot \tilde{u}_L \cdot \tilde{v}_L \cdot \cos\phi_0 - (3 \cdot \tilde{u}_L^2 + \tilde{v}_L^2) \cdot \sin\phi_0 \right) \sum_{k=1}^{\infty} [D_k(\rho^2)^{k-1}] \\ \delta_{vd} &= \left(-2 \cdot \tilde{u}_L \cdot \tilde{v}_L \cdot \sin\phi_0 + (\tilde{u}_L^2 + 3 \cdot \tilde{v}_L^2) \cdot \cos\phi_0 \right) \sum_{k=1}^{\infty} [D_k(\rho^2)^{k-1}] \end{aligned} \quad (\text{II-11})$$

Distorsion prismatique : Cette distorsion est causée par un mauvais parallélisme des lentilles entre elles et peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}\delta_{up} &= -\sin\phi_1 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [P_k(\rho^2)^k] \\ \delta_{vp} &= \cos\phi_1 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [P_k(\rho^2)^k]\end{aligned}\quad (\text{II-12})$$

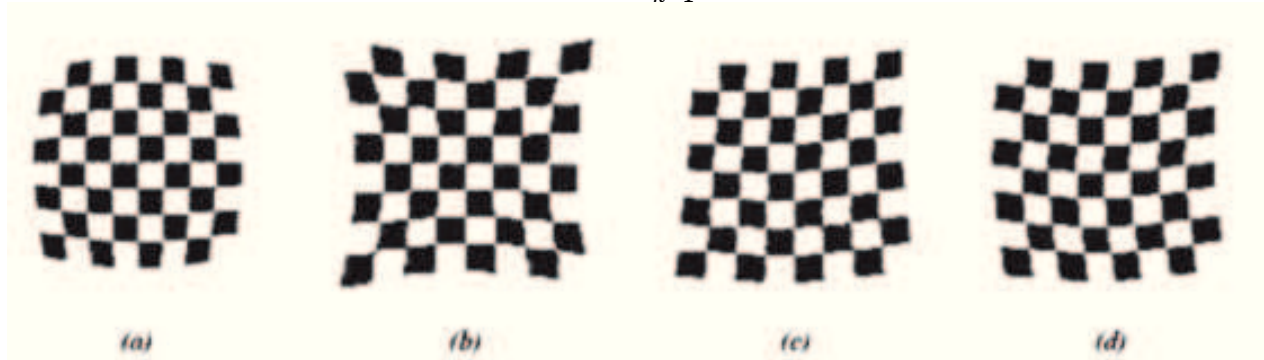


Figure II-11 Distorsions d'un damier : a) et b) Distorsion radiale c) Distorsion de décentrage d) Distorsion prismatique

En prenant en compte l'ensemble de ces distorsions sous les formes exprimées précédemment, on obtient donc :

$$\begin{cases} u_d = u_L + \delta_{ur} + \delta_{ud} + \delta_{up} = f(u_L, v_L) \\ v_d = v_L + \delta_{vr} + \delta_{vd} + \delta_{vp} = g(u_L, v_L) \end{cases}\quad (\text{II-13})$$

Afin de prendre en compte les distorsions dans les modèles de caméra, il est nécessaire de limiter l'ordre des développements dans les expressions des différentes distorsions. En s'appuyant sur différents travaux, Gracia [2001] indique qu'un développement à l'ordre trois de la distorsion radiale est suffisant pour la plupart des objectifs de focale supérieure à 5mm. La distorsion étant dominée par la distorsion radiale, la prise en compte des distorsions prismatiques et de décentrages à l'ordre 1 semble suffisante. Le modèle de caméra est donc défini de la manière suivante :

$$\begin{cases} u_d = u_L + [\tilde{u}_L(R1.\rho^2 + R2.\rho^4 + R3.\rho^6) + 2.d1.\tilde{u}_L.\tilde{v}_L + d2(3.\tilde{u}_L^2 + \tilde{v}_L^2) + p1.\rho^2] \\ v_d = v_L + [\tilde{v}_L(R1.\rho^2 + R2.\rho^4 + R3.\rho^6) + 2.d2.\tilde{u}_L.\tilde{v}_L + d1(\tilde{u}_L^2 + 3.\tilde{v}_L^2) + p2.\rho^2] \end{cases}\quad (\text{II-14})$$

$$\text{avec} \begin{cases} d_1 = D_1.\cos\phi_0 \\ d_2 = -D_1.\sin\phi_0 \\ p_1 = -P_1.\sin\phi_1 \\ p_2 = -P_2.\cos\phi_1 \end{cases}$$

D'autres auteurs choisissent de modéliser les distorsions en choisissant des développements plus restreints. Par exemple, Tsai [1987] modélise seulement une distorsion radiale d'ordre 1 (R_1). Zhang [2000] utilise lui les coefficients R_1 et R_2 et Heikkilä [2000] considère une distorsion radiale d'ordre 2 et une distorsion de décentrage. En pratique, dans les codes de calcul développés pour la calibration des caméras, le choix des coefficients de distorsion à prendre en compte est laissé à l'utilisateur.

Certains algorithmes de reconstruction de surface, présentés ultérieurement, nécessitent l'utilisation de modèles linéaires. Cela implique de transformer les images *distordues* en images *non-distordues* en inversant le modèle de distorsion. Dans le but de corriger les coordonnées images d'un point distordu, les coordonnées idéales, c'est à dire les coordonnées non distordues, doivent donc être calculées. Cependant le modèle de distorsions n'est pas inversible. Pour estimer les coordonnées idéales, une méthode de Newton est donc utilisée.

On utilise comme estimation initiale, les coordonnées distordues (u_d, v_d) , soit :

$$(u_L^0, v_L^0) = (u_d, v_d) \quad (\text{II-15})$$

On itère ensuite par la méthode de Newton :

$$\begin{pmatrix} u_L^{i+1} \\ v_L^{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_L^i \\ v_L^i \end{pmatrix} - J^{-1} \begin{pmatrix} f(u_L^i, v_L^i) \\ g(u_L^i, v_L^i) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} u_L^0 \\ v_L^0 \end{pmatrix} \quad (\text{II-16})$$

avec J :

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial f(u_L, v_L)}{\partial u_L} & \frac{\partial f(u_L, v_L)}{\partial v_L} \\ \frac{\partial g(u_L, v_L)}{\partial u_L} & \frac{\partial g(u_L, v_L)}{\partial v_L} \end{pmatrix}$$

Le critère d'arrêt est basé sur la valeur du module de l'erreur, ε , tel que :

$$\varepsilon = \sqrt{(f(u_L^i, v_L^i) - u_L^0)^2 + (g(u_L^i, v_L^i) - v_L^0)^2} \quad (\text{II-17})$$

soit petit, de l'ordre de 10^{-3} .

II.2.1.c Modèle polynomial

Ce modèle, proposé par Soloff et al. [1997] pour son utilisation en PIV stéréoscopique, relie les coordonnées images (u, v) aux coordonnées objets (X, Y, Z) à partir d'une approximation polynomiale. Par exemple, en choisissant une approximation d'ordre 3 suivant X et Y (dans le plan de la mire) et d'ordre 2 en Z, on obtient :

$$\begin{aligned} u = & a_0 + a_1X + a_2Y + a_3Z + a_4X^2 + a_5XY + a_6Y^2 + a_7XZ + a_8YZ + a_9Z^2 \\ & + a_{10}X^3 + a_{11}X^2Y + a_{12}XY^2 + a_{13}Y^3 + a_{14}X^2Z + a_{15}XYZ \\ & + a_{16}Y^2Z + a_{17}XZ^2 + a_{18}YZ^2 \end{aligned} \quad (\text{II-18})$$

$$\begin{aligned} v = & b_0 + b_1X + b_2Y + b_3Z + b_4X^2 + b_5XY + b_6Y^2 + b_7XZ + b_8YZ + b_9Z^2 \\ & + b_{10}X^3 + b_{11}X^2Y + b_{12}XY^2 + b_{13}Y^3 + b_{14}X^2Z + b_{15}XYZ \\ & + b_{16}Y^2Z + b_{17}XZ^2 + b_{18}YZ^2 \end{aligned}$$

Pour effectuer l'opération inverse de rétro-projection, c'est à dire calculer la position d'un point dans le plan de calibration (X, Y) connaissant les coordonnées image (u, v) et la position suivant Z, une approximation polynomiale est également estimée.

On peut noter que ce modèle n'a pas de justification "*physique*" par rapport à la géométrie des caméras. Le seul critère justifiant son utilisation passe par l'étude des erreurs de calibration. Ce modèle est néanmoins fortement utilisé notamment lors de mesures de PIV stéréoscopique.

II.2.2 Méthode de calibration des caméras :

II.2.2.a Méthode classique par translation d'une mire

Pour évaluer les coefficients de la matrice M , différentes techniques peuvent être utilisées. La première méthode consiste à placer dans le champ de vision, donc dans le repère objet, un ensemble de points dont les positions (X, Y, Z) doivent être connues avec une très grande précision. Ces points sont générés à l'aide de mires de calibration. La Figure II-12 fournit deux exemples de mires généralement utilisées pour le calibrage de caméras. Ces mires sont placées

dans le champ de vision des caméras et translattées avec une grande précision à l'aide de tables de déplacement. La position des points caractéristiques de la mire, les points blancs dans la Figure II-12.a ou les intersections de carreaux dans la Figure II-12.b, sont extraits à l'aide d'un programme de localisation qui fournit les coordonnées pixels de chaque point avec une précision de l'ordre du dixième de pixel. Une étude approfondie de la précision de la technique de localisation employée est fourni par Callaud [2003].

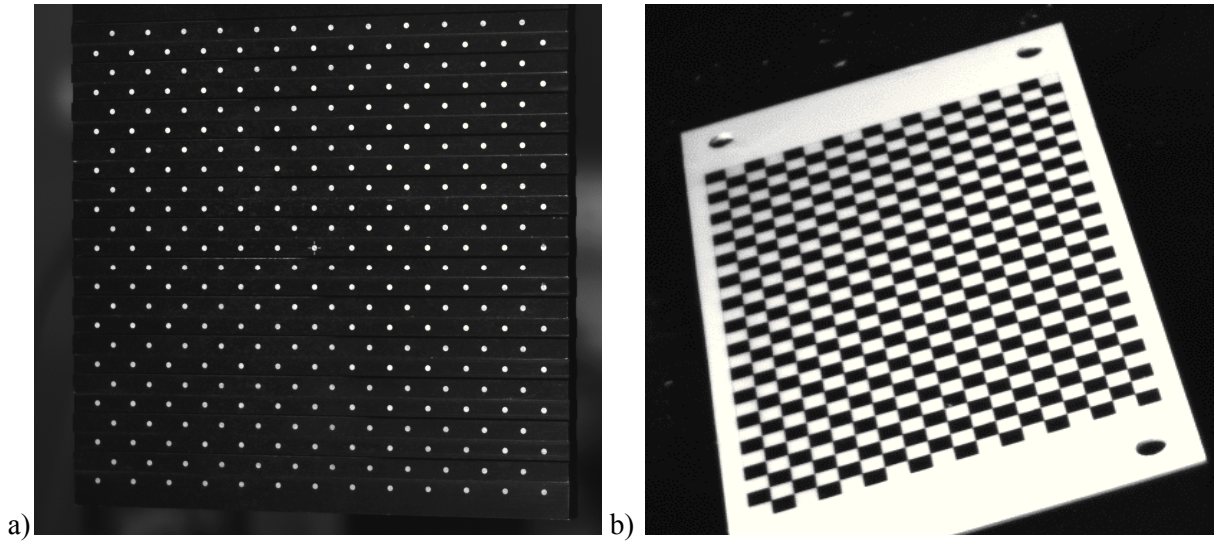


Figure II-12 Exemple de mires de calibration : a) Mire deux plans b) Mire plane

Ce type de calibration fournit donc des relations entre des points du repère objet, (X, Y, Z) , et leur localisation sur l'image, (u, v) pour les n points de mire localisés. Il suffit ensuite d'écrire le système d'équation (7) pour tous les points de la mire. Le $i^{\text{ème}}$ du repère objet localisé, (X_i, Y_i, Z_i) , se projette dans le repère image en (u_i, v_i) et fournit deux équations. Le système peut alors se mettre sous forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & -u_i X_i & -u_i Y_i & -u_i Z_i & u_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & -v_i X_i & -v_i Y_i & -v_i Z_i & v_i & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ m_{13} \\ m_{14} \\ m_{21} \\ m_{22} \\ m_{23} \\ m_{24} \\ m_{31} \\ m_{32} \\ m_{33} \\ m_{34} \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{II-19})$$

Pour déterminer les douze coefficients de la matrice M , il faut donc au minimum six points dans le repère objet. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour résoudre ce système. Une première méthode développée par Faugeras et Toscani [1986] est basée sur la contrainte $\|m_3\|=1$. En effet, en décomposant explicitement les composantes de la matrice M , il est possible de montrer que :

$$\|m_3\|^2 = m_{31}^2 + m_{32}^2 + m_{33}^2 = r_{31}^2 + r_{32}^2 + r_{33}^2 = 1 \quad (\text{II-20})$$

Le système surdéterminé reliant les coordonnées images et objets précédemment défini peut alors s'écrire sous la forme :

$$B_{2n \times 9} x_9 + C_{2n \times 3} x_3 = 0 \quad (\text{II-21})$$

$$\text{avec } B_{2n \times 9} = \begin{pmatrix} X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & -u_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & 1 & -v_i \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \end{pmatrix} \quad x_9 = \begin{pmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ m_{13} \\ m_{14} \\ m_{21} \\ m_{22} \\ m_{23} \\ m_{24} \\ m_{31} \\ m_{32} \\ m_{33} \end{pmatrix}$$

$$C_{2n \times 3} = \begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots \\ -u_i X_i & -u_i Y_i & -u_i Z_i \\ -v_i X_i & -v_i Y_i & -v_i Z_i \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad x_3 = \begin{pmatrix} m_{31} \\ m_{32} \\ m_{33} \end{pmatrix}$$

Le critère à minimiser au sens des moindres carrés est alors :

$$\varepsilon = \|B_{2n \times 9} x_9 + C_{2n \times 3} x_3\|^2 \quad \text{avec la contrainte } \|m_3\|^2 = 1 \quad (\text{II-22})$$

Ce critère peut s'écrire sous la forme :

$$\varepsilon = \|B_{2n \times 9} x_9 + C_{2n \times 3} x_3\|^2 - \lambda(1 - \|m_3\|^2) \quad (\text{II-23})$$

Soit en décomposant :

$$\varepsilon = x_9^t B^t B x_9 + x_3^t C^t C x_3 + x_9^t B^t C x_3 + x_3^t C^t B x_9 + \lambda(1 - x_3^t x_3^2) \quad (\text{II-24})$$

En imposant les dérivées partielles par rapport à x_9 et x_3 on obtient alors :

$$\begin{cases} x_9 = -(B^t B)^{-1} B^t C x_3 \\ D x_3 = \lambda x_3 \\ D = C^t C - C^t B (B^t B)^{-1} - B^t C \end{cases} \quad (\text{II-25})$$

Ainsi le critère ε à minimiser devient :

$$\varepsilon = x_3^t D x_3 = \lambda x_3^t x_3 = \lambda \quad (\text{II-26})$$

La matrice D est une matrice symétrique, définie positive 3×3 . Ces valeurs propres sont donc réelles positives. λ est associée au vecteur propre de D, x_3 . Dans le but de minimiser le critère ε , la plus petite valeur propre de D est recherchée. Son vecteur propre associé, x_3 , est ensuite déterminé. Finalement le vecteur x_9 peut être estimé. Les coefficients m_{ij} de la matrice de calibration se déterminent ensuite à partir de ces deux vecteurs. Le signe du vecteur propre n'est pas défini. Il existe donc deux solutions -M et M. La mire étant devant la caméra, on choisira la solution tel que $m_{34}(t_z) > 0$.

Une deuxième méthode proposée par Abdel-Aziz et Karara [1971] permet d'obtenir une solution non triviale du système surdéterminé en choisissant de fixer le coefficient $m_{34} = 1$.

Le système devient donc :

$$D_{2n \times 11} m_{11} = c_{11} \quad (\text{II-27})$$

soit,

$$\begin{pmatrix} X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & -u_i X_i & -u_i Y_i & -u_i Z_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & -v_i X_i & -v_i Y_i & -v_i Z_i & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ m_{13} \\ m_{14} \\ m_{21} \\ m_{22} \\ m_{23} \\ m_{24} \\ m_{31} \\ m_{32} \\ m_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dots \\ m_{34} u_i \\ m_{34} v_i \\ \dots \end{pmatrix} \quad (\text{II-28})$$

Les coefficients m_{ij} de la matrice de calibration sont ainsi déterminés à un facteur multiplicatif près $m_{34}=t_z$ en résolvant le système (II-29) au sens des moindres carrés. Afin de satisfaire la relation $\|m_3\|^2 = 1$, les coefficients de la matrice M, obtenus en imposant $m_{34}=1$, sont divisés par la norme de m_3 .

II.2.2.b Détermination de la matrice M par approche photogrammétrique

Cette méthode de calibration est basée sur la prise de vue d'une mire de calibration sous différentes orientations. Cette approche ne nécessite donc pas de connaître avec précision la position de la mire dans l'espace objet ni le déplacement de la mire entre deux prises de vue. La méthode proposée par Zhang [2000] permet de déterminer la matrice de calibration lors de telles prises de vues.

Le principe de la méthode de Zhang [2000] est de déterminer une homographie, noté H , pour chaque image de mire en considérant les points de mire à une même coordonnées $z=0$. Cette homographie peut donc être écrite sous la même forme que l'équation (II-7), telle que :

$$H = K'P' = A'(R|t') \quad (\text{II-29})$$

$$\text{avec } H = K'[r_1 \ r_2 \ t] = \begin{pmatrix} \alpha_u & k & u_0 \\ 0 & \alpha_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & t_z \end{pmatrix}$$

La matrice H peut être déterminée de la même façon que la matrice M , en résolvant un système surdéterminé au sens des moindres carrés. A partir de la détermination de la matrice H pour chaque image de calibration, Zhang [2000] fournit un algorithme permettant de déterminer les paramètres internes de la caméra (matrice A), communs à chaque image, ainsi que la matrice rotation et le vecteur translation liés à chaque image. En prenant une image comme référence, cette méthode permet donc de déterminer la matrice M du modèle de caméra linéaire.

On note que cette technique nécessite toutefois une optimisation des paramètres du modèle afin de raffiner le modèle. Cette optimisation consiste à minimiser la fonctionnelle définie par :

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \|m_{ij} - \hat{m}(A, R_i, t_i, X_j)\|^2 \quad (\text{II-30})$$

où $\hat{m}(A, R_i, t_i, X_j)$ est la projection du point X_j dans l'image i . Cette minimisation revient donc à optimiser à la fois les paramètres du modèle de caméra (A) ainsi que les paramètres ($R|t$) correspondant à chaque position de la mire en fonction des positions des points (X_j) sur la mire.

II.2.2.c Détermination des coefficients de distorsions :

Comme pour le modèle linéaire, la calibration d'une caméra en présence de distorsions peut être réalisée soit à partir d'une calibration classique, pour laquelle les positions des points de mire sont connues avec précision, soit à partir d'une calibration de type photogrammétrique.

Dans ces deux cas, la prise en compte des distorsions optiques a pour conséquence de rajouter une transformation non linéaire au modèle de caméra. En considérant des distorsions radiales d'ordre 3, prismatiques d'ordre 1 et de décentrage d'ordre 1, 21 paramètres ($m_{ij}, R_1, R_2, R_3, D_1, D_2, P_1, P_2, u_0, v_0$) doivent être estimés. Pour résoudre ce système, des techniques d'optimisation non linéaire sont employées. Ici, et dans la suite des travaux, pour ce type d'optimisation, nous utilisons l'algorithme de *Levenberg-Marquardt*. Dans le cas d'une calibration classique, cet algorithme est utilisé afin de minimiser une fonctionnelle qui est généralement la somme des écarts quadratiques entre les points extraits dans l'image et les coordonnées estimées par le modèle.

On peut donc chercher à minimiser le critère χ^2 , tel que :

$$\chi^2 = r^T r \quad \text{avec} \quad r = \begin{pmatrix} \dots \\ u_i - u_d \\ v_i - v_d \\ \dots \end{pmatrix} \quad (\text{II-31})$$

Cette résolution nécessite une estimée initiale des paramètres à optimiser. Une solution consiste à utiliser une des méthodes linéaires décrites auparavant pour estimer les paramètres m_{ij} . De plus, afin d'optimiser le calcul des paramètres de distorsion et des m_{ij} , une méthode itérative est appliquée. On calcule tout d'abord des valeurs initiales à l'aide d'une méthode linéaire du type *DLT*. Une première estimation des paramètres de distorsions est effectuée à l'aide d'un algorithme d'optimisation. A partir de ces paramètres, les coordonnées des points extraits des images sont corrigées à l'aide d'une méthode de Newton. A partir de ces points corrigés, un nouveau modèle linéaire est estimé. On itère alors ce processus jusqu'à avoir convergence de l'écart quadratique entre les points extraits dans l'image et les coordonnées estimées par le modèle.

De même que précédemment, dans le cas où les positions de la mire ne sont pas connues, la méthode de Zhang [2000] peut être utilisée. Ici aussi, une première estimation du modèle linéaire est effectuée à l'aide de la méthode décrite dans le paragraphe II.2.2.b . Les paramètres de distorsions sont pris en compte lors d'une étape d'optimisation similaire à celle décrite par l'équation (II-30) en rajoutant les paramètres de distorsions dans la fonctionnelle. Celle-ci devient donc :

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \|m_{ij} - \hat{m}(A, R_i, t_i, X_j, \delta)\|^2 \quad (\text{II-32})$$

où δ correspond aux paramètres de distorsions.

II.2.2.d Coefficients du modèle polynomial :

Afin de déterminer les coefficients du modèle polynomial, une calibration classique doit être effectuée. Connaissant la position précise des points dans le repère physique et leur projection dans le repère images, les 38 coefficients du modèle (II-18) sont déterminés à partir d'une méthode de résolution linéaire de type moindres carrés. Les fonctions de rétroprojection sont estimées de la même façon.

II.2.3 Représentation d'un capteur de stéréovision

L'étape de calibration décrite précédemment permet d'obtenir les relations entre les coordonnées tridimensionnelles d'un point physique avec ses coordonnées images, calculées par projection. Cette opération n'est pas réversible et au moins deux caméras sont indispensables afin de déterminer la position tridimensionnelle d'un point du repère physique à partir d'images de celui-ci. La mise en relation de ces deux caméras définit les propriétés du capteur stéréoscopique.

II.2.3.a Calibration d'un capteur stéréoscopique

Calibrer un capteur stéréoscopique revient à déterminer la relation de passage entre les repères caméras du système. Cette transformation est définie comme celle reliant le repère physique au repère caméra par une matrice composée d'une matrice translation et d'une matrice rotation, notée A_s . Cette transformation est illustrée sur la Figure II-13. Un point du repère physique se projette dans les repères caméras tel que :

$$\begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \\ 1 \end{pmatrix} = A_i \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} R_i & t_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-33})$$

Les matrices R_i étant inversible, il vient :

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 & 1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1 & 1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \\ 1 \end{pmatrix} = A_s \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-34})$$

Pour calibrer le capteur stéréoscopique, une solution consiste donc à calibrer chaque caméra indépendamment dans un repère de référence. Cette calibration permet de déterminer les matrices de passage, A_1 et A_2 , entre le repère physique et les repères caméras. A partir de ces deux matrices, la matrice A_s est calculée à partir de la relation :

$$A_s = A_1 A_2^t \quad (\text{II-35})$$

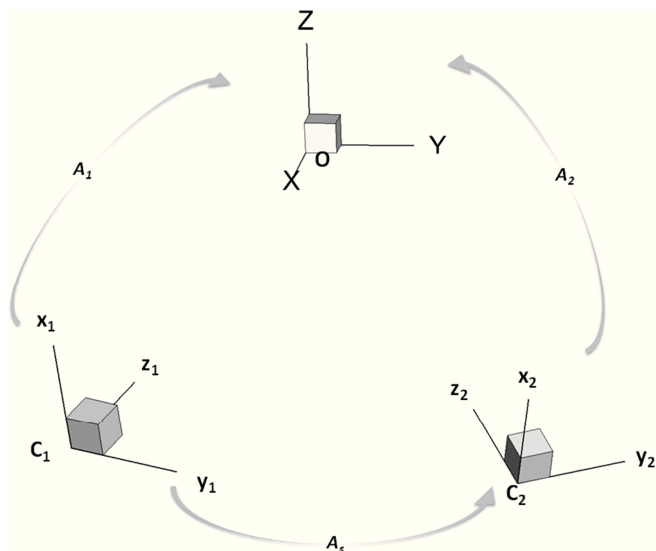


Figure II-13 Relation de passage des repères d'un système stéréoscopique

II.2.3.b Géométrie épipolaire

La relation entre les repères image d'un capteur de stéréovision est définie par la géométrie épipolaire. Cette géométrie décrit la relation entre les images de la scène issues des différentes caméras. Pour un système stéréoscopique binoculaire, on définit par C_1 et C_2 les centres optiques de chaque caméra. Un point $P(X, Y, Z)$ de l'espace objet se projette en P_1 et P_2

respectivement sur les caméras 1 et 2. Etant donné un point P_l sur l'image de gauche, son conjugué sur l'image de droite est contraint de se trouver sur une ligne, nommée *ligne épipolaire* (Figure II-14). L'ensemble des lignes épipolaires d'un plan image se coupent en un point appelé *épipole*. Ce point correspond à la projection du centre optique de la seconde caméra. Cette géométrie épipolaire du capteur stéréoscopique est définie par deux matrices : la matrice essentielle et la matrice fondamentale. Ces matrices, dont le calcul est fourni dans Horaud et Monga [1995] permettent de définir l'équation des lignes épipolaires sur chaque caméra du capteur. Ces propriétés géométriques du capteur stéréoscopique sont très utiles pour la mise en correspondance des images issues de chaque caméra. Cette contrainte, nommée *contrainte épipolaire*, permet de restreindre la zone de recherche lors de l'étape de mise en correspondance et ainsi réduire les temps de calcul et les risques d'erreurs.

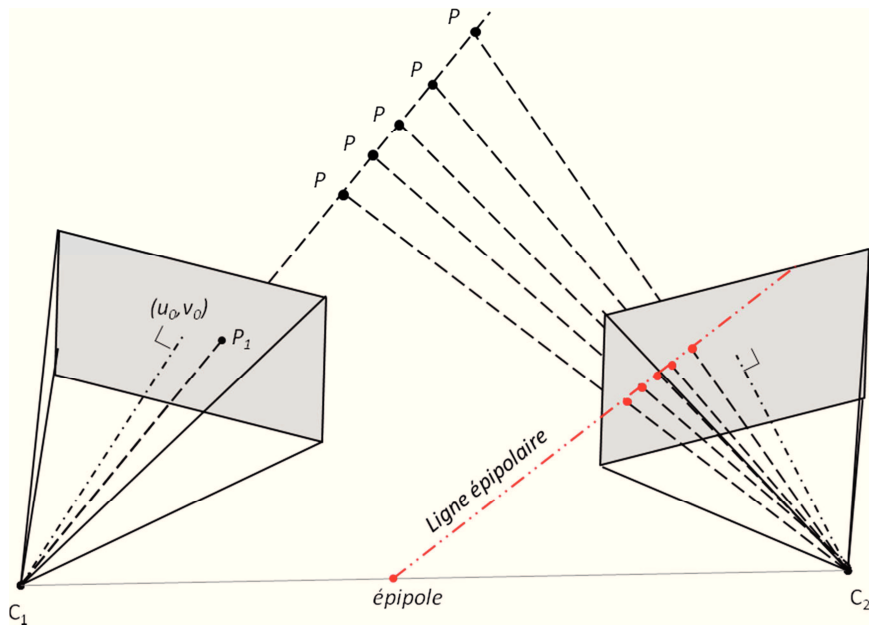


Figure II-14 : Capteur stéréoscopique

II.2.3.c Rectification des images

La rectification épipolaire consiste à transformer les images afin que les lignes épipolaires sur les images des deux caméras soit horizontales et parallèles (Figure II-15). Dans cette configuration, la mise en correspondance stéréoscopique se limitera donc à une recherche le long des lignes épipolaires suivant une seule direction sur l'image.

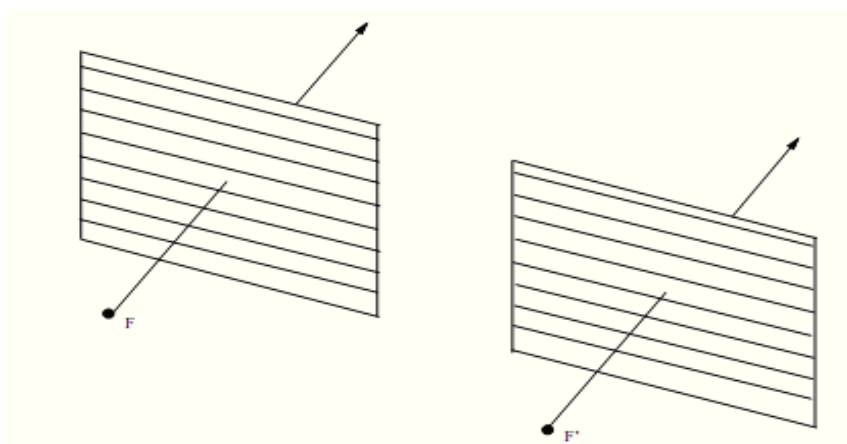


Figure II-15 : Lignes épipolaires après rectification

Pour cette étape de rectification, nous nous appuyons sur l'algorithme proposé par Fusiello [2002]. Nous supposons que les deux caméras sont modélisées par un modèle linéaire type Pinhole avec des matrices de calibration M_{o1} et M_{o2} . Si les images comportent de la distorsion,

elles sont préalablement corrigées afin de se ramener à un cas linéaire. L'idée de l'algorithme proposé par Fusiello [2002] est de définir deux nouvelles matrices M_{n1} et M_{n2} , obtenues par rotation des anciennes matrices autour de leur centre optique C_1 et C_2 , de telle façon que la droite C_1C_2 soit parallèle aux lignes épipolaires. Les centres optiques correspondants aux nouvelles matrices sont les mêmes que pour les anciennes. Elles diffèrent par une nouvelle orientation, identique pour les deux caméras. De plus, les nouveaux paramètres intrinsèques correspondant aux deux nouvelles matrices sont pris identiques pour avoir des lignes épipolaires ayant les mêmes coordonnées verticales. Ces valeurs peuvent être choisies arbitrairement.

Les deux nouvelles matrices de projection perspective peuvent donc s'écrire sous la forme :

$$M_{n1} = K(R| - Rc_1) \quad (\text{II-36})$$

$$M_{n2} = K(R| - Rc_2) \quad (\text{II-37})$$

La matrice R , donnant l'orientation des caméras, est la même pour les deux matrices de projection perspective. Elle peut être exprimée sous la forme de ces vecteurs ligne r_1, r_2, r_3 correspondant aux axes x, y, z exprimés dans le repère objet.

A partir des remarques précédentes, nous pouvons exprimer les vecteurs de R :

- le nouvel axe x parallèle à C_1C_2 , soit : $r_1 = (c_1 - c_2)/\|c_1 - c_2\|$
- le nouvel axe y , perpendiculaire à r_1 et k (vecteur unitaire arbitraire qui est ici pris égal à l'ancien vecteur de l'axe z correspondant à l'ancienne matrice de projection), soit : $r_2 = k \times r_1$
- le nouvel axe z est perpendiculaire à x et y : $r_3 = r_1 \times r_2$

De ces deux nouvelles matrices, Fusiello [2002] montre que les coordonnées d'un point de l'image rectifiée $m_{n1} = [u_{n1}, v_{n1}, 1]^T$ se calculent à partir des coordonnées d'un point de l'image d'origine, $m_{o1} = [u_{o1}, v_{o1}, 1]^T$, par l'équation :

$$m_{n1} = \lambda T_{n1} T_{o1}^{-1} m_{o1} \quad (\text{II-38})$$

où λ correspond à un facteur d'échelle (arbitraire) et T_x à la matrice 3×3 correspondant à la matrice M_x (tel que $T_x = KR$).

On note que les coordonnées dans l'image rectifiée ainsi obtenues ne sont pas en valeurs entières. Les niveaux de gris des pixels rectifiés sont alors calculés par interpolation. Garcia [2001] compare différentes méthode d'interpolation d'image à partir de corrélation. Durant les travaux présentés ici, une interpolation basée sur les Splines de degré 5 est utilisée.

II.2.3.d Triangulation

Cette étape consiste à déterminer les coordonnées tridimensionnelles d'un point de l'espace physique connaissant les coordonnées de sa projection dans le repère image de chaque camera. Ces coordonnées sont calculées lors de l'étape d'appariement présentée dans le paragraphe précédent. Géométriquement, le point objet correspondant se trouve à l'intersection des droites passant par les centres optiques des caméras et par sa projection dans les plans images. Ces deux rayons sont calculés à partir des matrices de projection perspective. Cependant, les coordonnées dans le plan image ne sont pas connues avec exactitude en raison du bruit présent lors des mesures, ce qui implique que les rayons issus de chaque caméra ne s'intersectent pas exactement. Plusieurs méthodes permettent de trouver une solution approchée. Il est par exemple possible de prendre le point équidistant aux deux rayons en minimisant la

distance entre sa position et les rayons (Figure II-16). Hartley et Sturm [1997] proposent un inventaire des méthodes de triangulation.

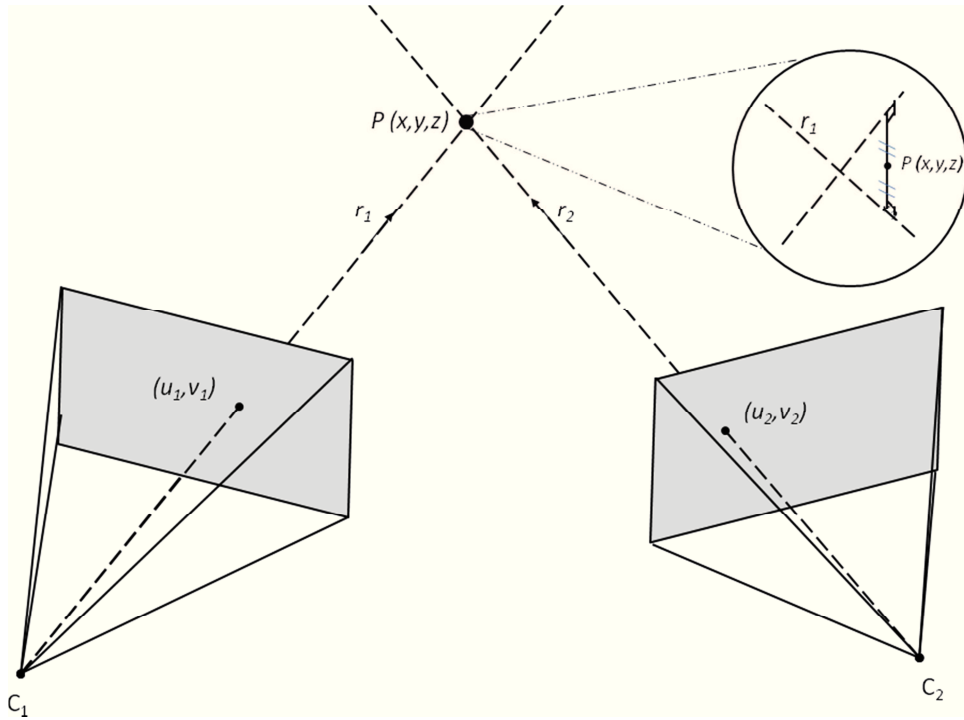


Figure II-16 Triangulation : Intersection des deux rayons issus de chaque caméra

Ici, une triangulation linéaire a été implémentée (Hartley et Zisserman [2003]). Une fois les coordonnées des points appariés *dé-rectifiées*, la triangulation est effectuée à partir de la résolution d'un système linéaire.

En écrivant, les matrices de projection sous la forme :

$$M_1 = \begin{pmatrix} m_{1,a}^T \\ m_{1,b}^T \\ m_{1,c}^T \end{pmatrix} \quad M_2 = \begin{pmatrix} m_{2,a}^T \\ m_{2,b}^T \\ m_{2,c}^T \end{pmatrix} \quad (\text{II-39})$$

Un système de quatre équations peut être écrit sous la forme :

$$A\tilde{X} = \begin{pmatrix} x_1 m_{1,c}^T - m_{1,a}^T \\ y_1 m_{1,c}^T - m_{1,b}^T \\ x_2 m_{2,c}^T - m_{2,a}^T \\ y_2 m_{2,c}^T - m_{2,b}^T \end{pmatrix} \tilde{X} = 0 \quad (\text{II-40})$$

où $\tilde{X} = (X, Y, Z, 1)^T$ sont les coordonnées dans l'espace objet du point projeté en (x_1, y_1) et (x_2, y_2) respectivement sur les caméras droite et gauche. Ce système peut alors être résolu au sens des moindres carrés. On note que cette méthode peut être directement étendue au cas où plus de deux caméras sont utilisées.

II.2.4 Estimation de la précision de la calibration et choix du modèle

Les erreurs liées à la calibration des caméras sont essentiellement dues à des incertitudes sur la position réelle de la mire, au mauvais placement des axes de déplacement, à la localisation des points sur l'image, et à une calibration partielle du champ de vision des caméras ou du volume de mesures. Ces erreurs entraînent des biais sur les coefficients de la matrice et donc sur les étapes de projection (II-5), de back-projection (II-6) ou de triangulation (II-40) par exemple.

Afin d'analyser les incertitudes de mesure engendrées lors de cette étape de calibration, des essais de calibration dans différentes conditions ont été effectués. Le nombre de points, le choix du modèle utilisé, la qualité de la correction ainsi que l'effet d'une calibration partielle sur la qualité de la calibration ont été étudiés.

II.2.4.a Critère d'erreur

Afin d'évaluer la précision d'un modèle de caméra estimé lors de la phase de calibration, il est indispensable de définir des critères d'erreur. Ici, le formalisme proposé par Callaud [2003] a été retenu. Dans un premier temps, l'erreur de projection (en pixel), c'est à dire l'erreur liée à la transformation des coordonnées physiques vers les coordonnées images est calculée. Ainsi nous pouvons comparer les coordonnées projetées (u_p, v_p) par le modèle de caméra avec les coordonnées des points localisés (u_l, v_l) sur les images en calculant les valeurs maximales et minimales des écarts, l'écart moyen et les erreurs quadratiques moyennes des écarts (équations (II-41) et (II-42)).

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ui} = u_{Li} - u_{pi} \\ E_{vi} = v_{Li} - v_{pi} \\ \|E_{ui}, E_{vi}\|_i = \sqrt{(u_{Li} - u_{pi})^2 + (v_{Li} - v_{pi})^2} \end{array} \right. \quad (\text{II-41})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{|E_u|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{ui}) \\ \overline{|E_v|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{vi}) \\ \overline{\|E_u, E_v\|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{ui}, E_{vi}\|_i) \end{array} \right. , \left\{ \begin{array}{l} |E_u|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{ui}^2)} \\ |E_v|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{vi}^2)} \\ \|E_u, E_v\|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{ui}, E_{vi}\|_i^2)} \end{array} \right. \quad (\text{II-42})$$

Les critères précédents permettent d'évaluer la qualité du calibrage sur chaque caméra du système stéréoscopique. Pour estimer la précision du système stéréoscopique dans son ensemble, il est toutefois indispensable d'exprimer l'erreur liée à la transformation des coordonnées images vers les coordonnées objets. Connaissant les coordonnées images des points de mire sur chaque caméra ainsi que les modèles de caméra, il est possible par triangulation ((II-40)) de reconstruire les coordonnées objets tridimensionnelles de chaque point de mire. Nous pouvons alors comparer les coordonnées reconstruites (X_r, Y_r, Z_r) aux coordonnées réelles (X, Y, Z) en calculant les valeurs maximales et minimales des écarts, l'écart moyen et les erreurs quadratiques moyennes des écarts (équation (II-43) et (II-44)). Les écarts ainsi calculés permettent d'exprimer les erreurs dans le volume de mesure (en mm par exemple).

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{Xi} = X_i - X_{ri} \\ E_{Yi} = Y_i - Y_{ri} \\ E_{Zi} = Z_i - Z_{ri} \\ \|E_{Xi}, E_{Yi}, E_{Zi}\|_i = \sqrt{(X_i - X_{ri})^2 + (Y_i - Y_{ri})^2 + (Z_i - Z_{ri})^2} \end{array} \right. \quad (\text{II-43})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{|E_X|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Xi}) \\ \overline{|E_Y|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Yi}) \\ \overline{|E_Z|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Zi}) \\ \overline{\|E_X, E_Y, E_Z\|} = \frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{Xi}, E_{Yi}, E_{Zi}\|_i) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} |E_X|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Xi}^2)} \\ |E_Y|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Yi}^2)} \\ |E_Z|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Zi}^2)} \\ \|E_X, E_Y, E_Z\|' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{Xi}, E_{Yi}, E_{Zi}\|_i^2)} \end{array} \right. \quad (II-44)$$

II.2.4.b Choix du modèle de calibration

Il est également important de s'intéresser au choix du modèle de caméra, et notamment à la prise en compte des distorsions ou non lors de la phase de calibration. En présence de distorsions, les caméras pourront être modélisées soit à partir du modèle de distorsions soit à partir d'un modèle polynomial. L'estimation des critères définis précédemment peut permettre de choisir le modèle le mieux adapté, c'est à dire avec les erreurs de calibration les plus faibles. Cependant, certains algorithmes présentés ultérieurement nécessitent une modélisation linéaire des caméras. Dans ce cas, en présence de distorsions, le modèle de distorsion sera utilisé et les images corrigées comme expliqué dans le paragraphe II.2.1.b .

Pour détecter la présence de distorsions, nous partons du principe qu'en l'absence de distorsions, une droite dans le repère physique se projette en une droite dans le repère image (Garcia [2001]). En quantifiant l'alignement sur l'image des points localisés, il est donc possible de détecter les éventuelles distorsions. Pour cela, nous calculons par régression linéaire l'équation de la droite passant par un ensemble de points localisés. Typiquement, nous choisissons les points les plus proches des bords de l'image, où la distorsion risque d'être la plus marquée. La Figure II-17.a fournit un exemple de la position de points de mire localisés sur une image comportant de la distorsion. La distance algébrique orthogonale d_i de chaque point à cette droite de régression est calculée et le critère d' suivant est estimé :

$$d' = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (d_i^2)} \quad (II-45)$$

Ce calcul est réalisé sur les lignes et colonnes des points de mire localisés. Un autre moyen d'identifier la présence de distorsions est de représenter les erreurs de projection dans le repère image lorsqu'un modèle linéaire est utilisé pour modéliser la caméra. Dans un cas ne présentant pas de distorsion, ces erreurs seront réparties de façon aléatoire contrairement à un cas présentant de la distorsion où ces erreurs formeront des motifs similaires à ceux de la Figure II-11. Un exemple de représentation de ces erreurs est fourni sur la Figure II-17.b.

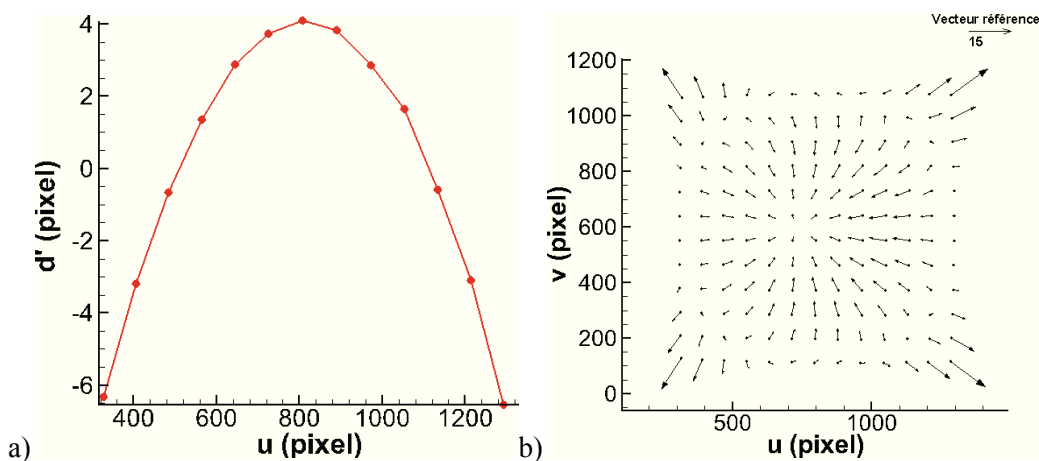


Figure II-17 Distance orthogonale à la droite de régression linéaire dans un cas présentant des distorsions

II.2.5 Essais de calibration :

Afin de tester les différents algorithmes permettant de calibrer les caméras et ainsi évaluer la précision de la calibration dans différentes configurations des essais ont été menés en condition réelle. Ces essais ont été réalisés en utilisant une mire *Type 20* de la société LAVISION. Cette mire comporte deux niveaux de points distants de 1,5 mm sur chacune de ces faces. Chaque niveau comporte 11×12 points d'un diamètre de 2 mm espacés de 15 mm dans les deux directions, soit une taille de grille de 150×165 mm². Cette mire est déplacée selon la direction normale au plan de la mire, ici notée Z , à l'aide d'une table de déplacement micrométrique dont la précision est de l'ordre du micromètre. Les images sont acquises à l'aide de deux caméras JAI-M2 (1200*1600 pixels) équipés d'objectifs de focale de 50mm et pilotées par le logiciel Hiris de la société R&D Vision. La Figure II-18 montre la mire utilisée lors de nos essais de calibration. Le pas selon X et Y est de 15 millimètres. Les calibrations sont effectuées sur 20 plans de mire équidistants compris entre -5 mm et 5 mm. Les projections des points de la mire dans le repère image sont extraites grâce à un programme de localisation avec une précision de l'ordre du dixième de pixel.

Plusieurs essais ont été réalisés pour évaluer les erreurs liées à la calibration. Différents angles de caméra ont été testés ainsi que l'ajout d'une interface (air-eau) entre la mire et la caméra. Dans tous les cas, les erreurs de calibration ont été estimées à partir des critères définis précédemment.

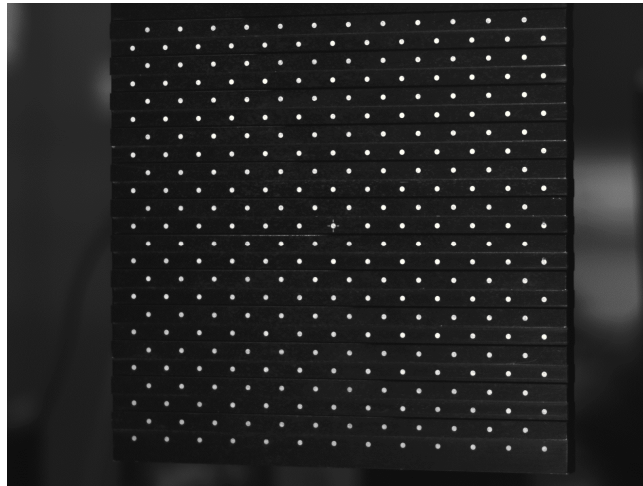


Figure II-18 Image de la mire LaVision

II.2.5.a Nombre de points nécessaires :

La précision du calibrage est liée au nombre de points de calibration utilisés pour déterminer le modèle de caméra. Un nombre minimum de points est nécessaire pour en déterminer précisément les paramètres. Par exemple, dans le cas d'un modèle linéaire, il faut au moins 6 points pour résoudre le système : (II-28). Cependant, à partir de l'étude des erreurs de calibration, il est facile de montrer qu'un nombre de points suffisamment grand est nécessaire pour assurer la précision de la calibration. La Figure II-19.a représente l'erreur quadratique moyenne de projection (équation (II-42)) en fonction du nombre de points de calibration pour un modèle linéaire et pour un modèle polynomial. Dans ces deux cas, il est indispensable d'avoir un minimum de 200 points de mire pour obtenir une convergence de l'erreur. Ces résultats sont cohérents avec ceux présentés par Callaud [2003]. De même, en représentant l'évolution d'un paramètre de la matrice M , ici m_{31} , sur la Figure II-19.b, on observe qu'il faut un minimum de 250 points pour avoir convergence de la valeur de ce paramètre.

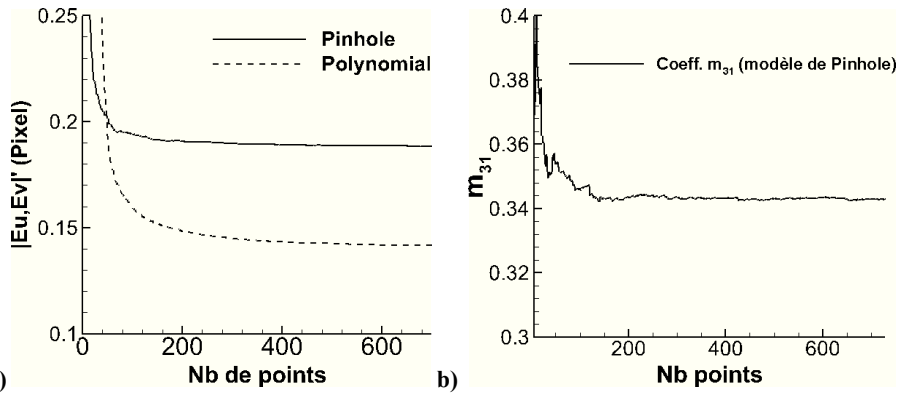


Figure II-19 a) Erreur de projection en fonction du nombre de points b) Evolution de M_{31} en fonction du nombre de points

Lors des phases de calibration visant à effectuer des mesures tridimensionnelles, un nombre de points de mire suffisant, supérieur à 250, devra donc être pris en compte pour définir les modèles et ceci quelque soit le modèle.

II.2.5.b Calibration partielle :

Lors des phases de calibration il n'est pas toujours possible de placer une mire sur l'ensemble de la zone visualisée ou sur l'ensemble du volume de mesure. Ceci peut être le cas lorsque le champ de vision est important (plusieurs mètres carrés) ou que la mire ne peut être translaturée sur tout le volume de mesure. Ce dernier cas peut être rencontré en bassin des carènes où la présence de l'eau ne permet pas de calibrer les caméras dans la zone en dessous de la surface au repos bien que cette zone soit par la suite mesurée.

Dans ces cas, la calibration sera donc effectuée sur une partie de l'image ou une partie du volume de mesure. Pour estimer les erreurs engendrées par ce premier type de calibration, seule une partie de la mire est utilisée pour déterminer les paramètres des modèles de caméra. Les erreurs de projection sont ensuite calculées sur l'ensemble des points de la mire afin d'analyser la répartition des erreurs en dehors de la zone de calibration sur un plan donné (Figure II-20.a). La calibration partielle du volume est également analysée pour estimer la capacité des modèles à reconstruire les points du repère objet dans la direction normale au plan de la mire, dans une zone non calibrée. Pour cela, les paramètres des modèles de caméra sont déterminés à partir d'une partie des plans acquis. L'erreur de projection quadratique moyenne est ensuite calculée dans chaque plan d'acquisition (Figure II-20.b). On note que dans tous les cas, le nombre de points utilisés pour le calcul des modèles est supérieur à 250 afin de ne pas introduire de sources d'erreurs supplémentaires.

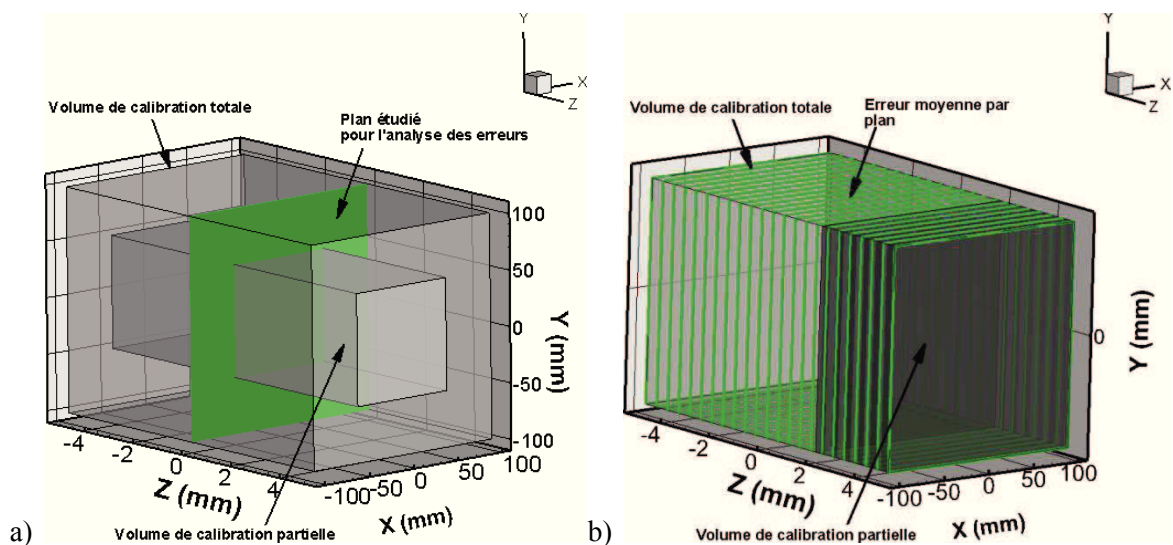


Figure II-20 Calibration partielle : a) Calibration partielle de l'image b) Calibration partielle du volume

a) Calibration partielle de l'image

La répartition des erreurs de projection (erreurs quadratiques) sur un plan de mire ($Z=0$ mm) lors d'une calibration partielle de l'image est représentée sur les Figure II-21 et Figure II-22. Dans ces deux cas, seule la zone délimitée par le rectangle a été utilisée pour définir les modèles. Le premier cas correspond à un cas sans distorsions (Figure II-21). Pour le modèle linéaire, les erreurs de projections augmentent légèrement en s'éloignant de la zone calibrée. Le modèle polynomial fournit des erreurs dans la zone calibrée du même ordre que celles du modèle linéaire. Cependant cette erreur croit rapidement avec l'éloignement de la zone calibrée. Ceci s'explique par la nature polynomiale d'ordre 3 du modèle polynomial. Dans le cas d'une calibration comportant des distorsions ($R1$, $D1$, $D2$ non nuls), une calibration partielle avec un modèle de distorsions et un modèle polynomial sont comparés (Figure II-22). Dans la zone calibrée les deux modèles présentent des erreurs équivalentes, de l'ordre de 0,14 pixels. Cependant ici aussi, le modèle polynomial donne une erreur augmentant fortement loin de la zone de calibration. Dans le cas d'un modèle comportant des distorsions, l'erreur augmente également en dehors de la zone calibrée mais de façon moins importante.

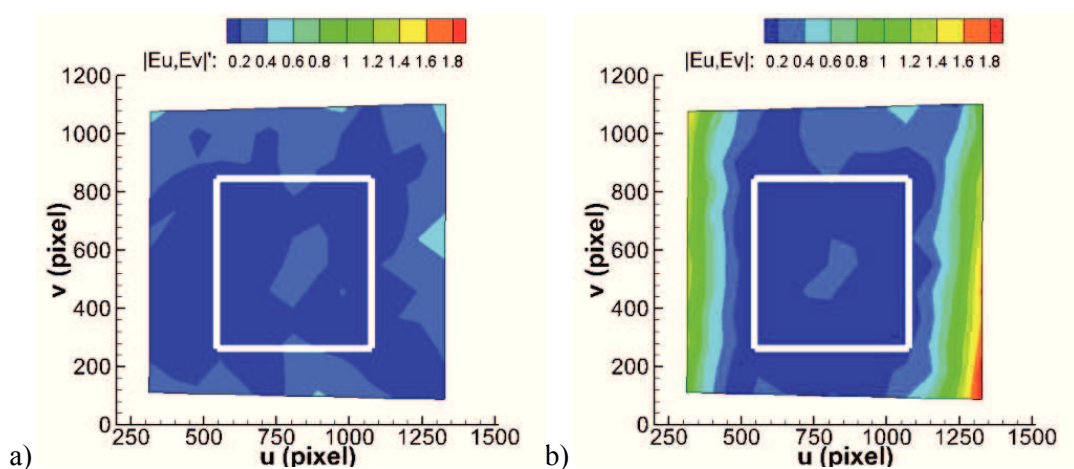


Figure II-21 Erreurs de projection dans le plan $Z=0$ mm a) Pinhole b) Polynomiale

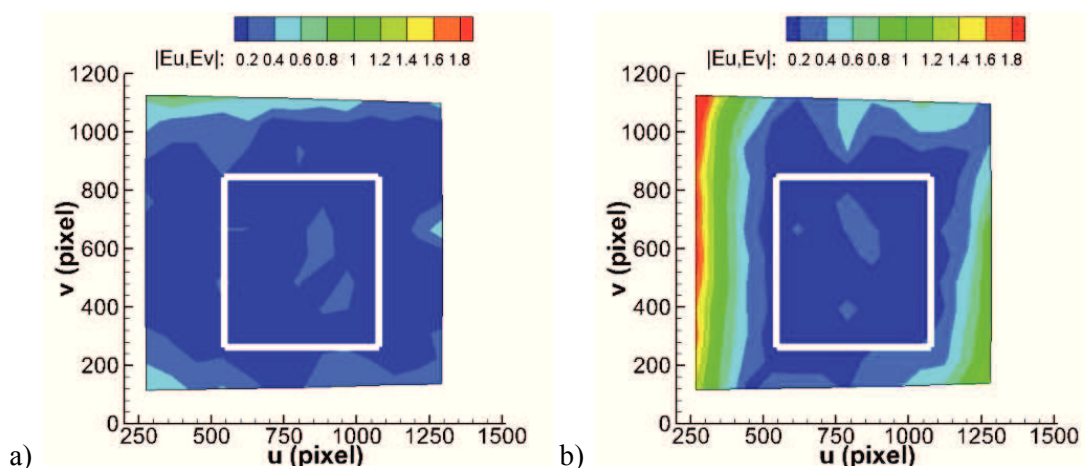


Figure II-22 Erreurs de projection dans le plan $Z=0$ mm a) Modèle avec distorsions b) Polynomiale

b) Calibration partielle du volume de mesure

La Figure II-23 représente les erreurs de projection quadratique moyenne, pour les différents modèles sur chaque plan entre 5mm et -5 mm lorsque l'on calibre sur 7 plans compris entre 2 et 5 mm, soit 40 % du volume de mesure total. Dans le cas sans distorsions, le modèle polynomial est plus précis que le modèle linéaire dans la partie calibrée mais l'erreur de projection augmente plus rapidement pour ce modèle dans les plans non calibrés. Dans le cas comportant de la distorsion, le modèle polynomial et le modèle avec distorsion induisent des erreurs du même ordre de grandeur dans la zone calibrée. Ici aussi, ces erreurs augmentent

fortement avec l'éloignement à cette zone pour le modèle polynomial. Cette tendance est liée à la nature polynomiale du second ordre dans la direction Z du modèle proposé par Soloff.

Pour déterminer les erreurs de reconstructions dans le repère objet, l'erreur quadratique moyenne $\|E_x, E_y, E_z\|'$ est également calculée pour chaque plan Z. Cette reconstruction est effectuée par triangulation à partir des modèles de Pinhole des deux caméras du système stéréoscopique. Ici aussi on remarque que l'erreur augmente quand le plan est éloigné de la zone calibrée. On passe d'une erreur inférieure à 0,04 mm à une erreur de l'ordre du dixième de millimètre.

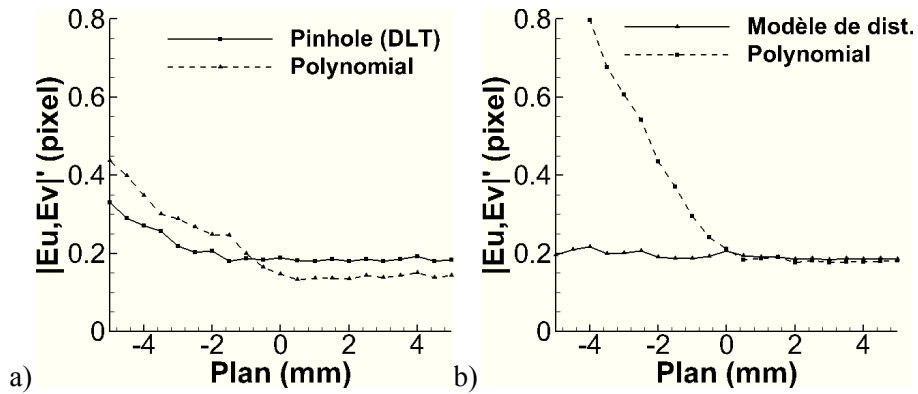


Figure II-23 Erreur de projection quadratique moyenne par plan : a) Cas sans distorsions b) Cas avec distorsions

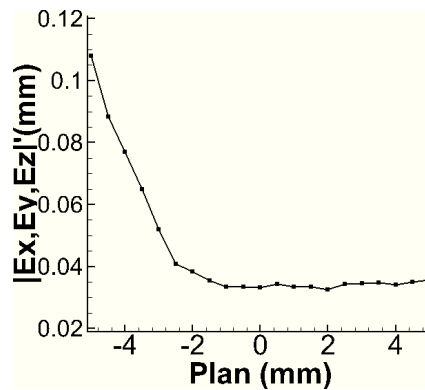


Figure II-24 Erreur de reconstruction quadratique moyenne par plan dans l'espace objet. (Points reconstruits par triangulation à partir des modèles de Pinhole des caméras du système stéréoscopique)

II.2.5.c Images comportant de la distorsion :

Dans le but de valider les modèles de distorsions et notamment l'étape de correction des images, plusieurs tests de calibration ont été réalisés sur des images distordues. Premièrement, des images non distordues ont été déformées. L'avantage de cette méthode est que les modèles de caméra sans distorsions sont connus et que les valeurs des paramètres de distorsions sont contrôlées. La Figure II-25.a et b, présente un exemple d'image distordue. Dans ce cas, les paramètres de distorsions pris en compte sont R_1 et R_3 (modèle utilisé par Wanek et Wu [2006]) avec des valeurs respectives de 10^{-7} et 10^{-20} . Dans ce cas, les distorsions présentes sont des distorsions radiales de la forme :

$$\begin{cases} \delta_{ur} = R_1 \cdot \rho^2 + R_3 \cdot \rho^6 \\ \delta_{vr} = R_1 \cdot \rho^2 + R_3 \cdot \rho^6 \end{cases} \quad (\text{II-46})$$

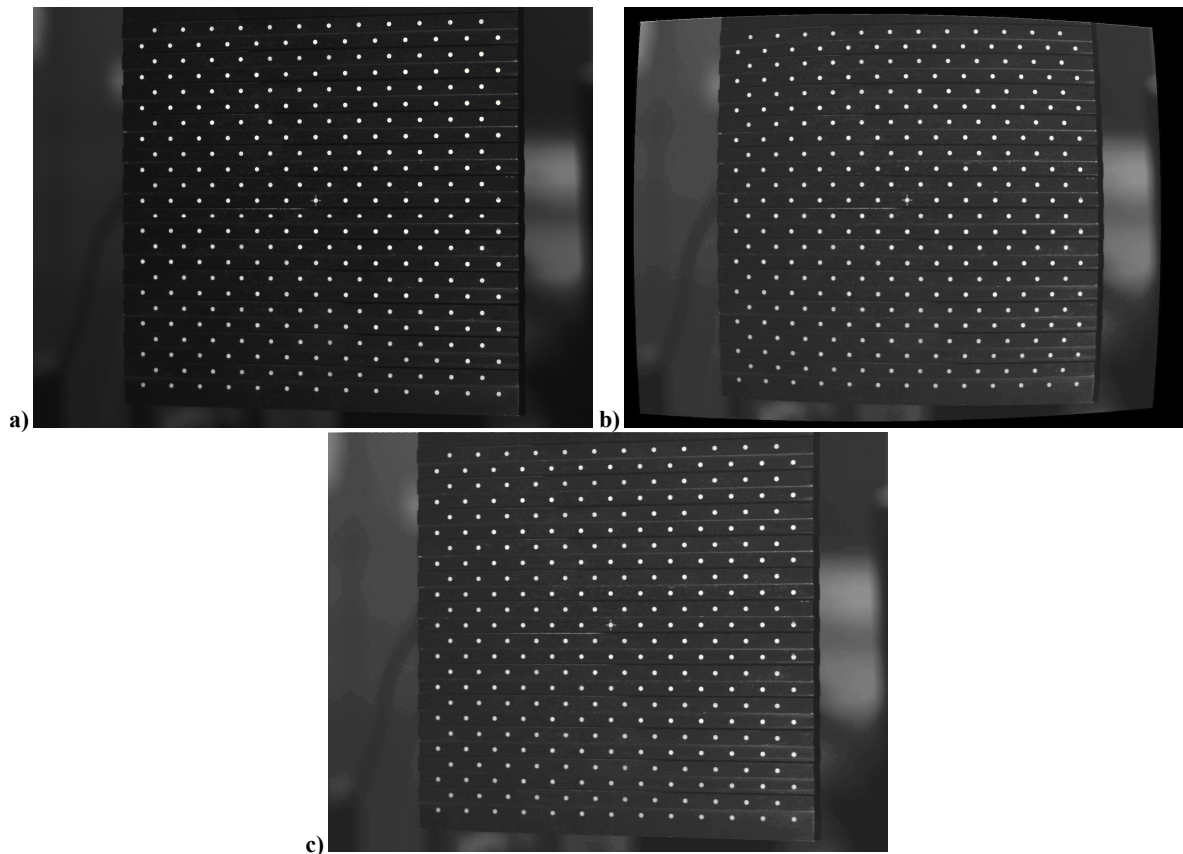


Figure II-25 Distorsion d'une image : a) Image d'origine b) Image distordue c) Image corrigée

Pour évaluer les erreurs liées au choix des paramètres de distorsions lors de la calibration, les erreurs de projections sont calculées en prenant différents paramètres de distorsions en compte. Les résultats sont donnés dans le Tableau II-1 Erreurs de projection (en pixel). La comparaison de ces erreurs de projection montre que les erreurs sont les plus faibles lorsque les paramètres R_1 , R_2 ou R_1, R_2, R_3 sont pris en compte. Dans le cas où seuls les R_1 , R_2 paramètres sont pris en compte, les valeurs de R_1 et de R_3 estimées sont bien celles appliquées aux images, respectivement $9.15 \cdot 10^{-8}$ et $1.2 \cdot 10^{-20}$. En revanche, on note que le fait de considérer les paramètres de distorsions de décentrage ou de distorsions prismatiques induit des erreurs de calibration plus élevées. Ceci peut s'expliquer par des erreurs numériques liées à l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

Tableau II-1 Erreurs de projection (en pixel)

Distorsions modélisée	Paramètres pris en compte	$ Ex '$	$ Ey '$	$ Ex, Ey '$	$\max Ex, Ey '$
<i>Modèle linéaire</i>		3,26	3,22	4,61	16,22
Radiale (ordre 1)	R_1	0,18	0,19	0,26	1,01
Radiale (ordre 2)	R_1, R_3	0,12	0,14	0,19	0,71
Radiale (ordre 3)	R_1, R_2, R_3	0,12	0,14	0,18	0,53
Radiale (ordre 3) + décentrage	R_1, R_2, R_3, D_1, D_2	0,19	0,19	0,25	1,31
Radiale (ordre 3) + décentrage + prismatique	$R_1, R_2, R_3, D_1, D_2, P_1, P_2$	0,17	0,18	0,23	0,93

Pour évaluer l'étape de correction de la distorsion, nous nous appuyons sur le critère d' défini précédemment et représenté sur la Figure II-26. Avant l'étape de correction, d' est égal à 3,81 pixels. L'image corrigée, Figure 4.c, est obtenue en recherchant les coordonnées non distordues de chaque pixel et en appliquant une interpolation d'image à partir de Splines. La nouvelle valeur de d' calculée après correction et relocalisation des points sur l'image corrigée est de 0,08 pixel. Cette valeur correspond aux erreurs de localisation fournies par le logiciel.

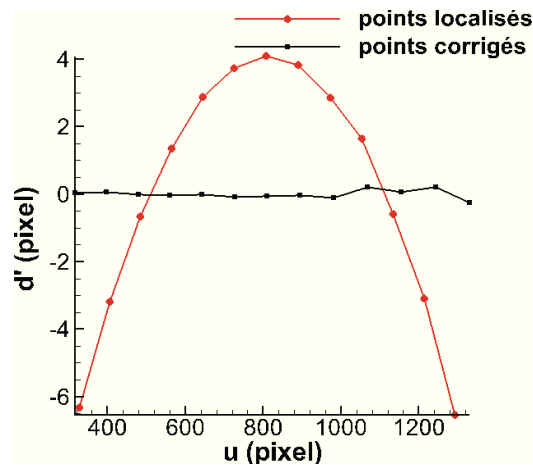


Figure II-26 Distance orthogonale à la droite de régression linéaire : avant et après correction des distorsions

II.3 Techniques de mesure de surface libre par stéréovision

Ce premier type de méthode s'appuie sur la corrélation d'images de la surface issue d'un système stéréoscopique calibré. Le traitement de telles images pour reconstruire la surface peut être réalisé à l'aide de différents algorithmes comme cela a été mentionné dans la première partie de ce chapitre. Au cours de ces travaux de thèse, deux techniques de reconstruction ont été utilisées. La première est basée sur un appariement d'images rectifiées par corrélation et sur une étape de triangulation pour reconstruire la surface 3D. La deuxième technique s'appuie sur une paramétrisation de la surface et sur sa projection directe sur des images reconstruites à partir des modèles de caméra. Cette partie présente les principes de ces deux algorithmes. Une étude de sensibilité est également réalisée.

II.3.1 Mesure de surface par stéréo-corrélation d'images rectifiées

La première méthode de reconstruction, basée sur l'appariement d'images stéréoscopiques par corrélation et sur une étape de triangulation, s'appuie sur les travaux de Jehle et al. [2008]. Le principe est de rectifier les images afin de simplifier l'étape d'appariement. Une fois les images rectifiées, un algorithme de corrélation proche de ceux utilisés en PIV est appliqué aux images. Cette étape permet la mise en correspondance stéréoscopique des images. Une étape de triangulation est enfin utilisée pour reconstruire la surface.

II.3.1.a Mise en correspondance stéréoscopique

Le problème de mise en correspondance stéréoscopique consiste à trouver un ensemble de couples de points appariés. En considérant un système stéréoscopique formé par deux caméras, C_1 et C_2 , chaque paire est formée d'un point $x_1(u_1, v_1)$ de l'image I_1 issue de C_1 , avec le point $x_2(u_2, v_2)$ de l'image I_2 issue de C_2 . Ces points correspondent à la projection d'un même point objet sur les deux caméras tel que $I_1(x_1) = I_2(x_2)$. La différence entre les coordonnées de ces deux points est appelée *disparité*. De nombreuses études dans le domaine de la vision par ordinateur ont été entreprises dans le but de développer des algorithmes de mise en correspondance stéréoscopique. Brown et al. [2003] donnent une revue de ces différentes techniques.

La méthode utilisée ici pour déterminer la topographie de la surface libre, s'appuie sur la géométrie épipolaire du capteur stéréoscopique. En effet, comme décrit précédemment, un point x_1 de I_1 s'apparie avec un point x_2 de I_2 , situé sur une ligne épipolaire connue. Après rectification

des images, les lignes épipolaires étant parallèles et à la même ordonnée sur les deux images, la mise en correspondance se limite à une recherche suivant une seule dimension (cf. paragraphe II.2.3). En notant I_1^r et I_2^r les images rectifiées, la mise en correspondance consiste donc à trouver les points appariés tel que $I_1^r(x_1^r) = I_2^r(x_2^r)$ soit $I_1^r(u_1^r, v_1^r) = I_2^r(u_2^r, v_1^r)$.

Dans ces travaux, Jehle et al. [2008] assimilent la recherche des points en correspondance stéréoscopique à l'estimation de vecteurs vitesses calculés par des algorithmes de PIV multi-grilles (Scarano [2000]). Cette approche est basée sur des corrélations locales multi-résolutions, en diminuant la taille des fenêtres d'interrogation entre chaque passe. L'algorithme original de Jehle et al. [2008] a été optimisé au cours de cette thèse notamment dans le but de réduire le temps de calcul. L'algorithme a été parallélisé et la zone de recherche des points appariés a été contrainte par des valeurs de hauteur minimales et maximales. Cet algorithme peut être résumé de la manière suivante et est illustré sur la Figure II-27 :

1. Une première passe est effectuée en faisant *glisser* une fenêtre de l'image de droite le long de la ligne épipolaire sur l'image de gauche. Pour chaque position le coefficient d'inter-corrélation entre les deux fenêtres est calculé dans le but de trouver le point apparié sur l'image de gauche. Pour limiter le temps de calcul, une zone de recherche est définie en fonction de la disparité maximale admise entre les deux images. Cette disparité est calculée en chaque point en définissant une hauteur maximale et minimale de la surface à reconstruire.
2. Le champ de vecteurs ainsi calculé est validé de façon à éliminer les vecteurs erronés. Cette validation est effectuée à partir d'un filtre médian.
3. Le champ de vecteurs ainsi validé sert de prédicateur pour une grille d'interrogation plus fine. Cette étape peut être répétée afin de raffiner le maillage et ainsi augmenter la résolution de la mesure.

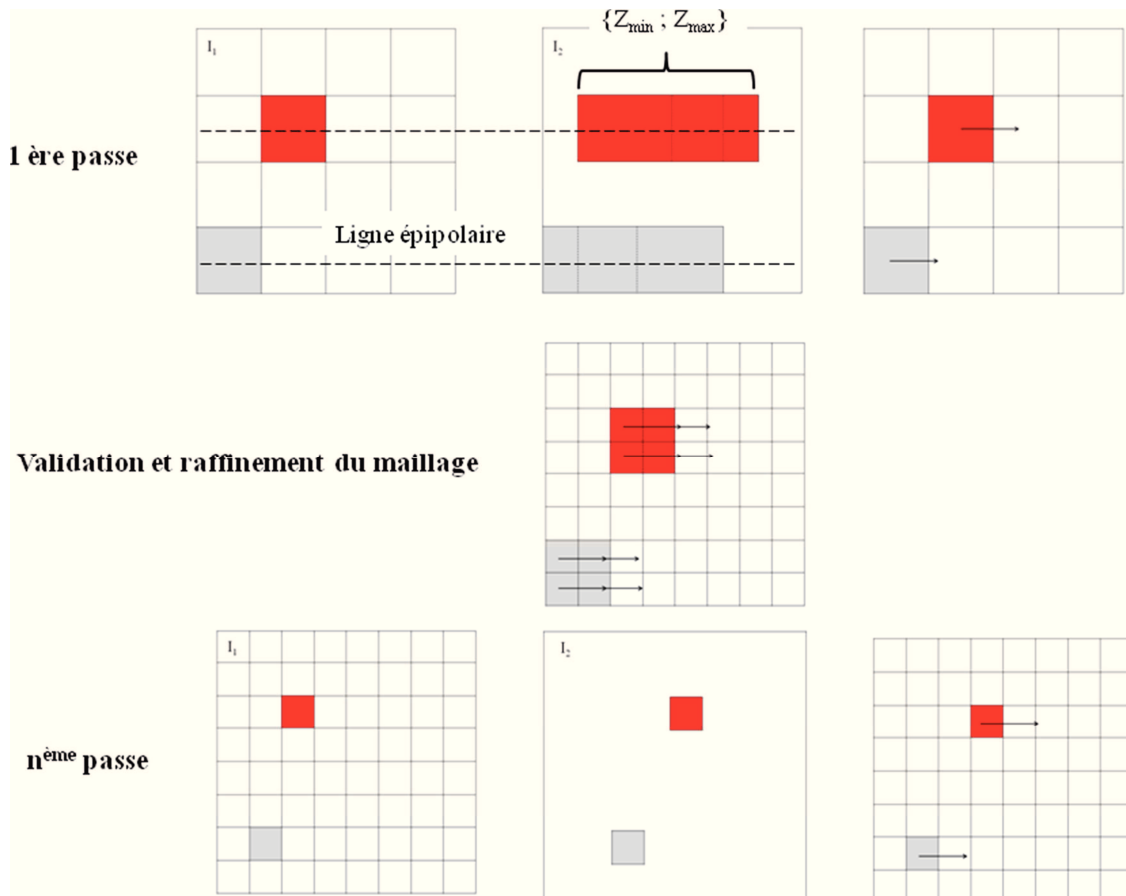


Figure II-27 Algorithme de corrélation stéréoscopique multi-passes sur des images rectifiées

La mesure de corrélation est calculée à partir du coefficient d'inter-corrélation normalisé. Ce coefficient s'écrit sous la forme suivante :

$$NCC(x, y) = \frac{\sum_{i,j} (g_1(i, j) - \overline{g_1(i, j)}) (g_2(i - x, j - y) - \overline{g_2(i - x, j - y)})}{\sqrt{\sum_{i,j} (g_1(i, j) - \overline{g_1(i, j)})^2} \sqrt{\sum_{i,j} (g_2(i - x, j - y) - \overline{g_2(i - x, j - y)})^2}} \quad (\text{II-47})$$

La recherche de points appariés s'appuie sur une analyse sous-pixel *sub-pixel* qui permet une détermination précise du champ de disparité. Cette analyse est réalisée à partir d'une approximation gaussienne du pic de corrélation passant par trois points. On note également que les images étant rectifiées à partir d'une phase de calibration précise, la hauteur des fenêtres peut-être choisie relativement petite dès la première étape.

Une fois l'appariement effectué, les points sont dé-rectifiés pour obtenir leur position dans les images originales. Une étape de triangulation, présentée précédemment (cf. paragraphe II.2.3.d de ce chapitre), est enfin réalisée. Cette étape permet d'obtenir un nuage de points définissant la surface de fluide. L'algorithme complet de reconstruction de surface peut donc être représenté comme sur la Figure II-28.

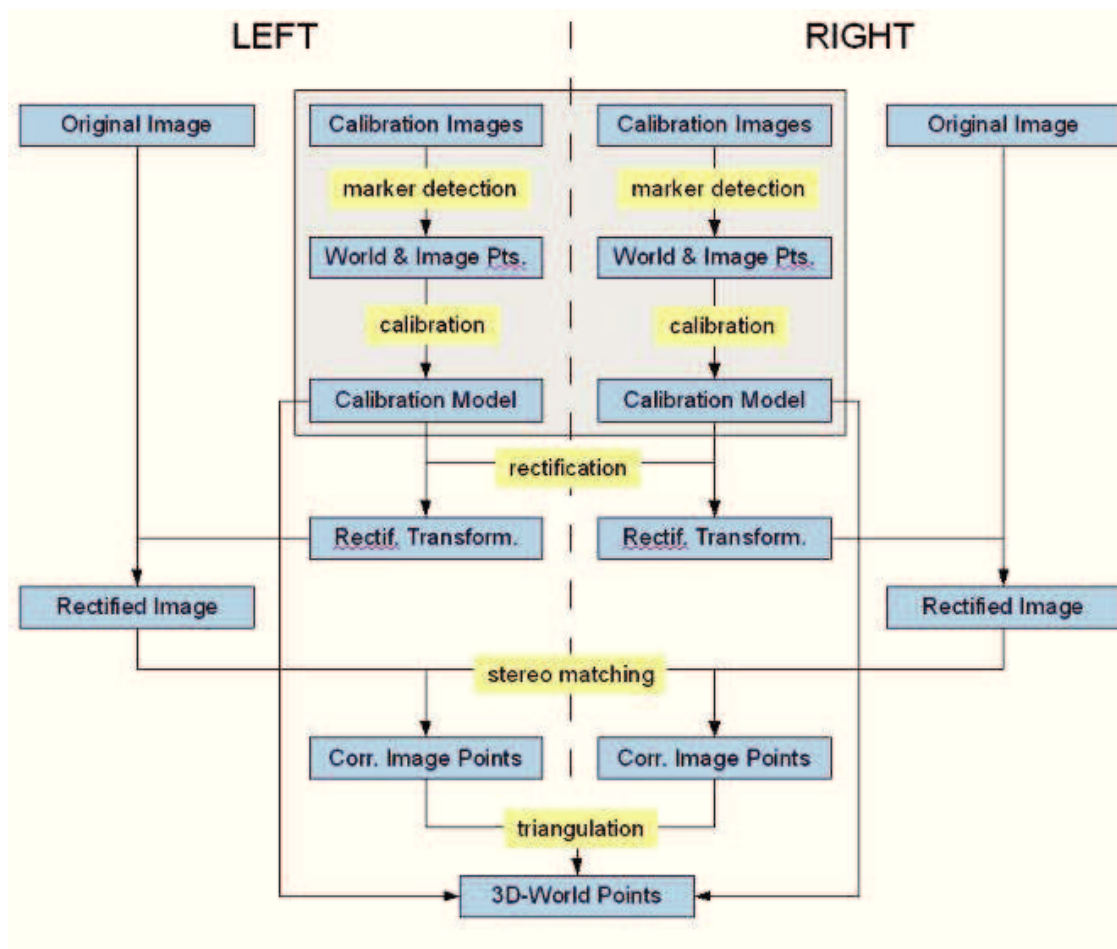


Figure II-28 Reconstruction de la surface d'après Jehle et al.[2008]

II.3.1.b Estimation des vitesses

En prenant des images successives de l'écoulement et en utilisant des particules qui suivent les mouvements de la surface de l'eau, il est possible de déterminer la vitesse de la surface libre en appliquant un traitement de type Stéréo-PIV. Les différentes étapes de ce traitement sont expliquées ici :

Soit $I_1(t)$ et $I_2(t)$ les images au temps t issues des deux caméras du système de stéréovision et $I_1(t+\Delta t)$ et $I_2(t+\Delta t)$ les images au temps $t+\Delta t$.

1. La première étape, présentée précédemment, consiste à déterminer la correspondance entre les images de $I_1(t)$ et $I_2(t)$ notés $x_1(t)$ et $x_2(t)$. La triangulation permet ensuite d'obtenir les coordonnées spatiales des points situés sur la surface, notées $X_i(t)$.
2. Une analyse temporelle à l'aide d'un algorithme PIV entre les images $I_1(t)$ et $I_1(t+\Delta t)$ et entre $I_2(t)$ et $I_2(t+\Delta t)$ permet de définir un champ de déplacement temporel dans chaque repère images tel que :

$$u_1(t) = x_1(t + \Delta t) - x_1$$

$$u_2(t) = x_2(t + \Delta t) - x_2$$
3. Une étape de triangulation à partir des points $x_1(t)+u_1(t)$ et $x_2(t)+u_2(t)$ permet de déterminer les positions $X_i(t+\Delta t)$.
4. La vitesse de la surface $U_i(t)$ peut ensuite être calculée tel que $U_i(t)=X_i(t+\Delta t)-X_i(t)$

II.3.2 Méthode HNC (Hauteur, Normale, Courbure)

Cette technique de reconstruction de surface est basée sur les techniques de corrélation d'images stéréoscopiques et sur une représentation eulérienne de la surface dans un système de coordonnées cartésiennes. La surface est mesurée pour des points (x_0, y_0) du repère physique représentant une position d'intérêt dans le plan de référence. Cette approche a été proposée par Chatellier et al. [2013].

II.3.2.a Principe de la méthode

Le domaine fluide est représenté par un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) où le plan $(x, y, 0)$ correspond à un plan de référence, typiquement le niveau de la surface au repos. Des positions d'intérêt, notée (x_0, y_0) appartenant à ce plan de référence sont définies. Pour chacun de ces points d'intérêt, une zone carrée autour de (x_0, y_0) est identifiée. La hauteur $h(x_0, y_0)$, l'orientation $\partial h/\partial \alpha$ et la courbure $\partial^2 h/\partial \alpha \partial \beta$ de cette portion de surface sont ensuite recherchées. Une fois la forme de la surface définie à un temps t , son déplacement (Dx, Dy, Dz) et une déformation linéaire, $\partial D_\alpha/\partial \beta$ de la surface sont estimés.

Le principe de la méthode est basé sur la reconstruction de l'image des portions de surface centrée sur le point d'intérêt (x_0, y_0) . Ainsi pour chacun de ces points d'intérêt (x_0, y_0) , un prédicteur de l'état de l'interface (hauteur, orientation courbure) est estimé. À partir de ce prédicteur, l'image d'une portion de surface carrée centrée en (x_0, y_0) est reconstruite par projection sur les images de l'écoulement à partir des matrices de calibration (Figure II-29). Pour cette étape une interpolation bilinéaire est réalisée pour la reconstruction de l'image. Ces images de la fraction de surface en (x_0, y_0) issues de chaque caméra sont ensuite inter-corrélées pour définir un coefficient d'inter-corrélation afin de quantifier leur correspondance. Ce processus est réalisé itérativement en cherchant à optimiser la forme de la surface en maximisant une fonction correspondant au calcul du coefficient d'inter-corrélation entre les deux images, où d'une combinaison de plusieurs inter-corrélations, si plus de deux caméras sont utilisées.

Une fois la forme de la surface définie, la vitesse tridimensionnelle est déterminée à partir de paires d'images successives sur chaque caméra en se basant sur le même principe d'optimisation par projection de motif. Les déplacements de la surface (Dx, Dy, Dz) autour de (x_0, y_0) ainsi que sa déformation linéaire $\partial D_\alpha/\partial \beta$ sont donc calculés par la même procédure en s'appuyant sur une fonction de corrélation qui dépend des paramètres définissant la forme initiale et les déplacements de l'interface.

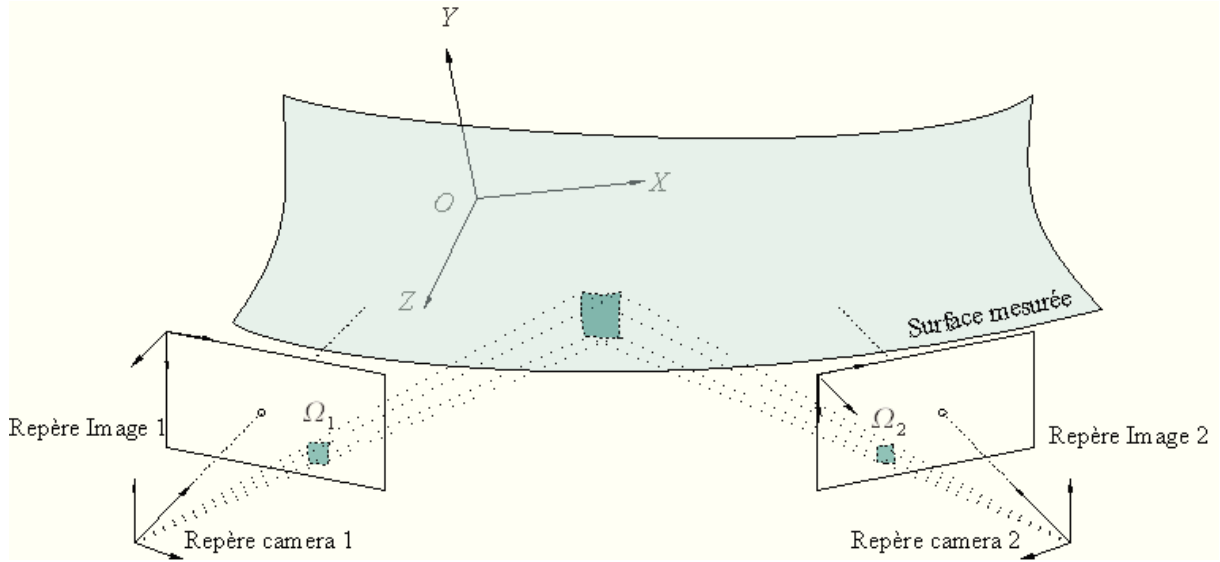


Figure II-29 Reconstruction d'une portion de surface par projection

II.3.2.b Identification de la surface

Pour chaque point d'intérêt (x_0, y_0) , un paramètre, p_s , comprenant la hauteur, l'orientation et la courbure de la portion de surface correspondant peut être défini sous la forme suivante :

$$p_s = \left(h, \frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y}, \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}, \frac{\partial^2 h}{\partial yx} \right) \quad (\text{II-48})$$

Ainsi, pour un point $(x, y) = (x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y)$ situé suffisamment proche de (x_0, y_0) , sa hauteur z , peut être exprimée à partir d'un développement de Taylor de h en $(\Delta x, \Delta y)$ sous la forme :

$$z = h + \frac{\partial h}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial h}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \frac{\Delta x^2}{2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \frac{\Delta y^2}{2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial x} \Delta y \Delta x \quad (\text{II-49})$$

A partir des modèles de chaque caméra, déterminés par une méthode définie dans la première partie, les coordonnées images correspondant au point objet (x, y, z) sont calculées par projection. Par exemple pour un modèle linéaire dont la matrice est notée M , ce calcul se ramène à :

$$\begin{pmatrix} su_i \\ sv_i \\ s \end{pmatrix} = M \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II-50})$$

A partir d'un prédicteur de l'état de surface, les coordonnées images d'une portion de surface centrée en (x_0, y_0) peuvent donc être calculées sur chaque caméra. Une fois ces coordonnées déterminées, une interpolation bilinéaire est utilisée pour reconstruire les images correspondantes. Pour un système stéréoscopique comportant deux caméras, notées #1 et #2, le coefficient de corrélation entre les images de la portion de surface centrée en (x_0, y_0) peut s'écrire sous la forme :

$$C_{12}(p_s) = \frac{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (I_1(u_1, v_1) - \bar{I}_1)(I_2(u_2, v_2) - \bar{I}_2)}{\sqrt{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (I_1(u_1, v_1) - \bar{I}_1)^2} \sqrt{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (I_2(u_2, v_2) - \bar{I}_2)^2}} \quad (\text{II-51})$$

où $\Omega(x_0, y_0)$ correspond à une zone carrée autour de (x_0, y_0) définie par une liste de points physiques (x, y) pour lesquels la fonction décrivant les niveaux de gris, g_i , correspondant aux image $I_i(u_i, v_i)$ est évaluée pour être inter-corrélée. Le paramètre p_s est ensuite optimisé dans le but de maximiser le coefficient de corrélation $C(p_s)$. Si plus de deux caméras sont utilisées, le

coefficient moyen, $\bar{C}(p_s) = \sum C_{ij}/N$ calculé pour les N paires de caméras possibles, est maximisé. Par exemple pour trois caméras, le coefficient $\bar{C}(p_s)$ devient :

$$\bar{C}(p_s) = \frac{C_{12}(p_s) + C_{13}(p_s) + C_{23}(p_s)}{3} \quad (\text{II-52})$$

Cette méthode d'identification permet donc de déterminer et de paramétrer tous types de surfaces. En fonction des cas, la surface pourra être paramétrée en choisissant les représentations suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Ordre 0: } p_s &= (h) \\ \text{Ordre 1: } p_s &= \left(h, \frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y} \right) \\ \text{Ordre 2: } p_s &= \left(h, \frac{\partial h}{\partial x}, \frac{\partial h}{\partial y}, \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}, \frac{\partial^2 h}{\partial yx} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-53})$$

II.3.2.c Estimation des vitesses

Etant donnée une portion de surface définie par un paramètre de surface p_s , la vitesse des particules sur la surface peut être déterminée à partir de la méthode de S-PIV décrite précédemment (cf. paragraphe II.3.1.b). Cependant pour s'affranchir de l'étape de triangulation dans le calcul de la vitesse, Chatellier et al. [2013] ont proposé un algorithme se basant sur la même approche que pour la détermination de paramètre de surface p_s .

De manière similaire au paramètre de forme p_s , un paramètre caractérisant le déplacement et la déformation de la surface p_d est défini :

$$p_d = \left(D_x, D_y, D_z, \frac{\partial D_x}{\partial x}, \frac{\partial D_x}{\partial y}, \frac{\partial D_y}{\partial x}, \frac{\partial D_y}{\partial y}, \frac{\partial D_z}{\partial x}, \frac{\partial D_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II-54})$$

Le déplacement d'une portion de surface est donc calculé en additionnant à la position initiale de la surface, définie par l'équation (II-49), le déplacement exprimé comme un développement du premier ordre en $(\Delta x, \Delta y)$ tel que :

$$\begin{aligned} x &+ \frac{\partial D_x}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial D_x}{\partial y} \Delta y \\ y &\rightarrow y + \frac{\partial D_y}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial D_y}{\partial y} \Delta y \\ z &+ \frac{\partial D_{xz}}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial D_z}{\partial y} \Delta y \end{aligned} \quad (\text{II-55})$$

Ainsi connaissant la position initiale de la surface et les niveaux de gris correspondant, l'image finale peut être reconstruite par projection à partir des modèles de calibration. L'image finale reconstruite peut ensuite être corrélée avec l'image initiale. Pour une caméra $\#i$, le coefficient de corrélation entre deux images successives est estimé pour un paramètre p_s donné et un paramètre p_d supposé tel que :

$$C_i(p_d|p_s) = \frac{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (I_i^0(u_1, v_1) - \bar{g}_i^0)(g_i(u_i, v_i) - \bar{g}_i)}{\sqrt{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (g_i^0(u_i, v_i) - \bar{g}_i^0)^2} \sqrt{\sum_{\Omega(x_0, y_0)} (g_i(u_2, v_2) - \bar{g}_i)^2}} \quad (\text{II-56})$$

où les indices 0 font référence à l'état initial de la surface. Pour un système à n caméras, la somme des coefficients $C_i(p_d|p_s)$ est calculée et sert de fonction dans l'algorithme d'optimisation. Pour un système à trois caméras ce coefficient sera donc :

$$C_{123}(p_d|p_s) = C_1(p_d|p_s) + C_2(p_d|p_s) + C_3(p_d|p_s) \quad (\text{II-57})$$

D'une manière similaire à l'identification de la surface, le déplacement pourra être paramétré à différents ordres :

$$\begin{aligned} \text{Ordre 0: } p_d &= (D_x, D_y, D_z) \\ \text{Ordre 1: } p_d &= \left(D_x, D_y, D_z, \frac{\partial D_x}{\partial x}, \frac{\partial D_x}{\partial y}, \frac{\partial D_y}{\partial x}, \frac{\partial D_y}{\partial y}, \frac{\partial D_z}{\partial x}, \frac{\partial D_z}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-58})$$

II.3.2.d Algorithme d'optimisation

Dans le but de maximiser les coefficients de corrélation $C(p_s)$ ou $C(p_s|p_d)$, l'algorithme du Simplex proposé par Nelder et Mead [1965] est utilisé. L'algorithme est initialisé par une première approximation des paramètres p_s et p_d et s'arrête quand la taille du simplex atteint une valeur limite. En effet, pour avoir convergence de l'algorithme, la valeur du prédicteur ne doit pas être trop éloignée de la surface à reconstruire. Pour obtenir cette première approximation, plusieurs solutions sont implémentées. La première solution consiste à réaliser un balayage sur la hauteur en définissant un Δz et des hauteurs minimales et maximales. Le coefficient de corrélation est ainsi estimé pour chaque z et fournit donc une première valeur de p_s à l'ordre 0. Le prédicteur peut également être obtenu en se basant sur l'état de surface d'un point d'intérêt voisin. Dans ce cas, le prédicteur peut être défini par un paramètre p_s à un ordre 0, 1 ou 2. Cette méthode nécessite toutefois une validation du point précédent pour ne pas propager d'erreur. Enfin, une autre solution repose sur la connaissance de l'interface au temps précédent. En effet, à partir de la forme de la surface et sa vitesse au temps Δt , une approximation de la surface peut être estimée par extrapolation au temps $t+\Delta t$.

Cette technique de mesure présente plusieurs avantages par rapport au premier algorithme présenté précédemment. Premièrement, la surface est définie sur des positions d'intérêt et non comme un nuage de points aléatoires. Ces positions peuvent décrire un maillage cartésien ou tout autre maillage possible. De plus, elle permet de déterminer tous type de surface, en mesurant en plus de la hauteur, l'orientation et la courbure de l'interface. Il en est de même avec la mesure de vitesse et la détermination des gradients de vitesse. Un autre avantage est que cette méthode est facilement adaptable à un nombre de caméras supérieur à deux sans augmenter le nombre de paramètres à optimiser. Enfin, l'ensemble des modèles de caméras est applicable de manière directe sur les images. L'utilisation d'un modèle de distorsion par exemple n'entraîne pas d'étape de correction des images comme pour le premier algorithme. Cependant, on note que le cout de calcul de cette méthode est supérieur à la reconstruction par mise en correspondance d'images rectifiées.

II.3.3 Sources d'incertitudes liées à la méthode basée sur la stéréo-corrélation

Les sources d'incertitudes liées à la méthode de mesure de surface basée sur la stéréo-corrélation sont multiples.

- *Calibration* : Des incertitudes sur l'estimation des modèles de calibration entraînent des erreurs sur les différentes étapes de reconstruction de la surface. Ces incertitudes peuvent être dues à des imprécisions sur la position de la mire, à des erreurs de localisation ou à des calibrations partielles par exemple comme cela a été mentionné précédemment. Pour l'algorithme basé sur la corrélation d'images rectifiées, ces erreurs entraînent un biais sur la rectification des images et donc un biais potentiel sur la mise en correspondance des

images. L'étape de triangulation, basée sur ces matrices, sera également biaisée. Sur ce point, des études dans le domaine de la vision par ordinateurs ont été effectuées pour relier les erreurs de calibration aux erreurs de triangulation. Ainsi, Ramakrishma et al. [1997] proposent un algorithme pour évaluer les bornes des incertitudes de la reconstruction par triangulation en fonction des erreurs sur les paramètres du modèle (Figure II-30). Pour l'algorithme HNC, ces incertitudes sur les modèles sont répercutées dans l'étape de reconstruction des images par projection (équation (II-5)) et entraînent donc un biais dans la mesure de la surface.

Lors des essais, pour limiter les erreurs liées à la calibration, les préconisations énoncées dans la partie II.2 seront respectées (nombre de points supérieurs à 250 et calibration de l'ensemble du volume de mesure). De plus, pour évaluer cette étape, les critères d'erreurs de calibration définis précédemment seront estimés.

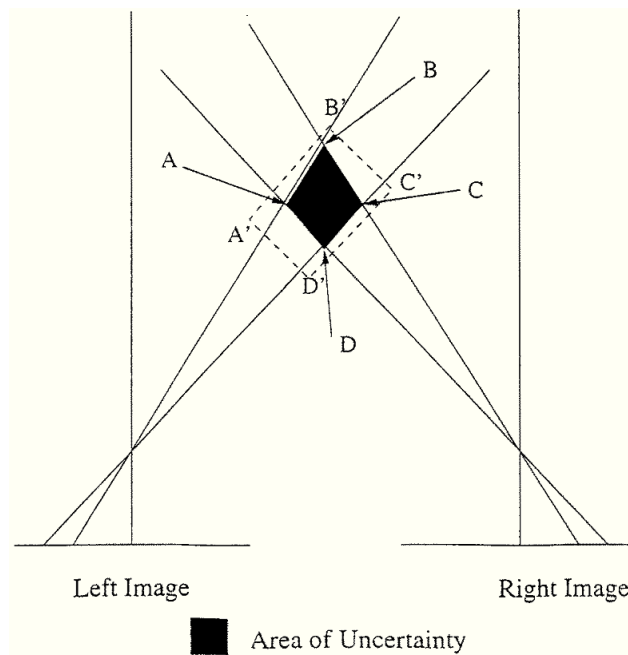


Figure II-30 Issue de Ramakrishma et al. [1997]

- *Interpolation d'images* : Pour chacun des deux algorithmes, une étape d'interpolation d'images est effectuée, soit pour la rectification, soit pour reconstruire les images par projection (HNC). Dans ces travaux, Garcia [2001] compare différentes méthodes d'interpolation d'image comme cela a été évoqué précédemment et préconise d'utiliser des schémas d'interpolation d'ordre important.
- *Algorithmes de corrélation* : La corrélation dans l'algorithme basé sur la rectification d'images est effectuée à partir d'un algorithme de type PIV avec une estimation sous-pixel. Les incertitudes sur cette étape sont liées à la qualité des images d'acquisition et aux caractéristiques de l'écoulement. Lors d'une expérience, pour évaluer ces erreurs liées à la corrélation, une image type des mesures réalisées est translatée artificiellement d'un déplacement connu. Le calcul des erreurs moyennes et RMS entre le déplacement imposé et mesuré permet d'obtenir une estimation de l'incertitude liée à cette étape. Pour l'algorithme basé sur les images rectifiées, ces erreurs de corrélation entraînent un biais sur l'appariement des images et donc sur l'étape de reconstruction de la surface à travers les équations définissant la triangulation (équation (II-40)). On note également, que pour l'algorithme HNC, une étude approfondie, basée sur l'analyse des erreurs de reconstruction à partir d'images synthétiques, est proposée dans Chatellier et al. [2013].
- *Particules de surfaces* : L'utilisation de particules de surface est également une source d'incertitudes. Ce type d'erreurs n'est pas lié aux algorithmes de reconstruction mais à l'interaction entre l'écoulement et les particules. En effet, si les particules ne suivent pas la surface (particules situées sous la surface par exemple), un biais sera présent sur

l'estimation de la hauteur de la surface. De plus, les particules de surface peuvent entraîner une modification de l'écoulement. On peut penser que si celles-ci sont trop nombreuses au niveau de la surface, les caractéristiques de l'interface peuvent être modifiées, notamment la tension de surface.

L'ensemble de ces sources d'incertitudes entraîne donc un biais sur les mesures de hauteur de la surface libre. Cependant, il n'est pas facile de donner une estimation de cette incertitude en fonction des erreurs de calibration et de corrélation, ces deux types d'erreurs étant liés dans le processus de reconstruction de la surface.

Lors des essais en bassin des carènes, une mesure du plan au repos sera donc effectuée afin d'obtenir une approximation de la précision de la méthode de reconstruction. On note que les incertitudes sur la détermination de la vitesse de la surface ont les mêmes origines : erreur de calibration, de corrélation et biais potentiel introduit par les particules.

II.4 Méthode basée sur la "stéréo-réfraction"

Cette méthode, développée au cours de cette thèse (Gomit et al. [2013]), s'appuie sur le déplacement apparent d'un motif aléatoire connu, situé sous la surface, et observé par deux points de vue différents. Cette méthode reprend donc le principe introduit par Morris [2004] en l'appliquant sur la déformée apparente d'une nappe laser (Fouras et al. [2006]). Cette méthode permet donc de mesurer à la fois la forme de la surface (hauteur et normale à la surface) et la vitesse 2C-2D au niveau de la nappe laser.

II.4.1 Principe de la stéréo-réfraction

II.4.1.a Réfraction d'un rayon lumineux

La réfraction d'un rayon lumineux au travers d'une interface suit la loi de Snell-Descartes :

$$n_{air} \sin \theta_i = n_{liquide} \sin \theta_r \quad (\text{II-59})$$

où n_{air} et $n_{liquide}$ sont respectivement les indices de réfraction de l'air et de l'eau, et θ_i et θ_r les angles des rayons incident et réfracté avec la normale à la surface (Figure II-31).

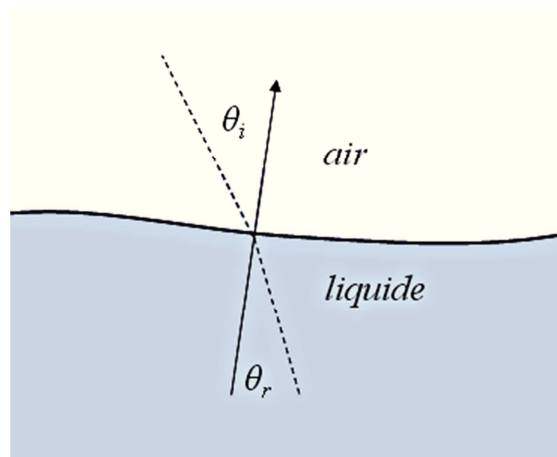


Figure II-31 Réfraction d'un rayon lumineux

Sous forme vectorielle cette loi peut se mettre sous la forme suivante :

$$n_{air} \|\mathbf{i} \times \mathbf{n}\| = n_{liquide} \|\mathbf{r} \times \mathbf{n}\| \quad (\text{II-60})$$

où \mathbf{i} est le rayon incident dans l'air, \mathbf{r} le rayon réfracté dans l'eau, et \mathbf{n} le vecteur normal à la surface. Ces trois vecteurs sont coplanaires. En utilisant la relation précédente, le vecteur normal peut être écrit sous la forme suivante :

$$\mathbf{n} = (\beta \mathbf{i} - \mathbf{r}) / \|(\beta \mathbf{i} - \mathbf{r})\| \quad (\text{II-61})$$

où $\beta = n_{\text{air}} / n_{\text{liquide}}$. Connaissant les vecteurs réfractés et incidents ainsi que les indices de réfraction des différents milieux, le vecteur \mathbf{n} normalisé peut donc être estimé.

II.4.1.b Déformation apparente d'un motif au travers d'une interface

Un motif, situé sous une surface libre transparente, et observé depuis un point de vue localisé au dessus de cette surface, se déforme (visuellement) suivant les relations de la réfraction définies précédemment (Figure II-32). Les caractéristiques de cette déformation apparente sont donc liées à différents paramètres :

- la déformée de la surface libre
- la position du motif sous la surface (distance entre le motif et la surface au repos, noté Z_{ref})
- les indices de réfraction des milieux
- la position et l'orientation du système optique d'observation.

Le principe de la méthode proposée ici, est de remonter à la déformée de la surface libre connaissant la déformation du motif, la position du motif sous la surface au repos, les indices de réfraction et les caractéristiques du système optique (caméras calibrées).

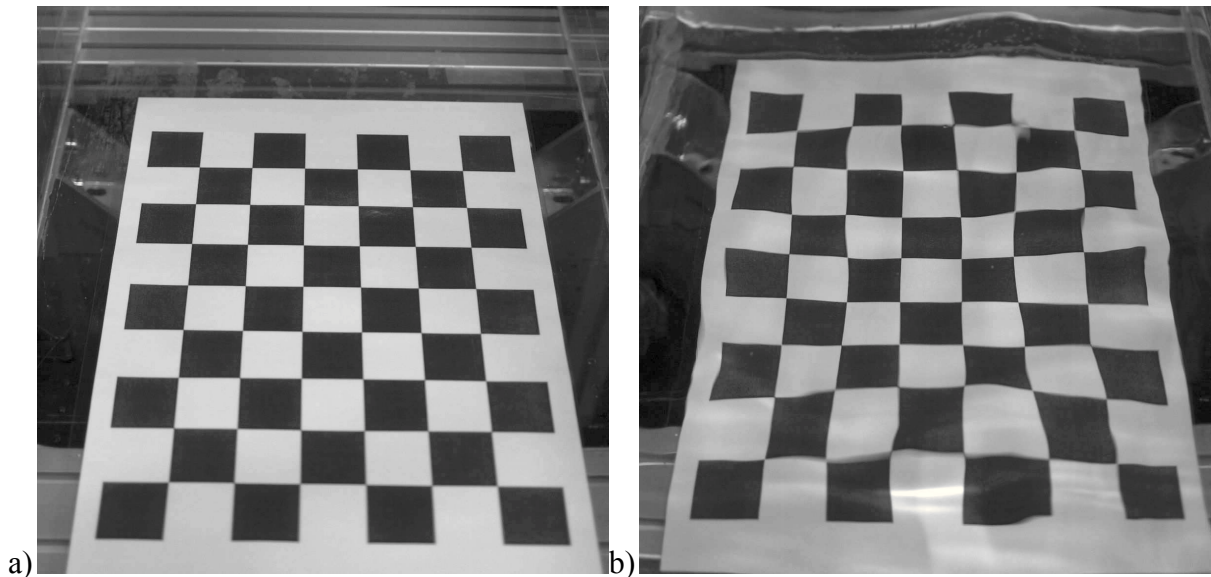


Figure II-32 Déformation d'un motif situé sous une surface libre : a) Surface au repos b) Surface déformée

En considérant, une caméra calibrée, dont le centre est noté C_i , les indices de réfractons connus, la position Z_{ref} du motif ainsi que sa déformée apparente, la seule inconnue est la déformée de la surface (position et orientation).

Soit un rayon optique incident issu du centre de la caméra $C_i(X_c, Y_c, Z_c)$ vers un point $P(X, Y, Z)$ de la surface. Ce rayon est réfracté par la surface vers un point R du motif. L'image vue par la caméra est donc le point du motif de référence $R(X_{ref}, Y_{ref}, Z_{ref})$. Ce phénomène est illustré par la Figure II-33.a à partir d'une représentation bidimensionnelle. Connaissant la position du centre de la caméra C_i et du point R sur le motif de référence, et en supposant connu le point P situé sur la surface, les vecteurs correspondant aux rayons réfracté et incident peuvent être calculés de la façon suivante :

$$\mathbf{i} = \frac{P - C}{\|P - C\|}, \mathbf{r} = \frac{R - P}{\|R - P\|} \quad (\text{II-62})$$

Connaissant \mathbf{i} et \mathbf{r} , le vecteur normal à la surface au point P , \mathbf{n} , peut ensuite être calculé à partir de l'équation (II-61). Cependant sur un rayon \mathbf{i} donné, il existe une infinité de couples de solution (P, \mathbf{n}) donnant un rayon réfracté \mathbf{r} passant par le point du motif R (Figure II-33.b). En pratique sans hypothèses, l'utilisation d'une seule caméra ne permet donc pas de déterminer la forme de la surface. Ce problème peut être assimilé au problème de stéréovision où au moins deux caméras sont nécessaires pour reconstruire un point tridimensionnel de l'espace physique. En effet, ici aussi, pour fermer le problème et n'obtenir qu'un seul couple (P, \mathbf{n}) définissant la surface sur un rayon issu de la caméra C_1 , une seconde caméra, notée C_2 est introduite. Ce principe proposé par Morris [2004] et basé sur un système stéréoscopique sera ici nommé "stéréo-réfraction".

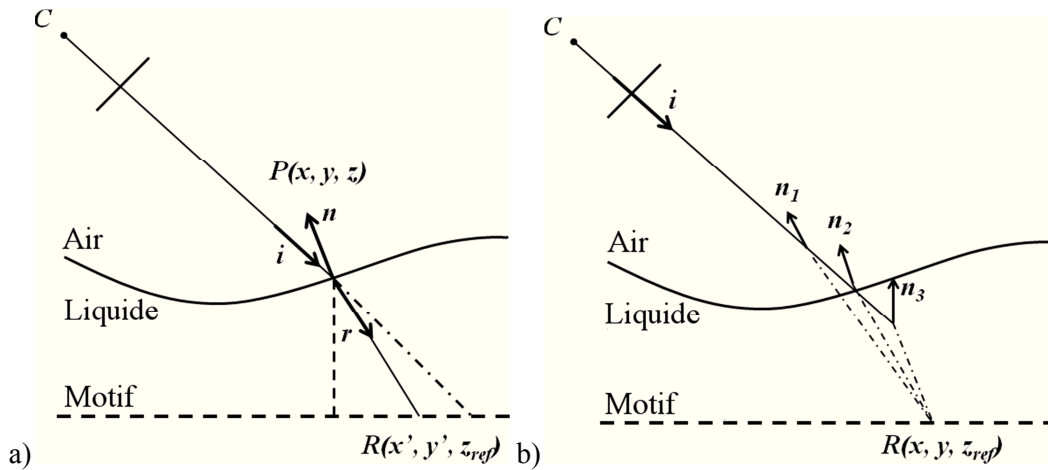


Figure II-33 Réfraction d'un rayon lumineux issu d'une caméra a) Relation caméra/motif b) Multiplicité de la solution

II.4.1.c Stéréo-réfraction

Le paragraphe précédent a introduit le fait que deux caméras sont nécessaires à la détermination de la surface (position et normale) à partir de l'analyse de la déformation apparente d'un motif situé sous la surface. En effet, pour un rayon incident donné, il a été précisé qu'il existe une infinité de couple (P, \mathbf{n}_1) donnant l'image de R_1 . L'ajout d'une seconde caméra C_2 permet de vérifier si le point P supposé est bien ou non sur la surface du fluide. En effet, à partir d'un point $P(x, y, z)$, il est possible de déterminer, un vecteur \mathbf{i}_1 et \mathbf{r}_1 à l'aide des équations (II-62), et le vecteur \mathbf{n}_1 correspondant en utilisant l'équation (II-61). Morris [2004] démontre alors que les vecteur \mathbf{n}_1 et \mathbf{n}_2 sont égaux ($\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}_2 = \mathbf{n}$) si et seulement si P est sur la surface du fluide. Ce principe est illustré sur la Figure II-34.

En pratique la deuxième caméra va donc permettre de vérifier si le point P supposé est ou non sur la surface en comparant les valeurs de \mathbf{n}_1 et \mathbf{n}_2 . Pour comparer ces deux vecteurs, un critère est défini. Ce critère, noté E_n , utilisé par Morris [2004], s'appuie sur la coplanarité des deux vecteurs :

$$E_n = \cos^{-1}(\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2) \quad (\text{II-63})$$

Quand E_n tend vers zéro, les deux deviennent coplanaires et le point P appartenant à \mathbf{i}_1 correspond à l'intersection entre \mathbf{i}_1 et la surface libre.

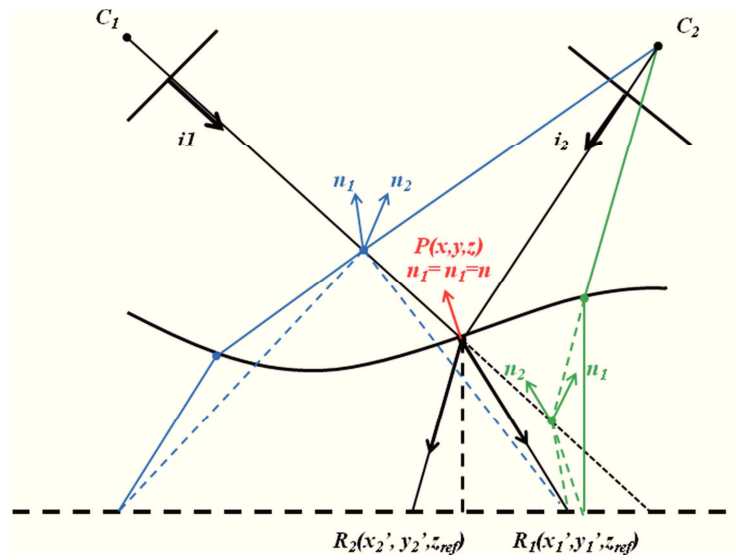


Figure II-34 Principe de "stéréo-réfraction"

II.4.2 Détermination du déplacement apparent du motif

Dans le but de déterminer la surface à partir de la méthode de stéréo-réfraction introduite dans la section précédente, il est nécessaire de connaître le déplacement apparent du motif situé sous la surface. Cela implique donc d'une part de connaître le motif de référence sous la surface et d'autre part de pouvoir déterminer son déplacement apparent dû à la présence de la surface. Ici, l'idée proposée par Fouras [2006], d'utiliser une nappe laser illuminant des particules ensemencées dans le fluide comme motif, a été retenue. L'image de cette nappe laser est acquise par trois caméras simultanément. Deux caméras situées au dessus de la surface libre, C_1 et C_2 , fournissent des déplacements apparents du motif sous deux angles de vues différents, et une caméra située sous le bassin de mesure, C_3 , fournit une image non déformée, dite de référence, du motif. La Figure II-35 donne un exemple type de la configuration du système de stéréo-réfraction développé au cours de ces travaux. Cette technique nécessite donc un bassin de mesures comprenant des accès optiques au niveau des cotés et du fond mais présente plusieurs avantages comparé au positionnement d'un motif sur le fond du bassin comme par exemple le damier utilisé par Morris [2004]. D'abord, la distance entre la nappe laser et la surface au repos peut être ajustée sans changer la configuration de l'écoulement, i.e. sans changer la hauteur d'eau. De plus, cette nappe laser peut être utilisée pour déterminer la vitesse 2C-2D du fluide au niveau de la nappe laser.

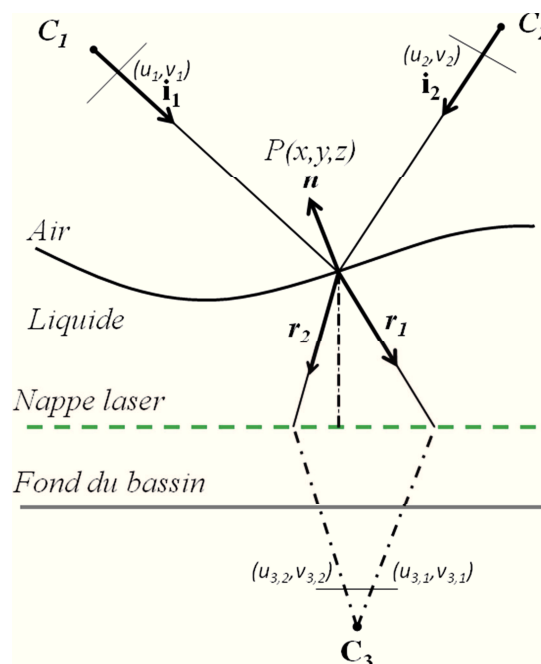


Figure II-35 Système de Stéréo-réfraction

Un exemple d'images d'acquisition est présenté sur la Figure II-36. Les images ont les mêmes caractéristiques que des images de PIV standards. Pour déterminer le déplacement apparent du motif, un algorithme de PIV 2C-2D développé au cours de la thèse est appliqué entre les images des deux caméras situées au dessus de la surface et l'image de la caméra située sous le bassin. La Figure II-37 montre un exemple de résultats de l'application directe de l'algorithme de PIV sur les images. Dans ce cas, les champs de déplacement comportent une gamme de valeurs de déplacements importante, de quelques pixels à 80 pixels. Ces disparités de déplacement entraînent des erreurs dans la détermination du champ de vecteurs. Une importante composante de ce déplacement apparent est due à l'angle de vue des caméras. Une étape préalable de transformation des images ayant pour but de soustraire cette composante du déplacement apparent a donc été introduite.

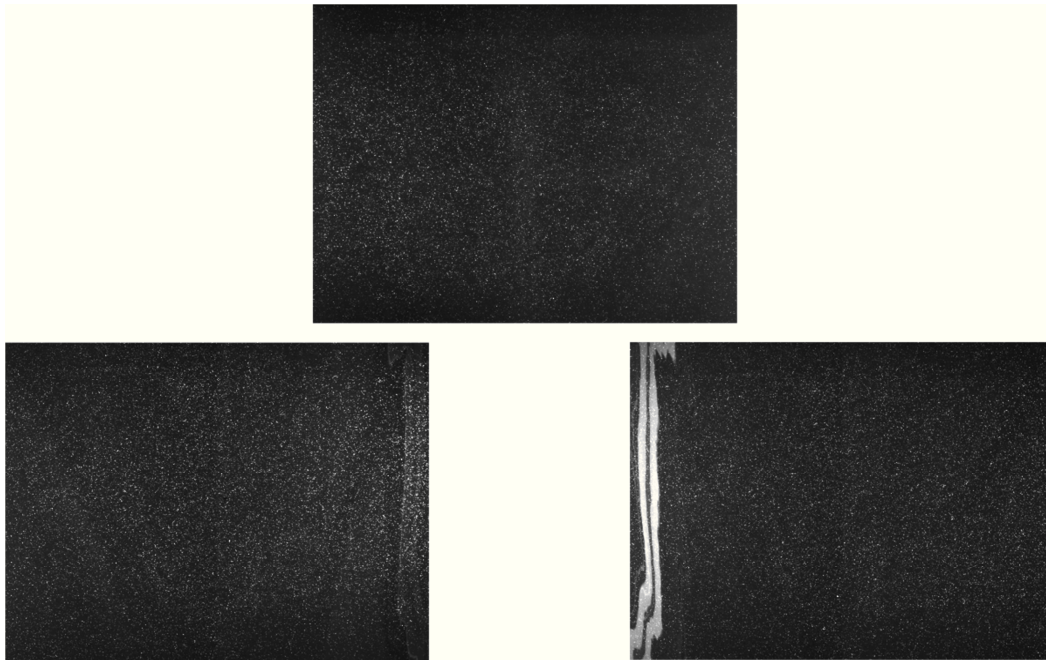


Figure II-36 Exemple d'image issue d'un système de stéréo-réfraction a) Image de référence b) et c) Image déformée de la nappe laser

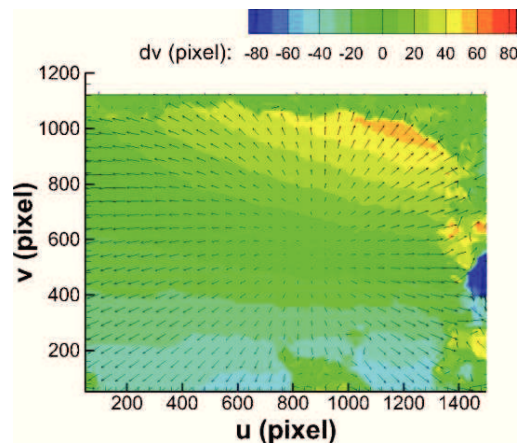


Figure II-37 Corrélation directe de l'image de référence (caméra située sous le bassin) avec une caméra situées au-dessus de la surface

La transformation des images a pour but de soustraire le déplacement apparent du motif dû à l'angle de vue des caméras pour ne garder que le déplacement dû à la déformée de la surface lors de l'étape de corrélation. Pour cela, l'image issue de la caméra de référence, C_3 , est projetée dans le repère image de chaque caméra située au-dessus de la surface, C_1 et C_2 , en supposant la surface au repos, c'est à dire à $Z=0$ et $\mathbf{n} = (0,0,1)$.

En supposant la surface connue, ici à $Z=0$ et $\mathbf{n} = (0,0,1)$, il est possible de connaître la projection d'un pixel de la caméra C_1 dans le repère image de la caméra C_3 . Pour un pixel de C_1 , (u_1, v_1) et un Z donnée, le point $P(x,y,0)$ sur la surface peut être calculé à partir de l'équation (II-6)

définissant la back-projection. A partir du point P ainsi calculé et connaissant la position du centre de la caméra C_1 le vecteur \mathbf{i}_1 peut être calculé. L'équation de la réfraction (II-60), permet ensuite de calculer le vecteur réfracté \mathbf{r}_1 . Du calcul de \mathbf{r}_1 , la position du point $R_1(x_{ref}, y_{ref})$ correspondant au pixel (u_1, v_1) peut être estimée. Enfin, ce point R_1 est projeté dans le repère image de la caméra C_3 à partir de l'équation (II-64). Cette relation entre un pixel de la caméra C_1 et un pixel de C_3 est illustrée par la Figure II-38. La transformation des images consiste donc à réaliser une projection de tous les pixels de C_3 vers C_1 tel que :

$$I_{t31}(u_{t1}, v_{t1}) = I_3(u_3, v_3) \quad (\text{II-64})$$

où I_{t31} est l'intensité de l'image transformée et I_3 l'intensité de l'image de la caméra 3. La position (u_{t1}, v_{t1}) n'étant pas nécessairement entière, une interpolation Bspline est appliquée pour déterminer $I_t(u_1, v_1)$.

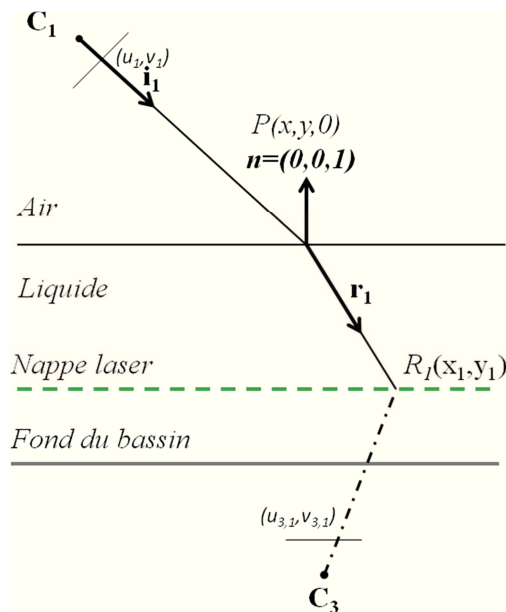


Figure II-38 Relation entre un pixel de la caméra du dessus avec celle de référence pour un état de surface connu

Une fois les images transformées, elles sont inter-corrélées avec l'algorithme de PIV afin d'estimer le déplacement apparent du motif. Ce déplacement correspond à la somme du déplacement dû à l'angle de vue et du résultat de la corrélation sur les images transformées (Figure II-39). On note que le champ de déplacement ainsi calculé contient moins de vecteurs erronés que le champ calculé sur les images originales (Figure II-37).

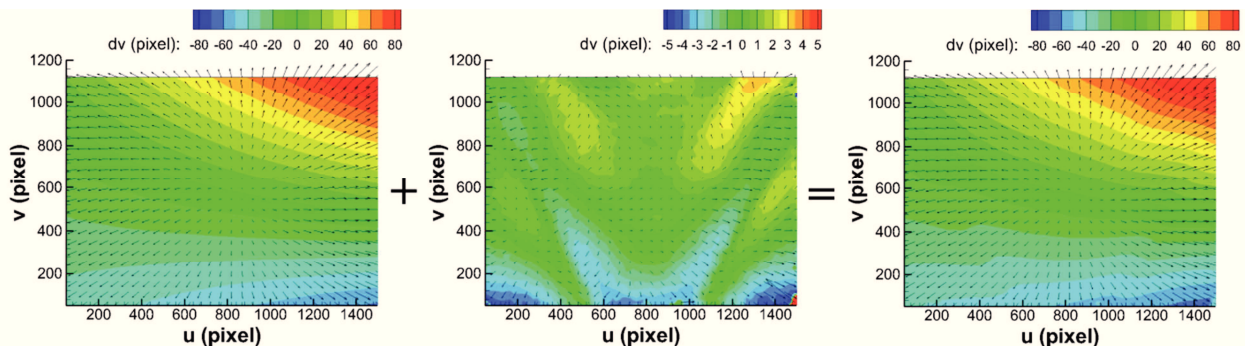


Figure II-39 Calcul du déplacement apparent à partir de la transformation des images

II.4.3 Algorithme de reconstruction de la surface

La première étape de l'algorithme est la définition d'un maillage dans le repère image de la caméra C_1 . Pour chaque point de ce maillage, la position de la surface et sa normale sont ensuite identifiées par minimisation du critère E_n défini par l'équation (II-63). Ce processus, illustré par la Figure II-40, est détaillé ici :

1. Pour un point (u_1, v_1) du maillage défini sur la caméra C_1 et une position supposée de la surface, Z , le point $P(x, y, z)$ est calculé par rétro-projection (équation (II-6)). Connaissant, les coordonnées de ce point P , son image sur la caméra 2, (u_2, v_2) est déterminée par projection (équation (II-5)) à partir du modèle de caméra.
2. La corrélation d'images donne la correspondance entre les pixels sur les caméras du dessus, soit (u_1, v_1) et (u_2, v_2) et leurs image respective sur la caméra du dessous, (u_3^1, v_3^1) et (u_3^2, v_3^2) . Cette correspondance permet de déterminer les points X_{ref1} et X_{ref2} du motif de référence à partir du modèle de calibration de la caméra de référence.
3. Connaissant, ces points sur le motif, le point P et la position des centres des caméras C_1 et C_2 , les rayons incidents i_1 et i_2 et réfractés r_1 et r_2 sont calculés à partir de l'équation (II-62).
4. L'équation (II-61) issue de la loi de Snell-Descartes permet de calculer les vecteurs n_1 et n_2 .
5. Enfin, le critère E_n à optimiser est estimé pour la hauteur Z supposée.

Un processus itératif basé sur la descente du gradient est utilisé pour minimiser le critère E_n . Ce calcul est effectué pour chaque point du maillage défini sur l'image de la caméra C_1 . La Figure II-41 fournit un exemple d'évolution du critère E_n et des composante nx_i calculées sur chaque caméra le long d'un rayon i_1 donné en fonction de z . Ce cas correspond à une surface plane située en $Z=0$.

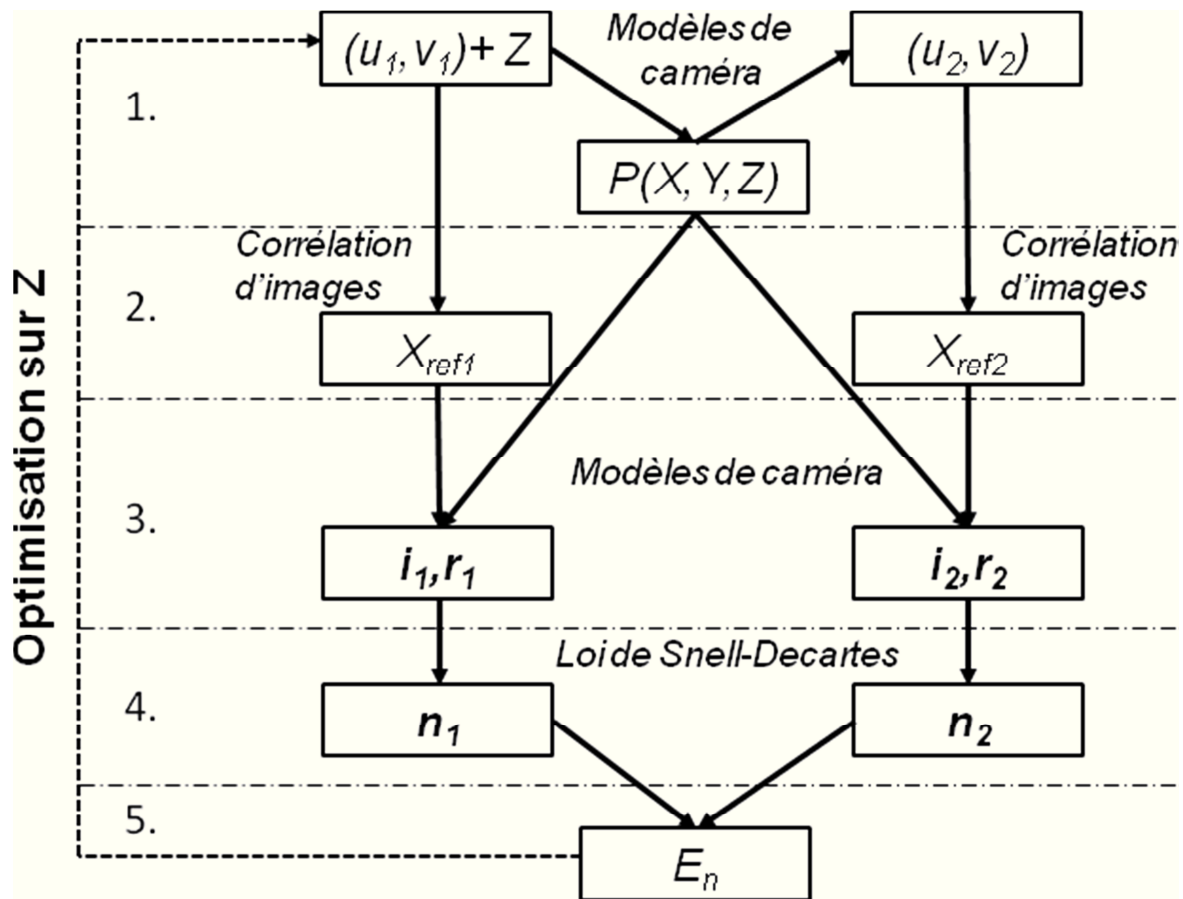


Figure II-40 Algorithme de reconstruction de surface par stéréo-réfraction

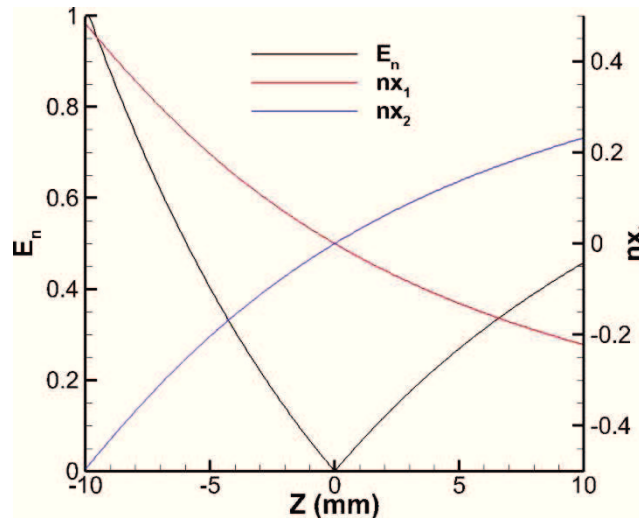


Figure II-41 Evolution du critère E_n et de la composante nx sur chaque caméra en fonction de la position Z sur un rayon i_j : Cas d'une surface plane.

II.4.4 Limites de la méthode

L'algorithme de reconstruction proposé dans le paragraphe précédent suppose plusieurs hypothèses sur les trajectoires des rayons lumineux. D'abord chaque rayon ne doit être réfracté qu'une seule fois par la surface du fluide. La surface d'une vague déferlante (Figure II-42.a) ne pourra donc pas être déterminée par cette méthode. De plus, de fortes courbures de la surface peuvent entraîner des croisements de rayons entre la surface du fluide et la nappe laser. Ces croisements de rayons, qui peuvent se produire au niveau des crêtes, entraînent la formation de caustiques et donc une impossibilité à déterminer la déformée apparente du motif situé sous la surface (Figure II-42.b). En effet, un point du motif ne doit avoir qu'une seule image sur les caméras du dessus pour pouvoir déterminer correctement le déplacement à l'aide des algorithmes de corrélation.

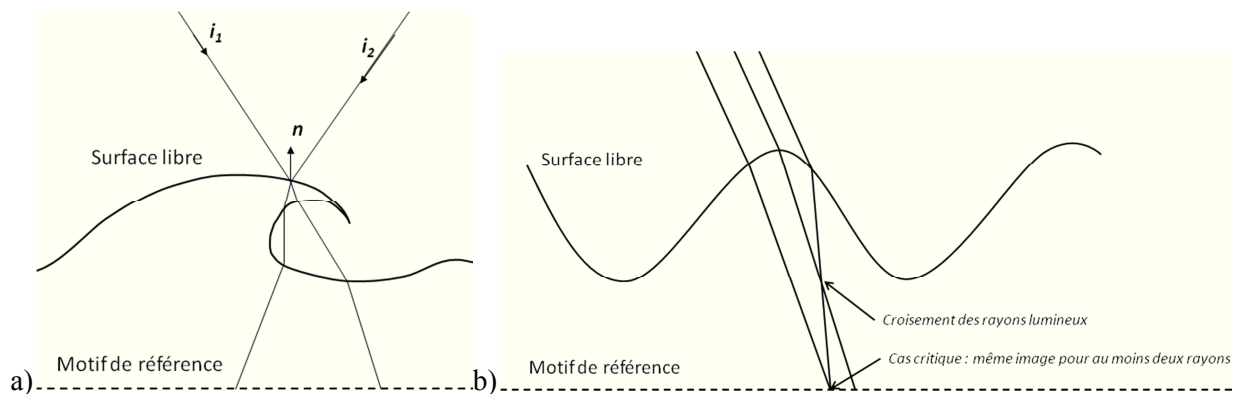


Figure II-42 Limite de la méthode de stéréo-réfraction : a) Vagues déferlantes b) Caustique : croisement de rayon entre la surface et le motif de référence

La présence ou non de croisements de rayons quasiment parallèle est liée à la fois à la courbure de la surface et à la distance entre la surface et le motif. Pour une surface donnée, plus cette distance est grande, plus le risque de croisements est important. Dans le but d'estimer une distance maximale entre la nappe laser et la surface Moisy et al. [2009] assimilent la surface à une lentille optique. En supposant les rayons incidents verticaux et en se ramenant au cas d'une lentille, cette distance doit être plus petite que la distance focale associée à la courbure de la surface (Figure II-43).

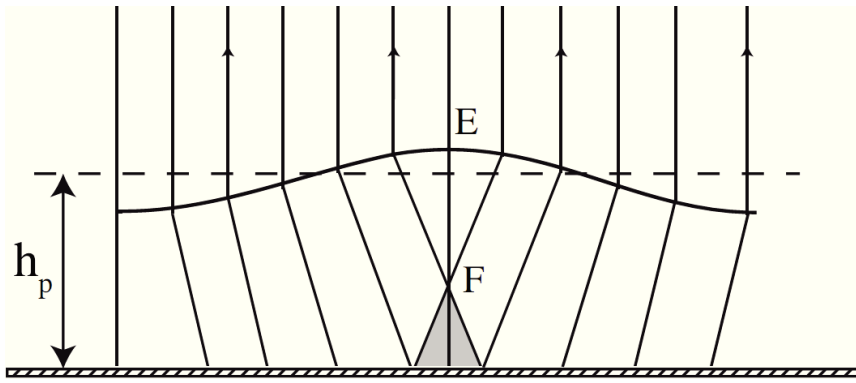


Figure II-43 Schéma de la distance focale associée à une surface d'après Moisy et al. [2009]

En prenant l'exemple d'un cas simple d'une onde plane sinusoïde d'amplitude A et de longueur d'onde λ , $h(x)=h_0+A \cos(2\pi x / \lambda)$, et en approximant la courbure par $\partial h^2/\partial x^2$, Moisy et al. [2009] donnent une distance critique, h_c , entre la surface au repos et le motif :

$$h_c = f = \frac{\gamma}{(\eta - 1)} \approx \frac{\lambda^2}{4\pi^2 A(1 - \eta)} \quad (\text{II-65})$$

où f correspond à la distance focale d'une lentille de courbure γ . En prenant, l'exemple d'une onde de 2 cm d'amplitude pour une longueur d'onde de 20 cm, la hauteur critique h_c est de 20.41cm. Ces longueurs d'ondes sont caractéristiques du bassin à houle utilisé dans nos travaux pour valider les méthodes.

Dans le cas de la méthode proposée ici, de stéréo-réfraction, les rayons lumineux ne sont plus verticaux ni parallèles entre eux. Cependant en considérant les rayons parallèles mais avec une inclinaison quelconque, caractéristique de la configuration stéréoscopique, le même raisonnement que précédemment peut être effectué. En reprenant, le même exemple d'une onde plane sinusoïdale et en supposant les rayons parallèles mais inclinés d'un angle, β , par rapport à l'axe vertical et en assimilant la surface à une lentille convergente, la relation (II-65) devient :

$$h_{c,i} = \cos(\beta) \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi^2 A(1 - \eta)} = \cos(\beta) \cdot h_c \quad (\text{II-66})$$

Pour un angle de 20° , le rapport $h_{c,i}/h_c \approx 0.94$. En reprenant, les mêmes caractéristiques de vagues que précédemment, la hauteur critique estimée est donc de 19.2 cm.

En pratique, même avec une distance inférieure à cette distance critique, les images correspondant aux caméras du dessus peuvent comporter des déformations importantes. Ces déformations correspondent à une dilatation des images aux niveaux des crêtes et à une compression des images aux niveaux des creux. Si ces déformations sont trop importantes, la corrélation des images devient impossible. Ces fortes déformations sont liées à la courbure de la surface et à la distance entre la surface et la nappe laser. Lors d'expériences, cette dernière sera donc positionnée le plus près de la surface en considérant les plus grands creux susceptibles d'être générés au sein de l'écoulement mesuré. Des exemples d'images fortement déformées sont donnés dans la suite de ce chapitre dans la partie validation.

II.4.5 Sources des incertitudes liées à la méthode

Les sources d'incertitudes liées à cette méthode sont globalement les mêmes que celles évoquées dans le cas de la technique de mesure basée sur la stéréo-corrélation d'images.

- *Calibration* : Dans le cas de cet algorithme, les incertitudes de calibration, donc sur les coefficients du modèle de la caméra, entraînent des erreurs lors de la reconstruction des différents rayons nécessaires à la mesure de hauteur. Lors de cette étape pour limiter les

erreurs, les préconisations faites dans la partie II.2 sont respectées (nombres de points de calibration, calibration de l'ensemble de la zone de mesure).

- *Interpolation d'images* : Ici aussi, une interpolation d'image est effectuée pour transformer les images issues des caméras localisées au-dessus de la surface. Une interpolation d'ordre élevé est donc à privilégier comme cela a été indiqué précédemment pour limiter les erreurs lors de la corrélation (interpolation Bspline de degré 5).
- *Algorithme de corrélation* : La corrélation d'image permet de déterminer la position des points réfractés sur la nappe laser. Une erreur sur cette position entraîne un biais sur le calcul du vecteur réfracté (équation (II-62)) et donc sur la détermination de la normale à la surface (équation (II-61), et Figure II-44. L'algorithme étant basé sur une optimisation liée aux valeurs des normales (cf. II.4.3) calculées sur chaque caméra, la position du point de la surface reconstruite sera donc biaisée.

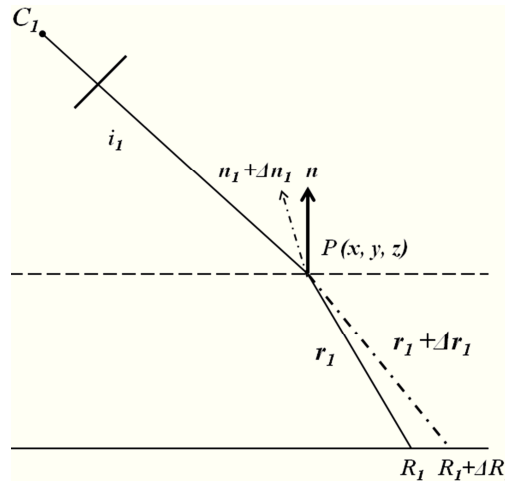


Figure II-44 Erreur sur la détermination du point réfracté

- *Alignement surface au repos nappe laser (mire de calibration / nappe laser)* : Un mauvais alignement de la nappe laser avec la surface au repos, ou une erreur sur la position de la nappe laser, Z_{ref} , entraîne également des erreurs sur les rayons calculés. Un mauvais alignement entre la mire et la nappe laser provoque les mêmes conséquences. Durant les essais, ces réglages sont donc réalisés en essayant d'être le plus précis possible.
- *Indice de réfraction* : Dans l'algorithme proposé dans cette partie, l'indice de réfraction est supposé connu. Cet indice intervient dans la loi de Snell-Descartes et donc dans la détermination de la valeur de la normale à la surface ((équation (II-61)). Dans notre cas, une valeur de 1,33 a été supposée pour l'ensemble des mesures. On note, que cette valeur pourrait être mesurée avant chaque essai en utilisant un pointeur laser et en mesurant les angles des rayons incidents et réfractés par exemple.

Ici aussi, une valeur d'incertitudes est difficile à évaluer pour une expérience donnée. L'analyse de la surface au repos dans le cas des mesures au sein du bassin des carènes est effectuée afin d'obtenir une estimation de la précision de la mesure de hauteur. Les erreurs sur l'estimation de la vitesse 2C-2D au sein de la nappe sont réalisées en estimant le biais lié à l'algorithme corrélation des images comme cela a été expliqué précédemment.

II.5 Projection de faisceaux laser sur la surface

L'impossibilité d'utiliser des particules au sein de bassins des carènes de grandes tailles, notamment dans celui de la DGA (*B600*), et le coût engendré par la mise en place d'un système de stéréo-réfraction (immersion d'une caméra et du laser) a imposé le développement d'une troisième méthode de mesure. Cette technique s'appuie sur la projection de faisceaux laser sur la surface du fluide. La détection de l'impact de ces faisceaux sur l'interface air/eau par un système

stéréoscopique permet de déterminer la hauteur de la surface par triangulation en un nombre de positions données.

Les caractéristiques des images de la projection d'un faisceau laser sur une surface fluide acquises par un système de stéréovision ont été analysées à partir d'essais. Ces propriétés dépendent de la forme de la surface, de l'atténuation et de la diffusion de la lumière dans le fluide, de la puissance du laser et de l'orientation du faisceau et des caméras par rapport à la surface. Ces tests ont permis de mettre en évidence que cette détection est compromise dans le cas d'une eau *trop* claire mais possible dans le cas d'une eau troublee comme celle présente au sein du bassin de carènes utilisé par la suite (B600, cf. Chapitre III).

La Figure II-45 présente un exemple d'image, enregistrée par une caméra, de la projection d'un faisceau laser sur une surface au repos. Cette image est caractérisée par une trace rectiligne du faisceau laser depuis son entrée dans le fluide (point avec une intensité plus élevée, coté gauche des images). L'intensité de ce motif s'atténue ensuite avec la pénétration dans le fluide. On note que pour des pentes faibles de la surface, les caractéristiques du motif sont identiques. Dans le cas où les variations de surface sont plus importantes, ce motif n'est plus rectiligne mais présente des courbures (Figure II-46.a). Ceci s'explique par la réfraction de la lumière au travers de l'interface déformée proche du point de projections. Sur la Figure II-46.b, le motif est divisé en deux parties. Ce phénomène, également dû à la réfraction de la lumière, traduit des courbures de la surface encore plus importantes proches du point de projection. Enfin, un troisième type d'images a été enregistré dans le cas où la surface présente des fortes déformations (surface turbulente, vague déferlante) (Figure II-47). Ces images sont caractérisées par un point de forte intensité marquant l'impact du laser sur la surface.

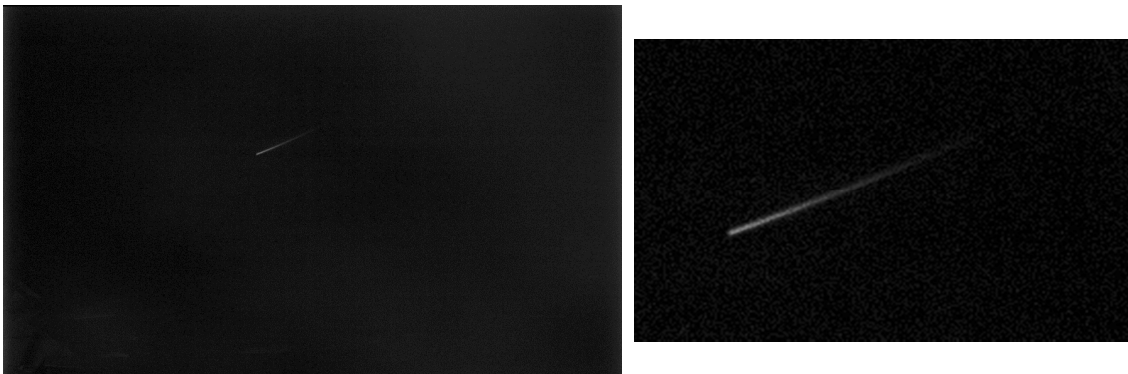


Figure II-45 Image de la projection d'un faisceau laser sur une surface au repos : à gauche image issue de l'acquisition, à droite zoom sur la partie correspondant au motif défini par le faisceau laser

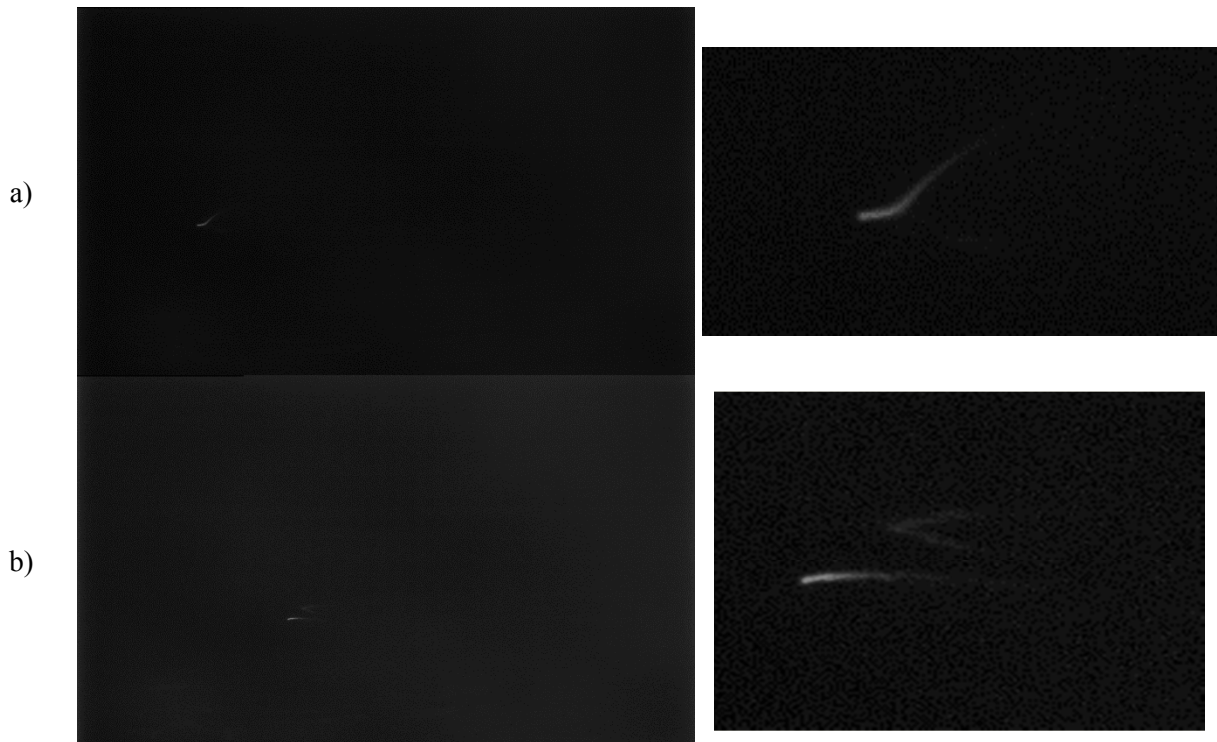


Figure II-46 Image de la projection d'un faisceau laser sur une surface déformée : a) Faible déformation b) Déformation plus importante

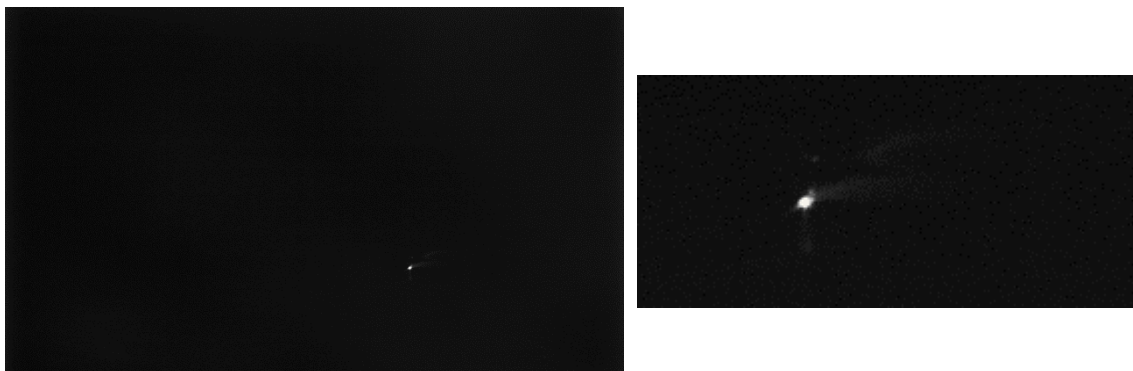


Figure II-47 Image de la projection d'un faisceau laser sur une surface turbulente

Le principe de la méthode est de détecter l'intersection entre le faisceau laser et l'interface sur chaque image d'un système stéréoscopique calibré. Connaissant les coordonnées images de ce point sur chaque caméra, sa position dans le repère de mesure peut être déterminée par triangulation à partir de l'équation (II-40).

Lors des essais, pour mesurer la surface libre autour du modèle de navire, une grille de $(N_x \times N_y)$ points est générée à partir d'un laser permettant de balayer la surface à caractériser. Pour chaque position du faisceau laser, une image est enregistrée sur chaque caméra du système stéréoscopique. Pour mesurer l'ensemble de la surface, $N_x \times N_y$ images sont donc nécessaires. Cette méthode, contrairement aux méthodes présentées précédemment ne permet pas de mesurer des surfaces instationnaires. Pour estimer de telles surfaces, la projection directe, c'est à dire, la projection au même instant, d'une grille de points pourrait être envisagée.

II.5.1 Détection du point d'entrée du faisceau laser

En raison des différences de caractéristiques des images du faisceau en fonction de l'état de surface, un traitement adaptatif des images doit être mis en place. Au cours de cette thèse, seules les images relative à une surface lisse, correspondant aux Figure II-45 et Figure II-46 ont été traitée.

Sur l'ensemble de ces images, même dans le cas où la surface est déformée (Figure II-46), la partie de faisceau proche de la surface peut être assimilée à une droite. En localisant cette partie du motif sur les images, le point d'entrée du faisceau laser dans le fluide peut être estimé. Un algorithme de traitement d'images basé sur des méthodes de détection de forme a donc été développé. Ici, cette détection est réalisée à partir d'un algorithme de suivi de contours basé sur la méthode de Freeman. Cet algorithme est résumé ci-dessous et est illustré à partir d'une image de projection sur une surface au repos (Figure II-48) correspondant à la Figure II-45.

1. Les images de la surface (Figure II-48.a) sont seuillées pour éliminer le bruit de fond, puis binarisées afin de ne garder que les pixels définissant la trace de faisceau laser dans l'eau (Figure II-48.b)
2. A partir de cette image binarisée, le contour est extrait à l'aide d'une méthode de Freeman (David et Texier [1993]) (Figure II-48.c)
3. Une droite définissant l'axe du motif est ensuite recherchée. Ici, cette droite est estimée à partir de la recherche des points du contour les plus éloignés entre eux (Figure II-48.d). On note que, cette estimation de l'axe du faisceau laser pourrait également être effectuée à partir d'un algorithme de recherche composante principale de l'image (ACP). Ce type d'algorithme souvent utilisé en traitement d'image n'a ici pas été implémenté.
4. L'intensité sur la droite définissant le contour est extraite (Figure II-49.a). Nous faisons ensuite l'hypothèse que le point d'entrée du faisceau laser correspond au premier saut d'intensité sur cette droite. Pour le déterminer, la dérivée d'intensité est déterminée (Figure II-49.b) et le maximum de cette courbe est estimé.

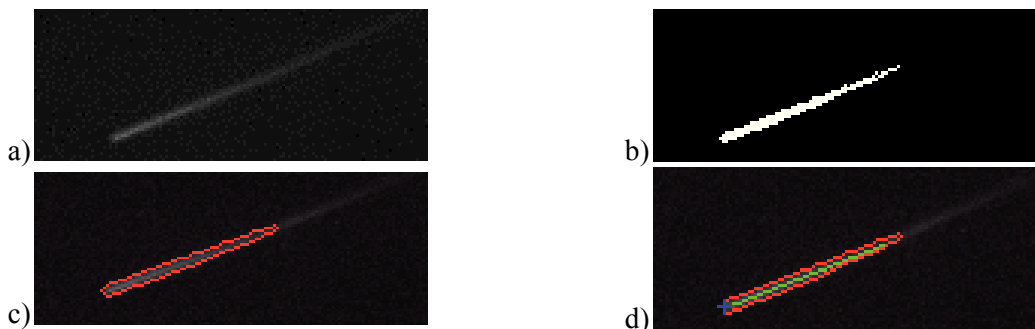


Figure II-48 Différentes étapes de détection de l'impact du faisceau laser sur la surface : a) Portion de l'image, issue de l'acquisition, correspondant à la trace du faisceau laser dans l'eau b) Binarisation de l'image c) Détection du contour du motif (contour rouge) d) Recherche de la droite de ce motif (ligne verte) et détection du point d'entrée (point bleu).

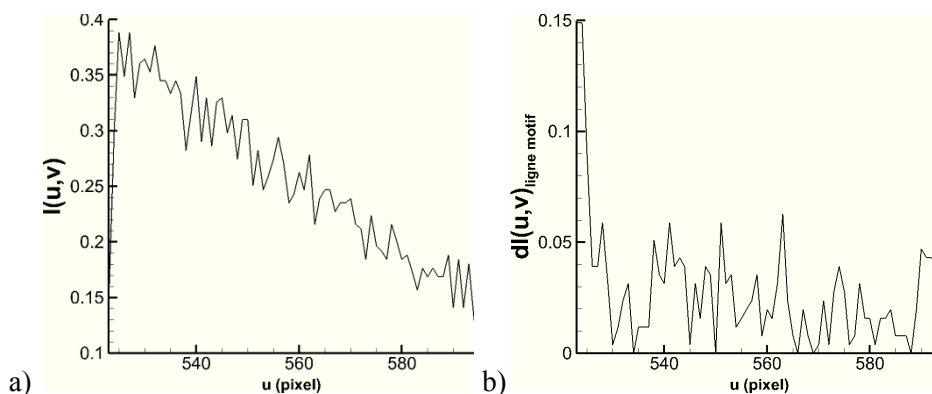


Figure II-49 Variation d'intensité sur la ligne définissant l'axe du motif : a) Intensité b) Dérivée de l'intensité

Dans les cas où le motif présente des courbures (Figure II-46), le même algorithme est appliqué aux images. Le résultat est fourni sur la Figure II-50. Ici, la valeur du seuil doit être choisie pour n'extraire que la partie rectiligne du motif. Dans le cas de la Figure II-50.a, le critère choisi ici permet de détecter le contour de la partie du motif qui peut être assimilée à une droite. Cependant, pour le moment, cette valeur est fixée manuellement pour le traitement de toutes les images d'une séquence d'acquisition. Ainsi, lorsque le motif comporte de fortes courbures (Figure II-50.b), le contour inclut la partie non rectiligne de la trace du faisceau. L'estimation de l'axe du

motif est dans ce cas biaisée. On observe toutefois que le point détecté ici, semble correspondre au point d'entrée du faisceau laser.

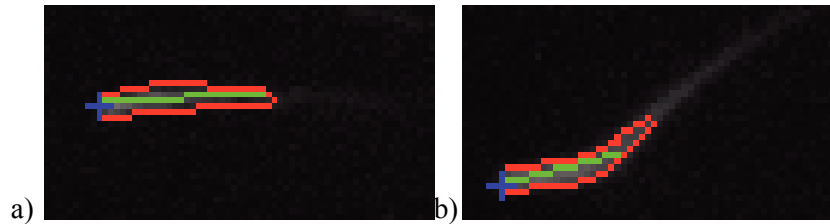


Figure II-50 Détection de l'impact du faisceau laser dans le cas où le motif présente une courbure

II.5.2 Incertitudes liées à la méthode

Les sources d'erreurs liées à cette méthode sont essentiellement dues à la calibration des caméras et à la détection du point d'entrée du faisceau laser dans l'eau. Pour la première source, les mêmes commentaires que sur la méthode basée sur la stéréo-corrélation peuvent être faits. Ces erreurs entraînent un biais dans la reconstruction de la surface par triangulation. Les incertitudes de détection de la projection du faisceau entraînent également un biais à travers les équations de triangulations. Pour le moment, cette détection étant effectuée au pixel près, les erreurs de détection sont donc prédominantes lors de la reconstruction de surface.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont eu pour objectifs d'établir la faisabilité de cette méthode de mesure pour une application dans un bassin des carènes de grandes dimensions. Cette application est proposée dans la partie III.6. Cette méthode nécessite toutefois des améliorations. Tout d'abord, le traitement doit être adapté et automatisé suivant les propriétés de l'image. Ainsi, une meilleure détermination de l'axe du motif peut être envisagée dans le cas d'une surface relativement plane. Les courbures du motif doivent également être prises en compte dans le cas où la surface présente des variations de hauteur plus importantes. Enfin un algorithme de traitement pour les images correspondant à des surfaces déferlantes doit être implémenté. Dans ce cas, le centre de gravité du motif pourrait être recherché. La détection sous-pixel de ce point semble indispensable pour avoir une précision de mesure suffisante.

II.6 Validation en bassin à houle

Afin de valider les techniques de mesures décrites dans ce chapitre, chaque méthode a été appliquée dans un bassin à ondes de petites dimensions. Les résultats obtenus par moyens optiques ont été comparés à des mesures de hauteur réalisées à l'aide d'une sonde résistive. Cette sonde sert de référence aux différentes méthodes pour leur validation dans le bassin à ondes.

II.6.1 Bassin à houle

Le bassin à houle utilisé pour les tests de validation, Figure II-51.a, a une largeur de 40 cm pour une longueur de 80 cm et une hauteur de 20 cm. Le fond du bassin et les parois latérales sont en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) transparent. Ce bassin est équipé d'un moteur ayant une vitesse de rotation maximale de 200 tr/min et entraînant un batteur formé d'une plaque plane. Les ondes générées sont considérées planes et ont des amplitudes (crêtes/creux) comprises entre 0,5 mm et 30 mm. Le bassin est équipé d'une sonde résistive de la société HR Wallingford, Figure II-51.b. La fréquence d'acquisition de la sonde est comprise entre 1 Hz et 20000 Hz. En pratique, cette fréquence est choisie comme un multiple de la fréquence d'acquisition des systèmes optiques pour éviter les interpolations lors de la comparaison des résultats (10 fois la fréquence d'acquisition des images). Le déclenchement de l'acquisition entre la sonde résistive et les systèmes optiques utilisés est synchronisé à partir d'un générateur de signaux. La précision de la sonde utilisée est de l'ordre du millimètre au niveau des crêtes et des creux des vagues. Cette précision s'explique par la formation d'un ménisque au niveau des tiges de la sonde. L'utilisation d'une sonde acoustique aurait permis de s'affranchir de ce problème de tension. Cependant, ce

type de sondes mesure entraîne une intégration de la surface au niveau du point mesuré et ne permet pas de mesurer des ondes avec des pentes trop importantes.

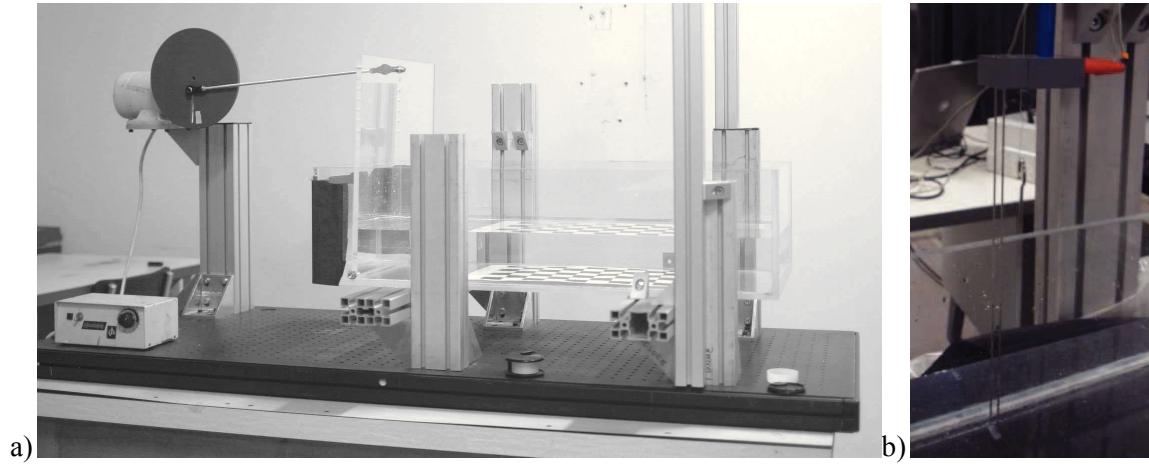


Figure II-51 Essais de validation : a) Image du bassin b) Image de la sonde résistive

II.6.2 Estimation des erreurs

Afin de comparer les résultats obtenus avec les méthodes optiques et la sondes résistives, plusieurs critères d'erreurs sont calculés. Pour chaque acquisition, l'écart moyen entre les hauteurs fournies par les deux dispositifs, l'écart normalisé et l'erreur maximale entre les mesures seront estimés :

$$Ec_{mean} = \frac{\sum_i^N \|Z_i^{wp} - Z_i^{op}\|}{N} \quad (\text{II-67})$$

$$Ec_{norm} = \sqrt{\frac{\sum_i^N \|Z_i^{wp} - Z_i^{op}\|^2}{\sum_i^N \|Z_i^{sr}\|^2}} \quad (\text{II-68})$$

$$Ec_{max} = \max_N \|Z_i^{wp} - Z_i^{op}\| \quad (\text{II-69})$$

où N est le nombre d'échantillons de mesures, Z^{wp} les hauteurs fournies par la sonde résistive et Z^{op} les hauteurs fournies par les dispositif optiques.

II.6.3 Méthode de Stéréovision

II.6.3.a Dispositif expérimental

Le système optique utilisé est composé de 4 caméras *JAI* (1600*1200 pixels) équipées de d'objectifs de focale de 50 mm et pilotées par le logiciel *Hiris R&D Vison*. Les positions des quatre caméras forment un carré ((Figure II-52). L'angle entre les caméras et la normale à la surface au repos est d'environ 20°. Cet angle a été choisi en vue des expériences dans le bassin d'essais des carènes où les angles des caméras peuvent difficilement être supérieurs en raison de la géométrie du bassin. La zone commune aux quatre caméras est un carré de 200 mm sur 200 mm situé au centre de bassin (Figure II-52). La fréquence d'acquisition des images est de 20Hz sur une durée de 10 secondes. La calibration des caméras a été effectuée en suivant les recommandations établies durant l'étude sur la précision de la calibration des caméras. Un nombre de points supérieur à 250 a donc été respecté pour établir les modèle de calibration De même la calibration a été effectuée sur l'ensemble du champ de vision et du volume de mesure. Cette calibration a été effectuée avec la mire *LaVision Type 20* déplacée à l'aide d'une table de déplacement micrométrique. L'étude de la répartition des erreurs dans le volume de calibration n'a pas révélé de distorsions mais des erreurs réparties aléatoirement dans le repère images des

caméras. Un modèle linéaire a donc été utilisé pour la reconstruction. Les erreurs de calibration moyenne sont fournies dans le Tableau II-2 pour chaque caméra.

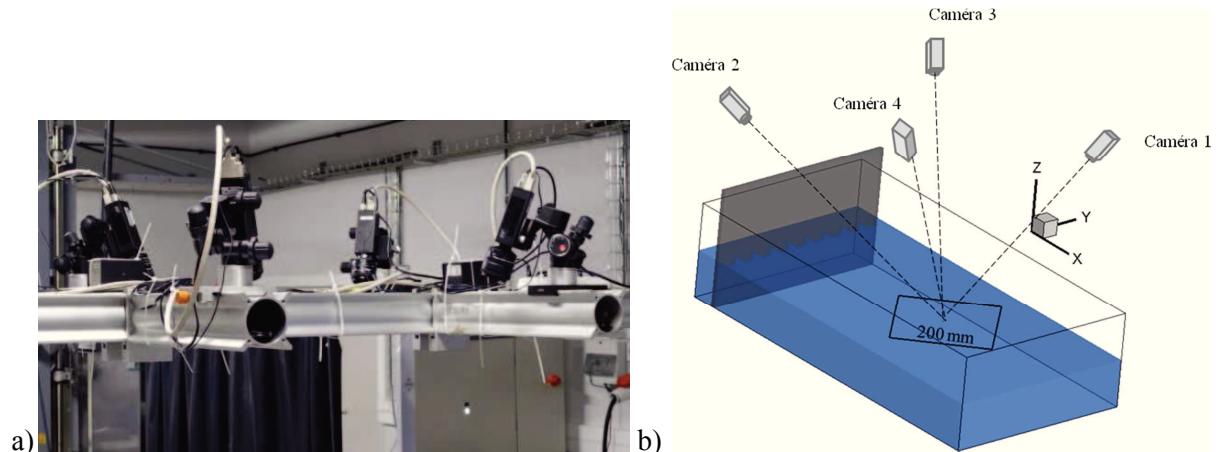


Figure II-52 Dispositif expérimental de stéréovision

Tableau II-2 Erreur de calibration

	Caméra #1	Caméra #2	Caméra #3	Caméra #4
Erreur de projection (px)	(0.11, 0.15)	(0.11, 0.13)	(0.14, 0.10)	(0.14, 0.11)
Erreur de back-projection (mm)	(0.018, 0.026)	(0.019, 0.025)	(0.018, 0.023)	(0.020, 0.023)

Le type de particules utilisées pour marquer la surface a été choisi à partir d'essais de différentes particules. Des particules de polystyrène, de polyéthylène et de polypropylène ont été testées. Leurs propriétés sont listées dans le Tableau II-3. Les particules de polystyrène s'agglomèrent trop rapidement. De plus, comme indiqué dans les travaux de Weitbrecht et al. [2002], leur faible densité les rend sensibles au mouvement d'air. Les particules de polyéthylène ont quand à elles tendance à couler quand le fluide est en mouvement. Le choix a donc été fait d'utiliser des particules de polypropylène utilisées comme additif antidérapant aux peintures. Ces particules ont une taille d'environ $80 \mu\text{m}$ pour une masse volumique de $0,9 \text{ g/cm}^3$. La Figure II-53 montre un exemple des images enregistrées durant l'acquisition. Les particules, bien que s'agglomérant relativement lentement, forment des motifs en "rosaces" à la surface du fluide. La sonde résistive a été placée à la limite du champ de vision des caméras sur l'axe Oy . Les vagues générées étant considérées comme planes et se propageant suivant l'axe Ox , la comparaison des hauteurs issues de la sonde et du système optique est faite au point de mesures le plus proche de la sonde sur l'axe Oy . Ce point est localisé à $X=0 \text{ mm}$ et $Y=-100 \text{ mm}$.

Tableau II-3 Propriétés des particules de surface testées au cours des tests de validation

Type de particules	Masse volumique (g/cm^3)	Diamètre moyen (mm)
Polystyrène	0,04	0,25
Polyéthylène	0,96	0,10
Polypropylène	0,90	0,08

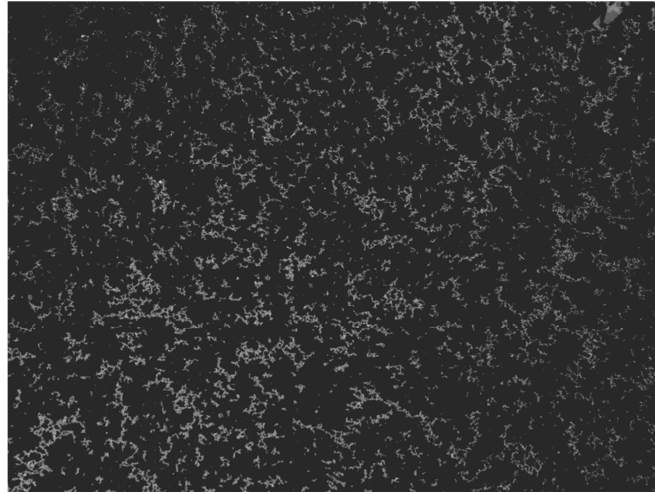


Figure II-53 Exemple d'image de la surface en présence de particules de Polypropylène

II.6.3.b Résultats

Pour cette technique, les résultats de trois acquisitions sont étudiés. Pour chaque acquisition les caractéristiques principales des vagues générées durant le test sont présentées dans le Tableau II-4. \bar{A} correspond à l'amplitude moyenne des vagues générées durant l'acquisition. A_{max} correspond à l'amplitude maximale et \bar{T} à la période moyenne.

Dans un premier temps, pour chaque acquisition les images ont été traitées avec les deux algorithmes de stéréo-corrélation décrit dans ce chapitre en utilisant seulement les caméras #1 et #2. Dans ce cas, pour chaque algorithme les critères d'erreurs définis précédemment ont été estimés. L'algorithme 1 correspond à la reconstruction basée sur la corrélation d'images rectifiées et le 2 à l'algorithme *HNC*. Pour pouvoir comparer les algorithmes, les traitements ont été effectués sur des tailles de fenêtre équivalentes. Pour l'algorithme 1, une corrélation d'image sur des fenêtres de 32×32 pixels a été utilisée pour la mise en correspondance. Cette dimension de fenêtre sur les images correspond à une fenêtre d'environ 6×6 mm² dans le plan de référence $(X, Y, 0)$. De plus la corrélation est définie en imposant des recherches de disparité maximale calculées avec une hauteur maximale de 20 mm et une hauteur minimale de -20 mm. Pour l'algorithme 2, des fenêtres d'interrogation de 32×32 définies par des dx et dy égaux à 0,2 ont été retenues. La taille de la fenêtre est donc de $6,2 \times 6,2$ mm². La surface est recherchée à l'ordre 0 en initialisant le calcul avec un balayage de hauteur entre 20 et -20 mm et un Δz de 0.1 mm. L'ordre 0 est choisi ici pour correspondre au mieux au calcul effectué dans l'algorithme 1 où les déformations (orientation et courbure) de la surface ne sont pas prises en compte. Les résultats fournis par chaque algorithme sont comparés à ceux de la sonde résistive dans le Tableau II-5. La Figure II-54 fournit un exemple de surface reconstruite par les deux algorithmes. La Figure II-55 donne un exemple de comparaison entre la sonde résistive et une résolution par méthode optique. Le calcul des différents critères d'erreurs donne des valeurs de même ordre pour les deux algorithmes. L'écart moyen avec la sonde est de l'ordre de 0,2 mm, ce qui correspond à une erreur normalisée de 0,1. L'écart maximal varie légèrement entre les deux algorithmes mais reste de l'ordre de la précision de la sonde résistive (1 mm). Ces erreurs se trouvent aux niveaux des crêtes et des creux des vagues. Les mêmes critères que précédemment sont calculés à partir des résultats issus des deux algorithmes (Tableau II-6). Cette comparaison montre que les deux façons de reconstruire la surface donnent des résultats équivalents. L'écart moyen est de l'ordre de 40 μ m avec des écarts maximums inférieurs au demi-millimètre.

Dans un deuxième temps, l'algorithme 2 a été pris en compte pour étudier d'une part l'effet du choix de l'ordre pour représenter la surface et d'autre part le nombre de caméras utilisées. Pour l'acquisition numéro 1, la surface a été reconstruite de l'ordre 0 à l'ordre 2 à partir des caméras #1 et #2. Les résultats sont comparés à ceux fournis par la sonde dans le Tableau II-7. Pour les ordres 0 et 1, les erreurs sont identiques. Elles augmentent légèrement à l'ordre deux. Cette remarque est cohérente avec l'étude de sensibilité effectuée par Chatellier et al. [2013] sur des

images synthétiques. De plus, cet algorithme permet l'utilisation d'un nombre de caméras supérieur à deux. L'ensemble des combinaisons possibles de caméras a donc été testé pour reconstruire l'évolution de la surface mesurée pour l'acquisition 2. Les résultats sont présentés dans le Tableau II-8. L'utilisation de plus de deux caméras n'entraîne pas d'évolution significative de l'erreur dans ce cas. On note cependant que dans des cas où la surface comporterait de forte courbure, l'utilisation de plusieurs caméras permet de limiter les erreurs. En effet, dans certains cas, une partie de la zone de mesures peut être masquée par la vague précédente sur une des caméras. Dans ce cas, l'utilisation de plusieurs caméras peut permettre une estimation de la surface.

Un autre paramètre à prendre en compte est le coût de calcul des algorithmes. On note des écarts sur les temps de calcul entre les deux algorithmes. En effet, pour un nombre équivalent de points de mesure et pour des tailles de fenêtres d'interrogation similaires, le temps de calcul de l'algorithme HNC est proche de deux fois celui de l'algorithme basé sur les images rectifiées.

Tableau II-4 Caractéristiques des vagues générées lors des acquisitions de validation

Acquisition	\bar{A} (mm)	A_{max} (mm)	\bar{T} (s)
1	5.97	6.12	0.66
2	10.59	16.24	0.43
3	13.31	20.27	0.43

Tableau II-5 Critères d'erreur calculés pour les deux algorithmes

Acquisition	Algorithme 1			Algorithme 2		
	E_{cmean} (mm)	E_{cnorm}	E_{cmax} (mm)	E_{cmean} (mm)	E_{cnorm}	E_{cmax} (mm)
1	0.10	0.08	0.44	0.10	0.09	0.42
2	0.23	0.12	1.26	0.25	0.12	1.03
3	0.31	0.14	1.4	0.30	0.13	0.96

Tableau II-6 Critères d'erreur calculés entre les deux algorithmes

Acquisition	E_{cmean} (mm)	E_{cnorm}	E_{cmax} (mm)
1	0.04	0.04	0.24
2	0.04	0.02	0.19
3	0.09	0.03	0.54

Tableau II-7 Critères d'erreur calculés pour l'algorithme HNC aux différents ordres sur l'acquisition 1

Ordre	E_{cmean} (mm)	E_{cnorm}	E_{cmax} (mm)
0	0.10	0.09	0.42
1	0.10	0.09	0.41
2	0.12	0.10	0.50

Tableau II-8 Critères d'erreur calculés en fonction des caméras utilisées pour la reconstruction de surface

Caméras	$E_{cmean} (mm)$	$E_{cmean} (mm)$ moyen
#1 #2	0.23	0.25
#1 #3	0.25	
#1 #4	0.25	
#2 #3	0.25	
#2 #4	0.26	
#3 #4	0.27	
#1 #2 #3	0.24	0.25
#1 #2 #4	0.25	
#1 #3 #4	0.26	
#2 #3 #4	0.26	
#1 #2 #3 #4	0.24	0.24

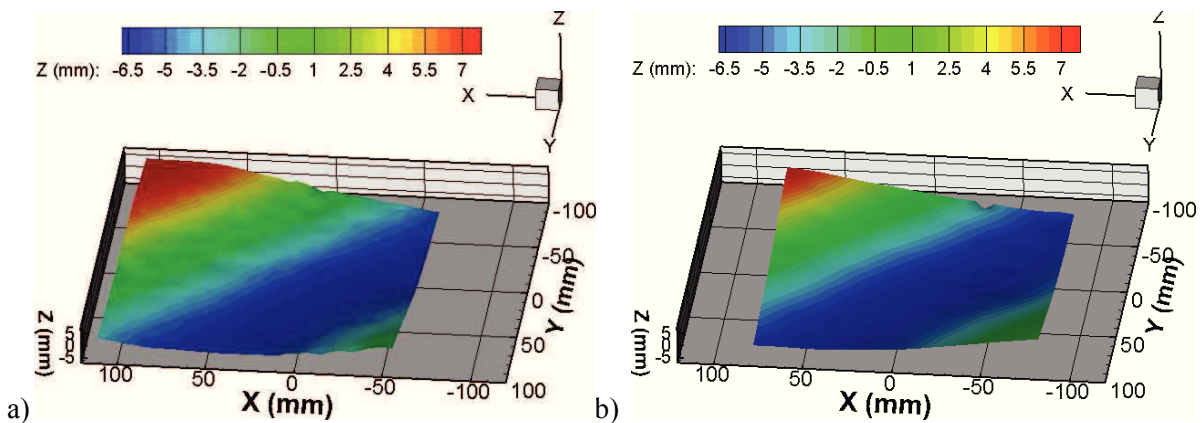


Figure II-54 Surfaces reconstruites à partir des deux algorithmes pour l'acquisition 1: a) Corrélation d'image rectifiée b) HNC

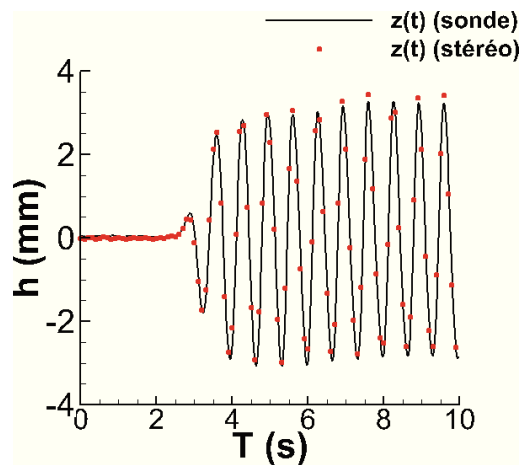


Figure II-55 Comparaison entre la sonde et les résultats stéréoscopiques (HNC) pour l'acquisition 1

II.6.4 Stéréo-réfraction

II.6.4.a Dispositif expérimental

Le système optique utilisé pour la "stéréo-réfraction" est composé de 3 caméras *JAI* (1200*1600 pixels) équipées d'objectifs de focale de 50 mm. Deux caméras sont situées au dessus du bassin en configuration stéréoscopique. Ces caméras forment un angle d'environ 20° avec la normale à la surface au repos. La troisième caméra située sous le bassin enregistre des images du plan laser à partir d'un miroir placé à 45° . Ce miroir a été utilisé en raison de l'espace restreint sous le bassin et permet d'obtenir un champ de vision parallèle au plan laser. Cette méthode nécessite l'emploi d'un motif de référence situé sous la surface du fluide. Le motif est créé à partir d'un plan laser type PIV qui illumine le fluide ensemencé de particules. Dans le cas de ce bassin ce plan laser est situé 2 cm sous la surface au repos. Cette hauteur a été choisie en fonction des vagues les plus grandes générées par le batteur. De plus, on note qu'elle est inférieure à la hauteur critique calculée précédemment. Le plan laser est généré par un laser *YAG* (*CFR 200PIV, BigSky Laser/Quantel.*). Les particules utilisées sont des particules de polyamide (*Vestosint 2158*) de densité 1.02 g/cm^3 et de diamètre $26 \mu\text{m}$.

Un schéma du montage expérimental est donné Figure II-56. Le champ de vision commun aux trois caméras est d'environ $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ et est situé au centre du bassin comme pour les mesures précédentes. Dans ce cas également, la sonde résistive est située sur l'axe Oy . Le point le plus proche de la sonde sur cette axe est localisé à $X=0 \text{ mm}$ et $Y=-10 \text{ mm}$.

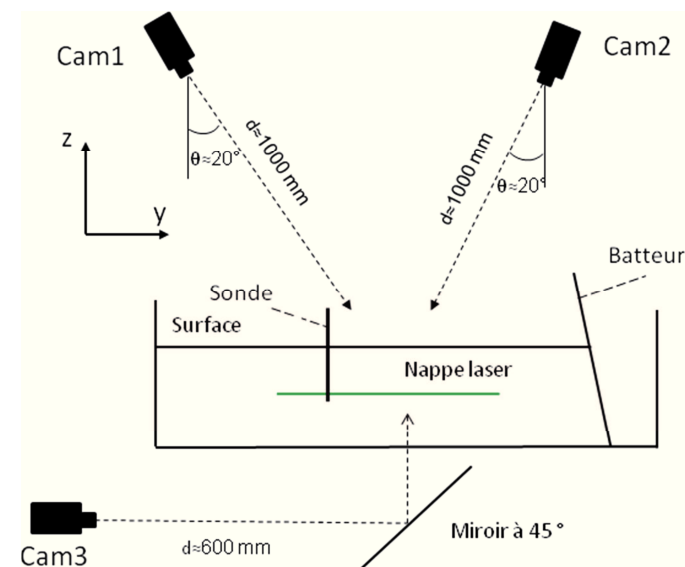


Figure II-56 Schéma du montage expérimental de Stéréo-réfraction

II.6.4.b Résultats

Pour cette technique également, trois acquisitions ont été effectuées. Les caractéristiques des vagues générées durant chaque test sont présentées dans le Tableau II-9. Entre les acquisitions 1 et 2, les hauteurs moyennes des vagues augmentent pour une période identique. Entre les acquisitions 2 et 3, les hauteurs de vagues générées sont du même ordre mais la période diminue. Il en résulte des ondes avec des courbures plus importantes. Un exemple de comparaison entre la sonde et les acquisitions de stéréo-réfraction ainsi que de surfaces reconstruites à deux instants successifs est donné sur la Figure II-58.

Pour les deux premières acquisitions, l'erreur moyenne est de l'ordre de 0.2 mm avec une erreur normalisée de 0.07. Les erreurs maximales sont de l'ordre du millimètre soit proche de la résolution de la sonde résistive. Comme pour la méthode précédente, ces erreurs se trouvent aux niveaux des crêtes et des creux des vagues. Pour l'acquisition 3, les critères d'erreurs sont plus importants. Ceci s'explique par des erreurs importantes aux niveaux de certaines crêtes de vague. Dans ce cas, les fortes courbures de la surface génèrent des fortes déformations sur les images

(Figure II-57). Le déplacement apparent ne peut plus être déterminé et les hauteurs reconstruites sont erronées. Ce phénomène constitue la principale limite de cette méthode.

Tableau II-9 Caractéristiques des ondes et critère d'erreurs

Acquisition	A_{mean} (mm)	A_{max} (mm)	T_{mean} (s)	Ec_{mean} (mm)	Ec_{norm}	Ec_{max}
1	10.91	16.87	0.58	0.18	0.07	0.72
2	13.38	21.30	0.58	0.17	0.07	0.89
3	14.01	21.32	0.45	0.92	0.57	17.17

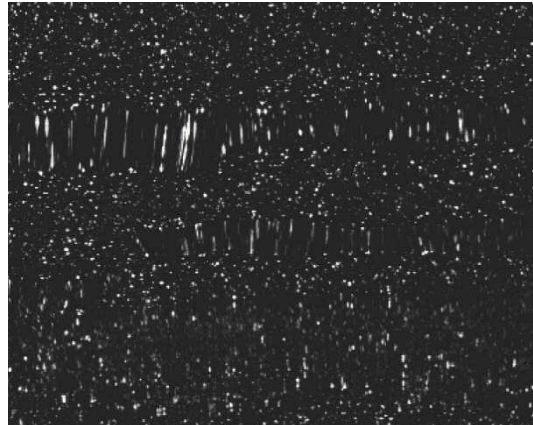


Figure II-57 Exemple d'image fortement déformée : Acquisition 3

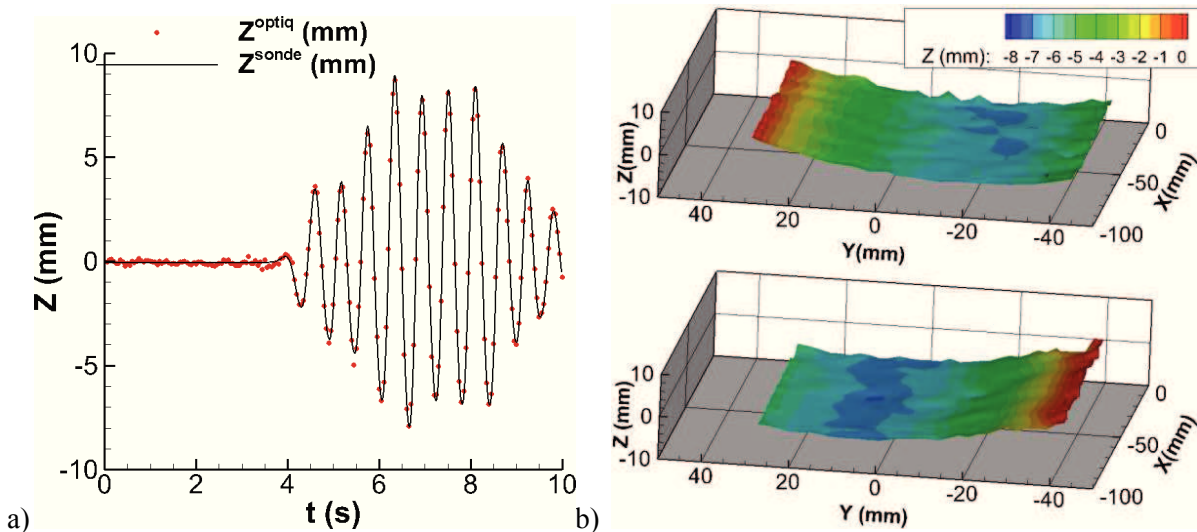


Figure II-58 Résultats des mesures de validation a) Comparaison sonde / stéréo-réfraction b) Surface reconstruite à deux instants successifs

II.6.5 Faisceau laser

II.6.5.a Dispositif expérimental

Pour cette expérience de validation, le système stéréoscopique est composé de deux caméras Point Grey Flea 3 (2080×1552 pixel). L'angle entre les caméras et la normale à la surface au repos est d'environ 20° et le champ de vision commun est un carré de 200 mm sur 150 mm situé (Figure II-59). La fréquence d'acquisition des images est de 15 Hz sur une durée de 11 secondes. La calibration des caméras a été effectuée avec la mire LaVision Type 20 déplacée à l'aide d'une table de déplacement micrométrique. Les erreurs de projection sur les deux caméras sont inférieures à 0,2 pixel. Le faisceau laser est généré à l'aide d'une diode laser d'une puissance maximale de 1W. Cette diode est orientée avec un angle d'environ 45° par rapport à la normale à la surface au repos. L'impact du faisceau laser sur la surface au repos est réglé pour correspondre

à la même position longitudinale (suivant X) que la sonde résistive. Comme pour les autres expériences de validation, cette sonde est synchronisée avec les caméras et sert de référence à la mesure.

La projection du faisceau laser sur une surface d'eau *claire* (sans impuretés) ne permet pas l'enregistrement de la trace du faisceau dans le fluide. Ici, pour rendre le faisceau visible par les caméras, de l'huile de rhodorsile est ajoutée à l'eau en petite quantité (3 ml, soit une dilution de 2/1000). Une image d'acquisition est présentée sur la Figure II-60.a. Le point d'entrée dans le fluide est indiqué. La profondeur d'eau étant faible, le point de réflexion sur le fond du bassin et la trace de cette réflexion sont visibles. Pour supprimer cette réflexion, le point d'entrée étant suffisamment éloigné de ces deux zones, l'intensité dans le bas de l'image et dans la partie gauche de celle-ci est fixée à zéro. Le résultat de la détection est fourni sur la Figure II-60.b.

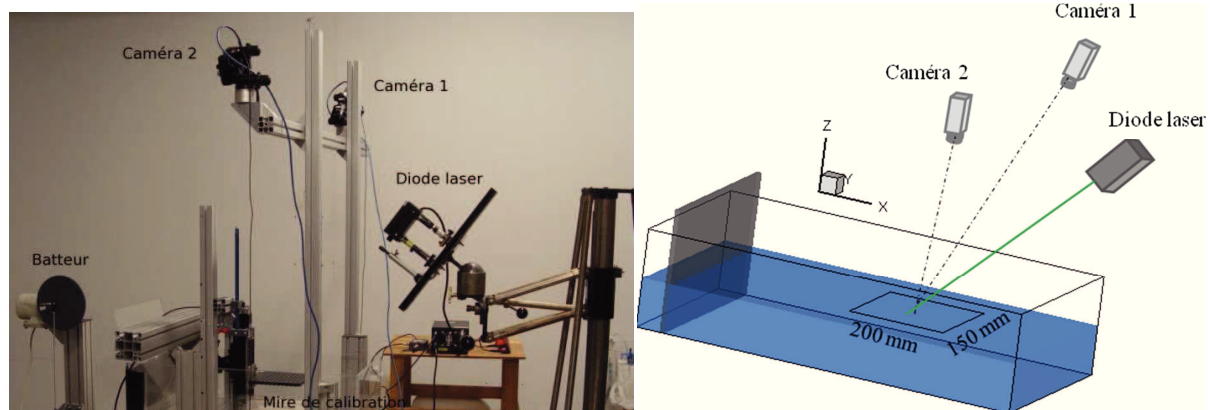


Figure II-59 Système d'acquisition et de projection du faisceau laser

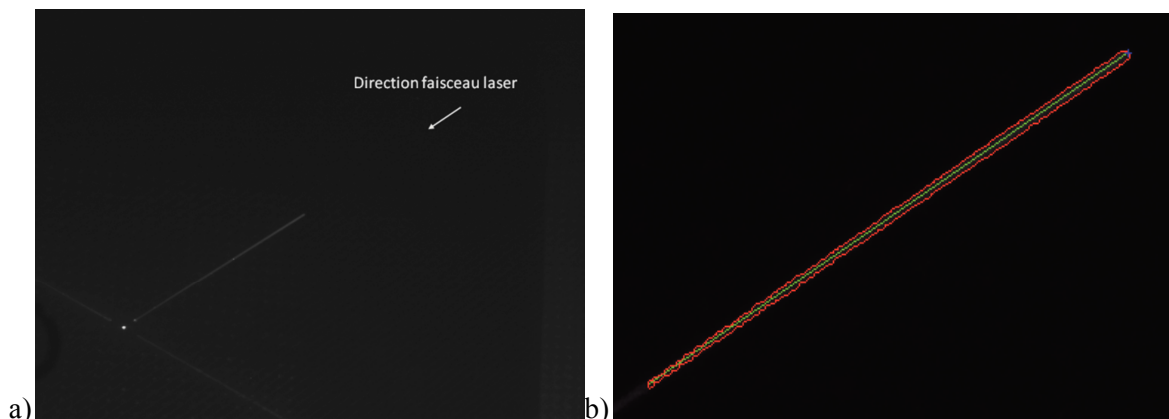


Figure II-60 Image enregistrée durant l'acquisition a) Exemple d'image b) Résultat du traitement

II.6.5.b Résultats

Dans ce cas, la comparaison entre la sonde résistive et la mesure de hauteur ne peut pas être effectuée directement. En effet, le point d'entrée du faisceau laser n'est pas localisé à des coordonnées (X, Y) constantes. Ces coordonnées dépendent de la hauteur de la surface Z. La Figure II-61 fournit l'évolution des trois composantes du point d'impact en fonction du temps et la mesure de hauteur issue de la sonde résistive. Seule la partie de l'acquisition avant le retour des vagues réfléchies par le fond du bassin peut être comparée (Figure II-61.c) en appliquant un décalage à la courbe correspondant à la mesure par projection. Cependant, le nombre de points est trop faible pour calculer les critères utilisés pour les autres méthodes. On note toutefois que les deux courbes sont en accord, avec des erreurs de l'ordre du millimètre au niveau de la crête de la seconde vague. Deux points avec des écarts de mesures de hauteur élevés à $t \approx 4,4$ s et $t \approx 4,6$ s sont observés.

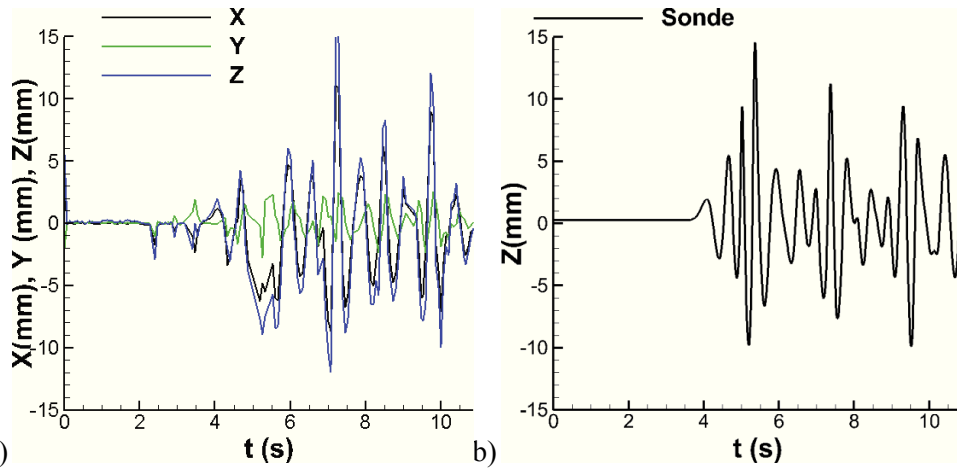


Figure II-61 a) Evolution des trois composantes du point de projection b) Hauteur de la surface mesurée par la sonde

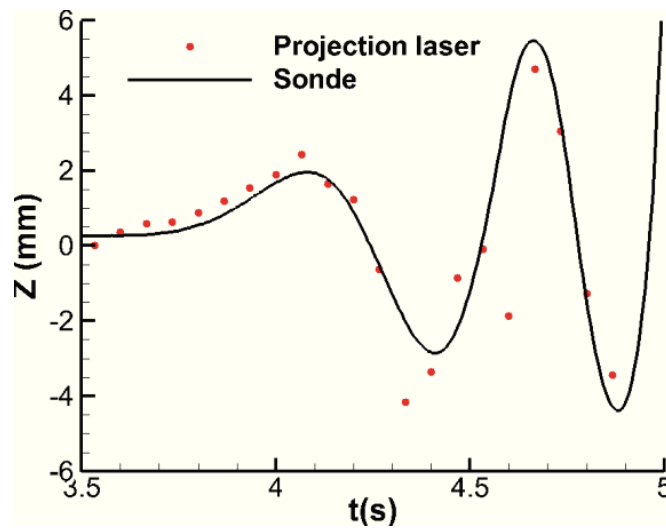


Figure II-62 Comparaison entre les résultats de la projection laser et ceux issus de la sonde résistive

II.7 Conclusion

L'analyse de l'état de l'art concernant les techniques de mesure de surface libre par moyens optiques a permis d'introduire trois méthodes adaptées à la mesure du champ de vagues autour d'un navire en bassin des carènes.

Ces trois méthodes sont toutes basées sur l'emploi d'un système stéréoscopique nécessitant une calibration précise. Trois modèles couramment utilisés pour définir une caméra ont ainsi été implémentés. Ces modèles peuvent être déterminés à partir de la translation d'une mire à des positions connues ou à l'aide d'une méthode basée sur la prise d'images d'une mire plane sous différentes orientations. Des essais de calibration ont permis de mettre en évidence le fait qu'un nombre suffisant de points de mire (>250) est nécessaire afin de limiter les erreurs liées aux modèles de caméra. De même, l'importance de calibrer l'ensemble de la zone de mesures et l'ensemble de l'image a été soulignée.

Les trois méthodes de mesures ont ensuite été détaillées. Deux algorithmes permettant la reconstruction de la surface par stéréo-corrélation ont été présentés. Ces algorithmes sont basés sur la corrélation d'image de la surface et donc sur la présence d'un motif au niveau de l'interface. En s'appuyant sur des études de mesures de surface réalisées lors de travaux précédents, des particules de polypropylène sont utilisées pour générer ce motif. La deuxième méthode exposée, développée au cours de cette thèse, est basée sur la réfraction de la lumière. L'étude du déplacement apparent d'une nappe laser illuminant un écoulementensemencé de particules permet de reconstruire la surface libre. Enfin, une troisième méthode, pour une application en bassin des carènes de grande taille est proposée. Dans ce genre de bassin, l'emploi de particules étant proscrit, des images de la projection d'un faisceau laser enregistrées par un système stéréoscopique sont traitées pour remonter à la position de l'interface.

Ces trois méthodes ont été testées et validées dans un bassin à houle de petites dimensions. Dans l'ensemble de ces cas, le champ de vision commun aux caméras est de l'ordre 200×200 mm. Les résultats obtenus à partir des mesures optiques ont été comparés à des mesures de hauteur effectuées à l'aide d'une sonde résistive. Pour les deux premières méthodes, cette comparaison a fourni des écarts de hauteur inférieurs aux millimètres avec une différence moyenne entre la sonde et les systèmes optiques de l'ordre de 0,2 mm. Pour la troisième méthode, ces critères n'ont pas pu être estimés mais les résultats de hauteur sont toutefois cohérents avec ceux fournis par la sonde.

Ces méthodes de mesures sont appliquées par la suite pour mesurer la surface libre autour d'un modèle de bateau tracté dans un bassin des carènes.

Chapitre III OUTILS DE CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UN MODÈLE DE NAVIRE EN BASSIN DES CARENES

Les méthodes présentées précédemment, dans le Chapitre 2, permettent une mesure précise et globale de la surface libre. Dans ce chapitre, l'application de ces méthodes optiques à la caractérisation des ondes générées par un modèle de bateau en bassin des carènes est présentée. L'utilisation de ces méthodes permet d'obtenir une mesure globale du champ de vagues au sein du bassin des carènes. Les dispositifs expérimentaux des essais réalisés dans les deux bassins à différentes échelles sont détaillés. Afin de compléter l'étude de l'écoulement généré par le modèle de navire, des mesures de vitesse tridimensionnelles au sein de l'écoulement à partir d'une méthode de vélocimétrie par images de particules stéréoscopique sont réalisées. Cette méthode permet de reconstruire un volume de vitesse autour de la carène et ainsi relier l'écoulement à la surface libre. De plus, une étude numérique a été réalisée avec l'objectif d'analyser la pertinence de cet outil dans l'étude de l'écoulement généré par un modèle de navire en bassin des carènes. La méthode utilisée ainsi que sa validation sont présentées dans ce chapitre. Enfin, les outils d'analyse des données récoltées à l'aide de ces différentes techniques, ondes et/ou champs de vitesse, sont exposés.

III.1 Bassin des carènes et modèles de bateaux :

III.1.1 Bassins des carènes

Les mesures des ondes générées par un modèle de bateau ont été réalisées au sein de deux bassins des carènes :

- le bassin des carènes de l'Institut Pprime
- le bassin d'essais des carènes de la DGA (B600).

Le bassin d'essais de l'Institut Pprime, Figure III-1.a et b, mesure 20 mètres de long pour une largeur de 1,5 mètre et une profondeur maximale de 1,2 mètre. Il est équipé d'un chariot de traction ayant une plage de vitesse de fonctionnement comprise entre 0,2 m/s et 2,5 m/s. Des hublots sur le côté et sur le fond du bassin permettent l'utilisation d'outils de mesures optiques tels que des lasers ou des caméras. Il est également équipé d'une plage d'amortissement permettant de réduire le temps de mise en repos du bassin entre deux mesures. Pour les essais réalisés ici, un temps de repos de 30 minutes est respecté. Ce temps permet d'obtenir des oscillations de la surface inférieures au dixième de millimètre.

Le B600, Figure III-1.c, mesure 545 mètres de long pour une largeur de 15 mètres et une profondeur de 7 mètres. La plateforme de traction permet de tracter des modèles de bateaux de grandes échelles, jusqu'à 10 mètres de long, à une vitesse maximale de 12 m/s. Ce bassin est équipé d'un batteur à houle générant des ondes crêtes/creux jusqu'à 1 mètre avec une période de 0,3 seconde à 0,5 seconde. Une plage d'amortissement est également présente en bout du bassin afin de limiter les réflexions des ondes longitudinales. Un temps de repos d'environ 45 minutes doit toutefois être respecté afin d'obtenir une surface au repos entre deux essais.

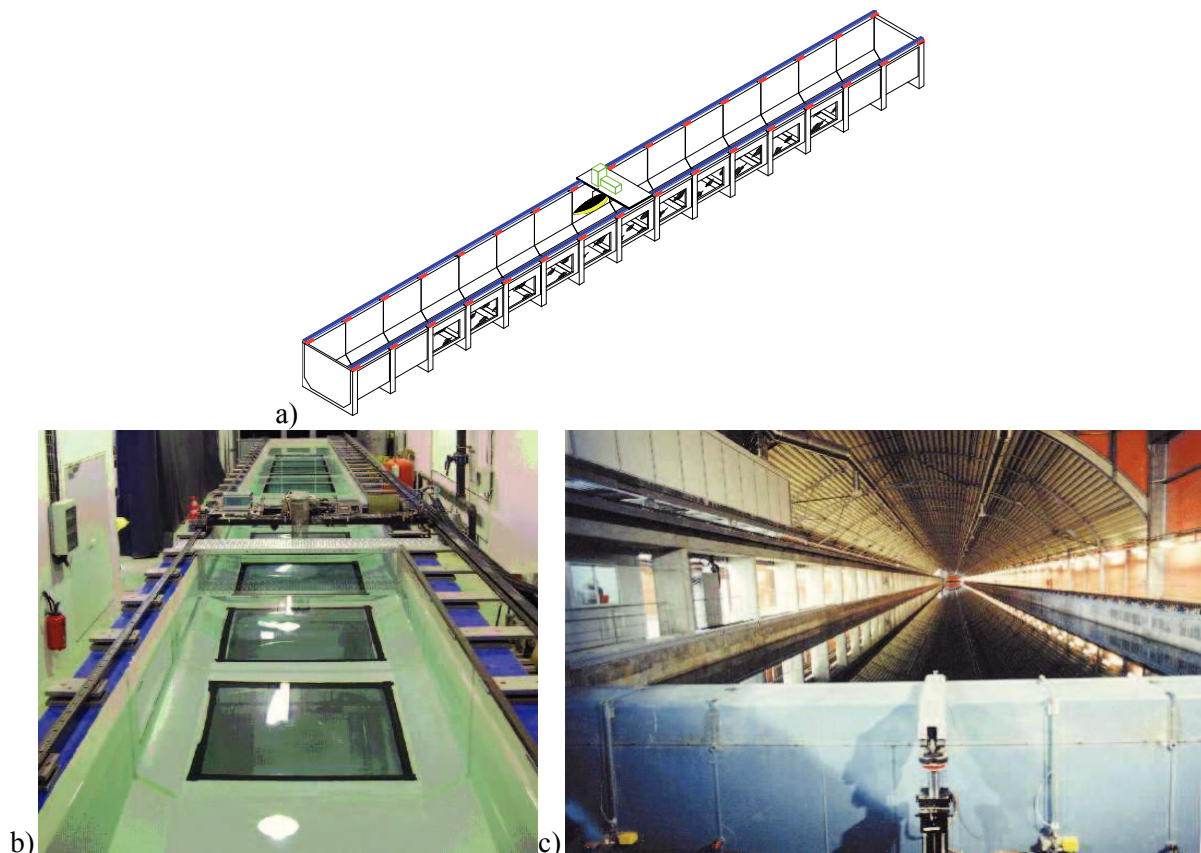


Figure III-1 Bassins des carènes : a) Schéma du bassin des carènes de l'institut P' b) Image du bassin de l'institut P' c) Image du bassin de la DGA/ Techniques hydrodynamique (B600)

III.1.2 Modèles de bateaux utilisés

Les mesures ont été réalisées autour de deux formes de carènes différentes. La première carène est un modèle "serie 60- $C_b=0,8$ " avec un coefficient de bloc de 0,8 (Figure III-2). Le coefficient de bloc est défini par le volume occupé par la carène dans un parallélépipède de mêmes dimensions, soit :

$$C_b = \frac{\nabla}{L \times B \times T} \quad (\text{III-1})$$

où ∇ est le volume de la carène, L sa longueur, B sa largeur (*maître-bau*) et T son tirant d'eau. Le modèle *serie 60- $C_b=0,8$* utilisé ici, a une longueur de 120 centimètres, une largeur de 19,2 centimètres et un tirant d'eau de 6,59 centimètres. Ce modèle de navire, avec un coefficient de bloc élevé ($\geq 0,80$), peut être assimilé à un navire de marchandises naviguant en mer ou en canaux.

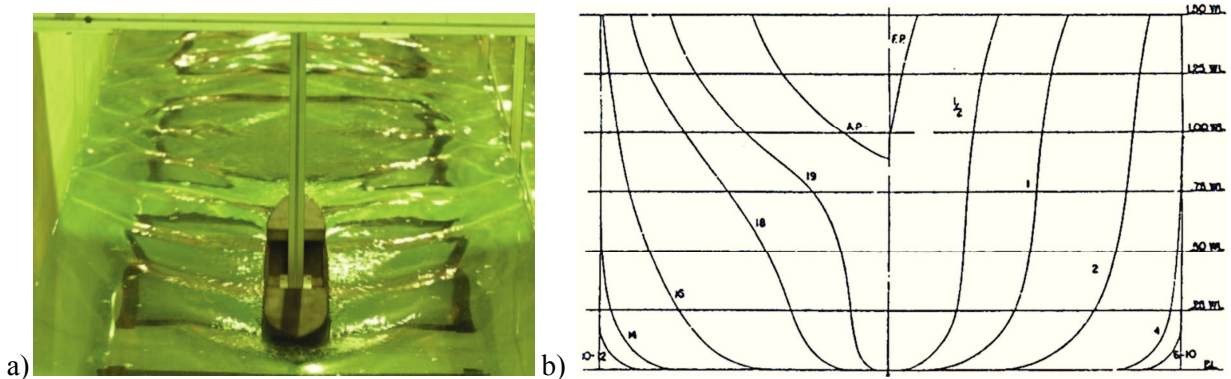


Figure III-2 Série 60 $C_b=0,8$: a) Photo b) Géométrie

Le deuxième type de carène utilisé, nommé par la suite modèle *DGA*, est le modèle d'un navire de recherche (Figure III-3). Ce navire conçu pour naviguer en mer est plus profilé que le *serie 60*. Son coefficient de bloc est de l'ordre de 0,3. Deux maquettes, à deux échelles différentes, ont été utilisées au cours de ces travaux. Une maquette à l'échelle 1 :77.5 a été tractée dans le bassin des carènes de l'institut Pprime et une maquette à l'échelle 1:10 dans le B600. Le Tableau III-1 donne les caractéristiques principales de ces deux modèles.

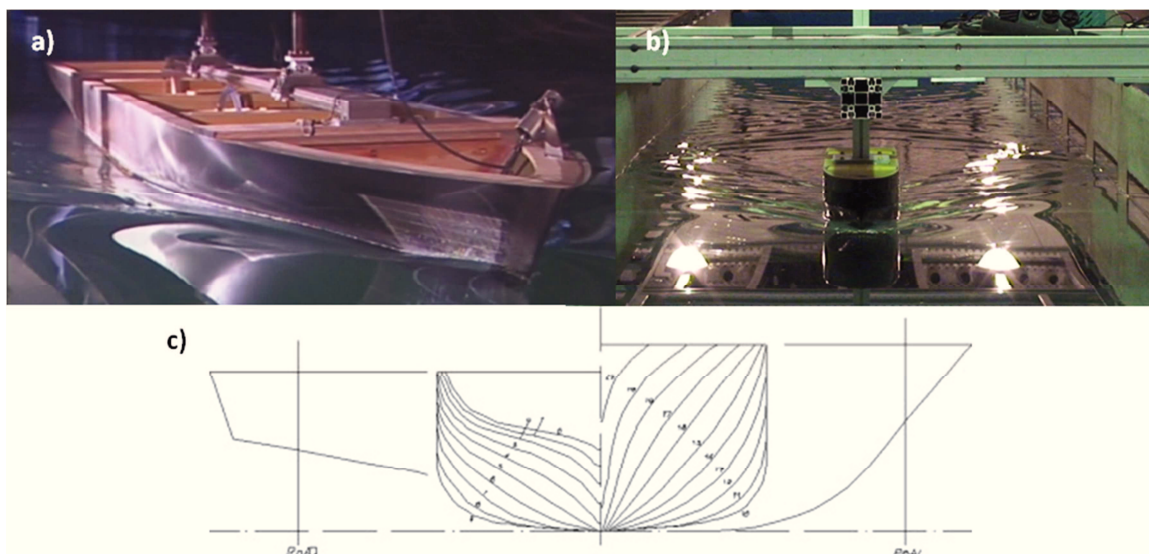


Figure III-3 Modèle DGA : a) Echelle 10 b) Echelle 77,5 c) Géométrie

Tableau III-1 Caractéristiques de la carène du modèle DGA aux deux échelles étudiées

Echelle	L(m)	B(m)	T(m)
1 : 77,5	1,058	0,196	0,065
1 : 10	8,200	1,520	0,510

III.2 Paramètres étudiés :

L'objectif principal des essais réalisés dans les différents bassins des carènes est de mesurer le champ de vagues généré par une carène de bateau à l'aide des différentes techniques optiques développées au cours de la thèse. Les caractéristiques de ce champ de vagues dépendent d'un grand nombre de paramètres comme la forme de la carène, sa vitesse, son tirant d'eau, et de la configuration du canal. Les mesures ont été réalisées pour un régime établi (vitesse de bateau constante) permettant ainsi d'obtenir un champ de vagues stationnaire autour de la carène. Le choix des paramètres utilisés pour les mesures a été basé sur plusieurs facteurs :

- Montage expérimental
- Limite des méthodes : résolution, déferlement
- Lois de similitudes aux différentes échelles

D'abord, dans le but d'appliquer la méthode de stéréo-réfraction dans le bassin de l'institut Pprime, mais également d'effectuer des mesures de Stéréo-PIV autour de la carène, un accès optique doit être disponible sur le côté du bassin pour générer la nappe laser. La limite inférieure des hublots est située à une hauteur de 40 centimètres. La profondeur retenue pour l'ensemble des mesures est de 50 centimètres.

De plus, les différentes méthodes utilisées ne permettent pas de mesurer des vagues déferlantes. L'étude bibliographique et l'observation des ondes générées au niveau de l'étrave des navires montrent l'apparition d'une vague d'étrave déferlante avec l'augmentation de la vitesse. Dans le cas de la carène du modèle *DGA*, à une profondeur de 50 centimètres, cette vague commence à déferler à une vitesse de 1,2 m/s. Une vitesse limite supérieure de 1,50 m/s a été choisie pour évaluer les limites des méthodes. Les différentes techniques sont également limitées par leurs résolutions de mesure. Avec la diminution de la vitesse du navire, l'amplitude des vagues générées décroît. Une vitesse minimum de 0,53 m/s a été retenue. A cette vitesse, les ondes générées sont inférieures au millimètre et sont donc de l'ordre de l'incertitude présentée dans le chapitre précédent.

Enfin les mesures étant effectuées à deux échelles de bateau différentes, des vitesses ont été sélectionnées à partir de similitudes de Froude. Les vitesses aux différentes échelles en similitude de Froude sont repérées dans les Tableau III-2 et Tableau III-3. Par exemple, une valeur de 0,8 m/s à l'échelle 1:77,5 correspond, en similitude de Froude basée sur la longueur, à une vitesse de 2,2 m/s à l'échelle 1:10 et à une vitesse de 2,95 m/s en se basant sur la profondeur.

Au final, sept vitesses comprises entre 0.53 et 1.5 m/s ont été étudiées au sein du bassin de l'Institut Pprime avec le modèle *DGA* (Tableau III-2) et trois vitesses dans le B600 (Tableau III-3). Pour le modèle *series 60*, deux valeurs de cette gamme ont été étudiées (Tableau III-4). On note que les nombres de Froude, de longueur et de profondeur, étudiés sont tous inférieurs à 1. L'ensemble des cas de mesures correspond donc à un cas sous-critique en eau profonde. On note également que comme détaillé dans le Chapitre I, les similitudes réalisées sur le nombre de Froude basé sur la longueur ou sur la profondeur entraînent un écart important des nombres de Reynolds aux différentes échelles (Tableau III-2 et Tableau III-3).

Tableau III-2 Configurations étudiées dans le bassin de l'Intitut Pprime sur le modèle *DGA*

Vitesse (m/s)	0,53	0,80	0,95	1,06	1,13	1,33	1,5
F_H	0,24	0,36	0,43	0,48	0,51	0,60	0,68
F_L	0,16	0,25	0,29	0,33	0,35	0,41	0,47
$Re (10^5)$	6,36	9,60	11,4	12,7	13,6	16,0	18,0

Tableau III-3 Configurations étudiées dans le B600 sur le modèle *DGA*

Vitesse (m/s)	1,65	2,2	2,95
F_H	0,20	0,26	0,36
F_L	0,18	0,25	0,33
$Re (10^5)$	153	188	274

Tableau III-4 Configurations étudiées dans le bassin de l'Intitut Pprime sur le série 60

Vitesse (m/s)	0,80	1,06
F_H	0,36	0,48
F_L	0,23	0,31
$Re (10^5)$	9,60	12,7

III.3 Mesures du champ de vagues au sein du bassin de l'Institut Pprime

Le bassin de l'insitut Pprime a permis de mesurer le champ de vagues généré par les modèles de bateaux de petites dimensions. La technique de stéréo-corrélation a été appliquée autour des deux types de carènes (*serie 60- $C_b=0,8$* et modèle *DGA*) et sur l'ensemble des nombres de Froude présentés dans les Tableau III-2 et Tableau III-4. Cette méthode a permis de reconstruire le champ de vagues entre le bateau et la paroi du bassin. La contrainte de l'utilisation de particules en surface rend difficile la mesure des ondes dans le sillage proche du navire, le long de la ligne d'avancée. En effet dans cette zone, les particules sont déplacées latéralement par le passage du bateau (Figure III-4). La mesure de la surface dans cette région de l'écoulement a donc été réalisée à partir de la méthode de stéréo-réfraction qui ne nécessite pas de particules en surface. L'application de cette technique permet également la détermination du champ de vitesse bidimensionnelle dans le plan de la nappe laser utilisée ici comme motif de référence (cf. Chapitre II.4).

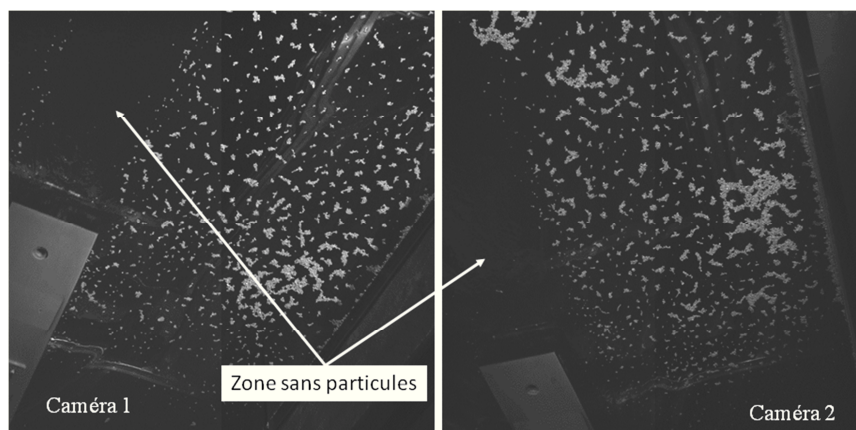


Figure III-4 Exemples d'images de la surface enregistrées dans le bassin d'essais au cours des mesures de Stéréo-corrélation

Pour les deux méthodes de mesures utilisées, l'acquisition des données est synchronisée avec la position du bateau. Cette synchronisation est réalisée à l'aide d'un déclencheur optique pouvant être placé à une position choisie du bassin. Lorsque le chariot franchit ce déclencheur, un signal externe permet de lancer l'acquisition des images. On note que les deux techniques ne sont pas appliquées simultanément mais sur des passages de modèle différents. La synchronisation des mesures avec la position du bateau permet ensuite de relier les résultats obtenus à partir des deux méthodes.

Pour représenter les résultats issus des différentes techniques, plusieurs systèmes de coordonnées sont définis (Figure III-5). Les premiers systèmes sont liés aux zones de mesures :

- $(0_{sc}; X_{sc}, Y_{sc}, Z_{sc})$ pour la méthode de stéréo-corrélation
- $(0_{sr}; X_{sr}, Y_{sr}, Z_{sr})$ pour la méthode de stéréo-réfraction

Les axes X_{sc} et X_{sr} sont dirigés dans le sens opposé à l'avancée du bateau, les axes Y_{sc} et Y_{sr} dans la direction transverse et les axes Z_{sc} et Z_{sr} vers le haut. Dans chaque cas, l'origine du repère (0_{sc} ou 0_{sr}) est située sur la ligne d'avancée du navire.

La synchronisation des données avec la position du bateau permet de définir un repère, $(0_{bat}/X_{bat}, Y_{bat}, Z_{bat})$ lié au modèle. Les axes de ce repère sont dirigés avec la même orientation que pour les repères précédents et son origine correspond au centre du bateau. La vitesse du bateau étant constante au cours de l'acquisition, la relation entre ce repère et les repères liés aux zones de mesures peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} X_{bat} &= X_* + U_b \cdot t - X_*^0 \\ Y_{bat} &= Y_* \\ Z_{bat} &= Z_* \end{aligned} \quad (\text{III-2})$$

où l'indice * correspond au repère de mesure (stéréo-corrélation ou stéréo-réfraction), U_b est la vitesse du bateau, t l'instant d'acquisition et X_*^0 la position du bateau à l'instant initial dans le repère $(0_*; X_*, Y_*, Z_*)$.

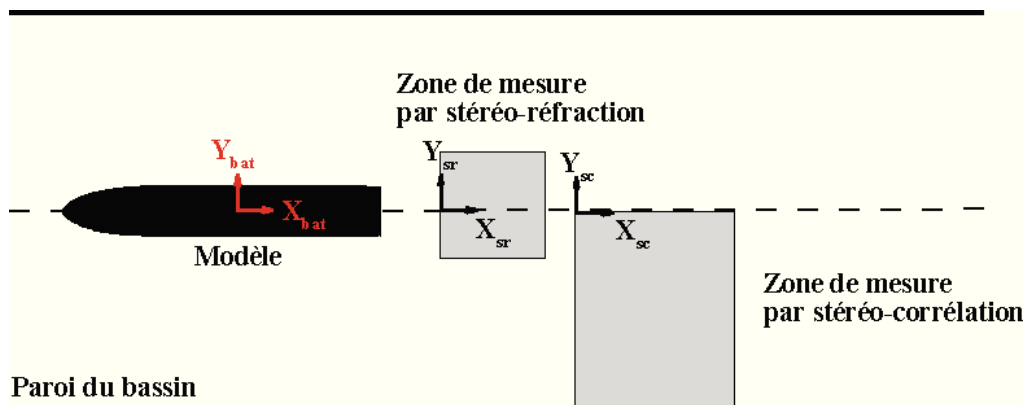


Figure III-5 Repères utilisés pour la représentation des résultats dans le bassin d'essais

III.3.1 Mesures par stéréo-corrélation

III.3.1.a Système stéréoscopique

Le système stéréoscopique utilisé est composé de trois caméras *JAI-RM 4200* (2048×2048 pixels) disposées sur des rails optiques fixés au dessus du bassin (Figure III-6.a). Ces trois caméras sont équipées de lentilles à focale fixe de 28 mm. Les trois caméras sont disposées selon un triangle vertical. L'angle entre deux caméras voisines est d'environ 20° et l'angle entre la normale à la surface au repos et les caméras est d'environ 40° (Figure III-6.b). Le champ de vision commun aux trois caméras a une dimension d'environ ($500 \text{ mm} \times 750 \text{ mm}$). Ce champ de vision recouvre la demi-largeur du bassin.

L'acquisition est effectuée à une fréquence de 10 Hz sur une durée de dix secondes. Les caméras sont pilotées à l'aide du logiciel *Hiris* de la société *R&D Vision*. Le début de l'acquisition des caméras est synchronisé avec la position du bateau comme expliqué précédemment. A chaque instant d'acquisition, la position du bateau dans le bassin des carènes, par rapport au repère d'acquisition, est donc connue. Les marqueurs de surface utilisés pour repérer l'interface air-liquide sont des billes de polypropylène d'un diamètre moyen de 0,5 millimètre et d'une densité de 0,9 g/cm³. Ces billes sont déposées sur la surface juste avant le début de l'essai pour limiter

leur agglomération et ainsi limiter les zones sans signal sur les images. Un système d'éclairage diffus, composé de projecteurs, est utilisé dans le but d'obtenir un contraste suffisant sur les images de la surface.

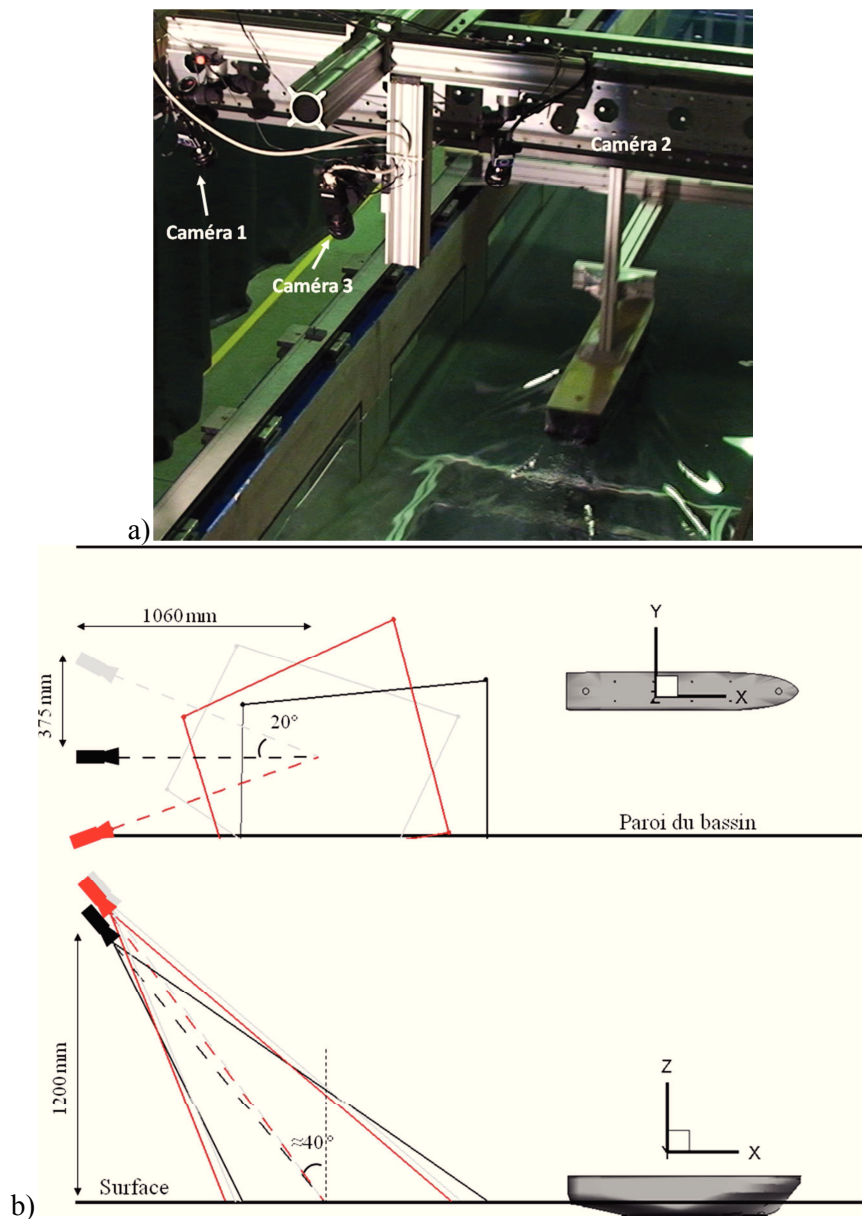


Figure III-6 Montage expérimental : a) Image de montage expérimental b) Grandeurs caractéristiques du système de stéréovision

III.3.1.b Calibration du système stéréoscopique

La calibration des caméras a été effectuée en installant une mire de calibration bidimensionnelle sur le chariot de traction du bassin (Figure III-7.a). Cette mire est composée de 7×17 points espacés de 40 millimètres, soit une dimension de $240 \times 640 \text{ mm}^2$. Le chariot du bassin a été utilisé comme table de déplacement. Son déplacement est donné par un moniteur avec une précision de l'ordre du centième de millimètre, ce qui permet une calibration précise compte tenu des dimensions de la zone de mesures. La calibration a été effectuée sur 15 plans. La distance entre le premier et le dernier plan est de 553 millimètres. Cette distance a été définie afin de calibrer l'ensemble des repères images des trois caméras. Le volume utile calibré a donc pour dimensions une hauteur de 280 millimètres, une largeur de 640 millimètres et une longueur de 553 millimètres (Figure III-7).

Afin de valider la calibration une analyse des erreurs de calibration est effectuée. Pour un modèle linéaire, les erreurs de calibration initiales étaient de l'ordre de 0,6 pixel avec des erreurs

maximales de l'ordre de 2 pixels pour les trois caméras. L'analyse de la répartition des erreurs de projection au sein du volume de calibration a permis la détection d'un plan où les erreurs sont anormalement supérieures aux autres plans ($X \approx 300 \text{ mm}$, Figure III-7.b). Ces erreurs peuvent être dues à un défaut au niveau des rails supportant le chariot de traction. Après la suppression de ce plan dans le calcul des modèles linéaires, les erreurs de calibration sont de l'ordre de 0,4 pixel soit une erreur de reconstruction de l'ordre de 0,6 millimètre. L'analyse de la répartition des erreurs de projection avec un modèle linéaire révèle une répartition d'erreurs caractéristiques de la présence de distorsions (Figure III-7.c). Les erreurs augmentent avec la distance au centre de l'image et ces erreurs sont orientées vers l'intérieur de l'image. Ce phénomène est caractéristique d'une distorsion radiale et est due à la focale utilisée de 28 mm. L'application d'un modèle de distorsion, Figure III-7, fournit des erreurs de projection moyennes de l'ordre de 0,3 pixel dans chaque direction. L'erreur de rétro-projection moyenne correspondante est de l'ordre de 0,2 millimètre.

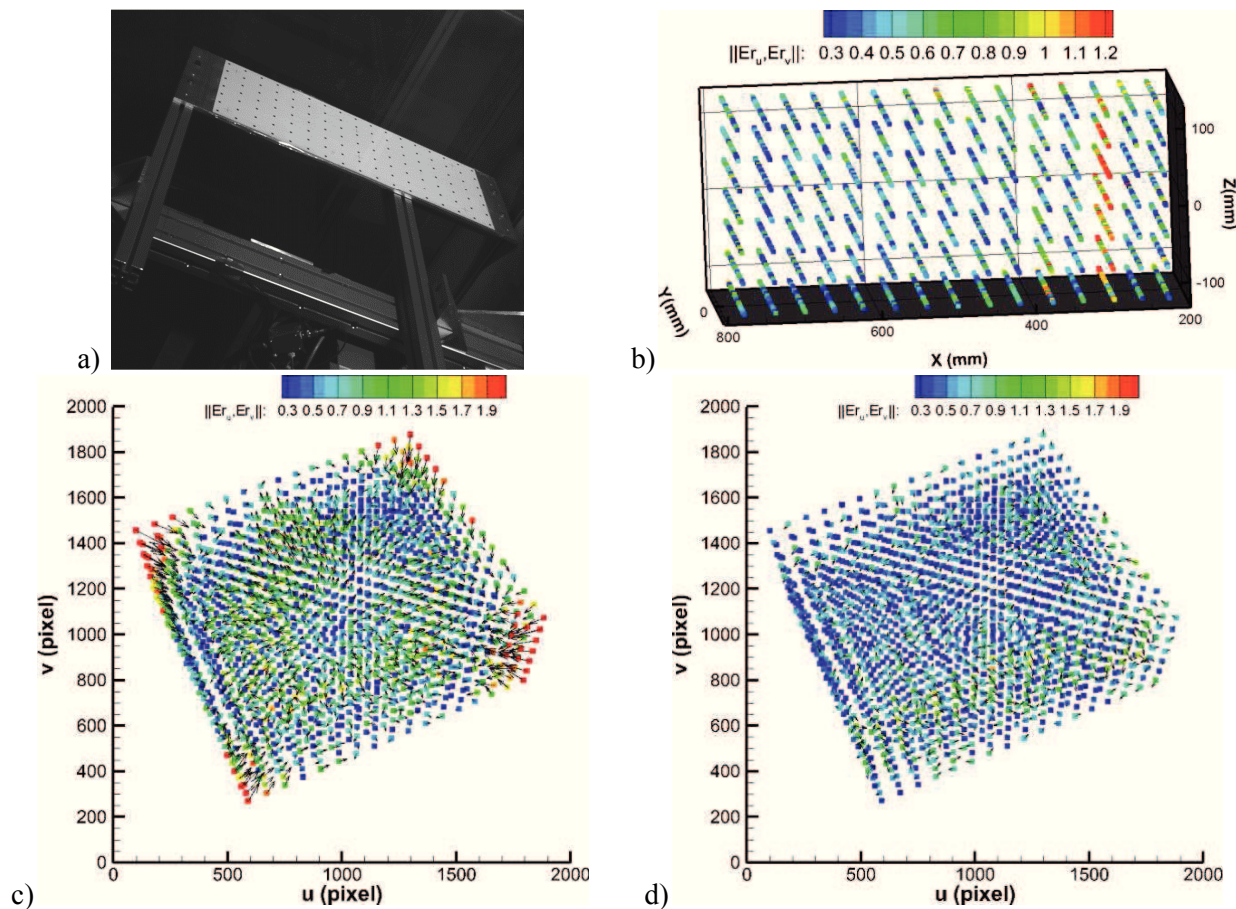
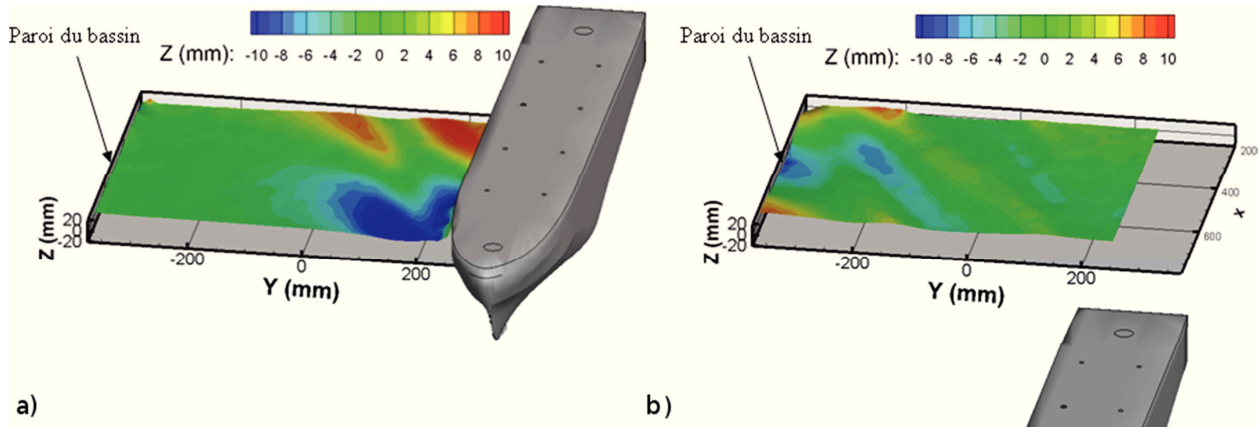


Figure III-7 Calibration du système de stéréovision: Exemple de la caméra #1 : a) Mire utilisée b) Contrôle du calibrage sur les différents plans de mire c) Erreurs de projections des point localisés pour un modèle linéaire d) Erreurs de projections des point localisés pour un modèle avec distorsions

III.3.1.c Reconstruction de la surface et incertitude de mesure

Pour chaque cas de mesure, la surface a été reconstruite à l'aide de l'algorithme HNC (présenté en II.2). Un maillage cartésien compris entre $Y_{sc} = 0 \text{ mm}$ et $Y_{sc} = 750 \text{ mm}$ dans la direction transverse et $X = 0 \text{ mm}$ et $X=600 \text{ mm}$ dans la direction longitudinale est défini. Pour chaque cas, la direction Y est discrétisée avec un pas $dy = 15 \text{ mm}$. Le pas suivant la direction X est défini de façon à être un multiple de U_b/f où U_b est la vitesse du bateau et f la fréquence d'acquisition (10Hz). Ce choix permet la reconstruction du champ de vagues dans le repère lié au bateau (équation (III-2)) sans avoir à effectuer d'interpolation. Par exemple, pour une vitesse de navire de 1,06 m/s, un dx de 10,6 cm a été retenu. Le champ reconstruit dans ce cas est donc composé de 56×51 points de mesure. Les surfaces ont été reconstruites à l'ordre 1 à partir de fenêtres de l'ordre de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ discrétisées en 30×30 points. Un balayage de hauteur permet d'estimer un premier prédicteur nécessaire à la méthode.

Un exemple de mesures instantanées est présenté sur la Figure III-8. Le temps d'acquisition de la première image correspond à une mesure du champ de vagues sur le coté du bateau à un nombre de Froude F_L de 0.31. Les vagues générées par le mouvement du modèle le long de la carène sont visibles. La deuxième image correspond à un temps d'acquisition supérieur où les vagues générées par le modèle sont réfléchies par la paroi du bassin.



a) b)
 Figure III-8 Exemples de surface reconstruite pour une vitesse de modèle de 1,06 m/s à différents temps d'acquisition t^* :
 a) $t^*=1$ s b) $t^*=2,3$ s

Dans le but de vérifier la calibration et d'estimer les incertitudes de mesure, une acquisition est effectuée pour mesurer la surface au repos à $Z=0$ mm. La surface est reconstruite à l'aide de l'algorithme HNC. Cette surface est calculée en estimant la moyenne de la surface au repos calculée sur 30 temps d'acquisition. Le résultat de ce calcul est présenté sur la Figure III-9. Cette surface présente une inclinaison dans les deux directions X et Y avec des pentes de l'ordre de $0,5^\circ$ suivant les deux axes. Cette pente peut être due à un défaut du réglage de l'horizontalité de la mire lors de la calibration. Pour corriger ce problème, deux solutions peuvent être mise en place. Une première méthode consiste à estimer l'équation du plan et à soustraire ce plan aux surfaces reconstruites. La deuxième solution consiste à corriger les coordonnées de la mire de calibration avec l'équation du plan et à recalculer les modèles de caméras avant de reconstruire les surfaces. Ici, la première solution a été appliquée, la deuxième solution engendrant un cout de calcul supérieur dû au recalcul de l'ensemble des surfaces.

Dans le but d'estimer les incertitudes de mesure, un critère définissant la dispersion autour du niveau zéro est calculé comme suit :

$$E_0 = \left(\sum_{k=0}^{N_p} \frac{\sum_{i=0}^{N_x} \sum_{j=0}^{N_y} \sqrt{Z_{ij}^2}}{N_x \cdot N_y} \right) / N_p \quad \text{(III-3)}$$

où Z_{ij} est la hauteur calculée sur un maillage cartésien discrétisé en $N_x \times N_y$ points, et N_p le nombre de plans de la surface au repos reconstruits. Le calcul du niveau zéro réalisé donne une valeur de E_0 de l'ordre de 0,1 mm et fournit une première estimation de la précision de la méthode sur cette application. Cette valeur est inférieure à la taille des particules utilisées.

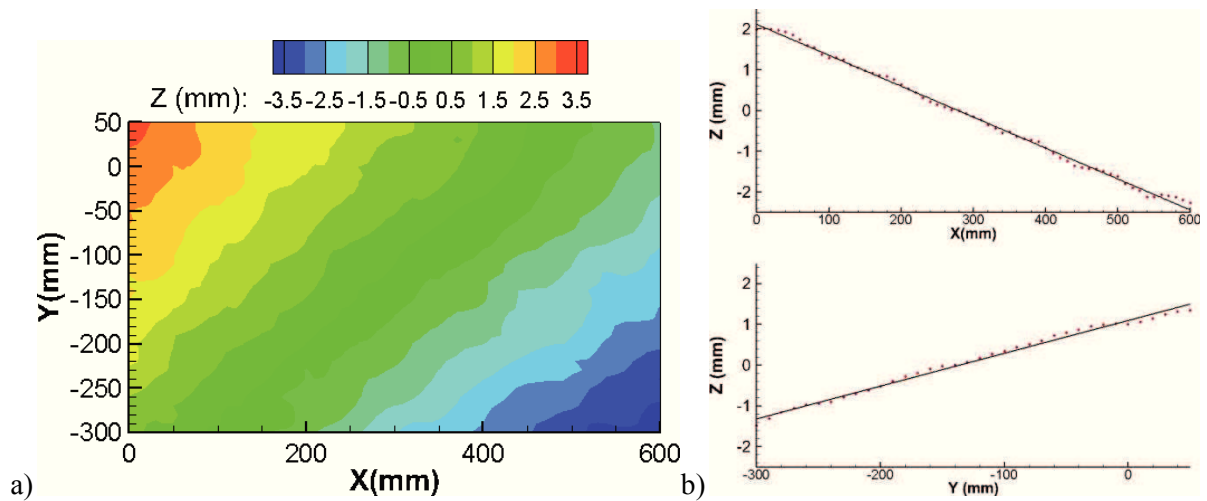


Figure III-9 Mesure de la surface au repos : a) Champ de hauteur reconstruit b) Coupe de hauteur sur les ligne Y=-100 mm et X=100 mm

III.3.2 Mesures par stéréo-réfraction

III.3.2.a Système de stéréo-réfraction

Le système optique est constitué de trois caméras *JAI CV-M2* (1200*1600 pixels). Deux caméras sont situées au dessus de la surface et une sous le bassin fournissant le motif de référence (Figure III-10). Les objectifs utilisés sont des focales fixes de 28 mm. L'angle entre la normale à la surface au repos et les axes optiques des caméras du dessus est d'environ 20° (Figure III-11). La caméra de référence enregistre les images du motif au travers d'un hublot situé sur le fond du bassin. L'axe optique de cette caméra forme un angle perpendiculaire avec le hublot pour éviter au maximum les aberrations optiques liées au changement de milieu air-liquide. Cette configuration permet également la mesure de la vitesse 2D-2C au sein de la nappe laser. Pour cette mesure, le champ de vision commun aux caméras a pour dimension $400 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ et est centré sur la ligne d'avancée du modèle.

L'écoulement est ensemencé avec des particules en polyamide d'un diamètre $56 \mu\text{m}$ et d'une densité de $1,02 \text{ g/cm}^3$. La nappe laser illuminant ces particules est générée à l'aide d'un laser Nd-Yag (Quantel, Twins CFR, $2 \times 120 \text{ mJ}$) éclairant au travers d'un hublot latéral du bassin. Cette nappe laser est située 28 mm sous la surface. Cette distance a été déterminée en s'appuyant sur les plus grandes vagues générées à un nombre de Froude de $F_L=0,33$. Cette valeur a pu être estimée en s'appuyant sur les résultats issus de la méthode de stéréo-corrélation décrite précédemment. Avec cette méthode des creux maximum de 15 mm sont mesurés. Le choix de placer la nappe laser 28 mm sous la surface permet donc d'éviter tout risque de croisement entre la nappe laser et la surface libre.

De plus, dans le but d'estimer la vitesse de l'écoulement au sein de la nappe laser par PIV, l'acquisition est effectuée en mode *double exposition* à une fréquence de 10 Hz avec un Δt entre les deux images successives dépendant de la vitesse du modèle. Ce Δt est ajusté pour obtenir un déplacement des particules entre les deux images d'environ 8 pixels. Le Tableau III-5 fournit les Δt retenus pour les trois nombres de Froude testés. Le système *R&D Vision Hiris v4* synchronise les trois caméras et le laser.

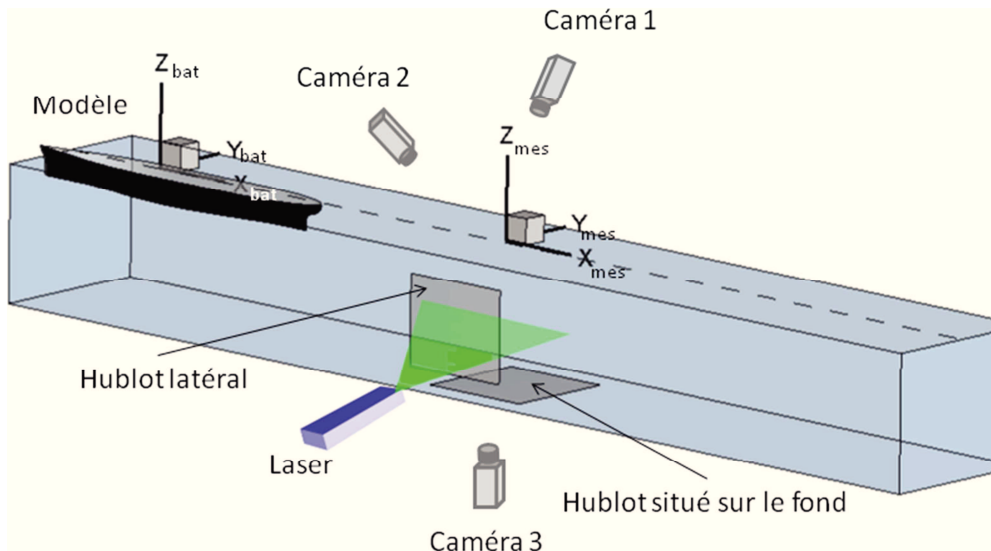


Figure III-10 Schéma expérimental du montage de stéréo-réfraction

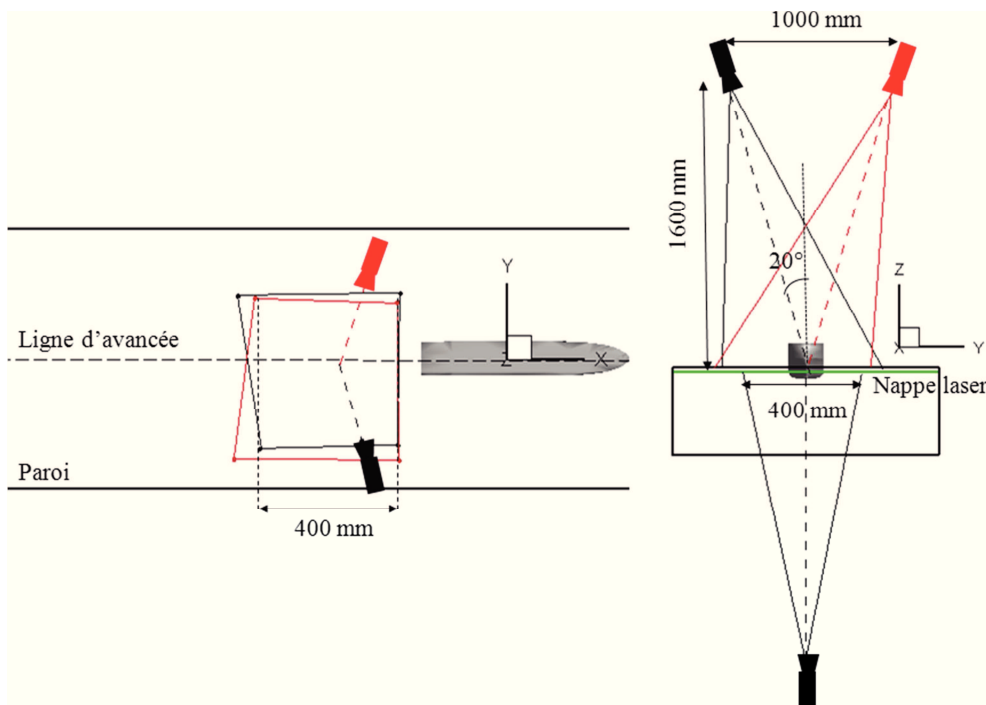


Figure III-11 Grandeurs caractéristiques du système de stéréo-réfraction a) Plan XY b) Plan YZ

Tableau III-5 Intervalle de temps entre deux images successives pour les mesures de PIV

Vitesse de modèle (m/s)	Nombre de Froude F_L	Δt (ms)
0,80	0,36	20
1,06	0,48	15
1,15	0,52	15

III.3.2.b Calibration du système de stéréo-réfraction

La calibration des trois caméras doit être effectuée dans le même repère physique. Pour cela, une mire double face, la mire *Type 20* déjà utilisée lors de l'étape de validation des méthodes, est employée (Figure III-12.a). La mire *Type 20* a une dimension de 200 mm × 200 mm et le champ de vision commun aux trois caméras est de 400 mm × 400 mm. Dans le but de calibrer l'ensemble de la zone de mesure, une seconde mire plus grande 300 mm × 250 mm est donc utilisée (Figure III-12.b). Cette seconde mire possédant seulement une face a été utilisée afin d'estimer les distorsions liées à l'utilisation d'une focale relativement courte, ici 28 mm. Dans un premier temps, les deux caméras du dessus ont donc été calibrées dans l'air à partir de 9

plans compris entre -40 et 40 millimètres ($\Delta z=10\text{ mm}$) à l'aide de la mire de grandes dimensions. La caméra du dessous est calibrée dans l'eau de façon bidimensionnelle au niveau de la nappe laser ($z=-28\text{ mm}$) avec cette même mire. Cette première étape permet de déterminer les coefficients de distorsions sur chaque caméra. La mire type 20 est ensuite employée pour réaliser la même calibration en assurant la mise en relation des trois caméras grâce aux deux faces de la mire. Ici, les images de calibration sont corrigées à partir des coefficients de distorsions calculés avec la première mire. Un modèle linéaire est ensuite estimé. Après cette procédure, les erreurs de projection moyennes sont de l'ordre de 0,25 pixel sur chaque caméra. L'erreur de rétro-projection associée est de l'ordre de 0,1 millimètre.

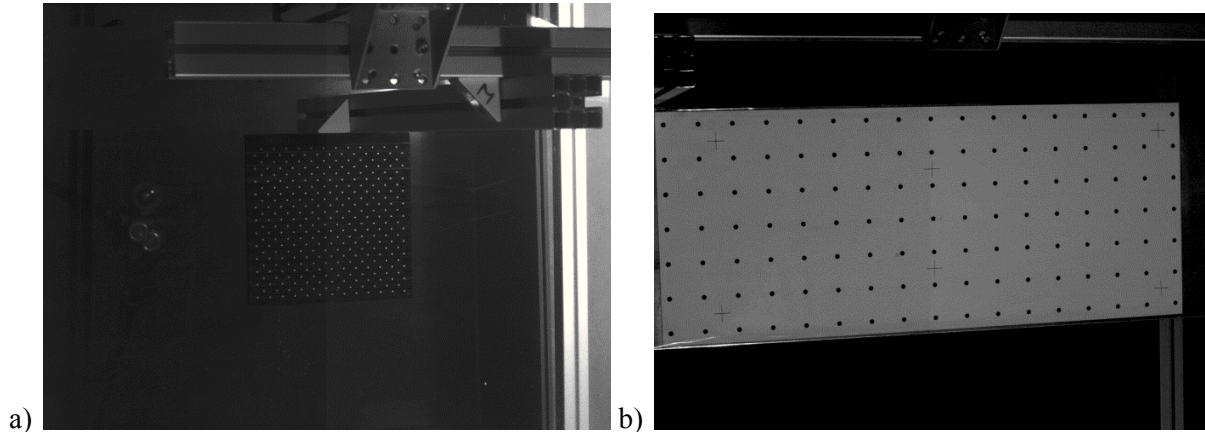


Figure III-12 Image de calibration issus de la caméra 1 : a) Mire type 20 b) Mire 300 mm \times 250 mm

III.3.2.c Reconstruction de la surface et du champ de vitesse

La résolution de la reconstruction de la surface est ici définie par les paramètres de corrélation utilisés dans l'algorithme de PIV et notamment le maillage d'interrogation défini sur la caméra #1. Pour chaque cas de mesure, la corrélation est réalisée sur des tailles de fenêtre de 64×64 pixels sur une première passe puis deux passes avec des tailles de fenêtres de 32×32 pixels. Un *overlap* de 50% est utilisé. La taille des images étant de 1600×1200 pixels, un maillage de 100×75 points est donc défini. En termes de résolution spatiale, cela correspond à un point de mesure tous les 5 millimètres. En ce qui concerne la mesure de vitesse au sein de la nappe laser, le même traitement que celui décrit ci-dessus est employé sur les images successives de la caméra de référence. Pour un temps d'acquisition donnée, la surface ainsi que le champ de vitesse 2D-2C au niveau de la nappe laser sont estimés. Un exemple de résultat instantané de ces deux champs est présenté sur la Figure III-13. Le temps d'acquisition correspond à une mesure juste après le passage du modèle de bateau à $t^*=0,4\text{ s}$. Au niveau de la surface, deux vagues divergentes, générées à la poupe du modèle peuvent être distinguées. Le champ de vitesse, ici la norme de vitesse, peut être mise en relation avec la forme de surface. En effet, l'angle formé par les vagues divergentes est nettement visible sur le champ de vitesse. De plus, une zone de forte amplitude de vitesse, à $Y=0$, le long de la ligne d'avancée du bateau, est mise en évidence. Cette zone correspond à une partie de l'écoulement où le fluide est entraîné par le mouvement du navire.

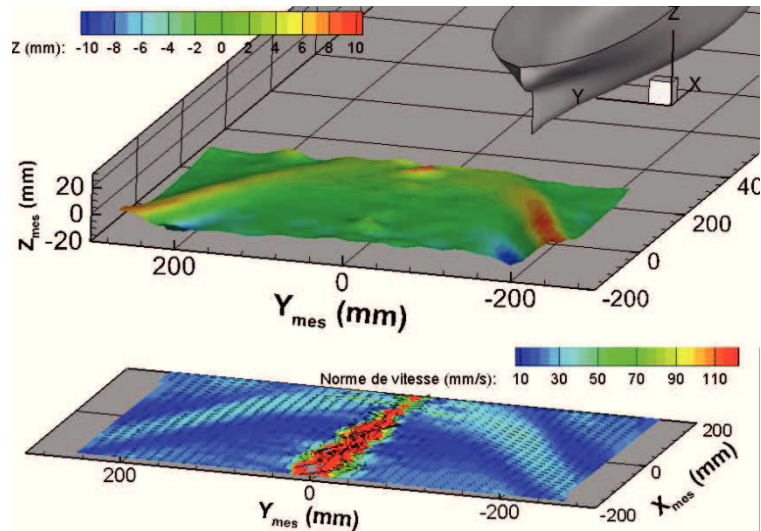


Figure III-13 Exemple de surface reconstruite et du champ de vitesse au sein de la nappe laser (norme de vitesse, $Z=-28$ mm) mesurés à partir du système de stéréo-réfraction. Instant d'acquisition $t^*=0,4$ s.

III.3.2.d Incertitudes

Comme dans le cas de la stéréo-corrélation, la surface est reconstruite au niveau $Z = 0$ mm, lorsque la surface est au repos. La moyenne est réalisée sur 50 instants d'acquisition. La surface présente une orientation dans les deux directions plus un décalage moyen égal à $-2,5$ mm (Figure III-14.a). Les angles dans les deux directions sont de l'ordre de $1,5^\circ$. Cette inclinaison peut être due soit à un mauvais alignement de la mire avec la surface au repos, soit à un mauvais alignement de la mire avec la nappe laser. Ce problème est similaire au désalignement mire/nappe laser rencontré en Stéréo-PIV. L'estimation de l'équation du plan de l'interface permet de corriger les surfaces mesurées par la suite. La Figure III-14.b fournit une mesure du plan zéro après cette correction. Des erreurs maximales de l'ordre d'un millimètre sont constatées. Le critère E_0 est de $0,4$ mm. Cette valeur est supérieure à la méthode de stéréo-corrélation mais reste toutefois faible compte tenu de l'étendue de la zone mesurée.

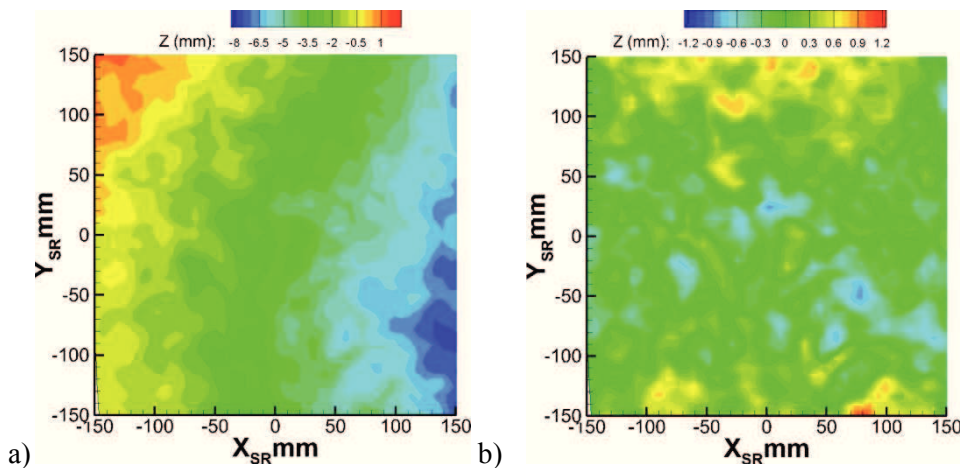


Figure III-14 Surface au repos mesurée par stéréo-réfraction : a) Inclinaison de la surface mesurée b) Surface du plan zéro reconstruit après correction

Les incertitudes sur les mesures du champ de vitesse 2C-2D au sein de la nappe laser peuvent être déterminées en analysant les erreurs liées à l'algorithme de corrélation. Pour effectuer cette analyse, une image d'acquisition issue de la caméra 3 est translatée artificiellement. Ce déplacement est ensuite estimé à l'aide de l'algorithme de PIV. L'erreur moyenne et RMS de cette estimation sont ensuite calculées par rapport au déplacement imposé. Ce processus est effectué sur une gamme de déplacement entre 0,1 et 1,1 pixel pour analyser la précision du modèle sous-pixel. Dans ce cas, une erreur moyenne maximale est estimée de l'ordre de 0,1 pixel avec une valeur RMS de 0,03 pixel. L'incertitude maximale est alors de 0,13 pixel. Pour un déplacement moyen de 8 pixels, cette incertitude est donc de 1,5 %. Rapporté aux dimensions physiques, une incertitude sur le déplacement de 0,13 pixel correspond à une incertitude de 0,03 mm. Pour une

vitesse dans l'écoulement de 50 mm/s (Figure III-13), avec un Δt de 15 ms, l'incertitude sur la vitesse est donc de 4%.

III.3.3 Reconstruction du champ de vagues global généré par le modèle DGA

Les deux méthodes de mesure de surfaces décrite précédemment et utilisées dans le bassin des carènes de l'institut Pprime permettent de mesurer les champs instantanés de hauteur dans deux régions différentes. A partir de ces champs instantanés de hauteur et en considérant le champ de vagues stationnaire par rapport au bateau, il est possible de reconstruire la surface dans le repère $(0_{bat}; X_{bat}, Y_{bat}, Z_{bat})$ à partir des relations de l'équation (III-2). Pour des pas de temps successifs, les champs de surface mesurés se recouvrent (Figure III-15). Un point du repère lié au bateau apparaît donc successivement plusieurs fois dans le repère de mesures. La fréquence d'acquisition étant constante (10 Hz) ainsi que la zone de mesure (0.6 m suivant X), le nombre d'instant de mesure de chaque point dépend uniquement de la vitesse du navire. Par exemple, pour une vitesse de 1,06 m/s, chaque point du repère bateau apparaît 5 fois dans le repère mesure. Sur chaque point, la valeur moyenne est calculée pour reconstruire la surface dans le repère lié au modèle. La même opération est effectuée sur les mesures de stéréo réfractions.

Un exemple du champ de vagues global obtenu à l'aide des deux méthodes de mesure est fourni sur la Figure III-16. Dans ce cas, $U_b = 1,06$ m/s, la surface est discrétisée tous les 15 mm suivant Y et tous les 10 mm suivant X . La surface ainsi reconstruite permet de comparer les résultats fournis par les deux méthodes. Cette comparaison est effectuée dans la zone de mesure commune aux deux méthodes au niveau d'une ligne longitudinale située à $Y_{bat} = 150$ mm. La Figure III-15 fournit les hauteurs de la surface, obtenues par les deux techniques, sur cette ligne. La comparaison montre un bon accord entre les deux méthodes. Quelques disparités sont toutefois présentes entre $X_{bat} = 5000$ mm et $X_{bat} = 6000$ mm. Ces écarts peuvent être dus aux caractéristiques de l'écoulement dans cette zone. En effet, cette région est marquée par des interférences importantes entre plusieurs systèmes de vagues. Les acquisitions n'étant pas réalisées sur le même passage de bateau, de légères fluctuations des conditions de l'écoulement (accélération du chariot, état de la surface initiale) peuvent expliquer ces écarts. Toutefois, malgré ces différences, le calcul du critère d'erreur défini dans le Chapitre 2 (équation (II.68)) donne une valeur de 0,2 millimètre. Les deux méthodes donnent donc des résultats équivalents qui permettent de reconstruire le champ de vagues global autour du modèle lorsque ces deux techniques sont utilisées.

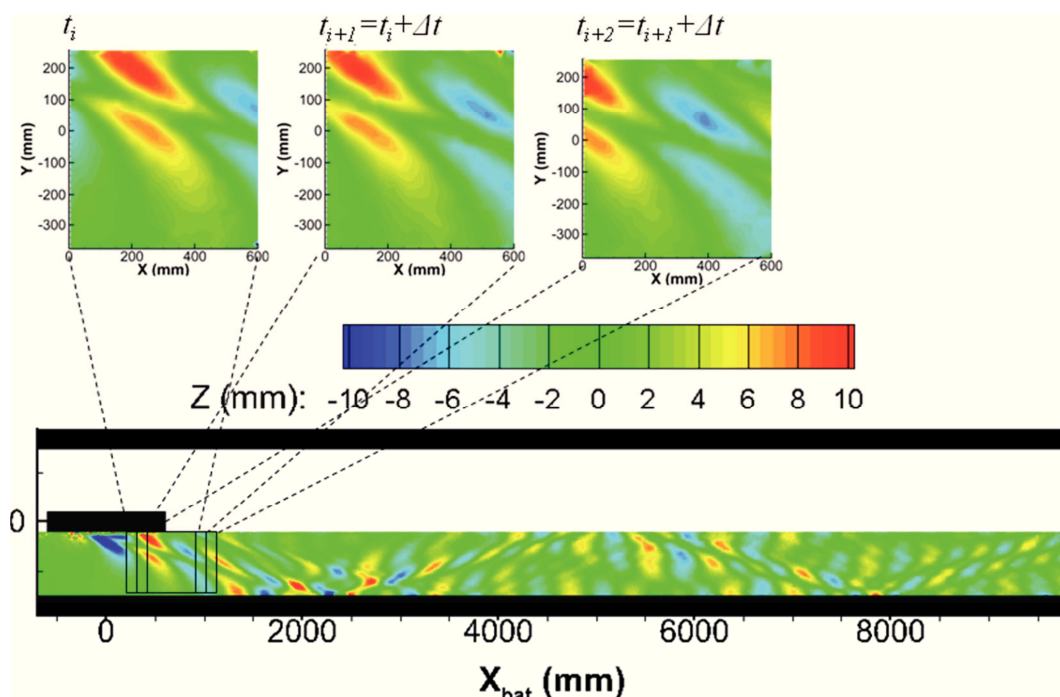


Figure III-15 Reconstruction du champ de vagues dans le repère lié au bateau

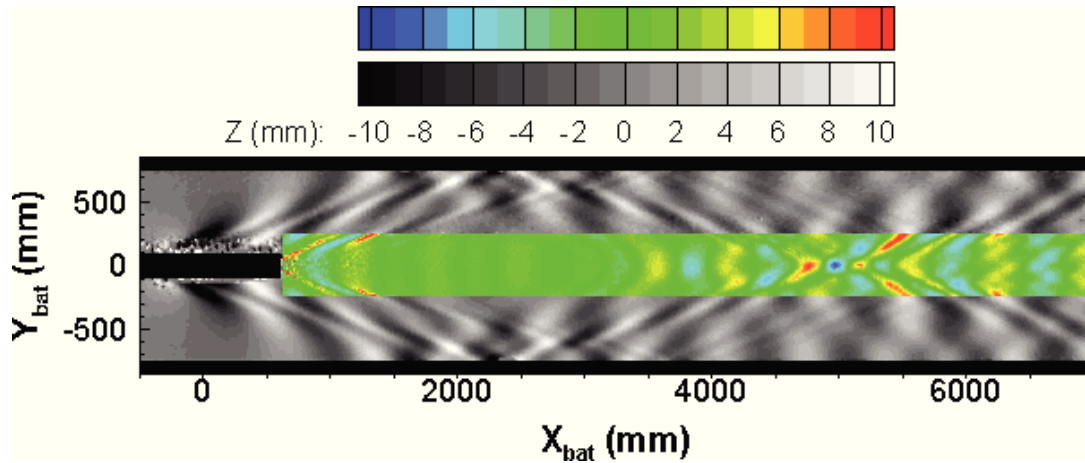


Figure III-16 Reconstruction du champ de vagues dans le repère lié au bateau. $U_b=1,06$ m/s

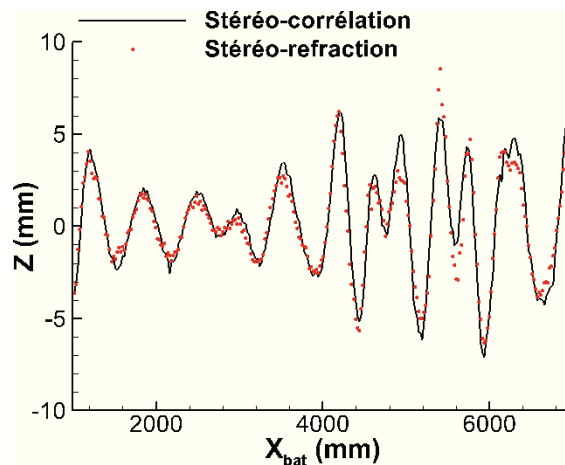


Figure III-17 Comparaison entre les deux méthodes de reconstruction de surface sur une ligne longitudinale : $Y_{bat}=-150$ mm, $U_b=1,06$ m/s

III.4 Mesure de la vague d'étrave du modèle DGA

Les deux types de mesure présentés précédemment permettent de mesurer le champ de vagues généré par le passage du bateau dans deux régions différentes. Les mesures de stéréo-corrélation permettent de mesurer le champ de vagues sur le côté du modèle. Cependant la vague d'étrave n'a pu être estimée à partir de ces mesures car cette zone (très proche de la coque) était cachée par la forme de la carène pour au moins deux caméras. C'est pourquoi une mesure spécifique de la vague d'étrave générée par le modèle DGA a été entreprise au sein du bassin de l'institut Pprime. Les mesures ont été réalisées par stéréo-corrélation sur les nombres de Froude compris entre $F_L=0,15$ ($U_b=0,54$ m/s) et $F_L=0,33$ ($U_b=1,13$ m/s). Pour des vitesses supérieures à 1,13 m/s, la vague d'étrave déferle et la mesure par stéréo-corrélation n'est plus possible. En effet, lorsque la vague commence à déferler les particules de polypropylène nécessaires à la corrélation d'images sont expulsées à l'avant de cette vague. En aval, peu de particules sont donc présentes et la corrélation d'images est impossible.

III.4.1 Dispositif expérimental

III.4.1.a Système stéréoscopique

Le système stéréoscopique utilisé pour la mesure de la vague d'étrave est constitué de deux caméras JAI CV-M2 (1600×1200 pixels) fixées sur le chariot de traction du bassin (Figure III-18). Ces caméras sont équipées de lentilles à focale fixe de 28 millimètres. Le champ de vision commun aux deux caméras peut être assimilé à un carré de 200 millimètres de côté situé au niveau de l'étrave du modèle (Figure III-19). Pour cette configuration de mesure, l'angle entre les caméras et la normale à la surface est d'environ 45° et l'angle entre les deux caméras est de 40° . L'acquisition est réalisée à 15 Hz. Les caméras sont pilotées à l'aide du logiciel *Hiris* de la

société *R&D Vision*. L'éclairage de la surface est réalisé à l'aide d'un projecteur permettant de générer une lumière relativement diffuse évitant ainsi des réflexions spéculaires trop importantes sur les images de la surface. La surface est ensemencée à l'aide de particules de polypropylène d'un diamètre moyen de l'ordre de 200 micromètres.

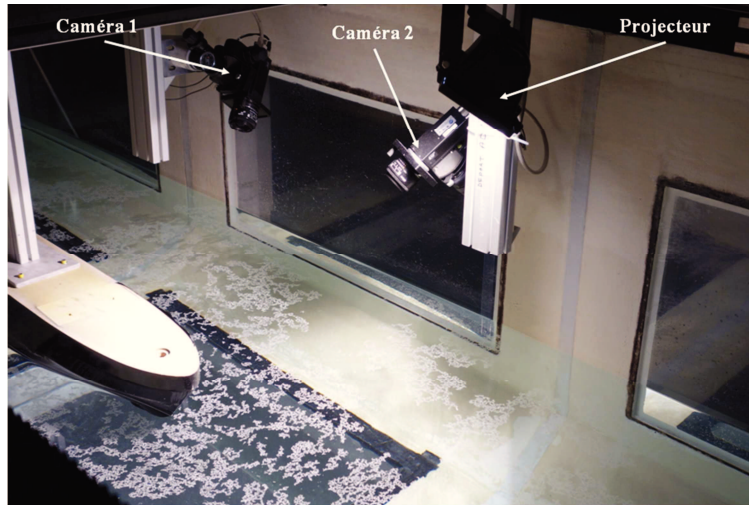


Figure III-18 Image de système de stéréovision utilisé pour la mesure de la vague d'étrave

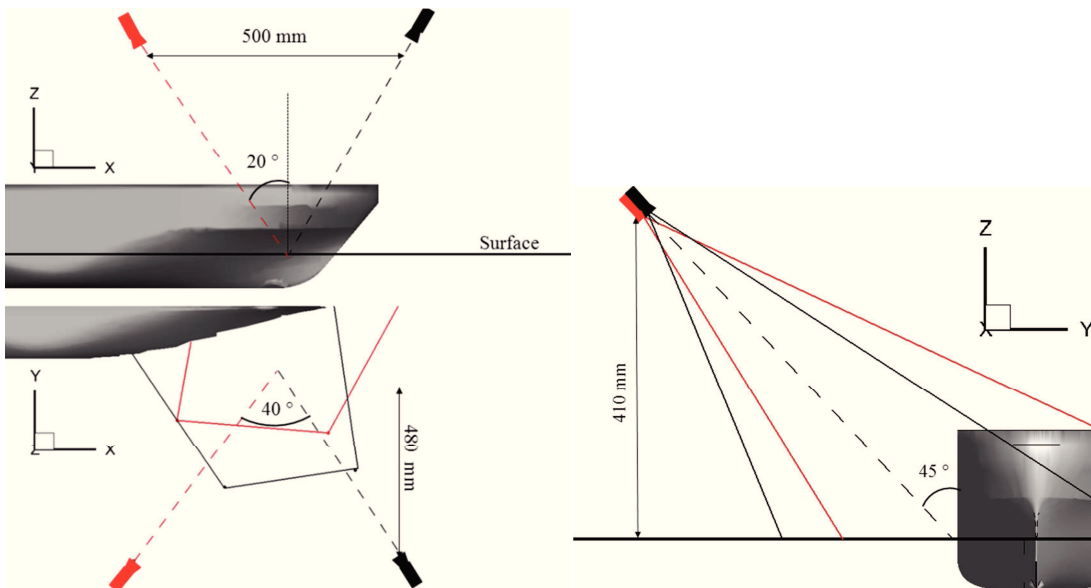


Figure III-19 Grandeur caractéristique du système de stéréovision : a) Plan XZ b) Plan YX c) Plan YZ

Ici, contrairement aux mesures précédentes réalisées à l'Institut Pprime, les caméras ne sont plus fixées au dessus du bassin mais embarquées sur le chariot de traction. Cette configuration permet de mesurer la vague d'étrave au cours de l'avancée du bateau dans le bassin. Cependant, ce dispositif entraîne des vibrations des caméras provoquées par des mouvements du chariot lors de son avancée. Ces vibrations entraînent des déplacements des caméras et donc des déplacements sur les images au cours de l'acquisition. Ces déplacements sont notamment visibles en suivant l'évolution sur les images d'un point situé sur la carène du bateau. Ce point de contrôle est présenté sur la Figure III-20.a. En considérant le bateau fixe, c'est à dire non affecté par les vibrations du chariot, le déplacement des images par rapport au modèle peut être estimé en suivant l'évolution ce point de contrôle sur les images. Son déplacement est déterminé à partir d'un algorithme de corrélation en prenant comme référence la première image de l'acquisition. Un exemple du déplacement vertical de ce point au cours d'une acquisition est fourni sur la Figure III-20.b. Les déplacements moyens sont de l'ordre du pixel avec des maximas jusqu'à 4 pixels. Ces déplacements entraînent donc des erreurs qui peuvent être importantes au moment de la reconstruction de la surface. Les images sont donc corrigées en soustrayant ce déplacement sur

les images. Cette étape de correction permet donc de se ramener dans un repère image fixe par rapport au modèle de bateau.

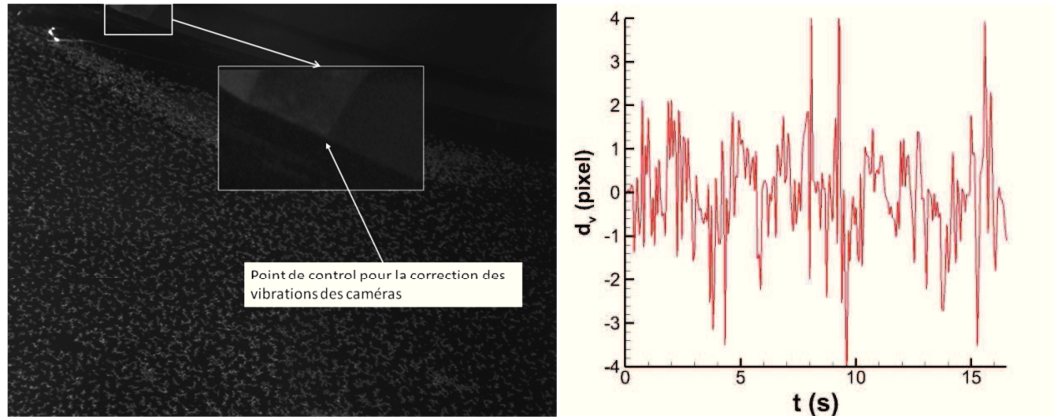


Figure III-20 Correction des vibrations du système sur les images : a) Point de contrôle utilisé b) Evaluation du déplacement du point de contrôle par corrélation au cours d'un essai (déplacement vertical)

III.4.1.b Calibration

Dans ce cas, la calibration des caméras a été réalisée à l'aide de la mire Type 20 (Figure III-21.a). Cette mire recouvre l'ensemble de la zone à calibrer. Elle a été translatée verticalement sur 11 plans compris entre -25 mm et 25 mm ($\Delta z = 5mm$) à l'aide d'une table micrométrique dont la précision est de l'ordre du micromètre. Ici aussi, comme pour les mesures précédentes, l'utilisation de focales relativement courtes (28 mm), entraîne des distorsions sur les images. Ces distorsions sont visibles en visualisant les erreurs de projection dans le plan image. La Figure III-21.b représente ces erreurs pour une caméra du système. Un modèle de distorsion est donc utilisé. Ce modèle fournit des erreurs de projections moyennes de l'ordre de 0,2 pixel sur chaque caméra et une erreur de rétro-projection de 0,06 mm (Figure III-21.c).

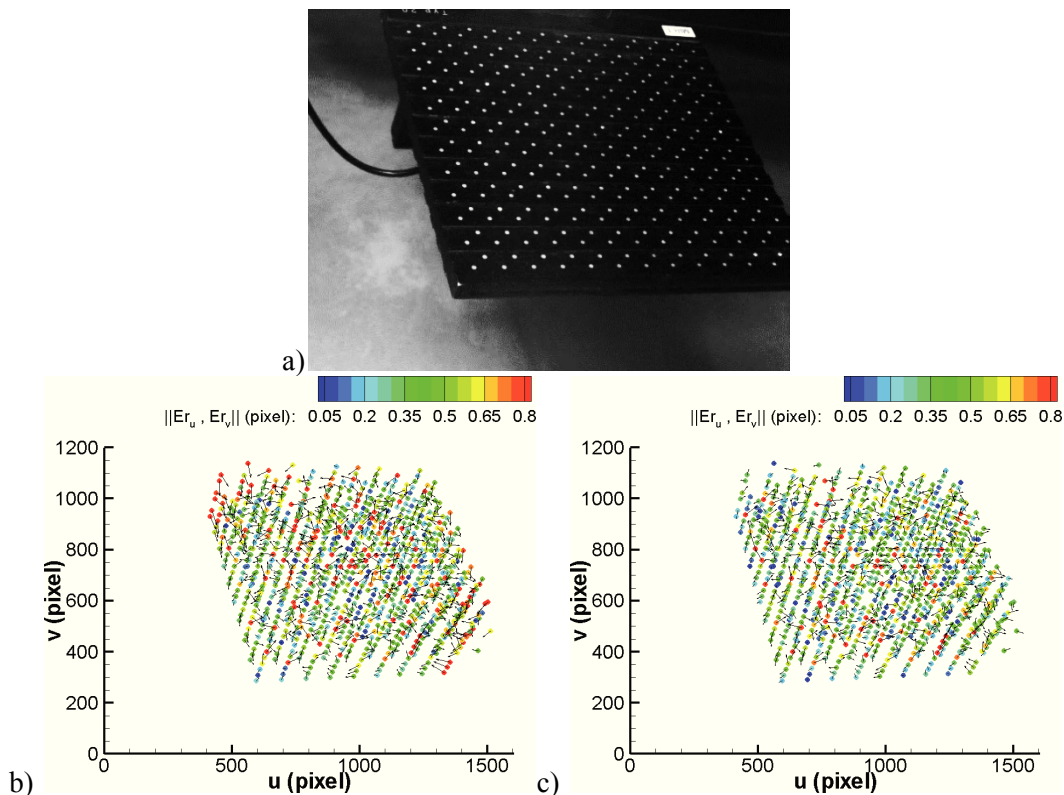


Figure III-21 Calibration du système stéréoscopique : a) Exemple d'une image de calibration b) Erreur de projection sur la caméra 1 pour un modèle linéaire c) Erreur de projection sur la caméra 1 pour un modèle de distorsion

III.4.2 Reconstruction de la surface et incertitudes de mesures

La surface est reconstruite à l'aide de l'algorithme HNC, sur un maillage cartésien défini par des dimensions de $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ discrétisé tous les 5 millimètres dans les deux directions. La taille des fenêtres d'interrogation est de 60×30 pixels discrétisées par des pas dx et dy de 0.1 pixel. La taille physique des fenêtres d'interrogation est de 6 mm suivant X et 3 mm suivant Y . Les fenêtres ont été choisies rectangulaires et étirées suivant la direction X afin de pouvoir résoudre la surface dans la zone proche de la carène du bateau. Un balayage de hauteur est utilisé pour estimer un premier prédicteur de l'état de surface. Un exemple de surface instantanée reconstruite est fourni sur la Figure III-22. Ce cas correspond à une vitesse de 0,54 m/s.

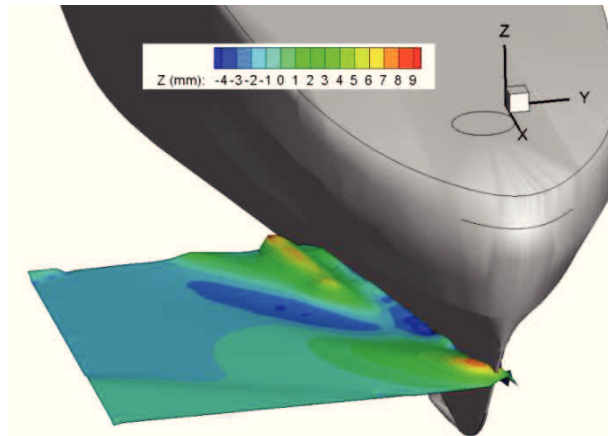


Figure III-22 Exemple de vague d'étrave mesurée pour $U_b = 0,54 \text{ m/s}$.

On rappelle que pour cette expérience les caméras sont fixées sur le chariot de traction du bassin. La vague d'étrave est donc mesurée au cours du temps lors de l'avancée du modèle. L'évolution de la hauteur en chaque point de la surface mesurée peut donc être étudiée. Un exemple de la hauteur en un point de la surface, ici $(X, Y) = (-20 \text{ mm}, -100 \text{ mm})$ en fonction du temps est présenté sur la Figure III-23. Cette courbe présente de fortes discontinuités dues à des mesures de hauteur erronées. Ces points correspondent en grande majorité à des zones sans particules sur les images de la surface. En effet, les particules étant disposées sur la surface manuellement avant de lancer le modèle, des zones du bassin sont sous-ensemencées. La vitesse constante du bateau est atteinte à $t_c = 1,9 \text{ s}$. Du temps initial, t_0 , à t_c , la hauteur de la surface au point considéré augmente. Cette évolution correspond à la formation progressive de la vague d'étrave au cours de l'accélération. Après le temps t_c , la hauteur au niveau du point étudié augmente légèrement puis oscille. Cette oscillation semble décroître avec le temps. Ce phénomène est discuté dans le chapitre suivant consacré à l'analyse des résultats des mesures réalisées.

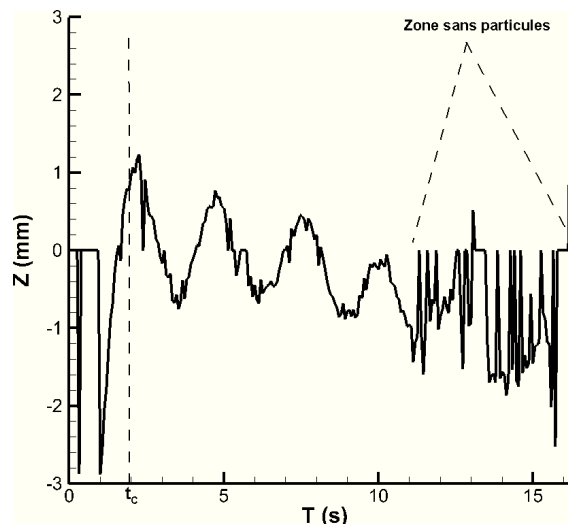


Figure III-23 Oscillations d'un point de la surface : $U_b = 0,95 \text{ m/s}$ et $(X, Y) = (-50, -120)$

Une mesure du niveau zéro est également utilisée pour vérifier la calibration et évaluer la précision du système stéréoscopique. Ce niveau de référence est reconstruit en moyennant 20 instants d'acquisition. Le résultat est présenté sur la Figure III-22. La surface présente une légère inclinaison suivant la direction X . Cette inclinaison est inférieure au dixième de degré. Après correction, le critère E_θ défini précédemment est calculé. Dans ce cas, sa valeur est de 0,05 mm. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la taille des particules utilisées et très faible au regard des dimensions de la zone de mesure.

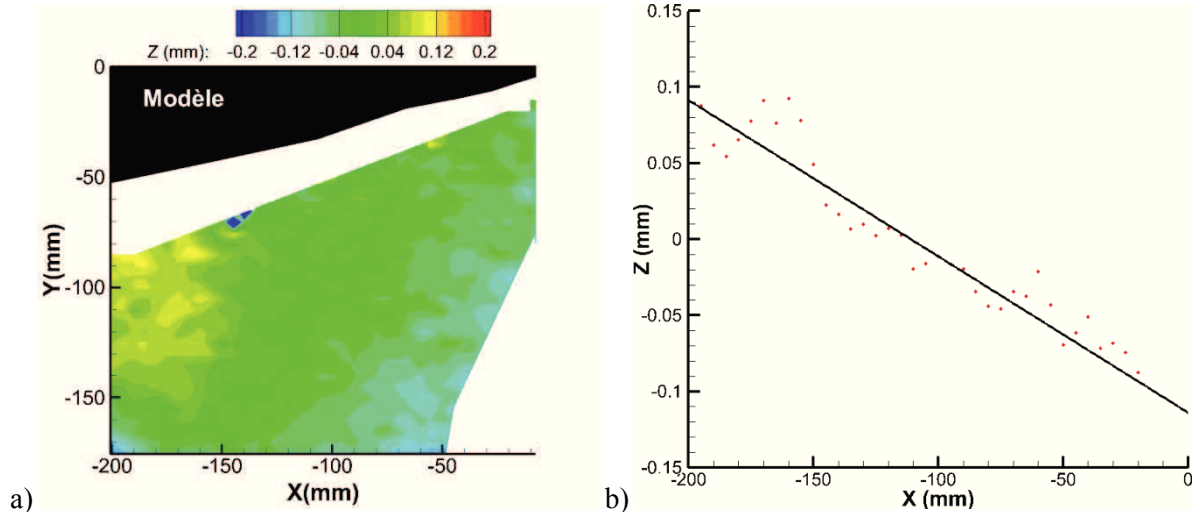


Figure III-24 Surface au repos a) Surface au repos mesurée b) Coupe de hauteur sur la ligne $Y=-100$ mm

III.5 Mesures du champ de vitesse autour de la carène par vélocimétrie par images de particules stéréoscopique : *Stéréo-PIV*

Afin de compléter l'étude sur l'écoulement généré par le modèle de bateau au sein du bassin des carène de l'institut P', le champ de vitesse autour du modèle *DGA* a été mesuré par Stéréo-PIV. Cette méthode permet de mesurer les trois composantes de la vitesse de l'écoulement au sein d'une nappe laser. Le principe de la technique est présenté ci-après en s'appuyant sur les travaux de thèse de Callaud [2003]. Ici aussi, l'ensemble des codes utilisés pour la reconstruction des champs de vitesse a été développé au cours de cette thèse en se basant sur la librairie *SLIP*.

III.5.1 Principe de la *Stéréo-PIV*

III.5.1.a Estimation des trois composantes de la vitesse

La Stéréo-PIV repose sur l'acquisition par un système stéréoscopique d'images d'un écoulement ensemené de particules et illuminé à l'aide d'une nappe laser de quelques millimètres d'épaisseur. En s'appuyant sur les principes géométriques du système stéréoscopique (Cf. Chapitre 2), les trois composantes de la vitesse au sein de la nappe laser peuvent être déterminées (Figure III-25).

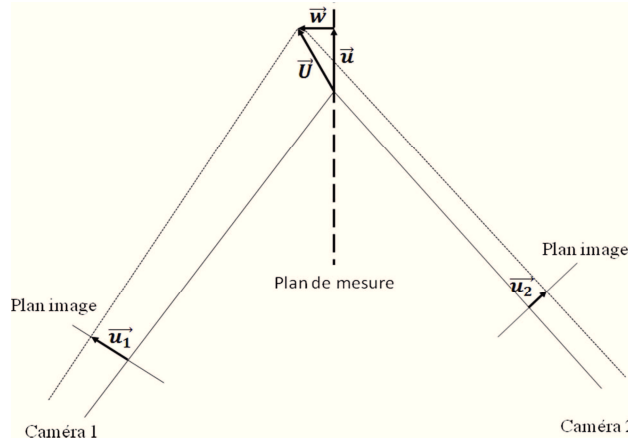


Figure III-25 Estimation des trois composantes de la vitesse par Stéréo-PIV

La méthode de reconstruction utilisée ici repose sur deux étapes :

- Premièrement, les champs de vitesse bidimensionnelle sur chaque caméra sont déterminés à partir d'un algorithme d'inter-corrélation, type PIV-2D2C.
- Deuxièmement, à partir des champs 2D mesurés sur chaque caméra, une étape de reconstruction permet d'estimer les trois composantes de la vitesse.

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour calculer les champs de vitesse bidimensionnelle et les relier au trois composantes de la vitesse dans le plan de mesure. Callaud [2003] fournit une représentation détaillée des différents algorithmes permettant l'estimation des trois composantes de la vitesse à partir de mesures de stéréo-PIV (Figure III-26). Le choix de la méthode est lié au type de calibration utilisé. Trois types de calibration peuvent être employés :

- Méthode géométrique basée sur la connaissance du système stéréoscopique : angle, focale
- Calibration bidimensionnelle des caméras dans le plan de la nappe laser
- Calibration tridimensionnelle des caméras (avec souvent $Z=0$ mm correspondant au plan de la nappe laser)

Ici, une calibration tridimensionnelle des images est effectuée à l'aide des algorithmes présentés dans le Chapitre II et utilisée pour les mesures de surfaces.

La première étape consiste à déterminer les champs de vitesse bidimensionnelle à partir d'un algorithme de PIV-2C2D sur un maillage commun aux deux caméras. Ce maillage commun, défini dans le plan objet (plan de la nappe laser) est souvent choisi comme cartésien et se projette sur les images en maillage d'appariement (Figure III-26).

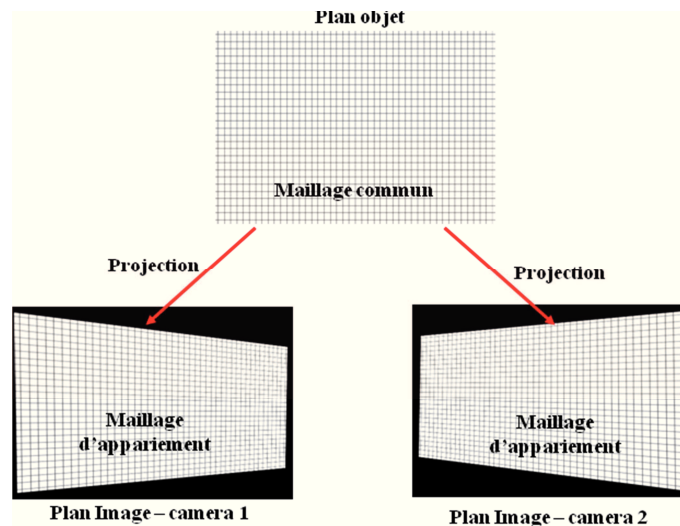


Figure III-26 Types de maillages utilisés pour la reconstruction des trois composantes de la vitesse par stéréo-PIV

L'opération qui consiste à déterminer les vitesses bidimensionnelles sur le maillage commun à partir des images de l'écoulement, notée $\mathbf{H}^{(j)}$, peut être effectuée par différentes voies.

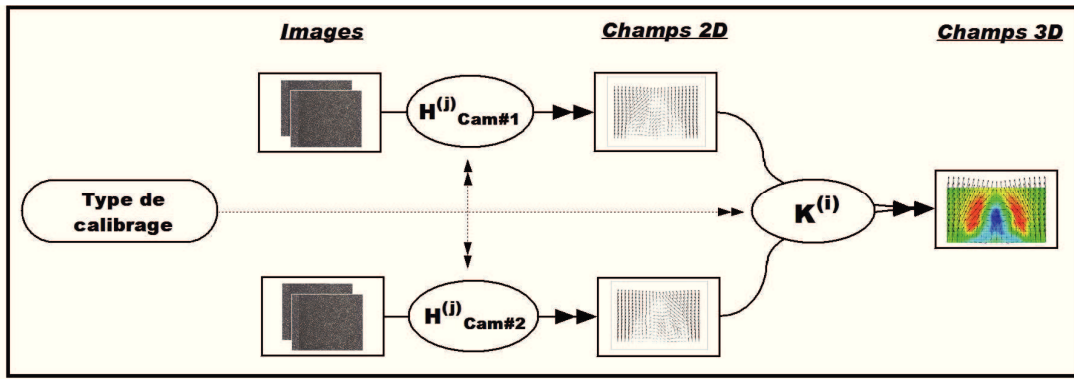
1. $\mathbf{H}^{(1)}$: Les champs 2D sont estimés sur chaque vue sur un maillage cartésien défini sur les images. Une étape d'interpolation du champ de vecteurs est ensuite effectuée pour projeter les vecteurs sur le maillage d'appariement. Ces vecteurs sont enfin re-projetés sur le maillage commun.
2. $\mathbf{H}^{(2)}$: Les champs 2D sont estimés sur chaque vue sur un maillage cartésien défini sur les images. Ces vecteurs sont re-projetés puis interpolés sur le maillage commun.
3. $\mathbf{H}^{(3)}$: Les images de chaque caméra sont transformées ("*mapping*") en les projetant du plan image sur le plan objet. L'estimation des vitesses est ensuite réalisée sur un maillage commun cartésien.
4. $\mathbf{H}^{(4)}$: Les champs de vitesse bidimensionnels sont estimés sur des maillages non-cartésiens correspondant à la projection du maillage commun sur les images de chaque caméra.

Les deux premières méthodes, $\mathbf{H}^{(1)}$ et $\mathbf{H}^{(2)}$, introduisent une étape d'interpolation des champs de vecteurs pouvant entraîner des erreurs liées à la présence de vecteurs erronés. La quatrième méthode, $\mathbf{H}^{(4)}$, permet d'éviter cette étape d'interpolation. Cependant, pour des tailles de fenêtres d'interrogation constante sur toute l'image, les fenêtres d'interrogation dans le plan objet sont de tailles différentes. Des tailles de fenêtres variables sur le maillage images peuvent résoudre ce problème mais entraînent une plus grande complexité dans l'algorithme. La méthode $\mathbf{H}^{(3)}$, utilisée ici et qui consiste à transformer les images par projection dans le plan objet, permet d'utiliser un maillage cartésien avec des tailles constantes de fenêtres d'interrogation dans le repère objet. L'algorithme de PIV 2D-2C développé notamment pour les méthodes de surfaces peut donc être utilisé directement sans modification du code. De plus, l'étape de transformation des images est utilisée pour corriger le désalignement entre le plan de calibration et la nappe laser. Ce processus est expliqué par la suite.

Une fois les champs de vitesse sur chaque caméra calculés sur le maillage commun, une étape de reconstruction, notée $\mathbf{K}^{(j)}$, est utilisée pour estimer les trois composantes de la vitesse. Ici, aussi plusieurs méthodes peuvent être employées en fonction du type de calibrage utilisé.

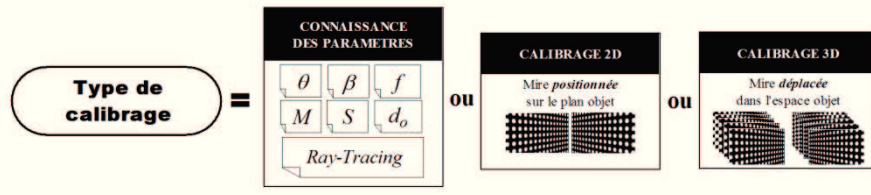
1. $\mathbf{K}^{(1)}$: à partir de la connaissance de la géométrie du système, les trois composantes de la vitesse sont reconstruites à l'aide d'une méthode de "ray-tracing".
2. $\mathbf{K}^{(2)}$: Estimation de la réponse 3D : mouvement d'un bloc de particule
3. $\mathbf{K}^{(3)}$: Fonction inverse du calibrage 3D à l'aide d'un développement du premier ordre.
4. $\mathbf{K}^{(4)}$: Fonction inverse du calibrage 3D par triangulation

Ici, la méthode $\mathbf{K}^{(4)}$, basée sur une étape de triangulation, est utilisée. Ce choix résulte de la méthode de calibration utilisée. De plus les algorithmes de triangulation nécessaires à la reconstruction des trois composantes de la vitesse sont les mêmes que ceux utilisés pour la reconstruction de surface et présentés dans le Chapitre II.

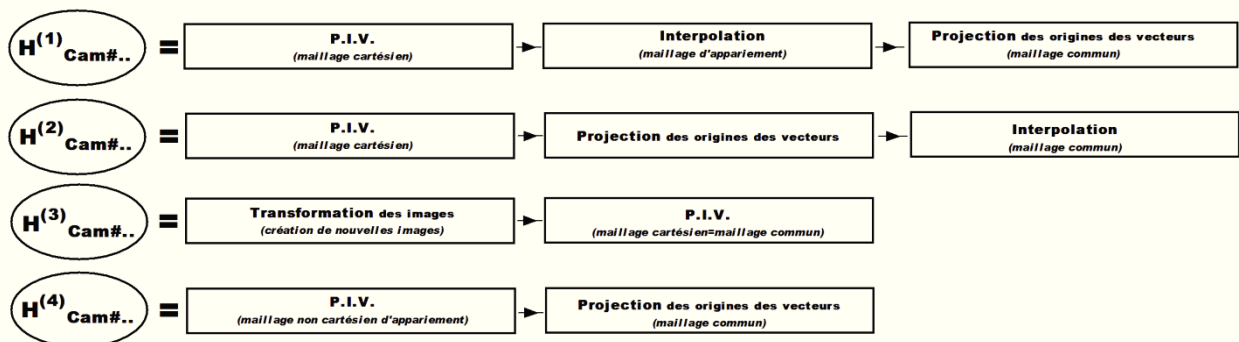


Avec :

- **Calibrage** Procédure permettant la détermination des relations de passage



- **H** Procédure de passage des images aux champs 2D des vitesses en fonction du calibrage



- **K** Procédure de passage des 2 champs 2D au champ 3D des vitesses en fonction du calibrage

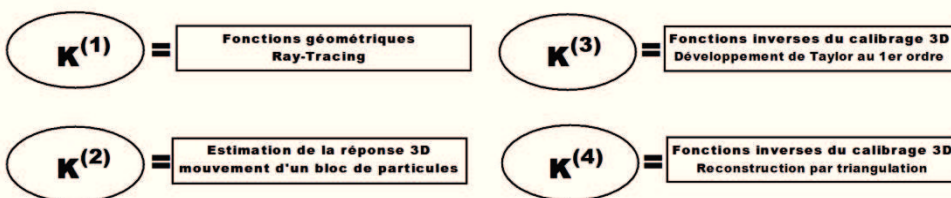


Figure III-27 Algorithme de reconstruction des trois composantes de la vitesse par Stéréo-PIV. D'après Callaud [2003]

III.5.1.b Correction du désalignement mire-nappe laser

La méthode de détermination des trois composantes de la vitesse décrite précédemment suppose que le plan de calibration des caméras coïncide parfaitement avec la nappe laser définissant le plan de mesure. Or, en raison des imprécisions liées aux réglages de l'alignement entre la mire et la nappe laser, un désalignement entre ces deux plans est présent dans la plupart des cas. Ce désalignement entraîne un champ de disparité entre les deux caméras du système et des erreurs dans l'estimation des trois composantes de vitesse (Figure III-28). Plusieurs études, reprises dans Callaud [2003], ont montré la nécessité de corriger ce désalignement avant de reconstruire les champs de vitesse tridimensionnels pour limiter les erreurs.

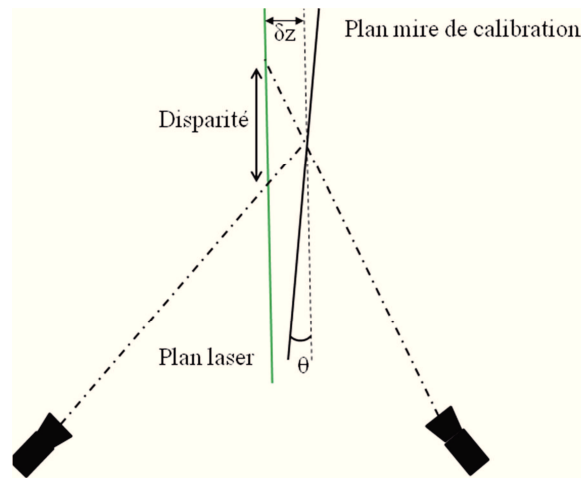


Figure III-28 Désalignement mire-nappe laser

Le désalignement peut être estimé en déterminant les déplacements dans le plan objet entre les images issues des deux caméras. Pour cela, les images issues des deux caméras sont projetées par *mapping* dans le plan objet puis inter-corrélées. Le champ de disparité ainsi calculé peut être relié au désalignement entre la nappe laser et le plan de calibration. Scarano et al. [2005] fournissent une expression exprimant le désalignement en fonction de ce champ de disparité. Ici, pour corriger ce désalignement, les points mis en correspondance et formant des paires de points appariés sont triangulés pour trouver leur position dans le repère de calibration. Les points ainsi reconstruits forment un plan correspondant à la position de la nappe laser dans le plan défini par la calibration. Les points de mire utilisés pour la calibration des caméras sont ensuite corrigés à partir de cette équation du plan. Les modèles de caméras sont de nouveau estimés avec les positions de mire corrigées.

On note cependant qu'en raison de l'épaisseur de la nappe laser, le champ de disparité calculé par cette méthode ne sera jamais nul. Comme l'explique Callaud [2003], pour ne pas introduire de biais dû à la position des particules au sein de la nappe laser, une solution est de déterminer les coordonnées des particules proches du plan $Z=0$, centre de la nappe laser, et de n'utiliser que ces particules dans l'étape de correction. Cette solution est difficile à implémenter. Ici, pour limiter cet effet tridimensionnel engendré par l'épaisseur de la nappe laser, une moyenne du champ de disparité est effectuée sur un nombre important d'images

III.5.2 Dispositif expérimental

III.5.2.a Système de PIV-stéréoscopique

La nappe laser, définissant le plan de mesure, est placée dans le plan (Y, Z) . Ce plan est donc perpendiculaire à l'avancée du bateau. Il est généré à l'aide d'un laser Quantronix (Darwin Duo, 2×18 mJ). Ce laser illumine l'écoulementensemencé de particules en polyamide d'un diamètre de $56 \mu\text{m}$ et d'une densité de $1,02 \text{ g/cm}^3$ sur une épaisseur d'environ deux millimètres.

Le système stéréoscopique est composé de deux caméras rapides Photron SA1.1 (1024×1024 pixels) équipées d'objectifs de distance focale fixe 105 mm. L'utilisation de tables de Scheimpflug permet d'obtenir une profondeur de champ suffisante et des images nettes sur l'ensemble de la zone de mesure. Ces caméras sont disposées en configuration angulaire de chaque côté de la nappe laser avec un angle de 45° par rapport à celle-ci. Des prismes sont utilisés pour minimiser les aberrations optiques provoquées par l'interface air-liquide. Ces prismes sont placés contre la paroi du bassin, et leur face extérieure forme un angle droit avec les axes optiques des caméras (Figure III-29). L'acquisition des images est réalisée à 500 Hz sur une durée de 6 secondes. Le début de l'acquisition est synchronisé avec la position du bateau avec le même système de déclenchement que celui utilisé pour les mesures de surface. Le système d'acquisition est géré par le logiciel Davis 7 de la société *Lavision*.

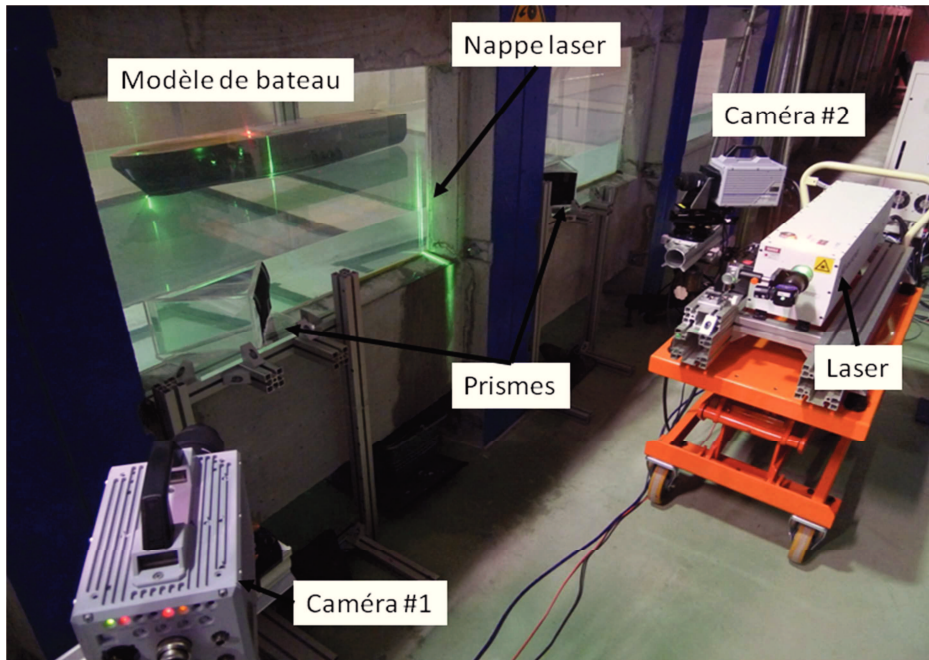


Figure III-29 Image de montage expérimental

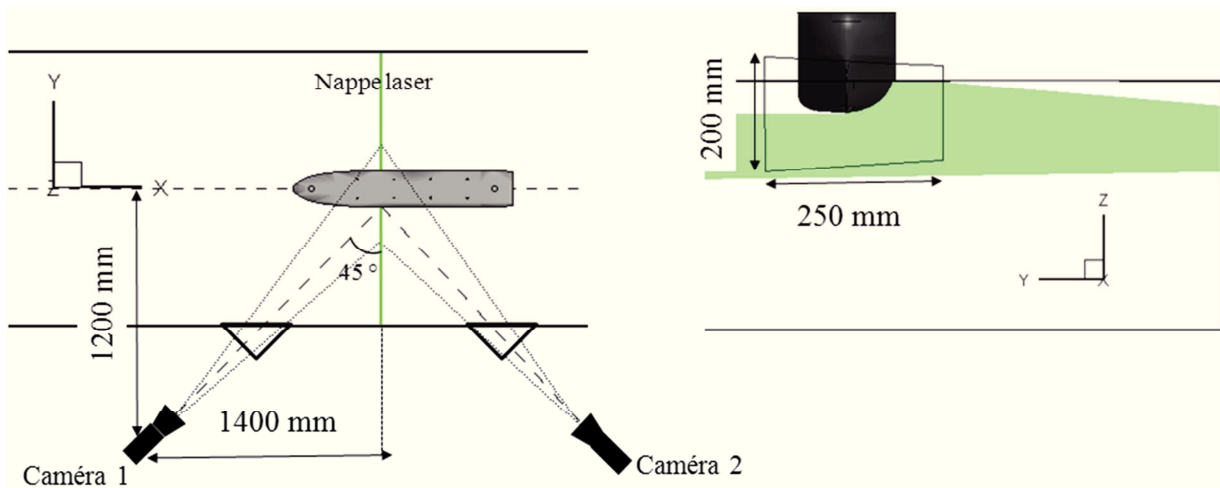


Figure III-30 Grandeurs caractéristiques du système stéréoscopique : Plan XY et Plan YZ

III.5.2.b Calibration

La calibration des caméras est effectuée avec la mire double face *Type 20* déjà utilisée lors de mesures précédentes. Cette mire est placée le plus précisément possible pour coïncider avec l'axe de la nappe laser. La mire est ensuite translaturée entre -2 mm et 2 mm par pas de 0,5 mm à l'aide d'une table micrométrique. Un modèle linéaire, modèle de Pinhole, est utilisé pour modéliser les caméras. Les erreurs de projection moyennes sur chaque caméras sont de l'ordre de 0,3 pixel. Ces erreurs correspondent à des erreurs de rétro-projection dans le repère objet de l'ordre de 0,1 mm. Le calcul du champ de désalignement fournit un plan médian avec une orientation de $0,25^\circ$ suivant les deux directions et un décalage moyen de 0,25 millimètre (Figure III-31).

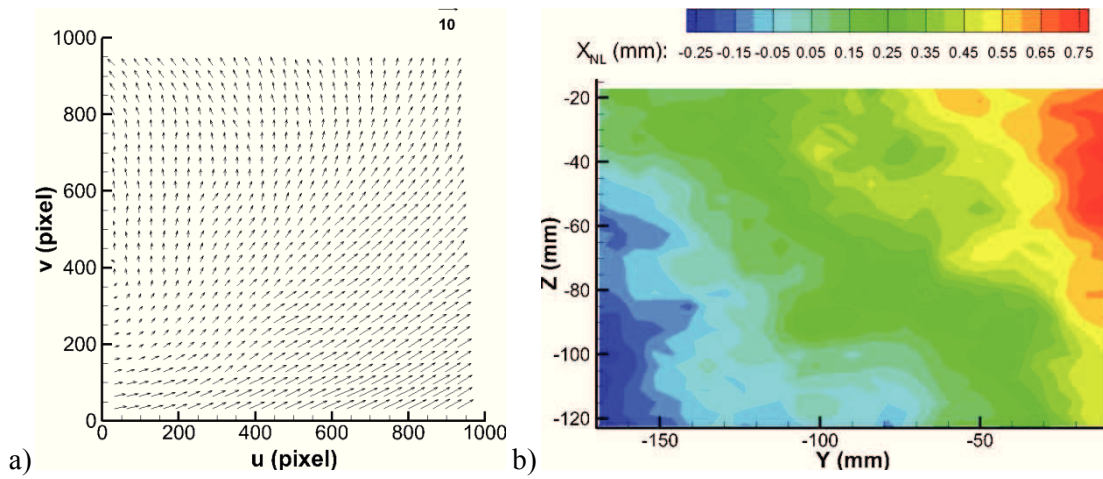


Figure III-31 Exemple d'un champ de disparité dû à un désalignement mire de calibration / nappe laser : a) Champ de déplacement estimé b) Orientation de la nappe laser

III.5.2.c Reconstruction du champ de vitesse

Un exemple d'une image de l'écoulement enregistrée par le dispositif décrit dans les paragraphes précédents est présenté sur la Figure III-32.a. Sur cette image, les particules sont visibles dans l'écoulement. Une partie du bateau, délimitée par une zone de réflexion du laser, et la surface libre sont également discernables. Cette surface agit comme un miroir sur les images de l'écoulement. Des particules semblent présentes au dessus de la surface libre.

Afin de limiter la propagation d'erreurs issues du calcul de vecteurs dans ces zones hors de l'écoulement (bateau et zone au dessus de la surface libre), des masques sont utilisés. Le premier masque consiste à repérer la zone appartenant au bateau et à mettre chaque pixel correspondant à une intensité nulle. La prise de vue étant synchronisée avec la position du bateau et la géométrie de la maquette parfaitement connue, pour chaque instant d'acquisition, la section du bateau en correspondance avec la nappe laser est projetée dans le repère image à partir des matrices de calibration. L'intensité de chaque pixel appartenant, à la partie intérieure de la coque du modèle est fixée à zéro. Pour la partie interface air/eau, la mesure de la surface au plus près de la coque n'est pas connue et sa détection est difficile. De plus, les caractéristiques de la délimitation air/liquide diffèrent en fonction des images. Plusieurs méthodes de masquage dynamique de surfaces libres lors de mesures PIV ont été développées. Par exemple, Sanchis et Jensen [2011] proposent un technique de masquage automatique basée sur des transformées de Radon. Ici, en raison de la complexité de la surface et du travail à fournir pour implémenter une méthode de détection automatique, le choix a été fait de masquer la surface au-dessus d'une hauteur Z donnée. La Figure III-32.b donne un exemple du masquage ainsi réalisé. La surface est masquée au-dessus du niveau $Z=0$ mm.

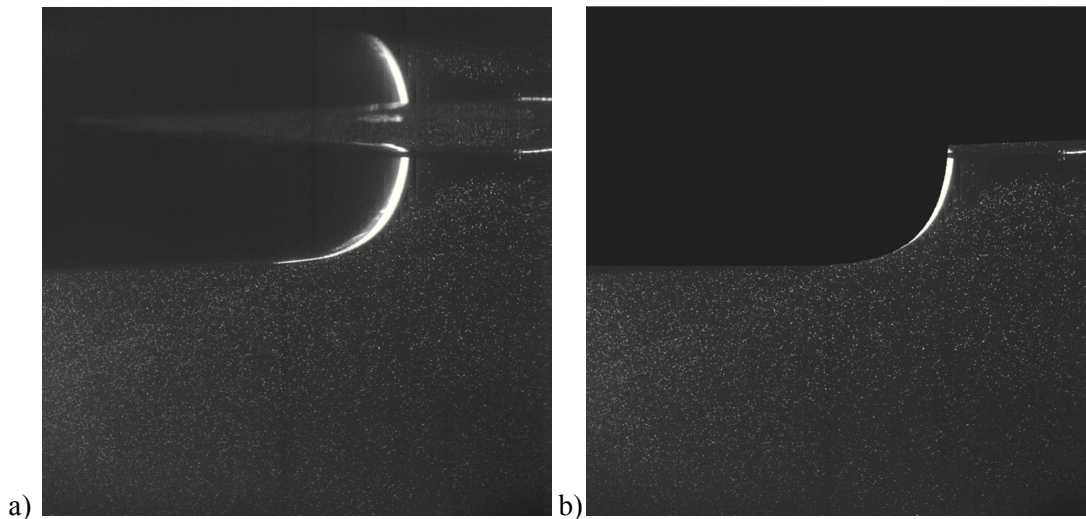


Figure III-32 Exemple d'image de Stéréo-PIV : a) Image originale b) Image masquée

Une fois les images masquées, les champs de vitesse sont reconstruits en projetant les images par *mapping* dans un repère de dimensions $220 \times 180 \text{ mm}^2$. La corrélation est effectuée sur plusieurs passes en utilisant un filtre médian entre chaque passe pour éliminer les vecteurs erronés :

- 1 passe sur des tailles de fenêtres de 64×64 pixels avec un taux de recouvrement de 50 %.
- 2 passes sur des tailles de fenêtres de 32×32 pixels avec un taux de recouvrement de 50 %.

Le champ ainsi calculé est formé de 127×127 vecteurs et permet d'obtenir une discrétisation spatiale des vecteur vitesses dans le repère objet avec des pas $dx = 1.75 \text{ mm}$ et $dy = 1,5 \text{ mm}$. Un exemple de champ reconstruit est fourni sur la Figure III-33. Ce champ correspond à l'image de la Figure III-33, c'est à dire à un temps d'acquisition $t^* = 1,2 \text{ s}$ (plan localisé proche du centre du modèle de navire).

On note qu'ici aussi les incertitudes sur la mesure du déplacement des particules ont été effectuées en translatant les images artificiellement. Dans ce cas, l'erreur maximale est de l'ordre de 0,07 pixel avec une valeur RMS de 0,03 pixel.

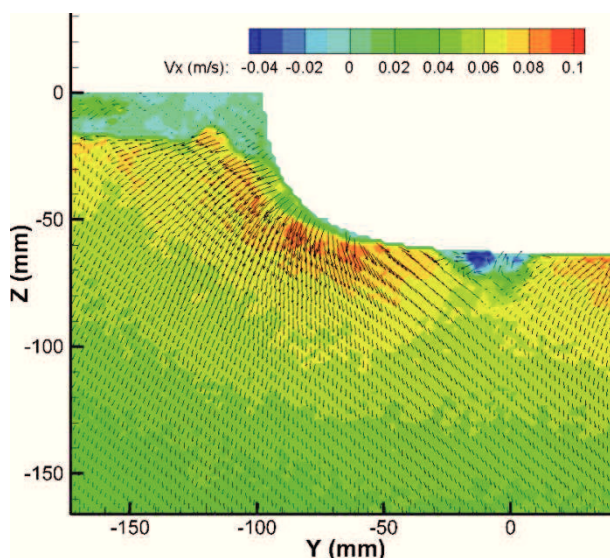


Figure III-33 Exemple de champ de vitesse reconstruit : Vecteur (V_y, V_z), Couleur (V_x)

III.6 Mesures du champ de vagues généré par le modèle *DGA* au *B600*

L'ensemble des mesures précédentes (surface et vitesse) permettent d'analyser l'écoulement généré dans le bassin d'essais des carènes de l'institut P' sur un modèle de bateau à échelle 1:77,5. Des mesures de surfaces ont également été effectuées au *B600* à partir de la méthode de projection laser décrite dans le chapitre précédent (II.5). La maquette du modèle *DGA* à l'échelle 1:10 a été utilisée pour ces mesures et tractée aux trois vitesses décrites dans le Tableau III-3.

III.6.1 Dispositif expérimental

III.6.1.a Système stéréoscopique et système de projection laser

Pour cette mesure, deux systèmes stéréoscopiques ont été utilisés pour acquérir des images de la projection du faisceau laser sur la surface. L'ensemble du dispositif est fixé sur la plateforme de traction du bassin pour permettre la mesure du champ de vagues généré sur le côté du modèle.

Le premier système, noté Caméra #1.i sur la Figure III-34.a, permet d'acquérir des images de la zone avant du navire. Il est composé de deux caméras *Point Grey Flea 3* (2080×1552 pixels).

Ces caméras sont équipées de lentilles à focale fixe de 14 mm. Le champ de vision commun à ces deux caméras est d'environ 2×2 m² localisé au niveau de l'étrave du modèle (Figure III-34.b). Ces caméras forment un angle entre leurs axes optiques d'environ 45° . L'angle avec la normale à la surface est également de 45° .

Le second système, noté Caméra #2.i, est composé de deux caméras EOSENS (1280 \times 1024 pixels) munies de focales de 16 mm. Les caméras de ce système sont plus éloignées que les précédentes et permettent d'obtenir un champ de vision commun de 5×8 m² correspondant à la totalité de la longueur du modèle (Figure III-34.b). Ce champ contient le champ de vision des deux premières caméras. L'angle entre les deux axes optiques est de 45° et l'angle avec la normale à la surface est de 45° .

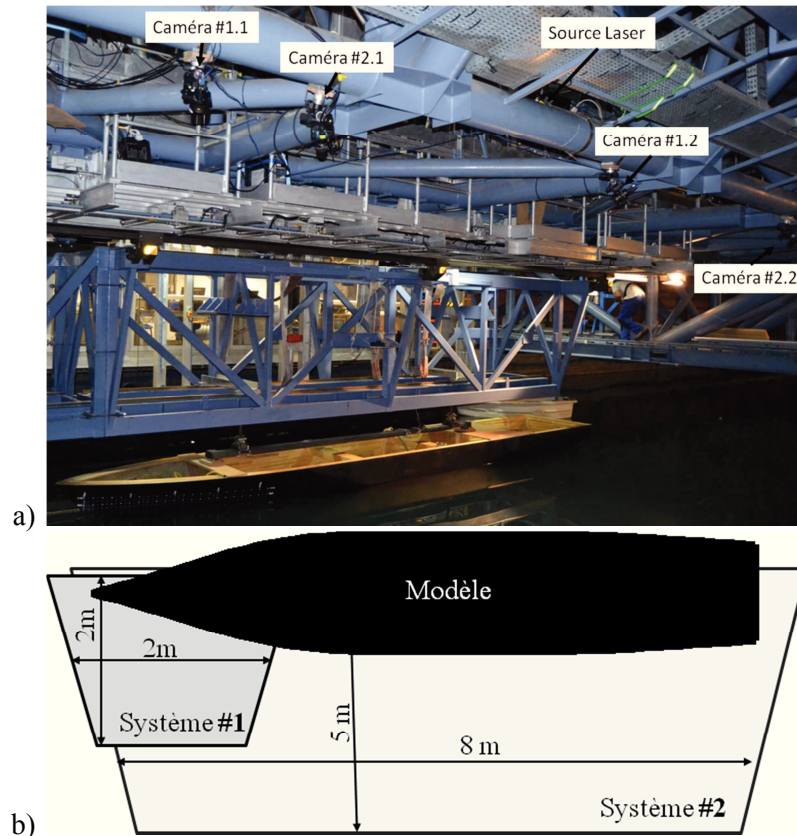


Figure III-34 Systèmes stéréoscopiques : a) Photographie des systèmes d'acquisitions b) Représentation des champs de vision des deux systèmes stéréoscopiques

Le dispositif laser, fourni par la société *ERROL*, permet de générer une matrice de points à projeter sur la surface. Ce laser est constitué d'une source d'une puissance maximale de 1 W et d'un scanner à balayage. Les points de la surface sont projetés de manière séquentielle à une fréquence de 25 Hz. Durant les essais, une matrice de 53×40 points a été projetée. Une durée de 85 secondes est donc nécessaire pour générer l'ensemble des points. Pour chaque point projeté, une image de la surface est enregistrée par les quatre caméras. Le laser et les caméras sont synchronisés à l'aide d'un boîtier BNC (Model 588 Digital Delay / Pulse Generator). Un signal TTL fourni par le laser permet de lancer et d'ajuster l'acquisition des caméras. Le départ de l'acquisition est donné quand la maquette atteint une vitesse d'avancée constante afin d'obtenir un champ de vagues stationnaire autour du modèle. On note que pour la vitesse d'avancée du navire la plus faible, deux acquisitions complètes de la matrice peuvent être réalisées sur la longueur du bassin. La Figure III-35 présente une photographie de la projection de la matrice de point sur la surface de l'eau autour de la maquette *DGA*. Sur cette image, plusieurs faisceaux sont visibles en raison du temps de pause important utilisé pour visualiser la matrice générée sur une même photographie. Un exemple d'image acquise par la caméra #2.1 est fourni sur les Figure III-36.a et Figure III-36.b. La première correspond à un point relativement proche du bateau derrière la vague d'étrave, donc affecté par une déformation de la surface mais sans déferlement.

La seconde image correspond à la projection d'un faisceau sur une zone où la vague d'étrave déferle.

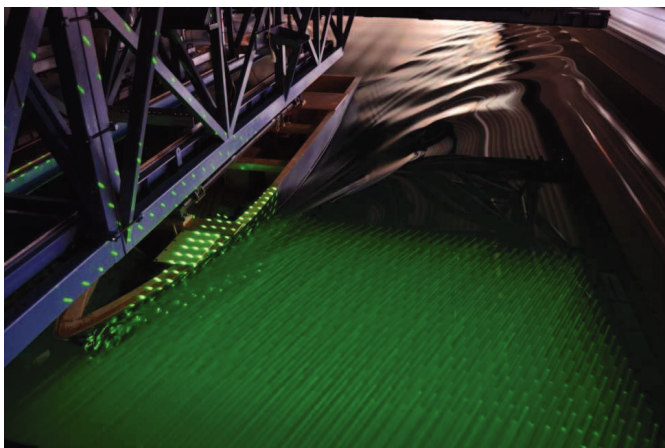


Figure III-35 Photographie d'une partie de la matrice de point générée pour effectuer les mesures

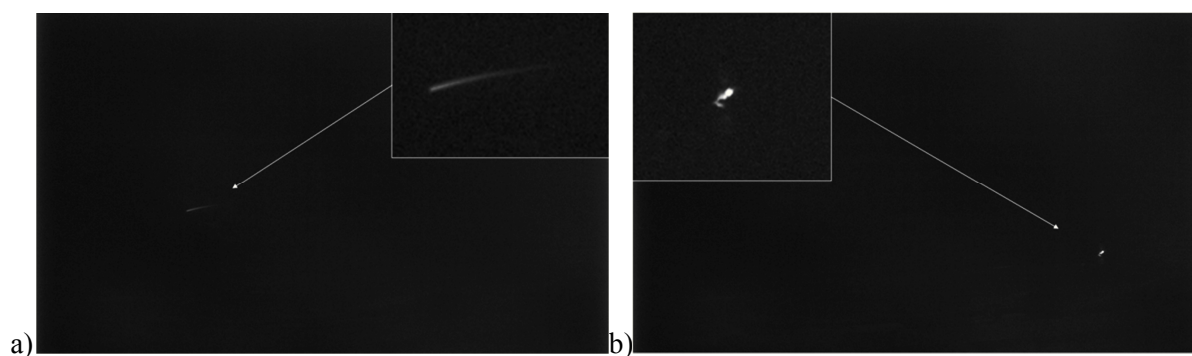


Figure III-36 Projection d'un faisceau laser sur la surface de l'eau autour du modèle *DGA* : a) Exemple d'image issue de la caméra #2.1 sans déferlement b) Exemple d'image issue de la caméra #2.1 avec déferlement

III.6.1.b Calibration

La calibration des caméras a été effectuée à l'aide de deux méthodes présentées dans le chapitre précédent.

Dans un premier temps, une calibration standard a été réalisée en translatant une mire plane dans le champ de vision des caméras. Cette mire de $1 \times 1,5 \text{ m}^2$ est composée d'une matrice de 25×15 points de 25 mm de diamètre et espacés de 60 mm. Cette calibration a été réalisée dans une zone du bassin hors de l'eau. Cette zone est située 800 mm au dessus de la surface de l'eau. La translation de la mire a été réalisée à l'aide d'une équerre et de cale de 50 mm de hauteur. Huit plans espacés de 50 mm ont été utilisés. Un exemple d'image de cette mire, enregistré par la caméra #1.1, est présenté sur la Figure III-38. Cette calibration a été traitée sur les images du système stéréoscopique #1. L'erreur de calibration dans ce cas est de l'ordre de 0,3 pixel sur chaque caméra. Cette erreur est relativement élevée par rapport aux mesures précédentes. Ceci peut s'expliquer par la taille importante des points de mire sur les images (>30 pixels) et à l'orientation élevée des caméras (45°).

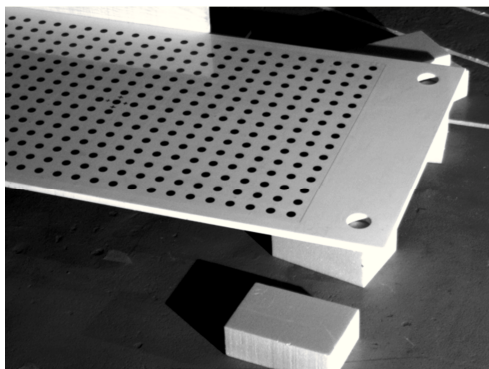


Figure III-37 Mire plane utilisée pour la calibration standard

Une seconde calibration utilisant la méthode de Zhang (présenté dans II.2) a été réalisée. Cette calibration nécessite d'enregistrer des images d'une mire plane sous différentes positions et orientations. Pour ce faire, une mire comportant deux faces planes d'inclinaisons différentes a été utilisée (Figure III-38.a et b). Cette mire a été déplacée dans le champ de vision des quatre caméras en lui faisant subir des translations et des rotations afin d'obtenir plusieurs positions et orientations de la mire dans la zone de mesures. Pour rappel, cette étape permet de calculer les paramètres internes à la caméra ainsi que la matrice rotation et le vecteur translation associés à chaque vue. Afin de se replacer dans le repère lié au bateau et non dans un repère lié à une position de mire inconnue, une mire de petite dimension a été placée à l'avant du bateau (Figure III-38.c) et une acquisition d'images d'une mire plane flottante sur la surface a été réalisée (Figure III-38.b). La position de la petite mire est connue avec précision par rapport au modèle et permet de définir un repère de mesure lié au navire.

Cette calibration a été entreprise dans pour le système stéréoscopique #2. En effet, dans ce cas, la calibration réalisée en tradatant la mire ne permettait de calibrer uniquement une petite partie des images. Or, comme cela z été mentionnée dans le chapitre II, l'ensemble du volume de mesure doit être calibré pour limiter les erreurs. Cette méthode de Zhang permet de réaliser ceci avec une mire de taille raisonnable. Ici, les erreurs de projection estimées à partir d'un modèle de distorsions sur les deux camera sont de l'ordre de 0,01 pixel. Cependant, il est a noté que l'ensemble du repère image n'a pas été calibrée pour les deux caméras du système stéréoscopique. En effet, la mire n'a pas été correctement tradatée sur la totalité des images.

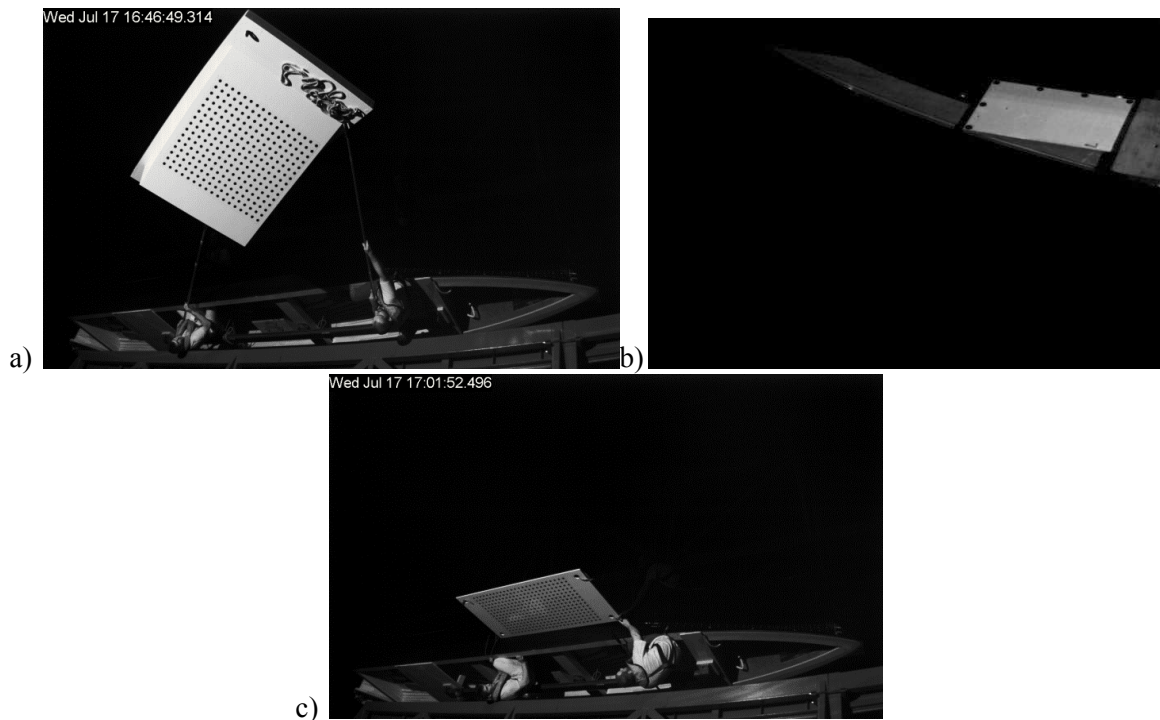


Figure III-38 Mires utilisées pour la calibration type Zhang : a) Mire inclinée b) Mire située sur l'avant du modèle c) Mire plane à la surface de l'eau

III.6.1.c Reconstruction de la surface

Ce paragraphe présente les résultats obtenus à l'aide du système stéréoscopique #2 (champ de vision large). Le premier système (#1) ayant un champ de vision moins étendu, seule une faible partie de la vague d'étrave peut être estimée avec celui-ci.

a) Mesure du plan d'eau au repos

La plate-forme soutenant à la fois la maquette et les systèmes stéréoscopiques peut être surélevée de 8 mm à l'aide de vérins. Les mesures de la surface au repos ont ainsi été effectuées aux deux niveaux différents ($Z=0$ mm et $Z=-8$ mm). Les résultats de la hauteur reconstruite sont représentés sur la Figure III-39 pour les deux positions.

Ces deux surfaces présentent une courbure. Celle-ci peut être due à une mauvaise prise en compte des distorsions dans le modèle de caméra en raison de la calibration partielle du repère image. De plus, des points de mesure erronés sont présents proche de la coque du modèle en raison de la réflexion du faisceau sur la paroi de la maquette. Le calcul de la différence de hauteur entre ces deux mesures donne une valeur moyenne de 7,3 mm et un écart-type de 3,6 mm. Une détection de l'impact laser sous-pixel devrait améliorer la précision de la mesure. Les pas moyen dx et dy de la grille projetée sur la surface sont estimés à partir de cette mesure. Ils sont respectivement de 125 mm et de 110 mm.

Pour la reconstruction de la surface autour de la maquette, la hauteur locale estimée au niveau zéro (Figure III-39.a) est soustraite à celle mesurée en présence de vagues.

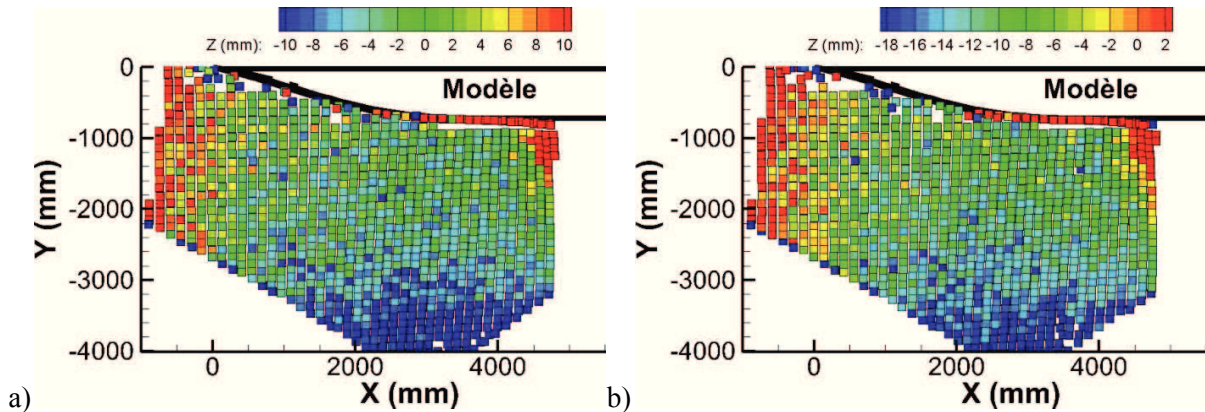


Figure III-39 Mesures de plan d'eau au repos : a) Mesure à $Z=0$ mm b) Mesure à $Z=8$ mm (plate-forme sur vérins)

b) Mesure du champ de vagues :

Le champ de vagues a été mesuré pour trois vitesses de modèle : 1,65 m/s, 2,2 m/s et 2,95 m/s. Pour ces deux premières valeurs les surfaces reconstruites sont présentées sur la Figure III-40. Pour la vitesse la moins élevée, les amplitudes des ondes mesurées sont de l'ordre de 30 mm. Dans ce cas la surface est bruitée mais les vagues générées par le modèle sont apparentes. Pour la vitesse de 2,2 m/s, l'amplitude des ondes est d'environ 60 mm. Dans ce cas, le champ de vagues est mieux défini. Toutefois, derrière la crête de la deuxième vague, une zone où la surface n'est pas mesurée est observée.

Pour la vitesse de 2,95 m/s, la surface mesurée avec la technique proposée ici est comparée avec les données de hauteur fournies par Perelman et al [2011] (Figure III-41). Ces données sont issues de mesures de surface réalisées à partir d'une méthode linéique basée sur l'utilisation d'une tranche laser immergée.

Les champs de vagues déterminés par ces deux méthodes ont des caractéristiques similaires et semblent être en accord (Figure III-41.a). Dans les deux cas, la vague d'étrave proche du modèle n'est pas mesurée. Ceci est expliqué par le fait que cette vague déferle pour cette vitesse d'avancée. En adaptant le traitement des images dans cette région, la technique de projection devrait permettre d'estimer la hauteur de la surface dans cette zone. La comparaison des résultats fournis par les deux méthodes sur une ligne longitudinale localisée à $Y=2000$ mm est présentée sur la Figure III-41.b. Cette comparaison révèle également un bon accord de l'évolution des hauteurs estimée avec les deux techniques avec des différences inférieures au centimètre. En prenant la méthode linéique comme référence, les erreurs de reconstruction de la surface sont cependant plus élevées que pour les méthodes appliquées précédemment. Elles restent toutefois faibles compte tenu de l'étendu de la zone de mesure (4×7 m²) et des amplitudes mesurées. Pour une vitesse de 2,95 m/s, l'amplitude des ondes est de 130 mm. Une incertitude de 10 mm correspond donc à une erreur de l'ordre de 7,7 %.

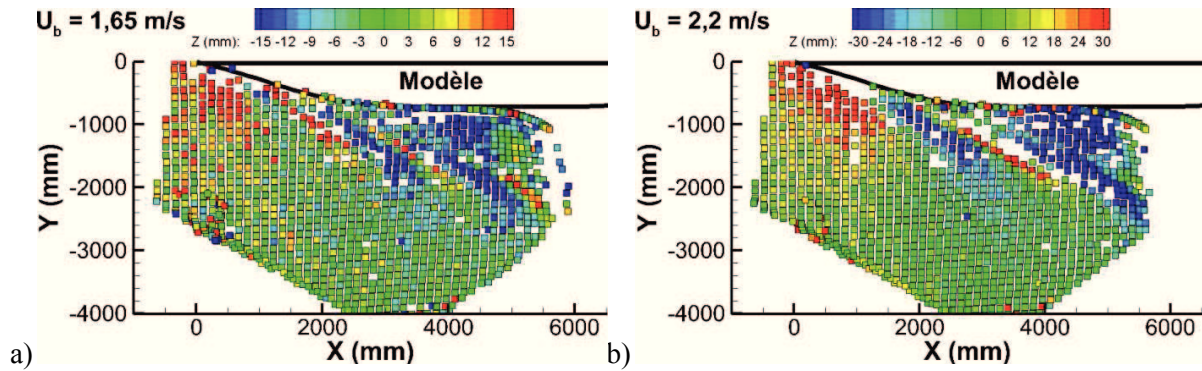


Figure III-40 Mesure de la surface autour du modèle *DGA* à deux vitesses d'avancée : a) $U_b = 1,65 \text{ m/s}$ b) $U_b = 2,2 \text{ m/s}$

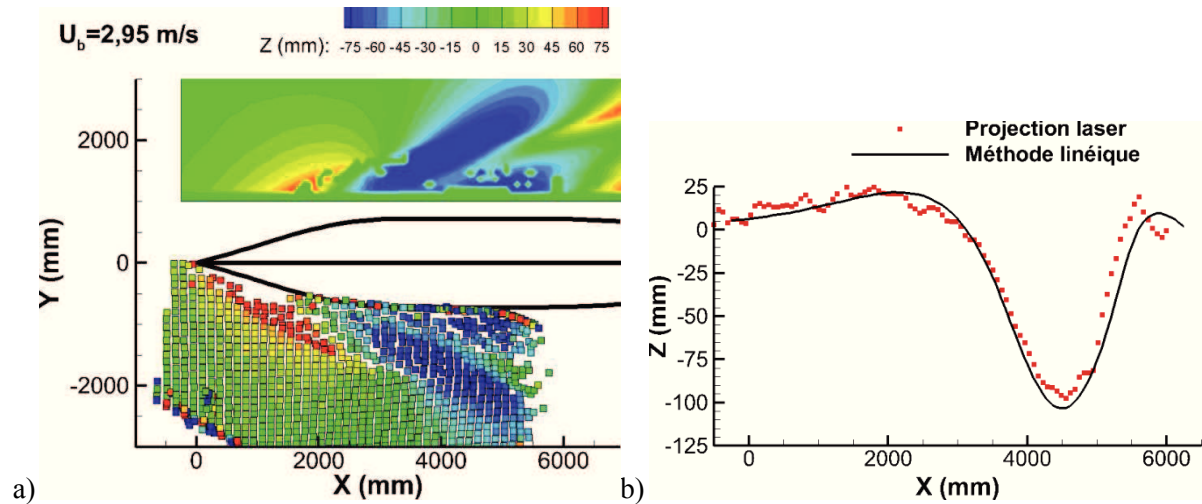


Figure III-41 Mesure de la surface autour du modèle *DGA* à $2,95 \text{ m/s}$ et comparaison avec des mesures linéiques issues de Perelman et al. [2011] : a) Surface reconstruite b) Ligne longitudinale $Y=2000 \text{ mm}$

III.7 Outil numérique pour la simulation de l'écoulement autour d'une carène de navire.

Afin de compléter l'étude expérimentale du champ de vagues mesuré par méthodes optiques, un outil numérique a été testé afin de comparer et de valider les résultats issus de cet outil avec les résultats expérimentaux.

Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel *Star-CCM+-v7*. Ce paragraphe décrit donc la méthode générale utilisée, le maillage ainsi que les conditions aux limites employées. Les étapes de validations des calculs et de comparaisons des hauteurs obtenues par rapport aux données expérimentales sont également effectuées dans cette partie. On note qu'une seule vitesse de navire, égale à $1,06 \text{ m/s}$, a été considérée pour cette étude numérique.

III.7.1 Modèles numériques :

La modélisation utilisée lors de ce travail pour la simulation de l'écoulement autour du navire repose sur la résolution des équations incompressibles tridimensionnelles de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (*RANS* : Reynolds-averaged Navier–Stokes equations) et discrétisées à partir de la méthode des volumes finis.

En reprenant l'écriture de Ji et al. [2012], dans le cas d'un écoulement diphasique, ces équations peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{III-4}$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial(-\overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (\text{III-5})$$

$$\rho = \sum_{n=1}^2 \alpha_n \rho_n, \quad \mu = \sum_{n=1}^2 \alpha_n \mu_n \quad (\text{III-6})$$

où $i=(1,2,3)$ correspond aux coordonnées dans un repère cartésien, t le temps, ρ la masse volumique du fluide, u_i les composantes de vitesse, p la pression, μ la viscosité dynamique, n le nombre de liquides (ici, $n=2$, eau et air), α la fraction de phase, et $\overline{\rho u'_i u'_j}$ correspond au tenseur des contraintes de Reynolds. Ce dernier introduit de nouvelles inconnues et un modèle de fermeture doit être utilisé. Ici, les modèles de turbulence $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST ont été testés et comparés.

L'extraction de l'interface air/eau a été réalisée à l'aide d'une approche *VOF* (*volume of fluid*). Chaque élément du domaine de calcul est affecté par une valeur de α_n . Cette valeur de α_n correspond à la fraction de fluide n ($n=1$ pour l'eau et 2 pour l'air) présente dans chaque élément. Par exemple, dans le cas présent :

- $\alpha_1 = 1$: correspond à une cellule ne contenant que de l'eau
- $0 < \alpha_1 < 1$: correspond à une cellule contenant une fraction α_1 d'eau et une fraction $1 - \alpha_2$ d'air
- $\alpha_1 = 0$: correspond à une cellule ne contenant que de l'air

Cette fraction de fluide (équation (III-6)) dans chaque cellule est advectée à partir de l'équation de continuité. Pour la phase n , cette équation s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \alpha_n}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \alpha_n = 0 \quad (\text{III-7})$$

Pour estimer la position de la surface, l'iso-valeur de α_1 égale à 0,5 est recherchée dans le domaine de calcul. Cette valeur correspond à une fraction d'eau et d'air identique dans la cellule.

III.7.2 Modélisation de l'écoulement :

Dans le cadre de cette thèse, les simulations ont été effectuées en supposant le bateau fixe en présence d'un écoulement opposé au sens du navire afin de simuler son avancée. L'écoulement stationnaire autour de celui-ci est calculé à partir de la méthode *RANS* décrite précédemment.

III.7.2.a Domaine de calcul

Les simulations numériques ont été réalisées avec le modèle de bateau *DGA* dans des conditions similaires à celles des mesures expérimentales au sein du bassin des carènes de l'institut P'. La largeur du domaine est donc de 1,5 mètre pour une profondeur de 0,5 mètre. Le centre du bateau est situé au point $X=0$ du repère (Figure III-42). Dans cette direction X , une longueur de bassin de 5 mètres est modélisée ($\approx 3,5$ m après la poupe de modèle), ceci pour capter la zone de réflexion des vagues sur la paroi. Dans la direction Z , 0,2 mètre au-dessus de la surface au repos sont également modéliser. Le volume de calcul est donc un parallélépipède de dimensions : $X = 5m$, $Y=1,2 m$ et $Z=0,70 m$ (Figure III-42).

Une vitesse dans la direction X , opposée au bateau, est imposée en entrée. Cette vitesse simule la vitesse U_b d'avancée du modèle de navire au sein du bassin des carènes. Sur cette face, la surface est considérée à $Z=0 m$ avec une normale dans la direction Z (direction de la gravité g). En

sortie, la pression totale est calculée. Le calcul de cette pression tient compte de la position de la surface libre. Des conditions de glissement sont imposées sur les parois du bassin (coté et fond) ainsi que sur la paroi du haut. Pour résoudre l'écoulement turbulent proche de la paroi du modèle, une loi de paroi logarithmique est utilisée. Cette loi nécessite la détermination de la taille de la première maille (proche paroi). Dans cette région, la vitesse tangentielle, u_t , peut être reliée à la contrainte de cisaillement τ_w par l'expression

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{III-8})$$

La distance adimensionnée y^+ du centre de la première maille est définie telle que :

$$y^+ = \frac{y u_t}{\nu} \quad (\text{III-9})$$

où y est la distance du centre de la première cellule et ν la viscosité cinétique. A partir de l'expression reliant la vitesse tangentielle au coefficient de friction C_f :

$$u_t = U \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (\text{III-10})$$

et à partir de l'expression $C_f/2 \approx \frac{0,038}{Re^{1/4}}$, la distance y peut être estimée à partir de la valeur $y^+ = 300$. Pour une vitesse $U = U_b = 1,06 \text{ m/s}$, le centre de la première maille doit être situé à 8,4 mm.

Pour initialiser le calcul, le champ de vitesse est fixé à la vitesse U_b dans tout le domaine et la surface est supposée au repos, c'est à dire à $Z=0$ avec une normale verticale. Le critère d'arrêt est déterminé par l'analyse de la convergence du résidu de l'équation de continuité. Dans les simulations, un nombre d'itérations de l'ordre de 5000 a été effectué.

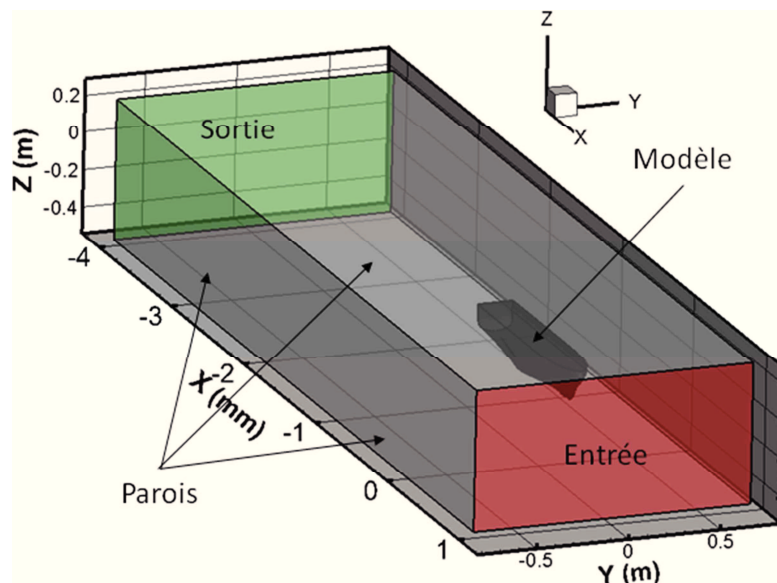


Figure III-42 Conditions aux limites imposées

III.7.2.b Maillage

Pour estimer la taille du maillage suivant x , c'est à dire dans la direction principale de l'écoulement, la même approche que celle proposée par Ji [2012] a été entreprise. Il estime ainsi la taille des cellules du maillage en fonction de la longueur d'onde des vagues divergentes au

niveau du dièdre de Kelvin (où $\theta \approx 35,56^\circ$). En eau profonde, cette longueur est définie par l'équation (I.2) reprise ici :

$$\lambda = \frac{2\pi U_b \cos^2 \theta}{g} \quad (\text{III-11})$$

Pour une vitesse de 1,06 m/s, cette longueur d'onde est d'environ 50 cm. En imposant un nombre minimum de 10 points pour caractériser cette vague, le pas du maillage suivant x , Δx , doit être inférieur à 5 cm au niveau de la surface libre.

Le maillage est généré à partir du mailler intégré à StarCCM+ et est formé de cellules hexaédriques. Les zones proches des parois, dans le sillage du navire ainsi que la région proche de la surface ont été raffinées pour permettre une meilleure modélisation des phénomènes dans ces régions. Ce maillage comporte entre 3 et 7 millions de cellules en fonction du raffinement. Cette valeur aurait pu être divisée par deux en choisissant de ne simuler qu'un côté de l'écoulement et en utilisant une condition de symétrie sur le plan $Y=0$. Cependant, des problèmes liés aux caractéristiques du maillage du navire n'ont pas permis de découper le domaine en deux.

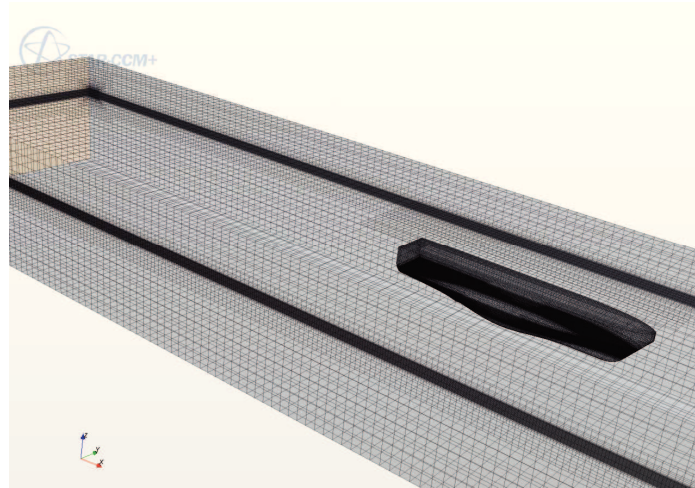


Figure III-43 Représentation du maillage

Pour valider le maillage utilisé par la suite pour la comparaison avec les données expérimentales, une étude de convergence a été réalisée à partir des résultats issus de trois maillages et obtenus avec le modèle de turbulence $k-\omega$ SST. Ici, l'étude a porté le pas moyen suivant x , Δx_{moy} , au niveau de la surface libre. Les caractéristiques de ces trois maillages sont données dans le Tableau III-6.

Le principe de cette analyse est d'étudier la convergence de la solution liée au raffinement du maillage. Ainsi, le maillage 2 est plus raffiné que le maillage 1, et le maillage 3 que le maillage 2. En se référant à Ji [2012], cette analyse est réalisée sur les résultats de hauteur issues d'une coupe longitudinale (ici à $Y=0,3$ m). Les hauteurs associées à chaque maillage sur cette ligne sont représentées sur la Figure III-46. Pour estimer les différences entre les solutions, le critère ε est introduit tel que :

$$\varepsilon_{ij} = S_i - S_j \quad (\text{III-12})$$

où S_i est la solution sur le maillage raffiné et S_j sur le maillage grossier. Pour l'étude de convergence, la norme L_2 de la différence entre ces deux solutions est calculée :

$$\|\varepsilon_{ij}\|_2 = \sqrt{\sum_k^N (z_i(k) - z_j(k))^2} \quad (\text{III-13})$$

où $z_x(k)$ est la hauteur de la surface au point k et N le nombre de points utilisés pour calculer ce critère. Ici, nous utilisons 500 points interpolés sur la ligne longitudinale ($Y=0,3$ m) entre 1 et -4 m. Le critère de convergence est défini à partir du ratio :

$$R = \frac{\|\varepsilon_{32}\|_2}{\|\varepsilon_{21}\|_2} \quad (\text{III-14})$$

La solution est convergente lorsque $0 < R < 1$ et divergente lorsque $R > 1$. Dans notre cas, ce rapport est égal à 0,7. L'ordre de la précision spatiale, p , est donnée par :

$$\frac{r_{31}^p - 1}{r_{21}^p - 1} = \frac{\|\varepsilon_{32}\|_2}{\|\varepsilon_{21}\|_2} \quad (\text{III-15})$$

où $r_{ij} = \Delta x_i / \Delta x_j$ avec Δx_i la taille caractéristique d'un élément du maillage. Ici, la taille minimum des cellules des maillages est considérée. La valeur de p estimée est de l'ordre de 1,4.

Tableau III-6 Caractéristiques des maillages utilisés pour la validation

Maillage	Nombres de cellules (en million)	Δx_{moy}
1	5,4	0.025
2	6,2	0.015
3	7,2	0.011

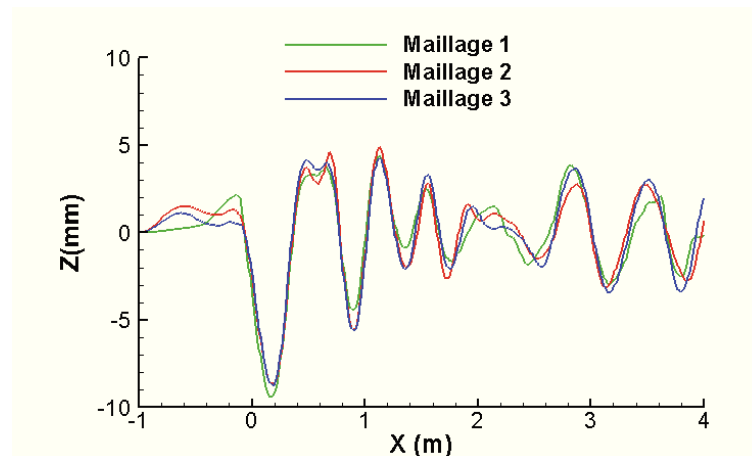


Figure III-44 Hauteur de la surface sur les trois maillages utilisés sur la ligne longitudinale ($Y=0,3$ m)

III.7.2.c Modèle de turbulence

La solution obtenue avec le maillage 3 est donc satisfaisante du point de vue du maillage. Ce maillage a été utilisé pour comparer les résultats fournis par les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST. La surface reconstruite à partir de ces deux simulations est fournie sur la Figure III-45.a. La Figure III-45.b présente la hauteur de la surface sur la ligne longitudinale ($Y=0,3$ m) pour les deux modèles ainsi que la hauteur mesurée à l'aide des méthodes optiques. Les champs de vagues obtenus sont proches avec quelques disparités au niveau des parois. Afin de comparer ces données aux résultats expérimentaux, les critères définis dans le chapitre 2 par les équations (II.62) et (II.63) sont calculés pour chaque modèle. L'écart moyen entre la simulation avec le

modèle $k-\varepsilon$ et les mesures optiques est de 0,78 mm contre 0,76 mm pour le modèle $k-\omega$ SST. L'écart normalisé dans le premier cas est de 0,12 et 0,11 dans le second. Les deux modèles donnent donc des écarts comparables par rapport aux mesures expérimentales. Par la suite les résultats présentés seront ceux issus des simulations avec le modèle $k-\omega$ SST.

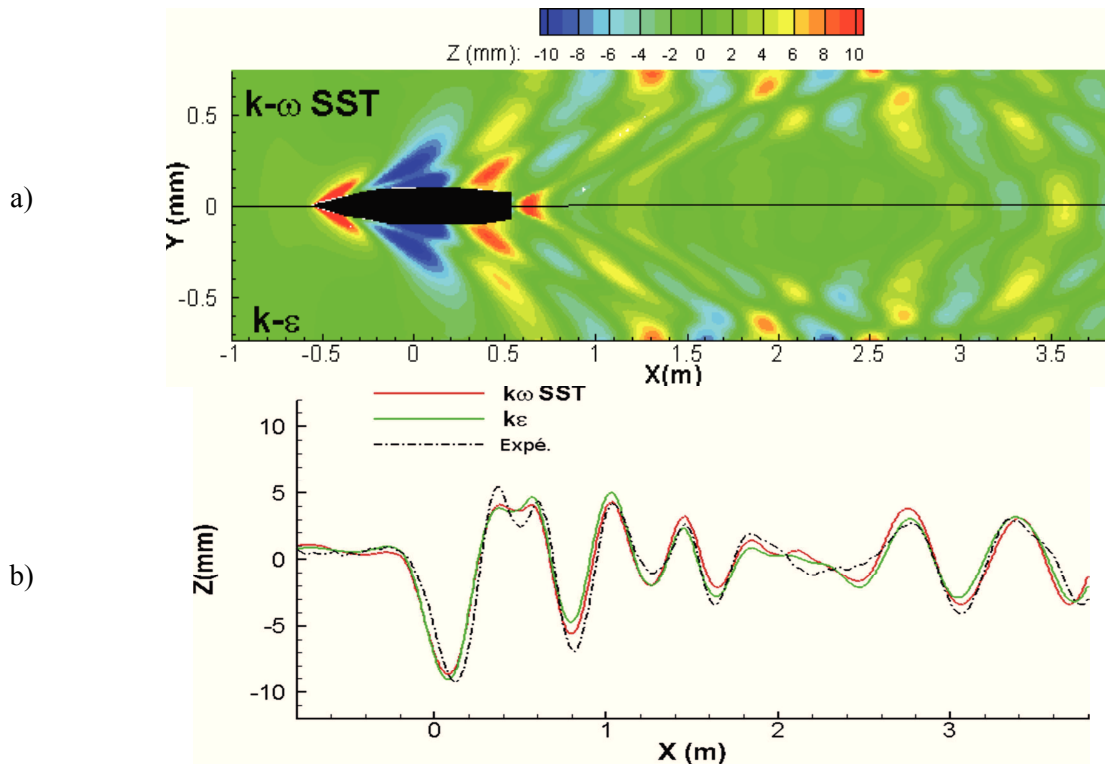


Figure III-45 Comparaison des modèles de turbulence : a) Champ reconstruit b) Coupe longitudinale et comparaison avec les mesures expérimentales

III.7.3 Comparaison du champ de vagues simulé et mesuré

La comparaison des résultats issus de la simulation numérique avec ceux obtenus à partir des méthodes optiques est réalisée sur la Figure III-46. Le champ de vagues simulé a des caractéristiques similaires à celui mesuré (Figure III-46.a). La géométrie du sillage est respectée. Sur la ligne $Y=0$, la position des maxima et minima d'amplitude est identique sur toute la longueur du domaine. Des écarts d'amplitude sont toutefois observables, notamment dans la zone de réflexion et sur les crêtes et creux des vagues réfléchies ($X \geq 1,5$ m). La Figure III-46.b fournit une comparaison de la hauteur de la surface sur la ligne longitudinale $Y=0,3$ m. Cette comparaison montre un bon accord dans l'évolution de la hauteur issue des mesures et des simulations. Des disparités de l'ordre de 1-2 millimètres sont cependant notées au niveau des crêtes et des creux. Ces écarts sont plus importants sur la ligne proche de la paroi à $Y=0,725$ m (La Figure III-46.c) avec ici, des différences de localisation des crêtes et des creux à $X=3$ m, après la zone de réflexion. Ceci peut être expliqué d'une part par la modélisation adoptée. En effet, ici un écoulement est imposé dans le canal avec des conditions de glissement sur les parois. Le champ de vitesse au sein de l'écoulement proche paroi est donc différent des expériences, où le modèle est tracté et le fluide initialement au repos. Pour résoudre une partie de ce problème, des simulations en imposant une vitesse aux parois latérales et au fond égale à celle de l'écoulement auraient pu être réalisées. D'autre part il est à noter que dans cette région les mesures sont affectées par la paroi du bassin qui apparaît sur les images.

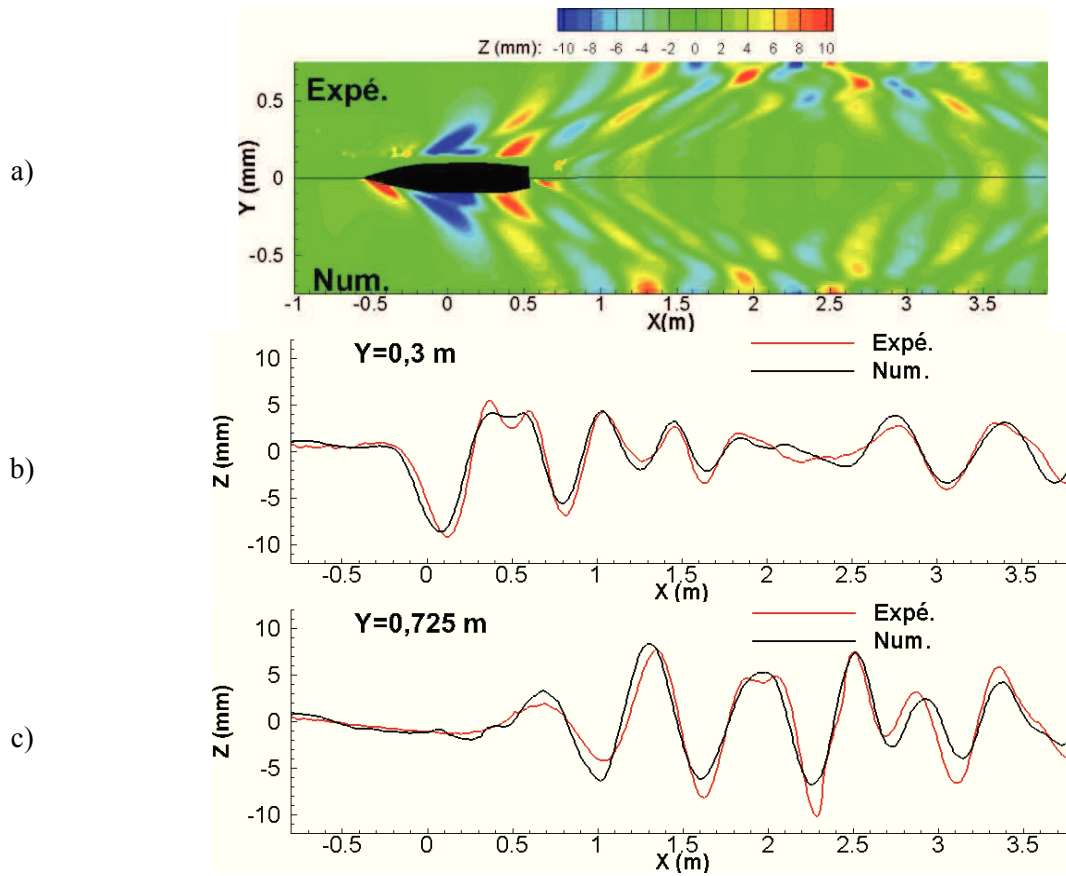


Figure III-46 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux : a) Champ de vagues autour du modèle b) Ligne longitudinale Y=0,3 m c) Ligne longitudinale Y=0,725 m

III.8 Outils d'analyse des données

III.8.1 Analyse des champs de vagues

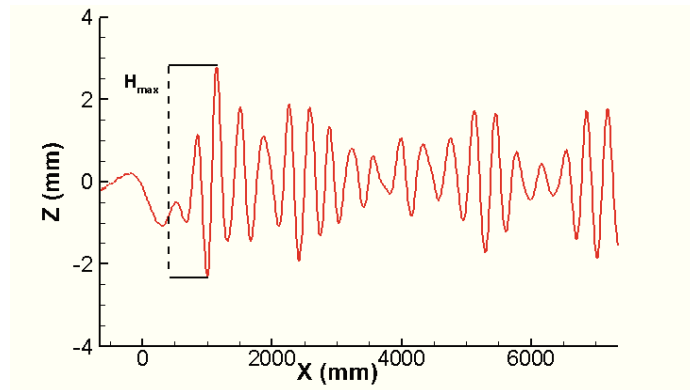
Cette partie présente les différents outils permettant l'analyse des surfaces mesurées à partir des méthodes et des dispositifs présentés précédemment dans ce chapitre. Ces outils sont utilisés afin de caractériser et d'analyser les vagues générées par un modèle de bateau au sein du bassin des carènes. Darras [1987] fournit différentes méthodes de caractérisation des ondes. Ici, les amplitudes maximales, les crêtes ainsi que l'enveloppe du champ de vagues sont recherchées.

III.8.1.a Caractérisation des ondes et du champ de vagues

Dans le but de caractériser les ondes générées par le modèle de bateau en termes d'amplitude ou de longueur d'onde, une méthode de *Zero-up crossing* est utilisée. Cette méthode consiste à déterminer les passages à zéro de la surface dans le sens positif, soit :

$$Z_{t_i} < 0 \ \& \ Z_{t_{i+1}} > 0 \tag{III-16}$$

Cette méthode permet donc de considérer chaque vague de la surface appartenant à une même ligne longitudinale, transversale ou oblique. Les amplitudes de chaque vague sont estimées en recherchant le minimum et le maximum local. L'amplitude maximale sur une ligne longitudinale sera noté H_{max} (Figure III-47).

Figure III-47 Coupe longitudinale et détermination de H_{\max} .

Pour chaque ligne longitudinale, l'enveloppe de l'onde, notée A , est estimée en déterminant chaque crête et creux du signal. Une interpolation linéaire est réalisée entre chaque maxima. L'enveloppe totale correspond ensuite à la différence entre les courbes supérieures et inférieures ainsi définies (Figure III-48.a). En réalisant cette opération sur l'ensemble des lignes longitudinales du champ de vagues, l'enveloppe globale autour du modèle peut être définie (Figure III-48.b). Son évolution sur les lignes caractéristiques du sillage (ligne d'avancée, ligne d'interférence ondes divergentes/ondes transverses) et dans des zones spécifiques du sillage (zone de réflexions, zone d'interférence entre différents systèmes de vagues) pourra ainsi être analysée dans le chapitre 4.

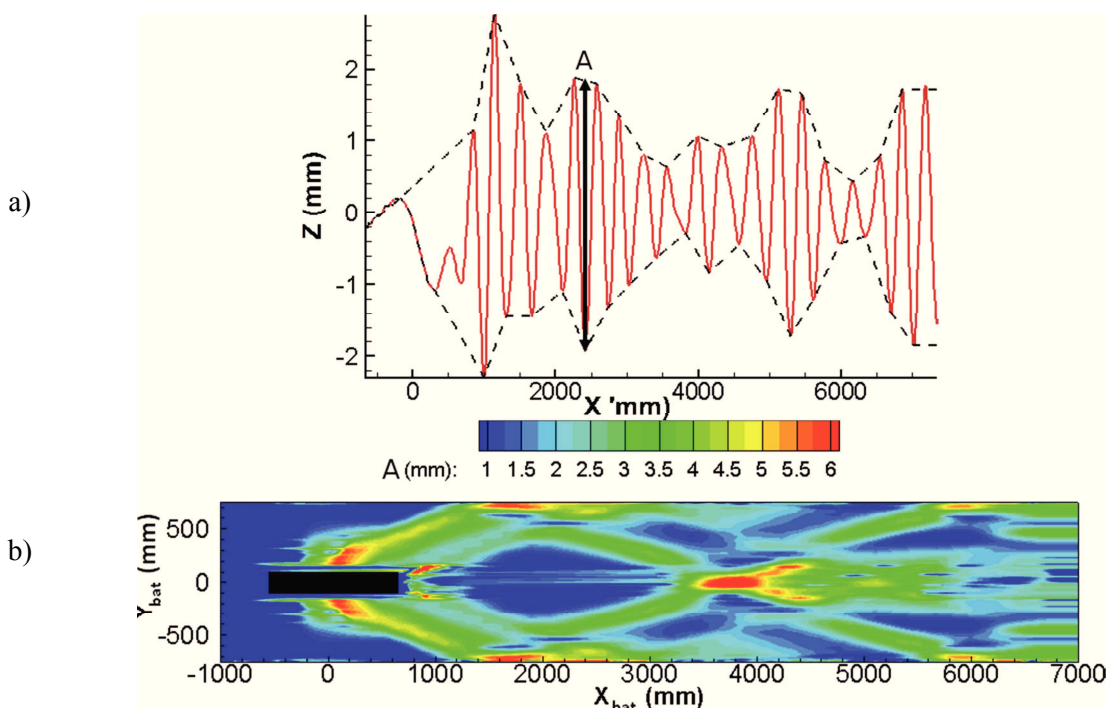


Figure III-48 Exemple de l'enveloppe des ondes générées par le modèle de bateau. a) Enveloppe sur une ligne longitudinale b) Enveloppe global du champs de vagues

La détection des crêtes et des creux de chaque vague sur les lignes longitudinales permet également de définir une cartographie représentant la position des ces deux éléments autour du bateau (Figure III-49). Cette représentation permet de suivre la forme de chaque vague de la surface notamment dans les zones de réflexions des ondes sur la paroi. De plus, cette représentation peut permettre une comparaison des champs de vagues à différentes échelles ou des champs expérimentaux et numériques.

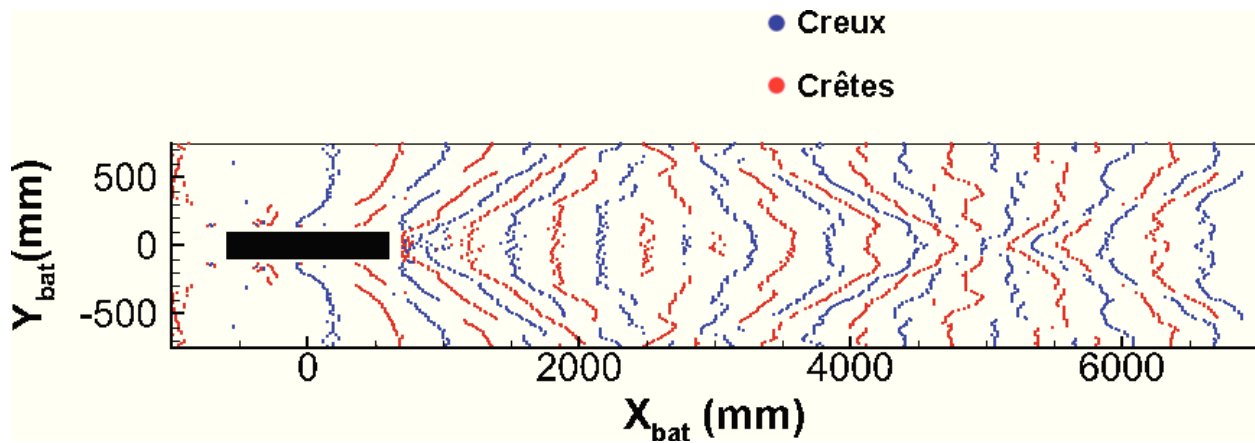


Figure III-49 Suivi de crêtes et de creux

III.8.1.b Etude dans le domaine de Fourier

Le domaine physique permet de fournir une vue d'ensemble du champ de vagues (Figure III-15). Cette vue d'ensemble permet de décrire qualitativement les caractéristiques de ce champ de vagues et de déterminer certaines propriétés générales du sillage du navire : hauteurs maximales des ondes en fonction de la vitesse du bateau ou en fonction de la position dans le champ de vagues, angles du sillage, description des zones d'interférences.

Comme expliqué dans le chapitre I, la forme de la surface autour d'un navire peut être décomposée à partir de deux phénomènes :

- Une partie dite "vague de Bernoulli" : Cette partie correspond à la distribution de pression le long de la coque de navire. Il en résulte une onde de proue suivie d'une zone d'abaissement du niveau de l'eau le long de la coque puis d'une onde de poupe à l'arrière.
- Une partie "sillage de Kelvin" : Cette partie correspond aux sillages de vagues générées à la proue et à la poupe du navire chacun étant composé d'un système d'ondes divergentes et transversales. Pour rappel (cf. Chapitre I), en eau profonde, et pour un navire avançant à une vitesse constante en eau calme, la relation de dispersion définissant ces ondes dans le repère lié au bateau s'écrit :

$$\omega = \sqrt{gk} - Uk_x \quad (\text{III-17})$$

Le mode zéro (i.e. $\omega = 0$) étant une solution, et avec $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, la relation de dispersion peut être définie par la courbe :

$$k_y = \pm \frac{U^2}{g} k_x \sqrt{k_x^2 - \frac{g^2}{U^4}} \quad (\text{III-18})$$

Le premier objectif du passage dans le domaine de Fourier est de retrouver cette relation et ainsi valider l'hypothèse d'écoulement en eau profonde. Cette analyse permet également de remonter à des grandeurs caractéristiques du sillage comme l'angle de Kelvin et à des grandeurs caractéristiques de l'expérience comme la vitesse du navire, voire même la constante gravitationnelle, g , présente dans la relation de dispersion. De plus, le passage dans le domaine de Fourier peut permettre la décomposition des différentes composantes du champ de vague : d'une part la vague de Bernoulli et d'autre part le sillage de Kelvin.

Pour une fonction bidimensionnelle réelle continue $f(x, y)$, on définit sa transformée de Fourier $F(w_x, w_y)$ par :

$$F(w_x, w_y) = \iint f(x, y) e^{-i2\pi(w_x x + w_y y)} dx dy \quad (\text{III-19})$$

où x, y sont les coordonnées spatiales et w_x, w_y les coordonnées spectrales. Cette transformation est réversible et la fonction inverse s'écrit :

$$f(x, y) = \iint F(w_x, w_y) e^{i2\pi(w_x x + w_y y)} dw_x dw_y \quad (\text{III-20})$$

Cette transformation possède de nombreuses propriétés. Ici, pour l'étude des ondes générées par un navire, la propriété de linéarité sera utilisée pour permettre la décomposition du champ de vagues en différentes parties :

$$TF(c_1 \cdot f_1(x, y) + c_2 \cdot f_2(x, y)) = c_1 \cdot F(x, y) + c_2 \cdot F(x, y) \quad (\text{III-21})$$

où TF désigne l'opération de la transformé de Fourier, et c_1 et c_2 des constantes.

Les champs de vagues enregistrés correspondent à des signaux bidimensionnels échantillonnés. La transformée de Fourier discrète pour un champ bidimensionnel, h , de dimension N_x par N_y s'écrit :

$$H_d(w_k, w_l) = \sum_{i=0}^{N_x-1} \sum_{j=0}^{N_y-1} h(x_i, y_j) e^{-i2\pi(\frac{w_k x_i}{N_x} + \frac{w_l y_j}{N_y})} \quad (\text{III-22})$$

Cette transformation discrète est effectuée sur les cartographies de champs de vagues à partir d'un algorithme de FFT-2D fourni par la librairie *SLIP*. La fonction $h(x_i, y_j)$ correspond à la mesure de hauteur de la surface, $z(x_i, y_j)$. Le résultat de cette transformée est représenté en amplitude de spectre dans l'espace défini par les nombres d'ondes (k_x, k_y) . Un exemple de cette cartographie est fourni sur la Figure III-50.a. Sur cette représentation, la zone de forte amplitude correspond à la relation de dispersion des ondes du sillage de Kelvin. Le problème est donc de détecter les points (k_{xi}, k_{yj}) définissant cette courbe. Pour cela, une recherche du maximum d'intensité est effectuée sur chaque ligne du champ. Enfin, une interpolation bilinéaire est réalisée avec les voisins dans les deux directions de ce point. Un exemple des points extraits de la cartographie précédente est fourni sur la Figure III-50.b. Ici, seul la partie $k_x > 0$ est représentée et l'échelle suivant k_x est dilatée.

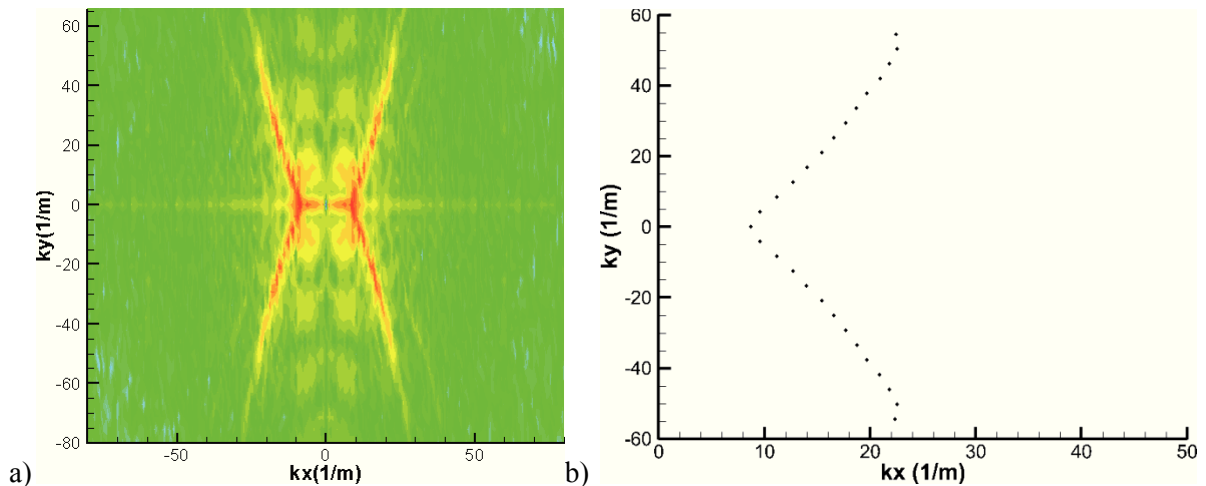


Figure III-50 Exemple de la représentation spectral en terme d'amplitude d'un champ de vagues : $U_b = 1.06$ m/s

III.8.2 Outil d'analyse des champs de vitesse

De la même façon que pour la reconstruction du champ de vagues dans le bassin des carènes de l'institut Pprime, les mesures de vitesse tridimensionnelles peuvent être reconstruites dans le repère lié au bateau. En effet, la synchronisation de l'acquisition avec la position du navire permet de replacer chaque plan de mesure dans un repère lié au bateau à partir de l'équation (III-2). Ceci permet de générer un volume de vitesse tridimensionnelle autour de la coque du bateau. Cette opération est illustrée sur la Figure III-51.a. La formation de ce bloc de vitesse permet par la suite de décrire l'écoulement dans différents plans. Par exemple, les valeurs des vitesses au sein de l'écoulement dans le plan (YX) localisé à $Z=70\text{ mm}$ peuvent être analysées. Ceci permet de comparer les mesures de vitesse réalisées par Stéréo-PIV avec celles déterminées à partir des simulations numériques.

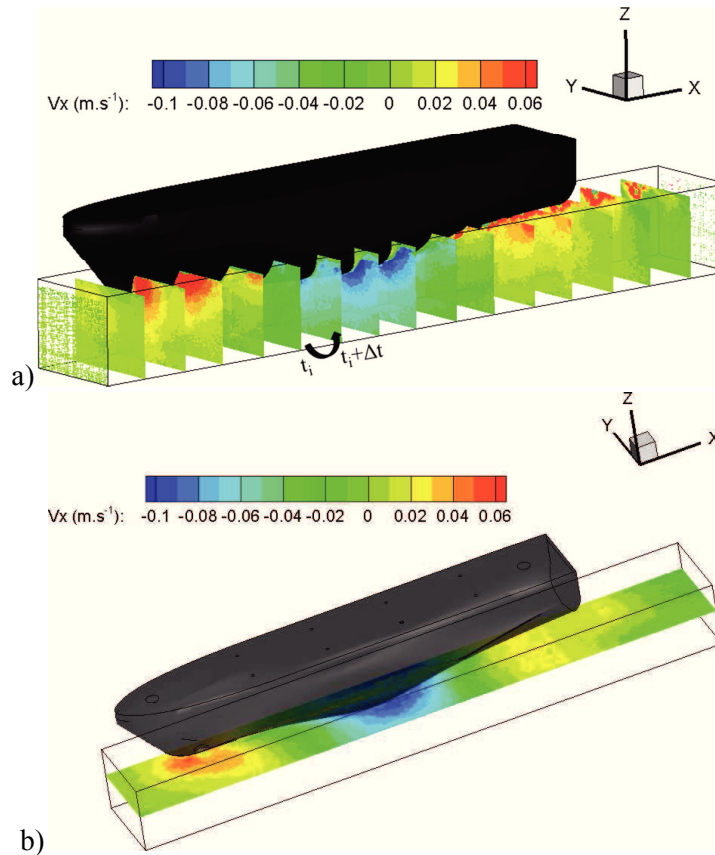


Figure III-51 Reconstruction du volume de vitesse autour du modèle de navire

III.9 Conclusion

Ce chapitre a donc permis de présenter l'ensemble des outils utilisés au cours de cette thèse pour l'analyse de l'écoulement généré autour d'un modèle de navire en bassin des carènes.

Les mesures effectuées au sein du bassin de carènes de l'institut P' permettent d'obtenir une analyse globale de l'écoulement généré par la maquette de bateau au sein du bassin. Le champ de vagues stationnaire autour du modèle est reconstruit à partir des mesures de stéréocorrélation et de stéréoréfraction avec une précision inférieure au millimètre. Une mesure de la vague d'étrave effectuée à partir d'un système stéréoscopique et de l'utilisation de particules en surface est également proposée. Ces mesures réalisées pour différents nombres de Froude permettent par la suite d'analyser les caractéristiques du champ de vagues *proche* et *lointain* en fonction de ces paramètres. Afin de compléter l'étude de l'écoulement au sein de ce bassin des carènes, des mesures de stéréo-PIV et un outil numérique ont été utilisées.

Les méthodes employées au sein du bassin de l'institut P' n'étant pas applicables dans le *B600*, des mesures à partir de la technique basée sur la projection du faisceau laser ont été réalisées. Le principal objectif de ces essais était de démontrer la faisabilité de telles mesures. La mesure de la surface au repos a été effectuée à deux niveaux différents. La différence de hauteur entre ces deux niveaux est estimée au millimètre près avec toutefois un écart type élevé, de l'ordre de 4 mm. L'application à la mesure du champ de vagues autour du modèle a été effectuée pour trois vitesses d'avance. Pour la vitesse de 2,95 m/s, les résultats obtenus ont été comparés à ceux issus d'expériences précédemment réalisées dans le *B600*. Les écarts entre les hauteurs mesurées par projection et ces données sont de l'ordre de 7,7 %.

Enfin, les différents outils nécessaires à l'analyse des données (caractérisation des ondes, reconstruction du volume de vitesse) ont été également présentés. Ces outils permettent par la suite d'effectuer une étude des caractéristiques de l'écoulement autour du modèle.

Chapitre IV RESULTATS

L'analyse des résultats issus des mesures et des simulations réalisées à partir des outils présentés précédemment est exposée dans ce chapitre. Les champs de vagues, proches et lointains, ainsi que le volume de vitesse proche de la coque du modèle sont étudiés.

Tout d'abord, les mesures de surfaces réalisées au sein du bassin des carènes de l'institut P' permettent une description détaillée du champ de vagues généré par les deux modèles de bateau utilisés. Cette description s'appuie d'une part sur la visualisation des surfaces reconstruites et d'autre part sur le calcul de l'enveloppe des ondes. Les différentes zones constituant le sillage, comme la région de réflexion des vagues sur la paroi du bassin des carènes, sont ainsi mises en évidence. Le taux de décroissance des ondes du sillage est ensuite analysé pour être comparé à la valeur théorique dans le cas d'un sillage en eau profonde. De plus, l'évolution des amplitudes maximales des vagues générées en fonction de la vitesse d'avance du modèle est étudiée.

D'autre part, l'analyse du spectre du sillage, déterminé par FFT, est proposée. Elle permet dans un premier temps de mesurer l'angle du sillage de Kelvin et d'estimer des paramètres liés à l'expérience comme la vitesse d'avance du modèle. Dans un deuxième temps, une décomposition du champ de vagues effectuée dans l'espace spectral est entreprise. Cette décomposition permet d'extraire le système de vagues primaire pour l'ensemble des nombres de Froude étudiés.

Par la suite, une étude détaillée de la vague d'étrave est exposée. Les caractéristiques générales de cette onde sont extraites à partir de valeurs de hauteur moyennes. Elles sont comparées d'une part aux relations théoriques issues de la littérature et d'autre part aux simulations numériques réalisées durant ces travaux. De plus, une oscillation de la surface mesurée est constatée. Une analyse des propriétés de cette oscillation en fonction de la vitesse du modèle est entreprise. Une explication à ce phénomène, basée sur les travaux de Grosenbaugh et Yeung [1989], est ensuite proposée.

De plus, le champ de vitesse tridimensionnel autour de la coque du navire est décrit à partir des résultats des mesures de stéréo-PIV. Ce champ de vitesse expérimental est également comparé aux données issues des simulations numériques.

Enfin, une comparaison des mesures de surface effectuées aux deux échelles utilisées est réalisée.

IV.1 Description générale du sillage généré par le modèle

IV.1.1 Description du sillage

Les mesures de stéréo-corrélation et de stéréo-réfraction réalisées au sein du bassin des carènes de l'Institut Pprime permettent de reconstruire le champ de vagues global autour des modèles de bateaux pour les différents nombres de Froude étudiés. Les conditions de l'écoulement se rapportent au passage d'un bateau dans un milieu en eau profonde comme cela a été mentionné dans le chapitre précédent. De plus, le sillage est confiné latéralement par les parois du bassin.

Pour décrire ce champ de vagues, nous nous appuyons sur les représentations de la surface ainsi que sur les représentations de l'enveloppe des ondes autour du modèle.

IV.1.1.a *Champ de vagues*

La Figure IV-1 présente les champs de vagues reconstruits pour l'ensemble des nombres de Froude autour du modèle *DGA*. Le sillage proche du bateau correspond au sillage *classique* d'un navire jusqu'au niveau de la zone de réflexion des ondes sur les parois du bassin. Ce sillage est constitué de plusieurs systèmes de vagues (dièdre de Kelvin) générés le long du modèle de navire. Ces systèmes sont ensuite réfléchis par les parois du bassin et interagissent à l'arrière du bateau le long de la ligne d'avancée. Ce phénomène est notamment visible pour les trois nombres de Froude pour lesquels la mesure le long de la ligne d'avancée a été réalisée par stéréo-réfraction (Figure IV-1.c, e,f). Ainsi, trois zones caractéristiques du sillage peuvent donc être considérées :

- i.* Proche du bateau : cette zone correspond au sillage de Kelvin et à la vague de Bernoulli
- ii.* Une zone de réflexion des ondes obliques sur la paroi du canal
- iii.* Une zone d'interférences entre les différents systèmes de vagues (système généré par le passage du navire et les réflexions des ondes).

L'effet du nombre de Froude est clairement visible sur les représentations de ces champs de vagues. Son augmentation entraîne une augmentation de l'amplitude des vagues et de leur longueur d'onde. Il en résulte des changements de caractéristiques de la géométrie du champ de vagues en fonction de la vitesse d'avancée.

Pour la vitesse la plus faible, les ondes générées sont de l'ordre de la résolution de la mesure, c'est à dire de l'ordre du millimètre (Figure IV-1.a). Cependant, le sillage du navire est clairement reconstruit. L'abaissement du niveau d'eau le long du navire, correspondant à l'onde de Bernoulli, est visible. Dans ce cas, deux systèmes de vagues sont distingués : un premier issu de la proue du navire et un second généré le long du modèle. L'angle de ces sillages correspond à la valeur théorique de $19,47^\circ$ tracée sur la partie inférieure de ce champ de vagues. Dans ce cas, le système de vagues généré à l'arrière du bateau n'est pas observé. L'amplitude des vagues de ce système est certainement trop faible devant la résolution de la méthode de mesure utilisée. Ces systèmes sont ensuite réfléchis par les parois du bassin. Au niveau de cette zone de réflexion les différents systèmes de vagues et leur réflexion interagissent.

Pour les vitesses supérieures, l'abaissement du plan d'eau autour du modèle n'est plus visible sur ces représentations car l'amplitude des vagues du sillage de Kelvin est nettement plus importante. De plus, pour les nombres de Froude entre 0,23 et 0,35, trois systèmes de vagues sont générés par le modèle de navire (Figure IV-1.b, c, d, e). En plus, des systèmes à l'avant et à l'arrière de la maquette, un troisième sillage est généré le long de la coque, dans la zone centrale du modèle. Ce troisième sillage est clairement apparent pour les vitesses correspondant aux nombres de Froude de 0,33 et 0,35 (Figure IV-1.d, e). On note également que pour le nombre de Froude de 0,29, (Figure IV-1.c) les ondes transverses sont moins identifiables. Ce phénomène peut

s'expliquer par la longueur d'onde des vagues transverses générées à cette vitesse et égales à $\lambda_0 = 2\pi U^2/g = 0.57$. Le ratio $\frac{\lambda_0}{L} \approx 1.83$ est proche d'un nombre entier, le système de vagues transverses générées à la proue du modèle interagit donc de manière destructive avec le système de vagues transverses issues de la poupe. Ce ratio est défini dans le Tableau IV-1 pour l'ensemble des nombres de Froude. Cette valeur est proche d'un nombre entier, pour les vitesses de 0,53, 0,95 et 1,3 m/s. Ceci peut expliquer certaines caractéristiques du sillage et notamment le fait que les vagues du sillage arrière soient moins marquées ainsi que les ondes transverses.

Les vagues générées par les deux plus grands nombres de Froude, (Figure IV-1.f, g), présentent également des caractéristiques différentes. Dans ces deux cas, un seul système de vagues est observé. Ces vagues sont rapidement réfléchies par la paroi du bassin. Pour ces deux mesures, le nombre de Froude basé sur la profondeur, Fh , est supérieur à 0,56. L'effet du fond devient donc non négligeable. De plus, la longueur d'onde des vagues générées est de l'ordre de la longueur du modèle pour la vitesse de 1,3 m/s, et supérieure à celle-ci pour le nombre de Froude, Fh , de 0,68. De fortes interactions entre les différents systèmes de vagues générés le long du navire peuvent donc également expliquer ce changement de caractéristiques.

Tableau IV-1 Longueurs d'onde des vagues transverse en fonction de la vitesse du modèle

U_b(m/s)	0,53	0,8	0,95	1,06	1,13	1,3	1,5
F_L	0,16	0,25	0,29	0,33	0,35	0,41	0,47
λ_0	0,18	0,41	0,58	0,72	0,812	1,08	1,44
λ_0/L	5,88	2,58	1,83	1,47	1,29	0,98	0,73

Les caractéristiques du sillage proche du modèle du bateau évoluent donc avec l'augmentation du nombre de Froude. Dans tous les cas, ce sillage est ensuite réfléchi par la paroi du bassin. Cette région d'interaction onde/paroi est marquée par des hauteurs de vagues importantes. Les systèmes de vagues réfléchis par la paroi interagissent ensuite à l'arrière du bateau au niveau de la ligne d'avancée. Cette zone est également marquée par des amplitudes de vagues élevées. Il est à noter que la position de cette zone d'interférence, caractérisée par des amplitudes élevées, semble évoluer avec le nombre de Froude. En effet, cette zone s'éloigne du bateau avec l'augmentation de la vitesse du modèle. Pour un nombre de Froude, F_L , de 0,25, cette zone est située autour de $X/L_b \approx 3,2$. Pour les nombres de Froude supérieurs, 0,33 et 0,35, elle est localisée respectivement $X/L_b \approx 4,2$ et $X/L_b \approx 4,5$. L'angle du sillage de $19,47^\circ$ étant respecté dans ces trois cas, l'évolution de la position de cette zone d'interférence semble donc être liée à la longueur d'onde des vagues générées. Après cette deuxième région d'interférence, on note la présence d'une deuxième zone de réflexion des ondes sur la paroi.

Ces différentes caractéristiques du champ de vagues autour du modèle *DGA* sont également observées autour de la maquette *série 60* $C_b=0,80$ (Figure IV-2). Pour cette vitesse, deux nombres de Froude ont été étudiés. Les vagues générées avec ce modèle ont des amplitudes plus importantes que celles de la maquette *DGA* à la même vitesse. Ceci est dû au coefficient de bloc plus élevé du *série 60*, $C_b=0,8$ égal à 0,8 par rapport à celui de *DGA* valant 0,3. Le volume d'eau déplacé est donc plus important avec ce modèle de navire.

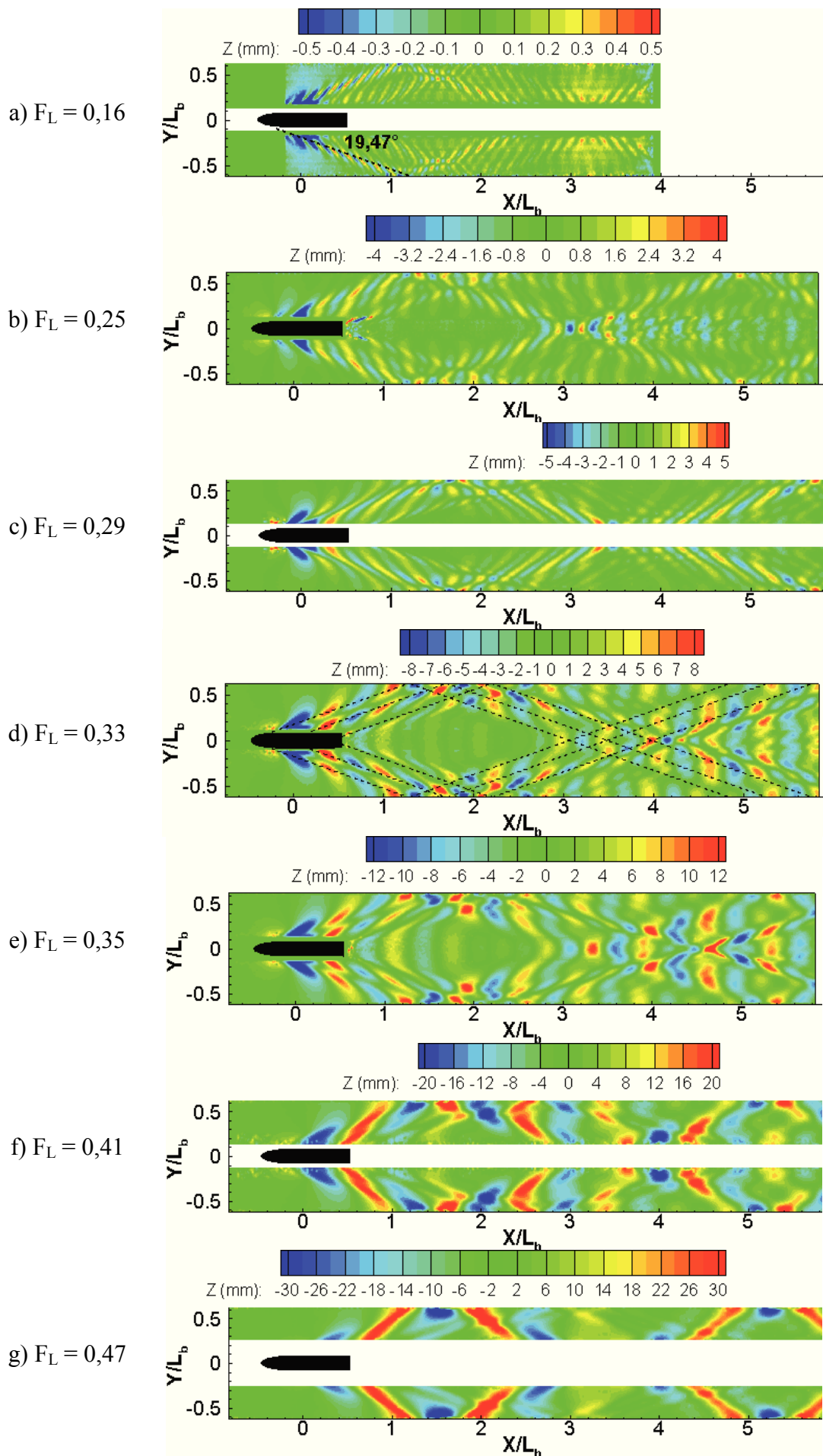


Figure IV-1 Champs de vagues reconstruits autour du modèle DGA pour les différents nombres de Froude

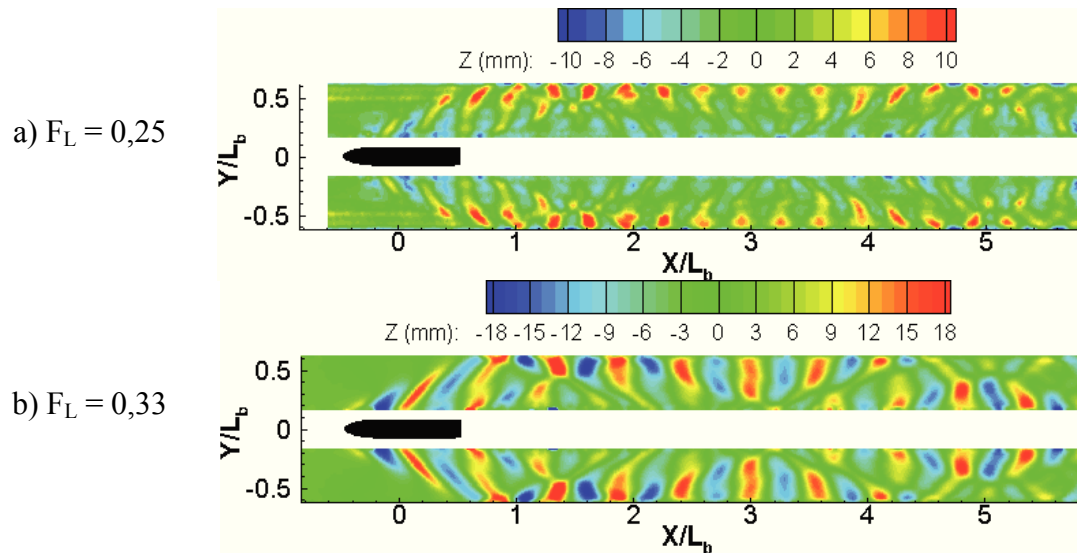


Figure IV-2 Champs de vagues reconstruits autour du modèle série 60 $C_b=0,8$

IV.1.1.b Enveloppe du sillage

Afin d'obtenir une représentation faisant apparaître l'amplitude des ondes dans le sillage du navire, les cartographies de l'enveloppe des vagues sont estimées à partir de la méthode décrite dans le chapitre 3. La Figure IV-3 fournit cette représentation pour l'ensemble des nombres de Froude autour du modèle *DGA*. Ces cartographies de l'enveloppe permettent de mettre en évidence les différentes zones, définies précédemment, comprenant des amplitudes de vagues élevées : sillage proche, interaction onde/paroi, zone d'interférence le long de la ligne d'avancée.

Pour les nombres de Froude, F_L , égaux à 0,16 et 0,25, Figure IV-3.a et b, cette représentation permet de visualiser nettement la ligne du sillage de Kelvin. Cette ligne à $19,47^\circ$ est tracée pour le nombre de Froude de 0,16. Le sillage généré à l'arrière est moins marqué pour ces deux vitesses. Pour la vitesse de 0,95 m/s, Figure IV-3.c, le premier sillage généré à la proue est nettement moins marqué que le sillage issu du centre du bateau. Ceci peut s'expliquer par une interaction constructive entre ces deux sillages au niveau du centre de la maquette. Pour les nombres de Froude de 0,33 et 0,35, Figure IV-3.d et e, le sillage généré à la proue est moins visible. Ceci s'explique par la génération du sillage le long du navire qui entraîne un étalement de l'enveloppe dans cette région. Cependant, l'angle de $19,47^\circ$ semble être respecté (Figure IV-3.d). Le sillage arrière est également moins marqué. On note cependant une zone de diminution de l'amplitude de l'enveloppe délimitant ce sillage pour les deux vitesses de navire de 1,06 et 1,13 m/s. Enfin, pour, les vitesses supérieures, Figure IV-3.f et g, l'enveloppe proche du bateau a des caractéristiques différentes notamment car une seule vague est générée le long du bateau comme décrit précédemment. L'angle du sillage est par conséquent difficile à déterminer.

La seconde zone caractéristique du champ de vagues, est la zone de réflexion des ondes sur la paroi du bassin. Cette zone est clairement mise en évidence à l'aide de cette représentation. Pour chaque nombre de Froude, de fortes fluctuations sont visibles dans cette région. Cette zone de forte amplitude est de plus en plus marquée avec l'augmentation du nombre de Froude. De plus, cette zone est caractérisée par différents "pics" d'amplitude et par des régions où l'amplitude diminue fortement. Ceci correspond à des interactions destructives ou constructives entre les différents systèmes de vagues et leur réflexion. Par exemple, pour le nombre de Froude de 0,29, Figure IV-3.c, cette région est marquée par trois pics d'amplitudes séparés par une zone de faible amplitude.

Les lignes des systèmes de vagues réfléchis par la paroi sont également apparentes. Ces différents systèmes interagissent à l'arrière du navire comme expliqué précédemment. Cette zone de forte amplitude est mise en évidence par cette représentation de l'enveloppe sur les Figure IV-3.b, d et e. Ici aussi, des interactions constructives ou destructives sont présentes. Ces interactions sont mises en évidence par la présence de plusieurs pics d'amplitude (Figure IV-3.e.). Après cette zone caractéristique, les lignes de sillage se propagent et une nouvelle réflexion sur les parois du bassin a lieu. Le calcul de l'enveloppe autour de lu modèle *série 60*, $C_b=0,8$ révèle des amplitudes de vagues plus élevées que celle mesurées autour du modèle *DGA* à la même vitesse notamment en raison des différence de coefficient de bloc entre ces deux modèle (Figure IV-4). Avec la maquette *série 60*, $C_b=0,8$, les amplitudes au niveau de la zone de réflexion des ondes sur la paroi sont environ deux fois supérieures à celles observées avec le modèle *DGA*.

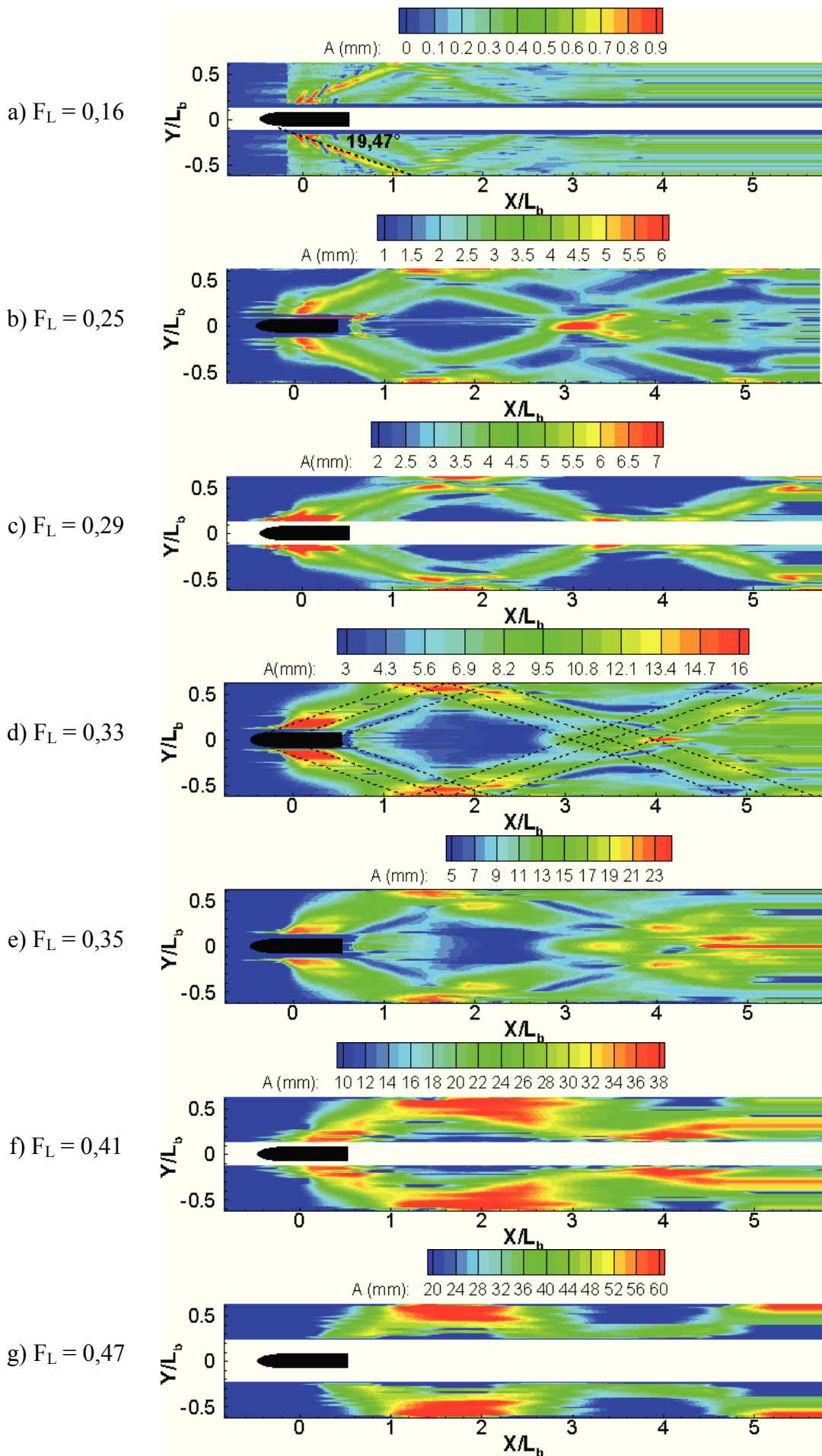


Figure IV-3 Envelopes des vagues autour du modèle DGA pour les différents nombres de Froude

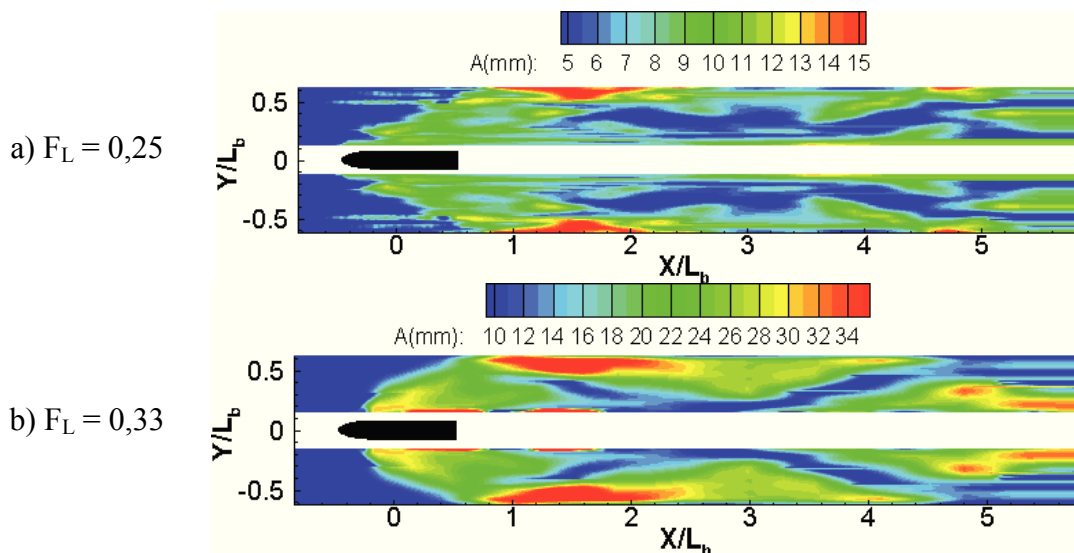


Figure IV-4 Enveloppes des vagues autour du modèle série 60 Cb=0,8

IV.1.2 Décroissance des ondes

La description du champ de vagues a permis d'identifier les différentes caractéristiques du sillage généré par le modèle du bateau au sein du bassin des carènes. Pour les nombres de Froude inférieurs à 0,60, ce sillage semble correspondre au sillage théorique décrit par Kelvin ($\alpha=19,47^\circ$). Une autre caractéristique théorique de ce sillage est la décroissance des vagues, décrite par Havelock [1908]. Cette décroissance est inversement proportionnelle à la racine cubique de la distance à la perturbation, ici la proue du navire, au niveau de la ligne définissant le dièdre de Kelvin. Sur la ligne d'avancée, cette décroissance est inversement proportionnelle à la racine carrée de la distance à la perturbation. Afin d'étudier la décroissance des vagues au sein des sillages mesurés, l'amplitude des ondes sur ces deux lignes caractéristiques est extraite à partir des champs de l'enveloppe.

Pour la ligne correspondant au dièdre de Kelvin (à $19,47^\circ$), l'évolution de l'amplitude peut être divisée en trois zones entre le modèle et la paroi du bassin. La Figure IV-5.a fournit l'évolution de cette amplitude pour l'ensemble des nombres de Froude inférieurs à 0,41. Proche du bateau, une zone d'augmentation de l'amplitude est présente. Cette zone est suivie par une région de décroissance de l'amplitude. Enfin, l'amplitude des vagues augmente en raison de la présence de la paroi. Pour étudier la décroissance des ondes, seule la partie centrale est donc prise en compte. Pour chaque vitesse, une fonction puissance est estimée par régression linéaire dans la zone de décroissance. Cette fonction s'écrit sous la forme :

$$A(R) = \beta R^n \tag{IV-1}$$

où β et n sont des constantes et R la distance par rapport à l'avant du modèle. La Figure IV-5.b présente le tracé de cette fonction pour le nombre de Froude égal à 0,25. Le Tableau IV-2 fournit les valeurs du paramètre n estimé en fonction du nombre de Froude. Pour le nombre de Froude de 0,25, la valeur déterminée est proche de la valeur théorique de $-1/3$. On note toutefois que des oscillations sont présentes dans la zone de décroissance autour de la courbe évaluée par le modèle de l'équation (IV-1). Pour les nombres de Froude de 0,16, 0,33 et 0,35, le coefficient n caractérisant la décroissance est supérieur, de l'ordre de 0,45. Cette valeur est plus proche de la valeur théorique des ondes localisées à l'intérieur du dièdre de Kelvin égale à 0,5. Ces ordres de grandeur sont cependant cohérents avec l'intervalle $[-0,2 ; -0,45]$ fourni dans les travaux de Macfarlane [2012] dans le cas eau profonde. Enfin, pour le nombre de Froude de 0,29, ce coefficient est de l'ordre de 0,78. Dans ce cas, des interactions entre les deux systèmes de vagues, générés à l'avant et le long du modèle, peuvent expliquer cette décroissance rapide des ondes.

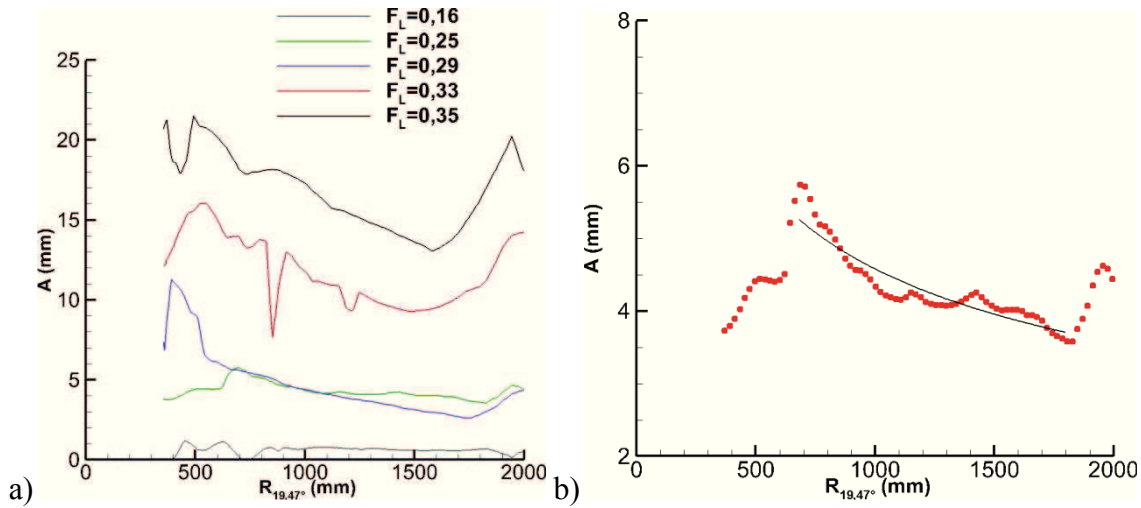


Figure IV-5 Amplitude des vagues sur la ligne définissant le dièdre de Kelvin : a) Pour les différents nombres de Froude b) Modélisation de la décroissance des vagues pour $F_L=0,25$

Tableau IV-2 Décroissance des ondes sur la ligne définissant le dièdre de Kelvin

F_L	0,16	0,25	0,29	0,33	0,35
n	-0,45	-0,36	-0,78	-0,42	-0,42

Dans le cas où les mesures ont été effectuées par stéréo-réfraction le long de la ligne d'avancée du navire, la même analyse a été entreprise sur la décroissance des ondes. La Figure IV-6.a fournit l'évolution de l'amplitude des ondes sur la ligne d'avancée par rapport à la distance à la poupe du modèle. Cette évolution est marquée par une première région de décroissance des vagues. Une seconde zone est caractérisée par une augmentation de l'enveloppe des vagues. Cette région correspond à l'interaction des différents systèmes de vagues réfléchis par la paroi. On note que pour les trois vitesses considérées, cette zone est définie par deux maxima d'intensité. Ceci correspond à l'interaction entre les systèmes générés à l'avant et à l'arrière du modèle. Pour la vitesse supérieure, ces deux régions sont décalées mais la distance entre les deux pics d'amplitude est respectée. Après ces deux pics, l'enveloppe décroît de nouveau. En ce qui concerne l'estimation de la loi puissance définissant la décroissance des ondes sur la ligne d'avancée, celle-ci a uniquement été réalisée sur pour un nombre de Froude de 0,33 (Figure IV-6.b). Pour la vitesse de 0,36, les ondes transverses sont très faibles et la méthode de caractérisation de l'enveloppe ne permet pas de déterminer une décroissance. Pour la vitesse de 1,06 m/s, le taux de décroissance est estimé avec une puissance de -0,51. Cette valeur est donc proche de la théorie.

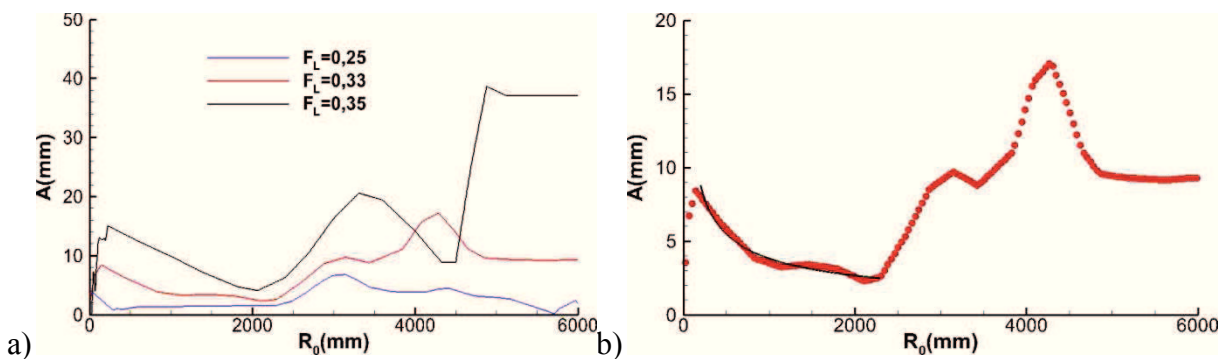


Figure IV-6 Amplitude des vagues sur la ligne d'avancée du modèle : a) Pour les différents nombres de Froude b) Modélisation de la décroissance des vagues pour $F_L=0,33$

IV.1.3 Evolution de la hauteur des ondes avec la vitesse du navire : Comparaisons avec les modèles empiriques proposés dans la littérature

La description du sillage et l'étude de la décroissance de l'amplitude des ondes montrent que le système de vagues généré proche du modèle correspond bien à un sillage de navire en eau profonde. En effet, dans la zone proche du bateau, l'angle du sillage est de l'ordre de $19,47^\circ$ et la décroissance de vague correspond à la théorie développée par Havelock [1908]. Comme précisé dans le Chapitre I, de nombreuses études ont cherché à estimer les hauteurs des ondes produites par le passage d'un bateau dans une voie navigable en fonction des caractéristiques de l'écoulement (vitesse du navire, forme de la coque, topologie de la voie navigable). Ces études concernent dans la plupart des cas des travaux liés à l'analyse des ondes de batillages et de leurs impacts sur l'érosion des berges (Macfarlane [2012]). Avec cet objectif, les auteurs cherchent à déterminer des modèles empiriques définissant la hauteur maximale des vagues sur les lignes longitudinales en fonction des propriétés de l'écoulement. Ces modèles intègrent généralement des considérations théoriques comme la décroissance des vagues définie précédemment. Ainsi, la plupart de ces modèles s'écrivent sous la forme :

$$H_m(Y) = \beta Y^{-1/3} F_h^n \quad (\text{IV-2})$$

où β est une constante ou une fonction dépendant de la géométrie de la coque (coefficient de bloc par exemple) et n une constante caractérisant l'évolution de la hauteur maximale avec le nombre de Froude F_h . Dans notre cas, l'analyse de la décroissance des vagues a montré que la présence de la paroi entraîne une augmentation de l'amplitude des ondes proches du mur du bassin. Nous avons donc cherché à caractériser l'évolution de la hauteur maximale indépendamment de la position de la ligne longitudinale. Ici, seule la vitesse du navire a été prise en compte. De plus, dans notre cas, les champs de vagues n'étant affectés par la profondeur h , les hauteurs maximales peuvent être exprimées en fonction du nombre de Froude F_L . Pour différentes lignes longitudinale données, les amplitudes maximales des vagues ont ainsi été déterminées en fonction du nombre de Froude. Pour un Y donné, l'équation (IV-2) définissant la hauteur maximale des ondes devient donc :

$$H_m = \beta F_L^n \quad (\text{IV-3})$$

Les paramètres de cette équation sont estimés par régression linéaire. La Figure IV-7 présente l'évolution des hauteurs maximales des ondes en fonction du nombre de Froude, F_h , pour trois lignes longitudinales : $Y=250 \text{ mm}$, $Y=375 \text{ mm}$ et $Y=745 \text{ mm}$. Pour les trois lignes, les coefficients estimés sont présentés dans le Tableau IV-3. La valeur du paramètre β dépend ici de la position de la ligne longitudinale. Cette valeur diminue entre $Y=250 \text{ mm}$ et $Y=375 \text{ mm}$ en raison de l'éloignement au bateau et de la décroissance des vagues avec cette distance. La valeur en $Y=745 \text{ mm}$ est plus élevée du fait de la présence de la paroi. En ce qui concerne le paramètre n , sa valeur est quasiment constante indépendamment de la position de la ligne et égale à 4. Ceci est cohérent avec le modèle présenté par Verhey et Bogaerts [1989] estimé à partir de mesures issues de mesures en bassin d'essais des carènes en eau profonde ($F_h < 0.7$). Les conditions des mesures réalisées durant cette thèse étant identiques à celles de Verhey et Bogaerts [1989], il est logique de retrouver cette relation.

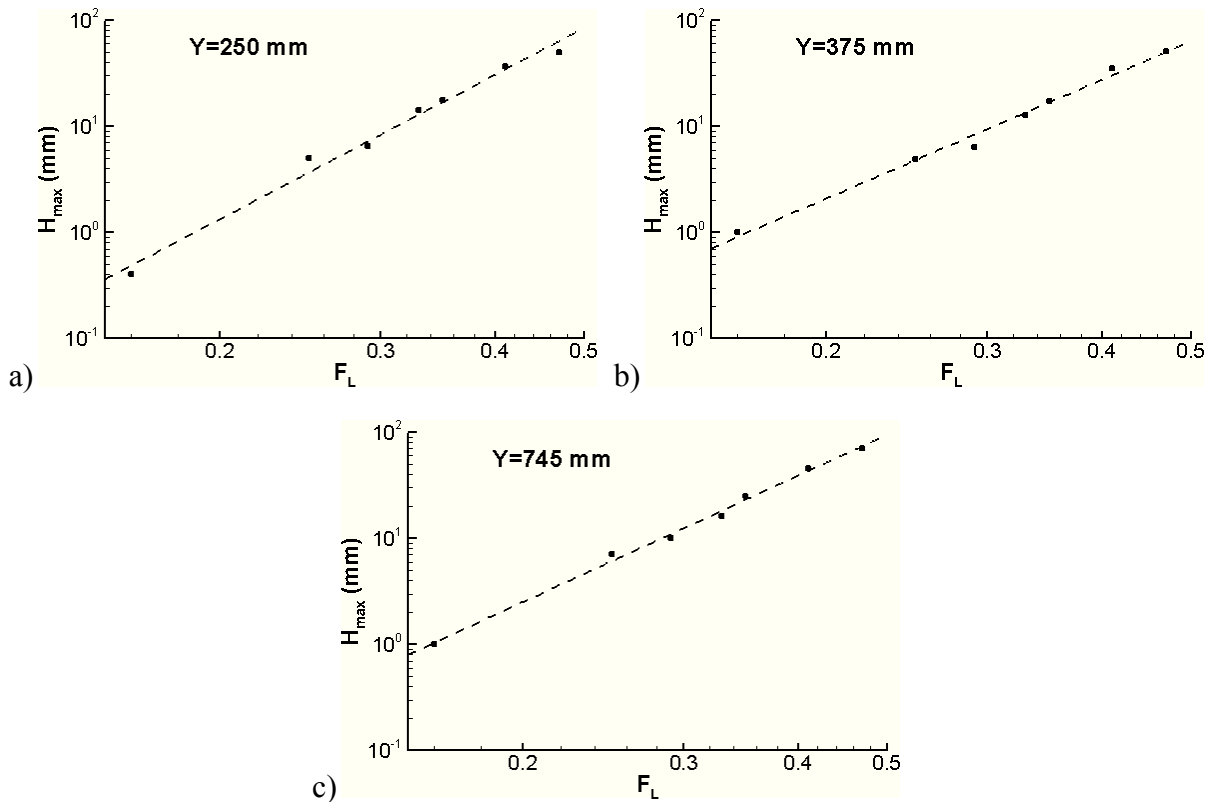


Figure IV-7 Amplitude maximale des vagues détectée sur une ligne longitudinale en fonction du nombre de Froude F_L (représentation log-log) : a) $Y=250$ mm b) $Y=375$ mm c) $Y=750$ mm

Tableau IV-3 Paramètre de modélisation de la hauteur maximale des vagues en fonction de la vitesse du modèle

$Y(mm)$	250	375	750
β	243,2	240,3	348,2
n	3,95	4,05	3,98

IV.2 Analyse du champ de vagues dans l'espace de Fourier

La partie précédente a permis de caractériser le champ de vagues généré par le modèle du navire à différents nombres de Froude. Ainsi, la géométrie de ce champ de vagues et l'évolution de l'amplitude maximale des vagues a été présentée.

Dans ce paragraphe, nous introduisons l'espace de Fourier comme un outil d'analyse des champs de vagues mesurés. Cette analyse, inspirée par les études d'images satellites de sillages, permet de remonter à des caractéristiques du sillage (angle de Kelvin) et à des paramètres des essais (vitesse du modèle par exemple). Une décomposition du sillage est également entreprise avec pour objectif de séparer la partie "vague de Bernoulli" de la partie "sillage de Kelvin".

IV.2.1 Description du spectre : Comparaison avec la relation de dispersion en eau profonde

Les espaces spectraux issus des champs de vagues mesurés sont calculés à partir d'un algorithme de *FFT* décrit dans le Chapitre III. La Figure IV-8 présente le champ de vagues pour une vitesse de 1,06 m/s et l'espace spectral associé. Ici, la norme de la transformée de Fourier est représentée. Durant cette thèse, les valeurs de l'amplitude issues de l'analyse par FFT n'ont pas été prises en considération. Seule la "forme" du spectre obtenu a été étudiée.

L'espace spectral est symétrique par rapport à l'axe des k_y , et plusieurs zones de fortes amplitudes sont observées. Une première région correspond au sillage de Kelvin décrit par la relation de dispersion définie dans le Chapitre I (équation (I.6)). La Figure IV-8.c fournit une représentation

de cette relation de dispersion superposée à l'espace spectral mesuré. Le maximum d'intensité dans l'espace spectral est bien en accord avec cette relation de dispersion. La norme de la transformée de Fourier décroît pour les grands nombres d'onde, donc pour des longueurs d'onde faibles. Ceci correspond à des amplitudes faibles dans l'espace réel de ces vagues. De plus, en raison des limites de résolution des méthodes de mesures, l'ensemble des nombres d'ondes ne peut être estimé. Ici, le motif caractérisant la relation de dispersion est identifiable pour des k_x inférieurs à 80 m^{-1} . Cette limite correspond à des longueurs d'onde dans la direction du modèle de l'ordre de 7,8 cm.

A partir de la relation de dispersion, la valeur $k_0=g/U^2$ a été définie au Chapitre I. Cette valeur est le nombre d'onde minimum suivant l'axe k_x . Elle correspond à la plus grande longueur d'onde des vagues générées par le modèle, et donc aux vagues transverses. La région du spectre $|k_x| < |k_0|$, ne correspond donc pas à la partie "sillage de Kelvin" dans le cas eau profonde. Cette zone est cependant marquée par des amplitudes élevées de la transformée de Fourier. Elle correspond à la génération d'ondes dont la longueur d'onde est supérieure à celle des ondes transverses. Afin d'analyser l'information contenue dans cette partie du spectre, une décomposition de celui-ci est effectuée dans la suite de ce chapitre. D'abord, l'analyse détaillée de la région correspondant à la relation de dispersion en eau profonde est présentée.

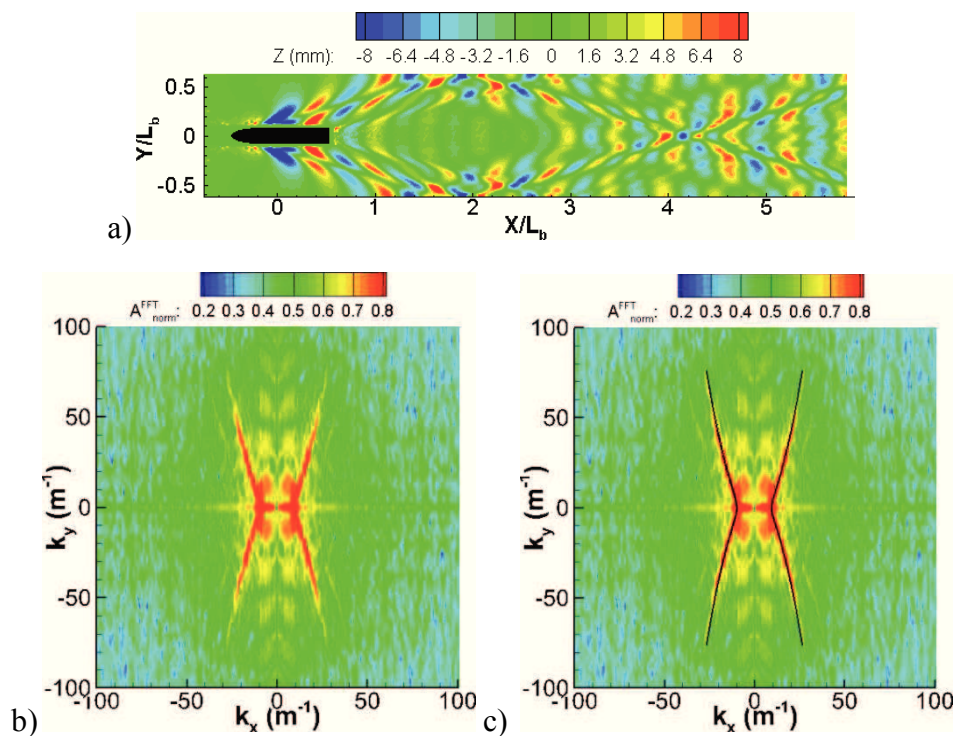


Figure IV-8 Détermination de l'espace spectral des champs de vagues : a) Champ de vagues : $U_b = 1,06 \text{ m/s}$ b) Spectre calculé par FFT c) Comparaison avec la relation de dispersion théorique

IV.2.2 Extraction de la relation de dispersion expérimentale

Pour comparer le spectre présenté précédemment avec la relation de dispersion plus précisément, les points définissant le maximum d'intensité sur chaque k_x sont recherchés comme expliqué dans le Chapitre III. La Figure IV-9 présente cette extraction pour les nombres de Froude, F_L , de 0,25 et de 0,33. Le spectre étant symétrique par rapport à l'axe des ordonnées, seuls les k_x positifs sont extraits. Ces points définissent donc des courbes $k_y=f(k_x)$ pour chaque nombre de Froude (Figure IV-10.a). Pour les vitesses de navire où la totalité du champ de vagues a été mesurée ($F_L=0,25, 0,33$ et $0,35$), les courbes obtenues sont plus lisses en comparaison aux courbes correspondant aux autres vitesses. Ceci s'explique par un plus grand nombre de points présentant de l'information dans ces champs de vagues. En effet dans le cas, où seule la partie latérale a été mesurée par stéréo-corrélation, la hauteur de la surface au centre du bassin est fixée à zéro. Il en résulte une perte d'information et une moins bonne résolution dans le spectre.

Dans le cas eau profonde, la relation de dispersion peut être adimensionnée par $k_0 = g/U^2$, le nombre d'ondes caractéristiques des ondes transverses. La Figure IV-10.b présente les courbes adimensionnées pour quatre nombres de Froude différents. Les quatre courbes se superposent, ce qui permet de confirmer que dans ce cas la forme de la relation de dispersion est indépendante de la vitesse. Cette observation permet donc de confirmer l'hypothèse faite sur l'écoulement de sillage en eau profonde.

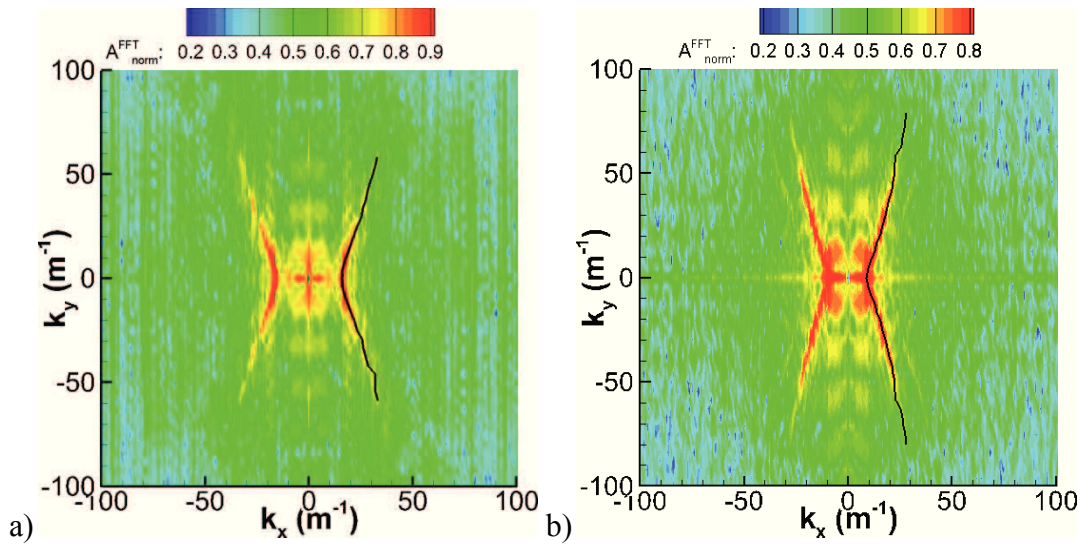


Figure IV-9 Extraction du maxima d'intensité sur chaque k_x : a) $F_L = 0,25$ b) $F_L = 0,33$

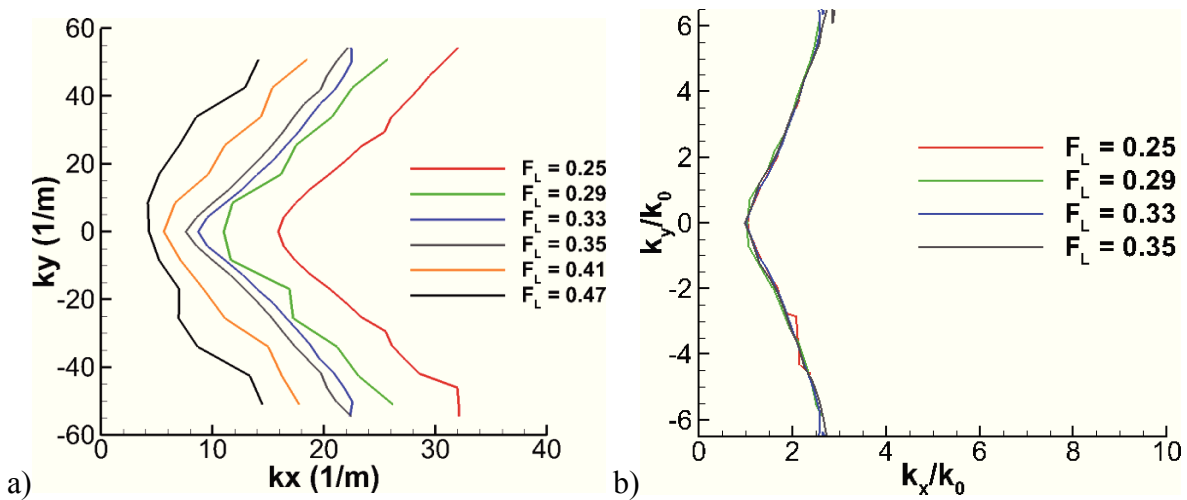


Figure IV-10 Extraction des maxima d'intensité : a) Position des maxima en fonction pour les différents nombres de Froude b) Position adimensionnée des maxima d'intensité

La relation de dispersion adimensionnée est donc indépendante de la vitesse du navire. La Figure IV-11.a présente une comparaison entre la relation de dispersion théorique et les points extraits pour une vitesse de 1,06 m/s. Ces points et la courbe théorique sont en accord avec quelques disparités pour les valeurs de k_y les plus élevées. Pour les k_y élevés, l'amplitude de la transformée de Fourier est plus faible. Ceci peut entraîner un biais dans la détection des maxima.

Dans le Chapitre I, l'analyse de la relation de dispersion théorique a permis d'exprimer la valeur de l'angle α en fonction de k_x tel que :

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{dk_y}{dk_x} \tag{IV-4}$$

La Figure IV-11.b fournit la représentation de la valeur de α déterminée expérimentalement par dérivation de la courbe $k_y = f(k_x)$ (Figure IV-11.b) et de son expression théorique. Les points expérimentaux présentent un accord relativement bon avec la théorie. Quelques disparités sont

observées pour des k_x élevés. Ceci peut être expliqué par l'étape de dérivation qui accentue les erreurs de détection du maximum visible sur la comparaison de la Figure IV-11.a.

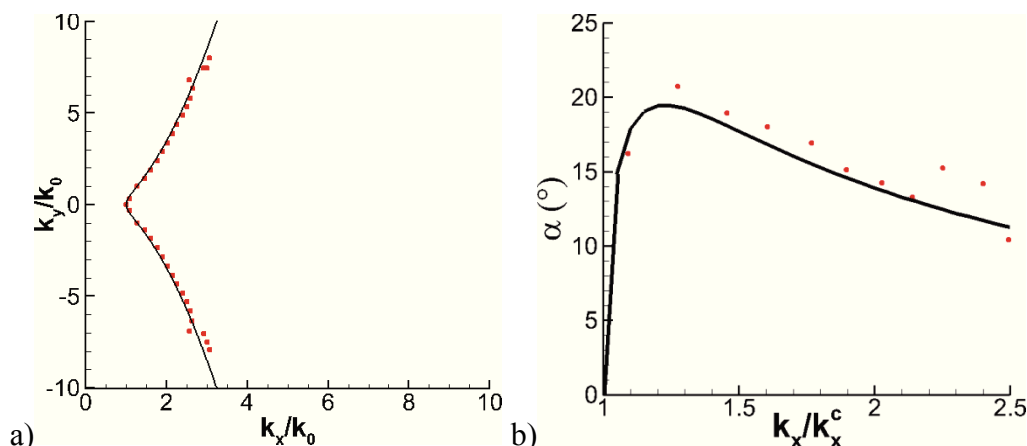


Figure IV-11 Comparaison entre la relation de dispersion théorique et les points extraits de l'espace spectral :
 a) $k_y/k_0 = f(k_x/k_0)$ b) $\alpha = f(k_x/k_0)$

L'extraction des maxima d'intensité permet donc de remonter à la relation entre l'angle α et le nombre d'ondes k_x avec un bon accord avec la théorie jusqu'à la valeur maximale de cet angle, α_m . L'analyse théorique fournie dans le Chapitre I a montré que cette valeur α_m correspond à l'angle du dièdre de Kelvin, égal à $19,47^\circ$. Dans le but d'estimer cet angle à partir de l'analyse spectrale des champs de vagues mesurés, le maximum de la courbe expérimentale $\alpha = f(k_x)$ est recherché. Cette estimation a été réalisée sur les quatre vitesses pour lesquelles la courbe définissant les maxima extraits est le mieux définie (Figure IV-12).

Pour ces quatre vitesses, la valeur de α_m est estimée à partir d'une approximation parabolique en utilisant le point définissant le maximum de la courbe et ces deux voisins. Cette approximation est fournie dans le Tableau IV-4 pour les trois vitesses considérées. De plus, l'abscisse (k_x^{infl}/k_0) de ce maximum est estimée. Sa valeur théorique est égale à $\sqrt{3/2} \approx 1,22$. Ici, les angles estimés sont compris entre $19,65^\circ$ et $20,87^\circ$ soit légèrement supérieur à l'angle théorique. Il en est de même pour la valeur de k_x^{infl} estimée ici entre 1,31 et 1,36. En utilisant la même approximation parabolique que précédemment mais en imposant l'abscisse $k_x^{inf} = 1,22$, la valeur de l'angle estimé est plus proche de la valeur théorique avec des erreurs inférieures à un degré.

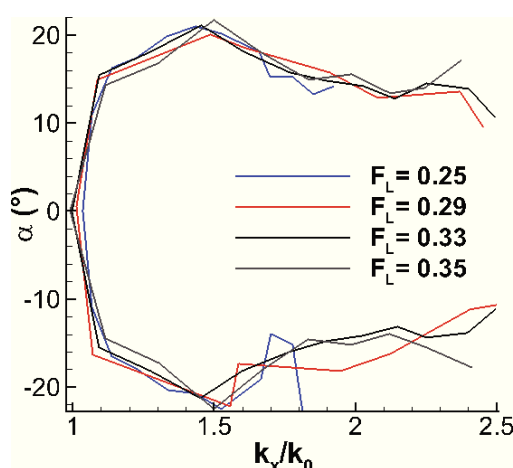


Figure IV-12 Angle α en fonction de k_x/k_0

Tableau IV-4 Estimation de l'angle du sillage de Kelvin à partir de l'espace spectral du champ de vague

<i>Vitesse (m/s)</i>	0,80	0,95	1,06	1,13
<i>Angle (°)</i> <i>(appr. parabolique)</i>	20,90	20,87	20,73	19,65
k_x^{infl} <i>estimé</i>	1,37	1,31	1,31	1,36
<i>Angle (°)</i> $(k_x^{infl}=1,22)$	19,92	19,89	20,04	18,50

La courbe expérimentale de la relation de dispersion étant en accord avec la relation théorique donnée, il est possible à partir des points des maxima extraits de l'espace spectral d'obtenir une estimation du paramètre $k_0=g/U^2$. En effet, la relation de dispersion s'écrit sous la forme :

$$k_y = \pm \frac{1}{k_0} k_x \sqrt{k_x^2 - k_0^2} \quad (\text{IV-5})$$

En utilisant l'ensemble des points extraits, il est donc possible d'estimer k_0 par optimisation. En supposant par la suite l'accélération de la pesanteur, g , connue, et égale à $9,81 \text{ m.s}^{-2}$, la vitesse du modèle peut être déterminée. De même, en considérant la vitesse du modèle a priori connue, la valeur de g peut être estimée. Le Tableau IV-5 fournit les valeurs de l'estimation de ces deux paramètres. L'erreur sur la vitesse déterminée par cette méthode est inférieure à 3% pour les vitesses inférieures à 1,5 m/s. Pour cette dernière vitesse, l'erreur est élevée (16,7 %) en raison de la mauvaise définition de l'espace spectral dans ce cas. La valeur de la pesanteur est-elle mesurée avec une erreur de l'ordre de 5% pour les vitesses inférieures à 1,5 m/s.

Le même raisonnement peut être effectué en considérant seulement la ligne $k_y=0$, c'est à dire en considérant seulement les ondes transverses. Sur cette ligne, le maxima est situé à $k_0=g/U^2$. Par identification, il est donc possible comme précédemment de déterminer la vitesse du modèle ou la valeur de l'accélération de la pesanteur (Tableau IV-6). Dans ce cas, les erreurs effectuées sur l'estimation de ces deux paramètres sont plus faibles. Ceci peut s'expliquer par le fait que la courbe expérimentale présente des écarts avec la courbe théorique pour les grands nombres d'ondes.

L'analyse de l'espace spectral permet donc d'une part de caractériser le sillage à travers la mesure de l'angle mais également de remonter à certaines caractéristiques propres à l'expérience, ici, la vitesse du navire par exemple. L'autre motivation qui nous a amenés à étudier le champ de vagues dans cet espace est l'intérêt de pouvoir en effectuer la décomposition spectrale.

Tableau IV-5 Estimation de la vitesse du navire à partir de l'espace spectral avec l'ensemble des points extraits

U_b réelle (m/s)	0,80	0,95	1,06	1,13	1,33	1,5
U_b estimée (m/s)	0,78	0,94	1,04	1,10	1,35	1,80
Erreur (%)	2,50	1,05	1,89	2,65	1,48	16,7
g estimé (m/s^2)	10,37	10,01	10,09	10,28	9,45	6,67
Erreur (%)	5,40	2,00	2,78	4,57	3,80	47

Tableau IV-6 Estimation de la vitesse du navire à partir de l'espace spectrale avec l'ensemble des points extraits

U_b réelle (m/s)	0.80	0.95	1.06	1.13	1.33	1.5
U_b estimé (m/s)	0.79	0.94	1.06	1.14	1.32	1.52
Erreur (%)	1.74	0.60	0.21	0.52	0.89	1.02
g estimé (m/s ²)	10.19	9.93	9.76	9.70	9,98	9.61
Erreur (%)	3,72	1,18	2,74	1,12	1,70	2,08

IV.2.3 Décomposition du champ de vagues

L'analyse de la partie du spectre correspondant à la relation de dispersion a permis de confirmer que l'écoulement généré correspond bien au cas eau profonde et de caractériser certaines caractéristiques de l'écoulement. Afin d'analyser l'information contenue dans le reste du spectre, et notamment dans la partie $|k_x| < |k_0|$, une décomposition de l'espace spectrale a été entreprise. La transformée de Fourier étant réversible et linéaire, le spectre initial peut être filtré puis le champ de vagues correspondant reconstruit à partir de l'opération de transformée de Fourier inverse. La Figure IV-13 présente des exemples de cette décomposition du champ de vagues pour une vitesse de modèle égale à 1,06 m/s. La Figure IV-13.a correspond au champ de vagues initial et au spectre associé.

Le premier filtrage réalisé peut être associé à un filtre passe-bas, où tous les nombres d'ondes supérieurs au k_0^{exp} (extraits par recherche du maximum sur l'axe $k_y = 0$) sont éliminés. Ce spectre est présenté sur la Figure IV-13.b avec le champ de vagues associé, reconstruit par transformée de Fourier inverse. Ce champ de vagues est caractérisé par une zone d'élévation de la surface au niveau de l'étrave du navire, suivi d'une zone d'abaissement le long du modèle puis d'une seconde zone d'élévation moins prononcée que la première au niveau de la poupe. Cette surface correspond donc à la description de la partie "vague de Bernoulli" effectuée dans le Chapitre I. Cette onde a donc une longueur d'onde égale à celle du modèle, c'est à dire un nombre d'onde $k_x^L = 2\pi/L_b \approx 5,7$.

La Figure IV-13.c représente l'espace spectral filtré cette fois en ne gardant que les nombres d'ondes supérieurs à k_0 . Cette opération revient donc à soustraire la partie du champ de vagues qui correspond a priori à la vague de Bernoulli au champ de vagues initial. Seule la partie proche du bateau est donc affectée. Le premier creux du système de vagues de Kelvin généré à l'avant du modèle est notamment moins marqué. De même, afin de ne garder que la partie sillage de Kelvin, seule la partie du spectre extrait lors de la recherche des maxima est conservée (Figure IV-13.d). Dans ce cas, les amplitudes des ondes sont légèrement inférieures au cas précédent à proximité du modèle. On note également que les vagues transverses, sur la ligne d'avancée du modèle sont mieux définies (plus "lisses"). Dans ce cas, seul le sillage de Kelvin est conservé et le *bruit* de mesure correspondant à des nombres d'ondes plus importants est filtré. Enfin, pour analyser la partie du spectre au-delà des k_x définissant la relation de dispersion, la partie $k_x < k_0$ a été filtrée ainsi que les k_x inférieurs à ceux détectés (Figure IV-13.e). Dans ce cas, le champ de vagues reconstruit présente de fortes amplitudes à chaque extrémité des domaines du fait du caractère fini du signal. De plus, une zone au niveau de la ligne d'avancée est mise en évidence (autour de $Y/L_b = 4$). Ceci peut être expliqué par les différentes interactions entre les différents systèmes de vagues réfléchis. On note cependant que l'amplitude des vagues reconstruites ici est faible ($\approx 1-2$ mm). Cette zone étant localisée dans une région de forte fluctuation, les incertitudes de mesures peuvent également expliquer ce phénomène.

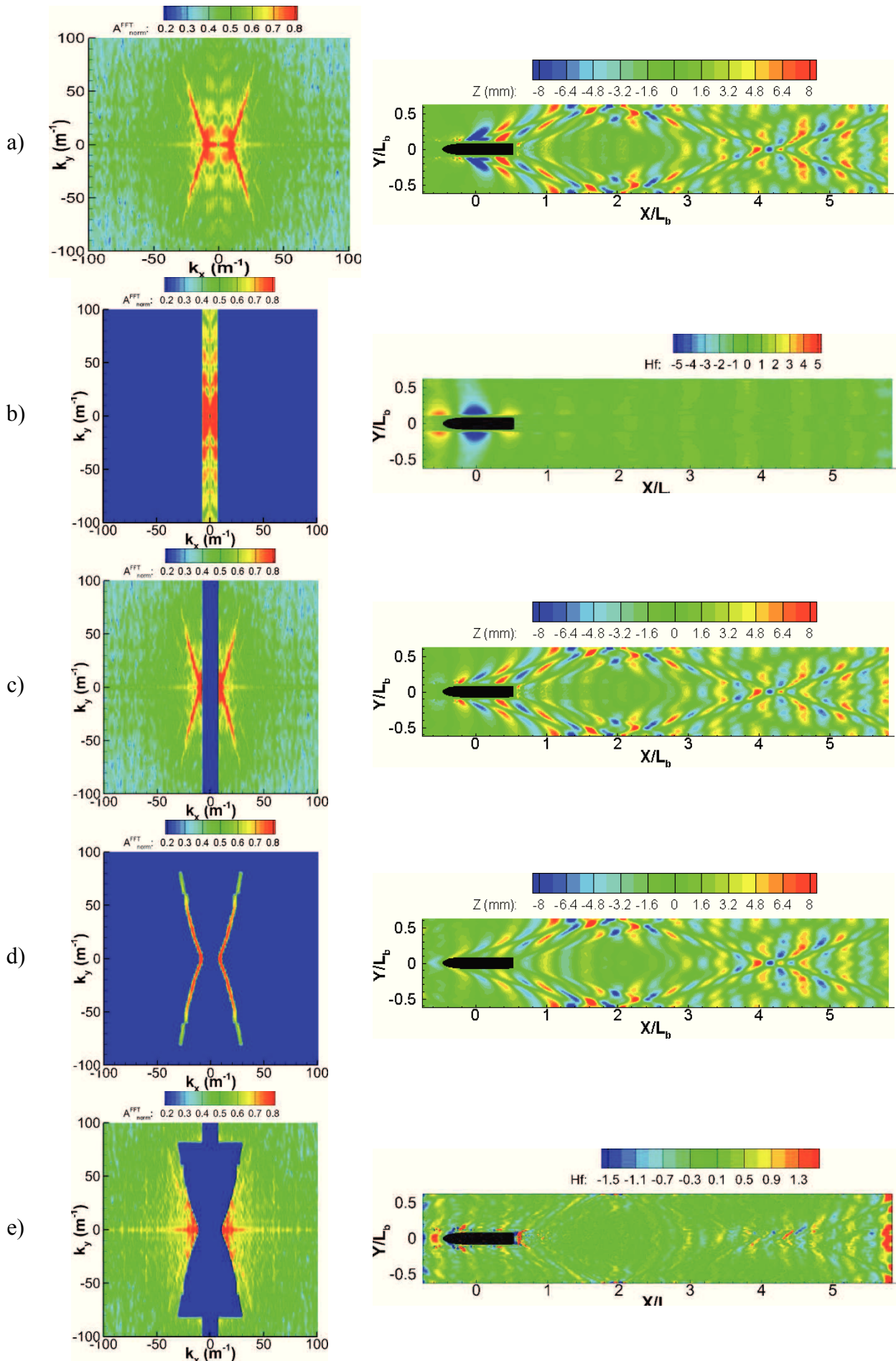


Figure IV-13 Décomposition du champ de vagues à partir de filtrage spectral : a) Espace spectral et champ de vagues initial b) Filtre $|k_x| > |k_0|$ c) Filtre $|k_x| > |k_0|$ d) Maximum d'intensité détecté e) $|k_x| > |k_x|$ détecté et $|k_x| < |k_0|$

L'analyse de l'espace spectral permet donc de décomposer le spectre en différentes parties. Cette décomposition est effectuée pour chaque vitesse du modèle afin d'analyser l'évolution de la partie du champ de vagues correspondant à $k_x < k_0$. La représentation du champ de vagues reconstruit après filtrage est fournie sur la Figure IV-14 pour l'ensemble des nombres de Froude. La hauteur de la surface est ici adimensionnée par le minimum de la hauteur à $Y/L_b=0,25$ (Tableau IV-7), ceci pour pouvoir comparer la forme de la surface en fonction de la vitesse. L'évolution de la hauteur sur cette ligne est fournie sur la Figure IV-15.a. La Figure IV-15.b correspond à la même ligne adimensionnée par le minimum de hauteur à $Y/L_b=0,25$. Pour le plus faible nombre de Froude, seul l'abaissement de la surface est visible. Ici, les variations de hauteur sont de l'ordre de la résolution de mesure et l'élévation de la surface semble trop faible pour pouvoir être mesurée. Pour les nombres de Froude compris entre 0,25 et 0,35, la forme de la surface est similaire. On observe une élévation de la surface à l'avant et l'arrière du modèle et un abaissement dans la partie centrale. Le point de hauteur minimale est localisé au centre du modèle à $X/L_b = 0$ (Figure IV-15.b). Les maxima de hauteur sont eux situés au niveau de $X/L_b \approx 0,5$ et $X/L_b \approx -0,5$, c'est à dire à l'avant et à l'arrière du modèle. On note également que pour ces nombres de Froude le minimum de hauteur diminue avec l'augmentation de la vitesse. Pour les vitesses supérieures (Figure IV-14.f et Figure IV-14.g), les surfaces présentent des caractéristiques différentes. Ici, un abaissement est observé le long du modèle avec un minimum de hauteur localisé à $X/L_b = 0$. Cependant, les maxima sont dans ce cas éloignés du modèle. Ici, le nombre d'onde k_0 est de l'ordre de k_x^L pour le nombre de Froude égale à 0,41 ($k_0 = 5,8$) et inférieur à k_x^L pour le nombre de Froude de 0,44 ($k_0 = 4,4$). Dans ce cas la longueur d'onde des vagues transverses est donc de l'ordre de grandeur de celle de la vague de Bernoulli. Leur nombre d'onde est donc confondu dans l'espace spectral. La décomposition du champ de vagues à partir de la méthode proposée n'est donc pas possible dans ce cas.

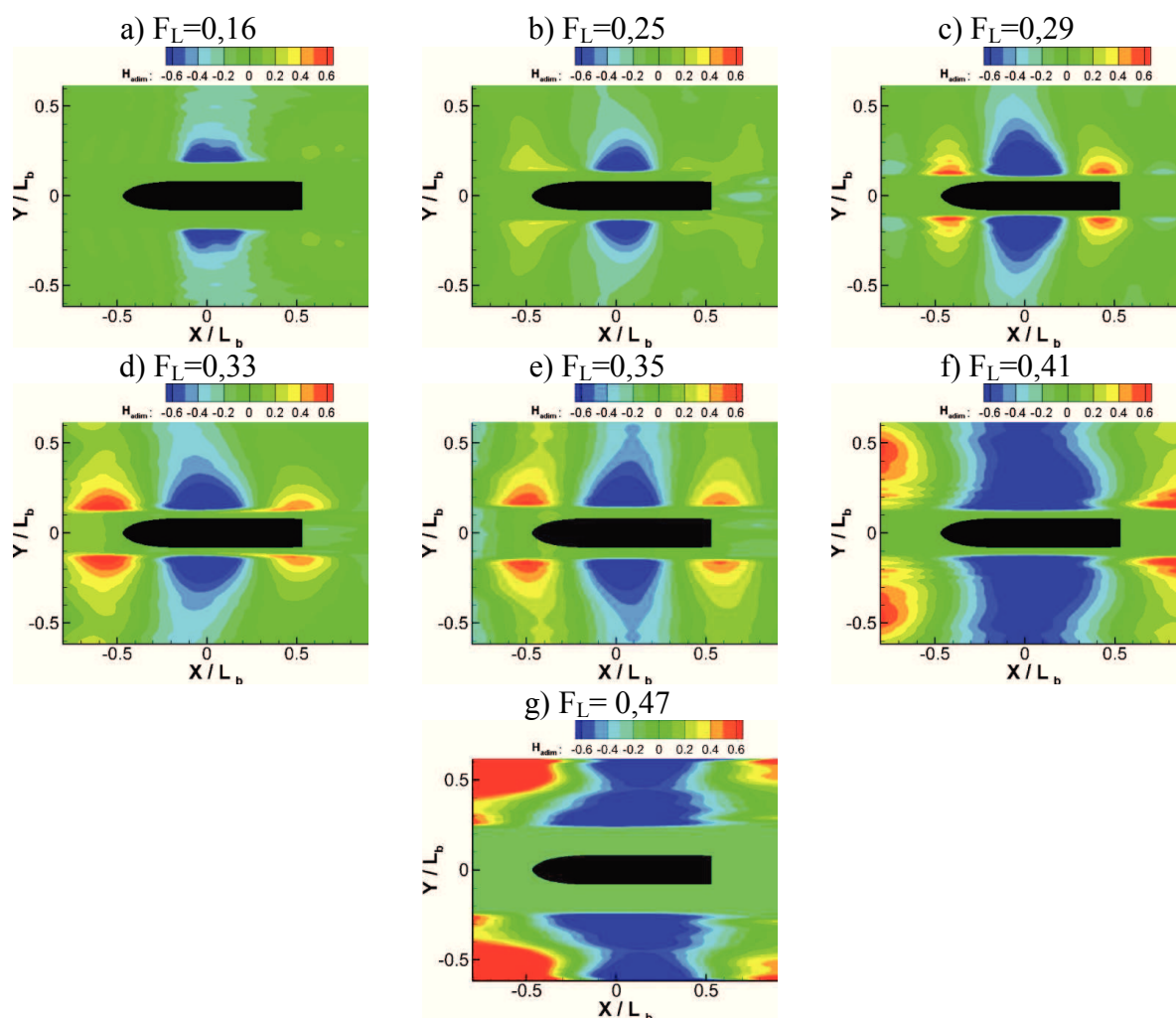


Figure IV-14 Reconstruction de la surface autour du modèle après filtrage du spectre à $|k_x| < k_0$

Tableau IV-7 Valeurs de la hauteur minimale de la surface à $Y/L_b=0,25$ en fonction du nombre de Froude, F_L

F_L	0,16	0,25	0,29	0,33	0,35	0,41	0,47
$ Z_{\min} $ (mm) ($Y/L_b=0,25$)	0,8	3,6	5,0	5,33	8,2	4,3	2,5

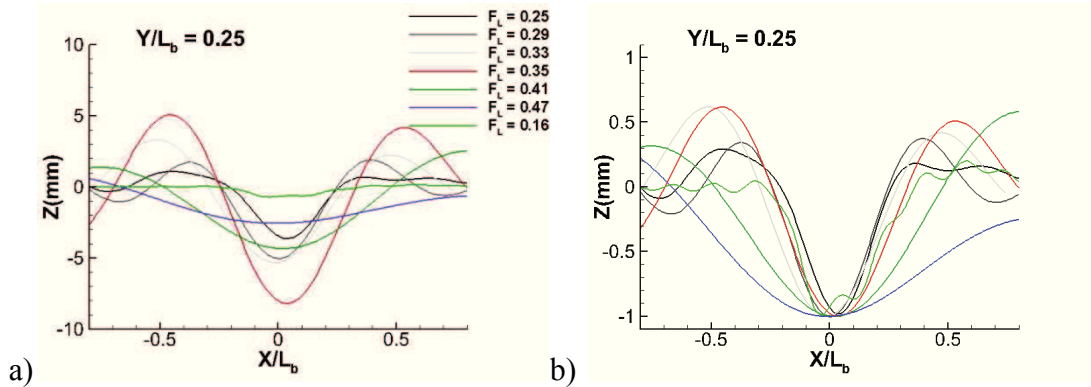


Figure IV-15 Coupe longitudinale ($Y/L_b = 0,25$) de la surface reconstruite après filtrage du spectre à $|k_x| < |k_0|$

L'analyse des lignes longitudinales a donc montré que l'abaissement de la surface augmente avec le nombre de Froude pour des valeurs de ce paramètre inférieures à 0,41. La Figure IV-16.b présente l'abaissement moyen de la surface sur la ligne transverse $X/L_b = 0$. Cette hauteur moyenne est comparée à l'abaissement moyen théorique estimé par le modèle de Schijf [1949] pour un navire naviguant dans un canal de section rectangulaire. Ce modèle prend en compte la section du canal (hauteur et largeur), la section mouillée du navire et sa vitesse. L'estimation du niveau moyen après décomposition du champ de vagues présente la même évolution avec des ordres de grandeur similaire. Si ce phénomène d'abaissement de la surface est également dû à la restriction de la section, en plus de la vague de Bernoulli, la hauteur d'eau a donc un effet sur le champ de vagues généré par le modèle. Cependant, ce champ de vagues présente toutes les caractéristiques du sillage de Kelvin en eau profonde.

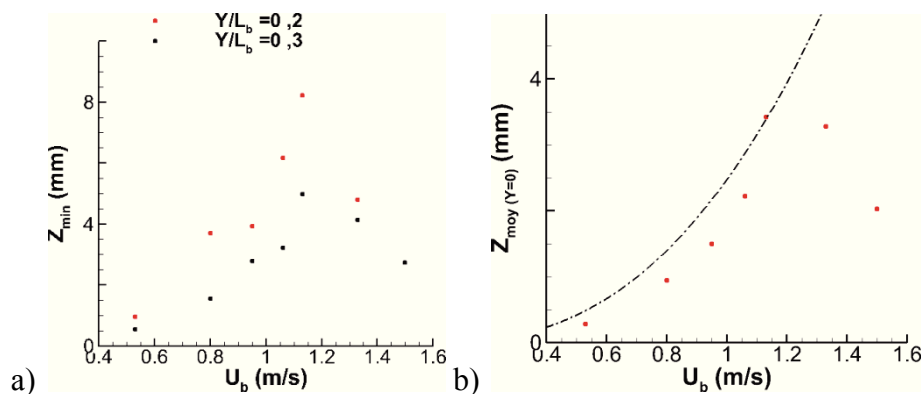


Figure IV-16 Evolution du minimum de la surface reconstruite après filtrage du spectre à $|k_x| < |k_0|$: a) Hauteur minimale sur deux lignes longitudinales b) Abaissement moyen de la surface sur la ligne transverse $X/L_b = 0$

IV.3 Etude de la vague d'étrave

Les mesures de champs de vagues dont les résultats ont été présentés dans la première partie de ce chapitre ont permis de caractériser le sillage du modèle au sein du bassin des carènes. Ces mesures n'ont toutefois pas permis la mesure du sillage dans le champ très proche de la coque. En effet, dans cette zone le modèle de bateau masque une partie de la surface pour une caméra du système stéréoscopique. La vague d'étrave n'a donc pas pu être mesurée. C'est

pourquoi une mesure spécifique de la vague d'étrave a été entreprise à partir d'un système stéréoscopique décrit dans la partie III.4.

Cette mesure a été effectuée pour cinq vitesses de modèle. Ces vitesses sont reprises dans le Tableau IV-8 avec les nombres de Froude basés sur le tirant d'eau, F_D , correspondant. L'étude bibliographique a montré que cette vague est instationnaire sous certaines conditions. Pour une étrave à deux paramètres, le tirant d'eau et l'angle d'entrée de la ligne de flottaison (α_E), la frontière théorique délimitant la zone instationnaire a été donnée dans le Chapitre I. Cette frontière est représentée sur la Figure IV-17. A droite de la courbe, la vague est nécessairement instationnaire. A gauche, les deux états peuvent être rencontrés. Dans notre cas, l'angle d'entrée au niveau de la ligne de flottaison est d'environ 10° . L'ensemble des cas se trouve donc à gauche de la courbe.

Tableau IV-8 Vitesses étudiées et nombres de Froude F_D correspondant

U_b (m/s)	0,53	0,80	0,95	1,06	1,13
F_D	0,62	0,99	1,18	1,32	1,41

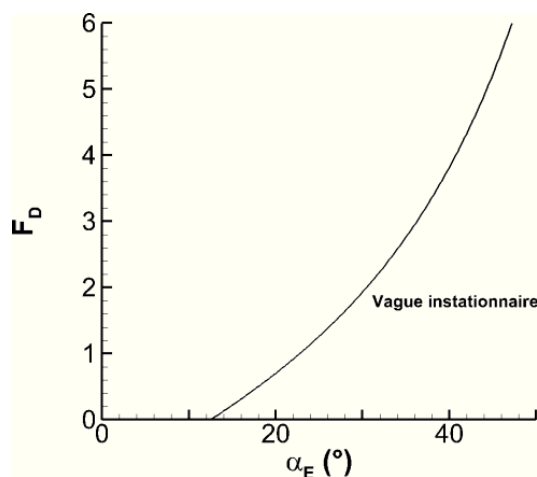


Figure IV-17 Limite définissant la zone instationnaire pour une vague d'étrave à deux paramètres

IV.3.1 Description de la vague d'étrave moyenne

Le système expérimental utilisé (cf. Chapitre II) permet de mesurer la vague d'étrave au cours de l'avancée du modèle dans le bassin des carènes. Dans un premier temps, cette vague est supposée stationnaire. Une moyenne de la hauteur de la surface, mesurée dans la partie où la maquette est à vitesse constante, a été effectuée. On note que l'ensemencement "manuel" des particules en surface entraîne des zones sans signal sur les images. En effet, dans les régions du bassin où trop peu de particules sont déposées, la surface ne peut pas être reconstruite. De plus, les images de la surface montrent que les particules ont tendance à être "évacuées" sur le côté en amont de la vague d'étrave avec l'augmentation de la vitesse. Ceci entraîne une accumulation des particules au niveau de la vague d'étrave. Moins de particules sont présentes en aval et le signal de corrélation de la méthode diminue. Pour le calcul de la moyenne, les points sont donc filtrés à partir du coefficient de corrélation. Seuls les points de mesure avec un coefficient de corrélation supérieur à 0,7 sont pris en compte. Un exemple de surface moyenne est fourni sur la Figure IV-18.a. Le nombre de points utilisés pour cette moyenne est fourni sur la Figure IV-18.b. Ce nombre de points chute brutalement au niveau du front de la vague d'étrave. Dans cette région, pour la vitesse de 0,95 m/s, 8 points sont disponibles au minimum. Cette zone est marquée par des variations importantes de hauteur avec une pente importante et par un signal de moins bonne qualité suite à l'accumulation de particules. Ceci peut expliquer les difficultés de la méthode à reconstruire la surface dans cette région.

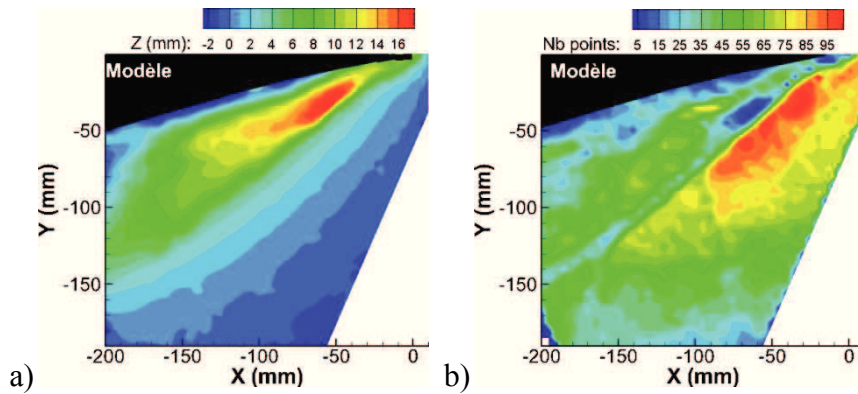


Figure IV-18 Calcul de la moyenne de la vague d'étrave : a) Hauteur moyenne de la surface ($U_b = 0,95$ m/s) b) Nombre de points utilisés pour le calcul de la moyenne

La Figure IV-22 présente les résultats de la surface moyenne mesurée pour l'ensemble des vitesses étudiées. L'augmentation de la vitesse du modèle entraîne une augmentation de la hauteur de la vague d'étrave et un décalage vers l'arrière du point de hauteur maximale. Ce constat est cohérent avec les études théoriques ou expérimentales de la vague d'étrave présentées dans le Chapitre I. Ces études ont notamment permis aux auteurs d'établir des relations définissant la hauteur maximale, Z_{max} , ainsi que la position de cette vague, X_{max} , suivant l'axe X (Tableau IV-9). Ici, les résultats obtenus sont comparés aux relations fournies par Noblesse et al. [2008], Olgivie [1972] et Waniewski et al. [2002]. Cette comparaison est fournie sur la Figure IV-19.a pour la hauteur et sur la Figure IV-19.b pour la position de la vague d'étrave. Ces modèles sont issus de considérations théoriques basées sur les corps élancés et sur des expériences sur différentes formes de carènes. Ils prennent en compte la vitesse d'avancée et l'angle d'entrée de la ligne de flottaison. Les résultats issus de nos mesures sont du même ordre de grandeurs que ceux fournis par ces trois modèles. L'évolution de la hauteur maximale est plus proche du modèle proposé par Olgivie [1972]. On note que l'augmentation de hauteur suit également la même évolution que le modèle de Noblesse [2008]. Ce modèle est défini à partir d'une constante multiplicative (cf. Chapitre I équation (I.17)) définie à l'aide de mesures expérimentales sur différentes formes de carènes. Ici, la valeur de cette constante semble donc différente. La position du point X_{max} est comparée au modèle fourni par Olgivie [1972]. La position mesurée est inférieure pour les faibles vitesses et augmente ensuite fortement avec la vitesse. Cette évolution ne suit pas le modèle proposé par Olgivie [1972]. Ceci peut être dû à la forme de la carène utilisée. En effet, dans son étude, Olgivie [1972] a effectué des mesures à partir d'une étrave en coin (2 paramètres). Dans notre cas, la carène ne présente pas seulement un angle d'entrée au niveau de la ligne de flottaison mais également un angle de tulipage. De plus, ces angles ne sont pas faciles à estimer car ils évoluent en fonction de la localisation sur la coque. La Figure IV-20 fournit une représentation de l'étrave du modèle *DGA*.

Tableau IV-9 Caractéristique de la vague d'étrave en fonction de la vitesse d'avancée

U_b (m/s)	0,53	0,80	0,95	1,06	1,13
F_D	0,62	0,99	1,18	1,32	1,40
Z_{max} (mm)	8,2	12,9	16,4	19,7	22,9
X_{max} (mm)	-10	-20	-55	-75	-105

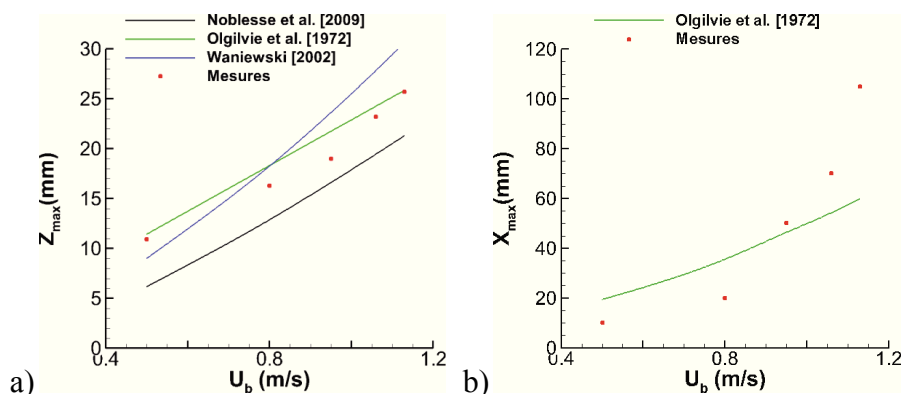


Figure IV-19 Caractéristiques de la vague d'étrave en fonction de vitesse d'avancée : a) Hauteur maximale de la vague b) Position du point de hauteur maximale

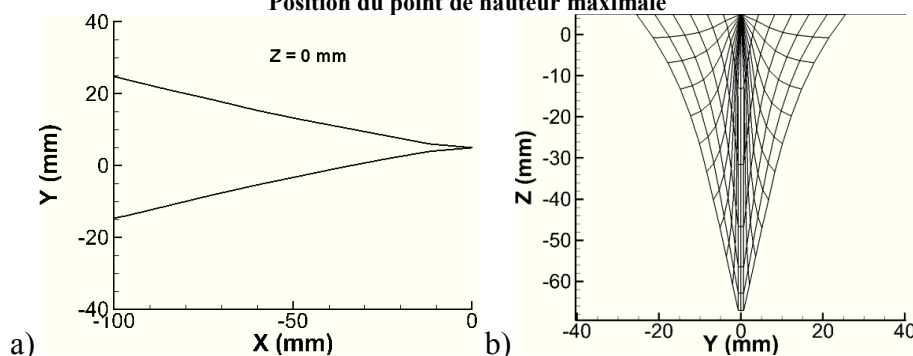


Figure IV-20 Forme de l'étrave du modèle *DGA*, représentation des 100 premiers millimètres : a) Forme de l'étrave au niveau de la ligne de flottaison b) Angle de tulipage

En considérant un angle d'entrée, toujours égal à 10° , et un angle de tulipage de 15° , la vague d'étrave tridimensionnelle théorique générée par une plaque plane peut être calculée à partir des relations fournies par Guilbaud et al. [2011]. Cette vague d'étrave est représentée pour ces deux paramètres géométriques en considérant le tirant d'eau du modèle *DGA* et une vitesse de 0,95 m/s sur la Figure IV-21. Dans ce cas, la comparaison avec la mesure montre que la position de la vague d'étrave suivant X est sous-estimée. La vague d'étrave mesurée s'étend plus que la vague théorique. Ici aussi la géométrie complexe de la carène par rapport à une plaque plane peut expliquer ces différences.

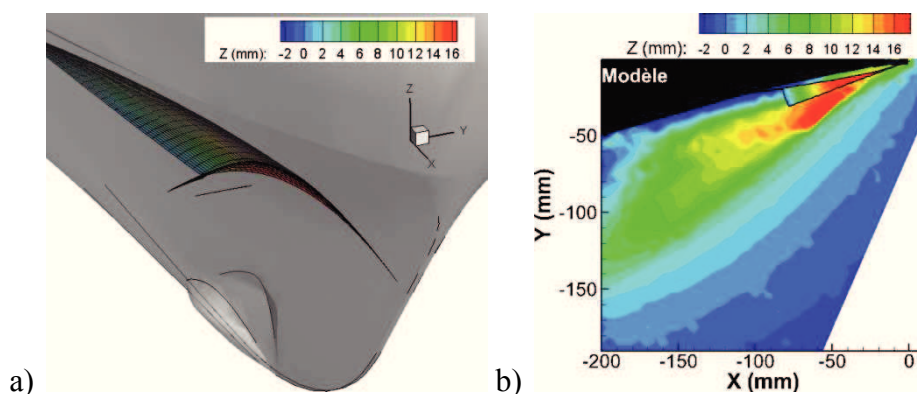
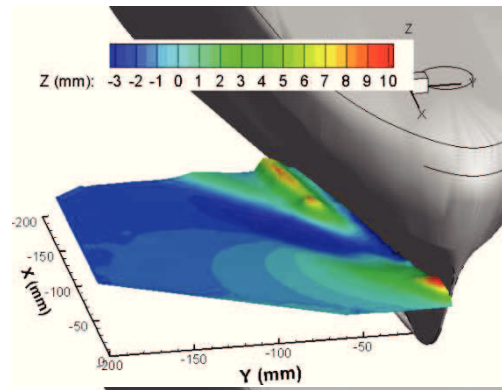
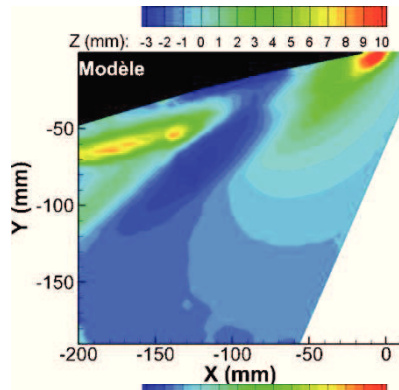


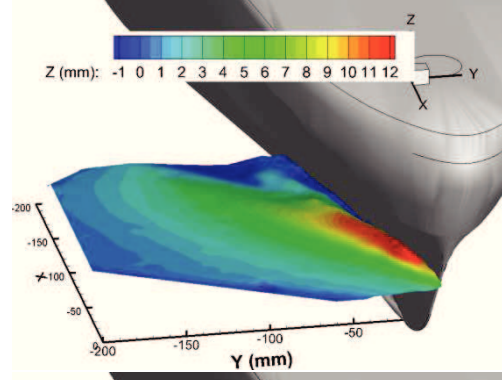
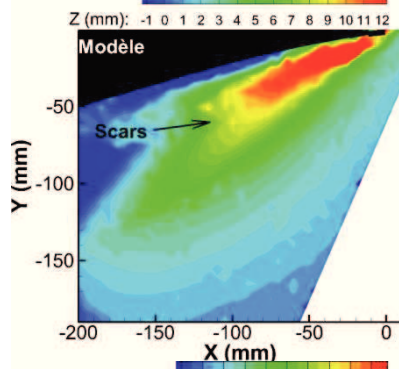
Figure IV-21 Vague d'étrave théorique générée par une plaque plane définie par le tirant d'eau, l'angle d'entrée, l'angle de tulipage et la vitesse d'avancée : a) Représentation de la vague d'étrave calculée b) Comparaison avec la vague d'étrave mesurée

L'analyse des surfaces moyennes mesurées en fonction de la vitesse du modèle permet également de mettre en évidence la présence de "scars" sur la vague d'étrave. L'apparition de ces "cicatrices" a déjà été observée par Olivieri et al. [2004]. Ces cicatrices sont parallèles à l'avancée du modèle. Elles sont visibles notamment sur les représentations de la vague d'étrave pour les vitesses entre 0,8 m/s et 1,06 m/s (Figure IV-22). Cette cicatrice est localisée dans la partie avale de la vague pour ces trois vitesses Olivieri et al. [2004] précisent que ces cicatrices correspondent à des régions de la vague d'étrave où ont lieu de fortes fluctuations de hauteur.

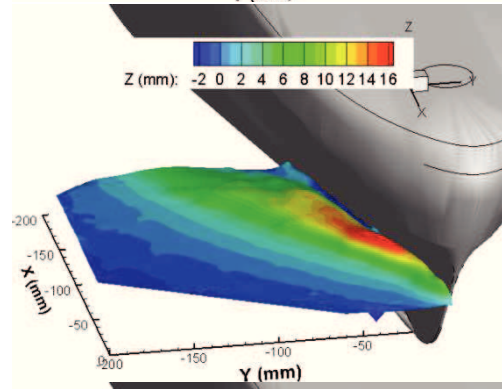
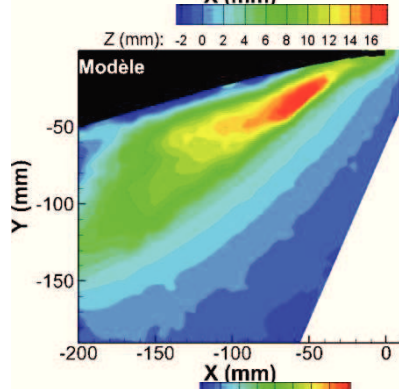
a) $U_b = 0,54$ m/s



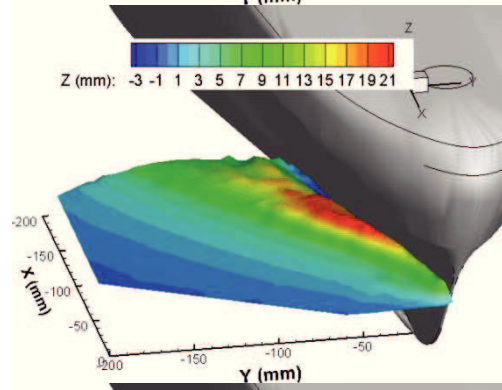
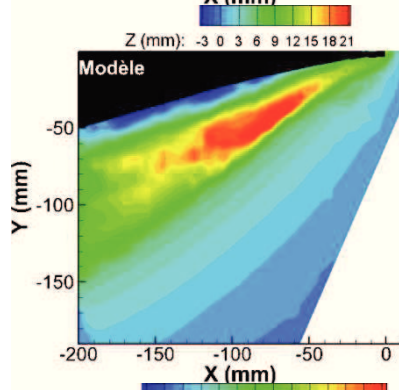
b) $U_b = 0,80$ m/s



c) $U_b = 0,95$ m/s



d) $U_b = 1,06$ m/s



e) $U_b = 1,13$ m/s

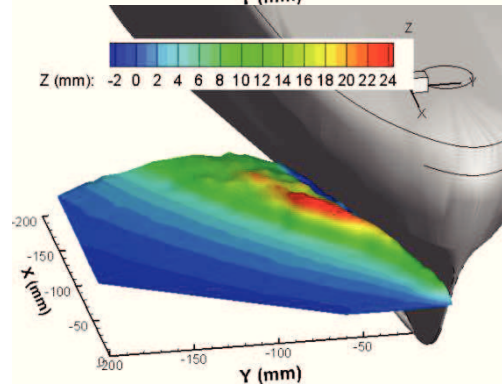
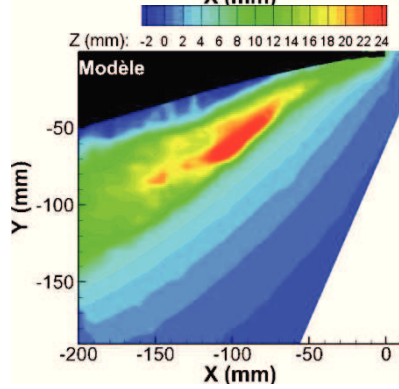


Figure IV-22 Vague d'étrave moyenne pour les différents nombres de Froude étudiés : Représentation dans le plan (XY) et vue tridimensionnelle

La vague d'étrave a également été comparée aux résultats des simulations numériques réalisées à partir d'une modélisation *RANS*, Figure IV-23 et Figure IV-24. La Figure IV-23 fournit une représentation bidimensionnelle et tridimensionnelle des surfaces mesurées et simulées. Les amplitudes de vagues sont du même ordre dans les deux cas et la forme de la surface présentée sur la vue bidimensionnelle est cohérente entre les deux méthodes. Cependant la vague d'étrave mesurée présente de fortes amplitudes localisées plus en amont que pour la simulation. L'angle entre la crête de la vague d'étrave et la ligne d'avancée est plus important dans le cas de la mesure. De plus, la représentation tridimensionnelle révèle que la vague d'étrave simulée déferle, ce qui n'a pas été observé durant les expériences. Ce phénomène peut être expliqué par des effets de tension de surface présents dans le bassin. Cette tension peut être accentuée par la présence de particules en surface. L'analyse des variations de hauteur sur une même ligne définissant la ligne de crête dans le cas numérique est fournie sur la Figure IV-24. Les deux méthodes révèlent des évolutions de la surface cohérentes avec des différences de hauteur relativement élevées, de l'ordre de 4 mm. On note cependant que la ligne de crête de la vague numérique est différente de celle mesurée.

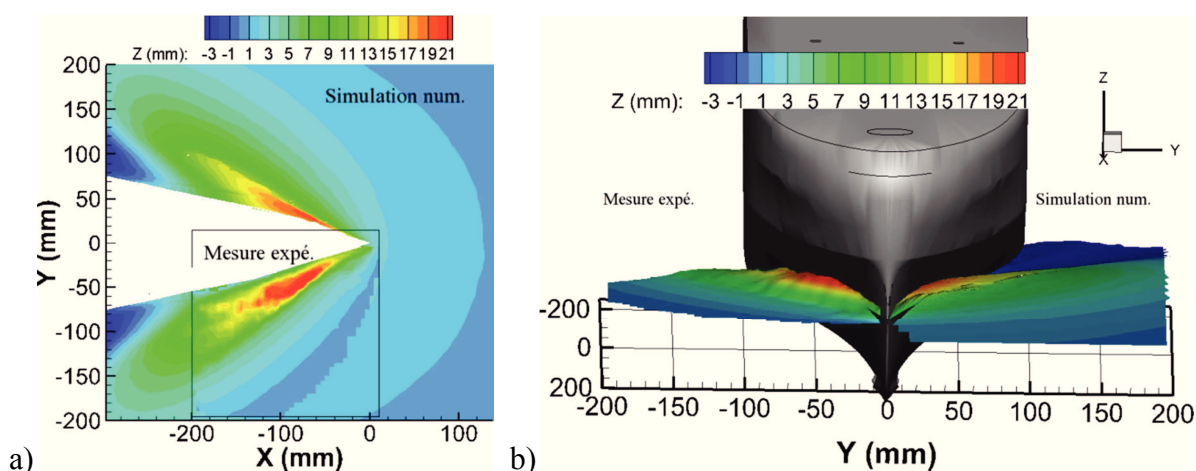


Figure IV-23 Comparaison avec les simulations numériques pour la vitesse de 1,06 m/s : a) Vue bidimensionnelle, plan (X,Y) b) Représentation tridimensionnelle

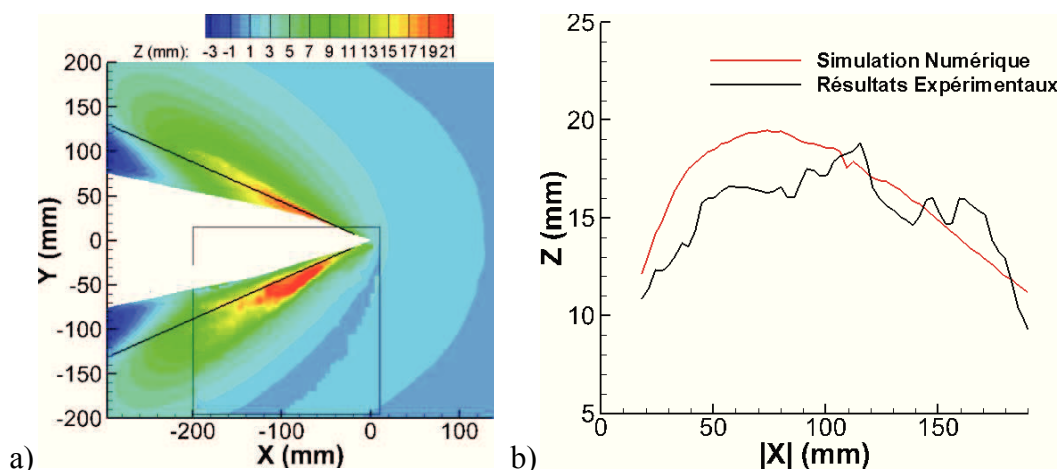


Figure IV-24 Comparaison avec les simulations numériques pour la vitesse de 1,06 m/s a) Ligne comparée b) Comparaison du profil de hauteur sur une même ligne

IV.3.2 Oscillation de la vague d'étrave

Les valeurs présentées jusqu'à présent sont des valeurs de hauteur moyennes estimées à partir de l'acquisition d'images de la vague d'étrave au cours de l'avancée du modèle. Comme évoqué dans le Chapitre III, la mesure de la surface présente une oscillation au cours du temps. La Figure IV-25 fournit une représentation des variations de hauteur d'un point du champ de vagues et les vibrations verticales déterminées sur une caméra en suivant un point de référence

sur le modèle de navire. Cette figure correspond à une vitesse de modèle de 1,06 m/s. De plus, cette oscillation de vitesse est reproductible comme le montre la Figure IV-26. Cette partie présente donc dans un premier temps une analyse détaillée de cette oscillation pour une vitesse de modèle de 0,95 m/s. L'évolution de cette variation de hauteur en fonction du nombre de Froude est ensuite analysée. Enfin, une discussion sur les phénomènes responsables de cette oscillation est proposée.

Les variations de hauteur sont caractérisées par une première phase entre $t=0s$ et $t=t_c$ correspondant à l'accélération du modèle au cours de laquelle la vague d'étrave se forme avec une augmentation de la hauteur. Après cette première phase, le modèle avance à vitesse constante. Dans cette zone, la surface présente une oscillation qui semble s'atténuer avec le temps. Enfin, une zone sans ou avec trop peu de particules, entraîne des erreurs de reconstruction de la surface mesurée. Pour chaque vitesse, des zones sans particules sont présentes au cours de l'avancée du navire. Dans ces régions, la surface ne peut être reconstruite.

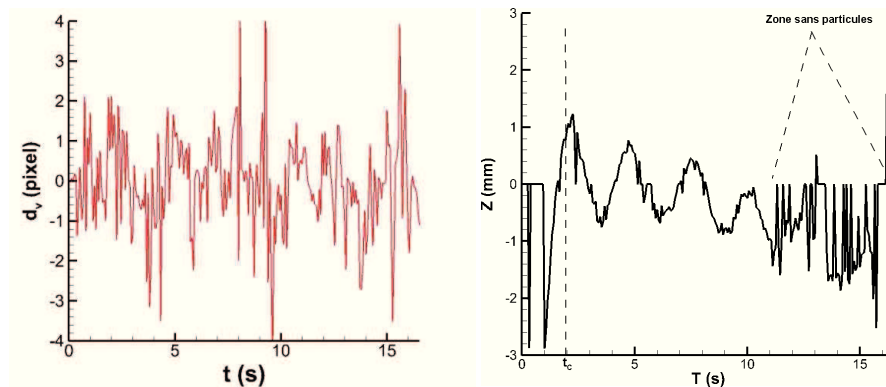


Figure IV-25 a) Vibration introduite par le mouvement du chariot sur les images de la surface b) Variation de hauteur de la surface mesurée pour un point localisé à $(X, Y) = (-100 \text{ mm}, 100 \text{ mm})$ pour une vitesse de 0,95 m/s.

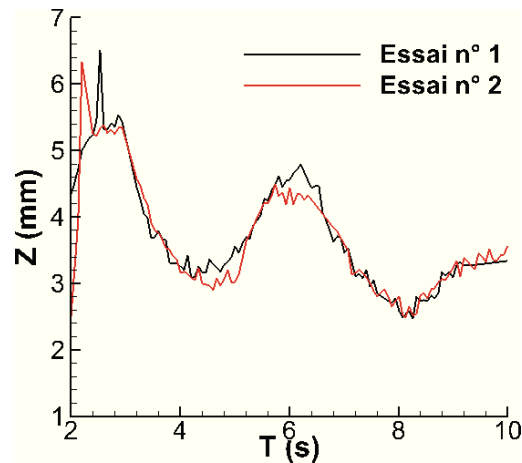


Figure IV-26 Reproductibilité de la mesure de la vague d'étrave et des variations de surface : $U_b = 1,13 \text{ m/s}$ et $(X, Y) = (-100 \text{ mm}, 100 \text{ mm})$

Afin d'analyser les caractéristiques de cette oscillation, la vitesse de 0,95 m/s a été étudiée en détails. Pour cette vitesse, les oscillations ont été estimées sur plusieurs points de la surface mesurée. La Figure IV-27 présente les variations de hauteur pour deux points justes en amont de la vague d'étrave. Ces deux points présentent les mêmes caractéristiques que décrites précédemment. Une augmentation de la hauteur correspondant à la formation de la vague d'étrave est suivie d'oscillations. La même représentation est réalisée pour deux points situés au niveau de la vague d'étrave, identifiés Figure IV-28.a. Ici, les variations de hauteur sont plus bruitées. Dans cette zone, comme expliqué précédemment, moins de particules sont présentes et le coefficient de corrélation entre images est moins élevé. Ce phénomène entraîne des erreurs dans la détermination de la hauteur avec de nombreux points erronés. Cependant, les oscillations de hauteur sont également apparentes.

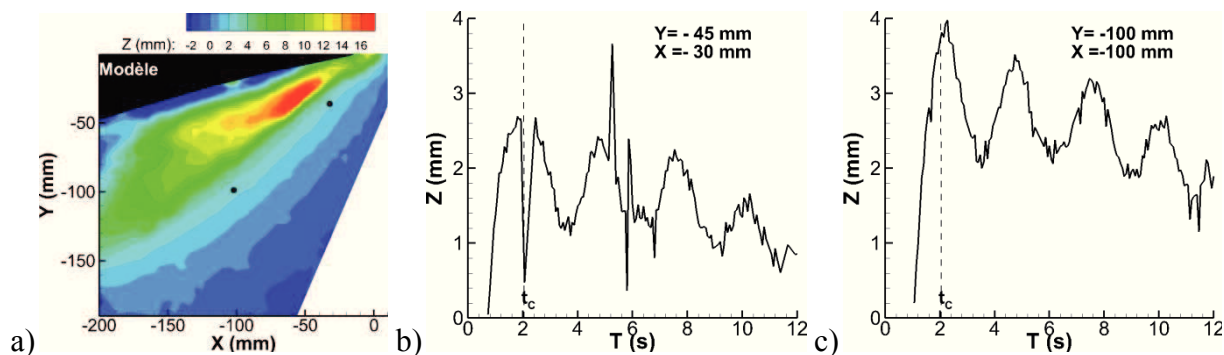


Figure IV-27 Oscillations des points de la surface situés en amont de la vague d'étrave : a) Position des points b) Variation de hauteur pour le point (-30 mm, -45 mm) c) Variation de hauteur pour le point (-100 mm, -100 mm)

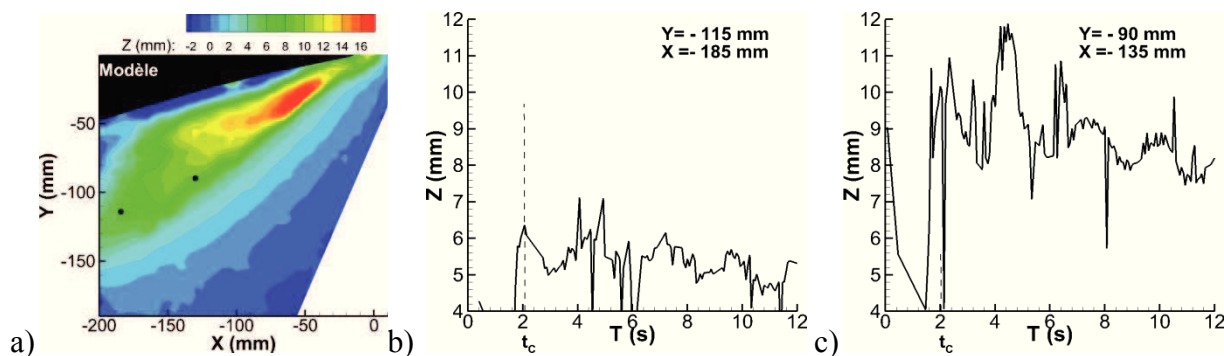


Figure IV-28 Oscillations des points de la surface situés au niveau de la vague d'étrave : a) Position des points sur la surface b) Variation de hauteur pour le point (-185 mm, -115 mm) c) Variation de hauteur pour le point (-135 mm, -90 mm)

Afin de caractériser cette oscillation, une modélisation de la variation de hauteur a été entreprise. Les données de hauteur sont avant tout filtrées en éliminant les points dont le coefficient de corrélation est inférieur à un seuil donné, ici 0,7. Les points dont la hauteur est éloignée de la moyenne de plus de trois fois l'écart type sont également filtrés. Une fois cette première étape réalisée, une fonction sinusoïdale adaptée est recherchée afin de modéliser les variations de hauteur. Ces variations comportent un niveau moyen et semble s'atténuer avec le temps. On remarque que cette dernière observation est cohérente avec le phénomène de *Wehausen* introduit dans le Chapitre I. De plus, l'étude des variations sur les Figure IV-27 et Figure IV-28 montre que le niveau moyen de cette oscillation semble diminuer avec le temps. A partir de cette observation, une loi sinusoïdale modélisant la variation de hauteur au cours du temps, notée $h(t)$, a été recherchée sous la forme :

$$h(t) = A(1 - C_1 \cdot t) \sin(\varphi + \omega t) + C_2 \cdot t + C_3 \quad (\text{IV-6})$$

où A est l'amplitude de l'oscillation, ω la pulsation (avec $\omega = 2\pi f$ où f est la fréquence de l'oscillation) et φ le déphasage. Le coefficient C_1 caractérise l'atténuation de l'oscillation et les coefficients C_2 et C_3 le niveau moyen au cours du temps. Pour le point $(X, Y) = (-100 \text{ mm}, -100 \text{ mm})$, cette modélisation est représentée sur la Figure IV-29.a. La loi ainsi définie est en accord avec l'évolution de la variation de hauteur. Cette modélisation a été appliquée aux quatre points de la surface présentés précédemment (Figure IV-29). Pour les points localisés sur la vague d'étrave (Figure IV-29.c et d) seule la partie finale du signal, moins bruitée, a été utilisée. Pour ces quatre points, l'amplitude et la fréquence de l'oscillation sont identiques. Le Tableau IV-10 fournit les fréquences de l'oscillation estimées à partir du modèle pour chaque position. L'ensemble de la surface mesurée semble donc être soumis à la même oscillation.

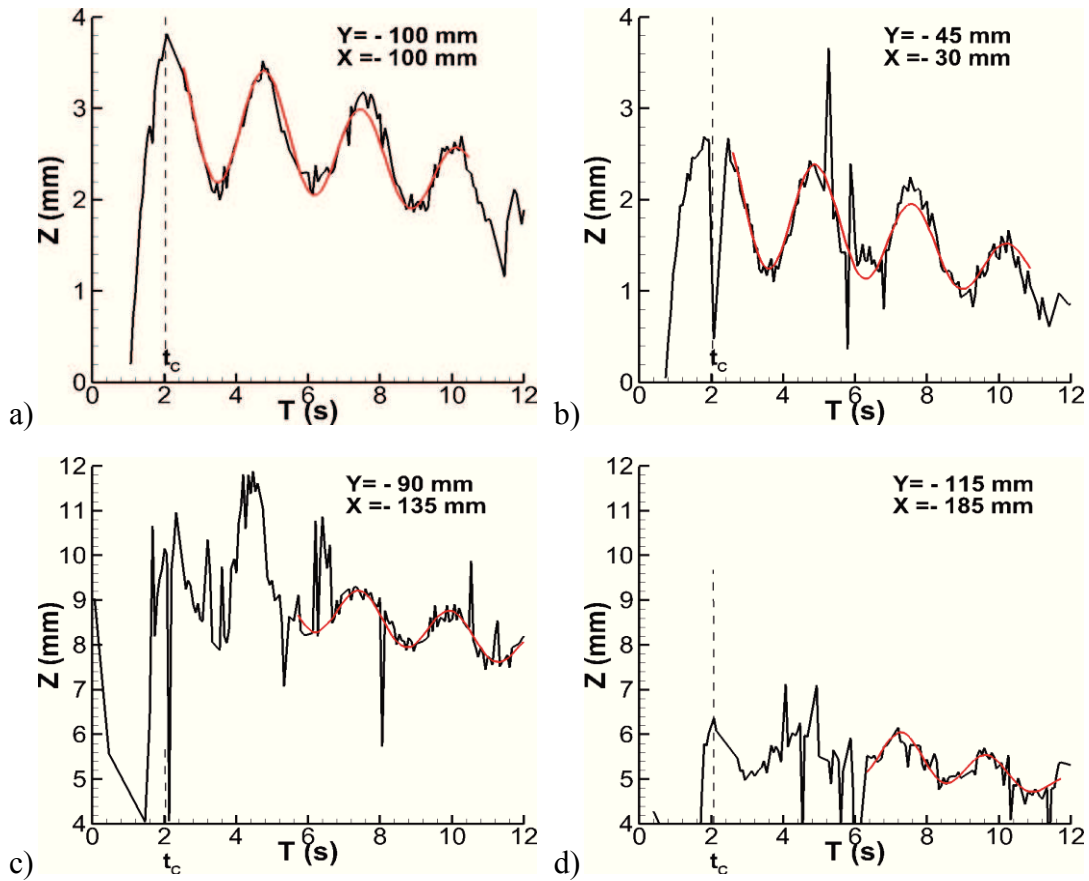


Figure IV-29 Modélisation des oscillations de surface pour différents points de la surface : $U_b = 0,95 \text{ m/s}$

Tableau IV-10 Fréquence estimée de l'oscillation de la vague d'étrave

Position du point (X, Y)	(-30, -45)	(-100, -100)	(-135, -90)	(-185, -115)
$f(\text{Hz})$	0,37	0,37	0,41	0,39

Afin de vérifier si un déphasage de l'oscillation est présent sur la surface, les variations de hauteur de deux points sur la même ligne longitudinale (Figure IV-30.a) et de deux points sur la même ligne transverse (Figure IV-30.b) ont été analysées. Pour les points sur la même ligne transverse, une fois le niveau moyen retranché, les variations de la surface sont identiques. Les paramètres d'amplitude et de fréquence sont les mêmes ainsi que la valeur de φ . Pour les points sur la ligne longitudinale, $Y=145 \text{ mm}$, l'amplitude et la fréquence sont identiques. Un léger déphasage peut être observé entre ces deux points.

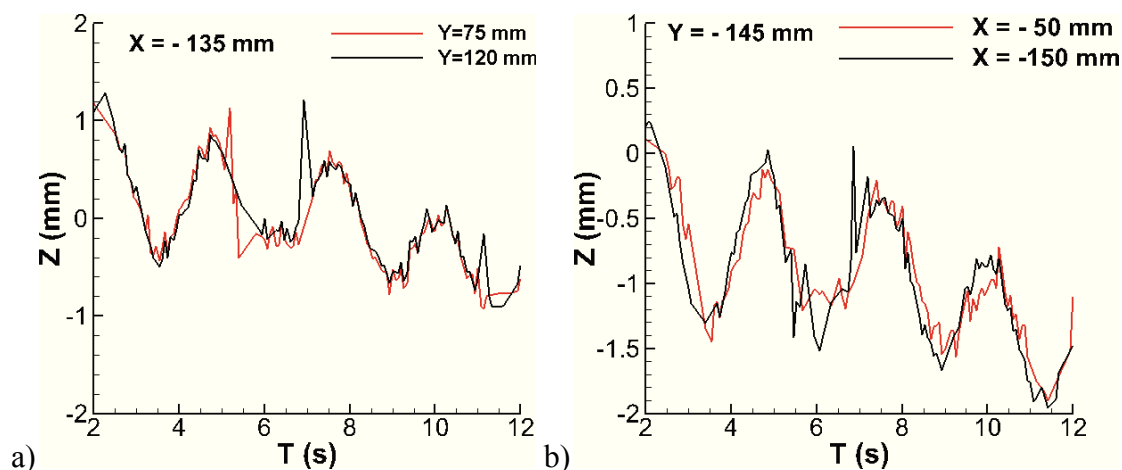


Figure IV-30 Oscillation de la vague d'étrave sur des points

L'analyse des variations pour la vitesse d'avancée de 0,95 m/s a permis de montrer que l'ensemble de la surface oscille avec la même amplitude et à la même fréquence. Pour chaque nombre de Froude, le point de la surface localisé à $(Y, X) = (-50 \text{ mm}, -50 \text{ mm})$ a été utilisé pour définir les paramètres du modèle proposé à partir de l'équation (IV-6). La représentation des variations en chaque point et de la modélisation est fournie sur la Figure IV-31 pour les cinq vitesses de navire étudiées. Pour le plus petit nombre de Froude, les variations de hauteur sont de l'ordre de la résolution de mesures. Pour cette vitesse, le modèle n'a pas pu être estimé. Dans ce cas, une fréquence caractéristique a donc été déterminée à partir d'une transformée de Fourier. Pour la vitesse de 0,80 m/s, seule une partie du signal comprise entre 8 et 12 secondes a été utilisée en raison de la mauvaise qualité des mesures pour cette vitesse. Ceci est certainement dû à un ensemencement de moins bonne qualité au moment des mesures. Cependant pour cette vitesse et pour les vitesses supérieures le modèle semble en bonne adéquation avec les variations de hauteur mesurées. Le Tableau IV-11 présente l'ensemble des paramètres estimés pour les différents nombres de Froude. La fréquence de l'oscillation diminue donc avec l'augmentation de la vitesse du navire. En ce qui concerne, le paramètre A , qui caractérise l'amplitude de la variation de hauteur, celui-ci augmente avec le nombre de Froude (Figure IV-34.a). Le paramètre C_1 est dans tous les cas négatif, traduisant l'atténuation des oscillations avec le temps. Enfin, le paramètre C_2 , est négatif mettant en évidence la diminution du niveau moyen de la variation de la surface. Cette diminution est toutefois faible. Elle est de l'ordre du millimètre sur une longueur d'environ 10 m.

Tableau IV-11 Paramètres de la modélisation des variations de surface

$V(m/s)$	$F(Hz)$	$A(mm)$	φ	$C_1(mm/s)$	$C_2(mm/s)$	$C_3(mm)$
0,53	0,81					
0,8	0,49	0,75	-0,09	0,05	-0,09	4,34
0,95	0,37	0,80	-3,19	0,05	-0,09	2,28
1,06	0,33	0,84	-3,64	0,02	-0,11	3,77
1,13	0,26	1,23	-2,94	0,06	-0,17	3,97

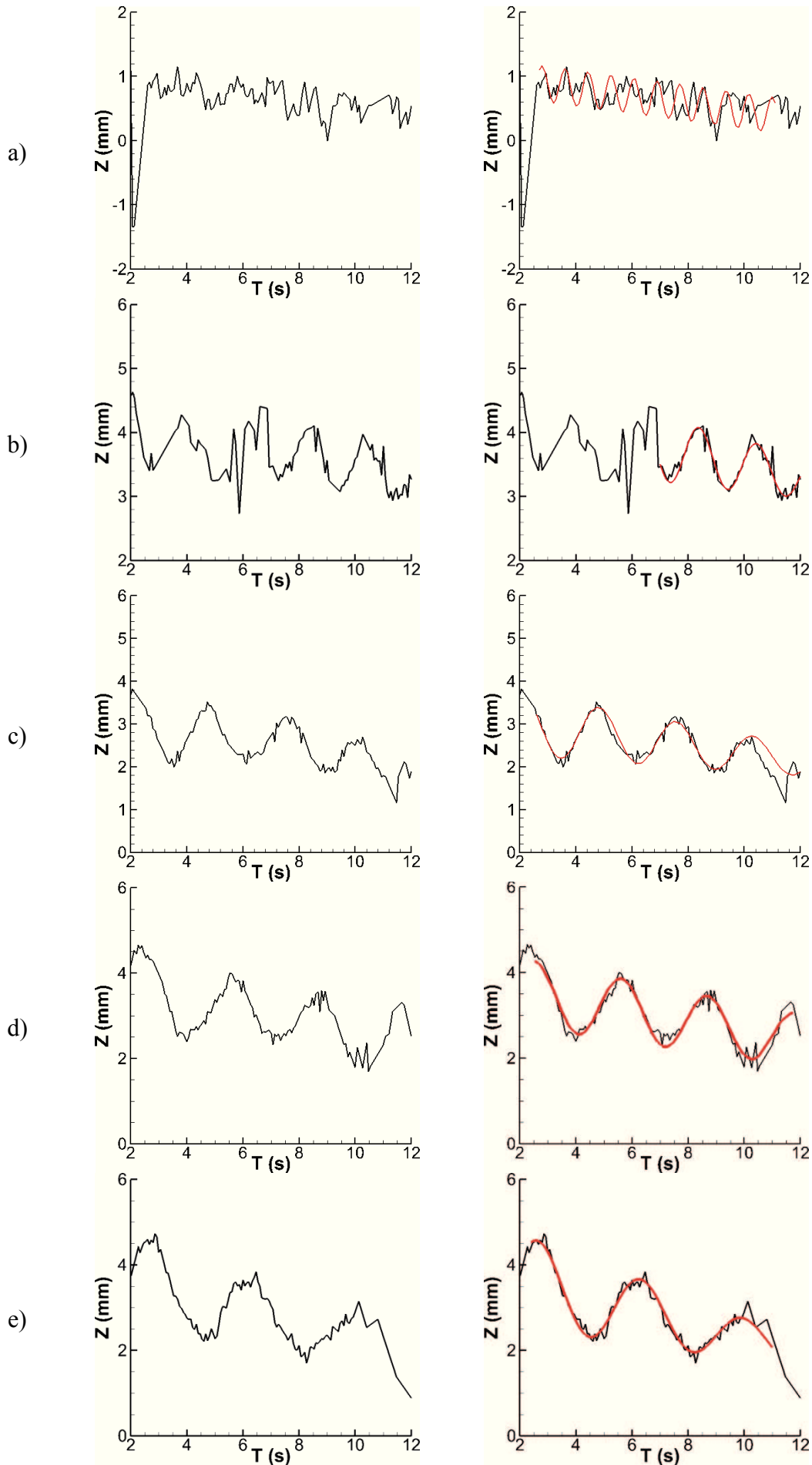


Figure IV-31 Variations de surface et modélisation pour les différentes vitesses : a) 0,53 m/s b) 0,80 m/s c) 0,95 m/s d) 1,06 m/s e) 1,13 m/s

Les origines de cette variation de hauteur sont à rechercher soit dans les conditions de l'expérience soit dans un phénomène lié à l'écoulement. Pour le premier type d'explication, des vibrations du charriot affectant le système stéréoscopique ou des variations de la position du chariot par rapport à la position de la surface libre pourraient expliquer ce phénomène. Pour rappel, les vibrations du système stéréoscopiques sont visibles sur les images d'acquisition en suivant la position d'un point du modèle (cf. Chapitre III). Ces vibrations sont corrigées en soustrayant le déplacement estimé de ce point par rapport à l'image d'origine. Cependant, pour éliminer des hypothèses ces vibrations, les images non corrigées ont été étudiées. La Figure IV-32.a présente les variations de la position d'un point du bateau sur une caméra du système stéréoscopique pour trois vitesses en fonction du temps d'acquisition (0,95 m/s, 1,06 m/s et 1,13 m/s). Ces variations semblent être soumises à une oscillation du mouvement du point. La représentation de cette variation de position en fonction de la position dans le bassin (Figure IV-32.b) montre que ces oscillations paraissent être les mêmes suivant la distance parcourue par le charriot. Cette observation est cohérente avec le fait que ces vibrations soient provoquées par des défauts des rails du bassin. Elles ne correspondent pas au phénomène observé sur la surface. En effet dans ce cas, la fréquence de l'oscillation devrait augmenter avec la vitesse. Dans notre cas, l'observation inverse a été démontrée. Une autre explication possible serait la variation de vitesse du charriot au cours de l'avancée du modèle. Cette vitesse peut être mesurée à l'aide d'un capteur optique. La Figure IV-33 fournit la vitesse d'un charriot au cours du temps pour une vitesse de 0,8 m/s dans la phase de vitesse constante. Pour cette vitesse, la fréquence de l'oscillation de la surface a été estimée à 0,5 Hz. Les fréquences mises en jeu dans les variations de vitesse au cours d'un essai sont plus élevées. De plus, les variations de vitesse sont faibles, inférieures à 0,01 m/s. Si la diminution du niveau moyen peut être causée par un mauvais alignement des rails avec la surface du bassin, les oscillations ne semblent pas liées au système de mesures mais bien à une caractéristique de l'écoulement.

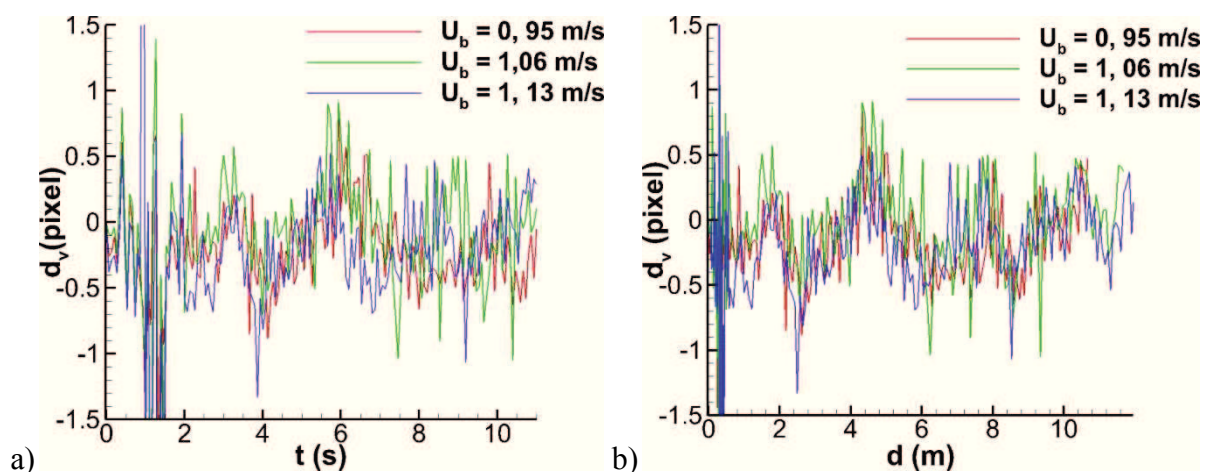


Figure IV-32 Déplacement vertical du point de contrôle sur les images d'acquisition : a) en fonction du temps b) en fonction de la position dans le bassin

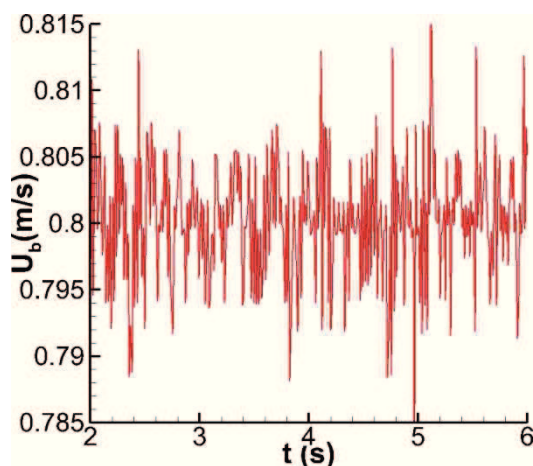


Figure IV-33 Fluctuation de vitesse au cours de l'avancée du charriot : $U_b = 0,80$ m/s

Les propriétés des variations de hauteur observées correspondent à celles décrites par Grosenbaugh et Yeung [1989] qui introduisent le phénomène de *Wehausen*. La fréquence de ces oscillations décroît avec le nombre de Froude et elles présentent une atténuation avec le temps. De plus, l'amplitude de cette oscillation augmente avec le nombre de Froude (Figure IV-34.a).

L'expression théorique de la fréquence de ce phénomène a été présentée dans le Chapitre I et s'écrit sous la forme adimensionnelle tel que :

$$f \left(\frac{d}{g} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{8\pi F_d} \quad (\text{IV-7})$$

La Figure IV-34.b, fournit la comparaison entre les fréquences estimées à partir de nos mesures et la théorie présentée dans l'étude de Grosenbaugh et Yeung [1989]. Ici, les fréquences estimées sont du même ordre que la fréquence déterminée par l'équation (IV-7) et l'évolution suit celle de la courbe théorique. Contrairement à l'étude de Grosenbaugh et Yeung [1989], les oscillations de la surface observées ici semblent donc en accord avec le phénomène de *Wehausen*. Ce phénomène est engendré par la présence de vagues se propageant plus vite que le modèle. Cette oscillation ne doit donc pas affecter seulement la vague d'étrave mais l'ensemble du champ de vagues. Celle-ci n'est pas prise en compte dans la reconstruction du champ de vagues proposée dans la partie précédente. On note cependant que ces oscillations sont faibles devant les amplitudes des vagues générées dans le sillage du modèle. L'influence sur les caractéristiques du sillage global et sur l'analyse proposée peut donc être négligée.

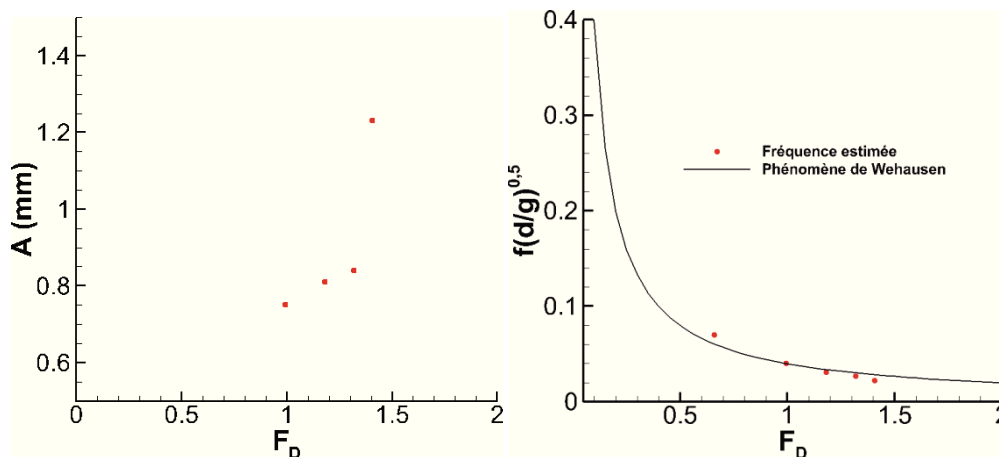


Figure IV-34 Evolution des caractéristiques de l'oscillation : a) Amplitude en fonction du nombre de Froude, F_D b) Fréquence en fonction du nombre de Froude, F_D

IV.4 Ecoulement autour de la carène

L'écoulement tridimensionnel autour de la carène a été déterminé expérimentalement à partir de mesures de Stéréo-PIV. Ces mesures permettent de reconstruire le champ de vitesse tridimensionnel autour de la coque du modèle. Cette partie présente la description détaillée de ce champ de vitesse proche de la paroi pour un nombre de Froude F_L égale à 0,33 ($U_b=1,06$ m/s). Ce champ de vitesse peut être mis en relation avec les mesures de hauteur réalisées dans le sillage du modèle. Une comparaison entre l'écoulement mesuré et l'écoulement déterminé à partir des simulations numériques est également présentée.

IV.4.1 Description de l'écoulement

Dans le but de décrire l'écoulement généré au passage du modèle proche de la carène, différents plans sont extraits du volume de vitesse reconstruit.

Tout d'abord, les vitesses mesurées au sein de deux plans (XY) (plan parallèle à la surface au repos) sont représentées sur la Figure IV-35. Le premier plan est situé à $Z=-100\text{ mm}$, soit sous le modèle. Le deuxième est localisé à $Z=-30\text{ mm}$.

Le premier champ de vitesse, à $Z=-100\text{ mm}$, est caractérisé par un écoulement de « retour » avec des vecteurs vitesses dans le plan (XY) orientés de l'avant vers l'arrière du navire. Au niveau de l'étrave, la vitesse V_z est négative. Cette composante devient positive à la poupe. Ces caractéristiques de l'écoulement sont liées au volume d'eau déplacé au passage du modèle.

Au sein du plan localisé à $Z=-30\text{ mm}$, l'écoulement de l'avant vers l'arrière du modèle est également observé le long de la coque du modèle. Au niveau de l'étrave, les vecteurs vitesses sont orientés dans le sens du modèle d'avancé. De même à l'arrière, dans le sillage du navire, sur la ligne longitudinale $Y=0\text{ mm}$, des vitesses suivant X de fortes amplitudes sont présentes. Dans cette zone, le fluide est entraîné par le modèle. De plus, sur ce plan, les variations de la composante le long de la coque et dans le sillage proche, V_z , sont corrélées avec l'orientation des vagues dans cette région. Ceci n'est pas le cas sur le plan situé plus profondément, à $Z=-100\text{ mm}$.

Sur le plan (XZ) à $Y=0$, les mêmes caractéristiques que celles décrites précédemment sont observables (Figure IV-36). A l'avant du navire ($X<-300\text{ mm}$), le fluide est repoussé dans la direction du navire. Au niveau de l'étrave jusqu'au centre de modèle, la composante de vitesse suivant Z est négative. Dans cette zone centrale ($-300\text{ mm}>X>300\text{ mm}$), l'écoulement est orienté vers l'arrière de la maquette. Cette dernière région ($X>300\text{ mm}$) est caractérisée par une composante V_z positive et des amplitudes de V_x élevées dans le sens d'avancé du modèle.

La Figure IV-37 présente des champs de vitesse dans le plan (Y,Z) à différente localisation X . La Figure IV-37.a correspond à un plan juste à l'avant du modèle à $X=-450\text{ mm}$. Dans cette région, le fluide est donc déplacé vers l'avant. Dans la zone centrale à $X=80\text{ mm}$ (Figure IV-37.b), l'écoulement est orienté vers l'arrière du modèle. Cette représentation permet de mettre en évidence la distribution des vitesses de cet écoulement le long de la coque du navire. Les amplitudes de la composante V_x sont plus importantes sur les côtés du modèle. A l'arrière, à $X=450\text{ mm}$, les vecteurs vitesses sont orientés vers le haut et une zone comprenant des fortes amplitudes négatives de la composante V_x est observée proche de la coque.

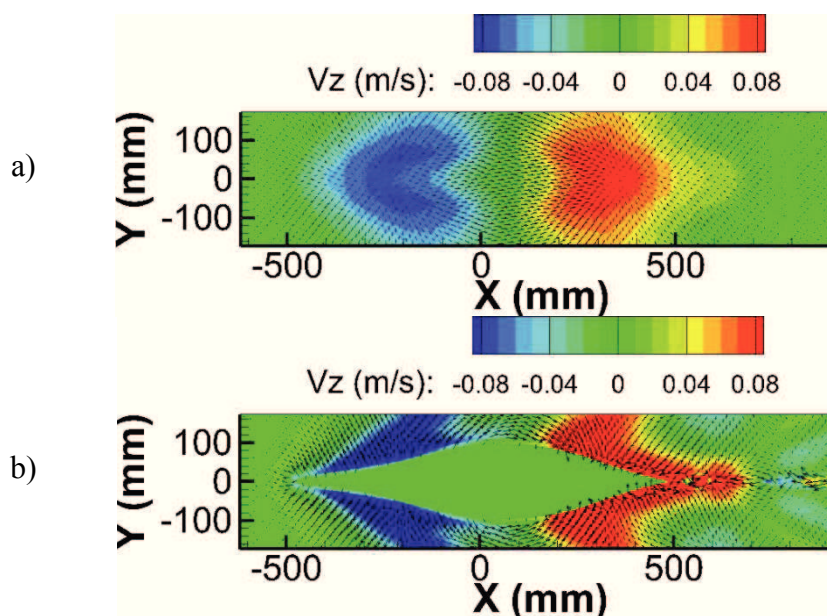


Figure IV-35 Champs de vitesse dans le plan (X,Y). Les vecteurs correspondent aux composantes (V_x,V_y), la couleur à V_z .
a) $Z=-100\text{ mm}$ b) $Z=-30\text{ mm}$

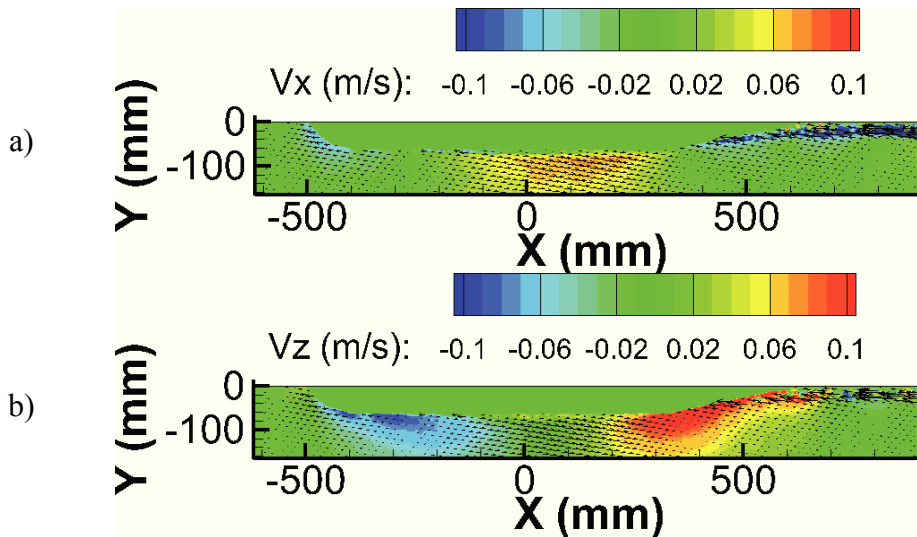


Figure IV-36 Champs de vitesse dans le plan (Z,X) à $Y=0$. Les vecteurs correspondent aux composantes (V_x, V_y) : a) Couleur = V_x b) Couleur = V_y

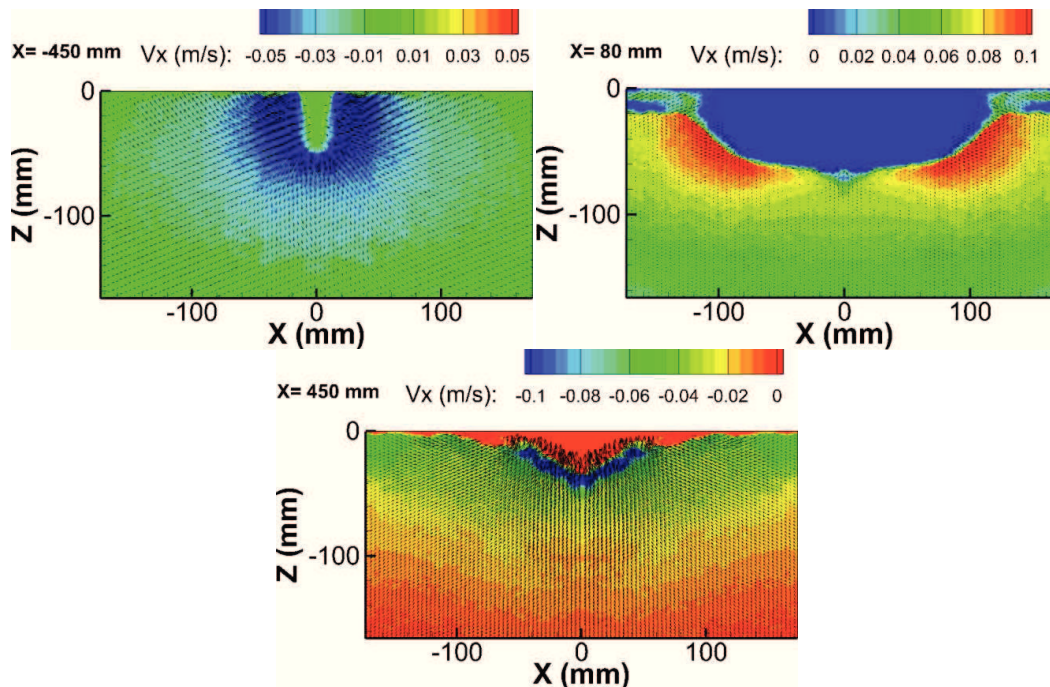


Figure IV-37 Champs de vitesse dans le plan (Z,Y) à différents X. Les vecteurs correspondent aux composantes (V_x, V_z) , la couleur à V_x : a) $X=-450$ mm b) $X= 80$ mm c) $X=450$ mm

IV.4.2 Relation hauteur d'eau, champ de vitesse

La description de l'écoulement a montré que le champ de vitesse généré par le modèle est corrélé à la forme de la surface dans la zone proche de l'interface. La Figure IV-38 présente les valeurs des composantes de vitesse dans un plan (XY) localisé à $Z=-25$ mm. Proche du modèle, l'inclinaison des zones de fortes amplitudes est similaire à celle des vagues mesurées. Sur la ligne d'avancée du navire, dans son sillage, de fortes amplitudes des trois composantes sont également présentes. Dans cette région, les vagues mesurées correspondent aux ondes transverses, se propageant dans la direction du modèle. L'écoulement sous cette surface est caractérisé par des changements de signes des composantes V_x et V_z en relation avec le passage des vagues transverses.

Comme cela a été décrit dans le paragraphe précédent, le champ de vitesse dans le plan sous le modèle, à $Z=-100$ mm, n'est pas affecté par la forme de la surface. Les caractéristiques de cet écoulement correspondent à celles décrites pour introduire la vague de Bernoulli dans le chapitre I. La valeur de la composante V_x sur une ligne longitudinale ($Y=150$ mm) du plan (XY) localisé à

$Z=-100$ mm est représentée sur la Figure IV-39. Cette évolution est comparée avec l'évolution de la surface sur cette même ligne extraite à partir de la méthode de décomposition du champ de vagues présentée dans ce chapitre. Cette surface correspond à celle représentée sur la Figure IV-14.d. Au centre du modèle ($X=0$ mm), les deux courbes sont en opposition de phase. La vitesse maximale correspond au minimum de hauteur du système d'onde primaire.

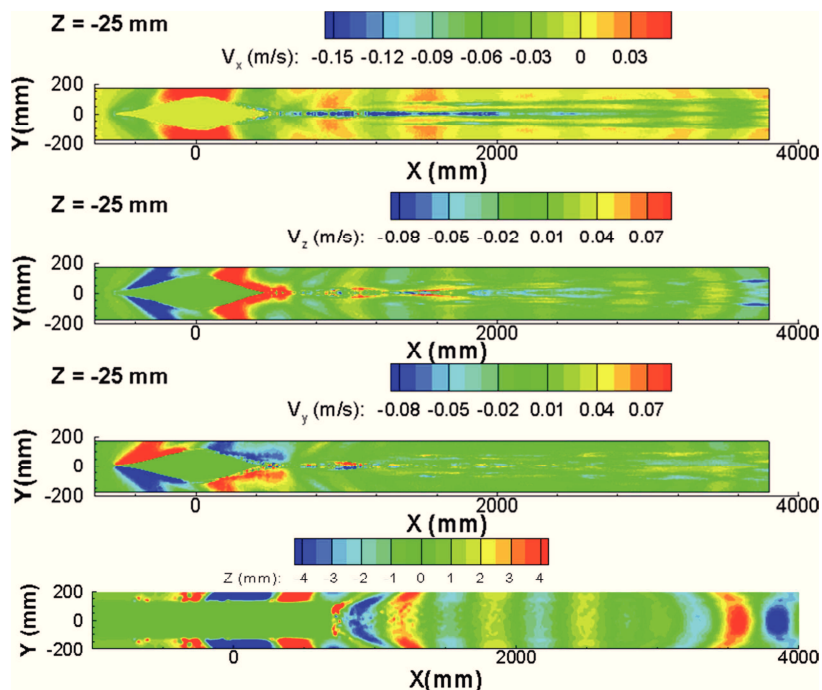


Figure IV-38 Evolution des trois composantes de vitesse dans le plan (XY) localisé à $Z=-25$ mm et de la hauteur de la surface

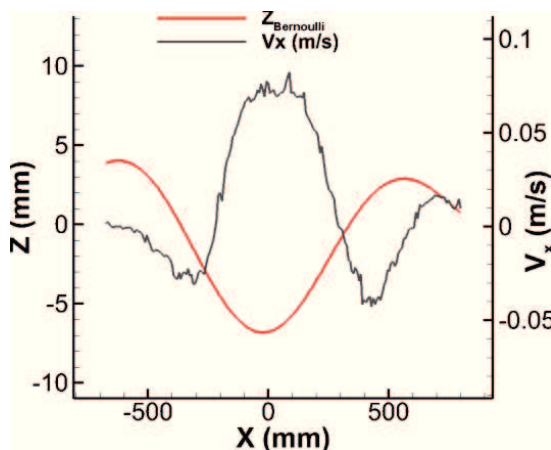


Figure IV-39 Variation de vitesse (composante V_x dans le plan (XY) localisé à $Z=-100$ mm) et de hauteur (surface filtrée par décomposition du champ de vagues) sur la ligne longitudinale $Y=200$ mm

IV.4.3 Comparaison avec l'outil numérique

La Figure IV-40 fournit la comparaison des champs de vitesse mesuré et simulé sur un plan (X, Y) localisé à $Z= -50$ mm. Les trois composantes sont comparées dans ce plan et sur une ligne longitudinale située à $Y=0,15$ m. Dans le cas numérique, la vitesse relative au modèle est calculée en retranchant la valeur de la vitesse de l'écoulement moyen, ici, 1,06 m/s.

Pour les composante V_z (vitesse verticale) et V_y (vitesse transverse), les données expérimentales et numériques présentent un bon accord (Figure IV-40.a et Figure IV-40.b). Pour la vitesse

longitudinale, V_x , la région de vitesse négative à l'étrave du modèle et à la poupe, présente des valeurs plus élevées dans le cas numérique (Figure IV-40.c). L'amplitude de cette vitesse dans la zone d'accélération du fluide le long du modèle est similaire dans les deux cas. A l'arrière du modèle, dans le sillage proche, l'écoulement simulé présente des propriétés différentes de celui mesuré. Dans le cas numériques, cette région est caractérisée par des amplitudes négatives élevées de la vitesse longitudinale. Ces amplitudes importantes ne sont pas présentes sur les résultats issus des expériences.

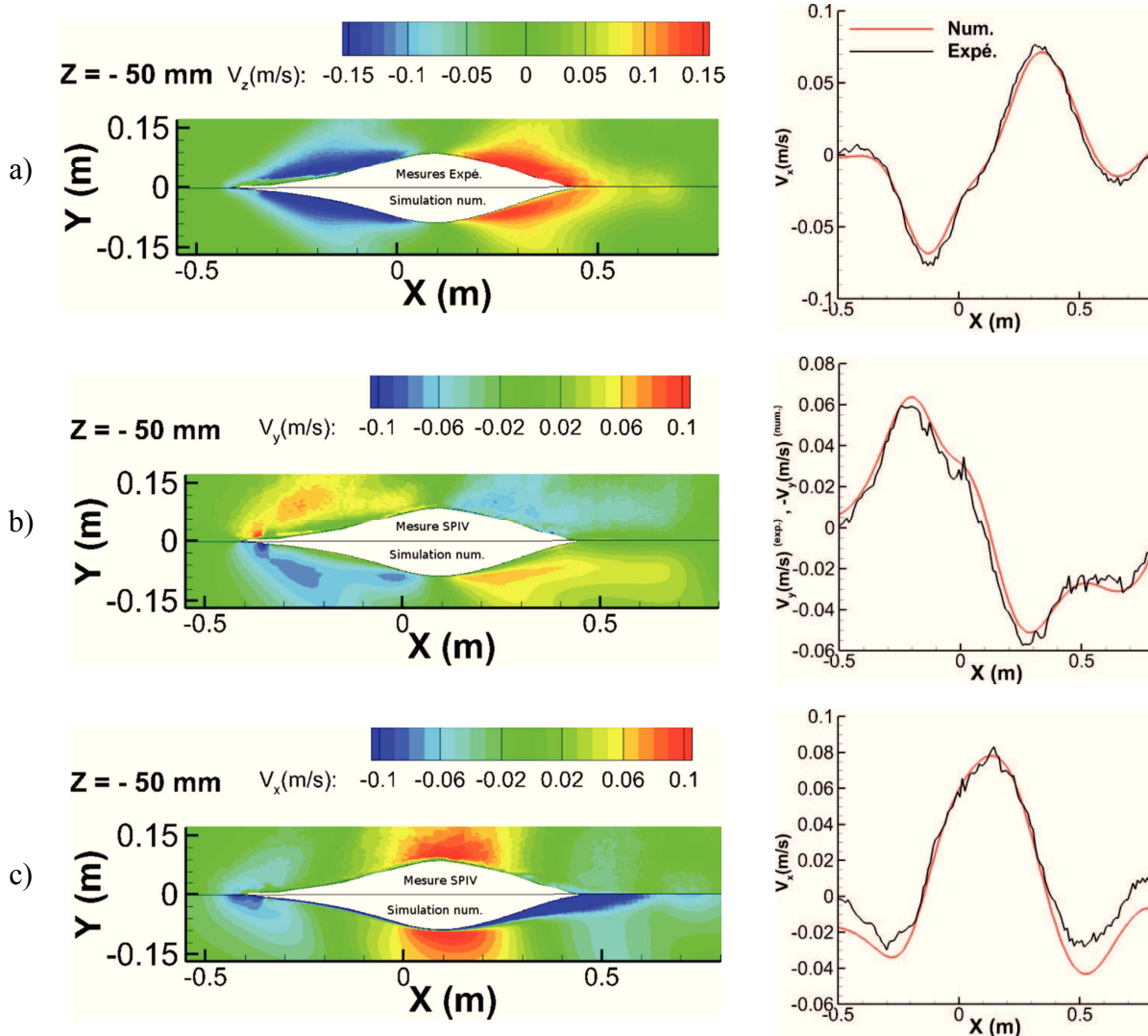


Figure IV-40 Comparaison des champs de vitesse mesuré et simulé dans la plan (XY) à $Z = -50\text{mm}$. Comparaison sur une ligne longitudinale à $Y = 0,15\text{ m}$: a) V_z b) V_y c) V_x

IV.5 Effet d'échelle

Les mesures de surface autour du modèle *DGA* ont été effectuées à deux échelles différentes : 1:10 et 1:77,5. Des mesures de hauteur autour de la maquette de plus grandes dimensions ont été obtenues à partir de la méthode de projection. Ces résultats ont été comparés à des données issues d'une méthode de mesure de surface linéique (Perelman et al. [2011]). Cette comparaison a montré le bon accord entre ces données et les mesures entreprises à partir de la méthode de projection développée durant cette thèse. Les mesures linéiques étant cependant effectuées sur une longueur de champ plus importante, elles sont utilisées ici pour évaluer l'effet d'échelle.

La Figure IV-41.a fournit la comparaison des champs de vagues reconstruit aux deux échelles étudiées. La mesure autour de la grande maquette correspond à la partie à l'intérieur du rectangle. Pour permettre cette comparaison, les hauteurs de la surface sont adimensionnées à partir de l'amplitude maximale estimée sur la ligne longitudinale $Y/L_b = 0,2$. La géométrie du champ de

vagues est identique aux deux échelles. Cette représentation permet de visualiser le bon accord entre les positions des vagues au niveau de la limite du rectangle. Les coupes longitudinales, localisées respectivement à $Y/L_b=0,2$ (Figure IV-41.b) et à $Y/L_b=0,375$ (Figure IV-41.c), montre également des évolutions de surface similaires entre les deux échelles. Des disparités sont toutefois observées sur des ondes de faibles amplitudes, par exemple à $X/L_b \approx 0,5$ (Figure IV-41.b) et à $X/L_b \approx 0,8$ (Figure IV-41.c). Ces écarts peuvent être dus à des effets de tension de surface dans le cas du modèle à l'échelle 1:77,5.

De plus, comme précisé dans le Chapitre I, les effets d'échelles sur la forme de la surface dus aux effets visqueux sont essentiellement présents au niveau du sillage issu de la poupe du modèle. Ici, les mesures à grande échelle étant seulement disponibles proche de la maquette, cet effet ne peut pas être évalué.

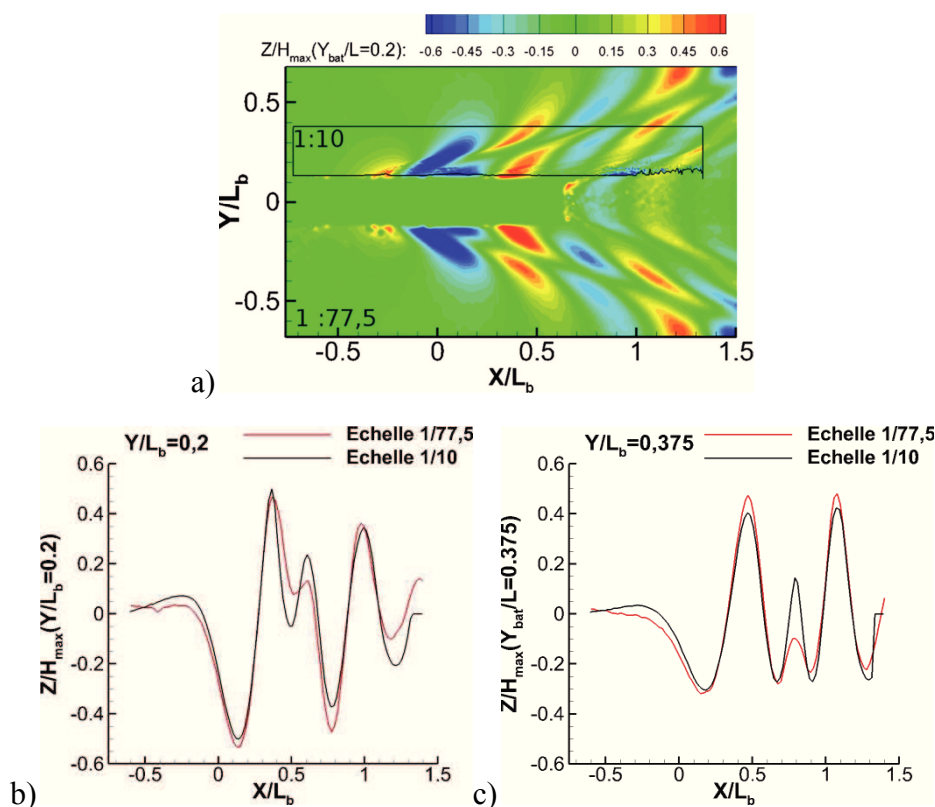


Figure IV-41 Effet d'échelle : a) Champs de vagues reconstruits aux deux échelles b) Comparaison sur la ligne longitudinale $Y/L_b=0,2$ c) Comparaison sur la ligne longitudinale $Y/L_b=0,375$

IV.6 Conclusion

Les méthodes développées et les outils utilisés durant cette thèse ont permis de réaliser des mesures de champs de vagues, proches et lointains, et de vitesse au sein de l'écoulement. Ce chapitre a présenté l'analyse effectuée sur les données issues de ces différents outils.

Les méthodes de mesures de surface par moyens optiques ont tout d'abord permis de reconstruire le champ de vagues globales généré par deux modèles de navire à différents nombres de Froude. Une description détaillée de la surface autour du modèle s'appuyant sur la représentation des champs de vagues et sur l'enveloppe des ondes de surfaces a été présentée. De plus, à partir de ces champs, la détermination du taux de décroissance des ondes dans le sillage du navire a également été effectuée. Cette analyse a montré que cette décroissance était similaire à celle d'un bateau naviguant en eau profonde. De même, l'étude de l'amplitude maximale des ondes générées par le modèle a confirmé l'hypothèse de sillage en eau profonde. En effet, l'évolution estimée de cette hauteur maximale en fonction du nombre de Froude F_h s'accorde à un modèle empirique présenté dans le Chapitre I correspondant à des mesures en eau profonde.

Ensuite, une étude dans le domaine de Fourier a été entreprise. Cette analyse est rendue possible par l'utilisation des méthodes optiques. En effet, ces outils permettent d'obtenir des champs de vagues avec une résolution élevée (un point de mesure tous les 10 mm dans les deux directions) et avec une précision inférieure au millimètre. Les espaces spectraux résultant de ces mesures sont alors suffisamment définis pour en déduire l'angle du sillage de Kelvin avec des erreurs de l'ordre du degré. Cet ordre de grandeur de l'erreur sur l'angle du dièdre pourrait être comparé à celle réalisé lors de l'estimation de cet angle dans l'espace réel. De plus, à partir de cette transformation de Fourier, une décomposition du sillage a été entreprise avec l'objectif de séparer les différents systèmes de vagues générés par le modèle de navire : vague primaire et sillage de Kelvin.

L'analyse de la vague d'étrave à partir de mesures de stéréo-corrélation a également été proposée. Cette méthode optique permet de reconstruire l'évolution de la surface au cours de l'avancée du modèle. Les valeurs moyennes de hauteur ont été comparées d'une part aux modèles définissant les caractéristiques principales de la vague d'étrave (hauteurs, positions) et d'autre part aux résultats des simulations numériques. Dans ces deux cas, les hauteurs de la vague sont en accord avec les mesures réalisées. Sa position est cependant sous-estimée par la théorie, celle-ci ne prenant pas en compte la géométrie complexe de la carène utilisée. Les résultats numériques fournissent une vague d'étrave déferlante qui n'a pas été observée lors des mesures. De plus, ces mesures ont révélé une oscillation de la surface au cours du temps. Les propriétés de cette variation de hauteur ont été caractérisées en fonction du nombre de Froude. Elles correspondent au phénomène de *Wehausen* introduit dans le Chapitre I.

Par la suite, les champs de vitesse mesurés par Stéréo-PIV ont permis de décrire l'écoulement proche de la paroi. Cet écoulement est en accord avec celui estimé à l'aide des simulations numériques. Cette description met également en évidence les relations entre hauteurs d'eau et champs de vitesse.

Enfin, les mesures de surface effectuées aux deux échelles différentes ont été comparées. La géométrie du sillage et les amplitudes relatives des vagues sont similaires autour des deux maquettes de tailles différentes. Seules les ondes de faible amplitude semblent affectées par la tension de surface.

Les méthodes optiques utilisées au cours de cette thèse permettent donc de réaliser des analyses spécifiques de l'écoulement autour d'un modèle de navire. En effet, contrairement aux techniques ponctuelles généralement utilisées en bassin des carènes, ces méthodes donnent accès à des mesures de surface hautement résolues à la fois en temps et en espace. En particulier, elles permettent une analyse du sillage dans l'espace spectral.

CONCLUSION

Les deux objectifs principaux de ce travail de thèse étaient d'une part le développement de méthodes de mesures de surfaces libres par moyens optiques et d'autre part de revisiter l'analyse du champ de vagues généré par un modèle de navire en eau profonde. Pour ce premier objectif, trois méthodes de mesures de surfaces libres ont été développées, validées à petite échelle puis appliquées en bassin de traction. Ces différentes techniques ont ainsi permis d'obtenir des mesures fines de l'évolution spatiale et temporelle des surfaces autour des modèles de bateaux. Une analyse détaillée du sillage du modèle et de la vague d'étrave à partir de ces résultats a ainsi pu être réalisée en vue du second objectif de ce travail.

Les trois méthodes de mesures développées et utilisées au cours de ces travaux s'appuient sur des systèmes stéréoscopiques formés par au moins deux caméras. Pour assurer une reconstruction précise de la surface, ces systèmes d'acquisition nécessitent une calibration précise. Il a ainsi été montré l'importance d'une part d'utiliser un nombre de points de calibration suffisant et d'autre part de calibrer l'ensemble de l'image et du volume de mesure. Par ailleurs l'utilisation de différentes techniques de calibration, basées sur des mires bi- ou tri-dimensionnelles à déplacement contrôlé ou non montre que les méthodes stéréoscopiques peuvent être exploitées à petite comme à grande échelle. La première méthode est basée sur la stéréo-corrélation d'images de la surface et repose sur la présence d'un motif sur la surface du fluide. La reconstruction de la surface peut ensuite être effectuée à partir de deux algorithmes différents. La seconde méthode s'appuie sur la déformation apparente d'un motif localisé sous la surface et observé par un système stéréoscopique situé au dessus de cette interface air/eau. Dans cette étude, ce motif a été généré à partir d'une nappe laser et de particulesensemencées au sein de l'écoulement. Cette méthode, développée au cours de ce travail, a permis la mesure du champ de vagues sur la ligne d'avancée du modèle ainsi que les vitesses 2C-2D dans le plan de la nappe laser. Dans cette zone la première technique n'était pas applicable car les particules de surface étaient rejetées sur le côté. Enfin, la troisième méthode repose sur l'acquisition par un système stéréoscopique d'images de la projection de faisceaux laser. Le développement de cette technique a pris en compte les problématiques liées à son application dans le bassin des carènes de la DGA et notamment le fait que l'emploi de particules y soit prohibé. Les essais effectués dans le B600 ont permis de valider la faisabilité de ces mesures. Les algorithmes relatifs à cette méthode peuvent cependant être améliorés notamment en ce qui concerne la détection sous-pixel des faisceaux et le traitement des zones où la vague déferle. De plus, en raison du coût d'utilisation d'infrastructures comme le B600, les étapes de mise en place du dispositif de mesure et de sa calibration doivent pouvoir être réalisées rapidement. Enfin, la projection de lignes ou de grilles de points pourrait être envisagée pour permettre une mesure instationnaire des surfaces.

Les deux premières méthodes ont également été appliquées dans le bassin de l'institut P'. Ces essais ont permis d'une part de reconstruire le champ de vagues global autour de deux modèles et d'autre part d'étudier la vague d'étrave autour de la maquette DGA. De plus, au sein de ce bassin des mesures de vitesse par stéréo-PIV ont été effectuées. Des simulations numériques ont également permis de compléter l'analyse de cet écoulement.

L'emploi de ces méthodes optiques a ainsi donné accès à des mesures précises et résolues à la fois en temps et en espace des surfaces autour des modèles de bateau. Le traitement de ces données par différents outils d'analyse, comme le calcul de l'enveloppe des ondes, a permis de caractériser précisément le sillage au sein du bassin des carènes. En particulier, les zones du sillage comportant de fortes variations de la surface ont ainsi été décrites. Une étude de la décroissance des ondes a permis de vérifier que les sillages mesurés correspondaient bien à un

sillage en eau profonde. De plus, le traitement des données de hauteur dans le domaine spectral, a introduit un nouvel outil d'analyse du sillage. Cet outil a permis de remonter à l'angle du sillage de Kelvin. Il pourrait ainsi être testé pour des nombres de Froude, F_L , supérieurs à 0,6 afin d'apporter des éléments aux discussions sur la valeur de l'angle du dièdre de Kelvin dans cette gamme de F_L . De plus, la décomposition du champ de vagues par filtrage de ce spectre a été entreprise afin de séparer les contributions du système de vague primaire et du sillage de Kelvin. Avec l'approche purement géométrique de l'analyse de l'espace spectral proposée dans ce manuscrit, cette décomposition est possible lorsque les ondes transverses sont plus courtes que la longueur du navire, donc que la longueur de la "vague de Bernoulli". Pour compléter ces travaux, ces mesures de sillage pourraient également être employées à la détermination de la résistance de vague en utilisant des méthodes basées sur des coupes longitudinales ou transverses par exemple. De plus, des mesures des sillages dans des conditions d'écoulement en eau peu profonde et confiné latéralement permettraient d'appréhender plus particulièrement les problématiques liées aux ondes de batillage.

Les mesures de la vague d'étrave par la méthode de stéréo-corrélation ont également permis une analyse de l'évolution de cette vague au cours de l'avancée du modèle au sein du bassin pour différents nombres de Froude. Les caractéristiques de formes de cette vague ont été comparées à des modèles issus de la littérature et aux simulations numériques. Dans ces deux cas, les hauteurs maximales de la vague d'étrave sont en accord, malgré l'apparition d'un déferlement lors des simulations, qui n'a pas été observé expérimentalement. De plus, l'emploi de techniques optiques a permis de mettre en évidence une oscillation de la surface au cours de l'avancée du modèle, oscillation que l'on ne peut retrouver d'un point de vue numérique avec la méthode stationnaire utilisée. Cette variation de hauteur a été caractérisée en fonction du nombre de Froude. L'ordre de grandeur de la fréquence de cette oscillation et son évolution avec la vitesse du modèle correspond au phénomène de Wehausen introduit dans le chapitre I.

Enfin, les résultats issus de mesures de stéréo-PIV ont permis de décrire l'écoulement autour du modèle. La reconstruction du champ de vitesse 3D-3C autour de la coque du navire effectuée durant ces travaux permet de remonter aux efforts de pression exercés sur la carène à partir de la méthode proposée par Tronchin [2013] et ainsi les relier à la résistance à l'avancement.

En conclusion, l'intérêt du développement des méthodes optiques pour l'analyse du sillage des navires a été établi. En particulier, ces méthodes permettent l'étude du champ de vagues dans l'espace de Fourier. Cette analyse, qui impose une bonne résolution spatiale, n'est pas envisageable avec l'utilisation de méthodes ponctuelles comme des sondes résistives. L'application de ces méthodes à des sillages plus complexes, comme ceux rencontrés pour des conditions d'eau peu profonde en milieu confiné latéralement, peut être envisagée. Dans ce cas, l'intérêt serait d'approfondir les connaissances de l'évolution des champs de vagues et de leurs impacts à partir de l'analyse de données fiables résolues en temps et en espace. De plus, des analyses instationnaires sur la phase d'établissement du champ de vagues, pour l'étude des interactions du sillage avec une houle ou un co- ou contre-courant pourraient être menées. Enfin, l'application de techniques optiques à la mesure de vagues déferlantes est à examiner en adaptant les procédures d'analyses d'images proposées dans des configurations de vagues présentant des discontinuités.

BIBLIOGRAPHIE

A

Abdel-Aziz, Y.I., & Karara, H.M. (1971). Direct linear transformation from comparator coordinates into object space coordinates in close-range photogrammetry. *Proceedings of the Symposium on Close-Range Photogrammetry* (pp. 1-18).

Albayrak, I., & Lemmin, U. (2007). Large scale PIV-measurements on the water surface of turbulent open-channel flow. *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble

Arnold-Bos, A., Martin, A., & Khenchaf, A. (2007, July). Obtaining a ship's speed and direction from its Kelvin wake spectrum using stochastic matched filtering. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2007. IGARSS 2007. IEEE International* (pp. 1106-1109). IEEE.

Aureli, F., Maranzoni, A., Mignosa, P., & Ziveri, C. (2011). An image processing technique for measuring free surface of dam-break flows. *Experiments in fluids*, 50(3), 665-675.

B

Bechle, A. J., & Wu, C. H. (2011). Virtual wave gauges based upon stereo imaging for measuring surface wave characteristics. *Coastal engineering*, 58(4), 305-316.

Benetazzo, A. (2006). Measurements of short water waves using stereo matched image sequences. *Coastal engineering*, 53(12), 1013-1032.

Bertram, V. (2011) Practical ship hydrodynamics. *Elsevier*, 2nd Edition

Brown, M. Z., Burschka, D., & Hager, G. D. (2003). Advances in computational stereo. *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on*, 25(8), 993-1008.

C

Calluaud, D. (2003) Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par PIV stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi autour d'un parallélépipède. *Thèse de doctorat, Université de Poitiers*.

Carrica, P. M., Wilson, R. V., Noack, R. W., & Stern, F. (2007). Ship motions using single-phase level set with dynamic overset grids. *Computers & Fluids*, 36(9), 1415-1433.

Carusotto, I., & Rousseaux, G. (2012). The Cerenkov effect revisited: from swimming ducks to zero modes in gravitational analogs. *arXiv preprint arXiv:1202.3494*.

Chatellier, L., Jarny, S., Gibouin, F., & David, L. (2010). Stereoscopic measurement of free surface flows. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 6, p. 12002). EDP Sciences.

Chatellier, L., Jarny, S., Gibouin, F., & David, L. (2013). A parametric PIV/DIC method for the measurement of free surface flows. *Experiments in Fluids*, 54(3), 1-15.

Cobelli, P. J., Maurel, A., Pagneux, V., & Petitjeans, P. (2009). Global measurement of water waves by Fourier transform profilometry. *Experiments in fluids*, 46(6), 1037-1047.

Cochard, S., & Ancey, C. (2008). Tracking the free surface of time-dependent flows: image processing for the dam-break problem. *Experiments in Fluids*, 44(1), 59-71.

D

Dabiri, D., & Gharib, M. (2001). Simultaneous free-surface deformation and near-surface velocity measurements. *Experiments in fluids*, 30(4), 381-390.

Dam, K. T., Tanimoto, K., & Fatimah, E. (2008). Investigation of ship waves in a narrow channel. *Journal of marine science and technology*, 13(3), 223-230.

Darras, M. (1987). IAHR list of sea state parameters: a presentation. *Proc. 22nd IAHR Congres, Lausanne*, 11-74

David, L., & Texier, A. (1993) Algorithmes appliqués à l'image. *Réponse Micro*, 13, 106-109

David, L., Dupré, J.C., Valle, V., Robin, E., Koudeir, M., Brochard, J., Jarny, S., & Calluau, D. (2005). Comparison of three techniques to localize and to measure 3D surfaces. *6th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Pasadena (USA).

De Vries, S., De Schipper, M. A., Van Thiel de Vries, J. S. M., Uijttewaal, W. S. L., & Stive, M. J. F. (2008). Using Stereo Photo Measurements to Analyze the Surfability of Ship Induced Waves. *Proceedings on the Second International Conference on the Application of Physical Modelling to Port and Coastal Protection*.

De Vries, S., Hill, D. F., De Schipper, M. A., & Stive, M. J. F. (2011). Remote sensing of surf zone waves using stereo imaging. *Coastal Engineering*, 58(3), 239-250.

Delhommeau, G., Guilbaud, M., David, L., Yang, C., & Noblesse, F. (2009). Boundary between unsteady and overturning ship bow wave regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, 620, 167.

Di Felice, F., & Pereira, F. (2008). Developments and applications of PIV in naval hydrodynamics. In *Particle Image Velocimetry* (pp. 475-503). Springer Berlin Heidelberg.

Di Felice, F., Di Florio, D., Felli, M., & Romano, G. P. (2004). Experimental investigation of the propeller wake at different loading conditions by particle image velocimetry. *Journal of ship research*, 48(2), 168-190.

Di Mascio, A., Broglia, R., & Muscari, R. (2007). On the application of the single-phase level set method to naval hydrodynamic flows. *Computers & fluids*, 36(5), 868-886.

Dommermuth, D. G., O'Shea, T. T., Wyatt, D. C., Sussman, M., Weymouth, G. D., Yue, D. K., & Hand, R. (2006). The numerical simulation of ship waves using cartesian-grid and volume-of-fluid methods. *26th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Rome (Italie)

Dong, R. R., Katz, J., & Huang, T. T. (1997). On the structure of bow waves on a ship model. *Journal of Fluid Mechanics*, 346, 77-115.

Doutreleau Y., Jodet L. Lauren J. M. (2011). Résistance et propulsion du navire, *Edition Ellipses*

Douxchamps, D., Devriendt, D., Capart, H., Craeye, C., Macq, B., & Zech, Y. (2005). Stereoscopic and velocimetric reconstructions of the free surface topography of antidune flows. *Experiments in fluids*, 39(3), 535-553.

F

Faugeras, O.D., & Toscani, G. (1986) The calibration problem for stereo, *Proceedings of the IEEE Computer Vision and Pattern Recognition*, 15–20.

Fontaine, E., Faltinsen, O. M., & Cointe, R. (2000). New insight into the generation of ship bow waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 421, 15-38.

Fouras, A., Lo Jacono, D., Sheard, G. J., & Hourigan, K. (2008). Measurement of instantaneous velocity and surface topography in the wake of a cylinder at low Reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, 24(8), 1271-1277.

Fusiello, A., Trucco, E., & Verri, A. (2000). A compact algorithm for rectification of stereo pairs. *Machine Vision and Applications*, 12(1), 16-22.

G

Garcia, D. (2001). Mesure de formes et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images. *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT*.

Gautier, B., & Valle, V. (2001). Mesure de reliefs en dynamique par moiré de projection couleur et analyse quasi-hétérodyne. *Proceeding of Photomécanique*, Poitiers, 343-350.

Gomit, G., Chatellier, L., Calluau, D., & David, L. (2013). Free surface measurement by stereo-refraction. *Experiments in Fluids*, 54(6), 1-11.

Gorski, J. J. (2002). Present state of numerical ship hydrodynamics and validation experiments. *Transaction-American society of mechanical engineers journal of offshore mechanics and artic*, 124(2), 74-80.

Griffin, O. M., Wang, H. T., & Meadows, G. A. (1996). Ship hull characteristics from surface wake synthetic aperture radar (SAR) imagery. *Ocean engineering*, 23(5), 363-383.

Grosenbaugh, M. A., & Yeung, R. W. (1989). Flow structure near the bow of a two-dimensional body. *Journal of ship research*, 33(4), 269-283.

Gui, L., Longo, J., & Stern, F. (2001). Towing tank PIV measurement system, data and uncertainty assessment for DTMB model 5512. *Experiments in Fluids*, 31(3), 336-346.

Gui, L., Longo, J., Metcalf, B., Shao, J., & Stern, F. (2002). Forces, moment and wave pattern for surface combatant in regular head waves Part II. Measurement results and discussions. *Experiments in fluids*, 32(1), 27-36.

Guilbaud, M., David, L., Delhommeau, G., & Noblesse, F. (2008). Etude expérimentale et théorique de la vague d'étrave des navires. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, n°5, pp 629-640.

H

Hartley, R. I., & Sturm, P. (1997). Triangulation. *Computer vision and image understanding*, 68(2), 146-157.

Hartley, R., & Zisserman, A. (2003). Multiple view geometry in computer vision. *Cambridge University Pres.*

Havelock, T. H. (1908). The propagation of groups of waves in dispersive media, with application to waves on water produced by a travelling disturbance. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 81(549), 398-430.

Heikkila, J., & Silven, O. (1997). A four-step camera calibration procedure with implicit image correction. *Computer Vision and Pattern Recognition, 1997. Proceedings., 1997 IEEE Computer Society Conference on* (pp. 1106-1112).

Hild, F., & Roux, S. (2006). Digital image correlation: from displacement measurement to identification of elastic properties—a review. *Strain*, 42(2), 69-80.

Horaud, R. & Monga, O. (1995). Vision par ordinateur : Outil fondamentaux . *Edition Hermès.*

J

Jöhle, M., Jarny, S., & David, S. (2008). Différentes approches pour la mesure d'interfaces et de surface libre. *11^{ème} Congrès Francophone de Techniques Lasers*, Poitiers, 225-232.

Ji, S. C., Ouahsine, A., Smaoui, H., & Sergent, P. (2012). 3-D numerical simulation of convoy-generated waves in a restricted waterway. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 24(3), 420-429.

Ji, S.C. (2012) Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associés de transport de sédiments. *Thèse de doctorat, Université de technologie Compiègne*

Jiang, T., Henn, R., & Sharma, S. D. (2002, July). Wash waves generated by ships moving on fairways of varying topography. In *Proceedings, 24 th Symposium on Naval Hydrodynamics, Japan.*

Johnson, J. W. (1957). Ship waves in navigation channels. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(6), 40.

K

Kim, W. J., Van, S. H., & Kim, D. H. (2001). Measurement of flows around modern commercial ship models. *Experiments in Fluids*, 31(5), 567-578.

Kosnik, M. V., & Dulov, V. A. (2011). Extraction of short wind wave spectra from stereo images of the sea surface. *Measurement Science and Technology*, 22(1), 015504.

L

Lalli, F., Di Felice, F., Esposito, P. G., Moriconi, A., & Piscopia, R. (2000). Longitudinal cut method revisited: A survey on main error sources. *Journal of ship research*, 44(2), 120-139.

Landrini, M., Colagrossi, A., Greco, M., & Tulin, M. P. (2012). The fluid mechanics of splashing bow waves on ships: A hybrid BEM–SPH analysis. *Ocean Engineering*, 53, 111-127.

Larrarte, F. (1993). Etude expérimentale et théorique des profils de vagues générés par des carènes. 4^{èmes} Journées de l'hydrodynamique, Nantes, France

Larsson L. & Raven H. C. [2010] Ship resistance and flow. Jersey City, N.J. : Society of Naval Architects and Marine Engineers

Lee, J. Y., Paik, B. G., & Lee, S. J. (2009). PIV measurements of hull wake behind a container ship model with varying loading condition. *Ocean Engineering*, 36(5), 377-385.

Lee, S. J., Koh, M. S., & Lee, C. M. (2003). PIV velocity field measurements of flow around a KRISO 3600TEU container ship model. *Journal of marine science and technology*, 8(2), 76-87.

Longo, J., Stern, F., & Toda, Y. (1993). Mean-flow measurements in the boundary layer and wake and wave field of a Series 60 CB= 0.6 ship model-part 2: scale effects on near-field wave patterns and comparisons with inviscid theory. *Journal of ship research*, 37(1), 16-27.

M

Macfarlane, G. J. (2012). *Marine vessel wave wake: Focus on vessel operations within sheltered waterways* (Mémoire de thèse, Université de Tasmanie).

Marrone, S., Bouscasse, B., Colagrossi, A., & Antuono, M. (2012). Study of ship wave breaking patterns using 3D parallel SPH simulations. *Computers & Fluids*.

Maxeiner, E., Shakeri, M., & Duncan, J. H. (2011). A parametric study of breaking bow waves using a 2D+ T Technique. *Journal of Fluid Mechanics*, 687, 540.

Moisy, F., Rabaud, M., & Salsac, K. (2009). A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Experiments in fluids*, 46(6), 1021-1036.

Morris, N. J. W. (2004). *Image-based water surface reconstruction with refractive stereo* (Thèse, Université de Toronto).

Morris, N. J., & Kutulakos, K. N. (2005, October). Dynamic refraction stereo. In *Computer Vision, 2005. ICCV 2005. Tenth IEEE International Conference on* (Vol. 2, pp. 1573-1580). IEEE.

N

Nelder, J. A., & Mead, R. (1965). A simplex method for function minimization. *The computer journal*, 7(4), 308-313.

Ng, I., Kumar, V., Sheard, G. J., Hourigan, K., & Fouras, A. (2011). Experimental study of simultaneous measurement of velocity and surface topography: in the wake of a circular cylinder at low Reynolds number. *Experiments in fluids*, 50(3), 587-595.

Nikora, V., Nokes, R., Veale, W., Davidson, M., & Jirka, G. H. (2007). Large-scale turbulent structure of uniform shallow free-surface flows. *Environmental Fluid Mechanics*, 7(2), 159-172.

Noblesse, F., Delhommeau, G., Guilbaud, M., Hendrix, D., & Yang, C. (2008). Simple analytical relations for ship bow waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 600(1), 105-132.

Noblesse, F., Delhommeau, G., Kim, H. Y., & Yang, C. (2009). Thin-ship theory and influence of rake and flare. *Journal of Engineering Mathematics*, 64(1), 49-80.

Noblesse, F., Delhommeau, G., Yang, C., Kim, H. Y., & Queutey, P. (2011). Analytical bow waves for fine ship bows with rake and flare. *Journal of Ship Research*, 55(1), 1-18.

Noblesse, F., Hendrix, D., Faul, L., & Slutsky, J. (2006). Simple analytical expressions for the height, location, and steepness of a ship bow wave. *Journal of ship research*, 50(4), 360-370.

O

Ogilvie, T. F. (1972). The Wave Generated by a Fine Ship Bow. *Rapport 127: Department of naval architecture and marine engineering*. Université du Michigan (USA)

Olivieri, A., Pistani, F., & Di Mascio, A. (2003). Breaking wave at the bow of a fast displacement ship model. *Journal of marine science and technology*, 8(2), 68-75.

Olivieri, A., Pistani, F., Wilson, R., Benedetti, L., La Gala, F., Campana, E. F., & Stern, F. (2004). Froude Number and scale effects and Froude Number 0.35 wave elevations and mean-velocity measurements for bow and shoulder wave breaking of surface combatant DTMB 5415. *Rapport IIHR-441*. Université de l'Iowa (USA)

Orteu, J. J. (2009). 3-D computer vision in experimental mechanics. *Optics and Lasers in Engineering*, 47(3), 282-291.

P

Paik, B. G., Lee, C. M., & Lee, S. J. (2004). PIV analysis of flow around a container ship model with a rotating propeller. *Experiments in Fluids*, 36(6), 833-846.

Perleman, O., Wu, C.H., Boucheron, R., & Fréchet, D. (2011) 3D wave fields measurements techniques in model basin : application on ship wave measurement. *The 2nd International Conference on Advanced Model Measurement Technology for EU Maritime Industry*

R

Rabaud, M., & Moisy, F. (2013). Ship wakes: Kelvin or Mach angle?. *Physical review letters*, 110(21), 214503.

Ramakrishna, R. S., & Vaidyanathan, B. (1997). Error analysis in stereo vision. In *Computer Vision—ACCV'98* (pp. 296-304). Springer Berlin Heidelberg.

Raven, H. C., Van der Ploeg, A., & Starke, A. R. (2004). Computation of free-surface viscous flows at model and full scale by a steady iterative approach. In *25th Symp. Naval Hydrodynamics, St. John's, Canada*.

Raven, H. C., Van der Ploeg, A., & Starke, A. R. (2004, August). Computation of free-surface viscous flows at model and full scale by a steady iterative approach. In *25th Symp. Naval Hydrodynamics, St. John's, Canada*.

Reed, A. M., & Milgram, J. H. (2002). Ship wakes and their radar images. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34(1), 469-502.

Roth, G. I., Mascenik, D. T., & Katz, J. (1999). Measurements of the flow structure and turbulence within a ship bow wave. *Physics of Fluids*, 11, 3512.

Rousseaux, G. (2012) Introduction aux Ondes de Batillage et à la Résistance du Navire. *Enseignement à l'Université de Poitiers. Cours doctoral*

S

Salvi, J., Armangué, X., & Batlle, J. (2002). A comparative review of camera calibrating methods with accuracy evaluation. *Pattern recognition*, 35(7), 1617-1635.

Sanada, Y., Toda, Y., Hamachi, S. (2008) Free surface measurement by reflected light image - Introduction and examples. *Proceedings of 25th ITTC, Fukuoka (Japon)*

Sanchis, A., & Jensen, A. (2011). Dynamic masking of PIV images using the Radon transform in free surface flows. *Experiments in fluids*, 51(4), 871-880.

Sato, Y., Miyata, H., & Sato, T. (1999). CFD simulation of 3-dimensional motion of a ship in waves: application to an advancing ship in regular heading waves. *Journal of marine science and technology*, 4(3), 108-116.

Scarano, F., & Riethmuller, M. L. (2000). Advances in iterative multigrid PIV image processing. *Experiments in Fluids*, 29(1), S051-S060.

Scarano, F., David, L., Bsibsi, M., & Callaud, D. (2005). S-PIV comparative assessment: image dewarping+ misalignment correction and pinhole+ geometric back projection. *Experiments in fluids*, 39(2), 257-266.

Schijf, J. B. (1949). Rapport de l'ingénieur en chef du Laboratoire Hydraulique de Delft (Pays-Bas).

Shakeri, M., Tavakolinejad, M., & Duncan, J. H. (2009). An experimental investigation of divergent bow waves simulated by a two-dimensional plus temporal wave marker technique. *Journal of Fluid Mechanics*, 634(1), 217-243.

Soloff, S. M., Adrian, R. J., & Liu, Z. C. (1997). Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12), 1441

Soomere, T. (2009). Long ship waves in shallow water bodies. *Applied Wave Mathematics* (pp. 193-228). Springer Berlin Heidelberg.

Sorensen R. M., (1973). Ship-generated waves. *Advances in Hydroscience*, Academic Press, New York, 9, 49-83.

Sorensen, R. M. (1997). Prediction of vessel-generated waves with reference to vessels common to the Upper Mississippi river system. *Interim Report For The Upper Mississippi River-Illinois Waterway System Navigation Study*.

Stagonas, D., & Müller, G. (2007). Wave field mapping with particle image velocimetry. *Ocean engineering*, 34(11), 1781-1785.

Standing, R. G. (1974). Phase and amplitude discrepancies in the surface wave due to a wedge-ended hull form. *Journal of Fluid Mechanics*, 62, 625-642.

Starke, B. (2004). The prediction of scale effects on ship wave systems using a steady iterative RANS method. In *7th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg, Germany*.

Stern, F., Yang, J., Wang, Z., Sadat-Hosseini, H., Mousaviraad, M., Bhushan, S., & Xing, T. (2012). Computational Ship Hydrodynamics: Nowadays and Way Forward. In *29th Symposium on Naval Hydrodynamics*.

T

Tahara, Y., & Stern, F. (1996). A large-domain approach for calculating ship boundary layers and wakes and wave fields for nonzero Froude number. *Journal of Computational Physics*, 127(2), 398-411.

Toda, Y., Stern, F., & Longo, J. (1992). Mean-flow measurements in the boundary layer and wake and wave field of a Series 60 CB= 0.6 ship model-Part 1: Froude numbers 0.16 and 0.316. *Journal of ship research*, 36(4), 360-378.

Tricker R. A. R. (1965). Bores, breakers, waves and wakes: an introduction to the study of waves on water. *Edition American Elsevier*

Tronchin, T. (2013). Caractérisation expérimentale et numérique des mécanismes tourbillonnaires de génération de portance sur une aile en mouvement de battement. *Thèse de Doctorat de l'ENSMA*

Tsai, Roger. "A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf TV cameras and lenses." *Robotics and Automation, IEEE Journal of* 3.4 (1987): 323-344.

Tsubaki, R., & Fujita, I. (2005). Stereoscopic measurement of a fluctuating free surface with discontinuities. *Measurement Science and Technology*, 16(10), 1894.

Turney, D. E., Anderer, A., & Banerjee, S. (2009). A method for three-dimensional interfacial particle image velocimetry (3D-IPIV) of an air–water interface. *Measurement Science and Technology*, 20(4), 045403.

V

Van, S. H., Kim, W. J., Yoon, H. S., Lee, Y. Y., & Park, I. R. (2006). Flow measurement around a model ship with propeller and rudder. *Experiments in fluids*, 40(4), 533-545.

Velegrakis, A. F., Vousdoukas, M. I., Vagenas, A. M., Karambas, T., Dimou, K., & Zarkadas, T. (2007). Field observations of waves generated by passing ships: A note. *Coastal Engineering*, 54(4), 369-375.

Verhey et Bogaerts (1989) Ship Waves and the Stability of Armour Layers Protecting Slopes: *9th International Harbour Congress*, Antwerp (Belgique)

Verney, R., Deloffre, J., Brun-Cottan, J. C., & Lafite, R. (2007). The effect of wave-induced turbulence on intertidal mudflats: Impact of boat traffic and wind. *Continental Shelf Research*, 27(5), 594-612.

W

Wanek, J. M., & Wu, C. H. (2006). Automated trinocular stereo imaging system for three-dimensional surface wave measurements. *Ocean engineering*, 33(5), 723-747.

Waniewski, T. A., Brennen, C. E., & Raichlen, F. (2002). Bow wave dynamics. *Journal of ship research*, 46(1), 1-15.

Weitbrecht, V., Kühn, G., & Jirka, G. H. (2002). Large scale PIV-measurements at the surface of shallow water flows. *Flow Measurement and Instrumentation*, 13(5), 237-245.

Whittaker, T. J., Doyle, R., & Elsässer, B. (2001). An experimental investigation of the physical characteristics of fast ferry wash. *Second International EuroConference on High-Performance Marine Vehicles HIPER*, 1, 480-491.

Willert, C. E. (2006). Assessment of camera models for use in planar velocimetry calibration. *Experiments in fluids*, 41(1), 135-143.

Wu, Z. (1991) On the Estimation of a Moving Ship's Velocity and Hull Geometry Information from Its Wave Spectra. *Thèse*, Université du Michigan (USA)

Z

Zhang, X., & Cox, C. S. (1994). Measuring the two-dimensional structure of a wavy water surface optically: a surface gradient detector. *Experiments in Fluids*, 17(4), 225-237.

Zhang, Z. (2000). A flexible new technique for camera calibration. *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on*, 22(11), 1330-1334.

Zhang, Z. R. (2010). Verification and validation for RANS simulation of KCS container ship without/with propeller. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 22(5), 932-939.

**Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques :
Application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des
carènes**

Résumé :

Le développement de techniques de mesure optiques de surfaces libres permettant la mesure des ondes générées par un modèle de navire en bassin des carènes est proposé dans ce mémoire. Trois méthodes, toutes basées sur un système de prises de vues stéréoscopiques, sont présentées. La première repose sur l'emploi de procédures d'inter-corrélation des images des caméras composant le système de stéréovision. La seconde s'appuie sur la théorie de la réfraction de la lumière au travers de l'interface air/eau. La troisième méthode est basée sur l'identification des projections de faisceaux laser sur la surface libre vue par un système stéréoscopique. Ces méthodes sont appliquées à la mesure du champ de vague autour d'un modèle de navire tracté dans le bassin des carènes de l'Institut Pprime et dans un bassin des carènes de grande taille (B600 de la DGA Techniques hydrodynamique) et permettent la reconstruction et l'analyse du sillage. Les principales caractéristiques des champs de vagues et leurs dépendances au nombre de Froude sont étudiées en détail. Afin de compléter l'étude de l'écoulement généré par le modèle de navire, des mesures de PIV stéréoscopique autour de la carène, des mesures spécifiques de la vague d'étrave et des simulations numériques sont réalisées. L'ensemble de ces données permettent l'analyse de champs de vitesse tridimensionnelle proche de la coque et l'identification des caractéristiques du champ de vague de l'étrave jusqu'au champ lointain.

Mots clés : Mesures Optiques – Imagerie par Vélocimétrie de Particules - Mesures dynamiques – Simulation - Sillage de navire - Relation de dispersion - Vague d'étrave

Abstract :

This thesis presents the development of optical measurement techniques for applications to the analysis of free surface waves generated by ship models in towing tanks. Three methods based on stereoscopic systems are presented. The first is based on the cross-correlation of images of the free surface, the second on the theory of the refraction of light through the air / water interface and the third method on the projection of laser beams on the free surface viewed by a stereoscopic system. These three methods are applied to measure the wave field around ship models towed in the towing tank of the Pprime Institute and in a large towing tank (B600 DGA hydrodynamic techniques). These measurements allow the reconstruction and analysis of the ship wake. To complete the study of the flow generated by the ship model, stereoscopic PIV measurements around the hull, specific measurements of the bow wave and numerical simulations are performed. These data allow the analysis of three-dimensional velocity fields close to the hull and the study of the characteristics of the ship waves from the bow wave to the far field.

Keywords : Optical Measurement – Particles Image Velocimetry - Dynamic measurements – Simulation - Ship wake - Dispersion relation - Bow wave