



Etude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie, de confinement latéral et de courant sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires.

Clément Caplier

► To cite this version:

Clément Caplier. Etude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie, de confinement latéral et de courant sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2015. Français. NNT : . tel-01322406

HAL Id: tel-01322406

<https://hal.science/tel-01322406>

Submitted on 27 May 2016

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License



THÈSE

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

Domaine de recherche : Mécanique des Fluides

Présentée par

Clément Caplier

**Étude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie,
de confinement latéral et de courant sur les sillages
et la résistance à l'avancement des navires.**

Directeurs de thèse :

Germain Rousseaux

Damien Calluau

Laurent David

Thèse soutenue le 15 décembre 2015

devant la Commission d'Examen

JURY

J-Y. BILLARD	<i>Professeur, Ecole Navale de Brest</i>	Rapporteur
P. FERRANT	<i>Professeur, Ecole Centrale de Nantes, LHEEA</i>	Rapporteur
M. RABAUD	<i>Professeur, Université de Paris-Sud, Laboratoire FAST</i>	Examinateur
E. RAPHAEL	<i>Directeur de Recherche CNRS, ESPCI ParisTech, Laboratoire Gulliver</i>	Examinateur
J. DAMBRINE	<i>Maître de Conférences, Université de Poitiers, LMA</i>	Examinateur
L. DAVID	<i>Professeur, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examinateur
D. CALLUAUD	<i>Maître de Conférences HDR, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examinateur
G. ROUSSEAUX	<i>Chargé de Recherche CNRS, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examinateur

Remerciements

Ce mémoire représente la concrétisation d'un projet de recherche scientifique, mais également l'aboutissement d'une aventure personnelle. Durant ces trois années de thèse, de nombreuses personnes ont contribué de près ou de loin à mon travail, tant sur le plan professionnel que personnel, et je leur adresse mes remerciements les plus sincères.

Je tiens à remercier dans un premier temps mes directeurs de thèse *Laurent David*, *Germain Rousseaux* et *Damien Callaud* pour la confiance qu'ils m'ont accordée en m'accompagnant dans ce travail de recherche. Je les remercie pour leur implication et la disponibilité dont ils ont fait preuve tout au long de ma thèse, plus particulièrement lors de la phase de rédaction du manuscrit et pour le cadre scientifique dans lequel s'est déroulée mon activité de recherche : travailler à leurs côtés m'a permis de bénéficier de tout leur savoir et leurs compétences, je les remercie pour l'enrichissement que ça m'a apporté. Merci à *Laurent David* et *Damien Callaud*, pour tout le savoir qu'ils m'ont transmis sur les méthodes de mesures optiques développées au sein du laboratoire, et pour leurs conseils d'experts lors des différentes campagnes de mesures que j'ai menées. Merci à *Germain Rousseaux* pour m'avoir transmis ses connaissances et sa vaste culture historique sur les sillages et la résistance à l'avancement, notamment à travers ses cours que j'ai eu la chance de pouvoir suivre au début de ma thèse, et également pour ses nombreuses idées et réflexions constructives durant ces trois années de thèse.

J'adresse toute ma reconnaissance à *Jean-Yves Billard* et *Pierre Ferrant* pour avoir accepté de rapporter ce travail de thèse, pour le temps qu'ils m'accordent et pour leur expertise dans le domaine de l'hydrodynamique navale. J'exprime toute ma gratitude à *Marc Rabaud*, *Elie Raphaël* et *Julien Dambrine* pour l'intérêt qu'ils portent à mon travail en constituant mon jury de thèse. Je remercie également *Pierre-Jean Pompée* d'avoir accepté de juger mon travail, mais également pour m'avoir transmis la culture de Voies Navigables de France dans le domaine de la navigation fluviale, à travers ses séminaires et cours d'école doctorale.

J'exprime toute ma gratitude aux différents acteurs financiers qui ont rendu possible ce travail de thèse. Je remercie dans un premier temps le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche pour la bourse de thèse qui m'a été octroyée pendant ces trois années. J'adresse également ma reconnaissance à la mission interdisciplinaire du CNRS, ainsi que le Conseil Scientifique de l'Université de Poitiers qui a notamment financé, à travers une ACI, la réalisation des modèles réduits de carènes de navires étudiées dans cette thèse.

Le contexte scientifique optimal dans lequel se sont déroulées ces trois années de thèse a grandement contribué à ce travail de recherche. J'adresse toute ma reconnaissance aux directeurs de l'Institut Pprime, *Yves Gervais* et *Jean-Claude Grandidier* et aux chefs de département *Jacques Borée* et *Eric Foucault*, pour m'avoir accueilli à l'Institut Pprime, au sein du département « Fluides, Thermique et Combustion ». Je remercie particulièrement *Laurent David* et *Sébastien Jarny*, responsables de l'axe « Hydrodynamique et Écoulements Environnementaux », de m'avoir intégré à leur équipe de recherche. Je salue à travers eux tous mes collègues de l'axe HydÉE, permanents et doctorants, qui ont collaboré de près ou de loin à ce travail. J'ai vraiment pris du plaisir à travailler avec vous et j'ai beaucoup apprécié la bonne ambiance qui régnait dans l'équipe HydÉE. J'adresse des remerciements particuliers à *Guillaume Gomit* pour sa transmission de savoirs sur les méthodes de mesures optiques de sillages de navires, *Ludovic Chatellier* pour son expertise sur les codes de calcul de déformée de surface libre et *Martin Druon* pour ses conseils précieux sur les programmes de traitement d'images de calibration. Je remercie également *Yann Devaux*, qui m'a accompagné sur des campagnes de mesures expérimentales durant son stage de master, et *Radia Sosse Alaoui*, pour le travail qu'elle a fourni durant son stage de licence sur la qualification du courant dans le bassin des carènes. J'exprime enfin toute ma reconnaissance à mes collègues hydrodynamiciens de l'Institut Pprime et mathématiciens du Laboratoire de Mathématiques et Applications de l'Université de Poitiers, *Serge Huberson*, *Malick Ba*, *Morgan Pierre*, *Madalina Petcu*, *Julien Dambrine*, *Nicolas*

James et les autres, pour avoir fait vivre l'atelier Phydromat. Ce groupe de travail a été pour moi un réel soutien dans mon travail de thèse, à travers nos réunions régulières et nos collaborations fructueuses.

Outre l'aspect de recherche scientifique, la thèse est également une formation universitaire et je tiens à remercier le directeur de l'École Doctorale SIMMEA *Hubert Romat* et la secrétaire *Alicia Lesceve* pour les nombreuses formations et les cours de spécialité proposés par l'École Doctorale et le suivi dont on bénéficie tout au long de la thèse. J'ai également eu la chance de pouvoir me former à l'enseignement, j'adresse à cet effet toute ma reconnaissance à l'Université de Poitiers et au Centre de Préparation au Métier d'Enseignant-Chercheur pour les formations dispensées et la gratification dont j'ai pu bénéficier. Je remercie également l'UFR Sciences Fondamentales et Appliquées de l'Université de Poitiers de m'avoir permis de donner des cours à l'École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers. Enfin, je remercie le Groupe Transversal de Métrologie de l'Institut Pprime grâce à qui j'ai pu suivre la formation aux incertitudes de mesures dispensée par le Laboratoire National d'Essais. Je renouvelle mes remerciements à la direction du laboratoire pour m'avoir permis de participer à l'École de Vélocimétrie et Granulométrie Laser organisée par l'Association Francophone de Vélocimétrie Laser, ainsi que pour m'avoir aidé à valoriser mes travaux à travers la participation à plusieurs congrès.

Tout ce travail n'aurait pas été possible sans le concours du personnel du bâtiment H2. C'est un réel plaisir que d'avoir pu mener mes recherches dans des conditions techniques et administratives optimales, dans un climat très agréable : merci à *Anthony Bernard*, *Catherine Ecale*, *Laurent Dupuis*, *Christian Refin*, *Patrice Robardet*, *Ludovic Mascarenhas*, *Richard Tessier*, *Francis Boissoneau*, *Pierre-François Laplaceta*, *Jean-Marc Mougenot*, *Yvan Jolit*, *Romain Bellanger* et *Patrick Braud*, pour avoir contribué de près ou de loin à mon travail de thèse. Un clin d'œil particulier à *Christian* pour ses blagues et sa bonne humeur quotidienne et pour ses connaissances Pink Floyd-esques ! Je tiens également à remercier mon cher collègue *Aurélien Ballu* le poissonnier, dit "*Balou*" en flamand, pour La Chouffe à La Haye, pour ces trois années de colocation dans le bureau 132, pour nos échanges et nos nombreuses discussions, professionnelles ou non, et pour le climat de convivialité qui régnait quotidiennement dans la pièce. . . « Tu prends un café ? » restera une phrase culte. . .

Mais qu'auraient été ces trois années de thèse sans le soutien incommensurable de ma famille et de mes amis. Je remercie du fond du cœur mes parents, *Hugues* et *Nathalie*, à qui je dois tout. Ils ont cru en moi et m'ont toujours encouragé et soutenu dans mes projets et mes études. Mes pensées vont également vers mon frère *Samuel*, mes sœurs *Aurélie* et *Delphine*, mes beaux-frères *Christophe* et *Quentin*, ma belle-sœur *Typhanie*, et mes neveux et nièces *Théophile*, *Barthélémy*, *Louise*, *Léonie* et *Zack*. Les retours plus ou moins longs auprès de ma famille dans ch'Nord m'ont toujours fait un bien fou, et revoir tout ce petit monde m'a toujours rechargé les batteries à bloc. . . Merci également ma grand-mère *Jeanne* et à mes beaux-parents *Jean-Michel* et *Raymonde* pour leur soutien et leur présence. J'adresse des remerciements particuliers à mes amis musiciens des *Five Dead Horses*, pour les répétitions et les concerts, car la musique a été un précieux exutoire pendant ma thèse. Je remercie chaleureusement mes amis *Mohand* et *Katia* pour les bons repas autour desquels on se retrouve : quand l'appétit va, tout va ! Je souhaite un bon courage à *Momo* pour sa dernière année de thèse, qu'il prenne autant de plaisir que moi à voir son travail se concrétiser : « *Vas-y Maurice !* »

Et enfin, merci à *Clarisse*, qui partage ma vie et qui est devenue ma femme au cours de cette aventure. Son soutien et sa présence ont été pour moi un précieux et indispensable réconfort. Je lui en serai à jamais reconnaissant. . .

Merci à tous.

Sommaire

Nomenclature	v
Introduction	1
I Sillages et résistance à l'avancement des navires	3
I.1 Composante ondulatoire	4
I.1.1 Le sillage de Kelvin	4
I.1.2 Relation de dispersion des ondes	5
I.1.3 Propriétés du sillage en eau profonde	7
I.1.4 Effets du confinement vertical	8
I.1.4.1 Angle du sillage	8
I.1.4.2 Régime du sillage	11
I.1.4.3 Nombre de Froude critique	13
I.1.4.4 Angle des ondes divergentes	14
I.1.4.5 Amplitude des vagues du sillage	14
I.1.5 Effet du courant	16
I.1.6 Effet du confinement latéral	18
I.2 Composante hydraulique	22
I.2.1 Vague de Bernoulli	22
I.2.2 Apparition des effets de confinement hydraulique	25
I.2.3 Phénomènes hydrodynamiques en milieu confiné	27
I.2.4 Dimensionnement de la voie d'eau	33
I.3 Résistance à l'avancement du navire	34
I.3.1 Composantes de la résistance	34
I.3.1.1 International Towing Tank Conference - 1957	35
I.3.2 Résistance de vagues	35
I.3.3 Détermination expérimentale de la résistance de vagues	38
I.3.4 Résistance en milieu confiné	38
I.3.5 Prédiction théorique de la résistance de vagues	41
I.3.5.1 Formules de Michell en milieu infini	41
I.3.5.2 Formule de Sretensky-W : hauteur d'eau infinie, largeur finie	41
I.3.5.3 Formule de Sretensky-H : hauteur d'eau finie, largeur infinie	41
I.3.5.4 Formule de Keldysh-Sedov : hauteur d'eau finie, largeur finie	42
I.4 Études numériques en milieu confiné	42
I.5 Conclusion	45

II	Méthodes expérimentales	47
II.1	Dispositif expérimental.....	48
II.1.1	Bassin des carènes.....	48
II.1.1.1	Caractéristiques techniques.....	48
II.1.1.2	Qualification du courant.....	50
II.1.2	Prototypes de carènes maritimes et fluviales.....	53
II.1.2.1	Carène Wigley.....	53
II.1.2.2	Coefficient de bloc.....	54
II.1.2.3	Carènes $CWn2$ et $CWn8$	56
II.1.2.4	Surface mouillée.....	57
II.1.3	Synthèse.....	58
II.2	Méthodes de mesure.....	58
II.2.1	Résistance à l'avancement.....	58
II.2.1.1	Dispositif expérimental et principe de mesure.....	58
II.2.1.2	Incertitudes de mesure.....	60
II.2.1.3	Calcul de la résistance de vagues.....	62
II.2.2	Visualisation du batillage par caméra rapide.....	64
II.2.3	Mesure de déformée de surface libre.....	66
II.2.3.1	Choix de la méthode.....	66
II.2.3.2	Dispositif expérimental des méthodes optiques stéréoscopiques.....	68
II.2.3.3	Calibration des caméras.....	69
II.2.3.4	Méthode de stéréo-corrélation.....	72
II.2.3.5	Méthode de stéréo-réfraction.....	74
II.2.3.6	Reconstruction du sillage de navire.....	76
II.2.3.7	Incertitudes de mesure.....	77
II.2.4	Synthèse.....	78
II.3	Analyse spectrale du champ de vagues.....	78
II.3.1	Représentation dans l'espace de Fourier.....	79
II.3.2	Augmentation de la résolution de l'espace spectral.....	80
II.3.3	Analyse du spectre.....	81
II.3.4	Filtrage du spectre.....	83
II.4	Conclusion.....	84
III	Sillages et résistance à l'avancement en eau profonde	85
III.1	Sillages générés en eau profonde.....	85
III.1.1	Analyse dans l'espace réel.....	86
III.1.2	Analyse dans l'espace spectral.....	90
III.1.2.1	Influence de la forme et de la vitesse de la carène.....	92

III.1.2.2	Caractérisation détaillée des sillages	94
III.2	Résistance à l'avancement	98
III.2.1	Résistance totale	98
III.2.2	Résistance de vagues	99
III.3	Conclusion.....	100
IV	Effet du confinement et du courant sur le champ de vagues et la résistance à l'avancement	101
IV.1	Introduction.....	102
IV.2	Résistance à l'avancement en milieu confiné	106
IV.2.1	Influence des ondes transverses et du bourrelet de proue	106
IV.2.2	Influence du coefficient de bloc de la carène	108
IV.2.3	Prédiction théorique de la résistance de vagues	111
IV.2.4	Synthèse	114
IV.3	Effet du confinement sur les sillages.....	115
IV.3.1	Régime du sillage	117
IV.3.2	Caractéristiques ondulatoires des sillages	118
IV.3.3	Phénomènes hydrauliques dans la voie d'eau.....	123
IV.3.3.1	Bourrelet de proue et abaissement du plan d'eau	123
IV.3.3.2	Courant de retour.....	126
IV.3.4	Synthèse	131
IV.4	Effet du courant.....	131
IV.4.1	Impact sur le batillage	132
IV.4.2	Changement de régime et non-linéarité.....	133
IV.4.3	Synthèse	136
IV.5	Conclusion.....	136
	Conclusion	139
	Références bibliographiques	141

Nomenclature

CONSTANTES PHYSIQUES

g	accélération de pesanteur	$9,81 \text{ m.s}^{-2}$	
ν	viscosité cinématique de l'eau	$1,007.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$	à 20°C
γ	tension de surface de l'eau	$72,8 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$	à 20°C
ρ	masse volumique de l'eau	$998,2 \text{ kg.m}^{-3}$	à 20°C

PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES ET FONCTIONNELS DU NAVIRE

U_b	vitesse d'avancée	$[m.s^{-1}]$
a	accélération	$[m.s^{-2}]$
L	longueur	$[m]$
B	maître-bau (largeur maximale)	$[m]$
T	tirant d'eau (enfoncement)	$[m]$
H	creux (hauteur)	$[m]$
S_m	surface mouillée de la carène	$[m^2]$
V	volume de la partie immergée de la carène	$[m^3]$
∇	volume du parallélépipède contenant la carène ($L \times B \times T$)	$[m^3]$
C_b	coefficient de bloc de la carène	
S	section transversale de la carène	$[m^2]$
δ	contour de la section transversale de la carène	$[m]$
y	fonction de forme de la carène	$[m]$
n	exposant dans l'expression de forme de la carène	

PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES ET FONCTIONNELS DE LA VOIE D'EAU

h	hauteur d'eau	$[m]$
h_0	hauteur d'eau initiale	$[m]$
Δh	abaissement du plan d'eau	$[m]$
H_m	hauteur d'eau moyenne	$[m]$
h_{inf}	hauteur de la section trapézoïdale	$[m]$
h_{sup}	hauteur de la section rectangulaire	$[m]$
W	largeur, grande base de la section trapézoïdale	$[m]$
w	petite base de la section trapézoïdale	$[m]$
A_b	section transverse de la carène	$[m^2]$
A_c	section transverse de la voie d'eau	$[m^2]$
A_{c0}	section transverse initiale de la voie d'eau	$[m^2]$
m	taux de blocage, coefficient de blocage	
u_c	composante longitudinale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
v_c	composante transversale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
w_c	composante verticale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
u'_c	fluctuation de la composante longitudinale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
v'_c	fluctuation de la composante transversale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
w'_c	fluctuation de la composante verticale de la vitesse du courant	$[m.s^{-1}]$
u_r	composante longitudinale de la vitesse du courant de retour	$[m.s^{-1}]$
v_r	composante transversale de la vitesse du courant de retour	$[m.s^{-1}]$
w_r	composante verticale de la vitesse du courant de retour	$[m.s^{-1}]$

NOMBRES SANS DIMENSION

$Re = U_b L / \nu$	nombre de Reynolds
$F_L = U_b / \sqrt{gL}$	nombre de Froude de longueur
$F_h = U_b / \sqrt{gh}$	nombre de Froude de hauteur
$F_{H_m} = U_b / \sqrt{gH_m}$	nombre de Froude de hauteur moyenne
F_{h1}	nombre de Froude de hauteur critique ($\leq F_{h2}$)
F_{h2}	nombre de Froude de hauteur critique ($\geq F_{h1}$)

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

f_{acqui}	fréquence d'acquisition	$[s^{-1}]$
t_{acqui}	temps d'acquisition	$[s]$
t_{exp}	temps d'exposition	$[s]$
ρ_p	masse volumique des particules d'ensemencement	$[kg.m^{-3}]$
L_{visu}	largeur de la fenêtre de visualisation	$[m]$
u	abscisse dans le repère image	$[px]$
v	ordonnée dans le repère image	$[px]$
c	coefficient d'inter-corrélation	
dx	décalage longitudinal de la fenêtre glissante	$[m]$
R_t	résistance totale	$[kg.m.s^{-2}]$
C_t	coefficient de traînée	
R_v	résistance de frottement	$[kg.m.s^{-2}]$
C_v	coefficient de frottement	
R_a	résistance aérodynamique	$[kg.m.s^{-2}]$
R_w	résistance de vagues	$[kg.m.s^{-2}]$
F_x	composante longitudinale de la force de traînée	$[kg.m.s^{-2}]$
F_y	composante transversale de la force de traînée	$[kg.m.s^{-2}]$
F_z	composante verticale de la force de traînée	$[kg.m.s^{-2}]$
M_z	moment vertical de traînée	$[N.m = kg.m^2.s^{-2}]$
Q	charge du capteur piézo-électrique	$[C = A.s]$
i	incertitude type	
i_c	incertitude type composée	
I	incertitude de mesure élargie	
k_I	facteur d'élargissement	
e_d	erreur de dérive	
e_l	erreur de linéarité	
e_r	erreur de résolution	
PE	pleine échelle	
d	dérive	
s	sensibilité	
l	non-linéarité	
r	résolution	
E	erreur de projection	

ANALYSE ONDULATOIRE

ω	pulsation dans le repère du laboratoire	$[\text{rad.s}^{-1}]$
ω'	pulsation dans le repère du navire	$[\text{rad.s}^{-1}]$
k	nombre d'onde dans le repère du laboratoire	$[m^{-1}]$
$\vec{k}$	vecteur d'onde dans le repère du laboratoire	
k'	nombre d'onde dans le repère du navire	$[m^{-1}]$
$\vec{k}'$	vecteur d'onde dans le repère du navire	
k_x	nombre d'onde longitudinal	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_x$	nombre d'onde longitudinal adimensionné	
k_x^c	nombre d'onde de coupure longitudinal	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_x^c$	nombre d'onde de coupure longitudinal adimensionné	
$k_x^{c,deep}$	nombre d'onde de coupure longitudinal en eau profonde	$[m^{-1}]$
$k_x^{c,shallow}$	nombre d'onde de coupure longitudinal en eau peu profonde	$[m^{-1}]$
e	écart entre les nombres d'onde de coupure	
k_x^{infl}	nombre d'onde longitudinal du point d'inflexion	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_x^{infl}$	nombre d'onde longitudinal adimensionné du point d'inflexion	
k_y	nombre d'onde transversal	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_y$	nombre d'onde transversal adimensionné	
$k_{x,t}$	nombre d'onde des ondes transverses	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_{x,t}$	nombre d'onde adimensionné des ondes transverses	
$k_{x,d}$	nombre d'onde des ondes divergentes	$[m^{-1}]$
$\tilde{k}_{x,d}$	nombre d'onde adimensionné des ondes divergentes	
λ_t	longueur d'onde des ondes transverses	$[m]$
k_{cap}	nombre d'onde capillaire	$[m^{-1}]$
λ_{cap}	longueur d'onde capillaire	$[m]$
FFT	transformée de Fourier rapide	
FFT 2D	transformée de Fourier rapide bidimensionnelle	
$A_{\text{FFT,norm}}$	amplitude normalisée de la transformée de Fourier	
L_X	longueur du champ de vagues reconstruit	$[m]$
L_X	largeur du champ de vagues reconstruit	$[m]$
ΔX	résolution spatiale longitudinale	$[m]$
ΔY	résolution spatiale transversale	$[m]$
nx, NX	nombre d'échantillons dans la direction longitudinale	
ny, NY	nombre d'échantillons dans la direction transversale	
Δk_x	résolution spectrale longitudinale	$[m^{-1}]$
Δk_y	résolution spectrale transversale	$[m^{-1}]$
$k_{x,max}$	nombre d'onde longitudinal maximal	$[m^{-1}]$
$k_{y,max}$	nombre d'onde transversal maximal	$[m^{-1}]$
α	demi-angle du sillage	$[\circ]$
α_K	demi-angle du sillage de Kelvin	$[\circ]$
γ_i	angle de l'onde incidente	$[\circ]$
γ_r	angle de l'onde réfléchie	$[\circ]$
X_c^n	abscisse de la $n^{\text{ième}}$ caustique primaire	$[m]$
Y_c^n	ordonnée de la $n^{\text{ième}}$ caustique primaire	$[m]$
X_s^n	abscisse de la $n^{\text{ième}}$ caustique secondaire	$[m]$
Y_s^n	ordonnée de la $n^{\text{ième}}$ caustique secondaire	$[m]$
X_i^n	abscisse du $n^{\text{ième}}$ point d'impact	$[m]$
Y_i^n	ordonnée du $n^{\text{ième}}$ point d'impact	$[m]$

Introduction

Le lancement de grands projets de réaménagement des voies d'eau pour la navigation intérieure provoque un essor du transport fluvial actuellement, car il représente un moyen de transport à fort potentiel économique et écologique. Toutefois, la navigation a un impact direct sur l'équilibre de l'écosystème fluvial car les vagues générées par les navires déstructurent les berges des fleuves, rivières et canaux. Ce phénomène d'érosion est principalement lié à la hauteur des vagues générées par les navires dans leur sillage, et de nombreux paramètres régissent la formation et la propagation de ces vagues : géométrie de la voie d'eau, forme et vitesse du bateau, vitesse et sens du courant, etc. Ces facteurs ont également un impact sur la résistance à l'avancement du navire et donc sur sa consommation en carburant. Il est indispensable de comprendre l'influence de ces paramètres afin de minimiser l'impact de la navigation fluviale sur l'environnement et d'assurer un moyen de transport économique et écologique.

Les connaissances actuelles liées à cette problématique mettent en avant, d'une part, par des approches théoriques, une forte dépendance de la forme du sillage et de l'amplitude des vagues générées par le navire avec son régime de vitesse et la configuration de la voie d'eau. D'autre part, des phénomènes hydrauliques provoqués par le confinement de la voie d'eau, apparaissant dans le champ proche du navire et impactant les berges et la résistance à l'avancement, sont identifiés et caractérisés par des approches expérimentales. A partir de ces observations, des seuils empiriques d'apparition des effets de confinement sur les sillages et la résistance à l'avancement sont proposés. Toutefois, aucun lien n'est réellement établi entre les caractéristiques ondulatoire et hydraulique des sillages et la résistance à l'avancement en milieu confiné. Pourtant, pour comprendre l'augmentation de la résistance à l'avancement du navire, il est indispensable d'étudier l'environnement dans lequel il progresse. L'analyse du sillage nécessite donc une caractérisation fine et détaillée du champ de vagues généré par le navire. Les mesures des sillages générés par des modèles de navire sont généralement réalisées à partir de capteurs ponctuels et intrusifs. Ces techniques restent toutefois limitées pour l'identification d'un sillage dans son ensemble et des techniques plein-champs mesurant de façon précise la hauteur en différents points sont donc indispensables.

Cette thèse propose une étude des effets de hauteur d'eau finie, de confinement latéral et de courant sur les sillages des navires et la résistance à l'avancement, par une approche expérimentale en laboratoire, à partir de mesures optiques non-intrusives des sillages générés par des modèles réduits de carènes représentatives de navires maritimes et fluviaux, donnant accès à une définition détaillée et complète du champ de vagues, couplées à des mesures ponctuelles de forces de traînée.

Une revue bibliographique des différentes études sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires sera proposée dans le premier chapitre. Une présentation des caractéristiques des sillages, basée sur leur décomposition en une composante hydraulique, correspondant au champ proche du navire, et en une composante ondulatoire, relative au champ lointain du navire, sera menée. Les connaissances actuelles sur l'influence du confinement sur les sillages et la résistance à l'avancement du navire seront présentées.

Le deuxième chapitre présentera le contexte expérimental dans lequel s'est déroulé cette thèse. Le bassin des carènes permettant de reproduire des configurations de voie d'eau confinée en présence ou non de courant sera présenté et les modèles réduits de carènes de navire seront introduits. Les méthodes de mesures optiques basées sur des

principes stéréoscopiques, mises en place pour caractériser les sillages de navires, et le dispositif de mesure de résistance à l'avancement, seront détaillés. Une méthode d'analyse spectrale des champs de vagues sera finalement décrite.

Une étude des sillages et de la résistance à l'avancement dans une configuration de voie d'eau profonde sera menée dans le troisième chapitre. Les propriétés des sillages générés en milieu non confiné seront identifiées et l'influence de la forme et de la vitesse du navire sur le champ de vagues et la résistance à l'avancement sera caractérisée.

Le quatrième chapitre se concentrera sur l'impact du confinement de la voie d'eau sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires. Les changements des caractéristiques des sillages en milieu confiné et les phénomènes hydrauliques dans le champ proche du navire seront quantifiés. Les liens entre la modification des propriétés des sillages et l'augmentation de la résistance à l'avancement seront établis. Pour finir, une analyse de l'impact de la présence de courant dans la voie d'eau sur l'amplitude des vagues du sillage et sur le batillage sera menée et ouvrira quelques perspectives d'étude.

Sillages et résistance à l'avancement des navires

I.1 Composante ondulatoire	4
I.1.1 Le sillage de Kelvin.....	4
I.1.2 Relation de dispersion des ondes	5
I.1.3 Propriétés du sillage en eau profonde	7
I.1.4 Effets du confinement vertical.....	8
I.1.4.1 Angle du sillage.....	8
I.1.4.2 Régime du sillage.....	11
I.1.4.3 Nombre de Froude critique	13
I.1.4.4 Angle des ondes divergentes	14
I.1.4.5 Amplitude des vagues du sillage	14
I.1.5 Effet du courant	16
I.1.6 Effet du confinement latéral.....	18
I.2 Composante hydraulique	22
I.2.1 Vague de Bernoulli.....	22
I.2.2 Apparition des effets de confinement hydraulique	25
I.2.3 Phénomènes hydrodynamiques en milieu confiné	27
I.2.4 Dimensionnement de la voie d'eau	33
I.3 Résistance à l'avancement du navire	34
I.3.1 Composantes de la résistance.....	34
I.3.1.1 International Towing Tank Conference - 1957.....	35
I.3.2 Résistance de vagues.....	35
I.3.3 Détermination expérimentale de la résistance de vagues.....	38
I.3.4 Résistance en milieu confiné.....	38
I.3.5 Prédiction théorique de la résistance de vagues	41
I.3.5.1 Formules de Michell en milieu infini	41
I.3.5.2 Formule de Sretensky-W : hauteur d'eau infinie, largeur finie	41
I.3.5.3 Formule de Sretensky-H : hauteur d'eau finie, largeur infinie	41
I.3.5.4 Formule de Keldysh-Sedov : hauteur d'eau finie, largeur finie.....	42
I.4 Études numériques en milieu confiné	42
I.5 Conclusion	45

Ce chapitre propose une revue bibliographique des études sur les sillages de navire et la résistance à l'avancement. Le sillage généré par un navire se déplaçant rectilignement et à vitesse constante à la surface d'un liquide en milieu infini (non confiné latéralement et verticalement) est représenté sur la figure 1.1. Ce champ de vagues, dit *stationnaire* car il se déplace à la même vitesse que le navire, peut être décomposé en une composante hydraulique, correspondant à la perturbation induite dans le champ proche du navire, et en une composante ondulatoire dans le champ lointain du navire. Ces deux contributions au sillage global du navire, qui dépendent grandement de la vitesse du bateau, de sa géométrie et de la configuration du milieu dans lequel il progresse (pleine mer, fleuve, lac, etc.), vont être présentées indépendamment dans ce chapitre. Les effets de hauteur d'eau finie, de confinement latéral et de courant vont se traduire par une modification des propriétés ondulatoires du champ de vagues, menant à une modification de sa forme et de la répartition de l'énergie dans le sillage. En outre, le confinement hydraulique va être à l'origine de phénomènes hydrodynamiques dans la voie d'eau, impactant la résistance à l'avancement du navire et donc sa consommation.

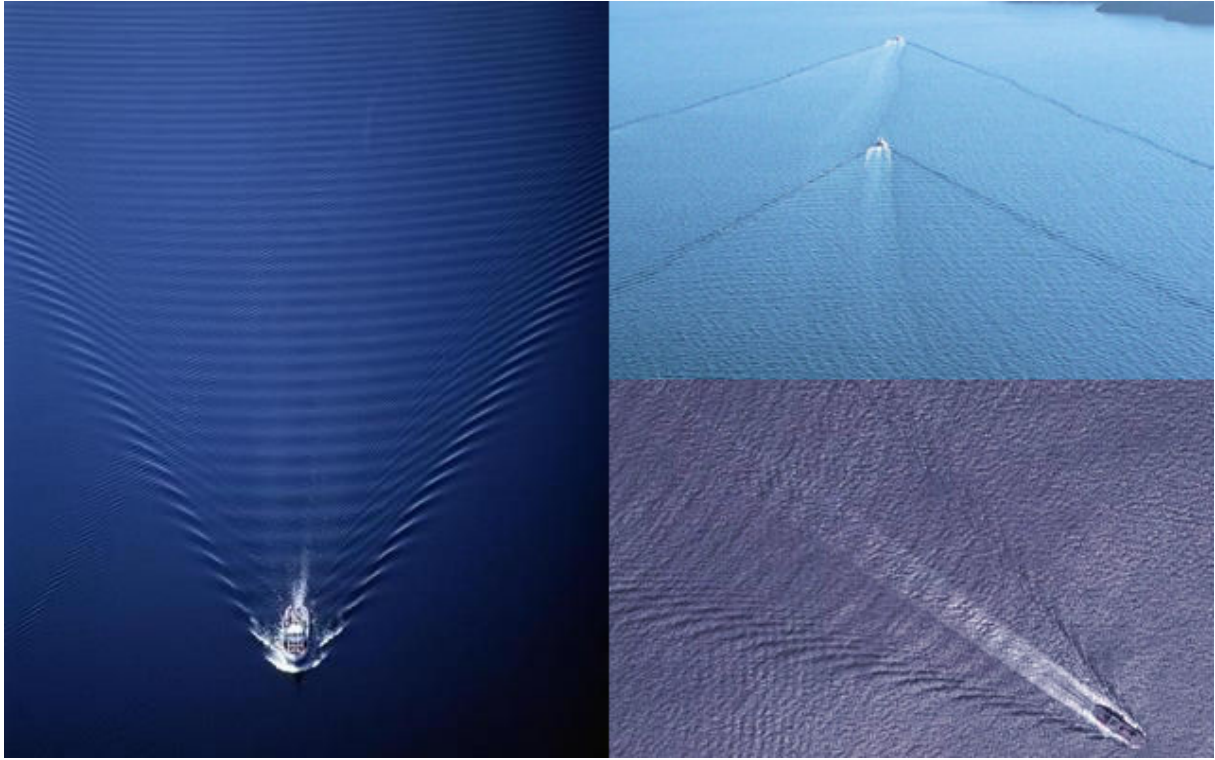


Figure 1.1 – Le sillage d’un navire en milieu infini (source web : [Google Images](#)).

Pour caractériser et classifier les différents sillages de navires, deux nombres sans dimensions permettant de tenir compte de la vitesse du bateau, de sa longueur et de la profondeur d’eau, sont considérés : le nombre de Froude de longueur F_L , basé sur la longueur du bateau et le nombre de Froude de hauteur F_h , basé sur la profondeur de la voie d’eau, calculés par les expressions (1) [Froude, 1877].

$$F_L = \frac{U_b}{\sqrt{gL}} \qquad F_h = \frac{U_b}{\sqrt{gh}} \qquad (1)$$

Ces nombres reflètent l’importance des forces d’inertie par rapport aux forces de pesanteur dans l’écoulement généré. Ils sont formés par le ratio de la vitesse du navire $U_b(m.s^{-1})$ de longueur $L(m)$, et de la vitesse des ondes générées par le navire $\sqrt{gL}$ ou $\sqrt{gh}$ suivant le cas, $h(m)$ étant la hauteur d’eau.

I.1 Composante ondulatoire

I.1.1 Le sillage de Kelvin

Lord Kelvin (Sir William Thomson 1824-1907, [Kelvin, 1887]) a mis en évidence à partir d’une formulation géométrique le sillage généré par une perturbation ponctuelle se déplaçant à vitesse rectiligne uniforme à la surface d’un liquide dans un milieu infini latéralement et verticalement. Ce sillage est appelé *sillage de Kelvin*, dont une représentation simplifiée est donnée sur la figure 1.2. Il est caractérisé par :

- un système de vagues transverses ou transversales, dont les lignes de crêtes coupent à angle droit la trajectoire de la perturbation (axe $x'x$ sur la figure 1.2),
- un système de vagues divergentes, dont les lignes de crêtes sont obliques par rapport à la trajectoire de la perturbation,
- une ligne d’intersection des crêtes où se superposent ondes transverses et ondes

divergentes, suivant laquelle les amplitudes de vagues sont maximales. Cette ligne définissant l'enveloppe du sillage est appelée *caustique* et forme un demi-angle α par rapport à la trajectoire de la perturbation, appelé angle de Kelvin et égal à $\alpha_K = 19,47^\circ = 19^\circ 28'$ (cf. angle du sillage en I.1.3).

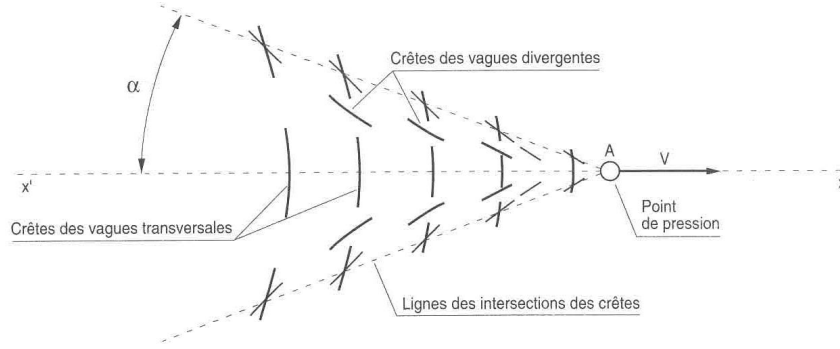


Figure 1.2 – Définition du sillage de Kelvin [Kelvin, 1887], d'après [Hervieu, 1993].

I.1.2 Relation de dispersion des ondes

Ce sillage ondulatoire est décrit théoriquement par la relation de dispersion des ondes à la surface d'un liquide, établie par Ekman dans le contexte des sillages de navires [Ekman, 1907]. Cette relation de dispersion est donnée par l'équation (2), où ω est la pulsation de l'onde, g la gravité, k le nombre d'onde, γ et ρ la tension de surface et la masse volumique de l'eau et h la hauteur d'eau.

$$\omega(k) = \pm \sqrt{\left(gk + \frac{\gamma}{\rho}k^3\right) \tanh kh} \quad (2)$$

Les sillages de navires, dans les régimes de vitesses associés, sont constitués essentiellement d'ondes dites de gravité (qui se développent sous l'effet de la pesanteur). Les ondes capillaires, résultant des effets de tension superficielles, sont peu présentes dans les sillages de navires. Pour les ondes de gravité générées par une perturbation ponctuelle se déplaçant à vitesse constante U_b suivant l'axe x , la tension de surface est négligeable ($\gamma = 0$) et la relation de dispersion est décalée par effet Doppler. Ainsi, dans le repère lié au bateau, $\omega' = \omega - U_b k$ et $\vec{k}' = \vec{k}$. La relation de dispersion devient donc :

$$\omega'(k) = \pm \sqrt{gk \tanh kh} - U_b k_x \quad (3)$$

où $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Une solution de la relation de dispersion (3) existe pour $\omega' = 0$. Cette solution particulière donne :

$$U_b^2 k_x^2 - g \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \tanh(h \sqrt{k_x^2 + k_y^2}) = 0 \quad (4)$$

Lorsque la hauteur d'eau devient très grande ($h \rightarrow \infty$), la tangente hyperbolique tend asymptotiquement vers 1. La relation de dispersion des ondes de gravité en eau profonde prend donc la forme simplifiée suivante :

$$U_b^2 k_x^2 - g \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 0 \quad (5)$$

La résolution de l'équation (4) est représentée sur la figure 1.3 pour différents nombres de Froude de hauteur (reliant hauteur d'eau, vitesse du bateau et gravité) [Ekman, 1906]

[Crapper, 1964]. La vitesse est gardée constante dans la résolution du calcul, seule la hauteur d'eau évolue pour faire varier le nombre de Froude de hauteur. Pour une grande profondeur d'eau, correspondant à la branche noire, la courbe présente un point d'inflexion à $k_x^{infl} = \pm\sqrt{3/2}g/U_b^2$ et coupe l'axe des abscisses k_x au nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ au dessus duquel le sillage est présent [Carusotto et Rousseaux, 2013]. Cette branche peut être décomposée en deux parties, de part et d'autre du point d'inflexion : pour $k_x^c \leq k_x < k_x^{infl}$ la courbe a une forme de racine (équation (6)), tandis que pour les nombres d'onde $k_x > k_x^{infl}$, la courbe a un comportement asymptotique (équation (7)).

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

$$k_y = \pm \frac{U_b^2}{g} k_x^2 \quad (7)$$

Au point d'inflexion k_x^{infl} , la pente dk_y/dk_x est minimale et donc la normale à la courbe forme un angle α maximal par rapport à l'axe des abscisses tel que $\alpha = 1/\sqrt{8} = 19,47^\circ = \alpha_K$ (figure 1.4 où l'angle du sillage est noté Φ_{max}).

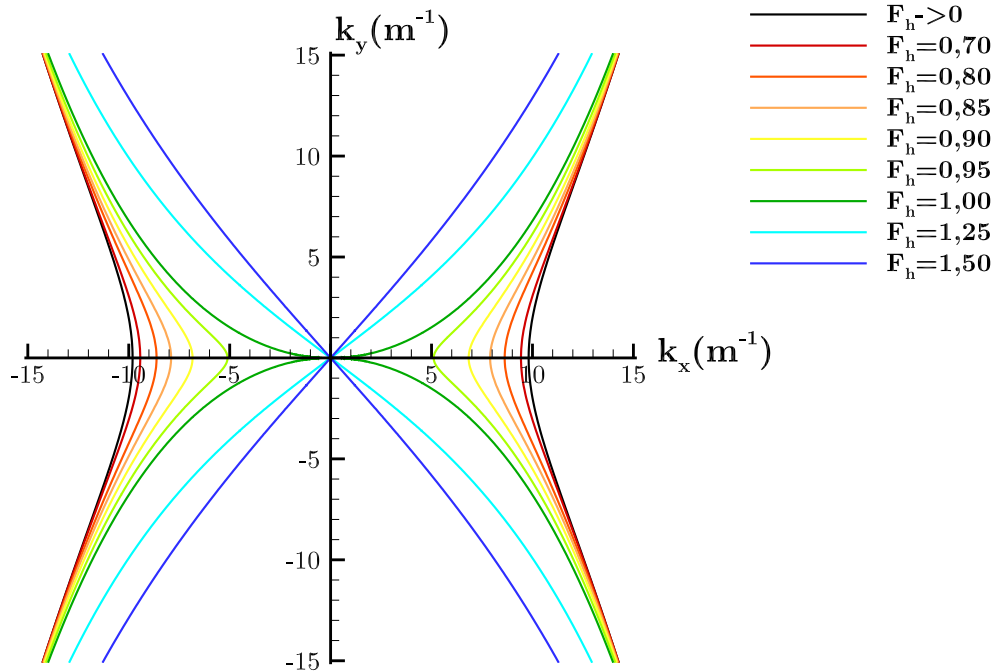


Figure 1.3 – Branches de la relation de dispersion dans l'espace spectral pour différents nombres de Froude de hauteur F_h , d'après [Ekman, 1906] [Ekman, 1907] [Crapper, 1964].

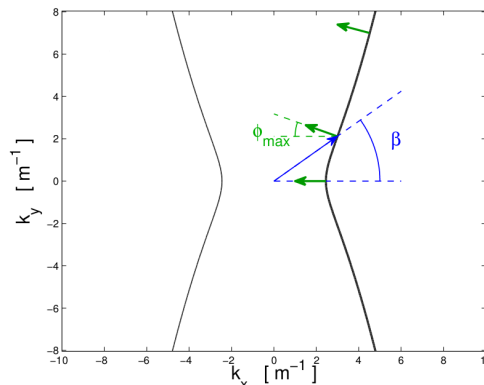


Figure 1.4 – Mesure de l'angle du sillage dans l'espace spectral en eau profonde [Carusotto et Rousseaux, 2013].

I.1.3 Propriétés du sillage en eau profonde

Il a été observé par [Taylor, 1907] [Baker, 1915] [Whitham, 1974] que l'angle du sillage de Kelvin, supposé constant et égal à $19,47^\circ$, diminue avec la vitesse du navire pour des nombres de Froude de longueur F_L élevés. Une explication a été donnée récemment par [Rabaud et Moisy, 2013], qui ont montré à partir de mesures sur images satellites et de simulations numériques, que cet angle de sillage décroît en $1/F_L$ à partir d'un nombre de Froude $F_L > 0,50$, de manière similaire au cône de Mach en aérodynamique (figure 1.5, gauche). Cette diminution de l'angle du sillage est expliquée comme étant un effet de taille finie du navire, en faisant l'hypothèse qu'un objet de longueur finie L ne peut pas générer des longueurs d'ondes supérieures à L . Cependant, une autre explication donnée par [Noblesse *et al.*, 2014] établit cette décroissance de l'angle comme étant la conséquence d'interférences entre les ondes divergentes créées à la proue et la poupe du navire. Un modèle mathématique permet alors de mettre en évidence la décroissance de l'angle en $1/F_L^2$ à partir d'un nombre de Froude $F_L > 0,59$ (figure 1.5, droite). En outre, les travaux récents de [Darmon *et al.*, 2014] ont montré, à partir d'une modélisation analytique des sillages générés par un champ de pression axisymétrique et pour différents nombres de Froude, que l'enveloppe définissant le sillage conserve un demi-angle constant égal à l'angle de Kelvin (en pointillés sur la figure 1.6). Une diminution en $1/F_L$ de l'angle de la caustique est observée pour un nombre de Froude $F_L > 0,50$ (en rouge sur la figure 1.6). Ces mêmes observations ont été faites par [Pethiyagoda *et al.*, 2014] à partir de simulations numériques (figure 1.7).

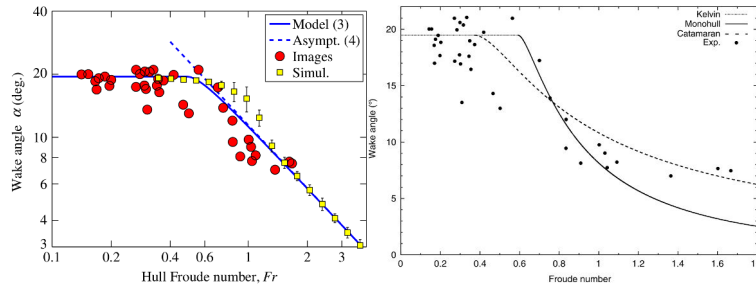


Figure 1.5 – Décroissance de l'angle du sillage selon [Rabaud et Moisy, 2013] (gauche) et [Noblesse *et al.*, 2014] (droite). L'axe des abscisses représente le nombre de Froude de longueur F_L et l'axe des ordonnées l'angle du sillage α .

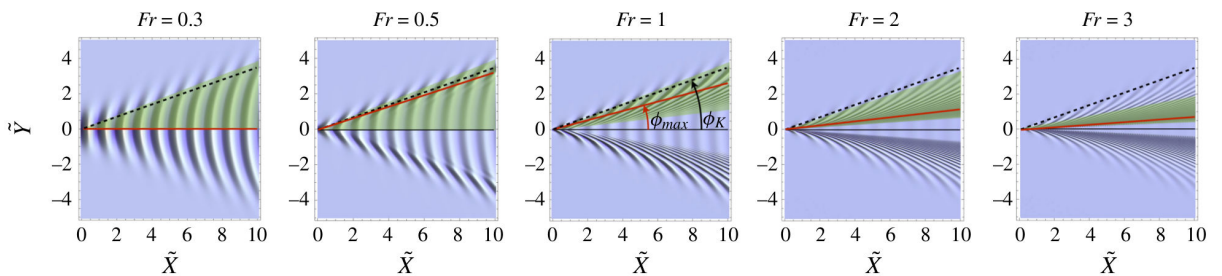


Figure 1.6 – Sillage généré par un champ de pression axisymétrique pour différents nombres de Froude de longueur F_L [Darmon *et al.*, 2014]. La perturbation progresse de la droite vers la gauche, $\tilde{X}$ et $\tilde{Y}$ correspondent respectivement aux directions longitudinales et transversales du sillage. La ligne en pointillés correspond à l'enveloppe du sillage et la ligne rouge à la caustique.

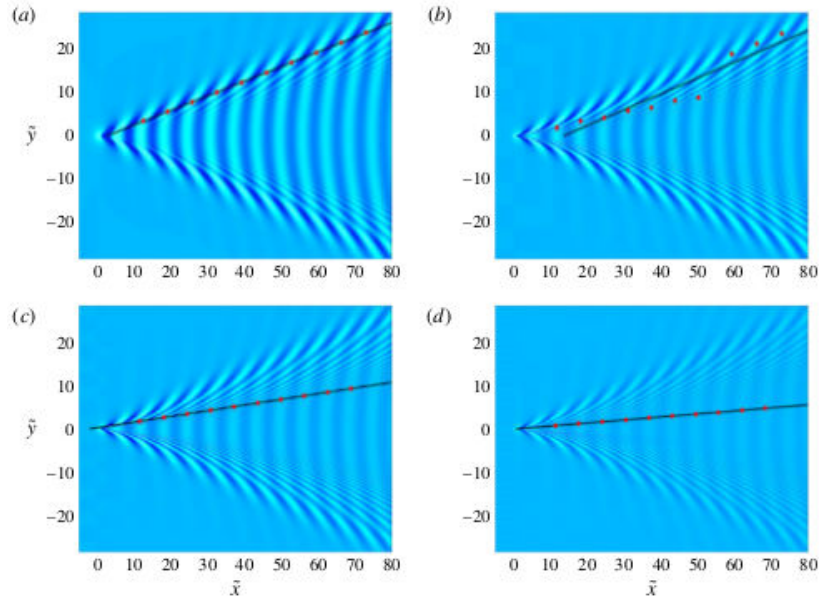


Figure 1.7 – Sillage généré par un champ de pression axisymétrique pour différents nombres de Froude de longueur F_L [Pethiyagoda *et al.*, 2014]. La perturbation progresse de la droite vers la gauche, $\tilde{x}$ et $\tilde{y}$ correspondent respectivement aux directions longitudinales et transversales du sillage, adimensionnées par le nombre de Froude de longueur F_L . Les points rouges représentent les maxima d’amplitude et la ligne noire la caustique interpolée sur ces points.

I.1.4 Effets du confinement vertical

I.1.4.1 Angle du sillage

Du point de vue théorique de la relation de dispersion, tracée sur la figure 1.3 pour différents nombres de Froude de hauteur, lorsque la hauteur d’eau diminue, le nombre de Froude augmente et les branches commencent à se pincer pour de faibles valeurs de k_y . Pour un nombre de Froude $F_h = 1,00$ le locus passe par l’origine de l’espace spectral. L’augmentation du nombre de Froude se traduit ensuite par un redressement des branches pour former une croix [Carusotto et Rousseaux, 2013]. Les effets de hauteur d’eau finie se manifestent donc d’un point de vue ondulatoire à partir d’un nombre de Froude de hauteur critique $F_h \approx 0,61$, mis en évidence sur la figure 1.8, représentant l’écart entre le nombre de coupure en eau profonde $k_x^{c,deep}$ et celui en eau peu profonde $k_x^{c,shallow}$, calculé par la formule (8).

$$e = \frac{|k_x^{c,deep} - k_x^{c,shallow}|}{k_x^{c,deep}} \quad (8)$$

Ce critère est bien en adéquation avec celui donné par [Zhu *et al.*, 2014], obtenu à partir de reconstructions analytiques des sillages générés par une source de perturbation ponctuelle pour différentes vitesses d’avancée, dans un milieu confiné verticalement. Les observations des auteurs leur ont permis d’établir la relation (9) entre la hauteur d’eau h , la gravité g et la vitesse du bateau U_b . Les effets de confinement vertical ondulatoire apparaissent pour un nombre de Froude de hauteur $F_h > 0,58$ et la hauteur d’eau peut être considérée comme infinie en deçà de ce seuil.

$$\frac{hg}{U_b^2} < 3 \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{1}{F_h^2} < 3 \quad \Longleftrightarrow \quad F_h > 0,58 \quad (9)$$

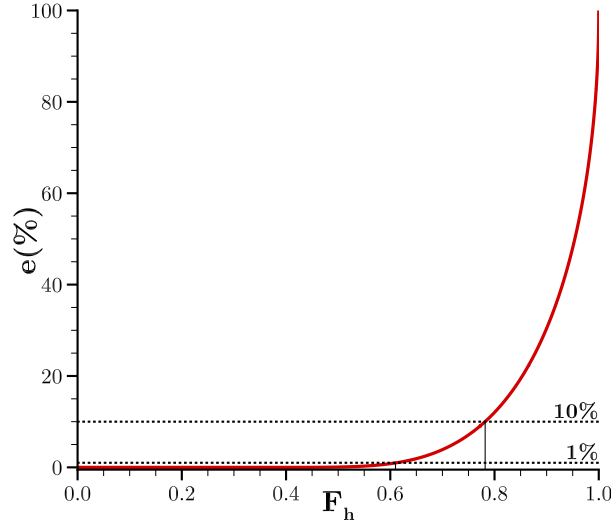


Figure 1.8 – Écart entre les nombres d'ondes de coupure de la relation de dispersion en eau profonde $k_x^{c,deep}$ et en eau peu profonde $k_x^{c,shallow}$.

Un autre effet de la diminution de la hauteur d'eau est l'angle que forme la normale au point d'inflexion de la courbe, qui va évoluer avec le nombre de Froude de hauteur F_h (figure 1.9). Une explication théorique fournie par [Havelock, 1908] et exploitée par [Soomere, 2009] et [Ersan et Beji, 2013] à partir de la relation de dispersion, donne l'évolution de l'angle du sillage généré par une perturbation ponctuelle en fonction de F_h (figures 1.10, 1.11, 1.12 et 1.13). L'angle du sillage est égal à l'angle de Kelvin $\alpha_k = 19,47^\circ = 19^\circ 28'$ jusqu'à un nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,60$. Passé ce seuil, l'angle augmente jusqu'à atteindre une valeur limite $\alpha = 90^\circ$ pour un nombre de Froude de hauteur $F_h = 1,00$. L'angle diminue ensuite avec le nombre de Froude de hauteur ($\alpha = \arcsin(1/F_h)$). L'analyse de ces courbes mène à distinguer plusieurs régimes d'avancée et donc de formes de sillages en eau peu profonde, en fonction du nombre de Froude de hauteur [Havelock, 1908] [Inui, 1936] [Elsaesser, 2004] [Elsaesser et Whittaker, 2012].

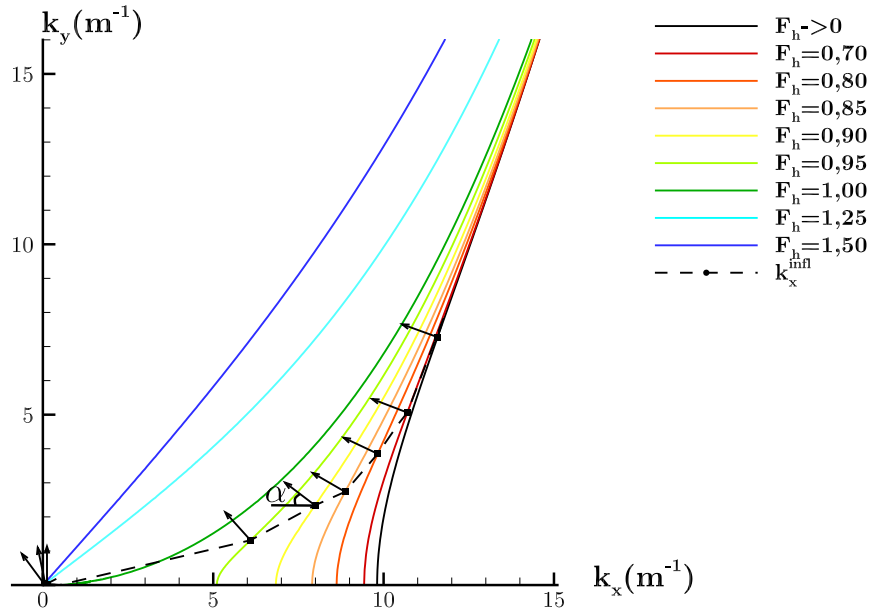


Figure 1.9 – Évolution de la normale au point d'inflexion du locus de la relation de dispersion en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h . La ligne en pointillés représente la position du point d'inflexion de la courbe et les vecteurs forment la normale à la courbe.

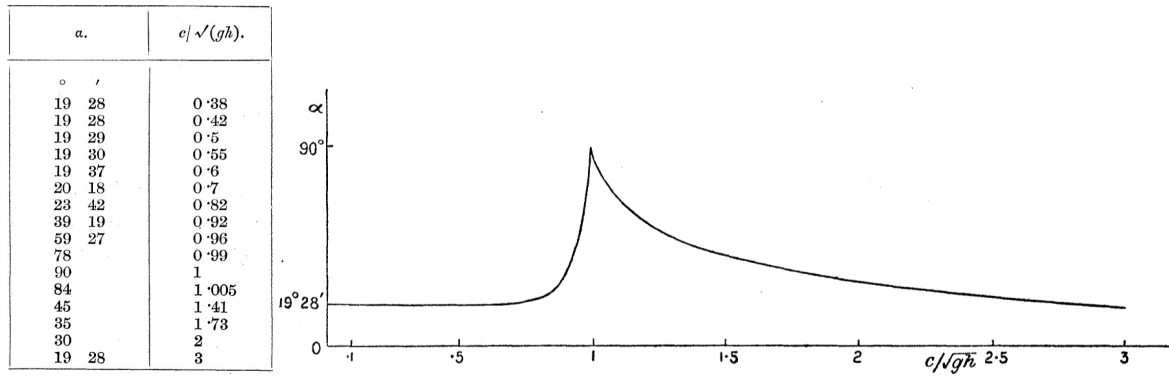


Figure 1.10 – Évolution de l'angle (en degré minutes) du sillage en eau peu profonde en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h [Havelock, 1908].

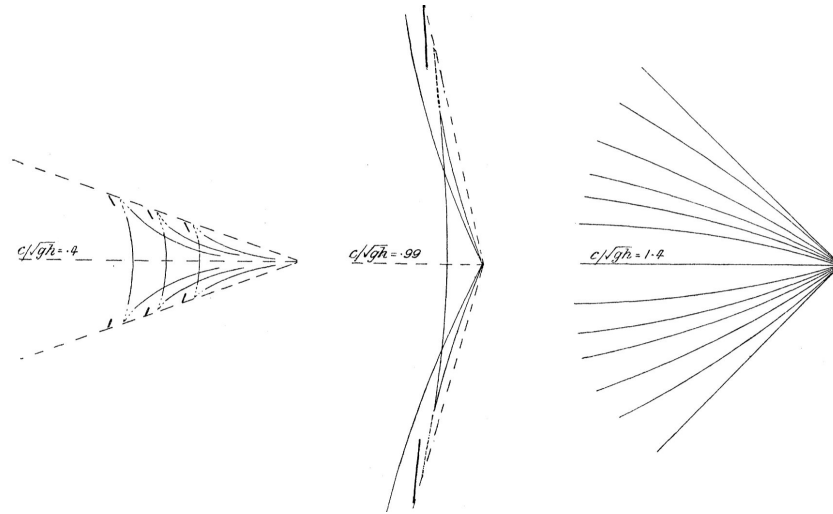


Figure 1.11 – Dessins de sillages pour différents régimes de navigation [Havelock, 1908]. De gauche à droite : sillage subcritique ($F_h = 0,40$), transcritique ($F_h = 0,99$) et supercritique ($F_h = 1,40$, le dessin est erroné, les ondes divergentes sont normalement convexes).

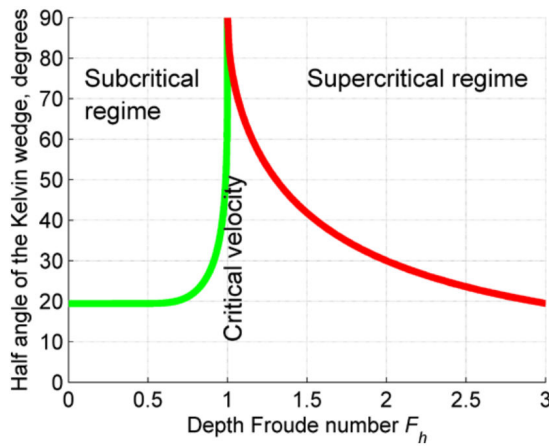


Figure 1.12 – Régime de navigation et angle du sillage [Soomere, 2009], d'après [Havelock, 1908].

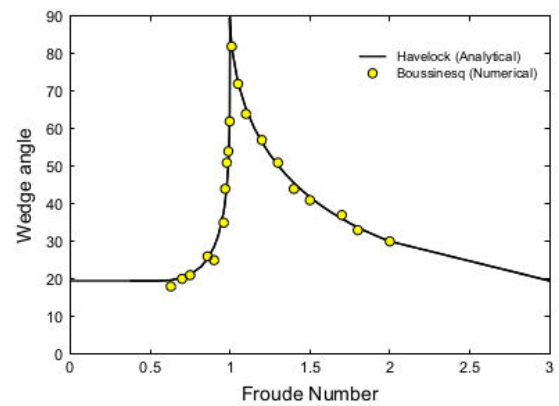


Figure 1.13 – Solution analytique de [Havelock, 1908] et simulations numériques basées sur le modèle des équations de Boussinesq [Ersan et Beji, 2013].

I.1.4.2 Régime du sillage

Dans les travaux de thèse de [Elsaesser, 2004], la classification suivante des formes de sillages en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h est fournie. Cette classification se base notamment sur la prédiction théorique de [Havelock, 1908].

$F_h \leq 0,60$: régime subcritique

Le sillage est similaire au sillage de Kelvin généré en eau profonde (figure 1.14). L'angle du sillage vaut $\alpha = \alpha_k = 19,47^\circ$.

$0,60 < F_h < 1,00$: régime transcritique

La longueur d'onde des ondes transverses et l'angle du sillage augmentent (figure 1.15).

$F_h = 1,00$: régime critique

Les ondes transverses disparaissent, le sillage n'est alors composé que d'ondes divergentes. Un soliton de célérité $c = \sqrt{gh}$ apparaît à l'avant du bateau (figure 1.16) et il est perpendiculaire à la ligne d'avancée du bateau ($\alpha = 90^\circ$).

$F_h > 1,00$: régime supercritrique

Le soliton se replie et ainsi l'angle du sillage diminue avec la vitesse (figure 1.17). Ce comportement est analogue au cône de Mach dans les sillages supersoniques en aérodynamique (figure 1.18).

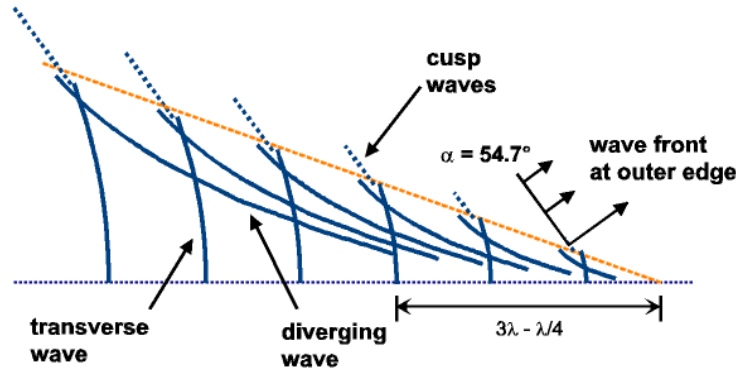


Figure 1.14 – Sillage en régime sous-critique [Elsaesser, 2004].

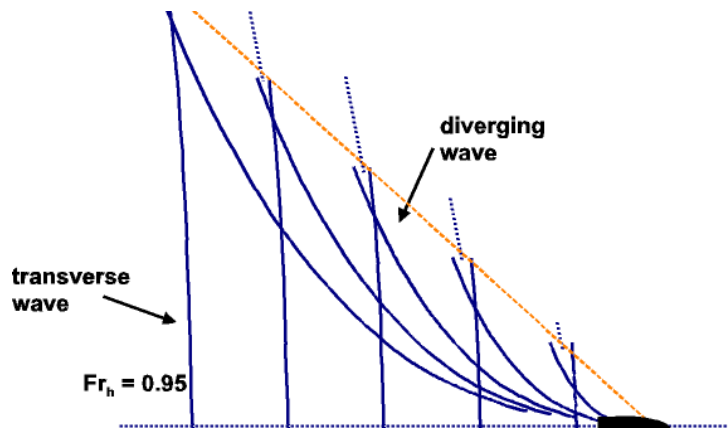


Figure 1.15 – Sillage en régime transcritique [Elsaesser, 2004].

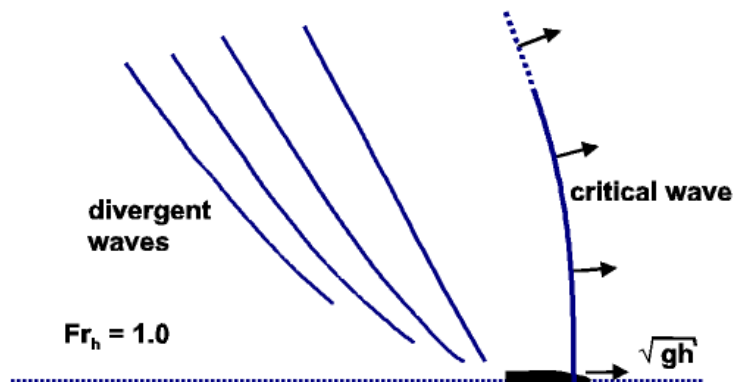


Figure 1.16 – Sillage en régime critique [Elsaesser, 2004].

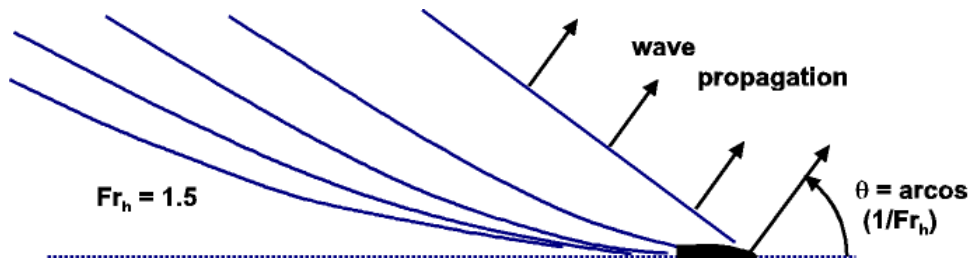


Figure 1.17 – Sillage en régime supercritique [Elsaesser, 2004].

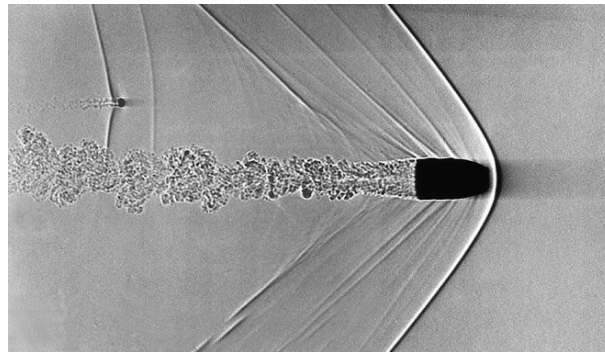


Figure 1.18 – Cône de Mach dans un sillage supersonique en aérodynamique (A .Davidhazy, Rochester Institute of Technology).

I.1.4.3 Nombre de Froude critique

Les travaux de [Whittaker et MacKinnon, 2000], [Dand, 2002] et [Robbins *et al.*, 2009] ont toutefois mis en évidence que le nombre de Froude de hauteur critique, où l'angle du sillage est maximal, apparaît pour $F_h \approx 0,90$, donc avant la valeur théorique $F_h = 1,00$. La figure 1.19 représente l'évolution de l'angle du sillage en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h pour différents rapports h/L (h est la hauteur d'eau et L la longueur du navire). L'angle est mesuré expérimentalement sur les champs de vagues générés par des modèles réduits de navires par [Robbins *et al.*, 2009], à partir de mesures de hauteur d'eau par sondes capacitives. Ce phénomène avait été discuté par [Havelock, 1921], énonçant qu'une des raisons de cette différence de nombre de Froude critique était que la théorie se base sur une source de pression simplifiée, ponctuelle et axisymétrique. Ce phénomène se manifeste également sur le maximum de résistance à l'avancement en eau peu profonde (voir partie résistance à l'avancement).

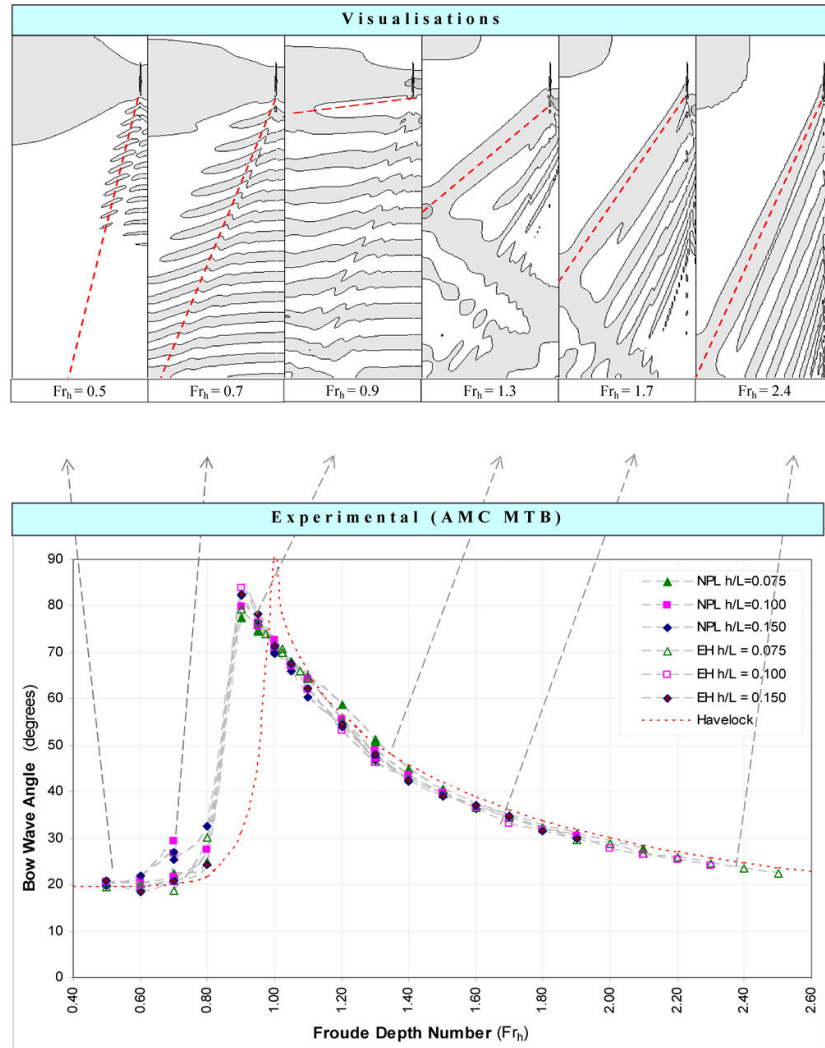


Figure 1.19 – Évolution de l'angle du sillage en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h [Robbins *et al.*, 2009]. Haut : dessin du sillage - ligne pointillés : caustique. Bas : valeur de l'angle - ligne pointillés : théorie de [Havelock, 1908], symboles : expériences pour différents rapports h/L (h est la hauteur d'eau et L la longueur du navire).

I.1.4.4 Angle des ondes divergentes

Dans les travaux de [Whittaker *et al.*, 2001] une analyse de l'évolution de l'angle des ondes divergentes en fonction du nombre de Froude de hauteur F_h est effectuée. A partir de l'étude de sillages supercritiques calculés analytiquement et de sillages mesurés expérimentalement, les résultats obtenus (figure 1.20) montrent la diminution de l'angle des ondes divergentes lorsque le nombre de Froude de hauteur supercritique F_h augmente.

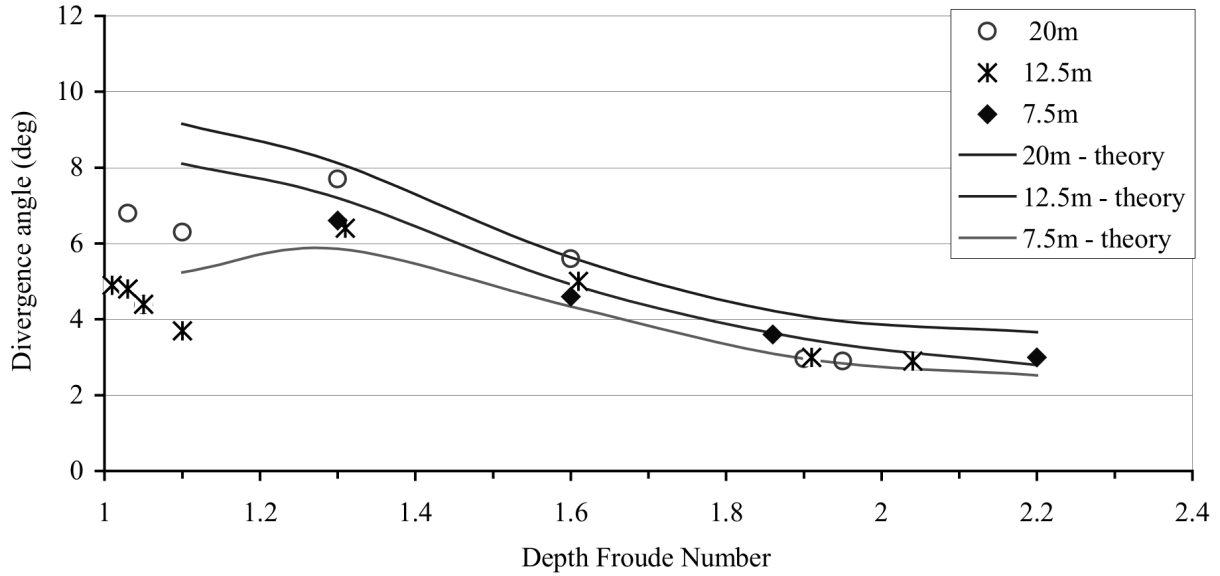


Figure 1.20 – Diminution de l'angle des ondes divergentes d'un sillage en régime supercritique [Whittaker *et al.*, 2001].

I.1.4.5 Amplitude des vagues du sillage

L'amplitude des vagues du sillage de Kelvin diminue avec la distance par rapport à la source de perturbation. La relation mathématique (10) traduit la diminution de l'amplitude des vagues $\zeta(r)$ en fonction de la distance radiale r par rapport à la source [Havelock, 1908].

$$\zeta(r) = \frac{A}{r^a} \cos(Br + C) \quad (10)$$

L'évolution de cette diminution d'amplitude dépend de l'angle de la coupe dans le sillage. Le long de la caustique ($\alpha = \alpha_k = 19,47^\circ$), où les amplitudes de vagues sont maximales, la diminution de l'amplitude suit une loi en $r^{-1/3}$. Pour une coupe le long de la ligne d'avancée de la perturbation ($\alpha = 0^\circ$), la diminution est en $r^{-1/2}$. Les travaux de [Elsaesser, 2004] ont permis de mettre en évidence cette diminution à partir de coupes radiales dans des sillages calculés numériquement (figures 1.22 et 1.23). La dépendance de la décroissance de l'amplitude des vagues dans le sillage d'une source ponctuelle, suivant la direction de la coupe, a également été démontrée analytiquement par [Delhommeau, 1987]. Toutefois, les effets de hauteur d'eau finie sur la répartition de l'énergie entre ondes divergentes et ondes transverses, restent peu connus à ce jour.

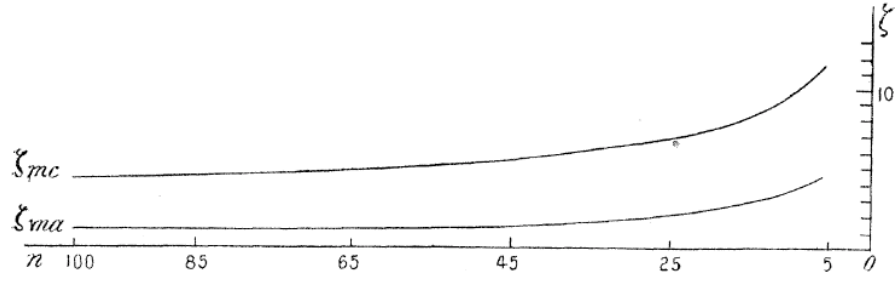


Figure 1.21 – Évolution de l'amplitude ζ des vagues du sillage en fonction de la distance radiale r par rapport à la source. ζ_{mc} correspond à une coupe le long de la caustique du sillage (évolution en $r^{-1/3}$) et ζ_{ma} à une coupe suivant la ligne d'avancée de la perturbation (évolution en $r^{-1/2}$) [Havelock, 1908].

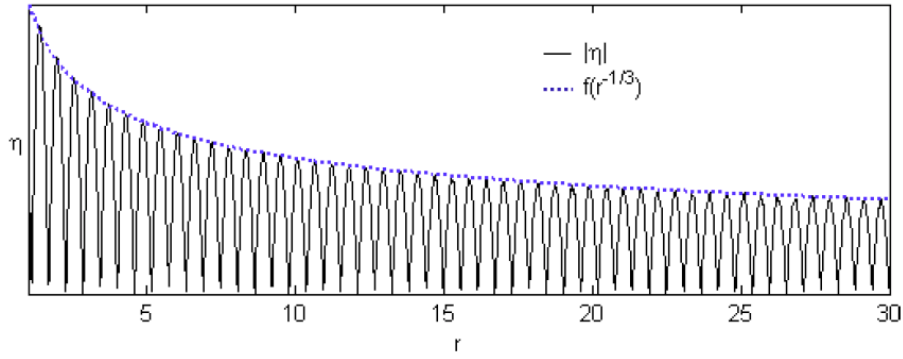


Figure 1.22 – Évolution en $r^{-1/3}$ de l'amplitude ζ des vagues du sillage en fonction de la distance radiale r par rapport à la source, le long de la caustique du sillage ($\alpha = \alpha_k = 19,47^\circ$) [Elsaesser, 2004].

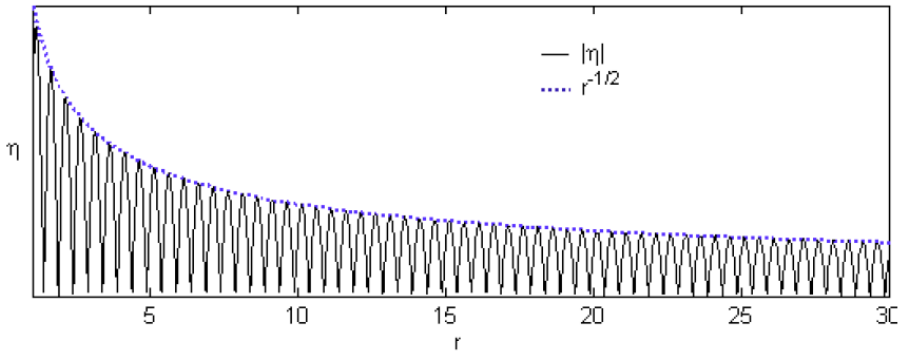


Figure 1.23 – Évolution en $r^{-1/2}$ de l'amplitude ζ des vagues du sillage en fonction de la distance radiale r par rapport à la source le long de la ligne d'avancée de la perturbation ($\alpha = 0^\circ$) [Elsaesser, 2004].

I.1.5 Effet du courant

Les caractéristiques présentées jusqu'ici correspondent à une source ponctuelle se déplaçant à la surface d'un liquide au repos. Cependant, en ce qui concerne la navigation fluviale, elle se produit toujours en présence d'un courant de rivière. En effet, lorsque le bateau remonte le fleuve, il évoluera à contre-courant, et à l'inverse, il sera en présence d'un co-courant dans le cas où il descend le fleuve. La propagation des ondes dans la voie d'eau sera donc perturbée par la présence du courant, car il faut tenir compte, dans la relation de dispersion des ondes (équation (3)), de la présence d'un co-courant (équation (11)) ou contre-courant (équation (12)) de rivière u_c :

$$\omega'(k) = \pm \sqrt{gk \tanh kh} - (U_b - |u_c|)k_x \quad \text{co-courant} \quad (11)$$

$$\omega'(k) = \pm \sqrt{gk \tanh kh} - (U_b + |u_c|)k_x \quad \text{contre-courant} \quad (12)$$

La figure 1.24 montre l'effet du courant sur le locus de la relation de dispersion dans l'espace spectral. Les lignes pleines correspondent à la relation de dispersion sans courant ($|u_c| = 0$) et les lignes pointillées à la relation de dispersion en présence d'un contre-courant ($|u_c| = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$), dans une hauteur d'eau $h = 0,1 \text{ m}$. La présence du contre-courant consiste à décaler le locus de la relation de dispersion dans l'espace spectral. En effet, pour une solution donnée en eau calme, pour un nombre de Froude de hauteur F_h , la solution en présence de contre-courant correspond à la solution pour un nombre de Froude de hauteur $F_h'' = F_h + F_h'$ avec $F_h' = |u_c|/\sqrt{gh}$. Par exemple sur la figure 1.24, la solution pour $F_h = 0,70$ en eau calme (ligne noire pleine) devient égale à la solution pour $F_h'' = F_h + |u_c|/\sqrt{gh} = 0,90$ en présence de contre-courant (la ligne noire pointillée coïncide avec la ligne orange pleine).

Bien que la relation de dispersion décrive bien la propagation des ondes de gravité et donc la forme du sillage, elle ne prédit pas la répartition d'énergie dans le sillage et l'effet du courant sur les amplitudes des vagues. Les résultats des simulations numériques menées par [Ellingsen, 2014] montrent que l'amplitude des vagues dépend grandement de l'angle d'incidence du courant et de son amplitude (figure 1.25). L'énergie est distribuée différemment entre le système de vagues divergentes et le système de vagues transverses en fonction de ces paramètres. Les coupes radiales effectuées dans les sillages calculés numériquement montrent qu'en présence de contre-courant, l'énergie est concentrée sur les ondes divergentes et la longueur d'onde des ondes transverses augmente (figures 1.25d, 1.25e et 1.25f). En présence de co-courant, l'énergie est concentrée sur les ondes transverses et leur longueur d'onde diminue (figures 1.25j, 1.25k et 1.25l).

En ce qui concerne l'effet du courant sur le batillage, l'étude expérimentale sur des berges de rivière menée par [Bruschin et Dysli, 1974], montre à partir de mesures de hauteur d'eau que l'énergie du sillage transférée aux berges est concentrée en présence de co-courant et diluée en présence de contre-courant. Toutefois, très peu d'études ont mis en avant l'effet du courant de rivière sur la résistance à l'avancement du navire. Les travaux de [Tourasse et Mellet, 1828] et [Morin, 1855] ont mis cependant en avant l'augmentation de résistance en présence de contre-courant et sa diminution en présence de co-courant lors de leurs expériences sur la navigation des bateaux à vapeur. Pour finir, les travaux de [Benzaquen et Raphaël, 2012] ont mis en évidence d'un point de vue analytique l'augmentation de la résistance de vagues en présence de vorticité en eau peu profonde.

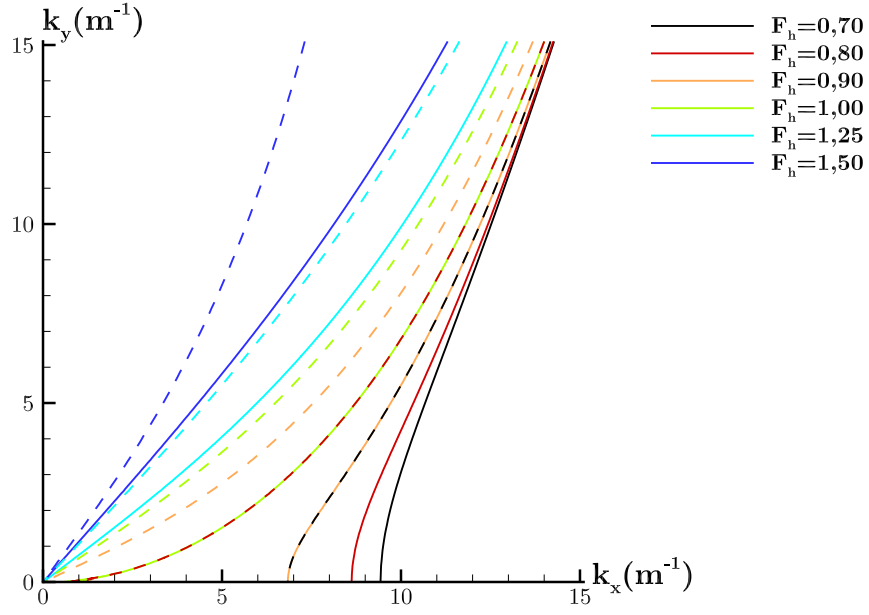


Figure 1.24 – Branches de la relation de dispersion dans l'espace spectral pour différents nombres de Froude de hauteur F_h . Lignes pleines : sans contre-courant, lignes pointillées : en présence d'un contre-courant de vitesse $|u_c| = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$.

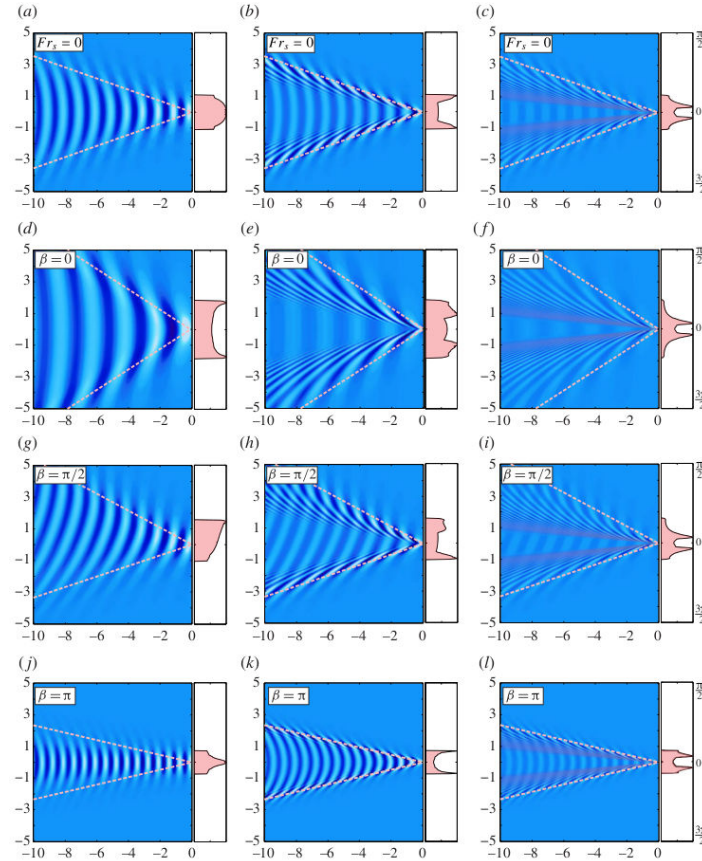


Figure 1.25 – Sillages générés par une source ponctuelle en présence de vorticité [Ellingsen, 2014]. Colonnes de gauche à droite : $F_L = 0,30 - 0,80 - 2,00$ - première ligne : pas de vorticité, deuxième à quatrième ligne : avec vorticité - β représente l'angle d'incidence du courant et la partie droite de chaque tracé représente l'amplitude des vagues dans le sillage.

I.1.6 Effet du confinement latéral

D'un point de vue ondulatoire, le confinement se caractérise par une réflexion des vagues du sillage à la paroi, menant à l'apparition de caustiques dans la voie d'eau en raison du repliement du sillage sur lui même (figure 1.26).

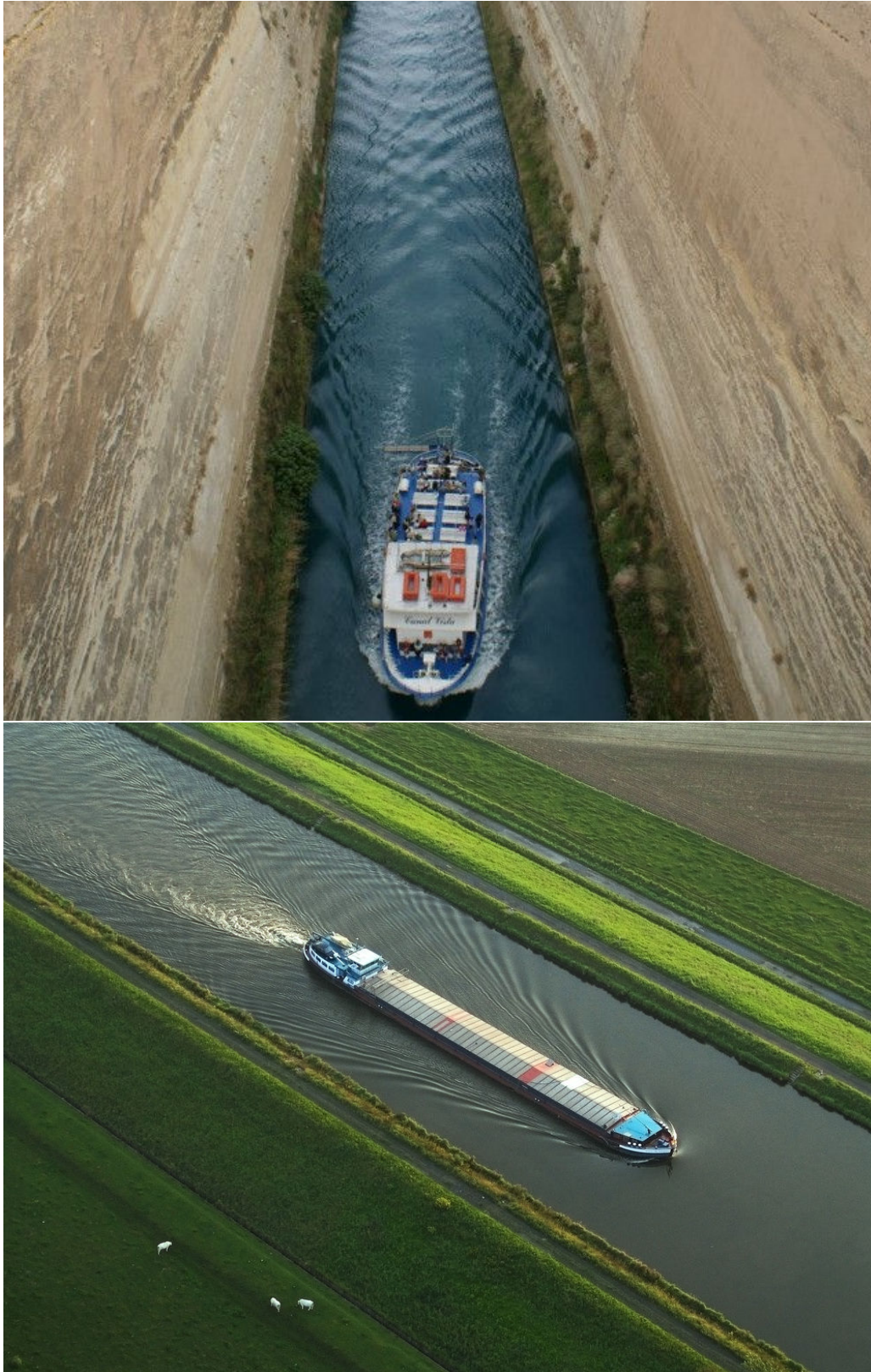


Figure 1.26 – Photographies de sillages confinés latéralement [Rousseaux, 2015].

Ces réflexions sur les parois peuvent être étudiées à partir d'une analyse géométrique simple, afin de déterminer la position des caustiques du sillage. Le modèle proposé ici se base sur une hypothèse de réflexion ponctuelle au niveau des parois du canal et considère uniquement les réflexions de la caustique (enveloppe) du sillage.

Confinement latéral du sillage d'une source ponctuelle

Le schéma donné sur la figure 1.27 représente le sillage généré par une source ponctuelle dans un canal de largeur W . L'angle du sillage est noté α et les angles d'incidence et de réflexion du sillage sont notés respectivement γ_i et γ_r . Dans le cas d'une réflexion parfaite où $\gamma_i = \gamma_r$, les coordonnées des caustiques $[X_c^n, Y_c^n]$ dans le repère $(0, x, y)$ s'écrivent :

$$[X_c^n, Y_c^n] = \left[\frac{nW}{\tan \alpha}, 0 \right] \quad (13)$$

Avec une simplification en eau profonde, où $\alpha = \alpha_K = 19,47^\circ$:

$$[X_c^n, Y_c^n] = [2,94nW, 0] \quad (14)$$

Tandis qu'en eau peu profonde, $\alpha = \arcsin(1/F_h)$:

$$[X_c^n, Y_c^n] = \left[\frac{nW}{\tan(\arcsin(1/F_h))}, 0 \right] \quad (15)$$

Bien que ce modèle soit basé sur une représentation simplifiée, il permet d'étudier la réflexion sur les berges en comparant le décalage entre la position théorique et la position réelle de la caustique.

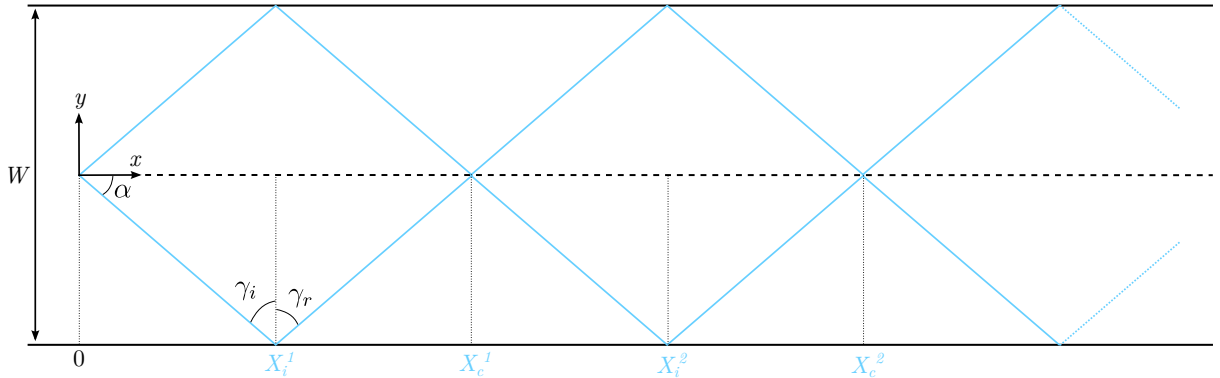


Figure 1.27 – Confinement latéral du sillage généré par une source ponctuelle.

Cependant, dans le cas d'un sillage de navire, ce modèle simplifié n'est pas suffisant car il faut tenir compte de la présence d'un sillage de proue et d'un sillage de poupe.

Confinement latéral du sillage d'un navire

Le schéma donné sur la figure 1.28 représente le sillage généré par un navire de longueur L dans un canal de largeur W . Plusieurs cas peuvent alors être distingués, en fonction de la position de la caustique par rapport à la longueur du navire. Le cas le plus courant où $X_c > L$, comporte lui-même trois sous-cas où $X_i < L$, $X_i = L$ et $X_i > L$. Dans un premier temps, le cas $X_c > L$ et $X_i = L$ va être étudié, en se basant sur le schéma de la figure 1.29.

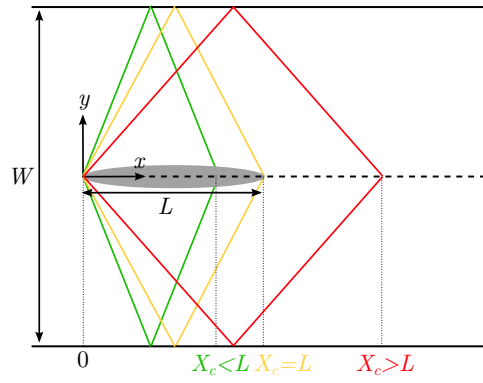


Figure 1.28 – Différents cas de confinement latéral du sillage généré par un navire.

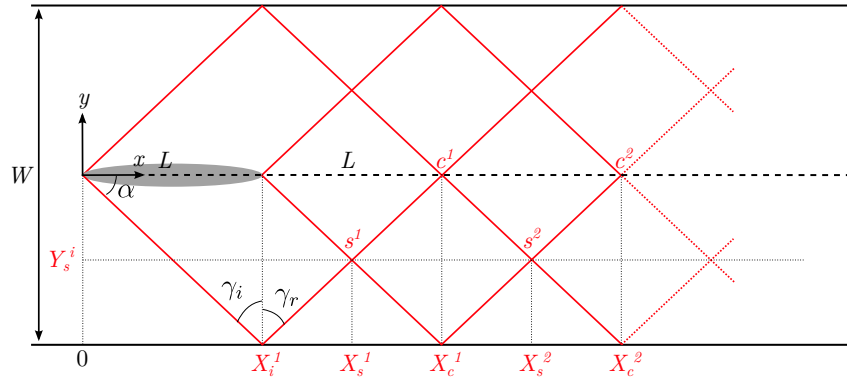


Figure 1.29 – Cas particulier de confinement latéral du sillage généré par un navire où $X_c > L$ et $X_i = L$.

La prise en compte du sillage du proue et du sillage de poupe engendre l'apparition de caustiques secondaires de coordonnées $[X_s^n, Y_s^n]$ en plus des caustiques primaires $[X_c^n, Y_c^n]$, dont les positions sont après calculs :

$$[X_s^n, Y_s^n] = \left[\frac{(3 + 4(n - 1))L}{2}, -\frac{W}{4} \right] \quad (16)$$

$$[X_c^n, Y_c^n] = [(n + 1)L, 0] \quad (17)$$

avec $L = W/(2 \tan \alpha)$ et $n \geq 1$.

Le cas eau profonde où $\alpha = \alpha_K = 19,47^\circ$ donne donc :

$$[X_s^n, Y_s^n] = \left[1,47 \frac{(3 + 4(n - 1))W}{2}, -\frac{W}{4} \right] \quad (18)$$

$$[X_c^n, Y_c^n] = [1,47(n + 1)W, 0] \quad (19)$$

Tandis qu'en eau peu profonde où $\alpha = \arcsin(1/F_h)$ les coordonnées des caustiques deviennent :

$$[X_s^n, Y_s^n] = \left[\frac{(3 + 4(n - 1))W}{4 \tan(\arcsin(1/F_h))}, -\frac{W}{4} \right] \quad (20)$$

$$[X_c^n, Y_c^n] = \left[\frac{(n + 1)W}{2 \tan(\arcsin(1/F_h))}, 0 \right] \quad (21)$$

En généralisant ce modèle, au cas où $X_c > L$ et $X_i \geq L$, dont la représentation est donnée sur le schéma en figure 1.30, un motif de losange peut être identifié (figure 1.31).

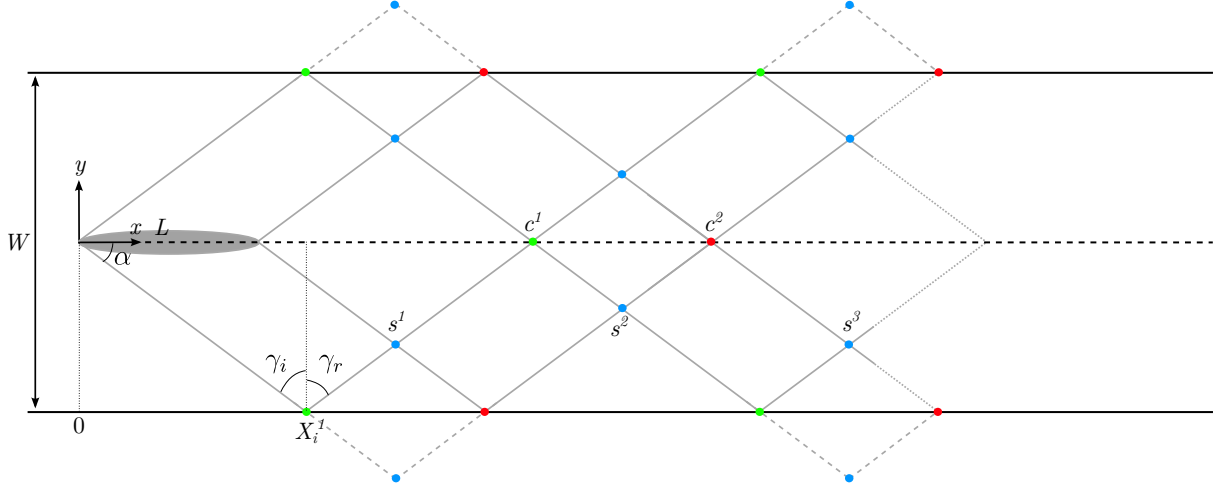


Figure 1.30 – Cas particulier de confinement latéral du sillage généré par un navire où $X_c > L$ et $X_i \geq L$.

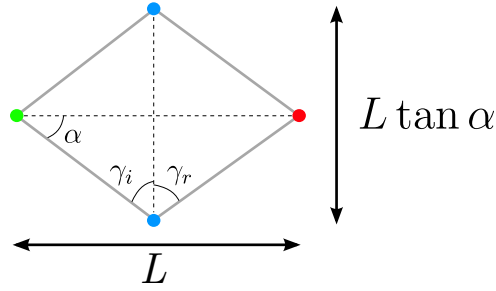


Figure 1.31 – Motif de losange repérant les positions des caustiques dans le sillage.

Ce motif de losange repère les positions des caustiques primaires (vert et rouge) et secondaires (bleu) dans le sillage. Les propriétés de ce losange vont être régies par la longueur du navire L , la largeur de la voie d'eau W , l'angle du sillage α et les angles d'incidence et de réflexion γ_i et γ_r (équations (22), (23) et (24)).

$$\text{Dimensions} = f(L, \alpha) \quad (22)$$

$$\text{Position} = f(W) \quad (23)$$

$$\text{Déformation} = f(\gamma_i, \gamma_r) \quad (24)$$

L'analyse géométrique du confinement latéral proposée ici permet donc d'étudier de manière simplifiée les réflexions des sillages sur les parois, et alimentera l'analyse des résultats des différentes expériences menées dans le cadre de cette thèse.

I.2 Composante hydraulique

I.2.1 Vague de Bernoulli

La composante hydraulique du sillage correspond à la variation du niveau du plan d'eau le long du navire, résultant en une surélévation au niveau de l'étrave, un creux le long de la carène et enfin une surélévation au niveau de la poupe du navire. Cette variation du niveau d'eau est liée aux variations de vitesse des particules fluides le long de la carène (figure 1.33) : lorsque le navire est en mouvement à la surface de l'eau, le point d'arrêt à la proue et la zone de décollement de couche limite à la poupe du navire vont induire localement des chutes de vitesse. Inversement, le déplacement du volume d'eau imposé par le mouvement de la carène va être à l'origine d'une accélération des particules fluides le long du navire. Le théorème de Bernoulli permet de relier ces variations de vitesse aux variations de pression le long de la carène (figure 1.34). Les pics de pression aux extrémités du navire créent alors une surélévation du niveau d'eau et la dépression au milieu du navire entraîne une diminution du plan d'eau. Cette composante hydraulique du sillage, appelée *mode zéro hydraulique* ou encore *vague de Bernoulli*, génère ainsi plusieurs perturbations ponctuelles, qui seront chacune à l'origine d'un champ de vagues stationnaire observé à l'arrière du navire (composante ondulatoire). Le sillage de proue comportera des vagues d'amplitudes plus importantes que le sillage de poupe car la perturbation est plus grande. De plus, le sillage turbulent dû à la présence des hélices à l'arrière du navire interagit avec les vagues générées à la poupe du navire, et les rend moins visibles.

Ce mode zéro hydraulique autour de la carène dépend grandement de la forme du bateau et de sa vitesse [Gomit *et al.*, 2014] (figure 1.35) mais il va également être fortement modifié par le confinement vertical et latéral. Plusieurs phénomènes hydrauliques apparaissent autour du bateau lorsque le confinement devient important [Scott Russell, 1840]. La navigation en milieu confiné couvre un large spectre de configurations, allant des navires fluviaux navigant dans les eaux intérieures, aux navires maritimes à l'approche des côtes ou des zones portuaires, en passant par les navires rapides de compétition et de plaisance sur les lacs (figure 1.36). Suivant la configuration considérée, le confinement peut être vertical (faible hauteur d'eau) et/ou latéral (faible largeur de la voie d'eau) (figure 1.32).

Cas	Confinement latéral	Confinement vertical
Mer	Non	Non
Zone côtière	Non	Oui
Zone portuaire	Oui	Oui
Lac	Non	Oui
Fleuve	Moyen	Oui
Rivière	Moyen	Oui
Canal	Oui	Oui

Figure 1.32 – Quelques cas de navigation en milieu confiné.

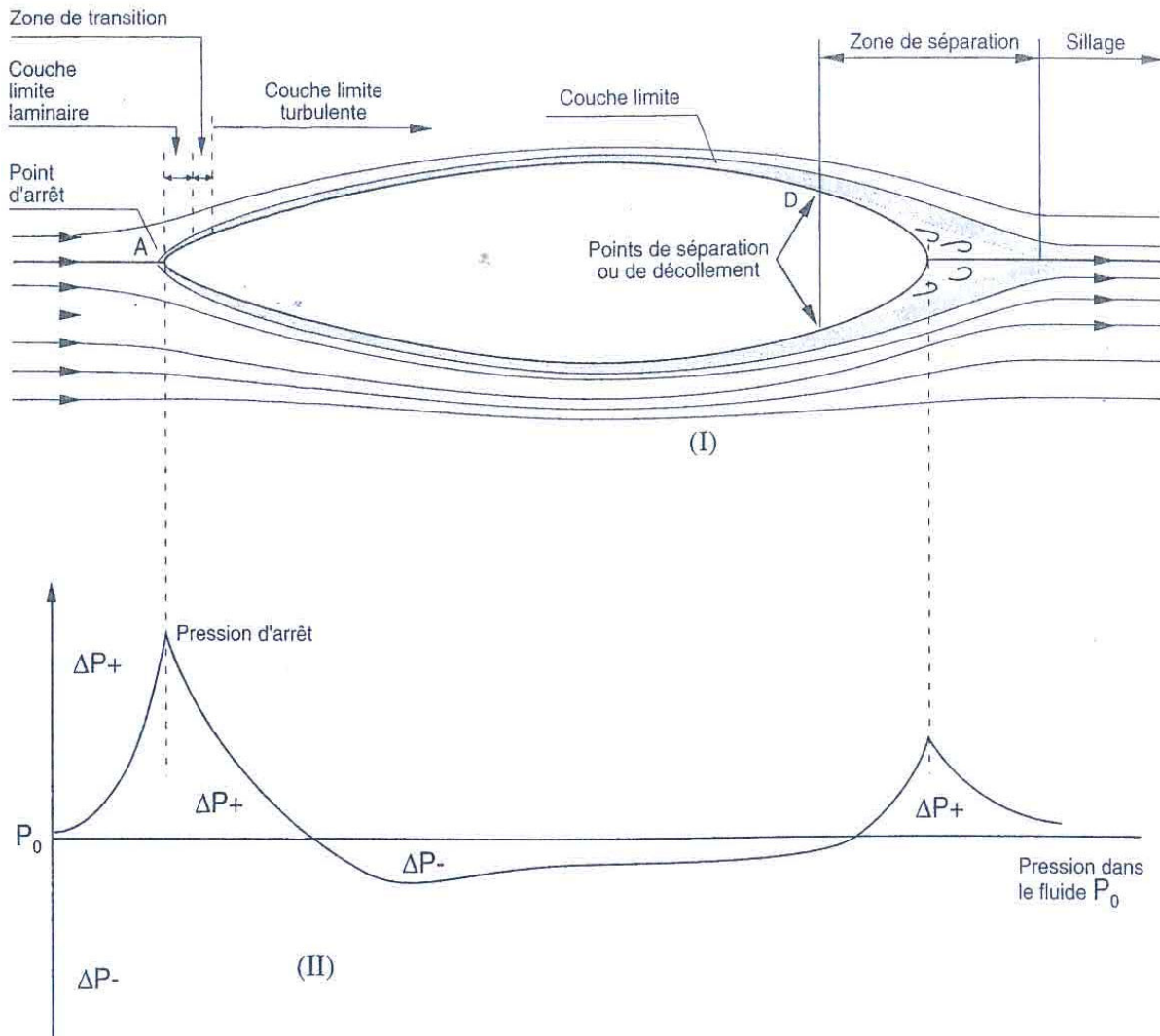


Figure 1.33 – Variation de pression le long de la carène pour un fluide réel [Hervieu, 1993].

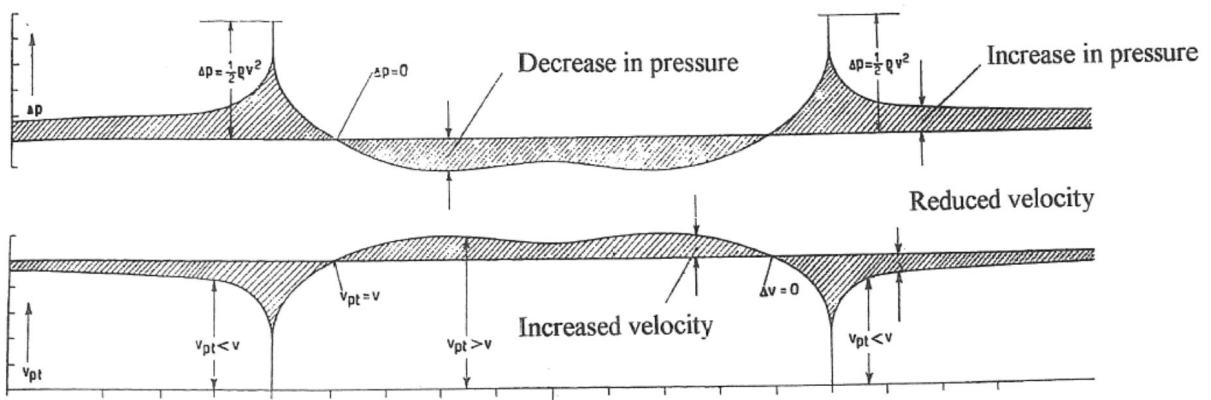


Figure 1.34 – Relation entre la variation de pression et la variation de vitesse le long de la carène pour un fluide parfait [Steen et Minsaas, 2012].

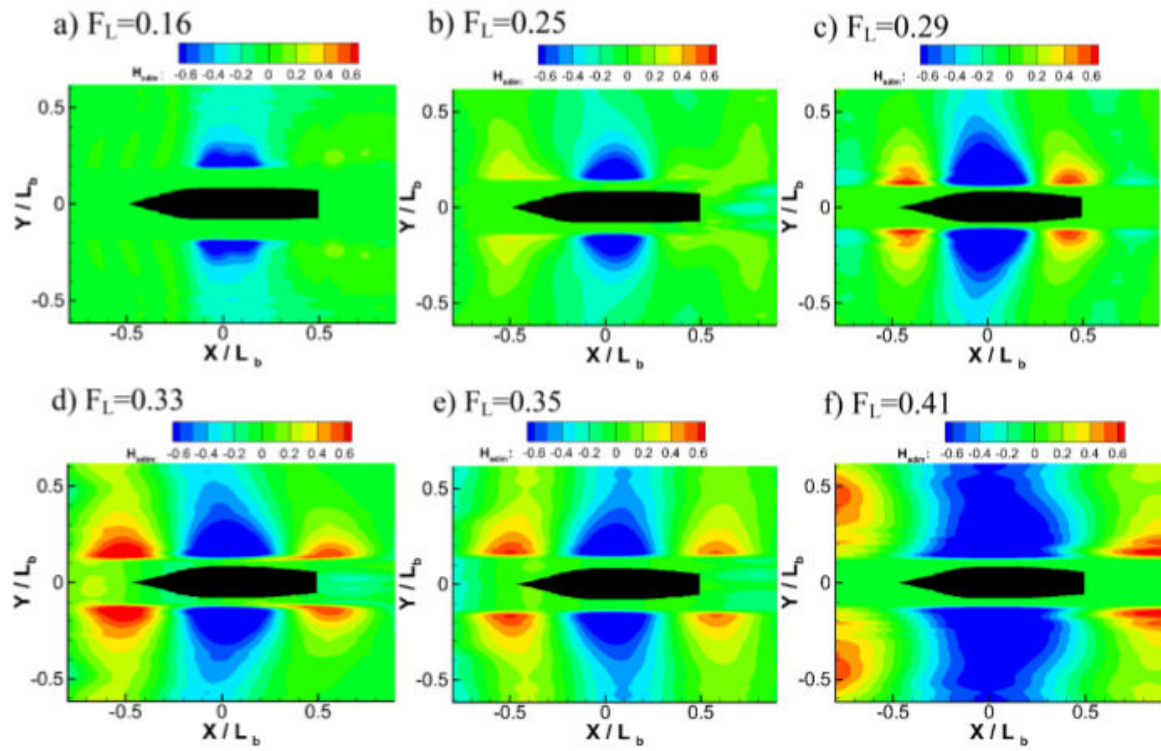


Figure 1.35 – Mode zéro du sillage généré par un modèle réduit de frégate pour différentes vitesses d'avancée en eau profonde [Gomit *et al.*, 2014].



Figure 1.36 – Différentes configurations de navigation en milieu confiné (sources web : [Google Images](#), [Marinetraffic](#)).

I.2.2 Apparition des effets de confinement hydraulique

Une classification du confinement fournie par Voies Navigables de France [Pompée, 2015], recensée sur le tableau donné en figure 1.37, donne les seuils pratiques d'apparition des effets du confinement sur le mode zéro hydraulique autour du navire (voir *Phénomènes hydrodynamiques en milieu confiné* en I.2.3).

	Confinement modéré	Confinement marqué	Confinement très marqué
h/T	15	4	1,5
W/B	50 – 200	10 – 15	4
A_c/A_b	50	7 – 8	4

Figure 1.37 – Classification du confinement hydraulique selon Voies Navigables de France [Pompée, 2015].

Cette classification est basée sur les rapports entre les paramètres géométriques de la voie d'eau (hauteur d'eau h , largeur W , section A_c) et les paramètres architecturaux du bateau (tirant d'eau T , maître-bau B , section A_b), voir figure 1.38. Les rapports h/T et W/B traduisent respectivement le confinement vertical et le confinement latéral, tandis que le rapport A_c/A_b permet de prendre en compte les deux effets. Selon la valeur de ces rapports, les effets de confinement sur le mode zéro hydraulique seront plus ou moins marqués. Une classification fournie par l'International Towing Tank Conference [ITTC, 1987] indique que le confinement vertical aura une influence sur l'écoulement autour de la carène pour $h/T < 4$, indépendamment du nombre de Froude de hauteur F_h . En ce qui concerne le confinement latéral, pour $W/L < 0.35$ (où L est la longueur du navire), le sillage de poupe se réfléchissant sur les berges de la voie d'eau aura une influence sur le sillage de proue, et pour $W/B < 4$ ou $W/L < 1$, l'écoulement autour de la carène sera impacté. L'apparition des effets dûs à la fois au confinement vertical et au confinement latéral se traduit par $A_c/A_b < 15$. Ces deux classifications vont donc permettre de déterminer les paramètres des essais qui seront conduits pour les mesures de sillages de navire et de résistance à l'avancement.

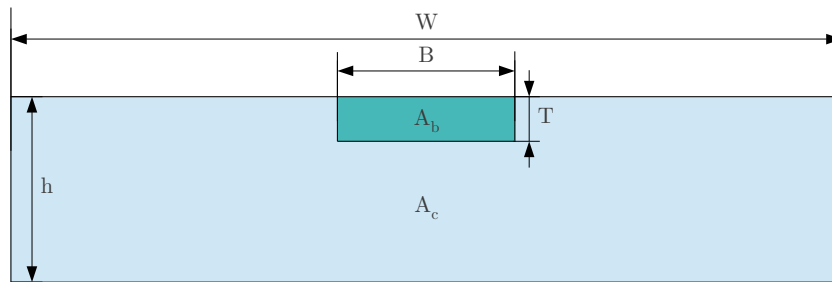


Figure 1.38 – Vue en coupe d'une voie d'eau à section rectangulaire.

Ces paramètres peuvent être illustrés par le schéma donné sur la figure 1.39. L'échelle de couleur représente l'intensité du taux de blocage $m = A_b/A_c$ en fonction des ratios de confinement vertical T/h et latéral B/W , dans le cas d'un canal à section rectangulaire ($A_b = B \times T$ et $A_c = W \times h$), sur la base des critères fournis par [ITTC, 1987] et [Pompée, 2015]. Les lignes en pointillés représentent les seuils à partir desquels le confinement est marqué ($m = 0,13$; $T/h = 0,25$; $B/W = 0,08$) et les lignes pleines les seuils à partir desquels le confinement est très marqué ($m = 0,25$; $T/h = 0,67$; $B/W = 0,25$). Ces seuils permettent d'identifier plusieurs zones, correspondant aux cas de confinement donnés en exemple précédemment, sur le tableau donné en figure 1.40.

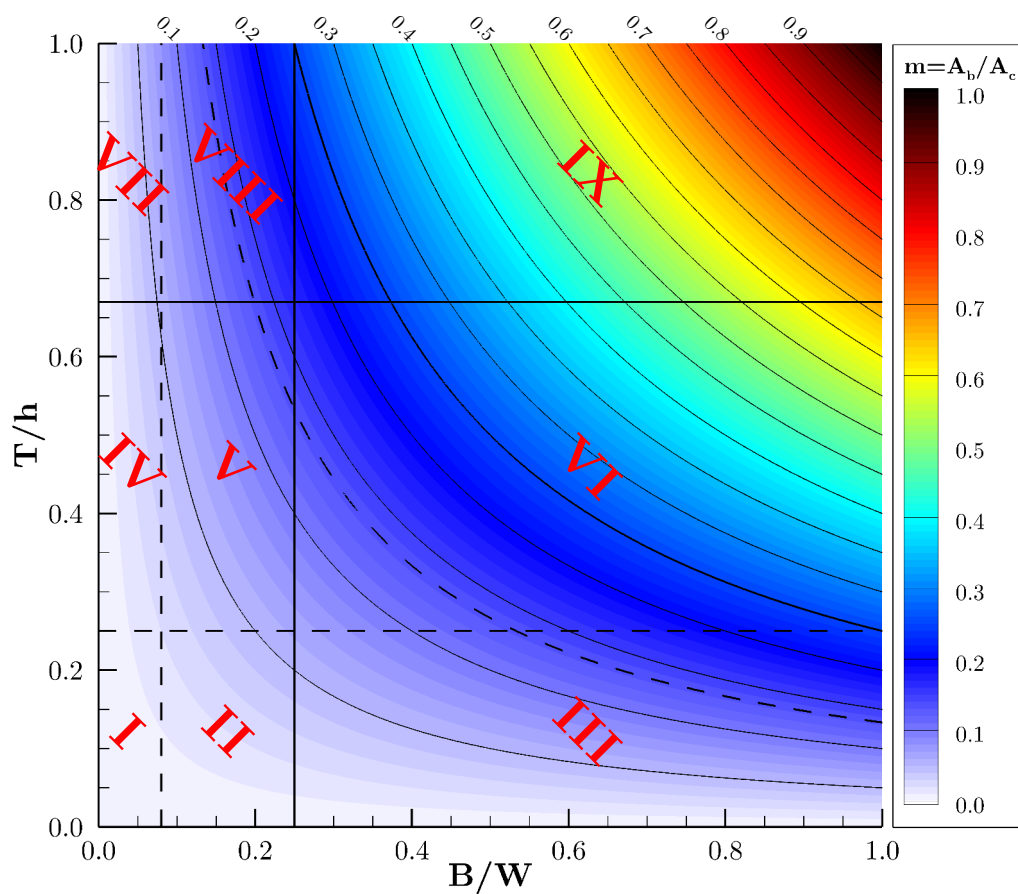


Figure 1.39 – Intensité du confinement hydraulique dans le cas d'un canal à section rectangulaire, sur la base des critères de confinement fournis par [ITTC, 1987] [Pompée, 2015]. Les lignes grises représentent les seuils de confinement établis par [ITTC, 1987] [Pompée, 2015]. Tirets : confinement moyennement marqué ($T/h = 0,25$; $B/W = 0,08$; $m = 0,13$), lignes pleines : confinement très marqué ($T/h = 0,67$; $B/W = 0,25$; $m = 0,25$).

	Confinement latéral	Confinement vertical	Exemple
I	Faible	Faible	Mer
II	Moyen		Zone côtière
III	Fort		Zone côtière
IV	Faible	Moyen	Lac
V	Moyen		Zone portuaire
VI	Fort		Zone côtière
VII	Faible	Fort	Fleuve, lac
VIII	Moyen		Rivière
IX	Fort		Canal

Figure 1.40 – Identification des cas de navigation en milieu confiné.

I.2.3 Phénomènes hydrodynamiques en milieu confiné

Une représentation simplifiée des phénomènes hydrodynamiques se manifestant en milieu confiné est donnée sur la figure 1.41. Le volume d'eau déplacé par la carène doit s'écouler dans un milieu confiné latéralement et/ou verticalement. De ce fait le courant de retour autour du navire est plus important que dans un milieu infini verticalement et il se produit également sous la carène. Il s'exerce donc une dépression sous le navire, menant à un abaissement du plan d'eau autour de la carène, qui s'enfonce alors davantage. De plus, les travaux précurseurs de [Scott Russell, 1840], sur la navigation des navires dans les canaux en Écosse, ont mis en évidence l'apparition d'un bourrelet de proue à l'avant du navire pour une vitesse d'avancée proche de la vitesse critique, ayant pour effet de faire tanguer le bateau et d'augmenter la résistance à son avancement (figures 1.42 et 1.43). Les deux effets couplés de l'enfoncement du navire et de son tangage constituent également un risque de talonnage du navire sur le fond de la voie d'eau, qui devient critique dans le cas où le tirant d'eau est de l'ordre de grandeur de la hauteur d'eau. [Scott Russell, 1840] a également observé la prédominance des ondes transverses dans les sillages en milieu confiné (figure 1.42).

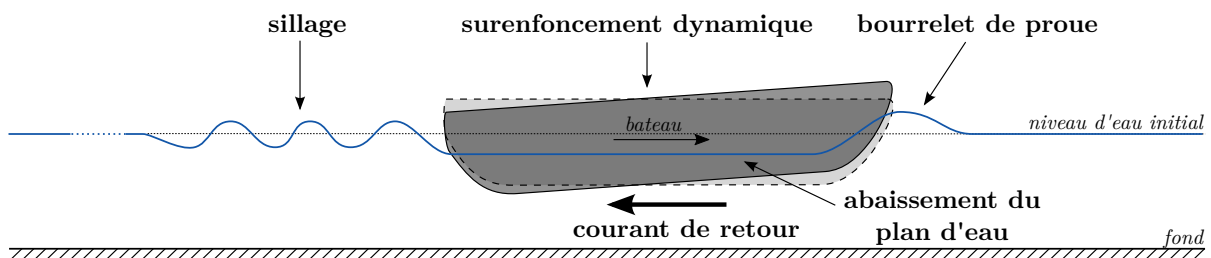


Figure 1.41 – Effets hydrodynamiques en milieu confiné.

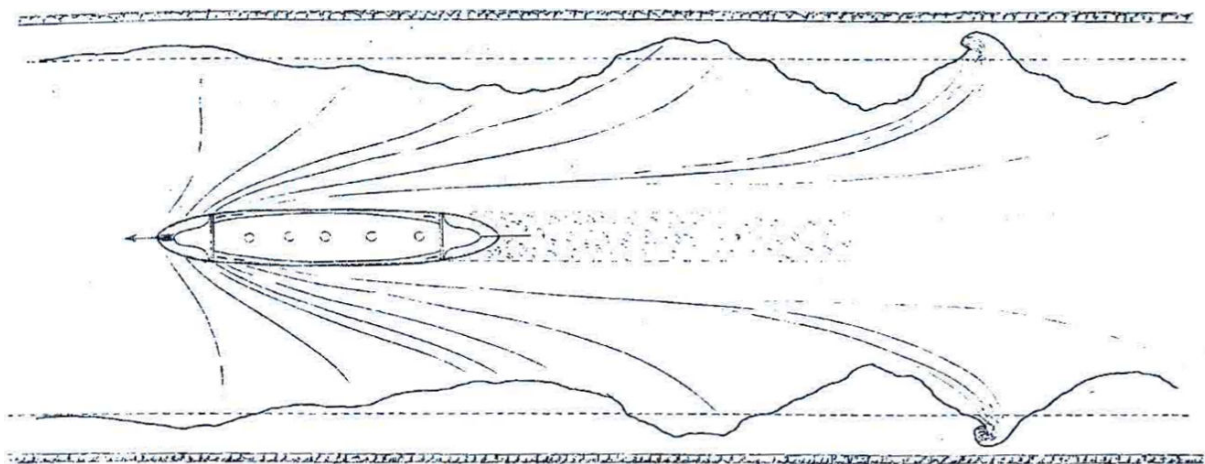


Figure 1.42 – Dessin de sillage observé par Scott Russell dans des canaux [Scott Russell, 1840]. Le bateau se déplace de la droite vers la gauche.

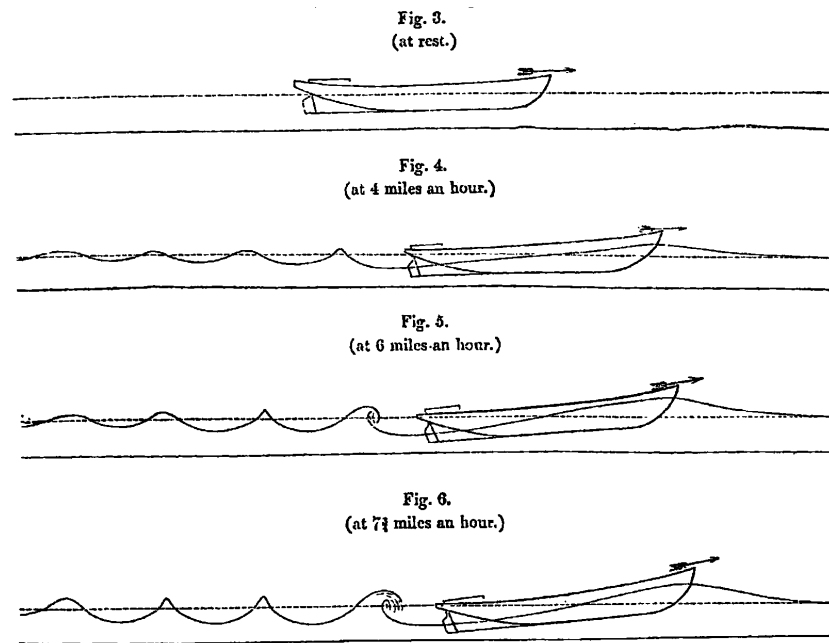


Figure 1.43 – Dessin du bourrelet de poue observé par Scott Russell [Scott Russell, 1840].

De nombreuses études expérimentales basées sur les travaux de [Scott Russell, 1840] ont été menées par [Landweber et Thews, 1935], [Constantine, 1960], [Constantine, 1961], [Schofield, 1974] et [Schofield et Martin, 2004] (figures 1.44, 1.45 et 1.46). Les résultats montrent notamment l'apparition du bourrelet de poue en faible profondeur d'eau, et son impact sur la résistance à l'avancement du navire (figure 1.47).

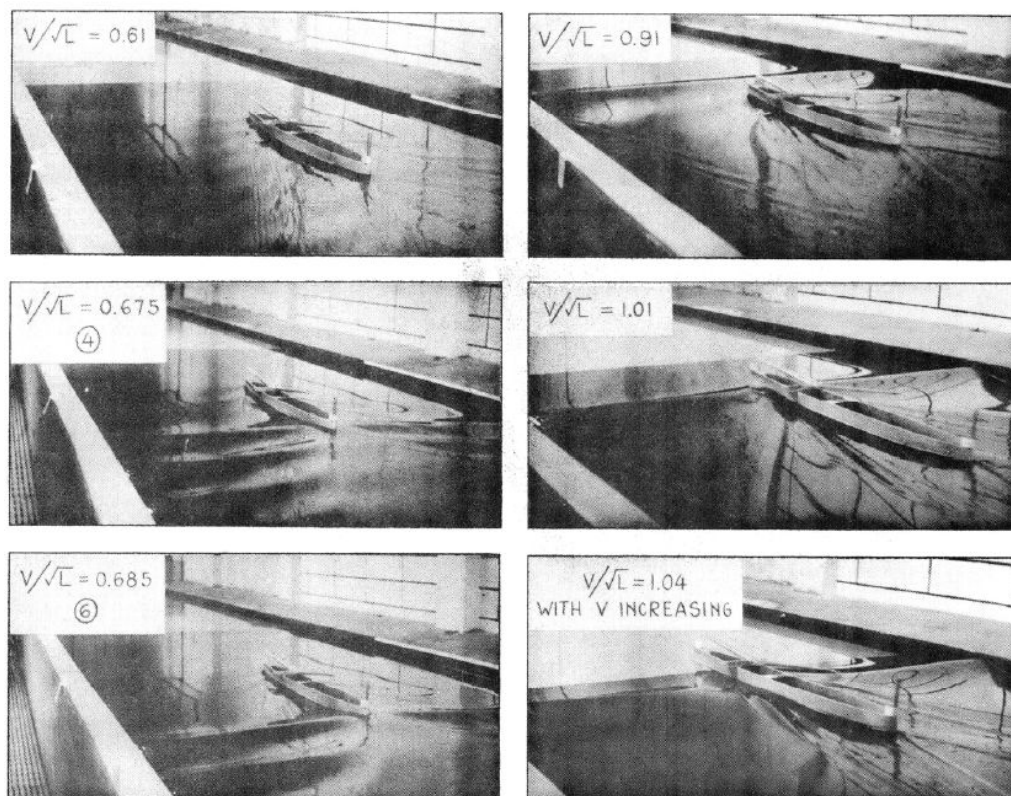


Figure 1.44 – Expériences de [Landweber et Thews, 1935], inspirées de [Scott Russell, 1840].

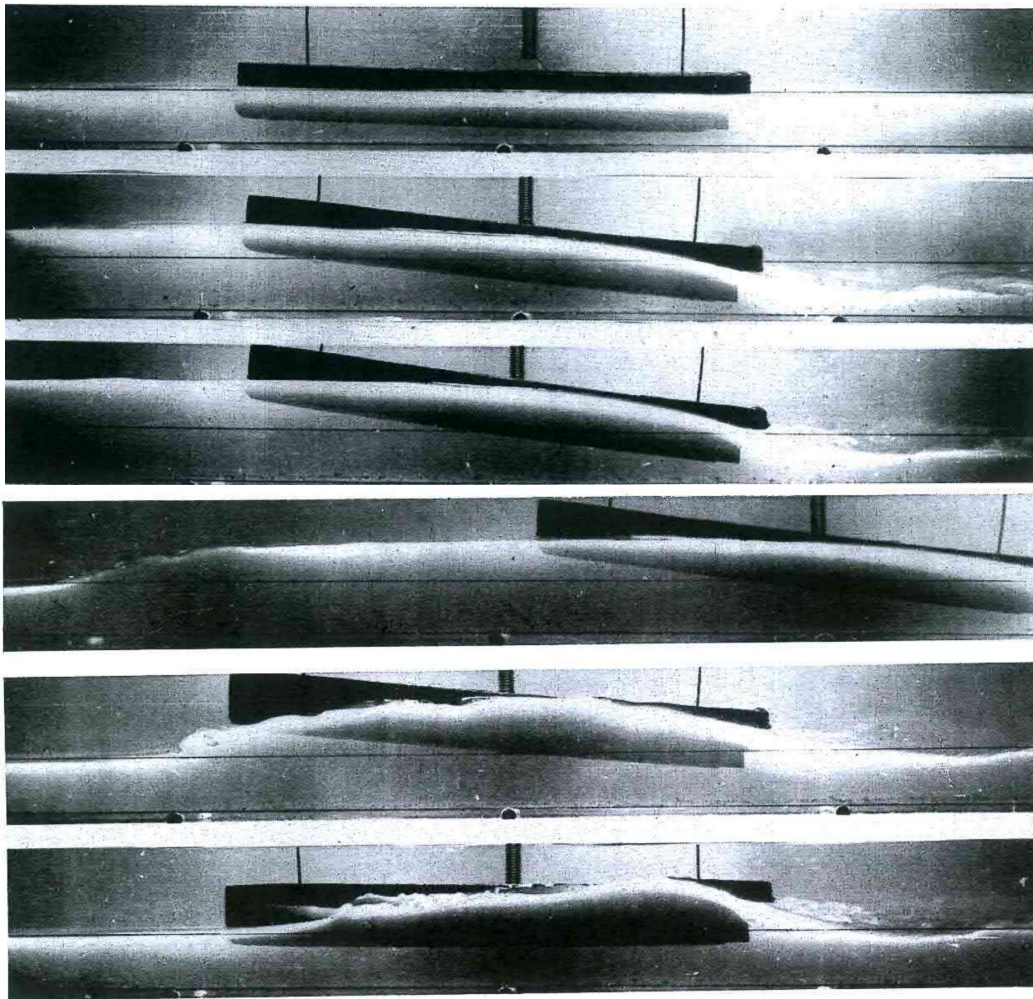


Figure 1.45 – Expériences de [Constantine, 1961], inspirées de [Scott Russell, 1840].

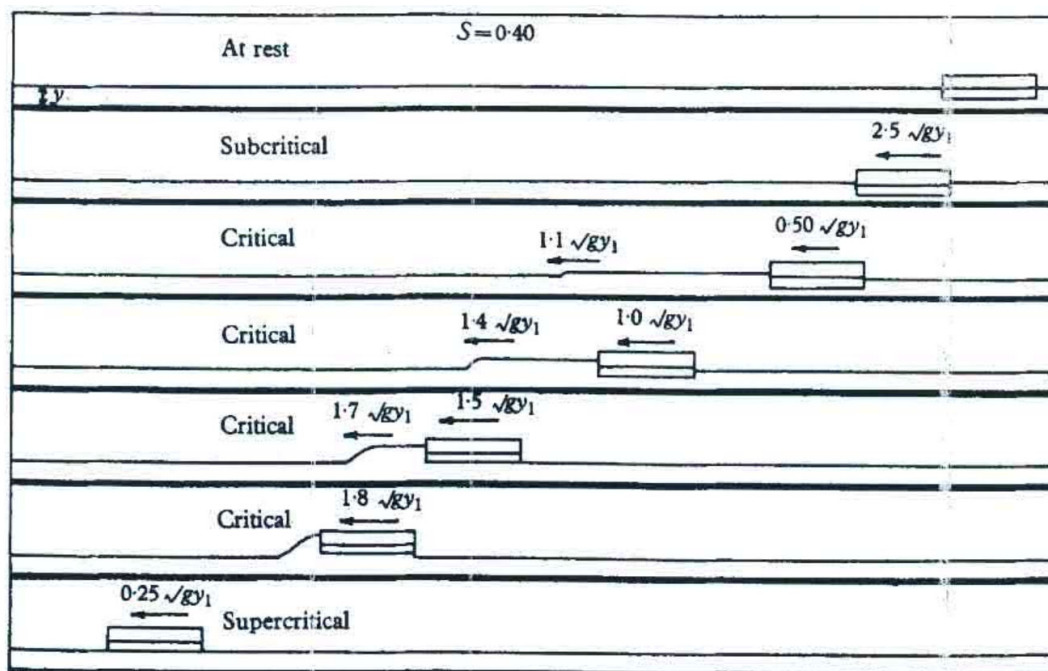


Figure 1.46 – Les expériences de Scott Russell, d'après [Constantine, 1961].

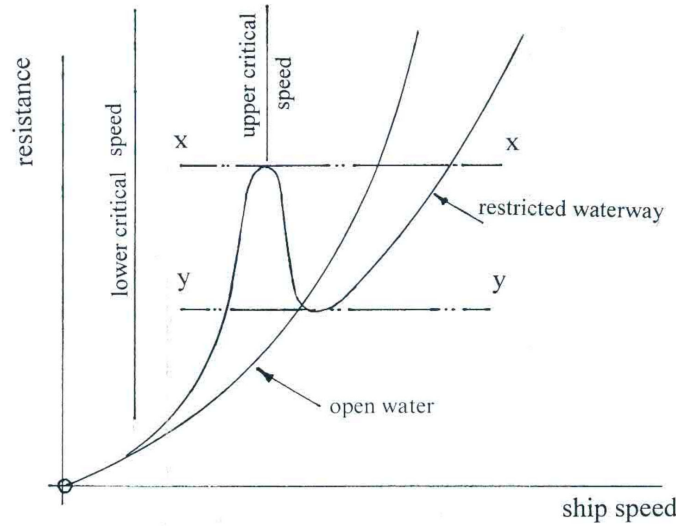


Figure 1.47 – Influence de la diminution de hauteur d'eau sur la résistance à l'avancement [Schofield et Martin, 2004], sur la base des expériences de [Scott Russell, 1840].

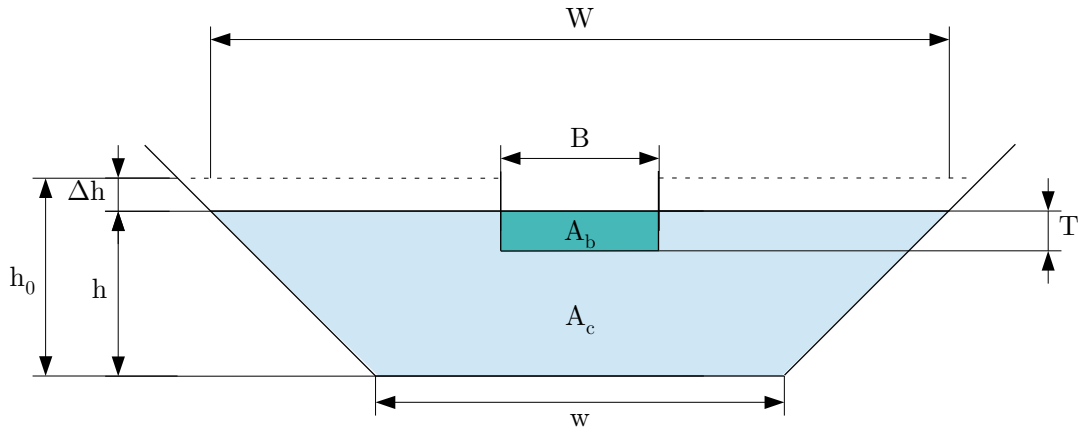


Figure 1.48 – Schéma de principe pour le calcul de Schijf. A_b : section transverse du navire, A_{c_0} : section transverse du canal initiale, A_c : section transverse du canal au passage du bateau, h_0 : niveau d'eau initial, h : niveau d'eau au passage du bateau, Δh : abaissement du plan d'eau.

Théorie de Schijf

Une modélisation de la navigation en milieu confiné a été proposée par [Schijf, 1949]. Elle se base sur le principe de conservation de l'énergie dans la voie d'eau au passage du bateau et permet entre autres de calculer le courant de retour et l'abaissement du plan d'eau autour de la carène. Elle met également en avant deux nombres de Froude de hauteur critique, notés F_{h1} et F_{h2} , dépendant uniquement du coefficient de blocage de la voie d'eau $m = A_b/A_c$, qui est le paramètre clé du problème (figure 1.48). Le calcul consiste à appliquer le théorème de Bernoulli (équation (25)) et l'équation de continuité (équation (26)) sur le schéma donné sur la figure 1.48 :

$$\frac{1}{2}\rho U_b^2 = \frac{1}{2}\rho(U_b + u_r)^2 - \rho g \Delta h \quad (25)$$

$$A_{c_0} U_b = (A_{c_0} - W \Delta h - A_b) (U_b + u_r) \quad (26)$$

où U_b est la vitesse du navire, u_r est la vitesse du courant de retour, ρ la masse volumique de l'eau, g la pesanteur, $\Delta h(m)$ l'abaissement du plan d'eau, A_b la section du navire et

A_{c_0} la section de la voie d'eau initiale. Ces deux équations donnent alors :

$$\frac{1}{2}F_{H_m}^2 \left(\frac{U_b + u_r}{U_b} \right)^3 - \left(\frac{1}{2}F_{H_m}^2 + 1 - m \right) \frac{U_b + u_r}{U_b} + 1 = 0 \quad (27)$$

où $F_{H_m} = U/\sqrt{gH_m}$ est le nombre de Froude calculé sur la hauteur moyenne de la voie d'eau H_m . L'équation (27) est un polynôme de la forme $X^3 + pX + q = 0$ avec $X = (U_b + u_r)/U_b$, $q = 2/F_{H_m}^2$ et $p = -(1 + q(1 - m))$. Un polynôme de cette forme se résout par la formule de Cardano-Tartaglia [Pompée, 2015], à condition que $\delta = -27q^2 + 4p^3 \leq 0$, imposant donc :

$$F_{H_m} \leq F_{h1} = \left[2 \sin \left(\frac{\arcsin(1 - m)}{3} \right) \right]^{\frac{3}{2}} \quad (28)$$

ou

$$F_{H_m} \geq F_{h2} = \left[2 \sin \left(\frac{\pi - \arcsin(1 - m)}{3} \right) \right]^{\frac{3}{2}} \quad (29)$$

Les expressions analytiques des deux nombres de Froude de hauteur critiques F_{h1} et F_{h2} , dépendant uniquement du coefficient de blocage de la voie d'eau m , sont obtenues [Schijf, 1949] [Lyakhovitsky, 2007]. L'évolution de ces deux nombres de Froude critiques avec le coefficient de blocage de la voie d'eau est donnée sur la figure 1.49. Pour un confinement faible ($m \rightarrow 0$) on retrouve une valeur unique égale à la valeur théorique du nombre de Froude de hauteur critique $F_h = 1,00$. Plus le confinement est grand ($m \rightarrow 1$), plus la zone transcritique est large car F_{h1} diminue et F_{h2} augmente (figures 1.49 et 1.50).

Les expressions du courant de retour (équation (30)) et de l'abaissement du plan d'eau (équation (31)) issues de la théorie de Schijf sont donc :

$$\frac{u_r}{\sqrt{gH_m}} = F_{H_m}(y - 1) \quad (30)$$

$$\frac{\Delta h}{H_m} = 1 - m - \frac{1}{y} \quad (31)$$

avec

$$y = \sqrt{-\frac{4p}{3}} \sin \left[\frac{1}{3} \arcsin \left(\sqrt{-\frac{27q^2}{4p^3}} \right) \right] \quad (32)$$

Bien que cette théorie se base sur des hypothèses fortes (le bateau s'abaisse uniformément avec le plan d'eau, le courant de retour est uniformément distribué autour du bateau, le frottement et toutes les pertes le long des berges du canal et du bateau sont négligés), les résultats qui en ressortent permettent un dimensionnement pour la protection des berges du canal. En outre, des abaques telles que celle représentée sur la figure 1.50 donnent accès à la valeur du courant de retour u_r en fonction du nombre de Froude F_h et du coefficient de blocage m [Kim *et al.*, 1963]. Nous remarquons sur cette abaque que le courant de retour u_r augmente avec le nombre de Froude F_h , et ce de manière plus importante plus le coefficient de blocage sera élevé. La zone critique présente au milieu des courbes s'élargit lorsque le coefficient de blocage augmente. Les travaux de [Schofield, 1974] ont également fourni des abaques reliant la vitesse du navire au courant de retour généré pour différents taux de blocage de la voie d'eau (figure 1.51). Les travaux de [Constantine, 1960], [Constantine, 1961], basés sur les expériences de [Scott Russell, 1840] ont permis d'établir des abaques reliant le surenfoncement du navire au nombre de Froude F_h en fonction du coefficient de blocage m (figure 1.52).

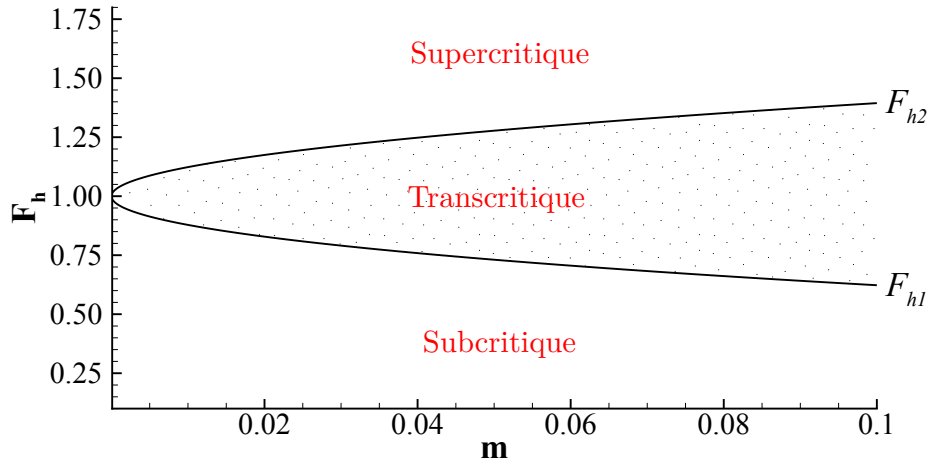


Figure 1.49 – Évolution des nombres de Froude de hauteur critique F_{h1} et F_{h2} calculés avec la théorie de Schijf en fonction du coefficient de blocage de la voie d'eau $m = A_b/A_c$ (équations (28) et (29)).

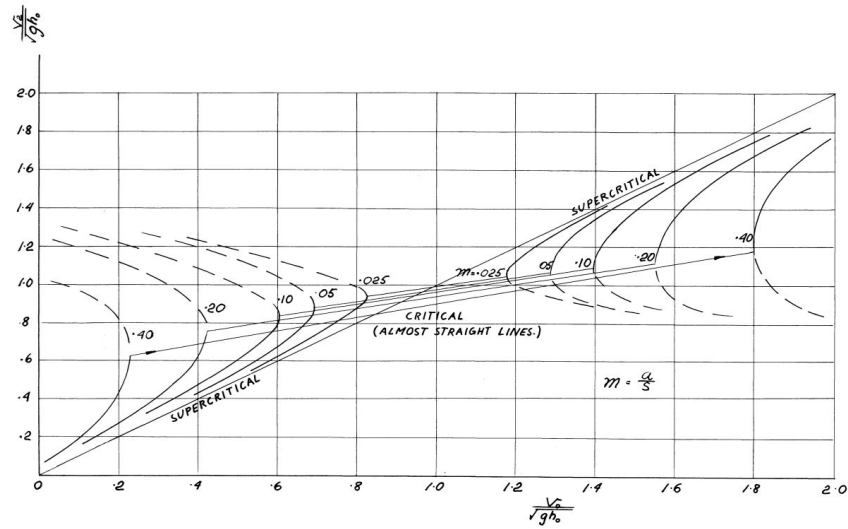


Figure 1.50 – Abaque de Schijf [Kim *et al.*, 1963]. En ordonnée : $F_h = \frac{U_b}{\sqrt{gh}}$ - en abscisse : $F'_h = \frac{U_b + u_r}{\sqrt{gh}}$.

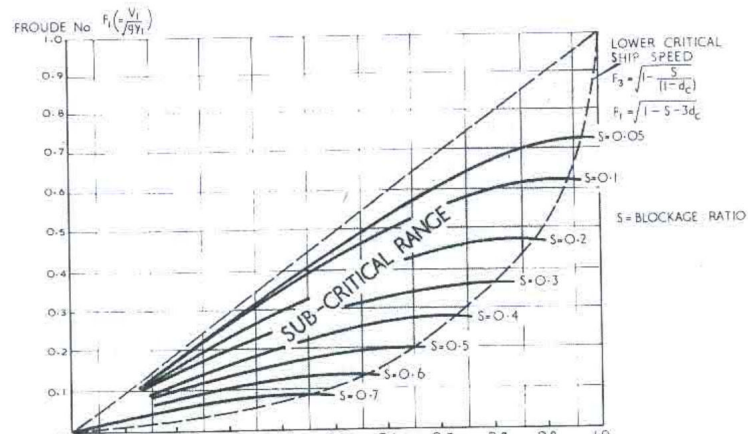


Figure 1.51 – Courant de retour en fonction de la vitesse d'avancée du navire pour différents taux de blocage de la voie d'eau [Schofield, 1974].

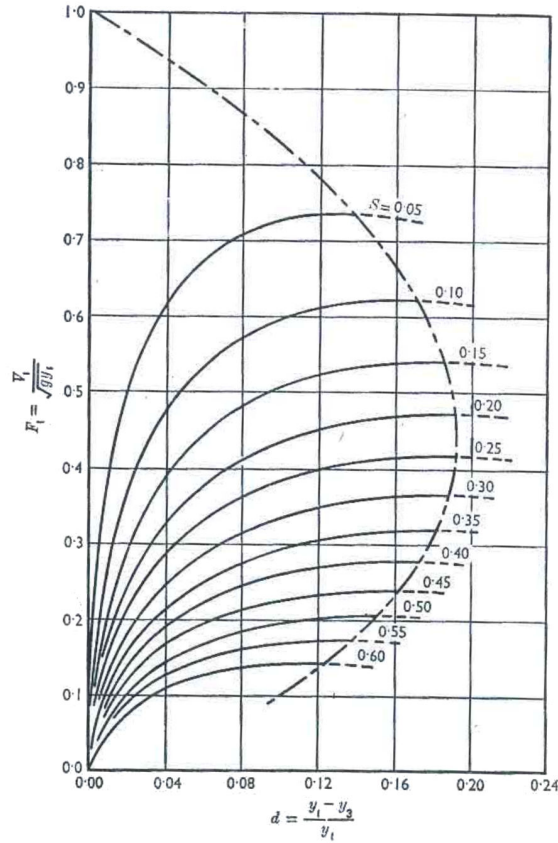


Figure 1.52 – Surenfoncement du navire en fonction du nombre de Froude F_h pour différents coefficients de blocage S [Constantine, 1961]. En abscisse : surenfoncement du navire - en ordonnée : $F_h = \frac{U_h}{\sqrt{gh}}$.

I.2.4 Dimensionnement de la voie d'eau

L'étude et la quantification des phénomènes hydrauliques présentés précédemment (bourrelet de proue, surenfoncement, courant de retour, ...) sont importantes notamment pour le dimensionnement des canaux et des berges [Lhermitte, 1957]. De nombreuses études expérimentales ont été menées dans différents canaux, débouchant sur des modèles de dimensionnement comme celui proposé par [Samuel, 2014] (figures 1.53 et 1.54).

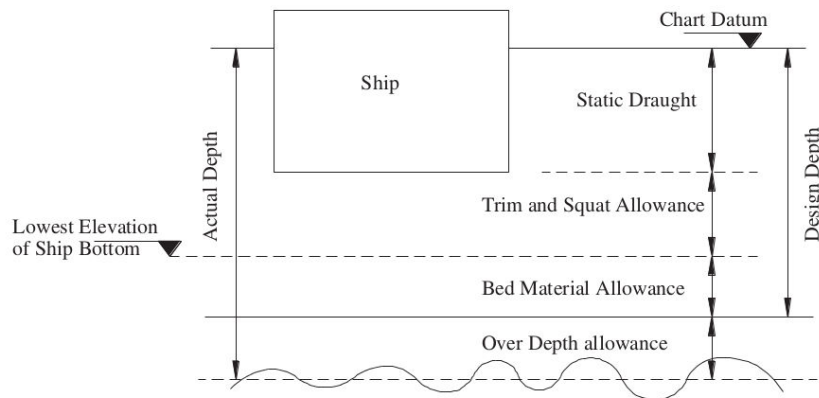


Figure 1.53 – Dimensionnement vertical d'une voie d'eau selon le modèle proposé par [Samuel, 2014].

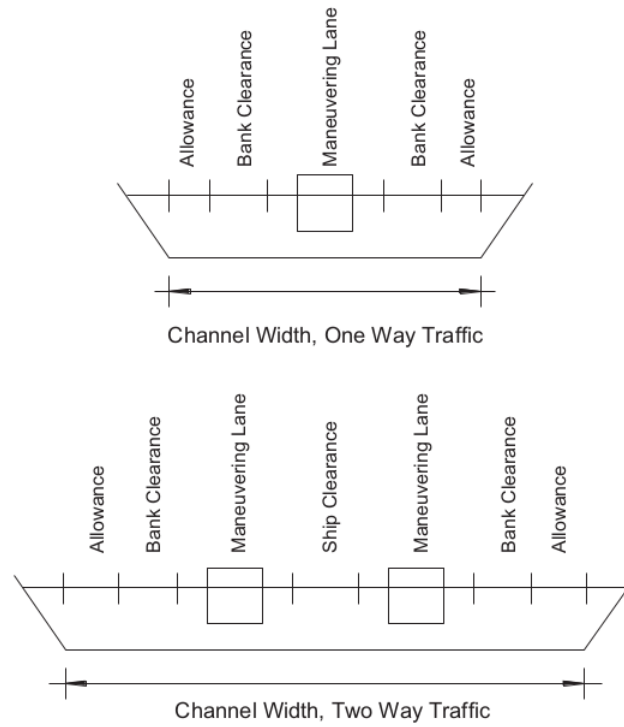


Figure 1.54 – Dimensionnement latéral d’une voie d’eau selon le modèle proposé par [Samuel, 2014].

I.3 Résistance à l’avancement du navire

Lorsque le navire progresse dans la voie d’eau, le volume d’eau qu’il déplace oppose une résistance à son avancée, qu’on appelle résistance à l’avancement du navire, ou force de traînée. Cette résistance dépend de la forme du navire et de sa vitesse, mais également de la configuration de la voie d’eau. Le début des études sur la résistance à l’avancement des navires remonte au 17^e siècle [Rousseaux, 2013]. En 1669, Christiaan Huyghens démontre à partir d’expériences dans un canal de traction (utilisant un poids tractant des objets) que la résistance à l’avancement évolue avec le carré de la vitesse d’avancée de l’objet [Huygens, 1937].

En 1775, Turgot (Anne Robert Jacques Turgot), alors ministre des Finances, demande à Condorcet (Marie Jean Antoine Nicolas de Caritat, marquis de Condorcet) d’examiner les possibilités d’amélioration de la navigation dans le Royaume, en particulier sur le canal de Picardie. [Bossut *et al.*, 1777] mettent ainsi en évidence les effets du confinement de la voie d’eau sur la résistance à l’avancement :

$$\frac{R_{confinée}}{R_{illimitée}} = \frac{8.46}{\frac{A_c}{A_b} + 2} \quad (33)$$

I.3.1 Composantes de la résistance

La résistance à l’avancement du navire R_t est la contribution de plusieurs forces s’exerçant sur le bateau. Elle peut être définie de manière simplifiée comme étant la somme d’une contribution visqueuse R_v (liée au frottement du fluide sur la carène), de la résistance de vagues R_w et de la résistance aérodynamique de la partie émergente du navire R_a (équation (34)) :

$$R_t = R_v + R_w + R_a \quad (34)$$

I.3.1.1 International Towing Tank Conference - 1957

Il est possible à partir d'essais sur modèles réduits de prédire la résistance de vagues d'un navire à taille réelle. En effet, des mesures de traction en bassin des carènes donnent accès à la valeur de la résistance totale R_t (et permettent d'annuler R_a puisque le bateau est tracté, les efforts aérodynamiques s'appliquant sur la structure n'impactent pas la mesure de résistance à l'avancement).

[ITTC, 1957] donne une procédure permettant de calculer la contribution visqueuse, en introduisant le coefficient de viscosité C_v tel que :

$$R_v = C_v \times \frac{1}{2} \rho S_m U_b^2 \quad (35)$$

Avec S_m la surface mouillée de la coque et le coefficient de viscosité C_v calculé par la formule (36) à partir du nombre de Reynolds $Re = \frac{U_b L}{\nu}$ (U_b étant la vitesse du bateau, L sa longueur et ν la viscosité cinématique de l'eau) :

$$C_v = \frac{0.075}{(\log_{10} Re - 2)^2} \quad (36)$$

On en déduit ainsi aisément la résistance de vagues R_w :

$$R_w = R_t - R_v = R_t - \frac{0.075}{(\log_{10} Re - 2)^2} \times \frac{1}{2} \rho S_m U_b^2 \quad (37)$$

I.3.2 Résistance de vagues

La résistance de vagues correspond aux forces exercées par les vagues sur le navire. En effet, les perturbations que constituent la poupe et la proue du navire vont générer des vagues transverses et divergentes, qui vont accompagner le navire car le champ de vagues est stationnaire [Hervieu, 1993] (figure 1.55). En fonction de la vitesse d'avancée du navire, les longueurs d'ondes de ces vagues vont évoluer, et crête et creux interagiront différemment. Les interférences peuvent alors être destructives ou constructives et de ce fait, se traduisent par des oscillations de la résistance de vagues lorsque la vitesse du navire augmente (figure 1.56). Deux comportements sont à noter : la première crête générée à l'étrave coïncide avec le creux généré à la poupe, la vague résultante sera alors à son minimum donc la résistance sera faible. Lorsque la vitesse du navire croît, il arrive un moment où le premier creux généré à l'étrave coïncide avec celui généré à la poupe. Les deux systèmes vont se renforcer et donc engendrer une résistance plus importante. Ensuite la résistance croîtra progressivement avec la vitesse d'avancée du navire. Ces oscillations de la résistance à l'avancement sont dues majoritairement aux ondes transverses générées par le navire (figure 1.57). De nombreuses études sur l'effet d'un bulbe à l'étrave du navire sur les vagues générées et donc la résistance à l'avancement ont été effectuées au 20^e siècle. [Inui, 1964] a notamment mis en évidence l'importance de la présence de ce bulbe dans l'architecture du navire pour minimiser la résistance de vagues aux vitesses de service (figure 1.58).

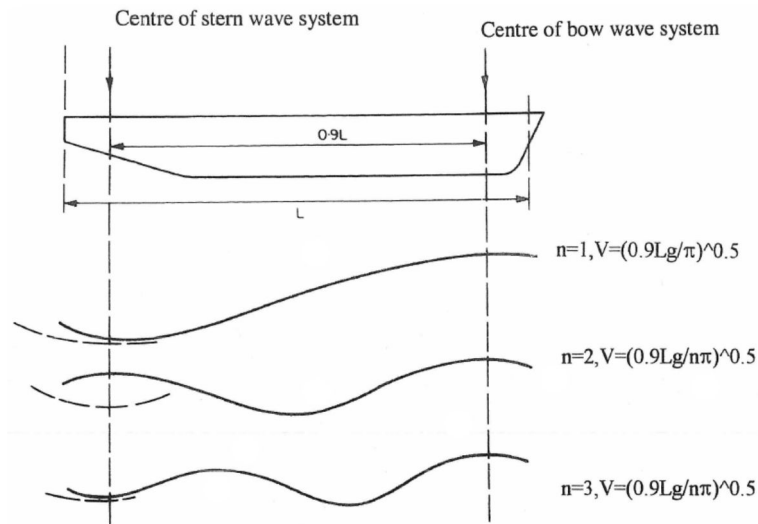


Figure 1.55 – Représentation schématique des vagues de proue et de poupe pour différentes vitesses d'avancée [Steen et Minsaas, 2012], inspiré de [Hervieu, 1993].

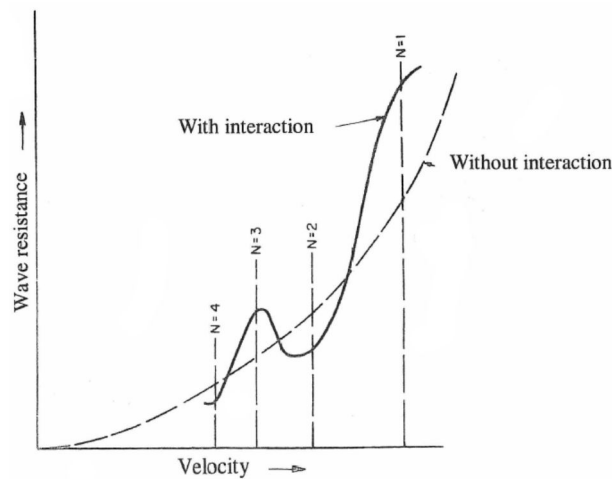


Figure 1.56 – Évolution de la résistance de vagues en fonction de la vitesse d'avancée du navire [Steen et Minsaas, 2012].

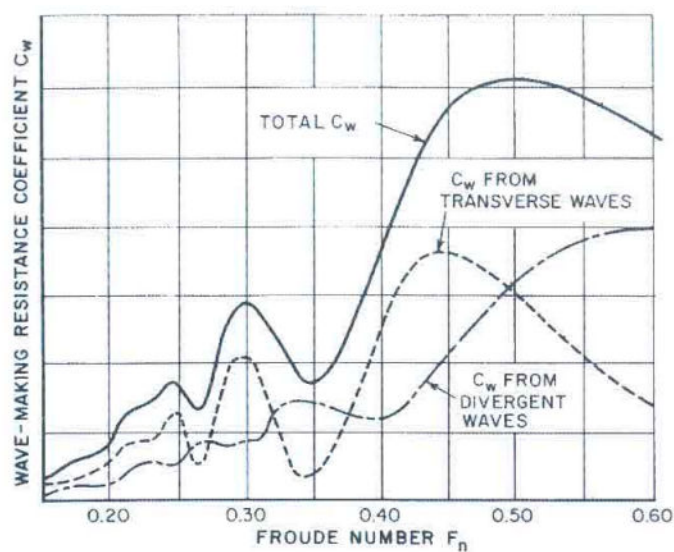


Figure 1.57 – Contribution des vagues transverses et divergentes au coefficient de résistance de vagues [Larsson et Raven, 2010].

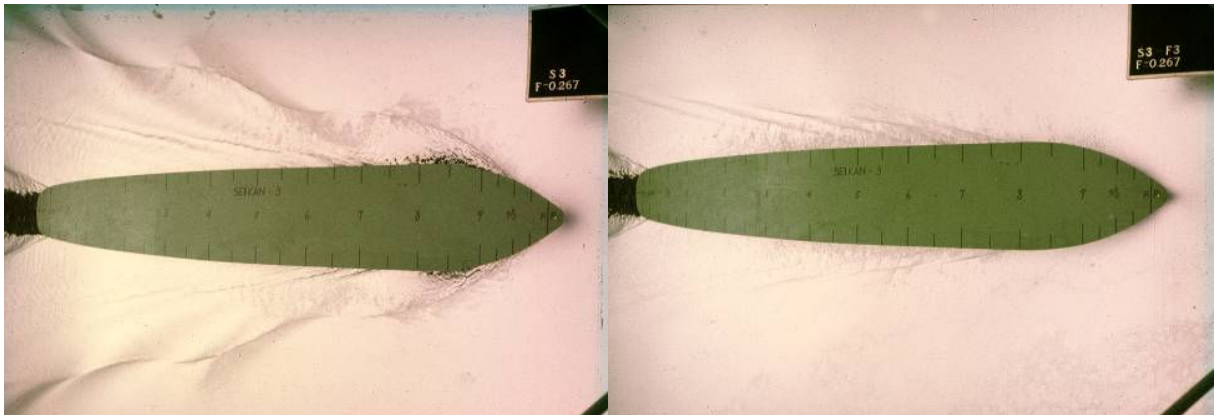


Figure 1.58 – Effet du bulbe sur les vagues de proue, d'après [Inui, 1964] - gauche : sans bulbe, droite : avec bulbe.

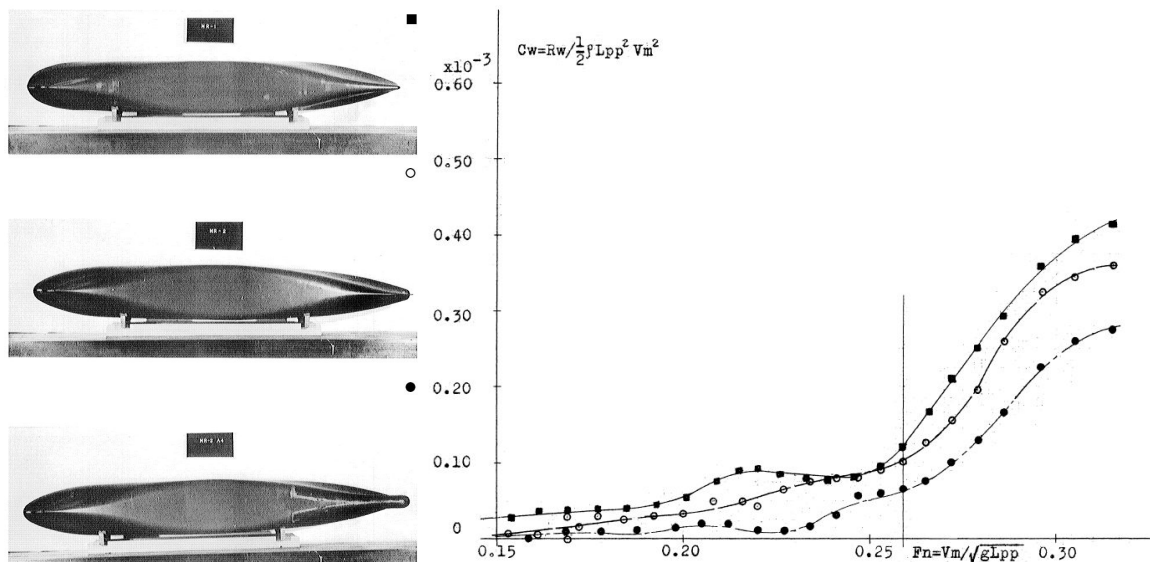


Figure 1.59 – Effet du bulbe sur la résistance de vagues d'après [Inui, 1964].

I.3.3 Détermination expérimentale de la résistance de vagues

La détermination expérimentale de la résistance de vagues peut se faire à partir d'essais de traction et de mesures de résistance sur modèle réduit [Molland *et al.*, 2011]. Les procédures fournies par [ITTC, 1957] permettent ensuite d'extraire la composante associée à la résistance de vagues. Une autre méthode proposée par [Landweber et Moran, 1972] consiste à effectuer des coupe longitudinales ou transversales dans le sillage afin de déterminer la résistance de vagues à partir de leur amplitude [Lauro *et al.*, 1988] [Janson, 2004] [Banks *et al.*, 2014] [Will et Kömpe, 2015] .

I.3.4 Résistance en milieu confiné

Le confinement de la voie d'eau joue un rôle très important dans la résistance à l'avancement du navire, de par l'apparition des phénomènes hydrodynamiques présentés précédemment. La résistance va dépendre grandement de la bathymétrie (configuration de la voie d'eau) et des paramètres architecturaux du navire (tirant d'eau, coefficient de bloc, largeur, etc.) [Rousseaux, 2013] [Rousseaux, 2015]. [Scott Russell, 1840] a mis en évidence les effets de confinement vertical (faible hauteur d'eau) sur la résistance à l'avancement du navire, se traduisant notamment par l'apparition d'un pic de résistance à un nombre de Froude de hauteur $F_h \approx 1$ (figure 1.60). Cette brusque augmentation de la résistance est due au bourrelet de proue apparaissant lorsque la hauteur d'eau devient faible. De même, lorsque le tirant d'eau du navire augmente, la résistance à l'avancement augmente et le pic de résistance se manifeste plus vite (figure 1.61).

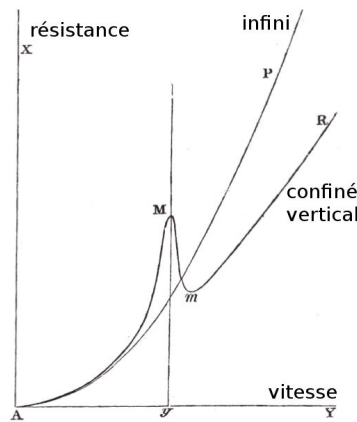


Figure 1.60 – Effet du confinement vertical sur la résistance à l'avancement [Scott Russell, 1840].

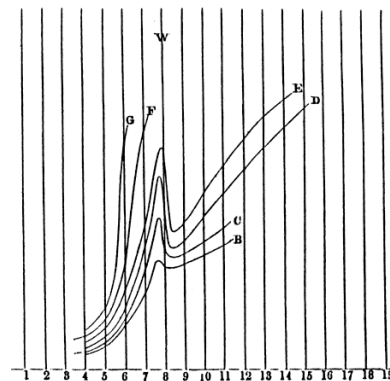


Figure 1.61 – Effet du tirant d'eau sur la résistance à l'avancement du navire [Scott Russell, 1840] - B, C, D, E, F et G sont des courbes expérimentales pour différents tirants d'eau du navire (le tirant augmente de B vers G), W est la vitesse de l'onde solitaire générée à la proue.

Dans les travaux de [Inui, 1954], une analyse théorique des effets de faible hauteur d'eau sur la résistance totale est conduite (figure 1.62). Quelle que soit la hauteur d'eau, le pic de résistance se manifeste à un nombre de Froude de hauteur critique $F_h = 1,00$ et devient plus important quand la profondeur diminue. [Dand, 2003] a toutefois démontré expérimentalement que ce pic de résistance se manifestait pour un nombre de Froude $F_h = 0,90$. La contribution des vagues transverses et vagues divergentes à la résistance de vagues sont représentées sur les figures 1.63 et 1.64 pour différentes configurations : milieu infini (courbe (a)), hauteur d'eau finie et largeur infinie (courbe (b)) et hauteur d'eau finie et largeur finie (courbe (c)). La contribution des ondes transverses à la résistance en eau peu profonde atteint son maximum à un nombre de Froude de hauteur $F_h \approx 0,90$ en dessous du nombre de Froude critique, tandis que la contribution des ondes divergentes atteint le maximum au nombre de Froude critique $F_h = 1,00$. La contribution des ondes transverses est alors supérieure à celle des ondes divergentes pour un nombre de Froude $F_h < 0,90$ et ensuite la tendance s'inverse avec une prépondérance de la contribution des ondes divergentes. Une autre analyse théorique menée par [Inui, 1954] sur l'influence de la largeur de la voie d'eau sur la résistance à l'avancement permet de montrer que la présence de parois a l'effet inverse sur la contribution de chaque système de vagues. La contribution des ondes transverses à la résistance totale augmente au détriment des ondes divergentes. Les travaux de [Hofman, 2006] ont confirmé les prédictions théoriques sur la résistance en milieu confiné de [Inui, 1954], à partir de simulations numériques (figure 1.65). La figure 1.66 donne une représentation de la résistance à l'avancement en fonction du nombre de Froude du navire et de la hauteur d'eau dans le canal [Hofman, 2006].

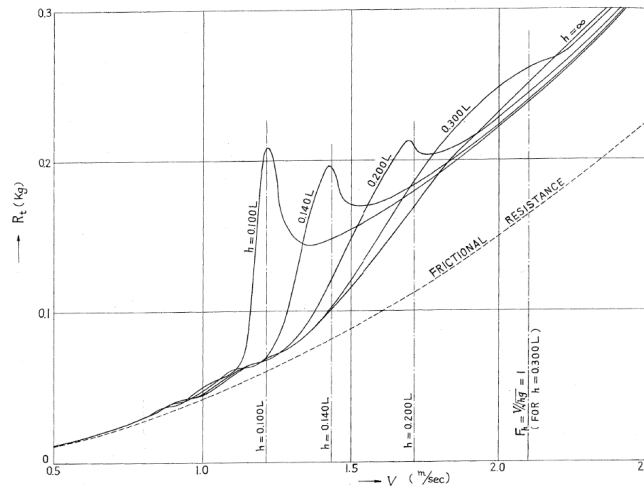


Figure 1.62 – Évolution de la résistance à l'avancement en fonction de la vitesse du navire pour différentes profondeurs de la voie d'eau [Inui, 1954].

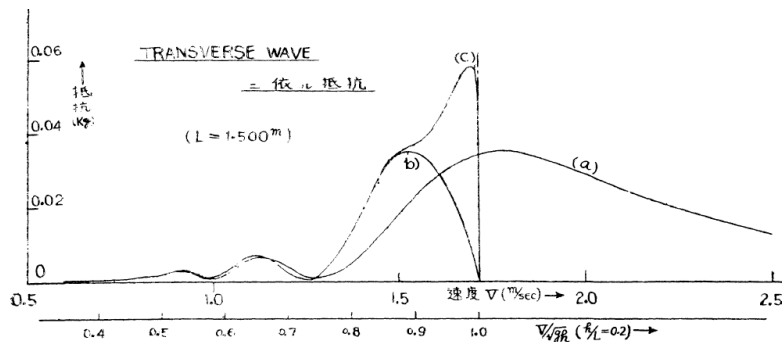


Figure 1.63 – Contribution des vagues transverses au coefficient de résistance de vagues [Inui, 1955].

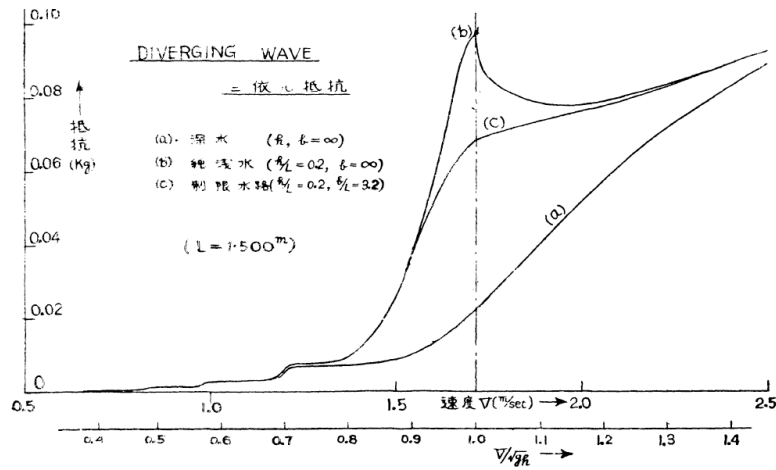


Figure 1.64 – Contribution des vagues divergentes au coefficient de résistance de vagues [Inui, 1955].

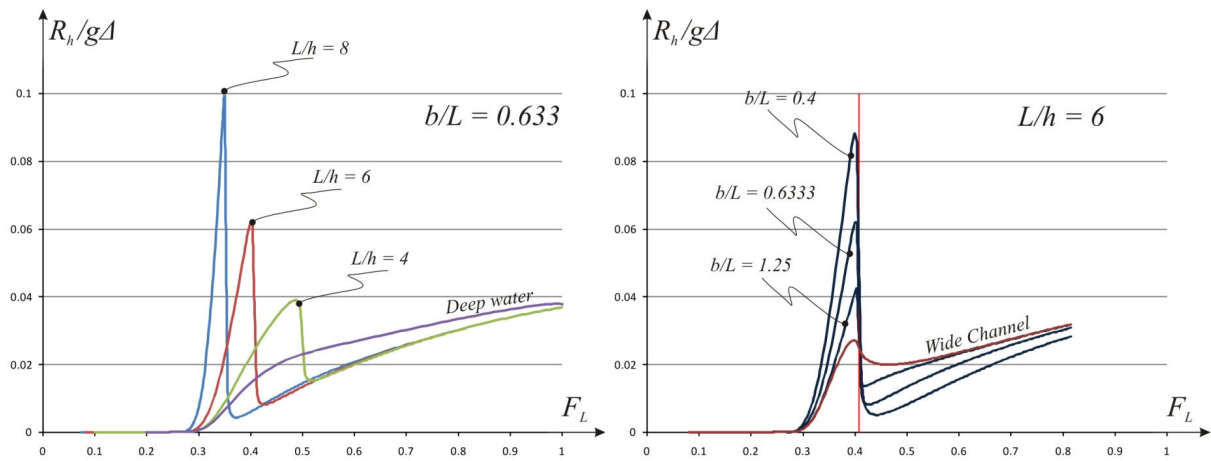


Figure 1.65 – Résistance à l'avancement en présence de confinement vertical (gauche) et latéral (droite) [Hofman, 2006].

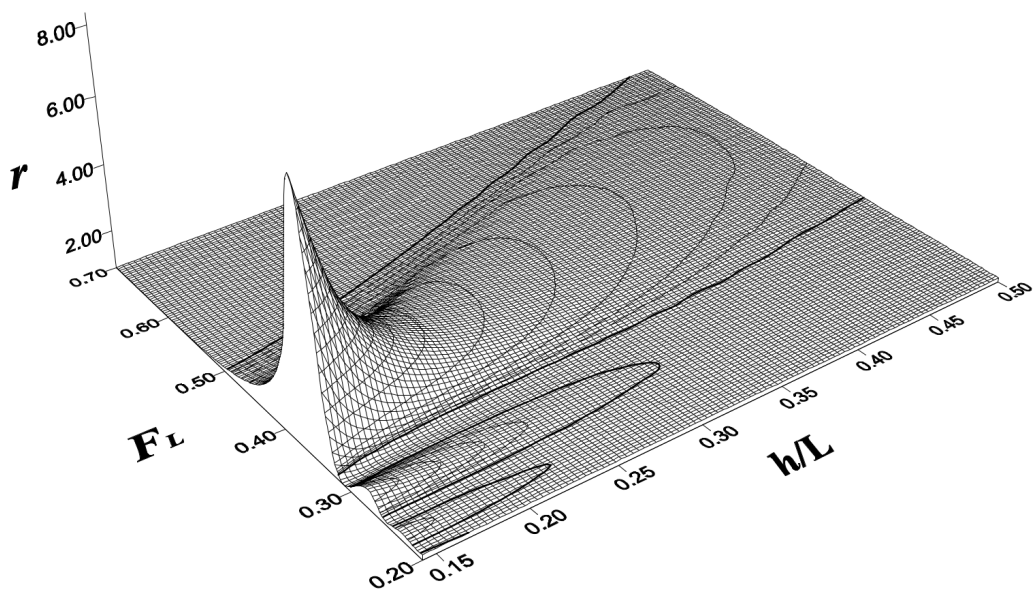


Figure 1.66 – Représentation graphique de l'augmentation de résistance à l'avancement en fonction du nombre de Froude de longueur et de la hauteur d'eau [Hofman, 2006].

I.3.5 Prédiction théorique de la résistance de vagues

Une théorie permettant de déterminer la résistance de vagues d'une carène progressant dans un milieu infini a été détaillée par [Michell, 1898]. Cette théorie est basée sur une approximation de corps élancé pour la carène et ne tient pas compte de la réponse hydrodynamique autour de la carène. Cette formulation théorique de [Michell, 1898] a ensuite été adaptée par [Sretensky, 1936] [Sretensky, 1937] et [Keldysh et Sedov, 1937] afin de prédire la résistance à l'avancement dans des milieux confinés verticalement et/ou latéralement [Rousseaux, 2013] [Rousseaux, 2015].

I.3.5.1 Formules de Michell en milieu infini

La formulation théorique permettant de prédire la résistance de vagues en milieu infini est donnée par les équations (38) à (40), où $y(x, z)$ représente l'expression de forme de la carène, U_b sa vitesse d'avancée, L sa longueur et T son tirant d'eau.

$$R_{w, \text{Michell}} = \frac{4\rho g^2}{\pi U_b^2} \int_1^\infty (I^2 + J^2) \frac{\lambda^2}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} d\lambda \quad (38)$$

$$I = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-T}^0 \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{\lambda^2 g z}{U_b^2}\right) \cos\left(\frac{\lambda g x}{U_b^2}\right) dx dz \quad (39)$$

$$J = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-T}^0 \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{\lambda^2 g z}{U_b^2}\right) \sin\left(\frac{\lambda g x}{U_b^2}\right) dx dz \quad (40)$$

I.3.5.2 Formule de Sretensky-W : hauteur d'eau infinie, largeur finie

[Sretensky, 1936] a formulé la prédiction théorique de la résistance de vagues en milieu infini verticalement avec présence de bords (équations (41) à (43)) où W représente la largeur du canal, S représente la projection de la carène sur le plan vertical de symétrie du navire et $\frac{gW}{4U_b^2} \sinh(2\tau_k) = k\pi$ avec $k = 0, 1, 2, \dots$. En posant $\lambda_{\text{Michell}} = \cosh \tau$, on retrouve $\lim_{W \rightarrow \infty} R_{w, \text{Sretensky-W}} = R_{w, \text{Michell}}$.

$$R_{w, \text{Sretensky-W}} = \frac{16\pi^2 \rho g}{W U_b^2} \left[I_0^2 + J_0^2 + 2 \sum_{k=1}^\infty (I_k^2 + J_k^2) \frac{\cosh^2 \tau_k}{\cosh 2\tau_k} \right] \quad (41)$$

$$I_k = -\frac{U_b}{2\pi} \iint_S \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{g}{U_b^2} z \cosh^2 \tau_k\right) \cos\left(\frac{gx}{U_b^2} \cosh \tau_k\right) dx dz \quad (42)$$

$$J_k = -\frac{U_b}{2\pi} \iint_S \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{g}{U_b^2} z \cosh^2 \tau_k\right) \sin\left(\frac{gx}{U_b^2} \cosh \tau_k\right) dx dz \quad (43)$$

I.3.5.3 Formule de Sretensky-H : hauteur d'eau finie, largeur infinie

A l'inverse, une autre formulation théorique énoncée par [Sretensky, 1937] permet de prédire la résistance de vagues en milieu infini latéralement et confiné verticalement

(équations (44) à (46) où h représente la profondeur, $2\pi\sigma(x, z) = U_b \frac{\partial y(x, z)}{\partial x}$, $\tanh(m_0 h) = \frac{U_b^2}{gh} m_0 h = F_h^2 m_0 h$ quand $F_h < 1$ et $m_0 = 0$ quand $F_h \geq 1$).

$$R_{w, \text{Sretensky-H}} = \frac{8\pi\rho g}{U_b^2} \int_{m_0}^{\infty} \frac{P^2 + Q^2}{\sqrt{m^2 - \frac{gm}{U_b^2} \tanh(mh)}} \frac{m}{\cosh^2(mh)} dm \quad (44)$$

$$P = \iint_S \cosh(m(z + h)) \cos\left(\sqrt{\frac{gm}{U_b^2} \tanh(mh)} x\right) \sigma(x, z) dx dz \quad (45)$$

$$Q = \iint_S \cosh(m(z + h)) \sin\left(\sqrt{\frac{gm}{U_b^2} \tanh(mh)} x\right) \sigma(x, z) dx dz \quad (46)$$

I.3.5.4 Formule de Keldysh-Sedov : hauteur d'eau finie, largeur finie

Pour finir, [Keldysh et Sedov, 1937] ont combiné les effets de hauteur d'eau finie et de largeur finie dans la formulation théorique de la résistance de vagues (équations (47) à (49)).

$$R_{w, \text{Keldysh-Sedov}} = \frac{8\rho g}{W} \sum_{n=n_0}^{\infty} \frac{U_n^2 + V_n^2}{q(n)\Lambda_{2n}} \quad (47)$$

$$U_n = \frac{q(n)}{\cosh(\lambda_{2n} h)} \iint_S \frac{\partial y}{\partial \xi} \cosh(\lambda_{2n}(\zeta + h)) \cos(\mu_{2n}\xi) d\xi d\zeta \quad (48)$$

$$V_n = \frac{q(n)}{\cosh(\lambda_{2n} h)} \iint_S \frac{\partial y}{\partial \xi} \cosh(\lambda_{2n}(\zeta + h)) \sin(\mu_{2n}\xi) d\xi d\zeta \quad (49)$$

Avec :

$$q(0) = \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad q(n) = 1 \quad \text{quand} \quad n > 0 \quad (50)$$

$$\lambda_n^2 - \mu_n^2 = \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2 \quad (51)$$

$$\lambda_n \tanh \lambda_n h = \frac{U_b^2 \mu_n^2}{g} \quad (52)$$

$$\Lambda_n = 2 - \frac{gh}{U_b^2} \left[\frac{\tanh(\lambda_n h)}{\lambda_n h} + \frac{1}{\cosh(\lambda_n h)} \right] \quad (53)$$

I.4 Études numériques en milieu confiné

Afin d'étudier l'influence du confinement sur les phénomènes hydrodynamiques dans la voie d'eau, des modèles numériques et analytiques ont été proposés ces dernières années, notamment par le NuTTS (Numerical Towing Tank Symposium). Une discussion intéressante sur les effets d'échelle en simulation numérique et sur l'importance des simulations à grande échelle est proposée par [Duvigneau *et al.*, 2003] [Visonneau *et al.*, 2006] et [Hochkirch *et al.*, 2013]. En outre, à l'heure actuelle, il est possible d'étudier l'influence de la présence de paroi sur la résistance de vagues [Kumar et Subramanian, 2007] (figures 1.67 et 1.68) ou encore l'influence de la forme de la section transversale du canal sur le

champ de pression hydrodynamique autour de la carène [Zhang *et al.*, 2015a] (figures 1.69 à 1.72). En ce qui concerne les propriétés des vagues du sillage, un modèle numérique proposé par [Marrone *et al.*, 2012] permet d'étudier le déferlement de vagues de navire (figure 1.73). Les travaux de [Wolter *et al.*, 2004] et [Ji, 2013] permettent également d'étudier l'influence du confinement de la voie d'eau sur le courant de retour et son impact sur le transport sédimentaire et la vie aquatique. Pour finir, les travaux de thèse de [Boin, 2001] ont permis de calculer numériquement les efforts hydrodynamiques s'exerçant sur la carène du navire en eau profonde. L'étude menée par [Linde *et al.*, 2014] permet en outre d'étudier l'influence du confinement latéral et vertical sur le surenfoncement d'une barge fluviale, par une approche numérique.

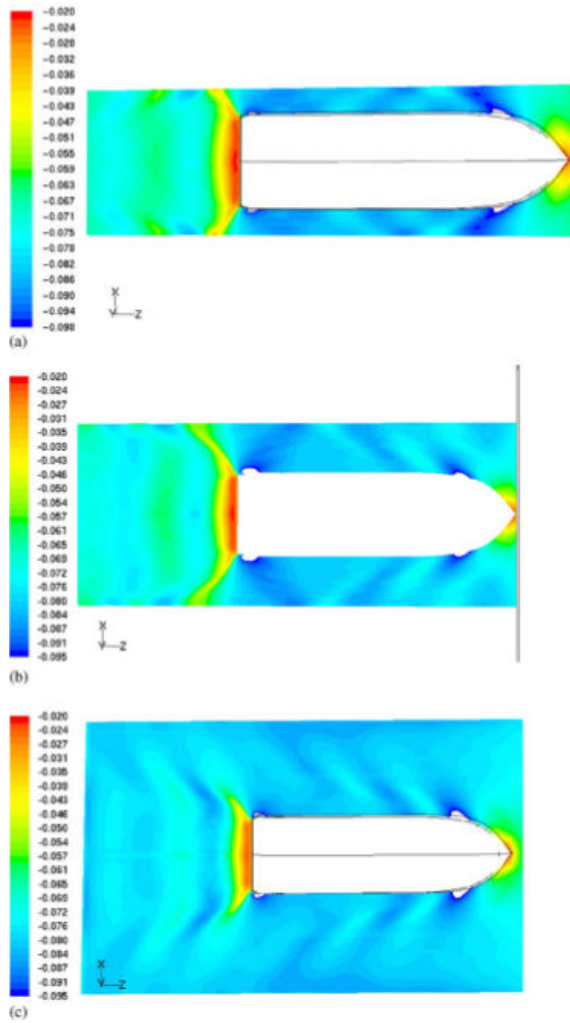


Figure 1.67 – Sillage en milieu confiné latéralement d'après les simulations numériques de [Kumar et Subramanian, 2007]. $W/B =$ (a) 1,53 - (b) 2,19 - (c) 3,50.

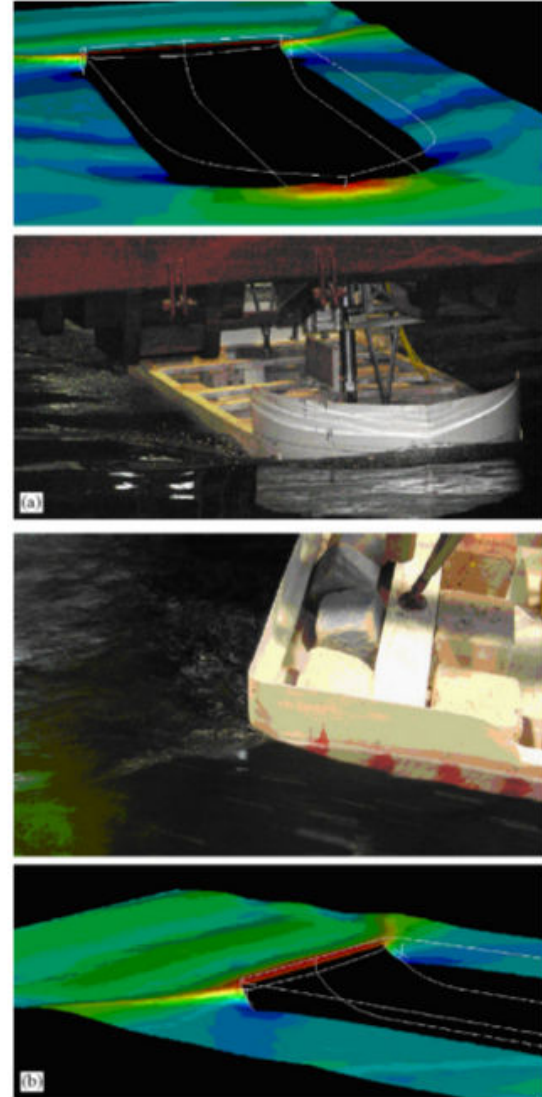


Figure 1.68 – Déformée de surface libre calculée numériquement et comparaison avec les expériences [Kumar et Subramanian, 2007].

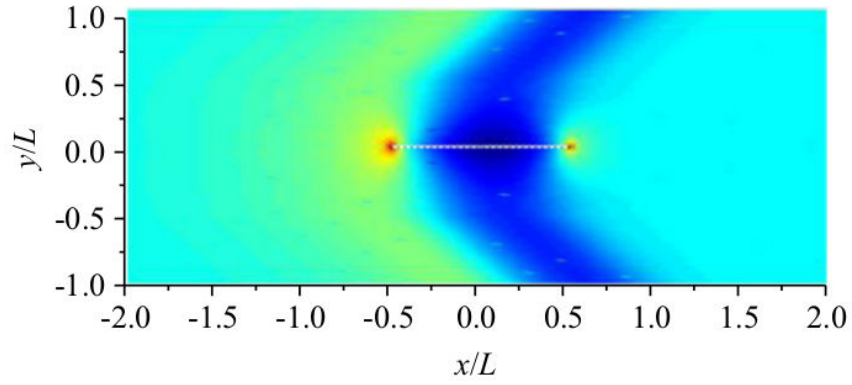


Figure 1.69 – Champ de pression hydrodynamique en milieu confiné [Zhang *et al.*, 2015b].

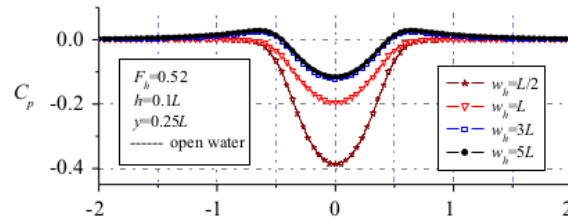


Figure 1.70 – Influence de la largeur du canal (section rectangulaire) sur le champ de pression [Zhang *et al.*, 2015b].

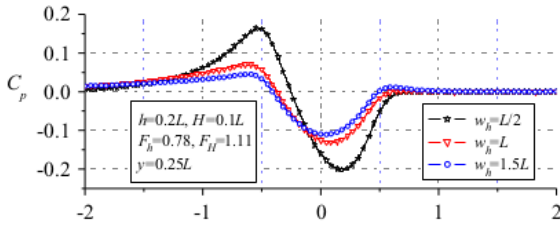


Figure 1.71 – Influence de la largeur du canal (section trapézoïdale) sur le champ de pression [Zhang *et al.*, 2015b].

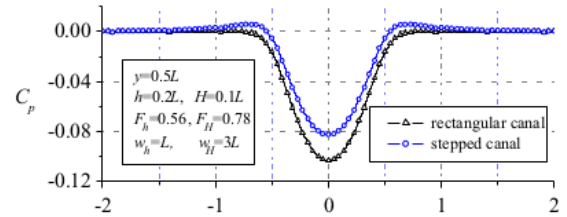


Figure 1.72 – Influence de la section du canal (rectangulaire ou en escalier) sur le champ de pression [Zhang *et al.*, 2015b].



Fig. 21. Breaking bow wave during experiments at DGA-Hydrodynamics (top) and 3D view of the breaking bow wave in the SPH simulation *Ship4* (bottom plot), Fn 0.328.

Figure 1.73 – Simulation numérique de vague déferlante [Marrone *et al.*, 2012].

I.5 Conclusion

Différentes études sur les effets de confinement de la voie d'eau sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires ont été présentées. D'un point de vue théorique, la relation de dispersion des ondes permet de décrire la forme de sillage, quelle que soit la profondeur de la voie d'eau et la vitesse du navire. Toutefois, cette théorie concerne une source ponctuelle en eau calme et ne traduit pas l'amplitude des vagues du sillage, il demeure donc nécessaire de conduire une étude expérimentale des sillages générés en eau peu profonde par des carènes de navire de longueur finie, pour comprendre au mieux les effets du confinement vertical sur la génération et la propagation des ondes dans la voie d'eau et la répartition de l'énergie entre les différents systèmes de vagues du sillage. De plus, le confinement latéral, qui se traduira par des réflexions du sillage sur les parois du canal, n'est pas pris en compte dans la relation de dispersion. Toutefois un modèle géométrique simplifié a été proposé et permettra d'étudier l'influence du confinement latéral sur la réflexion des vagues sur les berges et la position des caustiques dans le sillage. En outre, l'effet du courant sur le sillage généré par un navire est peu connu, et d'un point de vue théorique la relation de dispersion étudiée ici tient compte d'un profil de courant uniforme, qui est rarement le cas dans les conditions réelles (couche limite, turbulence, etc.). Peu d'études expérimentales ont à ce jour été menées pour caractériser l'effet du courant sur les sillages de navire. Pour finir, bien que des études théoriques et numériques décrivant et quantifiant les effets de confinement de la voie d'eau sur les sillages et la résistance à l'avancement soient proposées, elles sont souvent basées sur des hypothèses fortes (source ponctuelle ou corps élancé) et des mesures expérimentales restent nécessaires pour mener une étude complète sur ces problématiques de confinement ondulatoire et hydraulique.

Méthodes expérimentales : dispositif expérimental, méthodes de mesure et outils de post-traitement.

II.1 Dispositif expérimental	48
II.1.1 Bassin des carènes	48
II.1.1.1 Caractéristiques techniques	48
II.1.1.2 Qualification du courant	50
II.1.2 Prototypes de carènes maritimes et fluviales.....	53
II.1.2.1 Carène Wigley.....	53
II.1.2.2 Coefficient de bloc	54
II.1.2.3 Carènes CW_{n2} et CW_{n8}	56
II.1.2.4 Surface mouillée	57
II.1.3 Synthèse	58
II.2 Méthodes de mesure	58
II.2.1 Résistance à l'avancement	58
II.2.1.1 Dispositif expérimental et principe de mesure	58
II.2.1.2 Incertitudes de mesure	60
II.2.1.3 Calcul de la résistance de vagues	62
II.2.2 Visualisation du batillage par caméra rapide	64
II.2.3 Mesure de déformée de surface libre	66
II.2.3.1 Choix de la méthode	66
II.2.3.2 Dispositif expérimental des méthodes optiques stéréoscopiques	68
II.2.3.3 Calibration des caméras	69
II.2.3.4 Méthode de stéréo-corrélation	72
II.2.3.5 Méthode de stéréo-réfraction	74
II.2.3.6 Reconstruction du sillage de navire	76
II.2.3.7 Incertitudes de mesure	77
II.2.4 Synthèse	78
II.3 Analyse spectrale du champ de vagues.....	78
II.3.1 Représentation dans l'espace de Fourier	79
II.3.2 Augmentation de la résolution de l'espace spectral	80
II.3.3 Analyse du spectre.....	81
II.3.4 Filtrage du spectre.....	83
II.4 Conclusion	84

Ce chapitre expose le contexte expérimental dans lequel s'est déroulée l'étude de sillages et de résistance à l'avancement, les méthodes de mesure mises en application et les outils de post-traitement développés. Dans un premier temps, le bassin des carènes de l'Institut Pprime sera présenté et le dispositif de génération du courant dans le bassin sera détaillé et qualifié. Les modèles réduits de carènes de navires étudiées seront présentés et comparés. Les méthodes de mesures et de visualisation des sillages de navires et de résistance à l'avancement seront ensuite décrites et expliquées. Un programme de calcul numérique de résistance de vagues, permettant la comparaison avec les mesures expérimentales, sera présenté. Les principes des méthodes optiques stéréoscopiques, utilisées pour les mesures de sillages de navires, seront exposés et les différentes étapes de mise en place de ces méthodes seront expliquées. Pour finir, une méthode d'analyse des sillages de navires dans l'espace spectral sera détaillée.

II.1 Dispositif expérimental

II.1.1 Bassin des carènes

II.1.1.1 Caractéristiques techniques

Les différentes campagnes de mesures ont été menées dans le bassin des carènes de l'Institut Pprime. Une vue en perspective et une photo de ce canal de longueur $L = 20\text{ m}$ et de largeur $W = 1,50\text{ m}$ sont données sur la figure 2.1. La section transversale du canal, représentée sur la figure 2.2, est constituée d'une section inférieure trapézoïdale, de hauteur $h_{inf} = 0,20\text{ m}$, et d'une section supérieure rectangulaire de hauteur $h_{sup} = 1,00\text{ m}$.

Le canal est équipé d'un chariot monté sur rails, sur lequel le mât de traction de la carène est fixé. Les instruments de mesure peuvent également être embarqués sur le chariot (figure 2.3). Le déplacement du chariot est piloté par ordinateur et sa vitesse de déplacement, qui peut aller jusqu'à $2,35\text{ m.s}^{-1}$, ainsi que son accélération, sa décélération et sa longueur de déplacement, sont fixées par l'utilisateur. Toutefois, la longueur utile du canal, c'est à dire la zone où le chariot est à la vitesse établie en consigne, va dépendre de la vitesse du chariot. En effet, pour une accélération fixée, plus le chariot sera rapide, plus la zone utile sera petite. Cette longueur utile va déterminer les positions des zones de mesures, puisque pour mesurer le sillage stationnaire autour du navire il faut que celui-ci soit à vitesse constante. La figure 2.4 représente le profil de vitesse du chariot en fonction de la position longitudinale sur le canal, pour différentes vitesses d'avancée du navire, avec une accélération et une décélération de $0,50\text{ m.s}^{-2}$. La zone de mesure pour laquelle le sillage est stationnaire autour du navire est ainsi comprise entre $X \in [5 ; 10]\text{ m}$ pour la gamme de vitesse couverte par le chariot.

Un double fond installé dans le bassin permet de conduire des essais avec une profondeur d'eau faible dans une section rectangulaire. Ce double fond permet également de créer deux cavités séparées. Ainsi il est possible, en installant une pompe à double circulation, de générer un courant dans le bassin des carènes (voir schéma sur figure 2.5). Suivant le sens de rotation de la pompe, il est possible de générer un co-courant ou un contre-courant, par rapport au sens d'avancée du bateau. Deux nids d'abeilles sont placés aux extrémités du canal pour laminariser l'écoulement et des plages d'amortissement en mousse alvéolée permettent d'amortir les vagues générées (figure 2.6). Un variateur connecté à la pompe permet de régler sa vitesse de rotation jusqu'à 1385 tr.min^{-1} et ainsi régler la vitesse du courant.

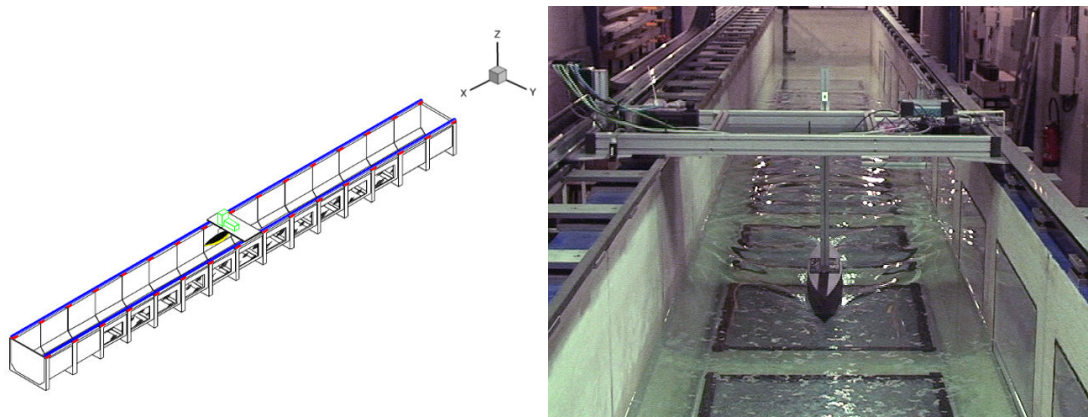


Figure 2.1 – Le bassin des carènes de l'Institut Pprime.

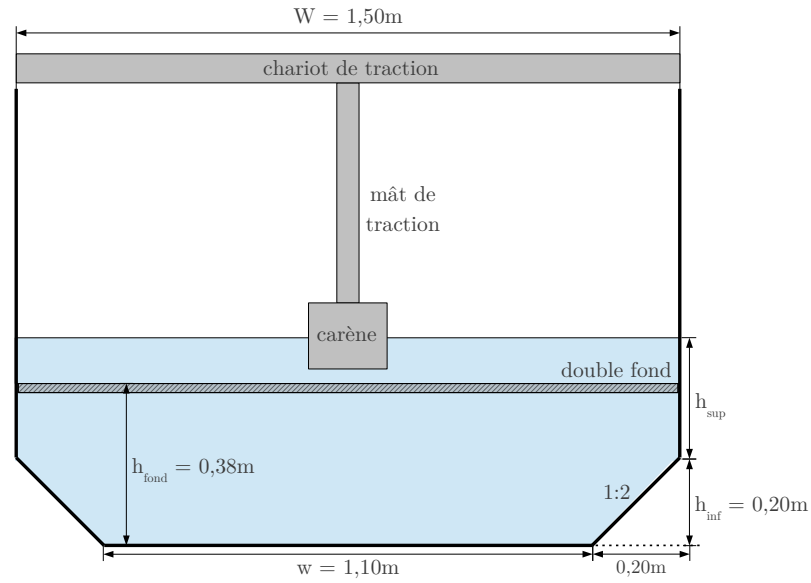


Figure 2.2 – Schéma de la section transversale du canal de traction.

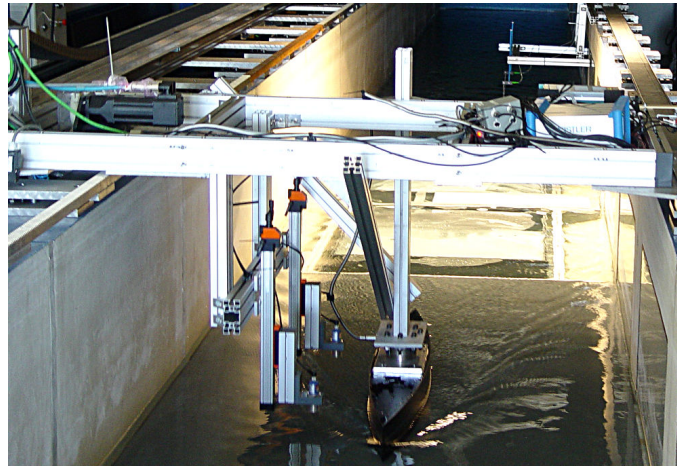


Figure 2.3 – Le chariot de traction équipé de la carène et des instruments de mesure embarqués.

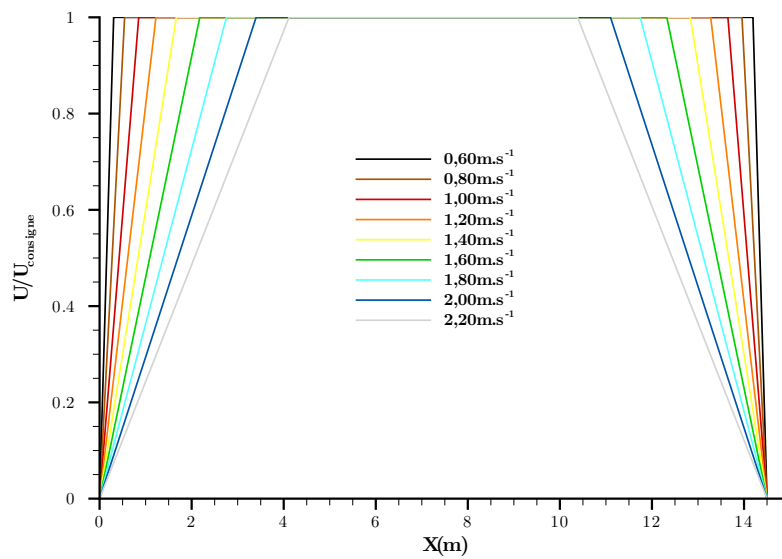


Figure 2.4 – Profil de vitesse du chariot en fonction de la position longitudinale du canal de traction, pour une accélération et une décélération de $0,50 \text{ m.s}^{-2}$ et différentes vitesses d'avancée.

II.1.1.2 Qualification du courant

Le courant a été caractérisé avec des mesures de vitesse à l'ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) et des mesures de hauteur d'eau par sondes acoustiques, en configuration co-courant et configuration contre-courant (figures 2.7 et 2.8), pour une hauteur d'eau statique de 10 cm.

Dans un premier temps, le temps d'établissement du courant au démarrage de la pompe a été déterminé à partir des mesures de vitesse, avec la sonde ADV placée au milieu de la voie d'eau ($Y = 0$) et à une position longitudinale $X = 9\text{ m}$ (figure 2.7). Un point de mesure a été effectué toutes les minutes pendant une durée de 15 secondes à une fréquence d'acquisition de 50 Hz. Les résultats des mesures de vitesse du courant au démarrage de la pompe (figure 2.9) donnent un temps d'établissement de l'ordre de 10 - 20 min. En effet, pour les deux configurations, la vitesse longitudinale $|u_c|$ se stabilise rapidement autour de $0,40\text{ m.s}^{-1}$ pour le contre-courant et $0,35\text{ m.s}^{-1}$ pour le co-courant. En outre, les fluctuations de vitesse sont assez faibles (de l'ordre de $0,01\text{ m.s}^{-1}$). Les composantes transversales et verticales de la vitesse du courant, respectivement notées $|v_c|$ et $|w_c|$, sont très faibles (en dessous de $0,02\text{ m.s}^{-1}$) avec des fluctuations de vitesse de l'ordre de $0,02\text{ m.s}^{-1}$.

Dans un deuxième temps, l'étude s'est portée sur la symétrie du courant généré. Pour cela, des profils transversaux de vitesse longitudinale $|u_c|$ à mi-hauteur de la voie d'eau ont été mesurés après établissement du courant, avec un temps d'acquisition de 5 min par point de mesure, à une fréquence d'acquisition de 50 Hz. Les profils de vitesse mesurés (figure 2.10) mettent en évidence un profil symétrique dans la configuration contre-courant, avec un front plat au centre de la voie d'eau et une vitesse qui décroît sur les bords du canal en raison de la couche limite. Le profil de vitesse en co-courant présente quant à lui une certaine dissymétrie. En effet, la pompe était placée au début du bassin et donc le co-courant n'avait pas le temps de s'établir sous le plancher avant de passer sur la partie supérieure du double fond, contrairement au contre-courant. De ce fait, l'écoulement n'est pas symétrique au niveau de la zone de mesure. Cette configuration co-courant n'a donc pas été étudiée pour la suite des expériences.

Pour finir, le niveau moyen du plan d'eau en contre-courant a été mesuré avec les sondes acoustiques pendant toutes les acquisitions. Les résultats montrent un abaissement du plan d'eau de 4 mm entre la sonde A et la sonde B, respectivement placées à l'extrémité et à l'origine du canal, en raison des pertes de charge. Les deux sondes C et D montrent quant à elles que le plan d'eau est bien horizontal transversalement.

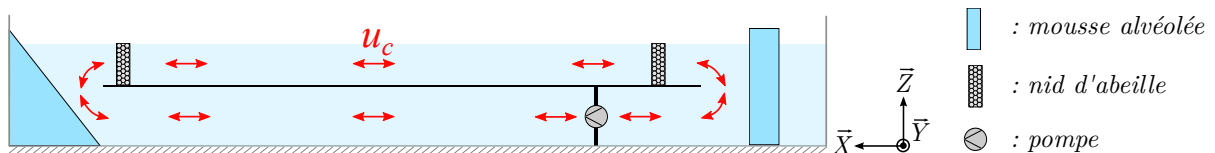


Figure 2.5 – Représentation schématique de la génération d'un courant dans le bassin des carènes.



Figure 2.6 – Génération du courant dans le bassin des carènes.

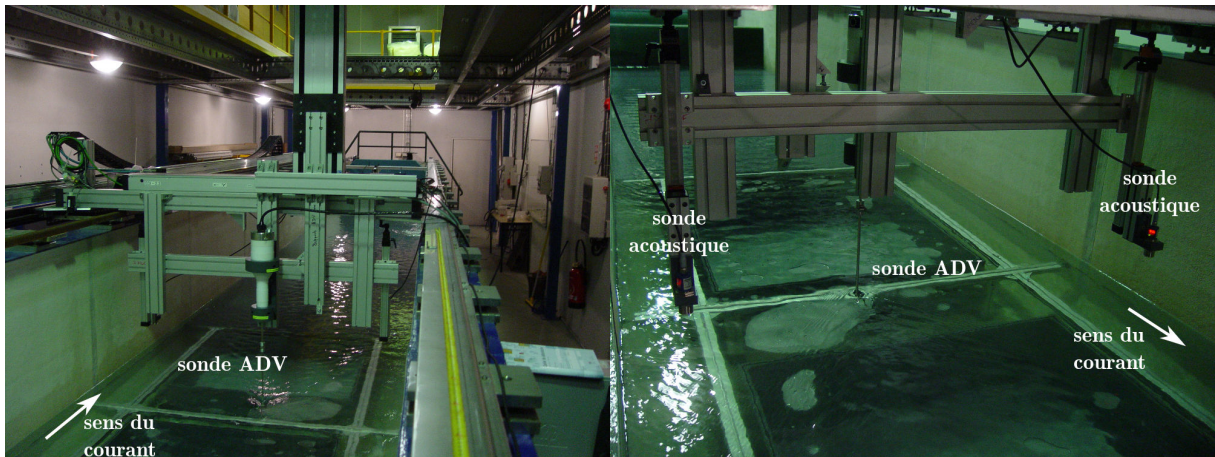


Figure 2.7 – Caractérisation de l'écoulement.

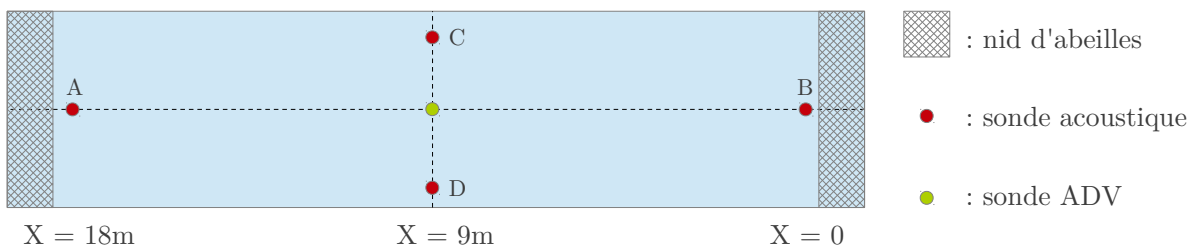


Figure 2.8 – Schéma en vue de dessus de l'installation des instruments de mesure pour la caractérisation du courant dans le canal de traction.

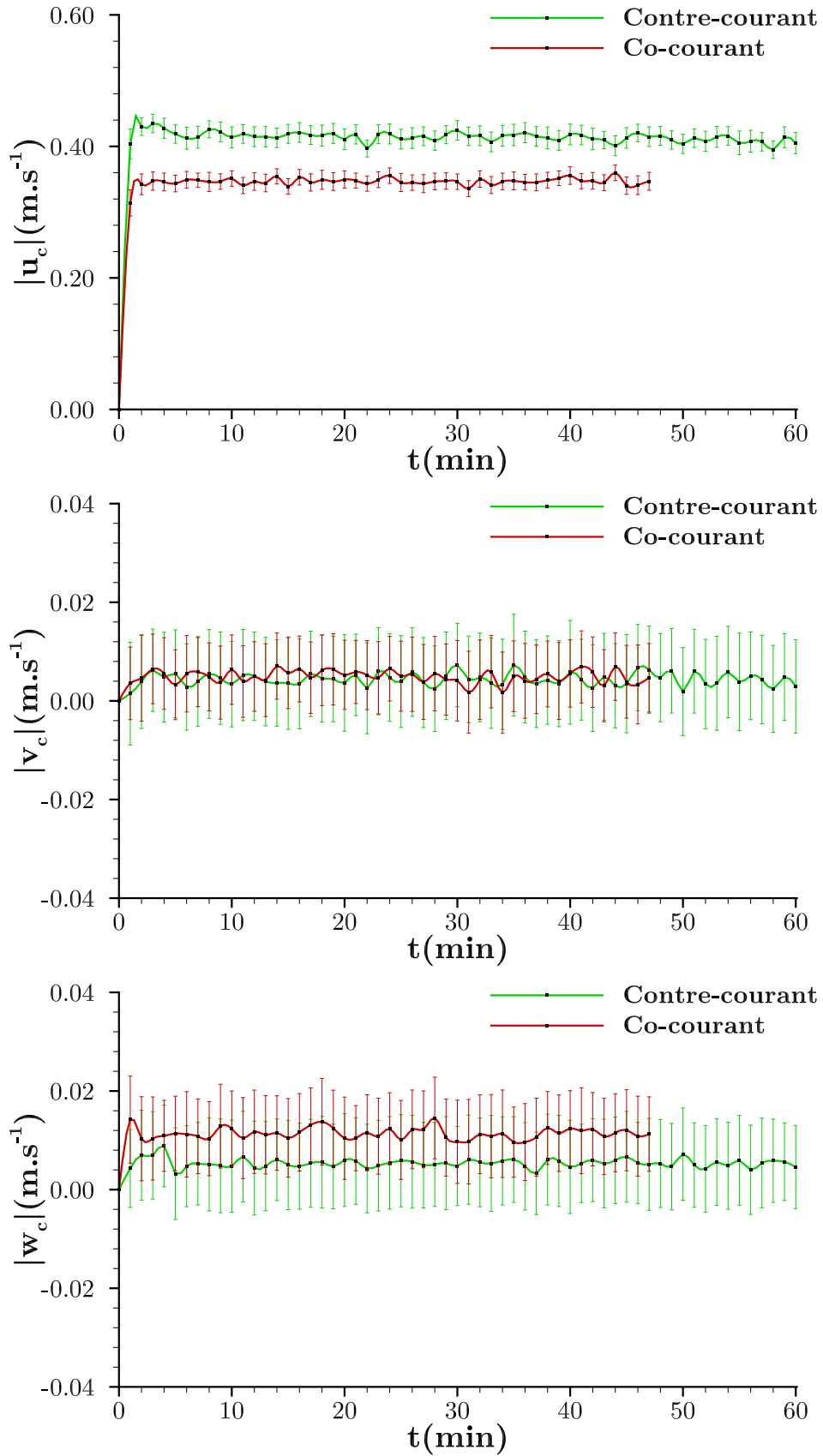


Figure 2.9 – Établissement du courant au démarrage de la pompe. Les valeurs absolues des vitesses longitudinale, transversale et verticale $|u_c|$, $|v_c|$ et $|w_c|$ sont tracées en fonction du temps après le démarrage de la pompe. Les barres d'erreur correspondent aux fluctuations de vitesses u'_c , v'_c et w'_c .

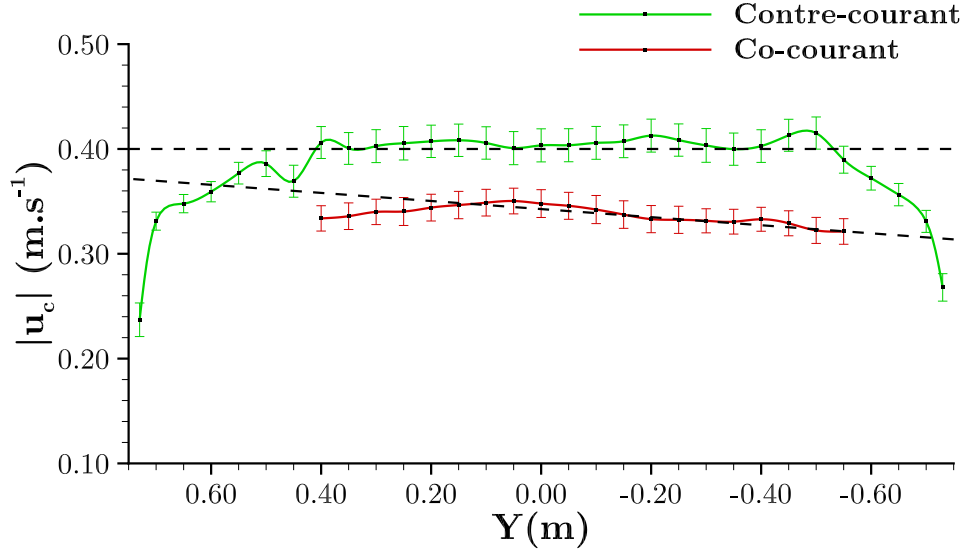


Figure 2.10 – Profil de vitesse transversal de la composante longitudinale de la vitesse du courant. La valeur absolue de la vitesse longitudinale $|u_c|$ est tracée en fonction de la position transversale Y . Les barres d'erreur correspondent aux fluctuations de vitesses u'_c .

II.1.2 Prototypes de carènes maritimes et fluviales

La navigation en milieu confiné concerne aussi bien les bateaux maritimes progressant dans les zones portuaires, que les bateaux fluviaux navigant dans les eaux internes (fleuves, rivières, lacs, canaux). Toutefois, ces deux types de navires sont très différents d'un point de vue architectural. En effet, les navires fluviaux sont principalement destinés au transport de marchandises massives (produits agricoles, matériaux de construction, produits chimiques et engrais, charbon, etc.), ils sont donc de tonnages plus importants que les navires maritimes. La forme de la carène du navire a une très grande influence sur le sillage qu'elle génère, notamment les amplitudes des vagues, et sur la résistance à l'avancement. De ce fait, l'étude s'est portée sur deux carènes de navires représentatives des navires maritimes et fluviaux. Le choix a été fait de considérer des formes de carènes de navires simplifiées, pour la comparaison des résultats expérimentaux avec des calculs analytiques de sillages et de résistance à l'avancement.

II.1.2.1 Carène Wigley

Les bateaux étudiés sont basés sur une forme de carène Wigley [Wigley, 1926], qui est de forme parabolique (figure 2.11), définie mathématiquement par l'équation (54), où B est le maître-bau (largeur maximale) de la carène, L sa longueur et T son tirant d'eau. $S(z, T)$ définit la section transversale de la carène, qui peut-être rectangulaire, parabolique ou triangulaire (figure 2.12).

$$y(x, z) = S(z, T) \frac{B}{2} \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^n \right], \quad n = 2 \quad (54)$$

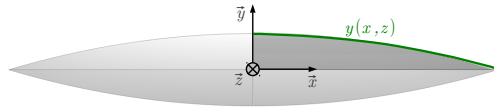


Figure 2.11 – Vue de dessus d'une carène Wigley.

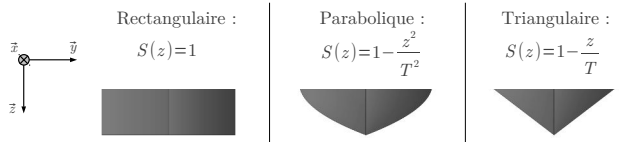


Figure 2.12 – Sections transversales d'une carène Wigley.

II.1.2.2 Coefficient de bloc

Le coefficient de bloc C_b d'une carène de navire est défini par le rapport du volume ∇ de la partie immergée de la carène au volume V du parallélépipède la contenant entièrement (figure 2.13, équation (55)). Plus le navire sera de fort tonnage, plus son coefficient de bloc sera important et donc le volume d'eau déplacé sera important.

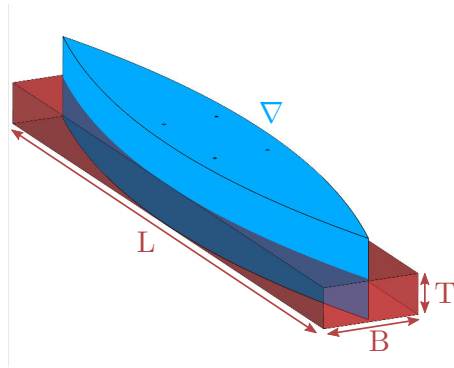


Figure 2.13 – Coefficient de bloc d'une carène.

$$C_b = \frac{\nabla}{V} = \frac{\nabla}{B L T} \quad (55)$$

$$\begin{aligned} \nabla &= 4 \iint y(x, z) dx dz \\ &= 2 B \int_0^{L/2} \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^n \right] dx \int_0^T S(z, T) dz \\ &= \left(\frac{n}{n+1} \right) B L \int_0^T S(z, T) dz \end{aligned} \quad (56)$$

Pour une carène de forme Wigley avec un exposant n quelconque, le volume immergé et donc le coefficient de bloc du navire, vont dépendre de la section transversale de la carène $S(z, t)$ et de l'exposant n . Le tableau 2.14 détaille les différentes étapes du calcul du coefficient de bloc en fonction de la section de la carène. On remarque que pour chaque section transversale, le coefficient de bloc est indépendant des dimensions de la carène et qu'il ne dépend que de l'exposant n .

Les ordres de grandeurs des coefficients de bloc de quelques modèles de navires conventionnels sont donnés dans le tableau 2.15. Une carène Wigley classique, de section transverse rectangulaire et donc de coefficient de bloc $C_b = 0,67$, est représentative des navires maritimes en terme de coefficient de bloc. Toutefois, pour être représentatif des navires fluviaux, dont les coefficients de bloc sont aux alentours de $0,80 - 0,90$, il est nécessaire de modifier l'exposant n dans l'expression parabolique de la carène.

La figure 2.16 donne l'évolution du coefficient de bloc C_b d'une carène parabolique en fonction de l'exposant n pour différentes sections transversales. Un coefficient de bloc de l'ordre de grandeur des navires fluviaux ($C_b \approx 0,80 - 0,90$) ne peut-être atteint que par une carène de section rectangulaire, avec un exposant $n \in [4 ; 9]$. La figure 2.17 montre l'influence de l'exposant n sur la forme de la parabole définissant la forme de la carène. L'augmentation de l'exposant a pour effet de "gonfler" l'extrémité de la carène, qui tend vers une forme parallélépipédique lorsque l'exposant devient très grand ($\lim_{n \rightarrow \infty} C_b = 1$).

Section	$S(z, t)$	$\int_0^T S(z, T) dz$	∇	$C_b(n)$	$C_b(n = 2)$
Rectangulaire	1	T	$\left(\frac{n}{n+1}\right) B L T$	$\left(\frac{n}{n+1}\right)$	0,67
Parabolique	$1 - \frac{z^2}{T^2}$	$\frac{2T}{3}$	$\frac{2}{3} \left(\frac{n}{n+1}\right) B L T$	$\frac{2}{3} \left(\frac{n}{n+1}\right)$	0,44
Triangulaire	$1 - \frac{z}{T}$	$\frac{T}{2}$	$\frac{1}{2} \left(\frac{n}{n+1}\right) B L T$	$\frac{1}{2} \left(\frac{n}{n+1}\right)$	0,33

Figure 2.14 – Calcul du coefficient de bloc d’une carène Wigley.

Type	C_b
Frégate	0,47
Ferry	0,53
Porte-conteneurs	0,60
Pétrolier	0,75
Cargo	0,80
Vraquier	0,90

Figure 2.15 – Quelques ordres de grandeur des coefficients de bloc de navires (source web : [Wikipedia](#))

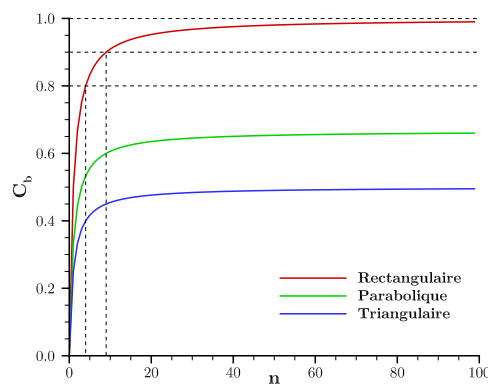


Figure 2.16 – Évolution du coefficient de bloc C_b en fonction de l’exposant n pour une section rectangulaire (rouge), parabolique (verte) et triangulaire (bleu).

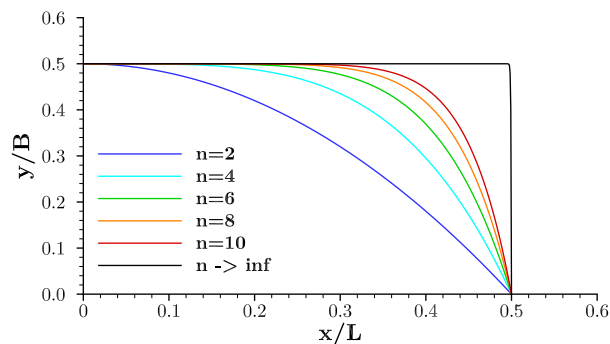


Figure 2.17 – Vue de dessus de la forme de la carène en fonction de l’exposant n . x et y représentent les directions longitudinale et transversale de la carène, adimensionnées par la longueur L et le maître-bau B du navire.

II.1.2.3 Carènes $CWn2$ et $CWn8$

Les différents résultats des calculs précédents amènent donc à considérer deux carènes paraboliques de forme Wigley, de section rectangulaire mais d'exposants n différents, et donc de coefficient de bloc différents, pour être représentatives des navires maritimes et fluviaux. Ces deux carènes, notées $CWn2$ et $CWn8$ en raison de la valeur de l'exposant n , sont définies par les expressions (57) et (58) [Caplier *et al.*, 2014] :

$$y_{CWn2}(x) = \frac{B}{2} \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right] \quad (57)$$

$$y_{CWn8}(x) = \frac{B}{2} \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^8 \right] \quad (58)$$

Leur coefficient de bloc vaut ainsi $C_b = 0,67$ pour la carène $CWn2$, dite maritime, et $C_b = 0,89$ pour la carène $CWn8$, dite fluviale. La figure 2.18 met en évidence les différences de forme entre les deux carènes, de dimensions $L = 1,20 \text{ m}$, $B = 0,18 \text{ m}$ et $H = 0,15 \text{ m}$. La figure 2.19 présente une photographie des carènes réalisées par la société Formes et Volumes. Deux lignes de flottaison situées à $0,05 \text{ m}$ et $0,10 \text{ m}$ du fond de la carène, ainsi qu'une échelle graduée de résolution 5 mm , permettent de régler le tirant d'eau du navire. Il sera réglé à $T = H/2 = 0,075 \text{ m}$ lors des expériences. La carène $CWn8$ présente la particularité d'être constituée d'un bloc central parallélépipédique, indépendant de la poupe et de la proue, qui sont évidées pour pouvoir les démonter et les changer facilement.

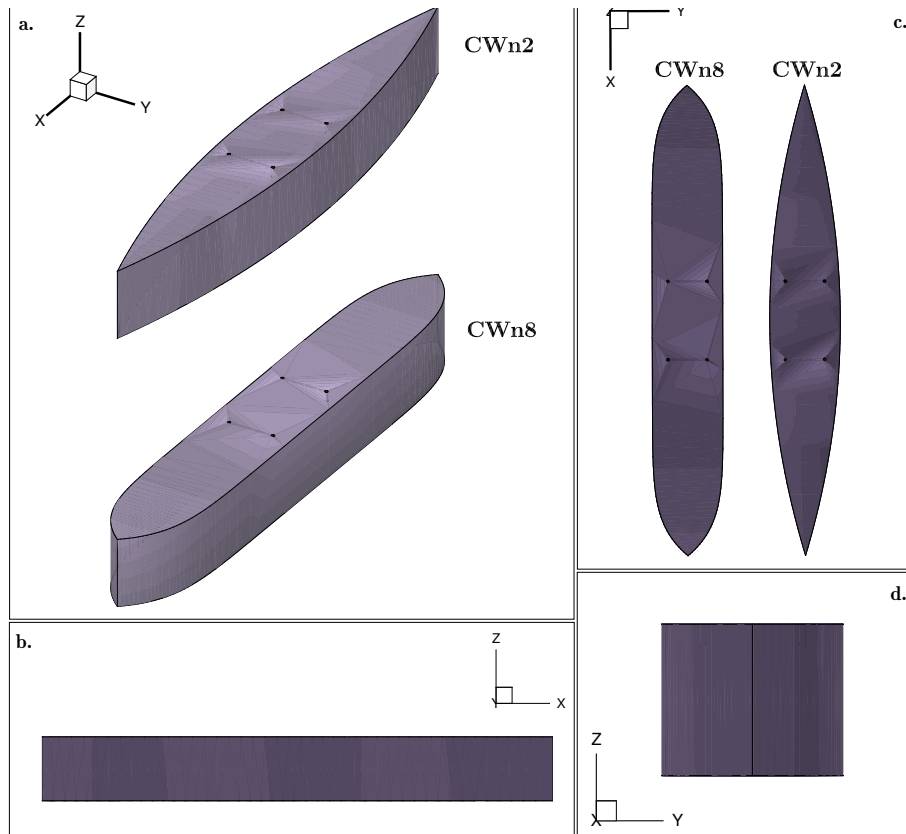


Figure 2.18 – Différentes vues des carènes $CWn2$ et $CWn8$.



Figure 2.19 – Les modèles réduits de carènes CWn2 (droite) et CWn8 (gauche), de dimensions $L \times B \times T = 1,20 \times 0,18 \times 0,15 \text{ m}^3$.

II.1.2.4 Surface mouillée

Une autre grandeur importante de la carène est sa surface mouillée, autrement dit la surface en contact avec le fluide. Cette surface est définie comme :

$$S_m = \int_0^L \delta(x) dx \quad (59)$$

avec $\delta(x)$ le contour de la coque en contact avec l'eau (figure 2.20). Dans le cas des carènes CWn2 et CWn8, respectivement définies par les fonctions de forme $y(x)$ définies en (57) et (58), la surface mouillée est :

$$S_m = 4 \int_0^{L/2} (T + y(x)) dx \quad (60)$$

$$= 4 \int_0^{L/2} \left(T + \frac{B}{2} - \frac{B}{2} \left(\frac{2x}{L} \right)^n \right) dx \quad (61)$$

$$= 2 T L + B L - 2 B \left[\frac{1}{n+1} \frac{L}{2} \left(\frac{2x}{L} \right)^{n+1} \right]_0^{L/2} \quad (62)$$

$$= 2 T L + B L - B L \left(\frac{1}{n+1} \right) \quad (63)$$

$$= 2 T L + B L \left(\frac{n}{n+1} \right) \quad (64)$$

$$S_m = 2 T L + B L C_b \quad (65)$$

Les surfaces mouillées des carènes étudiées sont $S_m = 0,324 \text{ m}^2$ pour la carène CWn2 et $S_m = 0,372 \text{ m}^2$ pour la carène CWn8, pour un tirant d'eau $T = 0,075 \text{ m}$.

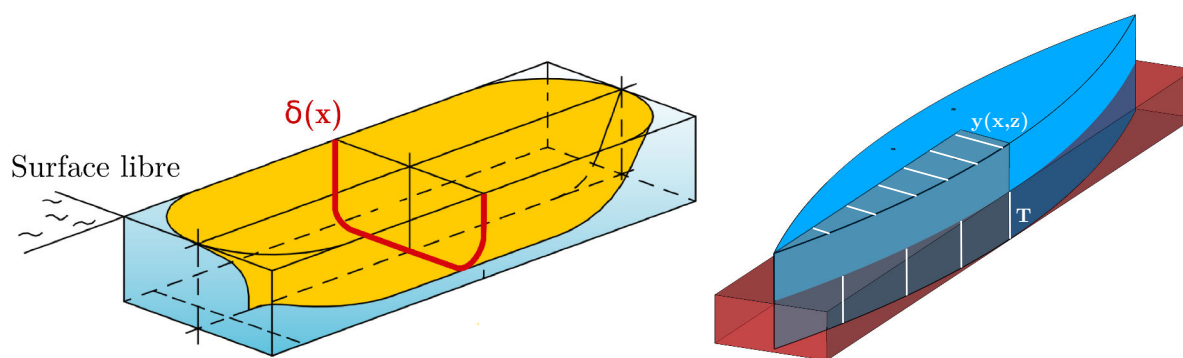


Figure 2.20 – Définition de la surface mouillée.

II.1.3 Synthèse

Le canal de traction et les carènes fluviales et maritimes permettent de mener des essais à échelle réduite, représentatifs de différentes configurations de navigation, notamment la navigation en eau profonde navires maritimes, pour laquelle [Gomit *et al.*, 2015] ont montré la représentativité des essais menés à échelle réduite dans le bassin des carènes. Des configurations de navigation en milieu confiné des navires fluviaux, en présence ou non de contre-courant de rivière, peuvent également être reproduites. Les régimes de vitesses atteignables par le chariot vont permettre de balayer une large plage de vitesse d'avancement du navire et donc des larges gammes de nombres de Froude. Ainsi différents types de sillages (subcritiques, transcritiques et supercritiques) vont pouvoir être étudiés.

II.2 Méthodes de mesure

Le dispositif expérimental présenté précédemment va permettre d'étudier les sillages et la résistance à l'avancement de modèles réduits de carènes. Pour cela, des méthodes de mesure de forces de traînée et de déformée de surface libre ont été mises en place. Dans un premier temps, le montage dynamométrique donnant accès aux courbes de résistance à l'avancement, et la caméra permettant d'effectuer des visualisations latérales des vagues au niveau de la paroi, vont être présentés. Le choix d'utiliser des méthodes de mesures optiques pour caractériser de manière fine et détaillée les champs de vagues, va être justifié et les principes de mesure de ces méthodes stéréoscopiques vont être présentés. Les différentes étapes des méthodes de stéréo-corrélation et de stéréo-réfraction, développées à l'Institut Pprime et mises en place pour cette étude, vont être détaillées, de la calibration des caméras à la reconstruction du champ de vagues complet.

II.2.1 Résistance à l'avancement

II.2.1.1 Dispositif expérimental et principe de mesure

Les mesures de résistance à l'avancement ont été réalisées dans une configuration « vitesse imposée » : le bateau est tiré par le chariot, imposant une vitesse d'avancée constante, et la force s'exerçant sur la carène est mesurée. Pour cela, un dynamomètre multicomposantes Kistler 9272 est placé entre le mât de traction et la carène (figures 2.21 et 2.22). Le dynamomètre, constitué d'un capteur piézoélectrique, est relié à un amplificateur de charge Kistler 5070A fournissant une tension électrique dépendant de la force appliquée

sur le capteur. Un boîtier d'acquisition ADwin-pro embarqué sur le chariot permet de faire l'acquisition des données sur un poste informatique fixe et de synchroniser l'acquisition avec le départ du chariot. Les mesures donnent accès aux trois forces axiales $F_x(N)$, $F_y(N)$ et $F_z(N)$, s'exerçant respectivement dans la direction longitudinale, transversale et verticale de la carène, ainsi qu'au moment $M_z(N.m)$ autour de l'axe vertical (figure 2.21).

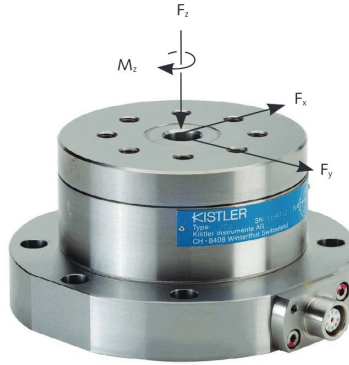


Figure 2.21 – Le dynamomètre multi-composantes Kistler 9272.

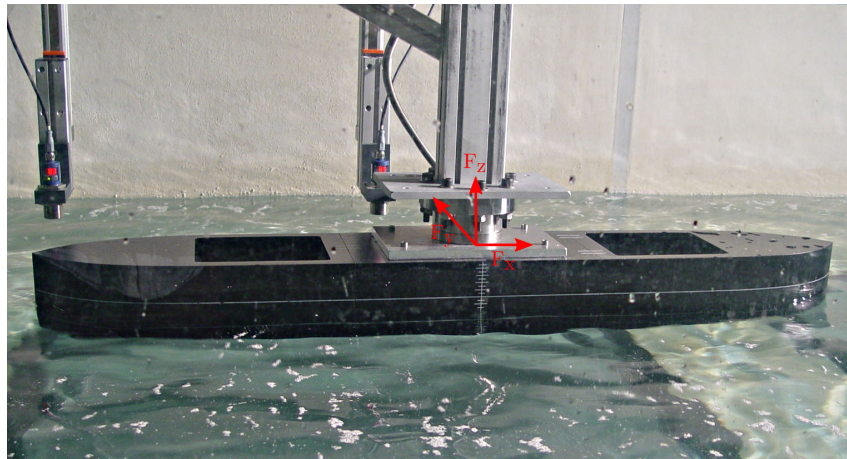


Figure 2.22 – Mesure de résistance à l'avancement sur la carène CWn8.

La figure 2.23 donne un exemple de mesure de résistance à l'avancement au cours du temps après le démarrage du chariot, pour la carène fluviale CWn8, pour une hauteur d'eau $h = 0,483\text{ m}$ et une vitesse d'avancée $U_b = 1,08\text{ m.s}^{-1}$ correspondant à un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,32$. Nous remarquons dans un premier temps que la force transversale $F_y(N)$ (bleu) est quasiment nulle. En effet les forces s'exerçant sur les faces latérales de la carène s'opposent et donc se compensent. La force verticale $F_z(N)$ (vert) présente des valeurs négatives de faible amplitude, synonyme d'une légère dépression sous le navire qui aurait donc tendance à légèrement s'enfoncer s'il n'était pas maintenu fixe. En ce qui concerne la force longitudinale $F_x(N)$ (rouge), nous distinguons plusieurs zones sur la courbe. Au départ de l'acquisition (zone A), le chariot accélère et il y a alors un pic de résistance dû à l'inertie du bateau. Une fois que le chariot a atteint la vitesse imposée en consigne (zone B), le bateau progresse à vitesse constante et la résistance à l'avancement est constante, en présentant toutefois quelques oscillations autour d'une valeur moyenne (oscillations dues aux vibrations du chariot, inférieures à l'erreur de mesure, cf. calcul en II.2.1.2). Ensuite, le chariot freine et le bateau ralentit (zone C), générant un pic de

résistance négatif en raison de l'énergie cinétique de la carène. Pour finir, une fois la carène arrêtée (zone D), elle est impactée par les vagues générées dans son sillage et donc la mesure de résistance montre des oscillations importantes.

La résistance totale à l'avancement du navire $R_T(N)$ est alors déterminée à partir de la moyenne temporelle dans la zone B de la force axiale de traînée $F_x(N)$ s'opposant à la progression du bateau (ligne en pointillés sur la figure 2.23). A partir de la mesure de résistance totale $R_T(N)$, le coefficient de traînée de la carène C_T peut-être alors déterminé par l'équation (66) :

$$C_T = \frac{R_T}{\frac{1}{2} \rho S_m U_b^2} \quad (66)$$

avec ρ la masse volumique de l'eau, U_b la vitesse d'avancée de la carène et S_m la surface mouillée. Ce coefficient de traînée donne une version adimensionnée de la résistance à l'avancement du navire.

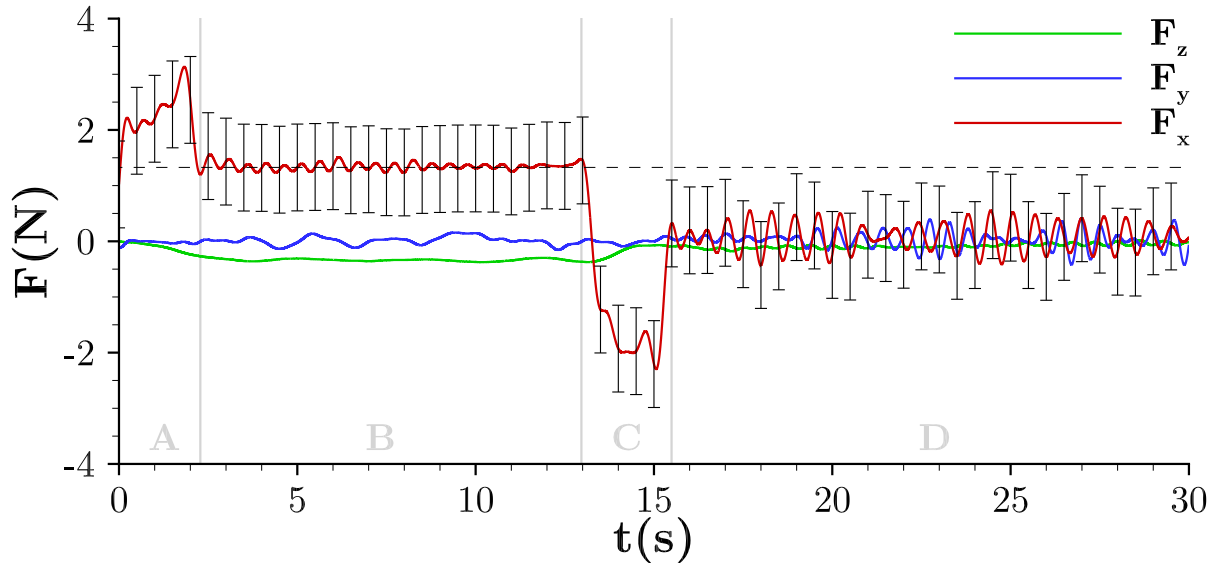


Figure 2.23 – Résistance à l'avancement mesurée sur la carène CWn8 - $h = 0,483$ m, $F_L = 0,32$, en fonction du temps après le démarrage du chariot - Rouge : $F_x(N)$, bleu : $F_y(N)$, vert : $F_z(N)$.

II.2.1.2 Incertitudes de mesure

L'incertitude liée à la mesure de résistance à l'avancement avec ce dispositif expérimental peut-être quantifiée en suivant la procédure proposée par la méthode GUM (Guide to the expression of Uncertainty in Measurement [GUM, 1995]). Les principales sources d'incertitudes sont l'erreur e_d due à la dérive de l'amplificateur de charge le temps de l'acquisition (accumulation des charges provenant du montage piézoélectrique dans la balance), l'erreur de linéarité e_l et l'erreur de résolution e_r de la balance. La méthode de calcul va être détaillée pour calculer l'incertitude de mesure élargie $I_{F_x}(N)$ pour la voie F_x . Les mêmes calculs seront ensuite appliqués pour déterminer les incertitudes de mesure élargies $I_{F_y}(N)$ et $I_{F_z}(N)$.

Les fiches techniques et certificats de calibration de la balance et de l'amplificateur de charge fournissent les informations recensées dans le tableau donné sur la figure 2.24, nécessaires à l'estimation des incertitudes-types liées à chaque erreur.

Grandeur	Notation	Unité	Valeur voie F_x	Valeur voie F_y	Valeur voie F_z
Pleine échelle	PE	N	500	500	2000
Dérive de l'amplificateur de charge	d	pC/s	0,04	0,01	0,01
Sensibilité de la balance ¹	s	pC/N	7,732	7,648	3,613
Non-linéarité de la balance ²	l	$\%PE$	$\pm 0,15$	$\pm 0,11$	$\pm 0,09$
Résolution de la balance	r	N	0,01	0,01	0,02

1 : pour les plages de mesure $0 < F_x < 500 N$, $0 < F_y < 500 N$, $0 < F_z < 2000 N$,
2 : incertitudes élargies issues du certificat de calibration.

Figure 2.24 – Informations issues des fiches techniques et des certificats de calibration de la balance Kistler 9272 et de l'amplificateur de charge Kistler 5070A.

Erreur de dérive L'incertitude-type liée à l'erreur de dérive de la balance $i(e_d)$ dépend de la durée de l'acquisition, de la dérive et de la sensibilité de la balance. Le temps maximal observé entre le démarrage de l'acquisition et l'arrêt du bateau, lors des expériences, est de l'ordre de $t_{acqui} \approx 20 s$.

$$i_{F_x}(e_d) = \frac{d \times t_{acqui}}{s} = \frac{0,04 \cdot 10^{-9} pC/s \times 20 s}{7,732 \cdot 10^{-9} pC/N} = 0,103 N \quad (67)$$

Erreur de linéarité L'incertitude-type liée à l'erreur de justesse de la balance (non-linéarité) se déduit de l'incertitude élargie $I = k_I \times i_c$ donnée dans le certificat de calibration, k_I étant le facteur d'élargissement [GUM, 1995] (comme il n'est pas précisé dans le certificat de calibration, on prend la valeur usuelle $k_I = 2$ pour le calcul).

$$i_{F_x}(e_j) = \frac{I}{k_I} = \frac{l}{2} = \frac{0,15 \% \times 500 N}{2} = 0,375 N \quad (68)$$

Erreur de résolution L'incertitude-type liée à la résolution de la balance se calcule par une méthode de type B avec une loi normale :

$$i_{F_x}(e_r) = \frac{r}{2\sqrt{3}} = \frac{0,01 N}{2\sqrt{3}} = 2,89 \cdot 10^{-3} N \quad (69)$$

Incrtitude-type La contribution de chaque incrtitude-type i à l'incrtitude-type composée i_c se calcule par :

$$i_{c,F_x} = \sqrt{i(e_d)^2 + i(e_l)^2 + i(e_r)^2} = 0,39 N \quad (70)$$

Incrtitude élargie En prenant un facteur d'élargissement $k_I = 2$, l'incrtitude élargie I devient :

$$I_{F_x} = k_I \times i_{c,F_x} = 0,78 N \quad (71)$$

Cette incertitude de mesure est symbolisée par les barres d'erreur sur la figure 2.23 et peut représenter quasiment 50 % de la force mesurée, pour les faibles vitesses d'avancement du navire (faible valeur de résistance). La contribution de chaque source d'erreur à l'incertitude globale est :

Dérive	: $\approx 20 \%$
Non-linéarité	: $\approx 80 \%$
Résolution	: $< 1 \%$

L'erreur de non-linéarité augmente considérablement l'incertitude de mesure globale car elle est calculée avec la pleine échelle de la balance qui est de 500 N (le plus petit calibre), alors que les résistances mesurées sont inférieures à 20 N (voir partie résultat). Toutefois, il est important de préciser que l'erreur de non-linéarité sera plus importante pour des grandes valeurs de résistance que pour des faibles valeurs (voir figure 2.25).

Autres voies Le calcul d'incertitudes mené sur les voies F_y et F_z , avec les paramètres recensés dans le tableau 2.24 donne les incertitudes élargies suivantes ($k_I = 2$) :

$$I_{F_y} = 0,55 \text{ N} \quad (72)$$

$$I_{F_z} = 1,80 \text{ N} \quad (73)$$

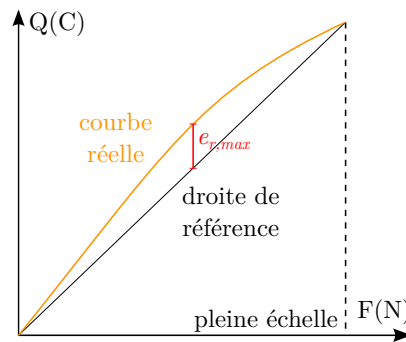


Figure 2.25 – Erreur de linéarité.

II.2.1.3 Calcul de la résistance de vagues

A partir des mesures de résistance à l'avancement du navire, il est possible de déduire la résistance de vagues en suivant la procédure fournie par l'International Towing Tank Conference dans des régimes maritimes [ITTC, 1957] (voir chapitre I, section I.3). Les courbes traçant la résistance de vagues déterminée expérimentalement en fonction de la vitesse du navire peuvent être comparées avec des calculs numériques de résistance de vagues. Un programme de calcul numérique sous Scilab a été développé par Morgan Pierre du Laboratoire de Mathématiques et Applications de l'Université de Poitiers, membre du groupe de travail Phydromat. Ce programme s'inspire des travaux de [Michelsen, 1960] [Kirsch, 1966] et [Tarafder, 2007]. Il est basé sur la méthode de calcul de la résistance proposée par Michell [Michell, 1898] en milieu infini et ses différentes applications aux cas de profondeur d'eau finie et/ou largeur de voie d'eau finie [Sretensky, 1936] [Sretensky, 1937] [Keldysh et Sedov, 1937]. Comme vu dans le premier chapitre, les formules de résistance de vagues font intervenir la forme de la carène $y(x, z)$ qui est connue dans le cas d'une carène de forme Wigley telles que celles qui font l'objet de l'étude. Le calcul de la résistance de Michell pour la carène $CWn2$ est détaillé ci-dessous.

Calcul numérique de la résistance de Michell d'une carène Wigley

Rappel La formule de résistance de Michell en milieu infini est :

$$R_{w,Michell} = \frac{4\rho g^2}{\pi U_b^2} \int_1^\infty (I^2 + J^2) \frac{\lambda^2}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} d\lambda \quad (74)$$

avec

$$I = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-T}^0 \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{\lambda^2 gz}{U_b^2}\right) \cos\left(\frac{\lambda gx}{U_b^2}\right) dx dz \quad (75)$$

$$J = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-T}^0 \frac{\partial y(x, z)}{\partial x} \exp\left(\frac{\lambda^2 gz}{U_b^2}\right) \sin\left(\frac{\lambda gx}{U_b^2}\right) dx dz \quad (76)$$

Calcul Le but du calcul est de déterminer les intégrales I et J pour une carène de forme $y(x, z)$. Pour cela, on pose :

$$A(\lambda) = I + iJ \quad \text{et} \quad \mu = g/U_b^2 \quad (77)$$

En utilisant $e^{i\mu\lambda x} = \cos(\mu\lambda x) + i\sin(\mu\lambda x)$, on obtient :

$$A(\lambda) = -i\mu \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-T}^0 y(x, z) e^{\mu\lambda^2 z + i\mu\lambda x} dx dz \quad (78)$$

En prenant le module $|A(\lambda)|^2 = I^2 + J^2$ on peut écrire :

$$R_{w,Michell} = \frac{4\rho g^2 \mu^2}{\pi} \int_1^\infty |A(\lambda)|^2 \frac{\lambda^2}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} d\lambda \quad (79)$$

Pour le cas général d'une carène Wigley dont la fonction de forme $y(x, z)$ est donnée par l'équation (54), on obtient :

$$A(\lambda) = \frac{B}{2} I_x(\lambda) I_z(\lambda) \quad (80)$$

avec :

$$I_x(\lambda) = -i\mu \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[1 - \left(\frac{2x}{L}\right)^n\right] e^{i\mu\lambda x} dx \quad (81)$$

$$I_z(\lambda) = \int_{-T}^0 S(z) e^{\mu\lambda^2 z} dz \quad (82)$$

Dans le cas de la carène Wigley à section rectangulaire $CWn2$ ($n = 2$ et $S(z) = 1$), l'intégration par partie des intégrales $I_x(\lambda)$ et $I_z(\lambda)$ donne :

$$I_x(\lambda) = \frac{8i}{L\mu\lambda} \cos(\mu\lambda L/2) - \frac{16i}{L^2\mu^2\lambda^2} \sin(\mu\lambda L/2) \quad (83)$$

$$I_z(\lambda) = \frac{1 - e^{-\mu\lambda^2 T}}{\mu\lambda^2} \quad (84)$$

On peut donc calculer la résistance de Michell en milieu infini pour une vitesse d'avancée U_b en utilisant les équations (79), (80), (83) et (84). La résistance de vagues d'une carène Wigley en profondeur d'eau finie et/ou largeur de voie d'eau finie [Sretensky, 1936] [Sretensky, 1937] [Keldysh et Sedov, 1937] peut se calculer alors suivant la même méthode de calcul. La comparaison des mesures expérimentales de résistance de vagues et des calculs numériques sera donc possible.

II.2.2 Visualisation du batillage par caméra rapide

En parallèle des mesures de résistance à l'avancement, des visualisations par caméra rapide ont été effectués à travers les hublots latéraux du canal de traction. Une caméra Photron Fastcam SA1 de résolution 1024×1024 pixels montée d'un objectif Sigma 28mm F1.8 DG ASP est placée sur le côté du canal à une position $X \approx 8 \text{ m}$ (figure 2.26). L'éclairage est assuré avec un spot halogène branché sur un variateur, visant la paroi opposée au hublot pour avoir un maximum de contraste entre l'eau et l'air (figure 2.27). L'image prise par la caméra couvre la totalité du hublot, d'une largeur de 96 cm , et est coupée à une hauteur d'environ 25 cm . Les acquisitions sont synchronisées avec le départ du chariot et sont effectuées avec le logiciel Photron FASTCAM Viewer, à une fréquence d'acquisition $f_{\text{acqui}} = 125 \text{ fps}$ et un temps d'exposition $t_{\text{exp}} = 5 \text{ ms}$.

Un exemple d'images brutes acquises par la caméra à différents pas de temps est donné sur la figure 2.28. Un programme développée en langage C++, basé sur la librairie SLIP [Tremblais et David, 2010], traite ensuite les images acquises et les associe, à partir de la position du navire qui est connue à chaque pas de temps, pour reconstruire la totalité du champ de vision, dont l'utilisateur définit la taille (figure 2.29).

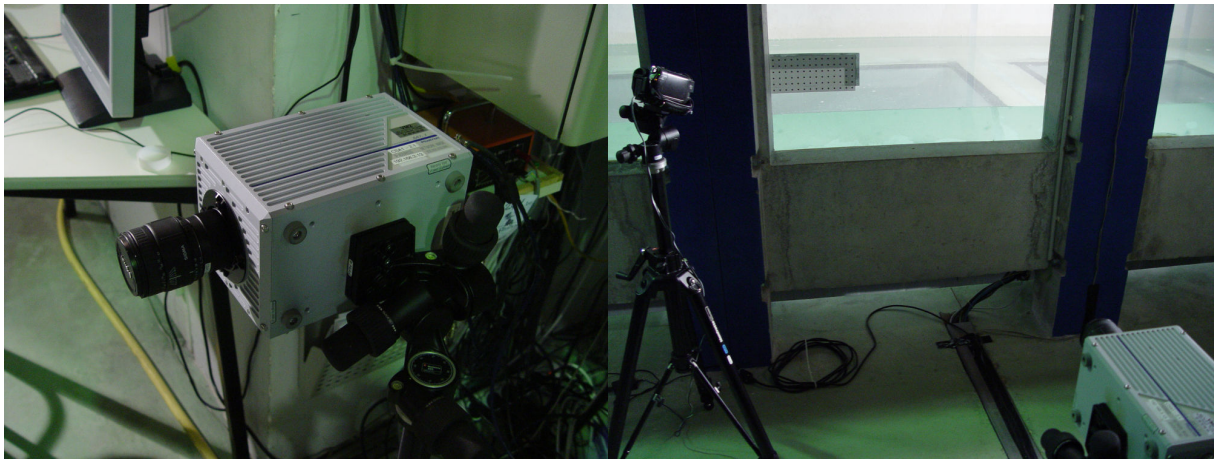


Figure 2.26 – Dispositif expérimental de visualisation de côté par caméra rapide.

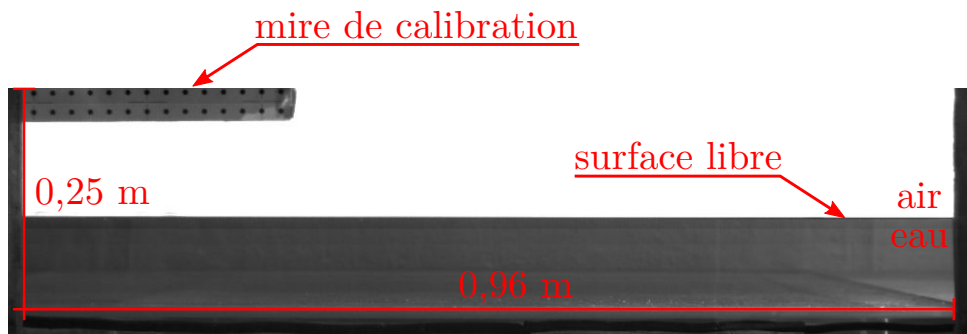


Figure 2.27 – Fenêtre de visualisation.

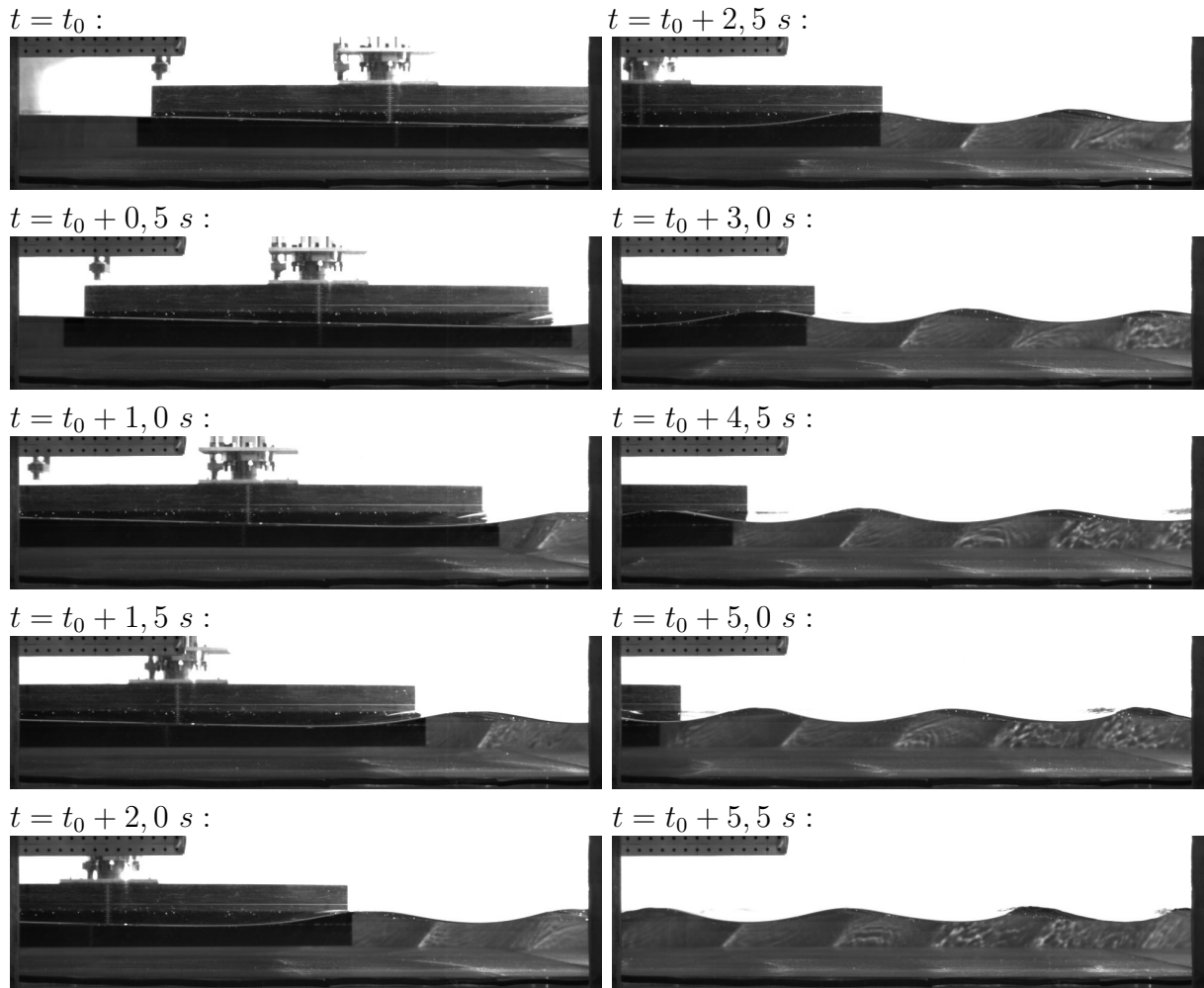


Figure 2.28 – Exemple d’images brutes acquises par la caméra rapide.

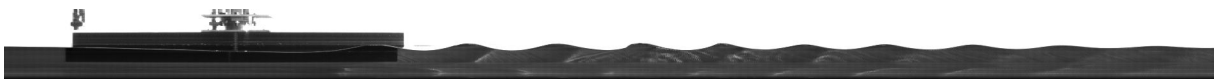


Figure 2.29 – Exemple d’image reconstruite ($L_{\text{visu}} \approx 4,50m$).

II.2.3 Mesure de déformée de surface libre

II.2.3.1 Choix de la méthode

Des expériences préliminaires sur le sillage généré par un profil mince de forme elliptique ont été effectuées au début de la thèse, afin de prendre en main le dispositif expérimental. Cette forme de profil a été choisie afin de représenter de manière simplifiée une carène de navire. Pour mesurer les déformées de surface libre, des capteurs ponctuels de hauteur d'eau (sondes résistives) ont été mis en place dans le canal et les sillages générés par un profil de longueur $L = 14 \text{ cm}$ et d'épaisseur $B = 1,4 \text{ cm}$ ont été mesurés pour des vitesses $U_b \in [0, 40 ; 1, 20] \text{ m.s}^{-1}$, dans une hauteur d'eau $h = 50 \text{ cm}$ (donnant donc des nombres de Froude $F_L \in [0, 34 ; 1, 02]$ et $F_h \in [0, 18 ; 0, 54]$). Sept capteurs ont été placés dans le canal, avec une résolution spatiale transversale $\Delta Y = 7,5 \text{ cm}$ (espacement des sondes) et la fréquence d'acquisition est $f_{\text{acqui}} = 1 \text{ kHz}$. Le résultat donné sur la figure 2.30 montre un exemple de sillages mesurés pour des nombres de Froude de longueur $F_L = 0,43$ à $F_L = 1,02$. Les résultats permettent d'étudier l'influence de la vitesse sur les caractéristiques du sillage et mettent en avant notamment une disparition des ondes transverses pour des nombres de Froude de longueur élevés.

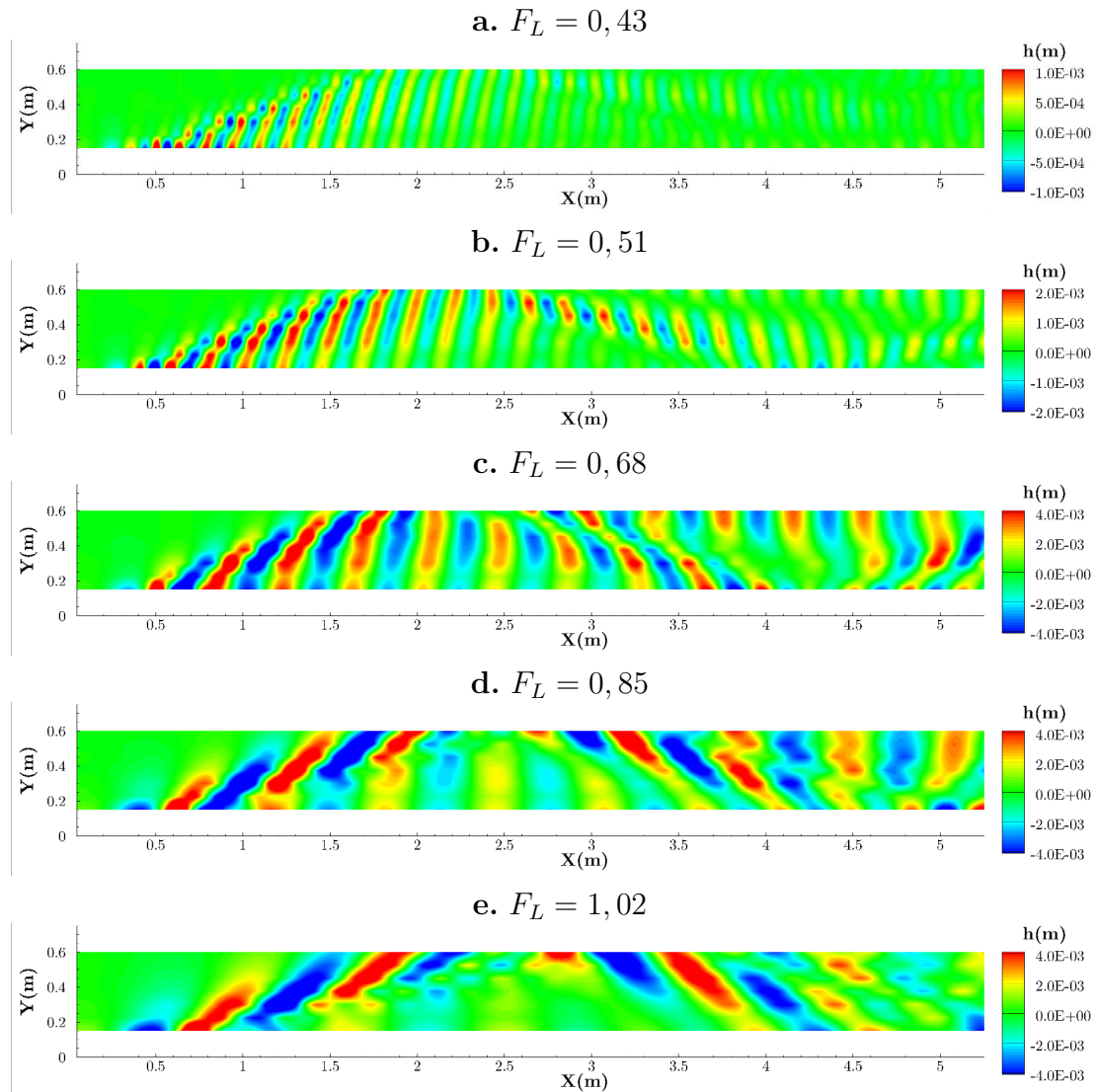


Figure 2.30 – Sillages générés par le profil elliptique à des nombres de Froude (a) $F_L = 0,43$, (b) $F_L = 0,51$, (c) $F_L = 0,68$, (d) $F_L = 0,85$ et (e) $F_L = 1,02$.

Toutefois, afin de mener une analyse fine et détaillée des sillages générés par le profil, il est nécessaire de passer dans l'espace de Fourier, plus approprié à l'étude des systèmes ondulatoires. En menant une analyse spectrale des sillages, inspirée de la méthode proposée par [Gomit *et al.*, 2014] et décrite à la fin de ce chapitre, une représentation des sillages dans l'espace spectral est obtenue (exemple figures 2.31 et 2.32 pour $F_L = 0,51$ et $F_L = 0,85$). La qualité du spectre obtenu avec la mesure par sondes résistives n'est pas bonne, à cause de la faible résolution spatiale transversale obtenue à partir des mesures ponctuelles et à cause du manque d'informations sur certaines zones du sillage mesuré (au niveau des parois et au centre de la voie d'eau, là où les sondes ne peuvent être positionnées).

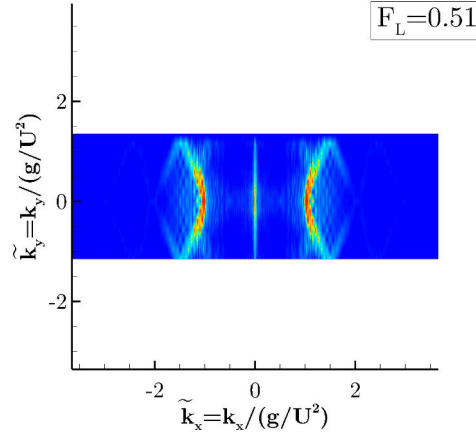


Figure 2.31 – Représentation spectrale du sillage généré par le profil elliptique, $F_L = 0,51$.

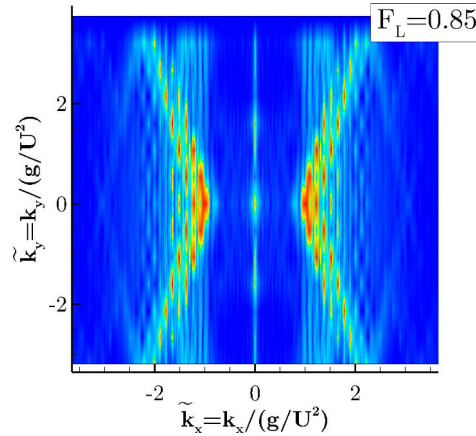


Figure 2.32 – Représentation spectrale du sillage généré par le profil elliptique, $F_L = 0,85$.

Ces observations ont donc naturellement motivé le choix d'utiliser les méthodes de mesures optiques pour la mesure de sillages de navires en bassin des carènes, développées dans le cadre de la thèse de Gomit [Gomit, 2013] au sein de l'Institut Pprime. En effet, ces méthodes de mesures non-intrusives permettent d'obtenir une mesure du champ de vagues dans son intégralité (donc une grande étendue de mesure), avec une fine résolution spatiale. Les sillages ont été mesurés avec deux méthodes de mesures de déformée de surface libre, basées sur un principe de stéréovision, appelées stéréo-corrélation et stéréo-réfraction [Chatellier *et al.*, 2013] [Gomit *et al.*, 2013]. Dans un premier temps, le dispositif expérimental propre à ces méthodes de mesure sera présenté. L'étape de calibration des caméras sera ensuite détaillée et expliquée. Pour finir, les principes de reconstruction de surface libre à partir des images acquises seront présentés.

II.2.3.2 Dispositif expérimental des méthodes optiques stéréoscopiques

Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.33. Il est constitué de deux caméras placées $1,5\text{ m}$ au dessus de la surface libre, visant la même zone avec un angle de 35° par rapport à l'axe vertical et un angle de $\pm 15^\circ$ par rapport à l'axe longitudinal du canal. Les caméras sont montées sur des rotules photo Manfrotto pour permettre un réglage précis de l'angle, qui est repéré par des graduations sur la rotule. La zone commune couverte par les caméras fait environ $0,90\text{ m}$ de long pour $0,75\text{ m}$ de large (demi-largeur du canal).

Les mesures par stéréo-corrélation ont été effectuées avec des caméras Jai RM-4200 CL, de résolution 2048×2048 pixels, montées chacune d'un objectif Nikkor AF 28mm 1:2,8. Les mesures par stéréo-réfraction ont été réalisées avec des caméras Dantec SpeedSense 1040, de résolution 2320×1726 pixels, montées elles aussi d'objectifs Nikkor AF 28mm 1:2,8. Les acquisitions des images sont assurées par un système R&D Vision composé du logiciel d'acquisition Hiris piloté par un boîtier EG, synchronisant les acquisitions avec le départ du bateau et fixant le temps d'exposition des capteurs des caméras $t_{exp} = 10\text{ ms}$ et la fréquence d'acquisition $f_{acqui} = 10\text{ fps}$. Ce système de synchronisation permet également de fixer un temps d'attente avant l'acquisition des images, le temps que le bateau atteigne la zone de mesure.

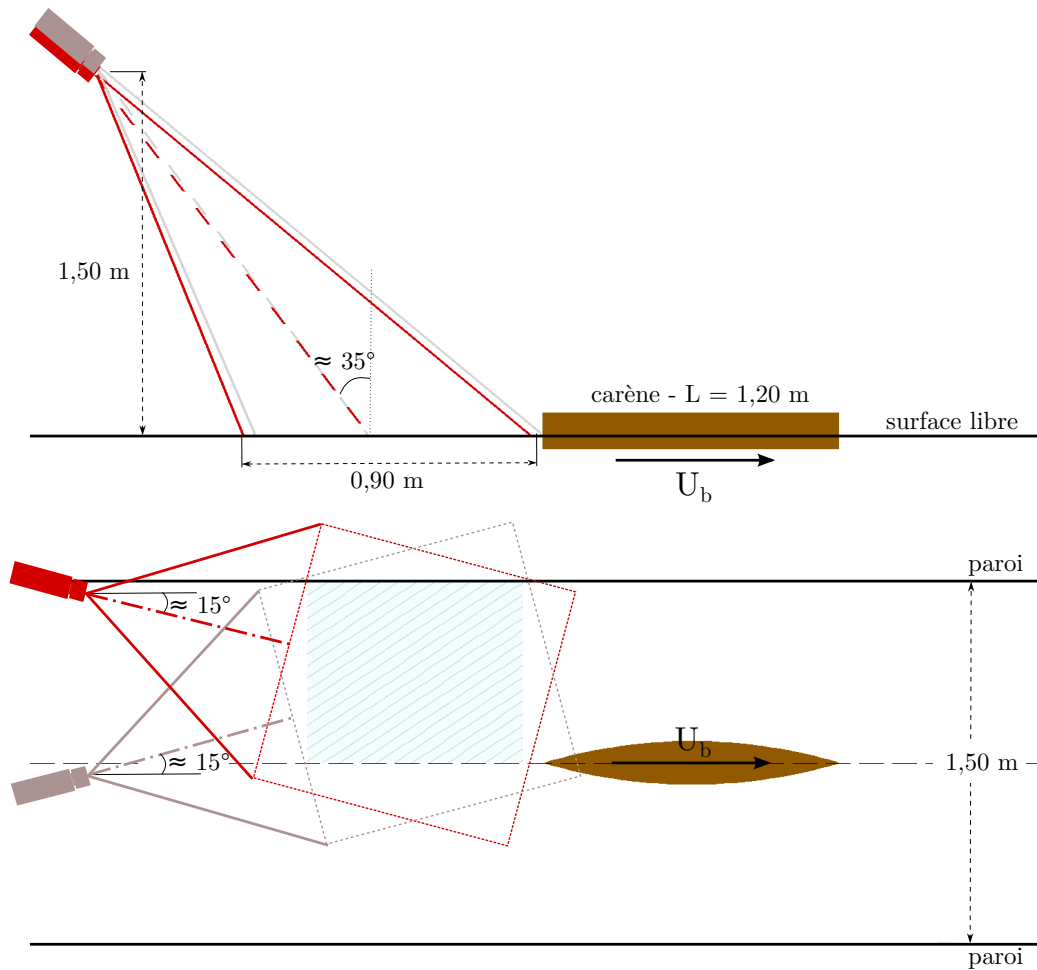


Figure 2.33 – Schéma du dispositif expérimental des méthodes de mesure optiques de surface libre.

II.2.3.3 Calibration des caméras

Principe La calibration des caméras est une étape cruciale et très importante à passer avant de commencer les mesures. En effet, il est nécessaire de déterminer de manière précise la relation mathématique reliant le repère objet dans le référentiel du laboratoire au repère du capteur de la caméra (figure 2.34). Le but de la calibration des caméras est de déterminer les relations de passage f_1 et f_2 reliant les coordonnées tridimensionnelles d'un point de l'espace $P(X, Y, Z)$ avec les coordonnées bidimensionnelles de sa projection $p_1(u_1, v_1)$ et $p_2(u_2, v_2)$ sur l'image de chaque caméra [Callaud, 2003][Gomit, 2013] (figure 2.35).

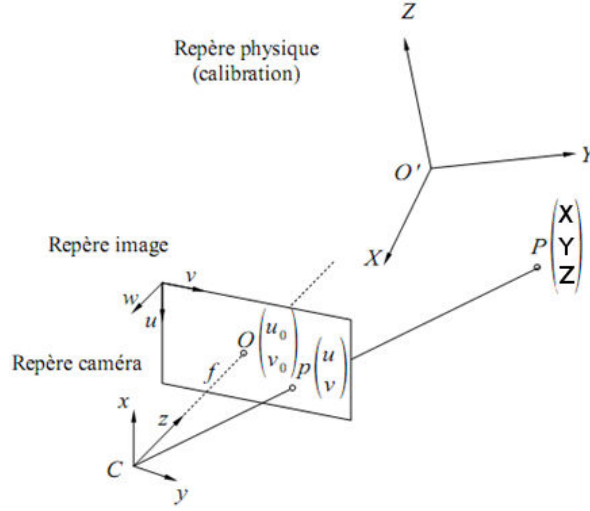


Figure 2.34 – Repère objet (O', X, Y, Z) , repère caméra (C, x, y, z) et repère image (O, u, v) [Gomit, 2013].

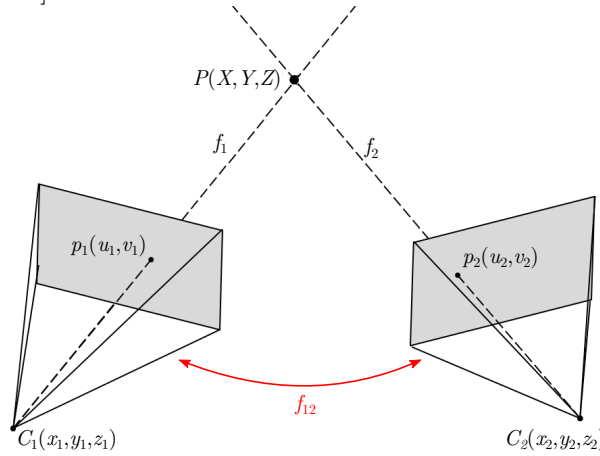


Figure 2.35 – Calibration d'un montage stéréoscopique [Gomit, 2013].

Les fonctions f_1 et f_2 sont définies par le produit d'une matrice A_i composée d'une matrice rotation et d'une matrice translation, reliant le repère objet au repère caméra, et d'une matrice I_{C_i} , reliant le repère caméra au repère image [Riethmuller *et al.*, 2012]. Le modèle de caméra f_i pour chaque caméra se calcule alors avec les équations (85) et (86).

$$\begin{pmatrix} u_i \\ v_i \\ 1 \end{pmatrix} = I_{C_i} \times A_i \times \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} = f_i \times \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \quad (85)$$

$$f_i = \begin{bmatrix} A_{u_i} \cdot r_{11_i} + u_{0_i} \cdot r_{31_i} & A_{u_i} \cdot r_{12_i} + u_{0_i} \cdot r_{32_i} & A_{u_i} \cdot r_{13_i} + u_{0_i} \cdot r_{33_i} & A_{u_i} \cdot t_{X_i} + u_{0_i} \cdot t_{Z_i} \\ A_{v_i} \cdot r_{21_i} + v_{0_i} \cdot r_{31_i} & A_{v_i} \cdot r_{22_i} + v_{0_i} \cdot r_{32_i} & A_{v_i} \cdot r_{23_i} + v_{0_i} \cdot r_{33_i} & A_{v_i} \cdot t_{Y_i} + v_{0_i} \cdot t_{Z_i} \\ r_{31_i} & r_{32_i} & r_{33_i} & t_{Z_i} \end{bmatrix} \quad (86)$$

A_{u_i} , A_{v_i} , u_{0_i} et v_{0_i} traduisent les paramètres intrinsèques de la caméra, qui ne dépendent donc que de son réglage (objectif employé, positionnement du capteur CCD, grossissement, etc.). Les éléments r_{ab_i} ($a, b = 1, 2, 3$), t_{X_i} , t_{Y_i} et t_{Z_i} représentent quant à eux les paramètres de rotation et de translation de la matrice A_i . La figure 2.36 représente schématiquement la construction du modèle de caméra reliant le repère image au repère objet [Riethmuller *et al.*, 2012].

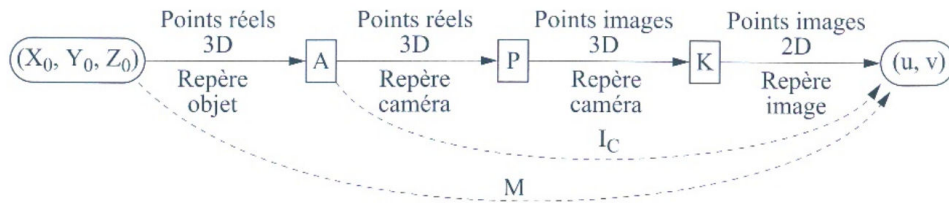


Figure 2.36 – Schématisation du modèle géométrique d'une caméra en l'absence d'aberrations optiques (modèle sténopé) [Riethmuller *et al.*, 2012]. (X_0, Y_0, Z_0) et (u, v) représentent respectivement les coordonnées des points dans le repère objet et dans le repère image. A et I_C sont les matrices utilisées pour le calcul de la fonction de passage f_i de la caméra (représentée par M ici). P et K sont les matrices de perspective et d'échelle, intrinsèques au capteur optique ($I_C = K \times P$).

Une méthode classique pour calibrer une caméra dans un espace tridimensionnel est de translater une mire de calibration. Pour cela, une mire bidimensionnelle est placée dans le canal et la première étape de la calibration consiste à prendre des images de cette mire déplacée avec le chariot à différentes positions longitudinales, sur chaque caméra (figure 2.37). La profondeur de champ des caméras doit être assez importante pour avoir une image de la mire nette sur toute la zone de mesure, ce qui impose une petite ouverture d'objectif. Toutefois, diminuer l'ouverture de la caméra pose un problème de luminosité et de contraste pour les points de la mire. Ainsi il est nécessaire de procéder à la calibration dans le noir en ayant une source de lumière ponctuelle sur la mire (projecteurs). La figure 2.38 est un montage montrant les images de la mire prises à différentes positions longitudinales, sur chaque caméra. Les croix représentent des points particuliers utilisés pour la deuxième étape de la calibration qui est la recherche des coordonnées (u, v) dans le repère image des points de la mire, dont leurs positions (X, Y, Z) dans le repère objet sont connues. Pour cela, un algorithme traite les images pour extraire les points de la mire et détermine leurs positions dans le repère image. Les paramètres d'entrée de l'algorithme sont les positions longitudinales des dix plans de la mire (déterminés à partir du programme de contrôle du chariot), les coordonnées images des points particuliers de la mire (figure 2.38) et le pas de la mire ($50 \times 50 \text{ mm}^2$). Les paramètres de filtrage de l'image sont également renseignés (type de filtre, seuil, taille, etc.). Une fois cette étape effectuée, chaque point de la mire est identifié par ses coordonnées dans le repère objet (X, Y, Z) et ses coordonnées dans le repère image (u, v) . Les fonctions de transfert f_1 et f_2 , c'est à dire les modèles de caméra, sont calculés par un algorithme dédié en utilisant au choix un modèle de sténopé (ou pin-hole en anglais), modèle de distorsion ou modèle de Soloff [Calluau, 2003] [Gomit, 2013]. Ces modèles de caméra sont le résultat final de la calibration des caméras et seront utilisés pour la reconstruction de la déformée de surface libre lors des mesures.

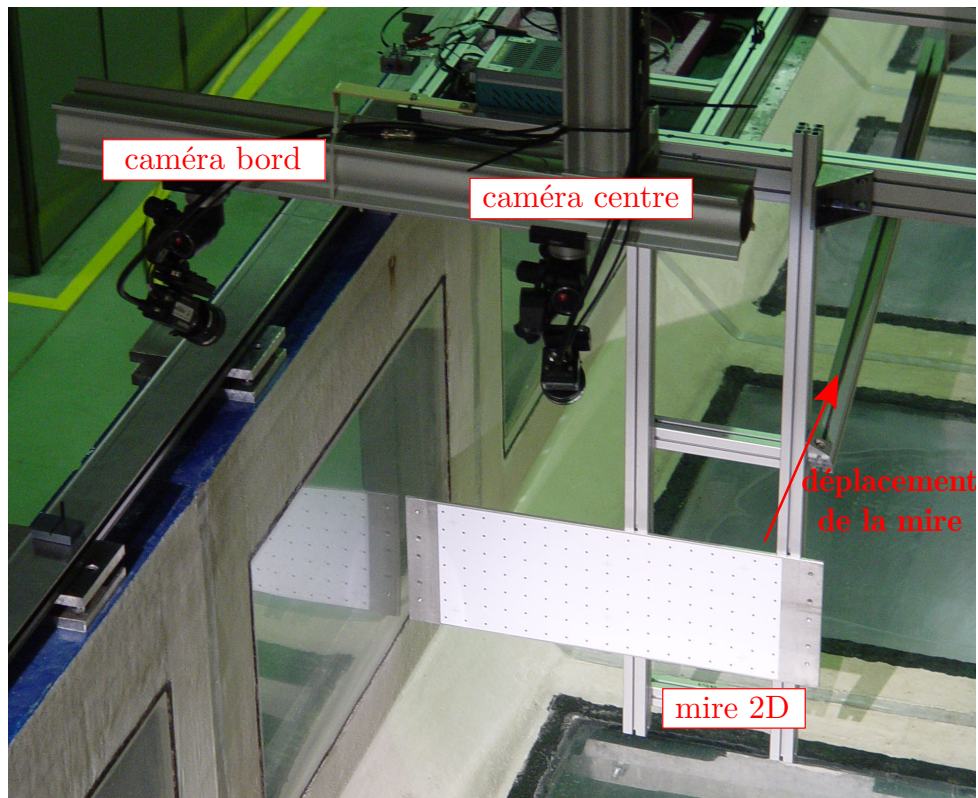


Figure 2.37 – Photo du dispositif expérimental pour la calibration des caméras.

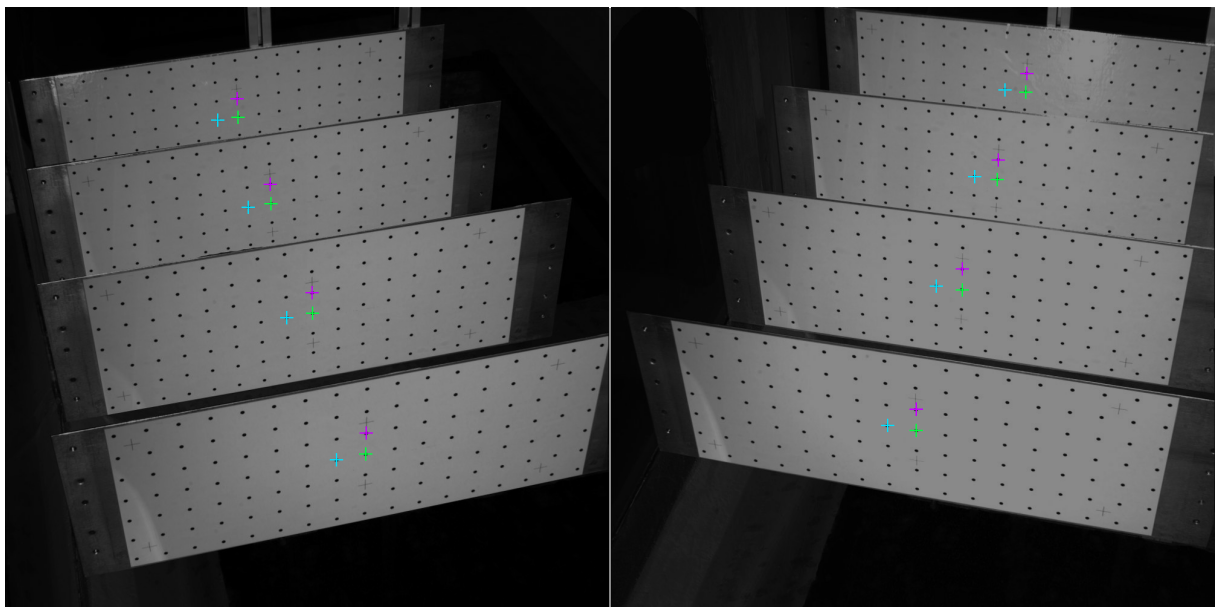


Figure 2.38 – Montage d'images de la mire à différentes positions longitudinales, vues par la caméra placée au bord du canal (gauche) et celle au centre du canal (droite). Les croix représentent des points particuliers de la mire, utilisés pour la calibration des caméras. Vert : point central, bleu : point voisin horizontal, violet : point voisin vertical.

Précision de la calibration La précision de la calibration peut être estimée en calculant l'erreur liée à la transformation des coordonnées images vers les coordonnées objets [Gomit, 2013]. En effet, à partir des modèles de caméra issus de la calibration et des coordonnées images des points de la mire sur chaque caméra, il est possible de reconstruire les coordonnées objets tridimensionnelles de chaque point de la mire (n points au total). On peut donc ensuite comparer les coordonnées reconstruites (X_{ri}, Y_{ri}, Z_{ri}) aux coordonnées réelles (X_i, Y_i, Z_i) de chaque point i de la mire, en calculant les écarts (équations (87)), les écarts moyens (équations (88)) et les erreurs quadratiques moyennes des écarts (équations (89)). Les erreurs de projection calculées après la calibration des caméras pour chaque série de mesure sont recensées dans le tableau 2.39. Le modèle utilisé est un modèle de distorsion, modélisant les distorsions radiale (ordre 3), de décentrage et prismatique [Calluaud, 2003] [Gomit, 2013]. On remarque que les erreurs de projection sont inférieures à 1 mm pour chaque modèle de caméra, avec néanmoins des erreurs plus élevées pour la caméra placée au centre du canal.

$$\begin{aligned} |E_{Xi}| &= |X_i - X_{ri}| \\ |E_{Yi}| &= |Y_i - Y_{ri}| \\ \|E_{Xi}, E_{Yi}\| &= \sqrt{(X_i - X_{ri})^2 + (Y_i - Y_{ri})^2} \end{aligned} \quad (87)$$

$$\begin{aligned} \overline{|E_X|} &= \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Xi}) \\ \overline{|E_Y|} &= \frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Yi}) \\ \overline{\|E_X, E_Y\|} &= \frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{Xi}, E_{Yi}\|) \end{aligned} \quad (88)$$

$$\begin{aligned} |E_X|' &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Xi}^2)} \\ |E_Y|' &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (E_{Yi}^2)} \\ \|E_X, E_Y\|' &= \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (\|E_{Xi}, E_{Yi}\|^2)} \end{aligned} \quad (89)$$

Méthode	Configuration	Caméra	$ E_X '$	$ E_Y '$	$\ E_X, E_Y\ '$
Stéréo-corrélation	Eau profonde	Bord	0,359	0,161	0,394
		Centre	0,792	0,606	0,997
Stéréo-corrélation	Eau peu profonde	Bord	0,863	0,232	0,893
		Centre	0,827	0,233	0,860
Stéréo-réfraction	Eau peu profonde	Bord	0,472	0,224	0,522
		Centre	0,691	0,559	0,889

Figure 2.39 – Erreurs de projection (en mm) de la calibration des caméras pour chaque série de mesures.

II.2.3.4 Méthode de stéréo-corrélation

Principe de mesure Cette méthode de mesure est basée sur l'appariement d'images stéréoscopiques par corrélation (figure 2.40), par un algorithme proche de ceux utilisés en PIV (Particle Image Velocimetry). Une étape de triangulation est ensuite utilisée pour reconstruire la surface. Elle est basée la méthode de projection HNC (Hauteur, Normale, Courbure) proposée par [Chatellier *et al.*, 2013], dont le principe est détaillé dans la thèse de Gomit [Gomit, 2013] : cette méthode consiste à représenter le domaine fluide par un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) où le plan $(x, y, 0)$ correspond à un plan de référence (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 et la hauteur, l'orientation et la courbure de cette portion de

surface sont ensuite recherchées. Pour cela, à chacun de ces points d'intérêt (x_0, y_0) , un prédictor de l'état de l'interface (hauteur, orientation courbure) est estimé. A partir de ce prédictor, 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. 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 le coefficient d'inter-corrélation c 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.

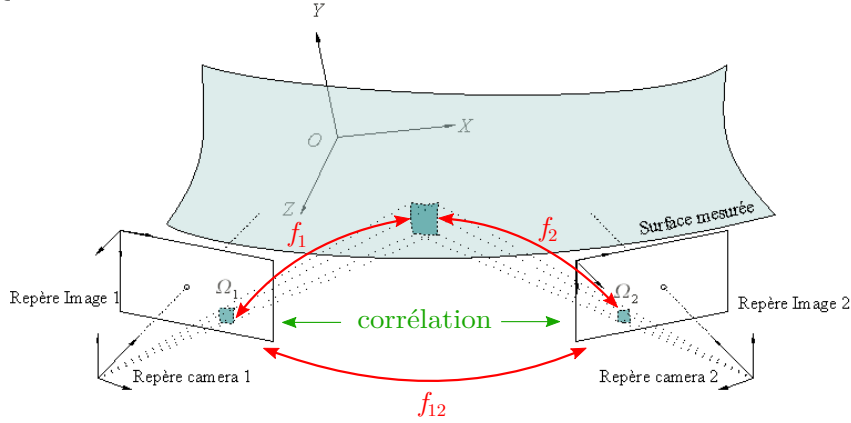


Figure 2.40 – Corrélacion d'images stéréoscopiques pour la reconstruction d'une portion de surface [Gomit, 2013].

Ensemencement de la surface libre Pour pouvoir procéder aux corrélacions de couples d'images issues du système stéréoscopique, il est nécessaire de marquer la surface à caractériser. Une des solutions est d'ensemencer cette surface de particules flottantes et d'enregistrer au cours du temps les images de la surface déformée, sur chaque caméra. La méthode développée par [Gomit, 2013] utilisait des particules synthétiques de polypropylène, de forme sphérique et de diamètre moyen d'environ 3 – 5 mm. Ces particules, lorsqu'elles sont en contact avec l'eau, ont une forte tendance à s'agglomérer en raison de l'électricité statique. De ce fait, la qualité des images acquises est détériorée puisque des amas de particules se forment à la surface de l'eau, rendant difficiles les calculs de corrélacion sur les images de la déformée de surface libre, nuisant à la qualité du champ de vagues reconstruit. De plus, il était nécessaire de faire sécher ces particules pendant une heure à l'étuve pour pouvoir les séparer afin de les réutiliser pour ensemencer la surface libre pour une future acquisition. Ces nombreux inconvénients ont poussé à utiliser de nouvelles particules pour l'ensemencement de la surface, moins sujettes au phénomène d'électricité statique, pour éviter leur agglomération. Les contraintes pour le choix des particules d'ensemencement sont nombreuses. Premièrement, il faut que les particules soient de couleur claire pour avoir suffisamment de contraste entre la surface et les particules, lors de l'acquisition des images. Deuxièmement, leur taille ne doit pas être trop importante pour capter au mieux les courbures des vagues générées par le navire. Pour finir, leur densité doit être inférieure à celle de l'eau pour qu'elles puissent flotter à la surface de l'eau. Pour répondre à ces critères, des particules de perlite de densité $\rho_p \in [40; 150] \text{ kg.m}^{-3}$ et d'un diamètre maximal de 4 mm ont été utilisées. La perlite est obtenue par chauffage à haute température d'un silicate naturel d'origine volcanique, c'est donc un produit naturel qui est beaucoup moins impacté par l'électricité statique qu'un produit synthétique tel que le polypropylène.

Acquisition des images et reconstruction de déformée de surface libre Une fois la surface libre ensemencée, le bateau est lancé et l'acquisition des paires d'images est synchronisée avec le démarrage du chariot. Ensuite un programme dédié traite les paires d'images pour reconstruire le champ de vagues associé à chaque pas de temps. L'utilisateur définit notamment la grille cartésienne sur laquelle sont calculées les déformations, ainsi que la taille des fenêtres de corrélation. Dans le cadre de l'étude, la grille est de dimensions $X \times Y = 0,80 \times 0,75 \text{ m}^2$ avec une résolution de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et la hauteur est calculée au dixième de millimètre. La figure 2.41 donne un exemple de déformée de surface libre reconstruite sur une moitié de canal autour de la carène. Une fois les champs de vagues calculés à chaque pas de temps, un algorithme reconstruit le sillage complet autour du navire (voir section II.2.3.6 : "Reconstruction du sillage de navire").

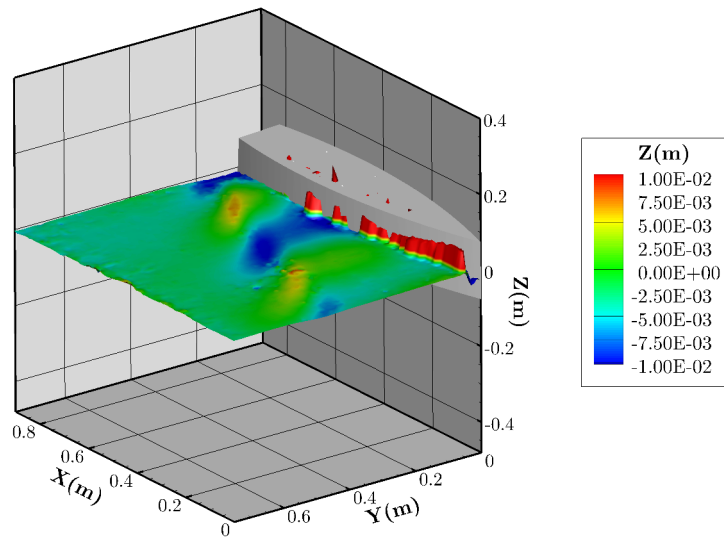


Figure 2.41 – Reconstruction de la déformée surface libre.

II.2.3.5 Méthode de stéréo-réfraction

Lors des mesures de sillages en présence de courant, la méthode de mesure de déformée de surface libre par stéréo-corrélation ne peut pas être mise en place, les particules ne restant pas dans la zone de mesure car elles sont emmenées par le courant. Pour pallier à ce problème, une méthode de mesure optique par stéréo-réfraction, basée sur la méthode développée par [Gomit *et al.*, 2013], a été mise en place. Cette méthode est basée sur le principe de réfraction des rayons lumineux à l'interface entre l'eau et l'air, permettant de déterminer la déformée de surface libre à partir des déformations d'un motif placé sous la surface de l'eau (figures 2.42 et 2.43). Les images du motif déformé par la surface libre au passage du bateau sont acquises et un algorithme calcule ensuite les déplacements (en pixels) du motif apparent sur le repère image, à partir des corrélations entre l'image de référence et l'image déformée du motif. Le résultat de ce calcul est donné sur la figure 2.44 pour chaque caméra. Les vecteurs calculés au niveau du bateau (sur la droite de la zone de mesure) sont erronés en raison des zones d'ombre sous la carène. Un zoom effectué sur le champ de vecteur calculé pour la caméra placée au centre (rectangle noir sur la figure 2.44, droite) met en évidence les déplacements du motif au niveau des vagues du sillage (figure 2.45) ainsi que le maillage sur lequel sont calculés les déplacements. Une fois les déplacements dans le repère image calculés, un algorithme reconstruit la déformée de surface libre en calculant les déplacements dans le repère objet, à partir du modèle de caméra calculé en calibration. Le résultat de ce calcul est donné sur la figure 2.46

sur laquelle est représenté à gauche le champ de vagues brut calculé par l'algorithme. Le maillage sur lequel est calculé ce champ de vagues n'est pas cartésien, cela pose donc un soucis pour la reconstruction de la déformée de surface libre autour du navire à partir des champs de vague calculés à chaque pas de temps. Ainsi, il est nécessaire d'interpoler le champ de vagues sur une grille cartésienne définie par l'utilisateur (droite de la figure). Une fois cette interpolation effectuée à chaque pas de temps, le sillage complet est reconstruit.

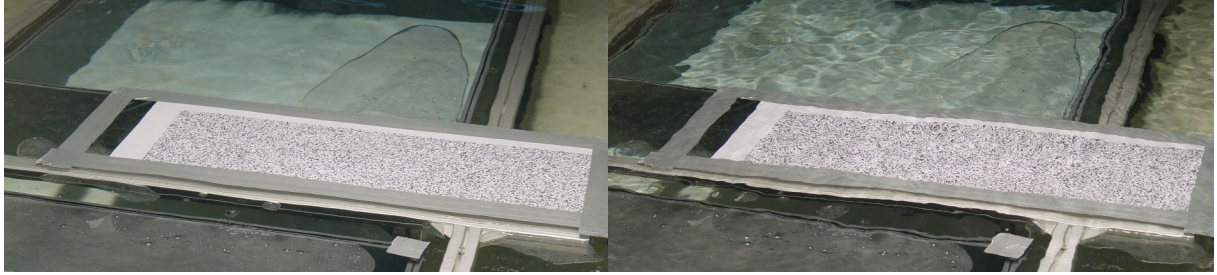


Figure 2.42 – Déformation du motif placé au fond du canal. Gauche : au repos, droite : déformé.

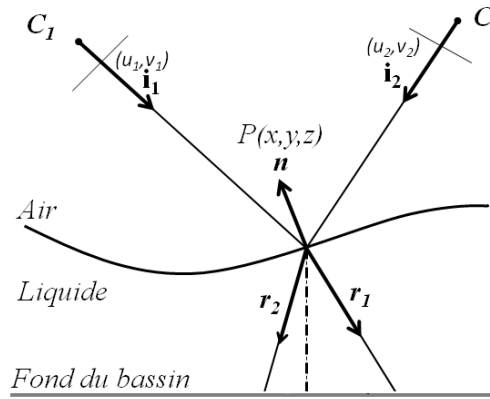


Figure 2.43 – Principe de stéréo-réfraction [Gomit *et al.*, 2013].

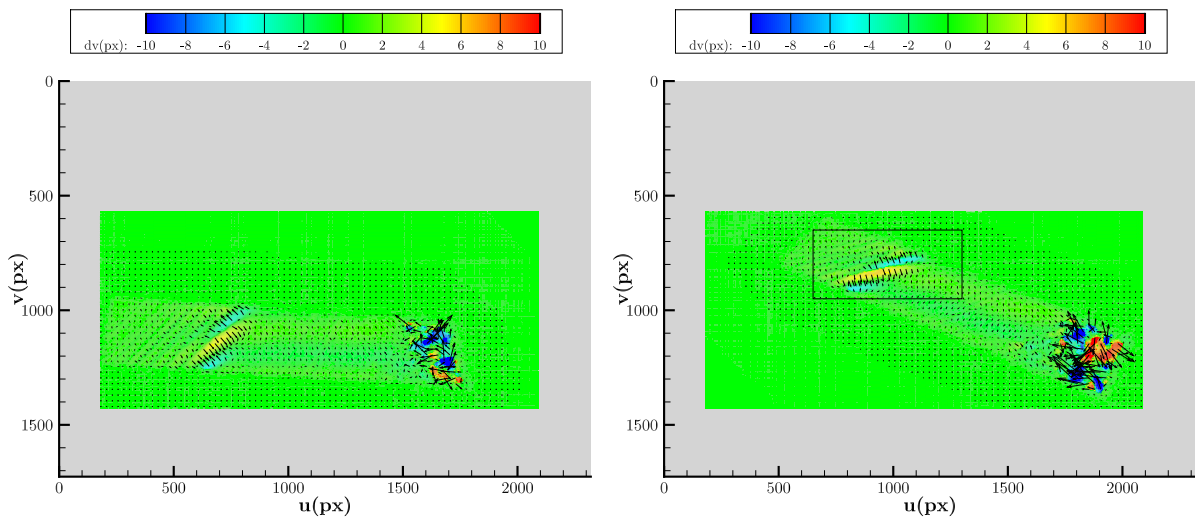


Figure 2.44 – Corrélation de l'image déformée avec l'image de référence sur chaque caméra. Gauche : caméra bord - droite : caméra centre. La zone grise représente la taille de l'image acquise ($2320 \times 1726 \text{ px}^2$) et la zone colorée la zone sur laquelle sont calculées les corrélations. Les vecteurs représentent les déplacements en pixels du et dv calculés en chaque point de l'image de coordonnée (u, v) . Pour des raisons de lisibilité, seul un vecteur sur cinq est représenté. Le rectangle noir représente la zone sur laquelle un zoom est effectué figure 2.45.

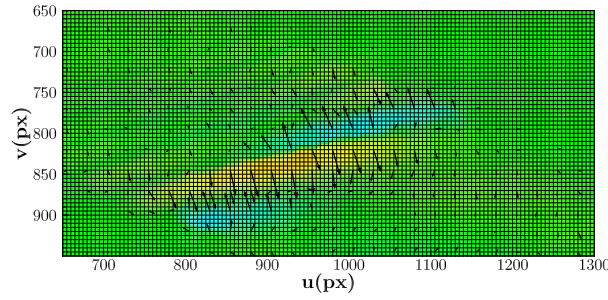


Figure 2.45 – Zoom sur les déplacements calculés au niveau des vagues du sillage (rectangle noir sur la figure 2.44, droite). La grille représente le maillage sur lequel sont calculés les déplacements.

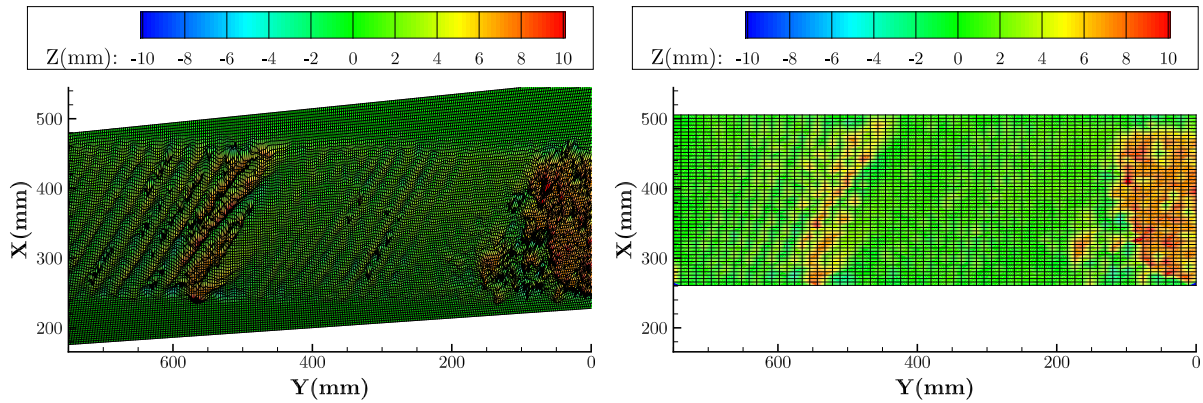


Figure 2.46 – Calcul de la déformée de surface libre dans le repère objet. Gauche : champ de vagues brut, grille non cartésienne - droite : champ de vagues interpolé sur une grille cartésienne.

II.2.3.6 Reconstruction du sillage de navire

A partir des méthodes optiques de stéréo-corrélation et stéréo-réfraction, le champ de vagues sur la demi-largeur du canal est obtenu à chaque pas de temps de l'acquisition (environ 200 champs instantanés). Chaque mesure est effectuée trois fois, avec les mêmes paramètres d'acquisition (fréquence d'acquisition, taille des fenêtres de corrélation, résolution spatiale, etc.) pour vérifier la reproductibilité du calcul du champ de vagues mais également pour la reconstruction du sillage autour du navire.

Un algorithme traite alors les champs de vagues calculés à chaque pas de temps (figure 2.47). Dans un premier temps, une moyenne est effectuée sur les trois champs de vagues instantanés issus de chaque acquisition. Un critère sur le coefficient d'inter-corrélation c est appliqué afin d'exclure les points de mesure erronés ($c < 0,8$). Ensuite, le sillage complet est reconstruit, en effectuant une moyenne glissante sur les champs instantanés. Le décalage de la fenêtre glissante, noté dx sur la figure 2.47, est fonction de la vitesse du navire, de la fréquence d'acquisition et de la résolution spatiale du champ de vagues. Pour finir, une symétrie axiale est effectuée afin d'obtenir le champ de vagues sur l'intégralité de la largeur du canal $L_Y = W = 1,5 \text{ m}$. La longueur de la reconstruction L_X est directement liée au nombre d'images acquises et est de l'ordre de $10 - 15 \text{ m}$ pour 200 images.

La figure 2.48 montre un exemple de sillage reconstruit autour de la carène $CWn2$ à une vitesse $U_b = 0,80 \text{ m.s}^{-1}$ avec une hauteur d'eau $h = 0,483 \text{ m}$, correspondant donc à un nombre de Froude de longueur $F_L = U_b/\sqrt{gL} = 0,23$ et un nombre de Froude de hauteur $F_h = U_b/\sqrt{gh} = 0,37$. Les axes des abscisses et des ordonnées représentent respectivement la position longitudinale adimensionnée par la longueur du bateau X/L

et la position transversale adimensionnée par le maître-bau du navire Y/B . La hauteur d'eau est Z adimensionnée par la hauteur d'eau initiale h , le bleu foncé représentant les creux et le blanc les crêtes. La couleur noire représente les zones où la reconstruction de la surface libre est impossible, en raison de l'absence de particules ou de déferlement selon les cas.

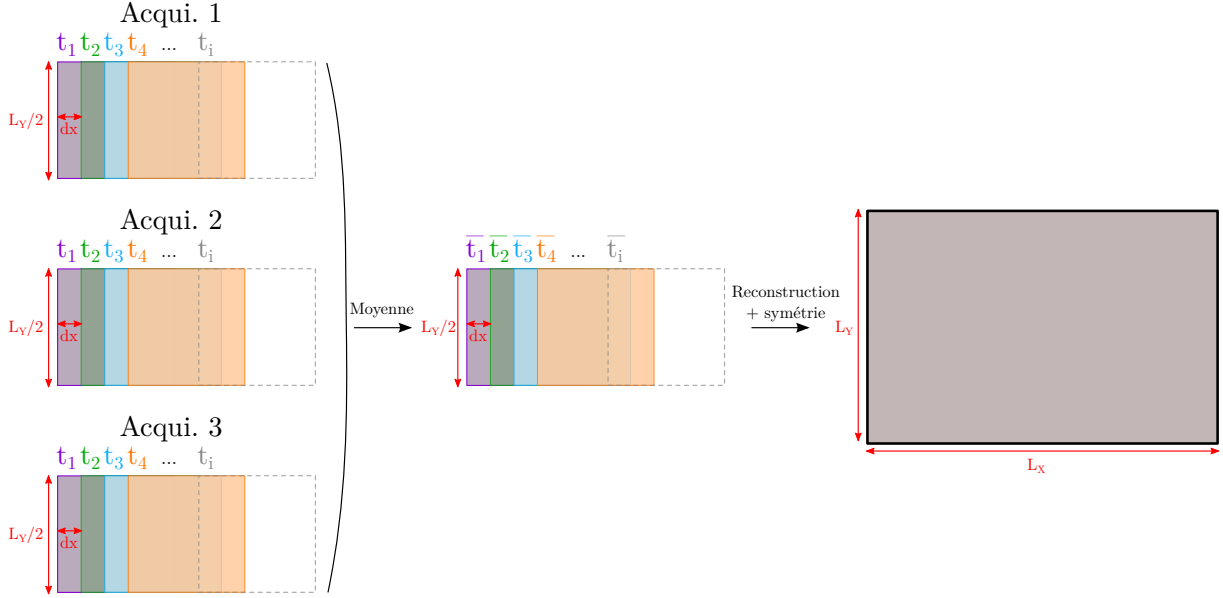


Figure 2.47 – Représentation schématique de la reconstruction du champ de vagues.

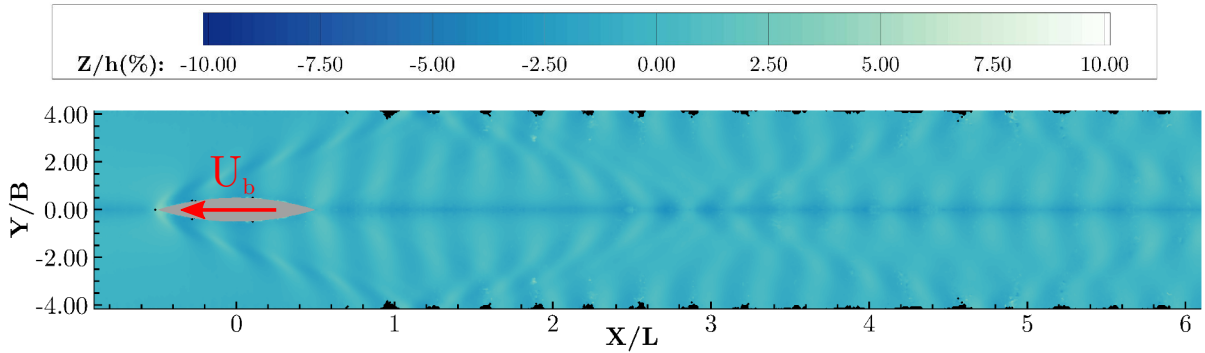


Figure 2.48 – Exemple de sillage reconstruit. Carène $CWn2$, $h = 0,483$ m, $F_L = 0,23$, $F_h = 0,37$.

II.2.3.7 Incertitudes de mesure

L'incertitude liée à une mesure optique telle que la stéréo-corrélation et la stéréo-réfraction est difficilement calculable via la méthode GUM [GUM, 1995] utilisée dans le calcul des incertitudes sur la mesure de résistance. En effet, de trop nombreux facteurs entrent en compte dans l'incertitude finale : précision de la calibration, qualité de l'ensemencement pour la stéréo-corrélation, taille des fenêtres de corrélation lors du calcul de la déformée de surface libre, etc. Toutefois, une estimation de l'erreur peut-être obtenue en faisant une acquisition de la surface au repos, avec les deux méthodes, et en reconstruisant la surface calculée. La figure 2.49 représente le plan d'eau mesuré au repos avec les méthodes de stéréo-corrélation (gauche, $h = 0,483$ m) et de stéréo-réfraction (droite, $h = 0,103$ m). L'échelle de couleur représente l'écart du niveau d'eau mesuré par rapport au niveau d'eau

initial, il est exprimé en pourcentage de la hauteur d'eau initiale h . Les deux champs de vagues montrent un écart inférieur à 2% sur la totalité du champ de vagues, avec cependant des pics au niveau de la paroi ($Y = 1$).

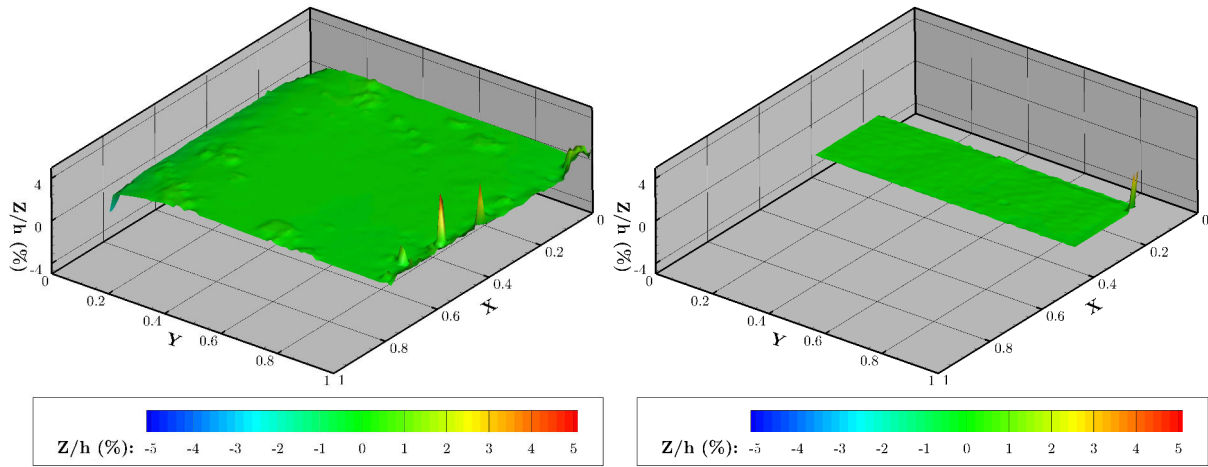


Figure 2.49 – Niveau d'eau au repos mesuré avec la méthode de stéréo-corrélation (gauche) et la méthode de stéréo-réfraction (droite). Le niveau d'eau est exprimé en pourcentage de la hauteur d'eau initiale h .

II.2.4 Synthèse

Les méthodes de mesure présentées ici vont permettre d'obtenir des courbes de résistance à partir de mesures de forces de traînée avec un dynamomètre. Les visualisations latérales menées en parallèle permettront de faire le lien entre les phénomènes hydrauliques et ondulatoires se produisant dans la voie d'eau et la résistance à l'avancement du navire. En outre, les méthodes optiques stéréoscopiques vont permettre de mesurer de manière non-intrusive les déformations de surface libre au passage du bateau et de reconstruire le champ de vagues tridimensionnel autour des carènes. La caractérisation fine et détaillée des champs de vagues générés par les navires, va permettre de mener une analyse des sillages en eau calme et en présence de courant. Les résultats permettront donc d'analyser et de comparer les sillages mesurés : forme du sillage, amplitudes des vagues, caustiques dans le sillage, réflexions, etc.

II.3 Analyse spectrale du champ de vagues

Les méthodes optiques par stéréo-corrélation et stéréo-réfraction, développées au sein de l'Institut Pprime, donnent accès à une mesure étendue des sillages de navire, avec une grande résolution spatiale. Les travaux de [Gomit *et al.*, 2014] ont mis en avant l'avantage de pouvoir mener une analyse dans l'espace de Fourier des sillages mesurés avec ces méthodes optiques. A partir d'une transformation de Fourier bidimensionnelle du champ de vagues, une représentation du sillage est obtenue dans l'espace spectral [Carusotto et Rousseaux, 2013]. L'analyse ondulatoire permet notamment de mesurer la relation de dispersion des ondes, d'isoler les composantes hydrauliques et ondulatoires des sillages, ainsi que de mesurer l'angle du sillage.

II.3.1 Représentation dans l'espace de Fourier

L'étendue spatiale de la mesure de déformée de surface libre par les moyens optiques stéréoscopiques permet de conduire une analyse spectrale des sillages [McKenzie, 1970] [Basovich et Tsimring, 1984], en suivant la méthode d'analyse proposée dans les travaux de [Carusotto et Rousseaux, 2013] et étudiée par [Gomit *et al.*, 2014] pour l'analyse de sillages de navires en eau profonde. A partir du champ de vagues calculé autour et à l'arrière du navire dans l'espace réel ($O; X, Y$), une transformée de Fourier discrète peut-être calculée afin d'avoir une représentation dans l'espace de Fourier ($O; k_x, k_y$), où k_x et k_y sont les nombres d'onde dans les directions longitudinale et transversale. Pour cela, un algorithme de calcul de transformée de Fourier rapide bidimensionnelle (2D FFT) est appliqué au champ de vagues reconstruit. La figure 2.50 montre un exemple de représentation de sillage de navire dans l'espace spectral (carène $CWn2$, $F_L = 0,23$, $F_h = 0,37$). Les axes de l'espace spectral sont adimensionnés par le nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ avec $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ la gravité et $U_b = 0,80 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse du navire. L'échelle de couleur représente l'amplitude normalisée de la FFT notée $A_{\text{FFT},\text{norm}}$.

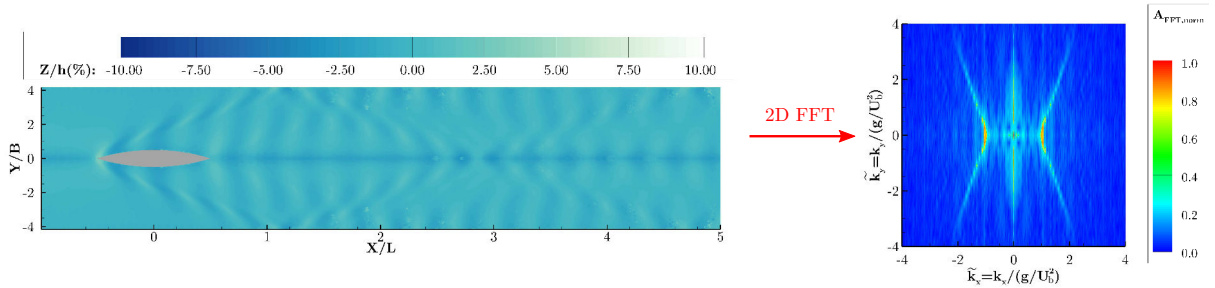


Figure 2.50 – Représentation d'un sillage de navire dans l'espace spectral. Carène $CWn2$, $F_L = 0,23$, $F_h = 0,37$.

La résolution spatiale $\Delta k_x, \Delta k_y$ du spectre obtenu est directement liée à la taille du champ de vagues sur lequel est calculée la FFT, et donc à la résolution $\Delta X, \Delta Y$ et au nombre d'échantillons nx, ny du sillage reconstruit [Faltot *et al.*, 2014] :

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L_X} = \frac{2\pi}{nx \times \Delta X} \quad , \quad \Delta k_y = \frac{2\pi}{L_Y} = \frac{2\pi}{ny \times \Delta Y} \quad (90)$$

Pour les mesures de sillages effectuées dans le bassin des carènes (exemple figure 2.48), la reconstruction est donnée sur un domaine de longueur $L_x \approx 10 - 15 \text{ m}$ et de largeur $L_y = 1,50 \text{ m}$ (largeur du canal), avec une résolution $\Delta X = \Delta Y = 10 \text{ mm}$. On a donc environ 1000 – 1500 échantillons suivant la direction longitudinale X et 151 échantillons suivant la direction transversale Y :

$$nx = \frac{L_X}{\Delta X} + 1 \approx 1000 - 1500 \quad , \quad ny = \frac{L_Y}{\Delta Y} + 1 = 151 \quad (91)$$

La résolution spatiale de l'espace spectral est donc de l'ordre de $\Delta k_x \approx 0,5 \text{ m}^{-1}$ et $\Delta k_y \approx 5,0 \text{ m}^{-1}$. Inversement, la résolution $\Delta X = \Delta Y = 10 \text{ mm}$ du sillage dans l'espace réel détermine l'étendue de la représentation dans l'espace spectral et donc la plage des nombres d'ondes k_x et k_y représentés sur le spectre :

$$|k_{x,\text{max}}| = |k_{y,\text{max}}| = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\Delta X} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\Delta Y} \approx 300 \text{ m}^{-1} \quad (92)$$

Les ondes capillaires ne sont donc pas représentées dans le spectre, car $k_{x,\text{max}}$ et $k_{y,\text{max}}$ sont inférieurs au nombre d'onde capillaire $k_{\text{cap}} = 370 \text{ m}^{-1}$ ($k_{\text{cap}} = 2\pi/\lambda_{\text{cap}}$ avec $\lambda_{\text{cap}} = 1,7 \text{ cm}$ la longueur d'onde capillaire [Lamb, 1994]).

II.3.2 Augmentation de la résolution de l'espace spectral

Il est possible d'augmenter la précision de la FFT, et donc la résolution spatiale de l'espace spectral, en utilisant une technique de complétion de zéros (ou zero-padding en anglais), couramment utilisée en traitement du signal. Cette méthode consiste à augmenter le nombre de points d'analyse en complétant le signal d'origine par des zéros, afin d'obtenir un nombre d'échantillons égal à une puissance de deux. Le nombre de points de signal utile reste le même, mais le nombre de points d'analyse est augmenté, la FFT est donc plus précise. En outre, ce principe permet également d'accélérer le temps de calcul de la FFT. L'application de la méthode de zero-padding sur les sillages mesurés consiste donc à augmenter artificiellement la largeur et la longueur du champ reconstruit afin d'obtenir $NX = 2^{11} = 2048$ échantillons suivant la direction longitudinale X et $NY = 2^8 = 256$ échantillons suivant la direction transversale Y (figure 2.51). La résolution spatiale de l'espace spectral devient donc $\Delta k_x \approx 0,3 \text{ m}^{-1}$ et $\Delta k_y \approx 2,5 \text{ m}^{-1}$. La figure 2.52 met en évidence l'augmentation de la résolution spatiale de l'espace spectral.

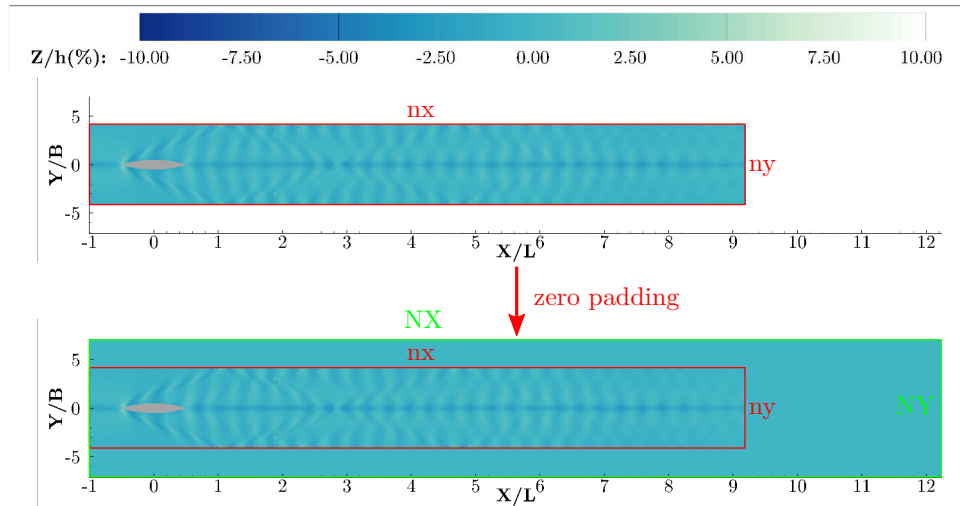


Figure 2.51 – Complétion de zéros (zero-padding) sur le champ de vagues mesuré. Haut : sillage original ($n_x = 1691$, $n_y = 151$) - Bas : sillage avec zero-padding ($NX = 2048$, $NY = 256$).

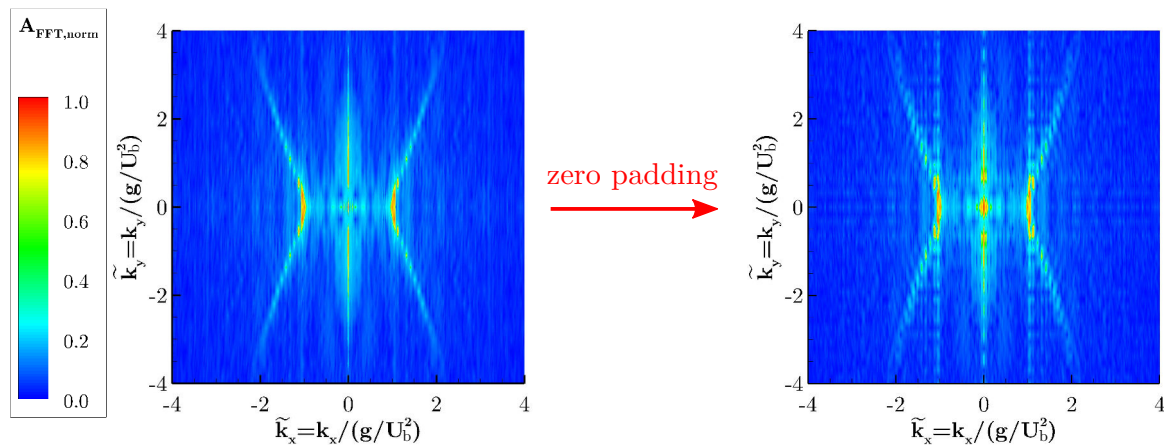


Figure 2.52 – Augmentation de la résolution de l'espace spectral par zero-padding. Gauche : sans zero-padding ($\Delta k_x \approx 0,5 \text{ m}^{-1}$, $\Delta k_y \approx 5,0 \text{ m}^{-1}$) - Droite : avec zero-padding ($\Delta k_x \approx 0,3 \text{ m}^{-1}$, $\Delta k_y \approx 2,5 \text{ m}^{-1}$).

II.3.3 Analyse du spectre

Exemple pour un sillage généré en eau profonde

L'étude du spectre du sillage permet de compléter l'analyse du sillage dans l'espace réel. La répartition d'énergie dans le sillage, entre les différents systèmes de vagues et la réponse hydrodynamique autour du navire, va se traduire par une répartition de l'énergie sur différents nombres d'onde dans l'espace spectral [Gomit *et al.*, 2014]. D'un point de vue théorique, la relation de dispersion des ondes vue au premier chapitre indique que le sillage généré par une perturbation à la surface de l'eau se traduit par une répartition de l'énergie sur les nombres d'onde $k_x > k_x^c$ [Carusotto et Rousseaux, 2013]. L'énergie se répartit donc sur le locus défini par la solution $\omega = 0$ de la relation de dispersion (ligne en noir sur le spectre en figure 2.53). Le nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ correspond à l'intersection du locus de la relation de dispersion avec l'axe des abscisses (en $\tilde{k}_x = k_x/k_x^c = 1$ sur la figure 2.53).

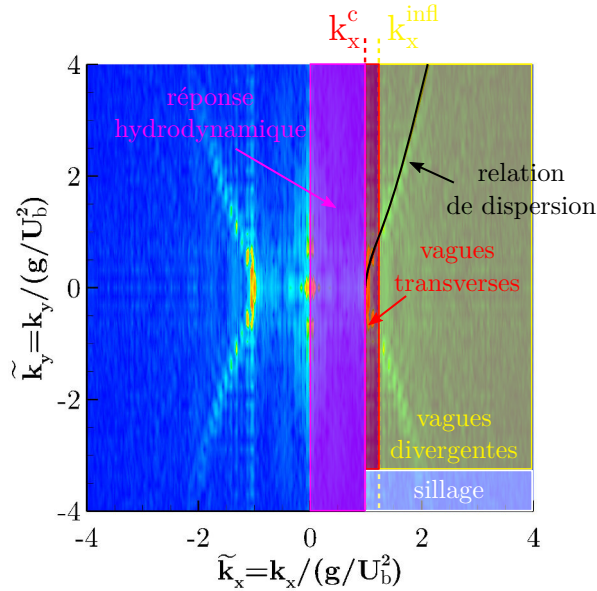


Figure 2.53 – Composantes du spectre d'un sillage de navire.

En outre, le point d'inflexion que présente la branche à la position $k_x^{infl} = \sqrt{3/2} g/U_b^2$ sépare les nombres d'onde relatifs au système de vagues transverses ($k_x < k_x^{infl}$) de ceux relatifs au système de vagues divergentes ($k_x > k_x^{infl}$). La répartition de l'énergie dans l'espace spectral reflète donc les amplitudes des vagues du sillage dans l'espace réel. À l'inverse, l'énergie se répartissant sur les nombres d'ondes $k_x < k_x^c$ représente l'amplitude du mode zéro hydrodynamique autour de la carène, qui va dépendre de la forme et de la vitesse du navire [Gomit, 2013] [Gomit *et al.*, 2014]. En outre, le spectre comporte une information sur la forme du sillage dans l'espace réel puisqu'une mesure de l'angle peut être effectuée dans l'espace spectral [Carusotto et Rousseaux, 2013] [Gomit, 2013] [Gomit *et al.*, 2014]. En localisant les maxima d'amplitude pour $k_x > k_x^c$, la branche correspondant à la relation de dispersion théorique peut être extraite du spectre obtenu expérimentalement. Une interpolation est alors effectuée sur les points extraits et le point d'inflexion de la courbe est localisé là où la tangente à la courbe est maximale. L'angle du sillage α est alors égal à l'angle que forme la normale à la tangente au point d'inflexion (figure 2.54).

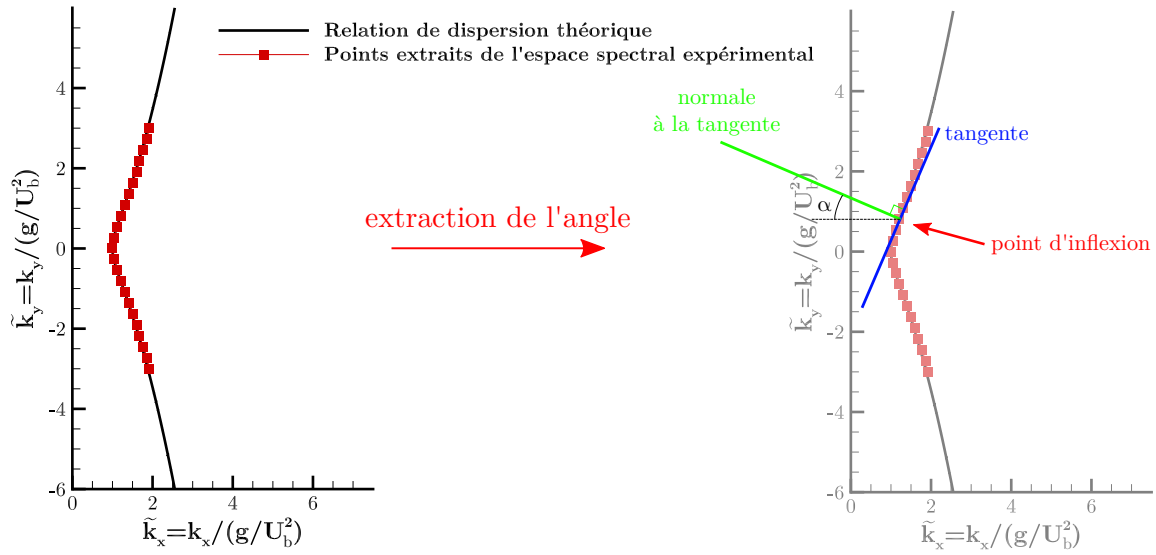


Figure 2.54 – Localisation du locus de la relation de dispersion et extraction de l'angle.

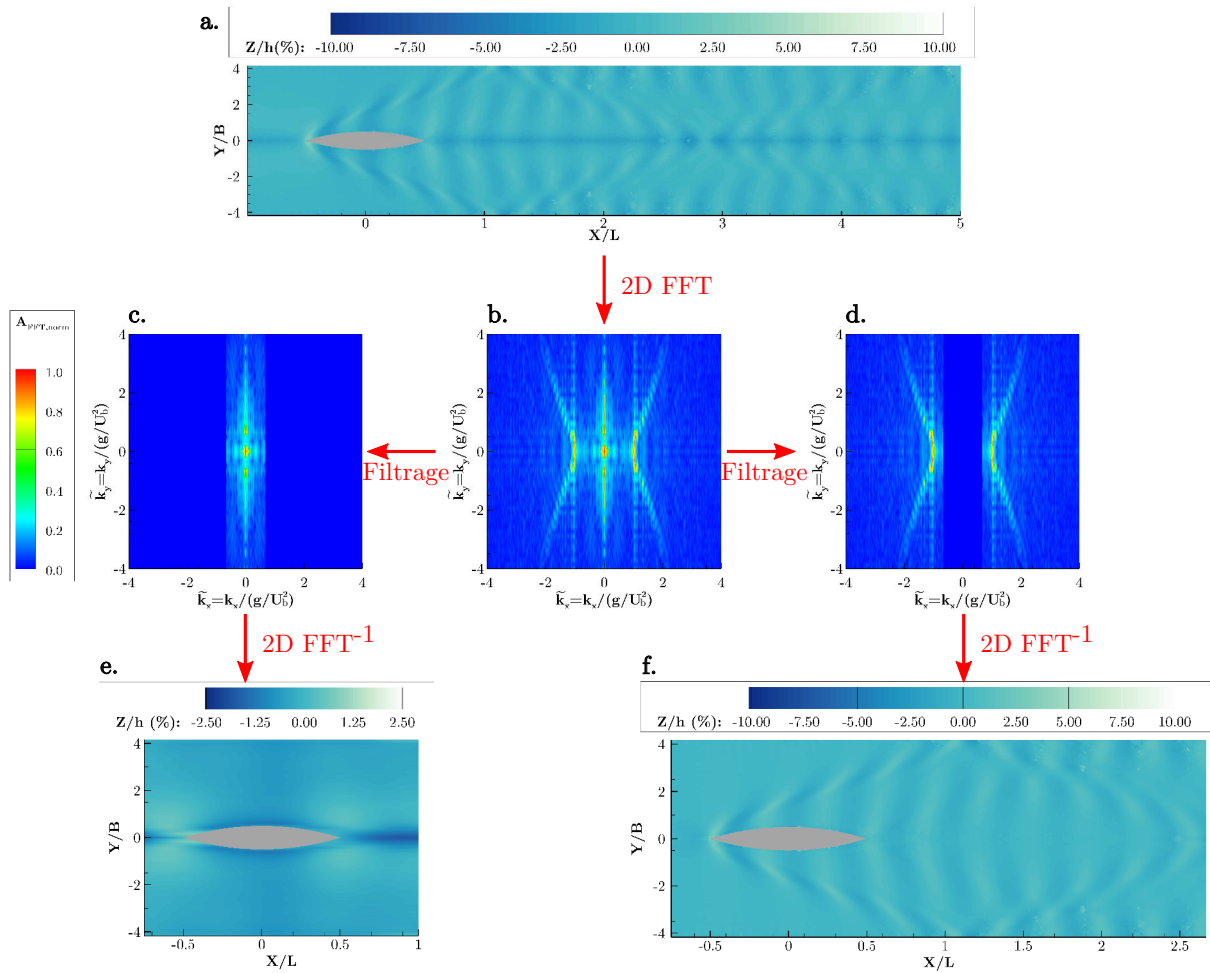


Figure 2.55 – Filtrage du spectre à partir du nombre d'onde de coupure et reconstruction des champs de vagues associés, selon la méthode de Gomit [Gomit *et al.*, 2014] - a. Sillage mesuré, b. Spectre du sillage mesuré, c. et d. Filtrage de l'espace spectral, e. Réponse hydrodynamique autour de la carène, f. Composante ondulatoire du sillage.

II.3.4 Filtrage du spectre

Exemple pour un sillage généré en eau profonde

L'analyse spectrale menée par [Gomit *et al.*, 2014] sur les sillages de navires en eau profonde met en avant une méthode de filtrage de l'espace spectral, en coupant les nombres d'onde k_x supérieurs au nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ (figure 2.55c). Ce filtrage de l'espace spectral permet, après reconstruction du sillage dans l'espace réel par transformée de Fourier bidimensionnelle inverse, d'isoler le champ proche du navire ou réponse hydrodynamique, et de mettre évidence les deux surpressions à l'avant du navire et le creux au milieu (figure 2.55e). En coupant les nombres d'onde inférieurs au nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ (figure 2.55d), la composante ondulatoire du sillage est obtenue et la source du sillage peut être localisée à l'avant du navire (figure 2.55f). Toutefois, la composante ondulatoire du sillage étant définie théoriquement par la relation de dispersion des ondes, il est plus pertinent de l'isoler à partir de la branche définie par la solution de la relation de dispersion (figures 2.56d et 2.56f).

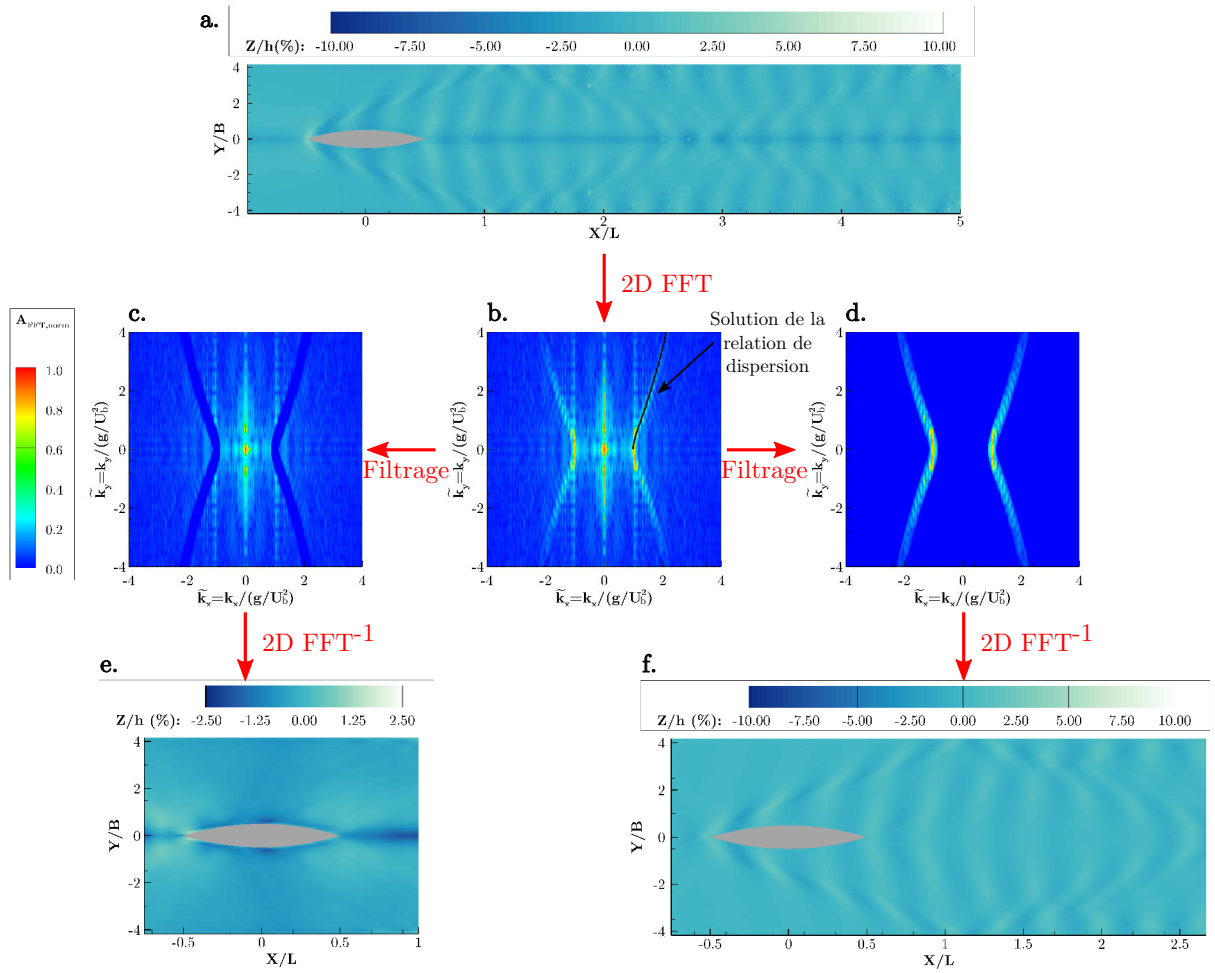


Figure 2.56 – Filtrage du spectre à partir de la relation de dispersion et reconstruction des champs de vagues associés - a. Sillage mesuré, b. Spectre du sillage mesuré, c. et d. Filtrage de l'espace spectral, e. Réponse hydrodynamique autour de la carène, f. Composante ondulatoire du sillage.

II.4 Conclusion

Le dispositif expérimental de l'étude permettant de reproduire des configurations de navigation en eau profonde et en eau peu profonde, en eau calme ou en présence de courant, a été présenté. Deux formes de carènes génériques et représentatives de navires maritimes et fluviaux ont été présentées. Les méthodes de mesures mises en place pour cette étude permettront de caractériser les sillages générés par les modèles réduits de carènes et d'obtenir des courbes de résistance à l'avancement. Les outils de post-traitement des résultats de mesure permettront d'étudier les effets de la configuration de la voie d'eau, de la forme et de la vitesse du navire sur les sillages et sur la résistance à l'avancement. L'analyse des sillages mesurés par les méthodes de mesures optiques, conduite dans l'espace réel et dans l'espace spectral, permettra d'étudier la répartition de l'énergie dans le sillage dans différentes configurations. De plus, l'influence de la hauteur d'eau sur la réponse hydrodynamique autour de la carène pourra être étudiée. Les visualisations latérales menées en parallèle des mesures de résistance à l'avancement permettront de mettre en avant la signature visuelle de l'augmentation de résistance à l'avancement dans une configuration de voie d'eau peu profonde.

Sillages et résistance à l'avancement en eau profonde

III.1 Sillages générés en eau profonde.....	85
III.1.1 Analyse dans l'espace réel	86
III.1.2 Analyse dans l'espace spectral	90
III.1.2.1 Influence de la forme et de la vitesse de la carène.....	92
III.1.2.2 Caractérisation détaillée des sillages.....	94
III.2 Résistance à l'avancement	98
III.2.1 Résistance totale	98
III.2.2 Résistance de vagues	99
III.3 Conclusion	100

Ce chapitre présente une étude des sillages et de la résistance à l'avancement dans une configuration de voie d'eau profonde, à partir des mesures effectuées dans le bassin des carènes de l'Institut Pprime, sur les modèles réduits de carènes représentatives de navires maritimes et fluviaux présentés précédemment. Les méthodes de mesures et les outils de post-traitement présentés dans le chapitre précédent vont être mis en application dans cette configuration. Les sillages mesurés avec les méthodes optiques stéréoscopiques vont pouvoir être analysés dans l'espace réel et dans l'espace spectral, et une attention particulière sera portée à l'influence de la forme de la carène et la vitesse d'avancée du navire sur les amplitudes des vagues du sillage. L'analyse des résultats permettra d'identifier la non-linéarité des sillages subcritiques en eau profonde et l'application de la méthode d'analyse spectrale introduite dans le chapitre précédent mettra en avant la signature spectrale de la forme de la carène du navire. Les mesures de résistance à l'avancement effectuées avec le dynamomètre seront ensuite présentées et les courbes de résistance à l'avancement obtenues dans cette configuration de voie d'eau profonde seront analysées. L'influence du coefficient de bloc de la carène sur la traînée du navire sera identifiée et la résistance de vagues des carènes de navires sera déterminée expérimentalement à partir de ces mesures de résistance. Une comparaison avec la résistance de vagues calculée analytiquement, à partir du modèle basé sur la théorie des corps élancés présenté dans le chapitre précédent, pourra alors être menée.

III.1 Sillages générés en eau profonde

Les sillages générés par les carènes $CWn2$ et $CWn8$ dans la configuration de voie d'eau profonde sont représentés sur les figures 3.1 et 3.3. Ces sillages ont été mesurés avec la méthode de mesure optique par stéréo-corrélation, menant à une reconstruction complète du champ de vagues dans la voie d'eau ($L_X \approx 10 - 15 \text{ m}$ et $L_Y = 1,5 \text{ m}$), finement résolue spatialement ($\Delta X = \Delta Y = 10 \text{ mm}$). Les différents sillages mesurés peuvent ainsi être étudiés à partir d'une analyse qualitative de la forme du sillage dans l'espace réel et des coupes dans les champs de vagues mesurés permettent de comparer quantitativement les sillages générés. Une analyse des représentations des sillages dans l'espace spectral peut également être menée afin d'étudier indépendamment les composantes ondulatoire et hydraulique des sillages.

III.1.1 Analyse dans l'espace réel

Le sillage généré par la carène *CWn2*, pour un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,23$ et un nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,37$ (figure 3.1.a), correspond au sillage de Kelvin présenté au premier chapitre. En effet, le sillage est composé d'un système d'ondes transverses (lignes de crêtes perpendiculaires à la ligne d'avancée de la perturbation) et d'un système d'ondes divergentes (lignes de crêtes obliques par rapport à la ligne d'avancée de la perturbation). De plus, un seul sillage est généré par la proue du navire et le bateau peut alors être assimilé à une source ponctuelle car les vagues générées par la poupe du navire sont d'amplitude très faible (invisibles sur la figure 3.1.a). Le sillage se réfléchit ensuite sur les parois du canal et se replie sur lui même. L'enveloppe du sillage forme un V, dont le demi-angle mesuré sur le sillage est proche de l'angle de Kelvin $\alpha_K = 19,47^\circ$ [Caplier *et al.*, 2014]. Le sillage généré par la carène *CWn2*, pour un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,35$ et un nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,55$ (figure 3.1.b) montre une augmentation de l'amplitude et de la longueur d'onde des vagues du sillage avec la vitesse d'avancée du navire. Ceci est mis en évidence sur la figure 3.2 représentant des coupes longitudinales dans les sillages générés par la carène *CWn2*, aux positions transversales $Y/B = 1$ et $Y/B = 3$. Ces coupes mettent également en évidence l'augmentation de l'amplitude du creux le long de la carène, qui traduit donc une réponse hydrodynamique plus importante autour du navire pour une vitesse d'avancée plus importante (figure 3.2.a).

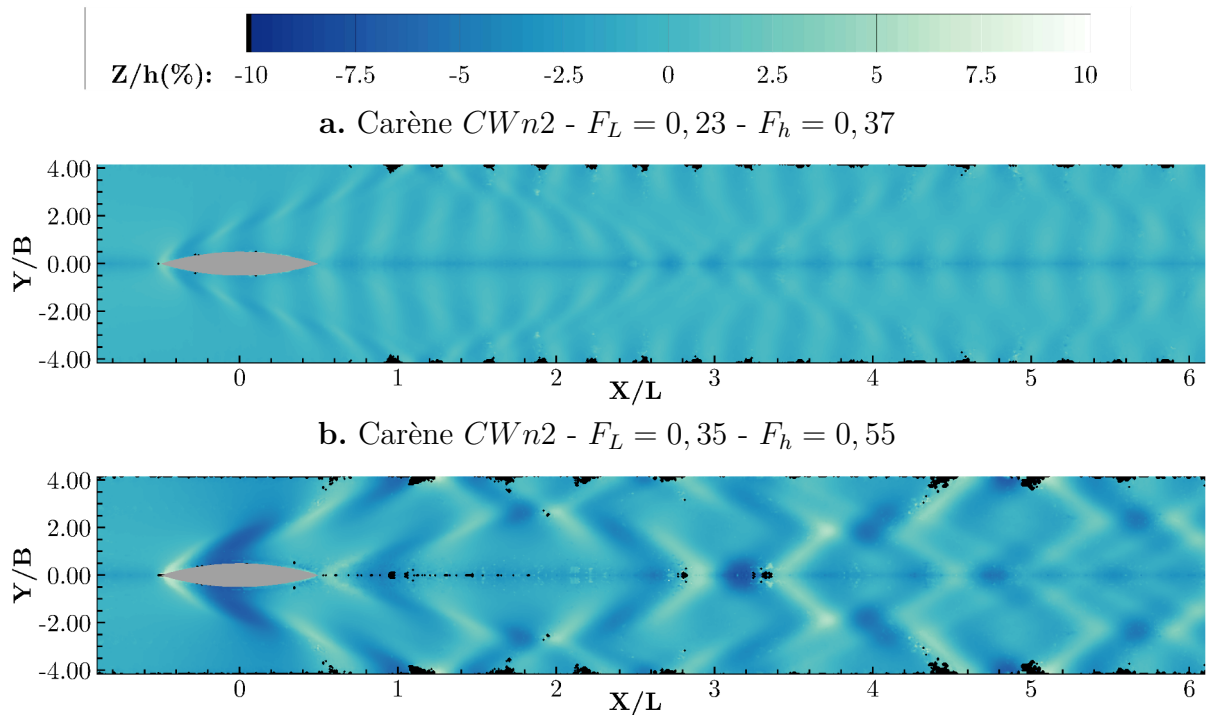


Figure 3.1 – Sillages générés par la carène *CWn2* en configuration de voie d'eau profonde, aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$ (a) et $F_L = 0,35$ - $F_h = 0,55$ (b). La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,483$ m et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20$ m et le maître-bau $B = 0,18$ m de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

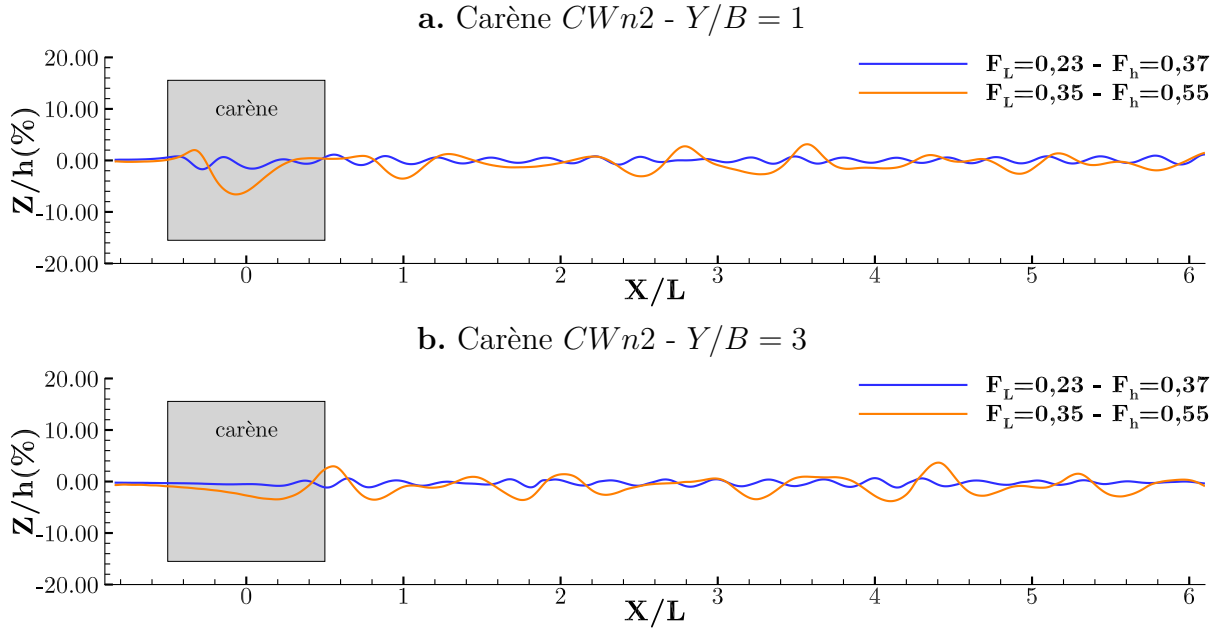


Figure 3.2 – Coupes longitudinales dans les sillages générés par la carène $CWn2$, pour les positions transversales (a) $Y/B = 1$ et (b) $Y/B = 3$.

L'observation des sillages générés par la carène $CWn8$ (figures 3.3.a et 3.3.b), mène aux mêmes constatations en ce qui concerne l'amplitude des vagues du sillage (voir les coupes longitudinales données sur les figures 3.4.a et 3.4.b). De plus, le coefficient de bloc plus important de la carène $CWn8$ induit une augmentation de l'amplitude des vagues du sillage pour une même vitesse d'avancée du navire, en particulier au niveau des parois du canal. La comparaison des coupes longitudinales à la position transversale $Y/B = 3,89$ (c'est à dire $Y = 0,70$ m, soit à $0,05$ m de la paroi du canal) met en évidence cette augmentation d'amplitude au niveau de la paroi, notamment pour la vitesse d'avancée la plus importante, correspondant à un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,35$ et un nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,55$ (figure 3.5.b). Les amplitudes crête-à-croix maximales observées sont de 10% de la hauteur d'eau initiale pour la carène $CWn2$ (entre A^- et A^+) et de 15% de la hauteur d'eau initiale pour la carène $CWn8$ (entre B^- et B^+), soit une augmentation de 50% de l'amplitude des vagues. Les vagues du sillage générés par la carène $CWn8$ ont donc un impact plus important sur les parois du canal que pour la carène $CWn2$.

L'augmentation de la vitesse du navire et le coefficient de bloc plus important rendent également le sillage non-linéaire [Inui, 1964] [Torsvik, 2009] [Miyata *et al.*, 2014]. Ce phénomène se traduit par une modification de la forme de l'enveloppe du sillage, comme l'illustre la figure 3.6. La ligne en pointillés rouge tracée sur les sillages, correspond à l'enveloppe du V formé par le sillage de Kelvin, avec un demi-angle $\alpha_K = 19,47^\circ$ par rapport à la ligne d'avancée du navire. Nous remarquons sur la figure 3.6.a que l'enveloppe du sillage généré par la carène $CWn2$ forme bien un angle de $19,47^\circ$. Pour les autres sillages, la ligne pleine rouge correspond à l'enveloppe telle qu'on pourrait la définir dans l'espace réel, qui n'est plus une droite mais une courbe. Il devient alors difficile de définir l'angle du sillage dans l'espace réel. De plus, il n'est pas possible de localiser précisément la source du sillage, qui correspond à la surpression à la proue.

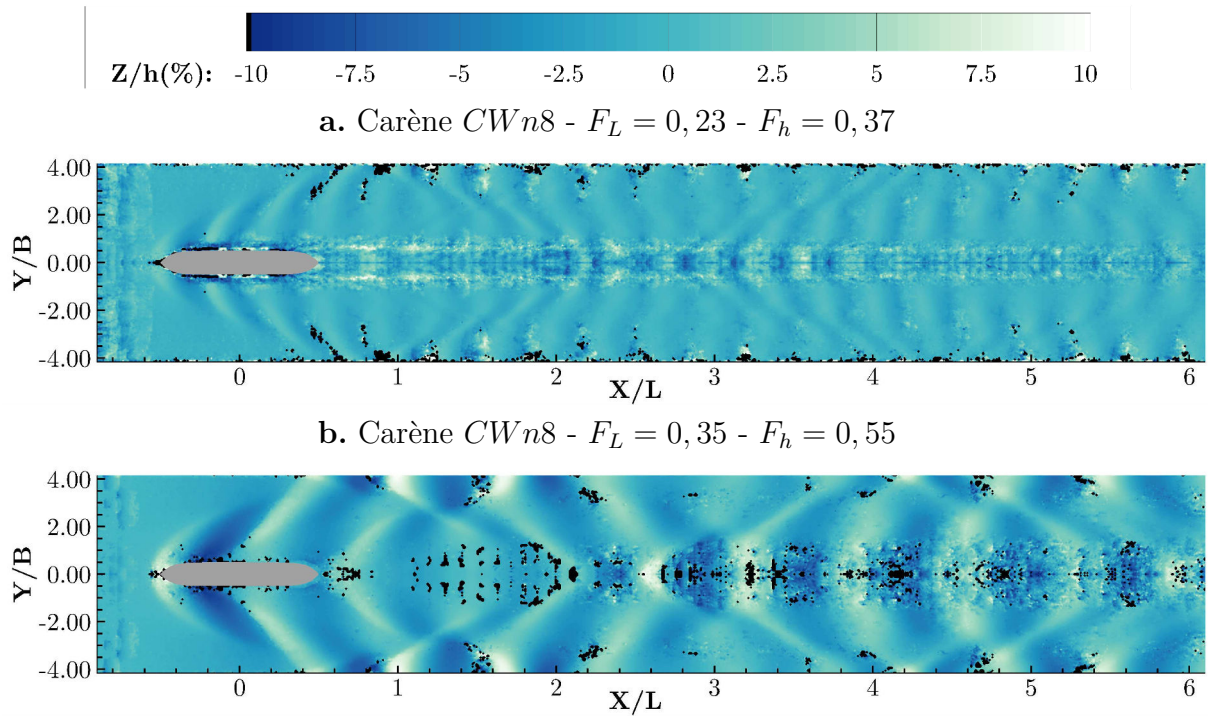


Figure 3.3 – Sillages générés par la carène *CWn8* en configuration de voie d'eau profonde, aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$ (a) et $F_L = 0,35$ - $F_h = 0,55$ (b). La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,483$ m et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20$ m et le maître-bau $B = 0,18$ m de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

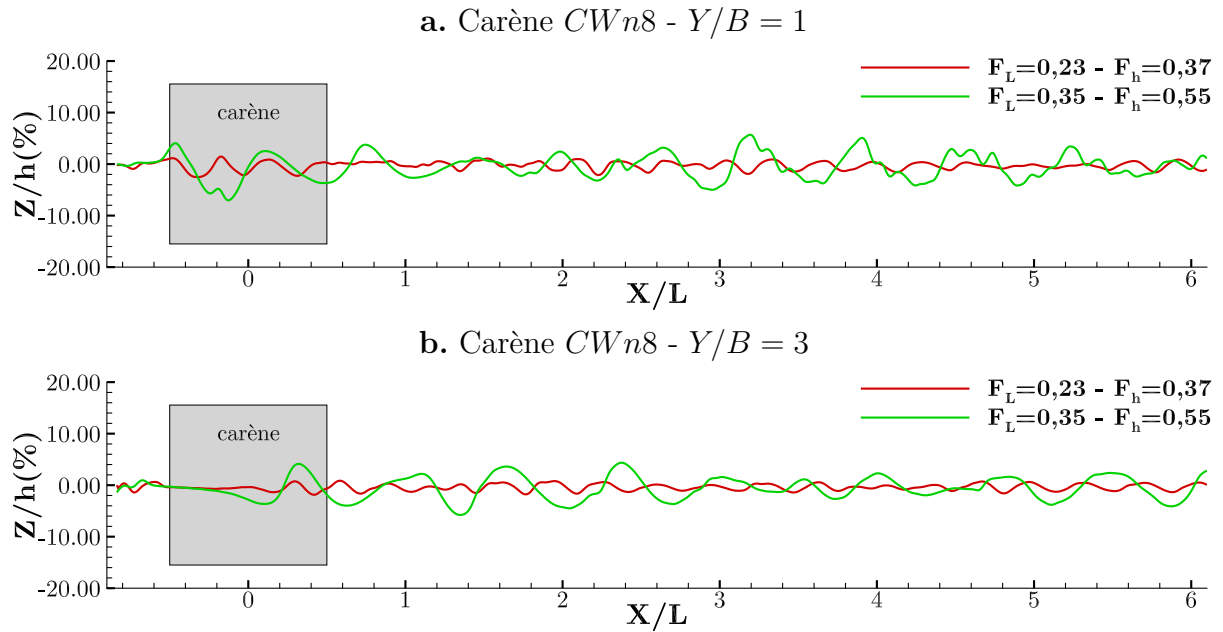


Figure 3.4 – Coupes longitudinales dans les sillages générés par la carène *CWn8*, pour les positions transversales (a) $Y/B = 1$ et (b) $Y/B = 3$.

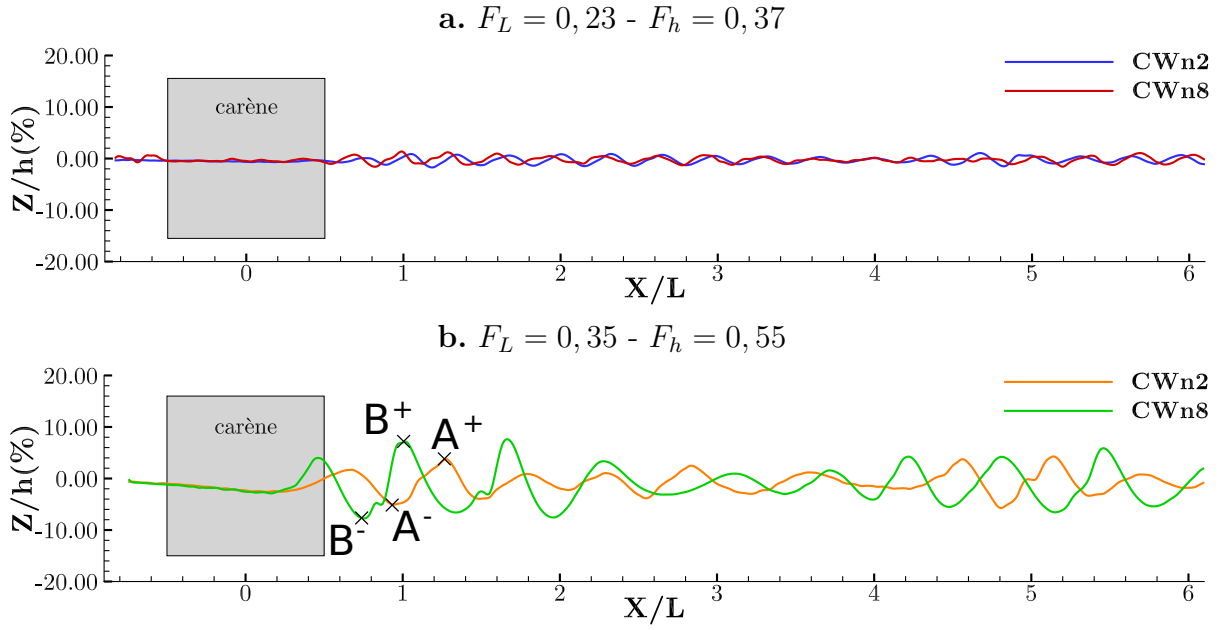


Figure 3.5 – Coupes longitudinales dans les sillages générés par les carènes $CWn2$ et $CWn8$, pour la position transversale $Y/B = 3,89$ (paroi du canal).

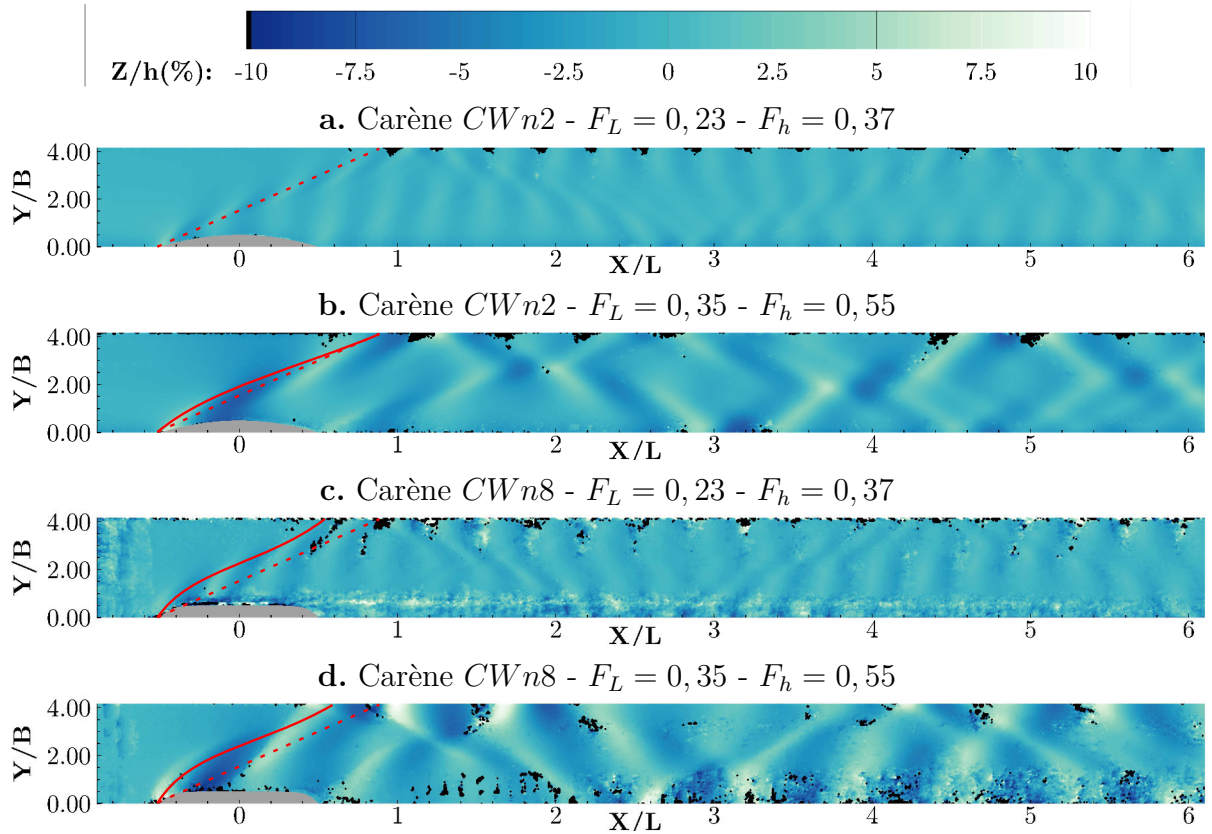


Figure 3.6 – Non-linéarité des sillages générés en eau profonde. La ligne en pointillés représente l'enveloppe du sillage de Kelvin ($19,47^\circ$) et la ligne pleine l'enveloppe réelle, définie à partir de la position de la caustique.

III.1.2 Analyse dans l'espace spectral

Les spectres des sillages de navires ont été calculés par la méthode d'analyse spectrale présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse (page 79). A partir des sillages reconstruits dans l'espace réel (figures 3.1 et 3.3), la complétion (zero-padding) est effectuée et une transformée de Fourier rapide bidimensionnelle est calculée sur un nombre d'échantillons $NX = 4096$ et $NY = 256$. Le spectre du sillage dans l'espace de Fourier bidimensionnel est donc obtenu avec une résolution $\Delta k_x = 0,15 \text{ m}^{-1}$ et $\Delta k_y = 2,45 \text{ m}^{-1}$. Le résultat est donné sur la figure 3.7 où les axes des abscisses et des ordonnées sont adimensionnés par le nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ et l'échelle de couleur représente l'amplitude normalisée $A_{\text{FFT},\text{norm}}$.

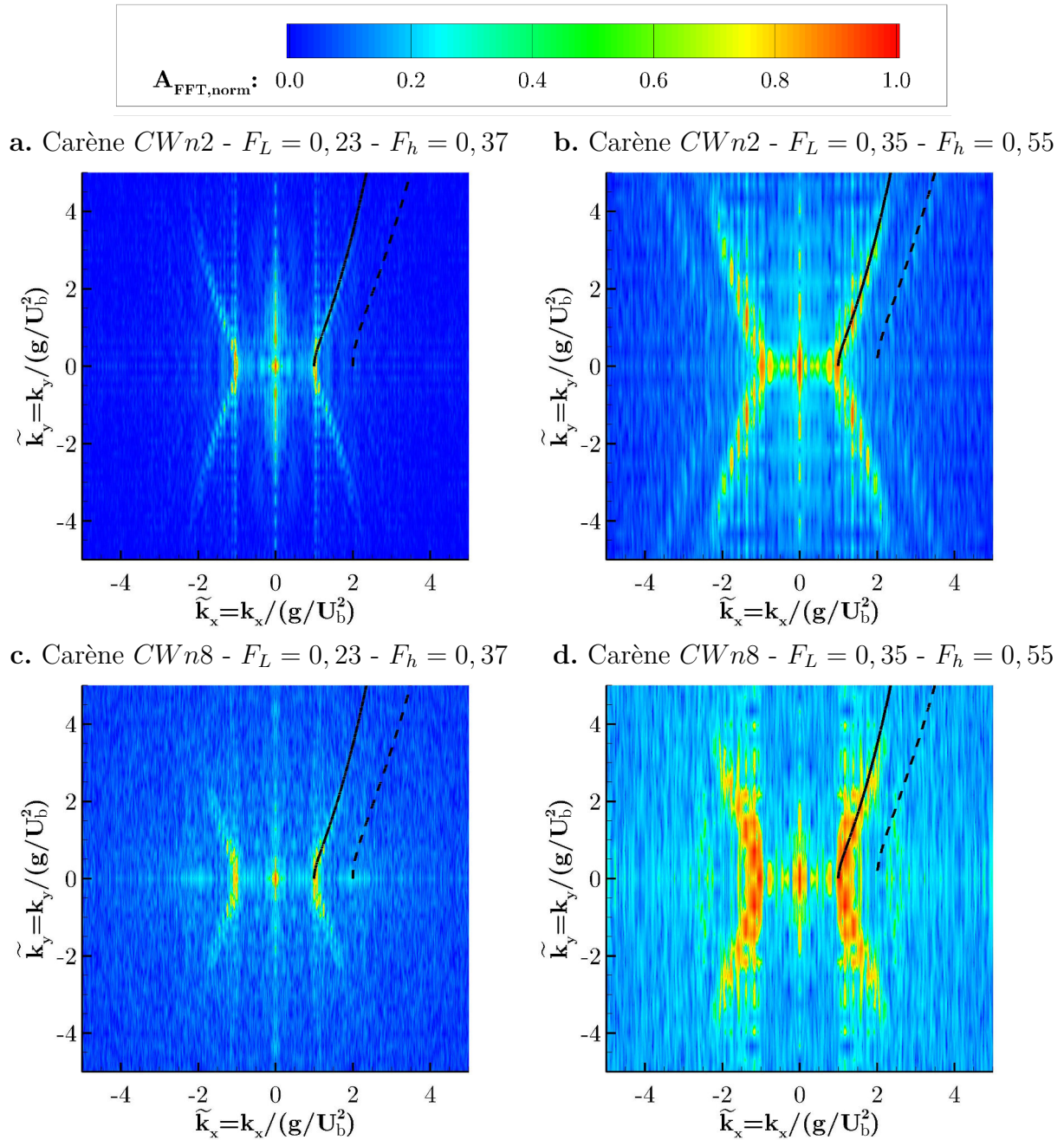


Figure 3.7 – Représentation spectrale des sillages de navires générés en eau profonde. La ligne pleine représente la solution de la relation de dispersion en eau profonde et la ligne en pointillés la première harmonique de cette solution ($\tilde{k}'_x = 2\tilde{k}_x$ et $\tilde{k}'_y = 2\tilde{k}_y$).

L'amplitude de la FFT reflète l'amplitude des vagues dans l'espace réel. La répartition de l'énergie dans le spectre traduit donc la répartition de l'énergie dans le sillage du navire. Pour chaque spectre présenté ici, l'énergie est répartie suivant les branches définies par la solution de la relation de dispersion en eau profonde (traits noirs pleins), calculée par l'équation (3) présentée au premier chapitre. Pour ne pas surcharger les figures, la solution de la relation de dispersion est tracée uniquement dans le cadran supérieur droit des spectres, cependant il y a une symétrie de la solution suivant les axes des abscisses et des ordonnées (cf. figure 3.8). L'énergie du spectre répartie sur ces branches reflète la composante ondulatoire du sillage, constituée du système d'ondes transverses et d'un système d'ondes divergentes, de nombres d'ondes respectivement notés $\tilde{k}_{x,t}$ et $\tilde{k}_{x,d}$. Ces nombres d'ondes transverses et divergentes adimensionnés sont définis par les expressions (93) et (94) où $\tilde{k}_x^c = k_x^c/(g/U_b^2) = 1$ et $\tilde{k}_x^{infl} = k_x^{infl}/(g/U_b^2) = \sqrt{3/2} = 1,22$.

$$\tilde{k}_x^c \leq \tilde{k}_{x,t} < \tilde{k}_x^{infl} \quad (93)$$

$$\tilde{k}_x^{infl} \leq \tilde{k}_{x,d} \quad (94)$$

Ils sont repérés par les droites blanches sur la figure 3.8. L'énergie du spectre distribuée sur les nombres d'ondes $\tilde{k}_x < 1$ reflètent quant à eux l'amplitude du mode zéro hydraulique autour de la carène.

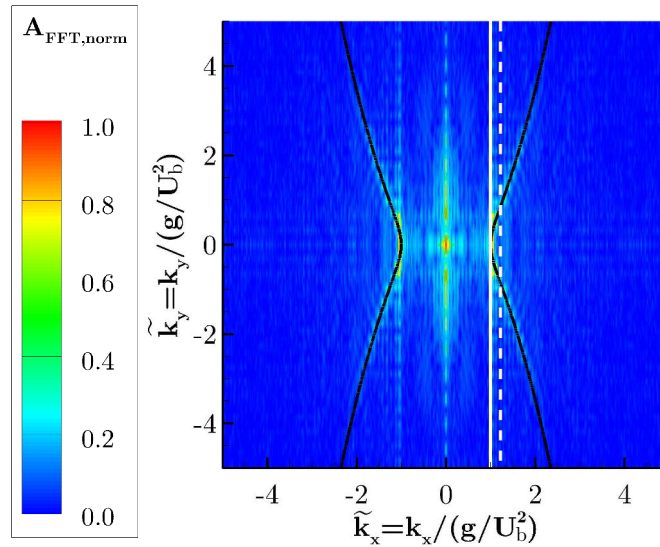


Figure 3.8 – Symétrie de la solution de la relation de dispersion dans le spectre du sillage généré par la carène *CWn2* pour des nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$. La ligne en trait blanc plein représente le nombre d'onde de coupure adimensionné $\tilde{k}_x^c = 1$ et la ligne en pointillés blancs représente le nombre d'onde d'inflexion adimensionné $\tilde{k}_x^{infl} = \sqrt{3/2} = 1,22$.

La séparation des composantes hydraulique et ondulatoire des sillages va permettre de mettre en avant l'influence de la vitesse et de la forme de la carène sur les amplitudes du mode zéro hydrodynamique et des vagues du sillage. L'analyse spectrale va également montrer l'apparition d'harmoniques dans le spectre, expliquant la non-linéarité observée sur les sillages. L'apparition d'une modulation de l'énergie dans le spectre va également mettre en avant la signature spectrale de la géométrie du navire.

III.1.2.1 Influence de la forme et de la vitesse de la carène

Les spectres des sillages générés aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$ (figure 3.7.a pour la carène $CWn2$ et figure 3.7.c pour la carène $CWn8$) mettent en évidence une répartition homogène de l'énergie entre les systèmes de vagues divergentes et vagues transverses, ce qui est conforme aux observations faites dans l'espace réel. Le bruit dans le spectre du sillage généré par la carène $CWn8$ est dû à la qualité du sillage reconstruit dans l'espace réel dans cette configuration. Toutefois, ce spectre comporte une énergie d'amplitude plus importante suivant la branche correspondant à la solution de la relation de dispersion.

Le filtrage des deux spectres suivant cette branche, et la reconstruction du sillage correspondant dans l'espace réel par transformée de Fourier rapide bidimensionnelle inverse (figure 3.9), mettent alors en évidence l'augmentation de l'amplitude des vagues du sillage avec le coefficient de bloc de la carène. Ces observations sont conformes aux constatations effectuées lors de l'analyse des sillages dans l'espace réel, mises en avant à partir des coupes longitudinales dans les sillages.

La vitesse de la carène a également une influence sur la réponse hydrodynamique dans le champ proche du navire. La comparaison des spectres des sillages générés par la carène $CWn2$, pour des nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$ (figures 3.7.a et 3.7.c) et pour des nombres de Froude $F_L = 0,35$ et $F_h = 0,55$ (figures 3.7.b et 3.7.d) met en évidence une augmentation de l'énergie dans le spectre, à la fois suivant la branche de la relation de dispersion, correspondant à la composante ondulatoire du sillage, et sur les nombres d'onde $\tilde{k}_x < 1$ correspondant au mode zéro hydrodynamique autour de la carène. Cette augmentation d'amplitude dans le spectre reflète donc l'augmentation de l'amplitude des vagues du sillage constatée dans l'analyse des sillages dans l'espace réel, mais également l'amplitude plus importante du creux le long de la carène.

Le filtrage des spectres excluant l'énergie répartie sur la branche de la relation de dispersion et la reconstruction du sillage dans l'espace réel, illustre la dépendance du mode zéro hydrodynamique avec la vitesse d'avancée du navire (figure 3.10). Toutefois, on constate qu'il reste une composante ondulatoire dans les sillages reconstruits après filtrage, qui n'est pas définie par la solution fondamentale de la relation de dispersion théorique. En effet, une enveloppe en forme de V est encore visible malgré le filtrage suivant la solution fondamentale de la relation de dispersion. Cette énergie résiduelle est en fait répartie suivant la première harmonique de la solution de la relation de dispersion théorique, pour laquelle $\tilde{k}'_x = 2\tilde{k}_x$ et $\tilde{k}'_y = 2\tilde{k}_y$. Cette apparition d'une branche supplémentaire est à l'origine de la non-linéarité observée dans l'analyse dans l'espace réel, et modifie donc la forme de l'enveloppe définie par le sillage.

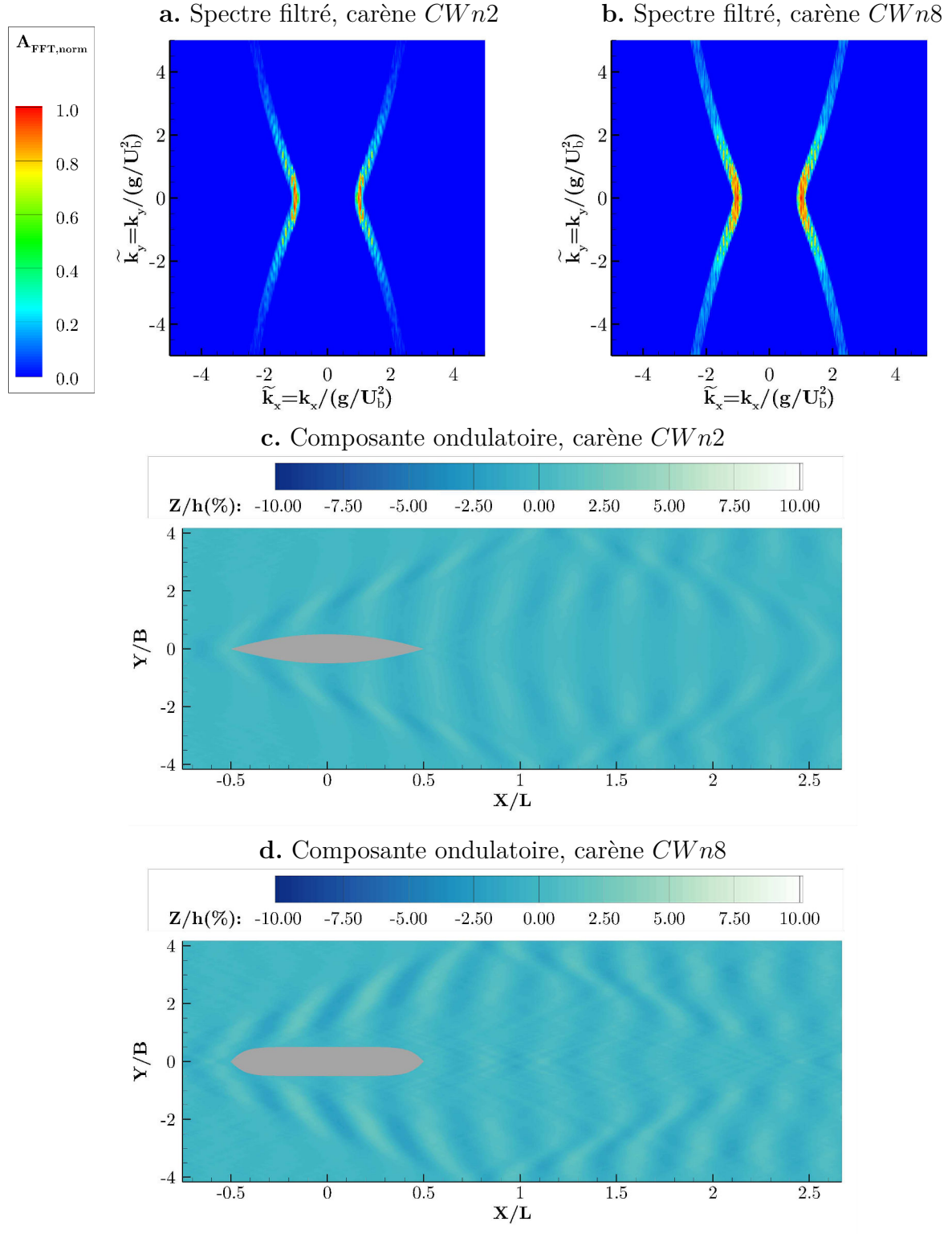


Figure 3.9 – Filtrage du spectre des sillages générés par les carènes $CWn2$ et $CWn8$, aux nombres de Froude $F_L = 0, 23$ et $F_h = 0, 37$. a et b : spectre filtrés suivant la relation de dispersion. c et d : Sillages reconstruits par transformée de Fourier bidimensionnelle inverse.

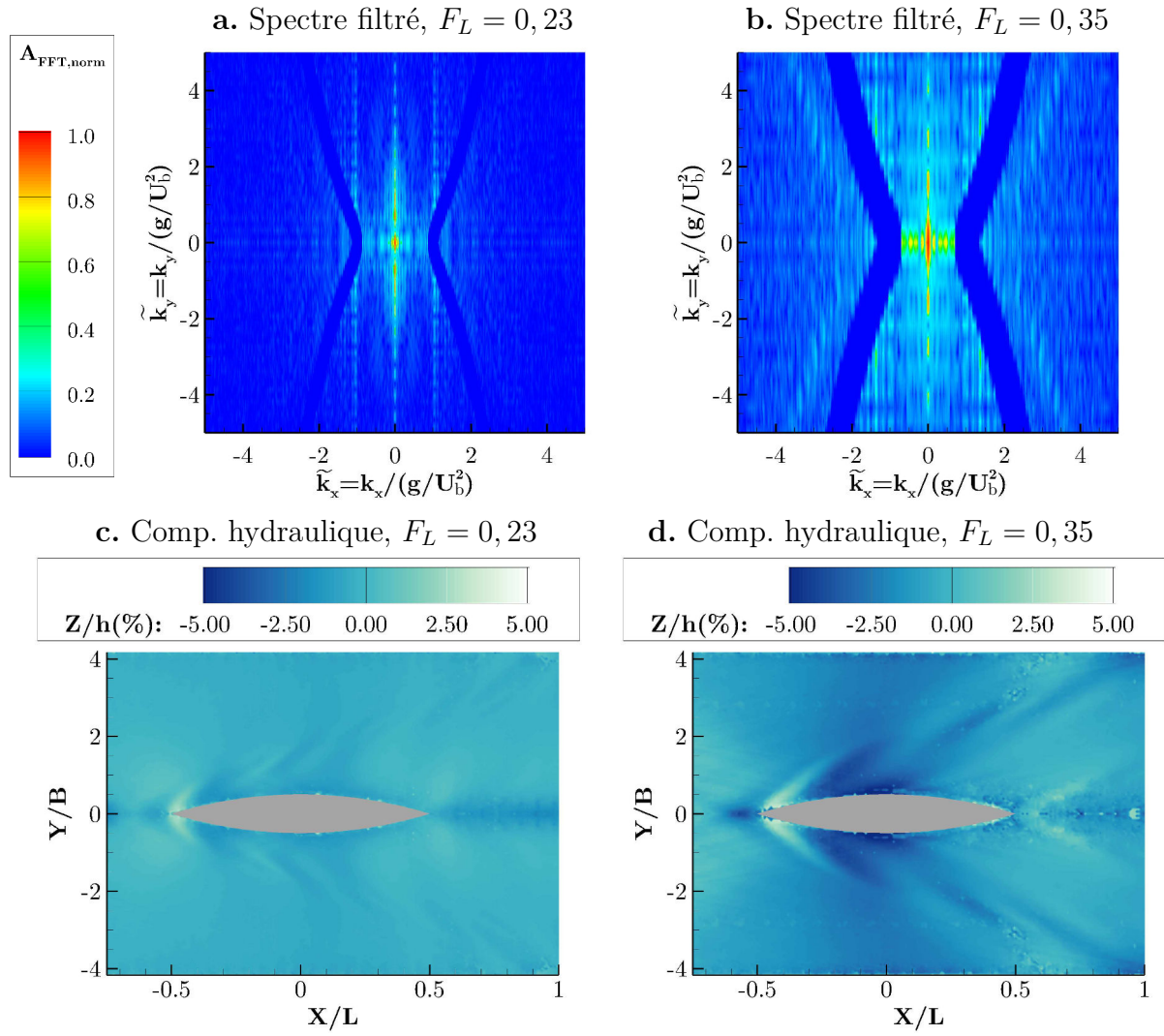


Figure 3.10 – Filtrage du spectre des sillages générés par la carène *CWn2* aux nombres de Froude (a) $F_L = 0, 23$ et $F_h = 0, 37$ et (b) $F_L = 0, 35$ et $F_h = 0, 55$ et reconstruction de la composante hydraulique autour de la carène dans l'espace réel (c et d).

III.1.2.2 Caractérisation détaillée des sillages

Non-linéarité des sillages Sur les spectres des sillages, une deuxième branche d'énergie de faible amplitude est visible, notamment sur les spectres correspondant aux sillages générés aux nombres de Froude $F_L = 0, 35$ et $F_h = 0, 55$ (figure 3.7.b pour la carène *CWn2* et figure 3.7.d pour la carène *CWn8*). Cette branche correspond à l'harmonique de la solution de la relation de dispersion, qui est représentée en pointillés noirs sur les spectres. La contribution dans l'espace réel de cette branche résiduelle peut-être mise en avant à partir du filtrage de l'espace spectral et de la reconstruction dans l'espace réel. La figure 3.11 permet de comparer la contribution de la branche fondamentale et de la branche harmonique sur le sillage dans l'espace réel. La contribution l'harmonique consiste en une composante ondulatoire de faible amplitude et dont les vagues sont de longueurs d'ondes plus faibles (car leur nombre d'onde est plus grand). De plus, l'angle défini par l'enveloppe du sillage de cette composante ondulatoire harmonique est plus grand, et donc cela modifie la forme de l'enveloppe du sillage dans l'espace réel. En ce qui concerne le spectre du sillage généré par la carène *CWn8* aux nombres de Froude $F_L = 0, 23$

et $F_h = 0,37$ (figure 3.7.c), l'énergie n'est pas répartie sur la branche harmonique mais uniquement sur les faibles valeurs des nombres d'ondes $\tilde{k}_y$ et pour $\tilde{k}_x \approx 2$. La non-linéarité du sillage dans l'espace réel semble donc être due à une saturation de l'énergie sur la branche fondamentale de la solution de la relation de dispersion, qui est alors transférée sur une branche harmonique, en commençant par les nombres d'ondes $\tilde{k}_y$ petits.

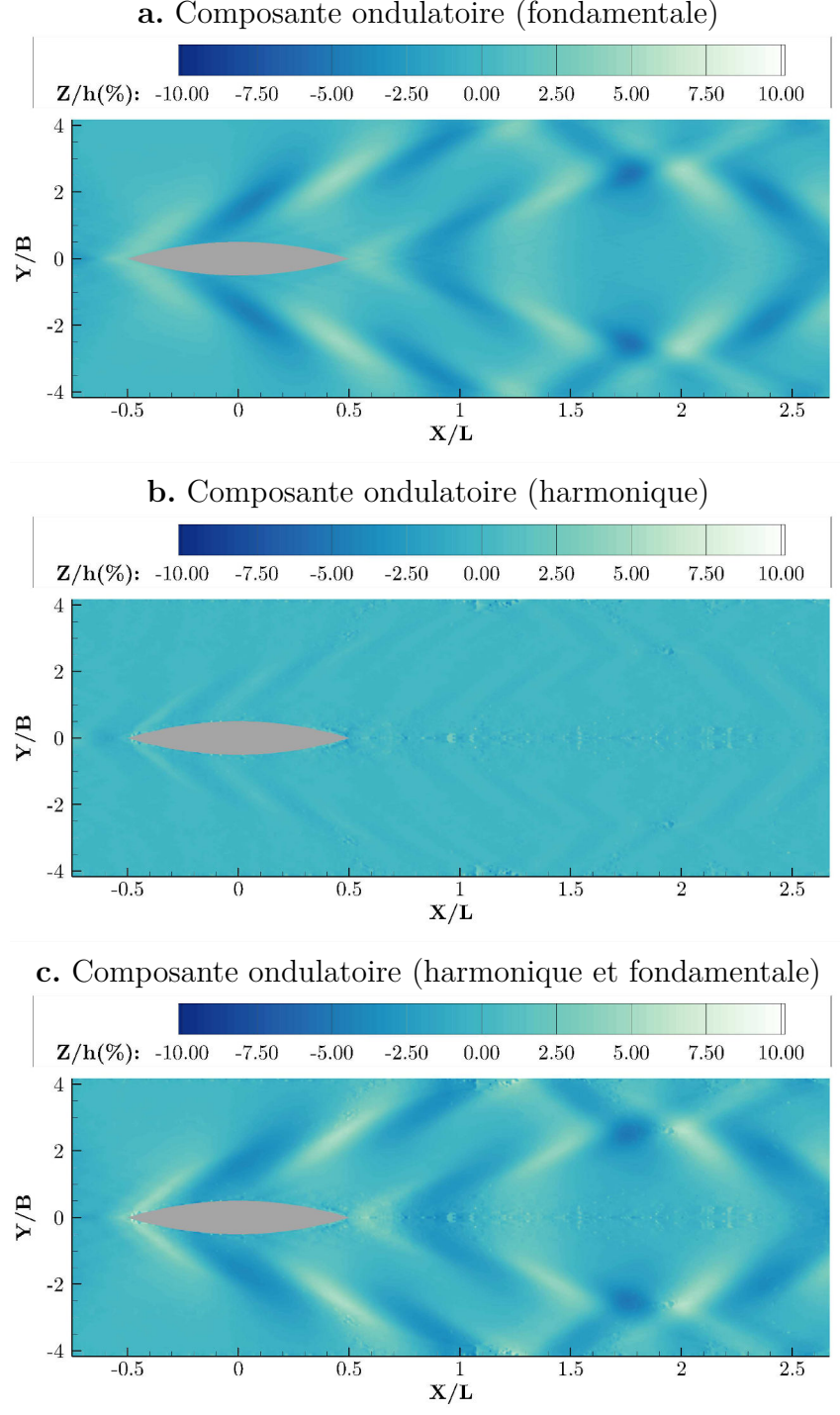


Figure 3.11 – Contribution dans l'espace réel de l'énergie spectrale répartie sur chaque branche (harmonique et fondamentale) de la solution de la relation de dispersion, pour le sillage généré par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_L = 0,35$ et $F_h = 0,55$.

Modulation de l'espace spectral Afin de mieux comprendre la répartition d'énergie dans le sillage, les sillages et spectres ont fait l'objet de calculs analytiques par Julien Dambrine du Laboratoire de Mathématiques et Applications de l'Université de Poitiers, basés sur un modèle simplifié. Les comparaisons des spectres issus des mesures des sillages générés dans le bassin et des spectres issus des calculs analytiques mettent en avant une modulation périodique de l'énergie dans les spectres, reflétant la signature dans l'espace spectral de la géométrie du navire. Dans un premier temps le principe du calcul analytique sera présenté puis la comparaison des spectres analytiques et expérimentaux sera faite.

Le modèle, utilisé par [Zhang *et al.*, 2015a], est basé sur l'hypothèse que les vagues sont de faibles amplitudes (ondes linéaires) et que la carène est assez fine et élancée pour être représentée par une distribution de sources en son plan central ("slender-body theory"). De ce fait, les calculs se sont focalisés sur le cas de la carène *CWn2*, pour la vitesse d'avancée la plus faible, correspondant aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$. Le principe de ce modèle est d'exprimer la hauteur d'eau dans le sillage h en fonction du champ de pression p généré par une carène de navire d'expression de forme f . Les calculs sont effectués dans l'espace de Fourier et dans ce cas la méthode de Havelock [Havelock, 1908] [Havelock, 1921] fournit la transformée de Fourier du sillage (figure 3.12.a) :

$$\hat{h}(k_x, k_y) = -\frac{ik_x}{U_b(gk \tanh(kh)/U_b^2 - k_x^2)}\hat{p}(k_x, k_y) \quad (95)$$

où U_b est la vitesse du navire et $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Le terme $\hat{p}$ représente la transformée de Fourier de la perturbation de pression, qui est définie comme étant le produit d'une partie dispersive $\hat{\phi}$ (figure 3.13.a) et de la transformée de Fourier $\hat{f}$ de la fonction de forme de la carène f (figure 3.13.b) :

$$\hat{p}(k_x, k_y) = \hat{\phi}(k, U_b) \times \hat{f}(k_x) \quad (96)$$

avec

$$\hat{\phi}(k, U_b) = -2i\frac{U_b k_x}{k} \left(\frac{e^{kT} + \tanh(k(h-T)) (e^{kT} - 1)}{\cosh(kT) + \tanh(k(h-T)) \sinh(kT)} - 1 \right) \quad (97)$$

où T est le tirant d'eau de la carène et $\hat{f}$ est définie par la formule récursive :

$$\hat{f}_N(k_x) = -\frac{4N}{k_x^2} \frac{B}{L} \left[\cos\left(\frac{k_x L}{2}\right) + \frac{2N-1}{L} \left\{ \hat{f}_{N-1}(k_x) - \frac{2 \sin\left(\frac{k_x L}{2}\right)}{k_x} \right\} \right] \quad (98)$$

dans le cas de la carène *CWn2* dont la fonction de forme est donnée par la formule (46), avec $\hat{f}_0(k_x) = 0$ et $N = n/2 = 1$ (n étant l'exposant dans la fonction de forme de la carène, qui vaut 2 pour la carène *CWn2*).

La figure 3.12.a représente le spectre $\hat{h}$ du sillage calculé pour la carène *CWn2*, aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$. Ce spectre issu du calcul analytique est en bonne concordance avec le spectre issu des mesures expérimentales, rappelé en figure 3.12.b, avec une distribution de l'énergie entre les branches dispersives de la relation de dispersion et la zone centrale du spectre. De plus, une modulation périodique suivant les nombres d'ondes k_x est observée. L'origine de cette modulation est mise en avant en décomposant le spectre $\hat{h}$, qui est le produit dans l'espace de Fourier du spectre $\hat{\phi}$ de la partie dispersive (figure 3.13.a) et du spectre $\hat{f}$ de la forme de la carène (figure 3.13.b). La modulation périodique de l'espace spectral est une conséquence des singularités induites par la forme de la carène à la proue et la poupe. De plus, elle est la signature

spectrale de la longueur de la carène car elle est de période $4\pi/L$, comme nous pouvons le voir dans l'équation (98). Cette modulation est ainsi visible en zoomant sur les spectres expérimentaux des sillages générés par la carène $CWn2$ aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$ (figure 3.14.a) et $F_L = 0,35$ et $F_h = 0,55$ (figure 3.14.b). Elle n'est toutefois pas visible sur les spectres des sillages générés par la carène $CWn8$ en raison du bruit dans l'espace spectral.

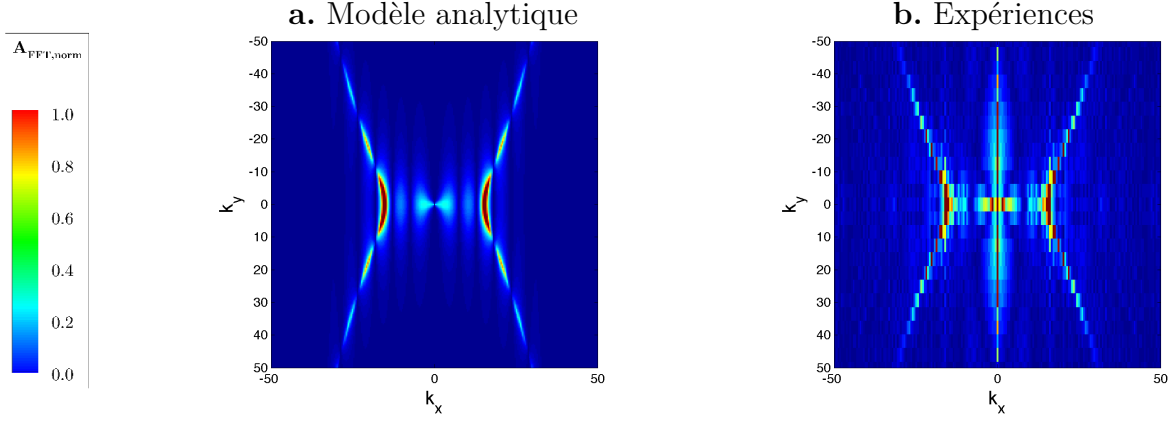


Figure 3.12 – Spectre $\hat{h}$ du sillage généré par la carène $CWn2$ aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$. a - Modèle analytique, b - Expériences.

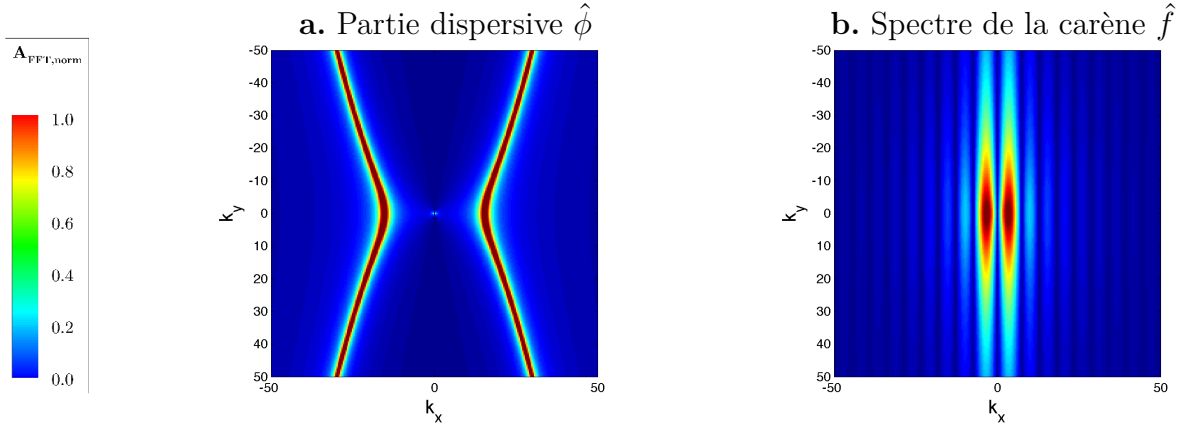


Figure 3.13 – Décomposition du spectre $\hat{h}$ (carène $CWn2$, $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$). a - Spectre de la partie dispersive $\hat{\phi}$, b - Transformée de Fourier $\hat{f}$ de la forme de la carène $CWn2$.

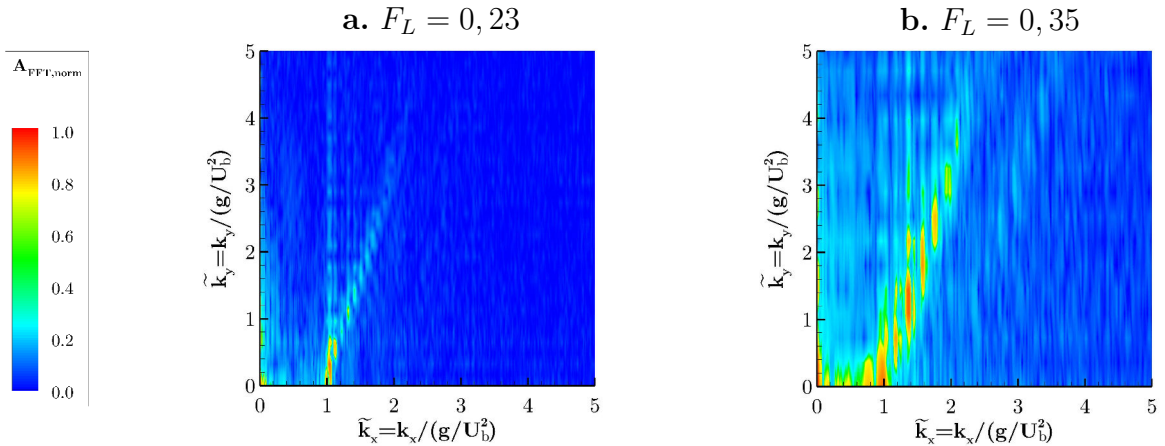


Figure 3.14 – Zoom sur les spectres des sillages générés par la carène $CWn2$ aux nombres de Froude (a) $F_L = 0,23$ et $F_h = 0,37$ et (b) $F_L = 0,35$ et $F_h = 0,55$.

III.2 Résistance à l'avancement

III.2.1 Résistance totale

Les carènes $CWn2$ et $CWn8$ ont fait l'objet de mesure de résistance à l'avancement pour différentes vitesses, dans la configuration de voie d'eau profonde, avec le dynamomètre multi-composante présenté dans le deuxième chapitre. Les courbes tracées sur la figure 3.15 représentent la résistance à l'avancement $R_t(N)$ (prise comme étant la composante longitudinale F_x de la force de traînée mesurée) de chaque carène, en fonction des nombres de Froude de longueur F_L et de hauteur F_h [Caplier *et al.*, 2015b]. Les barres d'erreur sur les courbes de résistance représentent l'incertitude de mesure $I_{F_x} = 0,78 N$, estimée à partir du calcul d'incertitudes détaillé dans le chapitre précédent (page 60). La courbe de résistance correspondant à la carène $CWn2$ présente des oscillations pour les faibles valeurs de vitesse d'avancée, puis ensuite la résistance augmente de façon quasiment linéaire avec la vitesse. Toutefois, les valeurs de résistance étant faibles au niveau des oscillations, elles sont du même ordre de grandeur que l'erreur de mesure donc ne sont physiquement pas représentatives d'un phénomène physique particulier. Ces oscillations ne sont pas visibles sur la courbe de résistance de la carène $CWn8$, pour laquelle la résistance augmente de manière constante avec la vitesse d'avancée du navire. D'un point de vue quantitatif, la résistance mesurée pour la carène $CWn8$ est deux à trois fois plus grande que pour la carène $CWn2$, car son coefficient de bloc plus grand.

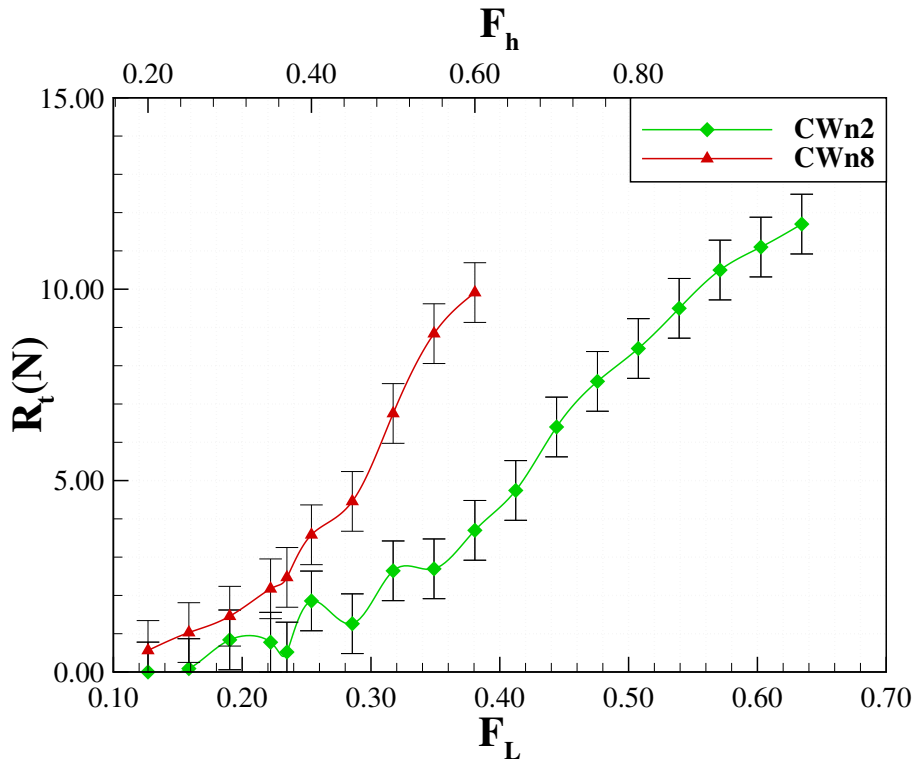


Figure 3.15 – Résistance totale à l'avancement mesurée sur les carènes $CWn2$ (vert) et $CWn8$ (rouge) en fonction des nombres de Froude de longueur F_L et de hauteur F_h .

III.2.2 Résistance de vagues

A partir des mesures de résistance totale, il est possible de calculer la résistance de vagues en suivant la procédure recommandée par l'International Towing Tank Conference [ITTC, 1957] pour les essais sur modèles réduits de navires. Cette méthode de calcul, présentée dans le premier chapitre, est basée sur la décomposition de la résistance totale R_t en une composante de résistance visqueuse notée R_v et une composante de résistance de vagues notée R_w . Un exemple de cette décomposition de la résistance totale est donné sur la figure 3.16 pour la carène $CWn2$. Une fois cette décomposition effectuée, il est possible de comparer la résistance de vagues calculée à partir des mesures expérimentales de résistance à l'avancement, avec les résultats issus des calculs analytiques, basés sur la formule de résistance de vagues de Michell [Michell, 1898] calculée suivant la méthode exposée dans le deuxième chapitre. La figure 3.17 représente la résistance de vagues R_w déterminée expérimentalement (traits pleins) et la résistance de vagues théorique $R_{w,Michell}$ (pointillés) issue des calculs analytiques pour chaque carène étudiée. Les résultats montrent une bonne concordance entre les données expérimentales et analytiques, les courbes de résistance ont la même tendance et la même croissance. Toutefois, bien que l'ordre de grandeur soit le même, des oscillations sont présentes dans la courbe issue des calculs analytiques pour la carène $CWn8$ alors qu'elle ne sont pas visibles dans la courbe expérimentale (courbes en rouge). De plus, le dernier point de la courbe expérimentale présente un écart important avec la courbe en pointillés. Cependant il est important de rappeler que le calcul de la résistance de Michell est basé sur une hypothèse de corps élancé, qui n'est pas forcément respectée par la carène $CWn8$. Les travaux de [Gotman, 2002] ont montré également une bonne concordance de la formule de [Michell, 1898] dans l'hypothèse des corps élancés, ainsi que ses limitations connues.

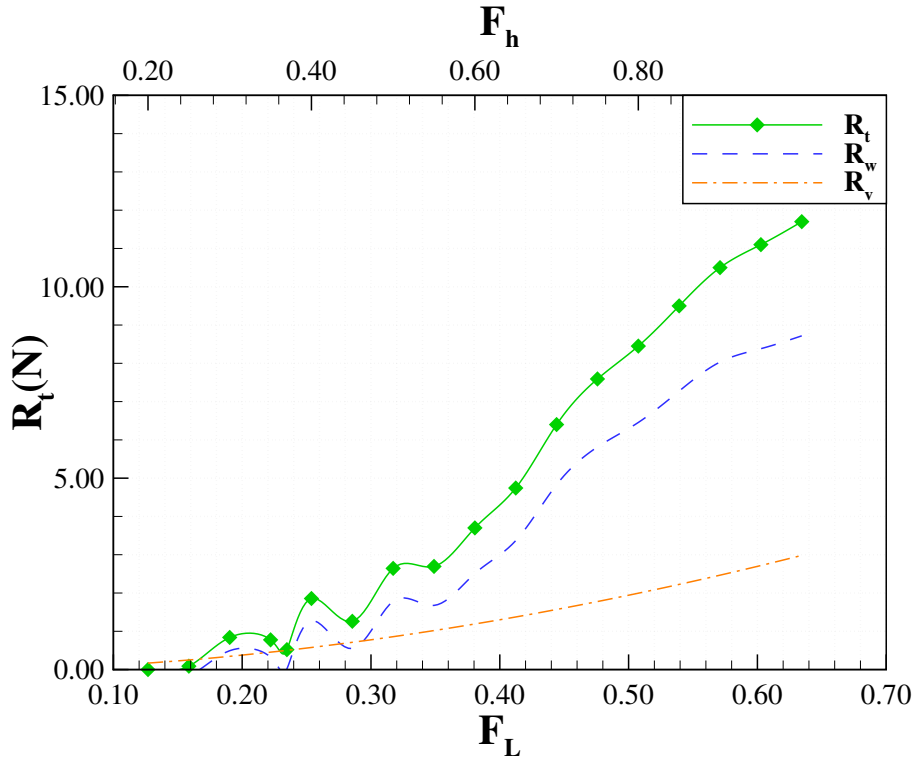


Figure 3.16 – Décomposition de la résistance totale à l'avancement R_t (vert) mesurée sur la carène $CWn2$ en une composante de résistance visqueuse R_v (orange) et une composante de résistance de vagues R_w (bleu).

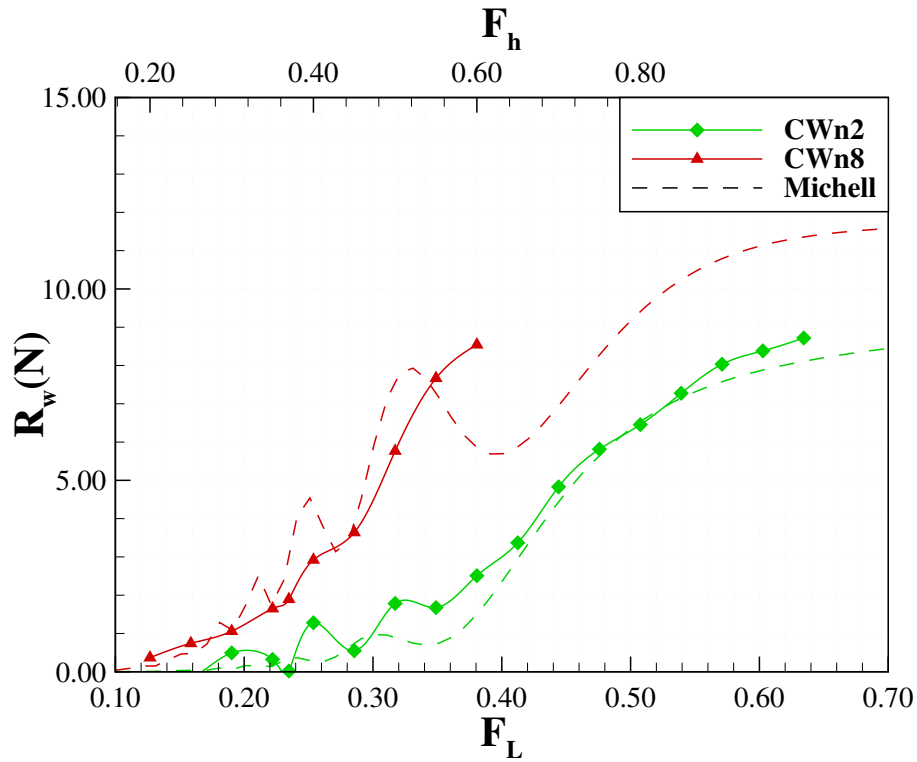


Figure 3.17 – Résistance de vagues déterminée expérimentalement (ligne pleines) et calculée avec la formule de Michell (pointillés) pour les carènes *CWn2* (vert) et *CWn8* (rouge).

III.3 Conclusion

Les sillages générés par les carènes *CWn2* et *CWn8* ont été mesurés avec la méthode de mesure par stéréo-corrélation dans une configuration de voie d'eau profonde. Les sillages obtenus ont été comparés et analysés à la fois dans l'espace réel et dans l'espace spectral. Les différentes analyses ont mis en avant la dépendance de l'amplitude du mode zéro hydrodynamique, et de l'amplitude et la longueur d'onde des vagues générées dans le champ lointain du navire, avec la vitesse d'avancée de la carène. De plus, l'influence de la forme de la carène sur les amplitudes des vagues au niveau des parois du canal a été étudiée. La non-linéarité des sillages observée dans l'espace réel a été expliquée à partir de l'étude des sillages dans l'espace spectral. L'analyse des spectres expérimentaux et leur comparaison avec des spectres calculés analytiquement ont également permis de mettre en avant la signature spectrale de la géométrie du navire. Pour finir, la bonne concordance entre la résistance de vagues déterminée expérimentalement, à partir des courbes de résistance, et la résistance de vagues calculée analytiquement sur la base de la théorie des corps élancés, permet de valider le code de calcul dans cette configuration de voie d'eau profonde.

Effet du confinement et du courant sur le champ de vagues et la résistance à l'avancement

IV.1 Introduction	102
IV.2 Résistance à l'avancement en milieu confiné	106
IV.2.1 Influence des ondes transverses et du bourrelet de proue	106
IV.2.2 Influence du coefficient de bloc de la carène	108
IV.2.3 Prédiction théorique de la résistance de vagues	111
IV.2.4 Synthèse	114
IV.3 Effet du confinement sur les sillages	115
IV.3.1 Régime du sillage	117
IV.3.2 Caractéristiques ondulatoires des sillages	118
IV.3.3 Phénomènes hydrauliques dans la voie d'eau	123
IV.3.3.1 Bourrelet de proue et abaissement du plan d'eau	123
IV.3.3.2 Courant de retour	126
IV.3.4 Synthèse	131
IV.4 Effet du courant	131
IV.4.1 Impact sur le batillage	132
IV.4.2 Changement de régime et non-linéarité	133
IV.4.3 Synthèse	136
IV.5 Conclusion	136

Ce chapitre présente une étude de l'influence du confinement de la voie d'eau sur les sillages et la résistance à l'avancement, à partir d'expériences menées dans une configuration de voie d'eau peu profonde dans le bassin des carènes. Dans un premier temps, un raisonnement sur la prise en compte du confinement d'un point de vue expérimental sera détaillé et les choix des paramètres géométriques et fonctionnels des expériences menées dans cette configuration de voie d'eau peu profonde seront justifiés. La comparaison des courbes de résistance obtenues dans les configurations de voie d'eau peu profonde et de voie d'eau profonde identifiera l'impact du confinement sur la résistance à l'avancement du navire. Une comparaison de la résistance de vagues déterminée expérimentalement et calculée analytiquement mettra en avant les limitations de la théorie des corps élancés pour l'étude de la résistance à l'avancement en milieu confiné. Différents régimes de résistance à l'avancement seront toutefois caractérisés et les visualisations latérales des sillages, menées en parallèle des mesures de résistance, vont permettre de caractériser ces changements de régime. L'analyse des sillages mesurés avec les méthodes optiques stéréoscopiques dans cette configuration de voie d'eau peu profonde permettra de comprendre le passage de régimes de sillages subcritiques en eau profonde, à des régimes transcritiques et supercritiques en eau peu profonde. Le lien entre les modifications des propriétés ondulatoire et hydraulique des sillages dans ces différents régimes et l'impact sur la résistance à l'avancement sera établi. La répartition de l'énergie entre le champ proche et le champ lointain du navire sera étudiée et les phénomènes hydrodynamiques se manifestant dans la voie d'eau en raison du confinement seront quantifiés. Le courant de retour généré autour des navires sera caractérisé et un modèle simple de détermination du courant de retour à partir de la mesure de l'abaissement du plan d'eau sera étudié. Pour finir, une analyse de l'influence du contre-courant dans la voie d'eau sur le régime du sillage et le batillage sera menée et ouvrira des perspectives d'étude.

IV.1 Introduction

Afin d'étudier les effets de confinement de la voie d'eau sur les caractéristiques ondulatoires et hydrauliques des sillages, les paramètres géométriques (largeur et profondeur de la voie d'eau, tirant d'eau et maître-bau du navire) et les paramètres fonctionnels (vitesse du navire) des expériences ont été établis en se basant sur les critères de confinement établis dans le premier chapitre de la thèse.

Pour rappel, le seuil de confinement ondulatoire, c'est à dire le seuil d'apparition des effets de hauteur d'eau finie sur la propagation des ondes de gravité, a été déterminé théoriquement à partir de la relation de dispersion des ondes. Ce critère mène à un nombre de Froude de hauteur minimal $F_{h,min} = 0,61$ qu'il convient de respecter. D'un point de vue hydraulique, les effets de confinement latéral et vertical sur l'écoulement autour de la carène se manifestent pour des rapports $h/T < 4$, $W/B < 4$ et $A_c/A_b < 15$ [ITTC, 1987] [Pompée, 2015] (voir figure 4.1 dans le cas d'une section rectangulaire).

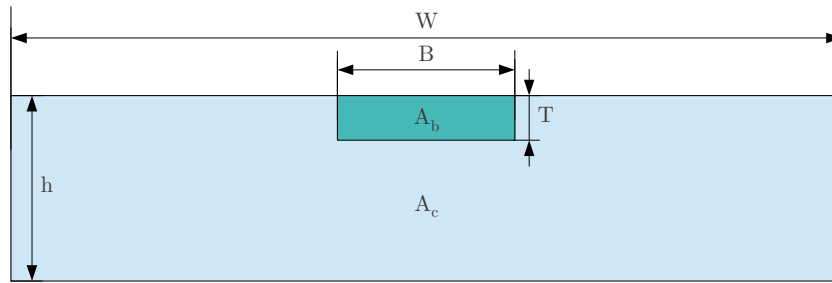


Figure 4.1 – Représentation schématique d'une voie d'eau à section rectangulaire. $A_c = h \times W$ est la section transversale du canal, avec h la hauteur d'eau et W la largeur de la voie d'eau - $A_b = T \times B$ est la section transversale du navire, avec T le tirant d'eau et B le maître-bau du navire.

Le choix a été fait de conserver les mêmes vitesses d'avancée que dans la configuration de voie d'eau profonde, à savoir $U_b = 0,80 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_b = 1,20 \text{ m.s}^{-1}$, correspondant à des nombres de Froude de longueur $F_L = 0,23$ et $F_L = 0,35$. Ainsi, la hauteur d'eau est le seul paramètre qui change d'une configuration à l'autre, donc il est possible d'étudier uniquement l'effet de diminution de la hauteur d'eau sur le sillage généré pour une même vitesse d'avancée. Une vitesse supplémentaire $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$ a toutefois été étudiée pour la carène *CWn2*, ce choix sera justifié lors de l'étude de la résistance à l'avancement dans la configuration de voie d'eau peu profonde.

Afin de respecter les critères rappelés ci-dessus, la hauteur d'eau pour la configuration de voie d'eau peu profonde a été fixée à $h = 0,103 \text{ m}$, tandis que la largeur du canal est la même, à savoir $W = 1,5 \text{ m}$. Les vitesses d'avancée $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$, $U_b = 0,80 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_b = 1,20 \text{ m.s}^{-1}$, pour une hauteur d'eau $h = 0,103 \text{ m}$, correspondent à des nombres de Froude de hauteur $F_h = 0,70$, $F_h = 0,80$ et $F_h = 1,20$. Pour rappel, les carènes *CWn2* et *CWn8* présentées dans le deuxième chapitre (page 56) ont une longueur $L = 1,20 \text{ m}$, un maître-bau $B = 0,18 \text{ m}$ et le tirant d'eau est fixé à $T = 0,075 \text{ m}$. Le tableau donné sur la figure 4.2 montre qu'avec ce choix de paramètres, le confinement à la fois ondulatoire ($F_h > 0,61$) et hydraulique ($h/T < 4$) sera pris en compte verticalement pour les essais en eau peu profonde. Le confinement latéral sera le même qu'en eau profonde, car les parois du canal restent fixes. D'un point de vue ondulatoire, il se caractérisera par les réflexions des vagues sur les parois. D'un point de vue hydraulique, le confinement latéral sera moyennement marqué ($4 < W/B < 10$) donc l'écoulement moyennement impacté.

h(m)	0,103			critère de confinement
U_b(m.s⁻¹)	0,70	0,80	1,20	
F_L	0,20	0,23	0,35	/
F_h	0,70	0,80	1,20	> 0,61
h/T	1,37			< 4
T/h	0,73			> 0,25
W/B	8,33			< 4
B/W	0,12			> 0,25
A_c/A_b	11,44			< 15
A_b/A_c	0,09			> 0,07

Figure 4.2 – Matrice d’essais pour les mesures de sillages en eau peu profonde (sans courant). Les ratios sont calculés avec les paramètres choisis pour les expériences (figures 4.5 et 4.6). Les critères de confinement sont basés sur [ITTC, 1987] et [Pompée, 2015].

Le graphique donné sur la figure 4.4 permet de représenter de façon schématique l’intensité du confinement hydraulique dans la voie d’eau. L’échelle de couleur représente la valeur du coefficient de blocage $m = A_b/A_c$ (où $A_b = B \times T$ est la section du navire et $A_c = W \times h$ la section du canal rectangulaire), en fonction du confinement hydraulique vertical ($0 < T/h < 1$) et latéral ($0 < B/W < 1$). Les lignes grises rappellent les seuils de confinement hydraulique établis par [ITTC, 1987] et [Pompée, 2015] : les tirets représentent les ratios $T/h = 1/4$ et $B/W = 1/10$ (confinement moyennement marqué) et les lignes pleines les ratios $T/h = 1/1,5$ et $B/W = 1/14$ (confinement très marqué). La croix rouge situe le confinement hydraulique obtenu avec les paramètres fixés pour les expériences en eau peu profonde (voir les ratios donnés dans le tableau sur la figure 4.2 et le schéma sur la figure 4.5). La croix bleue représente quant à elle la configuration en eau profonde étudiée dans le chapitre précédent, pour laquelle la hauteur d’eau est $h = 0,483$ m et la section transversale est constituée d’une partie inférieure trapézoïdale de hauteur h_{inf} et d’une partie supérieure rectangulaire de hauteur h_{sup} (figure 4.6). Les ratios sont donc $T/h = 0,15$, $B/W = 0,12$ et $m = A_b/A_c = 0,02$ avec la section du canal A_c calculée par l’équation (99).

$$A_c = \frac{w + W}{2} \times h_{inf} + W \times h_{sup} \quad (99)$$

Pour étudier l’effet du courant, des sillages ont été mesurés avec la méthode de stéréoréfraction dans la configuration de voie d’eau peu profonde, pour une vitesse d’avancée $U_b = 0,45$ m.s⁻¹, correspondant à des nombres de Froude $F_L = 0,13$ et $F_h = 0,45$, en eau calme et en présence d’un contre-courant de vitesse $u_c = 0,20$ m.s⁻¹. Le tableau suivant donne un récapitulatif des mesures de sillage effectuées pour chaque carène.

Carène <i>CWn2</i>				Carène <i>CWn8</i>			
F_h	F_L	$U_b(m.s^{-1})$	$u_c(m.s^{-1})$	F_h	F_L	$U_b(m.s^{-1})$	$u_c(m.s^{-1})$
0,45	0,13	0,45	0,20	0,80	0,23	0,80	0
0,45	0,13	0,45	0	1,20	0,35	1,20	0
0,70	0,20	0,70	0				
0,80	0,23	0,80	0				
1,20	0,35	1,20	0				

Figure 4.3 – Récapitulatif des mesures de sillage menées en eau peu profonde.

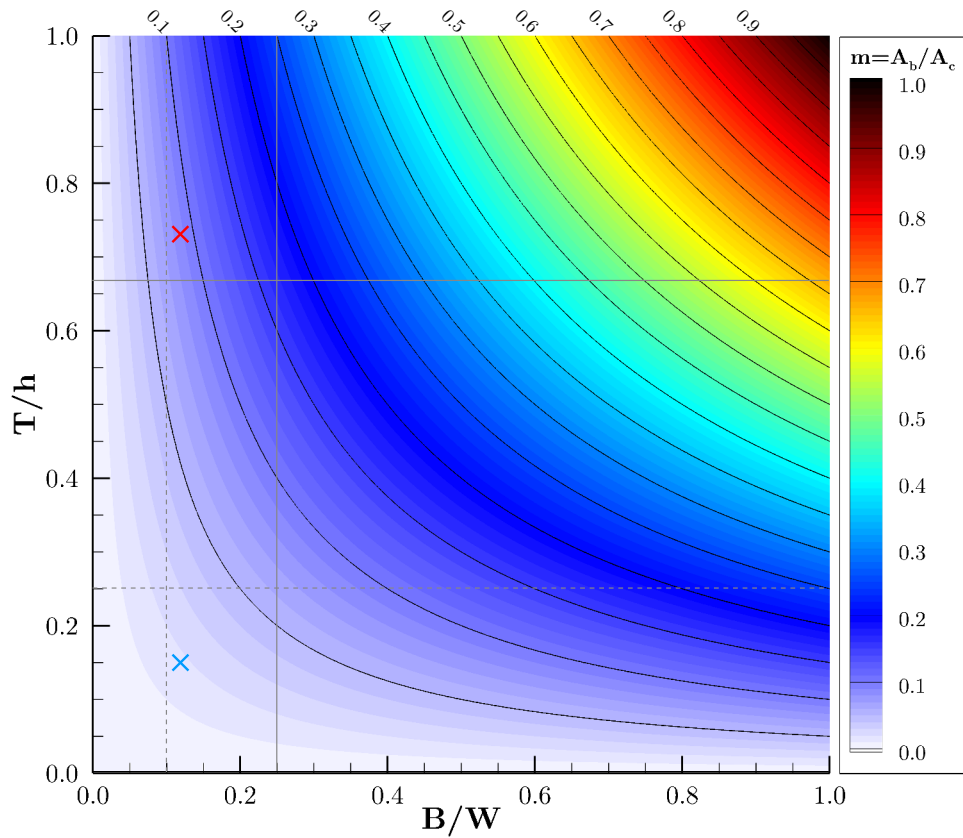


Figure 4.4 – Représentation graphique du confinement hydraulique. Taux de blocage d'une voie d'eau de section rectangulaire $m = A_b/A_c = (B \times T)/(W \times h)$ en fonction des ratios de confinement vertical T/h et latéral B/W . La croix rouge représente la configuration de voie d'eau peu profonde ($T/h = 0,73$; $B/W = 0,12$; $m = 0,09$) et la croix bleue la configuration de voie d'eau profonde ($T/h = 0,15$; $B/W = 0,12$; $m = 0,02$). Les lignes grises représentent les seuils de confinement établis par [ITTC, 1987] [Pompée, 2015] (tirets : confinement moyennement marqué, lignes pleines : confinement très marqué).

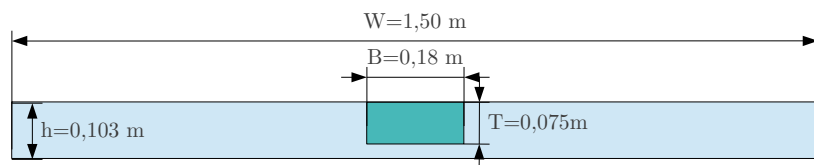


Figure 4.5 – Schéma de la section transversale en configuration de voie d'eau peu profonde.

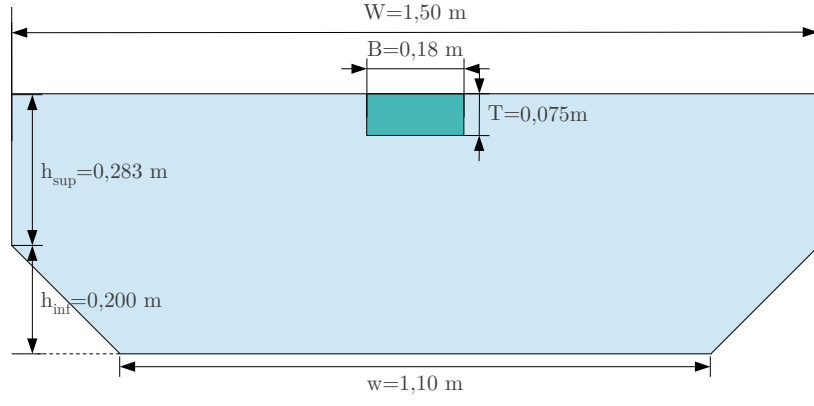


Figure 4.6 – Schéma de la section transversale en configuration de voie d'eau profonde.

Les mesures de résistance ont été effectuées pour la même gamme de vitesse que les essais en eau profonde $U_b \in [0,60 ; 1,85] \text{ m.s}^{-1}$, correspondant à des nombres de Froude de longueur $F_L \in [0,18 ; 0,54]$, dans une hauteur d'eau $h = 0,103 \text{ m}$. Cette gamme de vitesse correspond à une gamme de nombres de Froude de hauteur $F_h \in [0,60 ; 1,85]$. Ainsi, il sera possible d'étudier le comportement de la résistance autour de $F_h = 1$. De plus, la résistance à l'avancement sera mesurée dans les régimes subcritiques, transcritiques et supercritiques définis par cette configuration de voie d'eau peu profonde [Caplier *et al.*, 2015c]. Ces régimes sont mis en évidence sur le diagramme de Schijf, présenté au premier chapitre (page 32) et rappelé sur la figure 4.7, et sont bornés par les nombres de Froude critiques $F_{h1} = 0,64$ et $F_{h2} = 1,37$ obtenus par la théorie de Schijf [Schijf, 1949], calculés par les équations (100) et (101) avec $m = A_b/A_c = 0,09$.

$$F_{h1} = \left[2 \sin \left(\frac{\arcsin(1 - m)}{3} \right) \right]^{\frac{3}{2}} \quad (100)$$

$$F_{h2} = \left[2 \sin \left(\frac{\pi - \arcsin(1 - m)}{3} \right) \right]^{\frac{3}{2}} \quad (101)$$

Ces nombres de Froude de hauteur critique dépendent uniquement du coefficient de blocage de la voie d'eau m , qui devient le paramètre clé du problème. Ils ont les limites suivantes lorsque le confinement devient très faible ($m \rightarrow 0$) ou très fort ($m \rightarrow 1$) :

$$\lim_{m \rightarrow 0} F_{h1} = \lim_{m \rightarrow 0} F_{h2} = 1 \quad (102)$$

$$\lim_{m \rightarrow 1} F_{h1} = 0 \quad (103)$$

$$\lim_{m \rightarrow 1} F_{h2} = 3^{3/4} \approx 2,28 \quad (104)$$

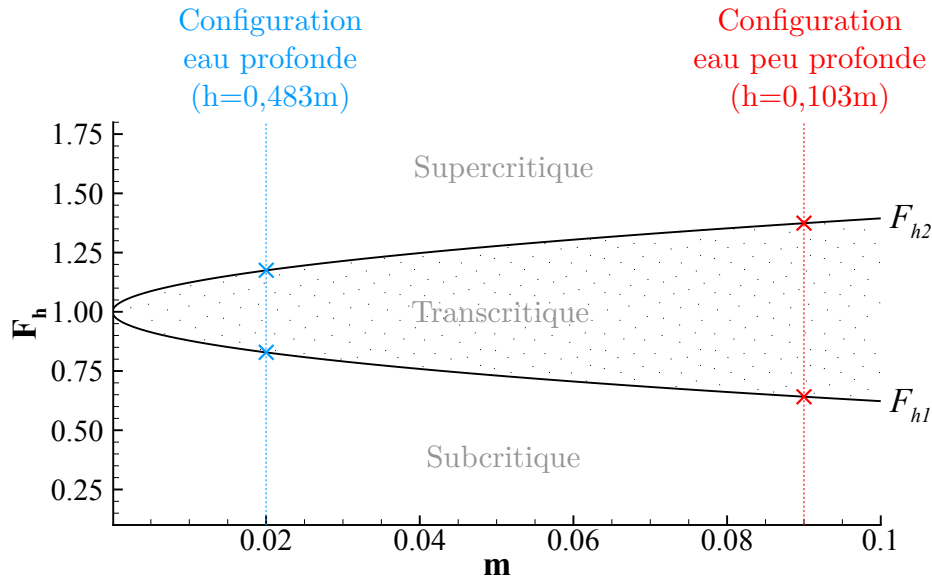


Figure 4.7 – Nombres de Froude de hauteur critique F_{h1} et F_{h2} calculés avec la théorie de [Schijf, 1949], pour les configurations de voie d'eau profonde (bleu) et peu profonde (rouge).

IV.2 Résistance à l'avancement en milieu confiné

IV.2.1 Influence des ondes transverses et du bourrelet de proue

La figure 4.8 présente une comparaison des courbes de résistance mesurées dans les configurations de voie d'eau profonde (vert) et peu profonde (bleu) pour la carène *CWn2*, en fonction du nombre de Froude de longueur F_L commun aux deux configurations [Caplier *et al.*, 2015b]. L'axe des abscisses bleu, placé en haut de la figure, donne les nombres de Froude de hauteur pour la configuration de voie d'eau peu profonde uniquement. Les barres d'erreur sur les courbes de résistance représentent l'incertitude de mesure $I_{F_x} = 0,78 \text{ N}$ calculée dans le deuxième chapitre (page 60). Les lignes noires discontinues repèrent les nombres de Froude de hauteur critique $F_{h1} = 0,64$ et $F_{h2} = 1,37$ calculés à partir de la théorie de Schijf dans la configuration de voie d'eau peu profonde [Schijf, 1949]. Ces deux nombres de Froude de hauteur critique, déterminés théoriquement à partir d'une représentation simplifiée d'un navire dans une section confinée, couplée à plusieurs hypothèses fortes, permettent toutefois d'identifier plusieurs zones dans la courbe de résistance :

- Régime subcritique $F_h < 0,64$ ($F_L < 0,19$)
- Régime transcritique $0,64 < F_h < 1,37$ ($0,19 < F_L < 0,40$)
- Régime supercritique $F_h > 1,37$ ($F_L > 0,40$)

Passage du régime subcritique au régime transcritique

L'ordre de grandeur de la résistance en régime subcritique ($F_h < 0,64$) est le même pour les deux configurations, le confinement hydraulique ou ondulatoire n'a donc pas d'effet notable sur la résistance. Ensuite la résistance en eau peu profonde augmente brusquement dans le régime transcritique, à partir du nombre de Froude de hauteur critique $F_{h1} = 0,64$. Les visualisations latérales menées en parallèle des mesures de résistance à l'avancement, données sur la figure 4.9, montrent une augmentation soudaine de l'amplitude des ondes transverses au moment du passage dans le régime transcritique [Caplier *et al.*, 2015c]. Cette signature visuelle de l'augmentation de la résistance, c'est à dire l'amplification soudaine des ondes transverses à partir d'un nombre de Froude $F_h \approx 0,70$, est bien mise

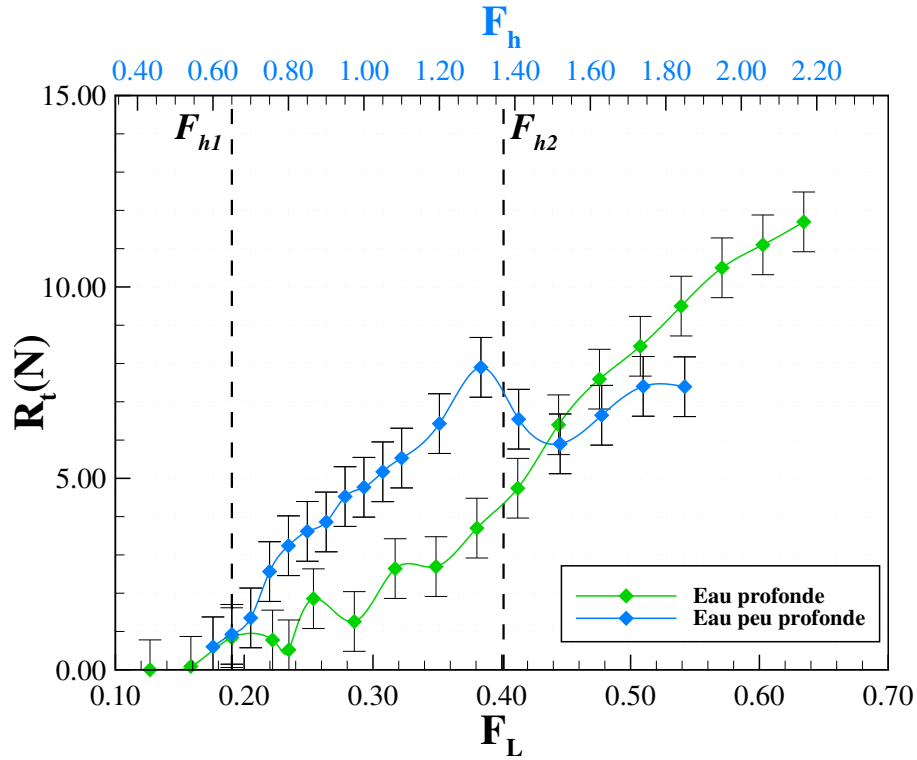


Figure 4.8 – Résistance totale à l'avancement mesurée sur la carène *CWn2* en eau profonde (vert) et en eau peu profonde (bleu) en fonction du nombre de Froude de longueur F_L .

en évidence par les photographies en vue de dessus des sillages données sur la figure 4.10. Ces photographies montrent également l'apparition d'une zone triangulaire s'accrochant à la poupe du navire, dans lequel le plan d'eau est plat. La surface de cette zone augmente ensuite avec la vitesse du navire et les ondes transverses commencent à s'incurver.

Régime transcritique

En régime transcritique, la résistance augmente linéairement avec la vitesse d'avancée du navire sur une gamme de nombres de Froude $F_h \in [0, 75 ; 1, 30]$. La pente étant la même pour les deux courbes, l'écart reste constant et la résistance en eau peu profonde est environ deux fois supérieure à la résistance en eau profonde. Cet écart est principalement dû au bourrelet de proue généré en eau peu profonde, visible sur les visualisations latérales des sillages en régime transcritique, données sur la figure 4.11.

Régime supercritique

La chute de résistance marquant l'entrée dans le régime supercritique, à un nombre de Froude de hauteur $F_h = F_{h2} = 1,37$ est associée au moment où le navire « surfe » le bourrelet de proue. Ceci est mis en évidence par les visualisations latérales des sillages en régime supercritique, données sur la figure 4.12. La chute de résistance est si importante que la résistance mesurée en eau peu profonde devient inférieure à la résistance mesurée en eau profonde (de l'ordre de 20 à 30%). Le creux dans la courbe de résistance, au nombre de Froude $F_h = 1,52$ correspond au moment où le bourrelet de proue est situé au milieu du navire (figure 4.12.b) [Caplier *et al.*, 2015c].

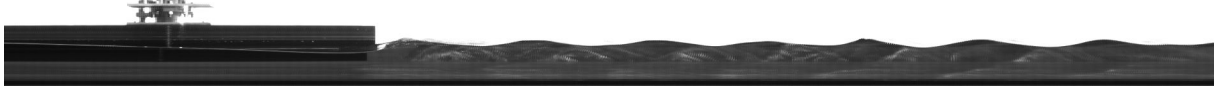
a. $F_h = 0,60$ b. $F_h = 0,65$ c. $F_h = 0,70$ d. $F_h = 0,75$ e. $F_h = 0,80$ 

Figure 4.9 – Visualisations latérales des sillages générés par la carène *CWn2* lors du passage du régime subcritique au régime transcritique, de $F_h = 0,60$ à $F_h = 0,80$. Le bateau se déplace de droite à gauche.

IV.2.2 Influence du coefficient de bloc de la carène

La figure 4.13 donne les courbes de résistance mesurées dans la configuration de voie d'eau peu profonde sur les carènes *CWn2* (bleu) et *CWn8* (orange), en fonction des nombres de Froude de longueur F_L et de hauteur F_h . Les barres d'erreur sur les courbes de résistance représentent l'incertitude de mesure $I_{F_x} = 0,78 \text{ N}$. A partir de ces courbes de résistance, le coefficient de traînée des carènes peut-être déterminé afin de donner une version adimensionnée de la résistance à l'avancement du navire (figure 4.14). Il se calcule avec l'équation (105) où ρ est la masse volumique de l'eau, U_b est la vitesse d'avancée de la carène et S_m est la surface mouillée de la carène ($S_m = 0,324 \text{ m}^2$ pour la carène *CWn2* et $S_m = 0,372 \text{ m}^2$ pour la carène *CWn8*, se référer au calcul page 57 pour plus de détails).

$$C_T = \frac{R_T}{\frac{1}{2} \rho S_m U_b^2} \quad (105)$$

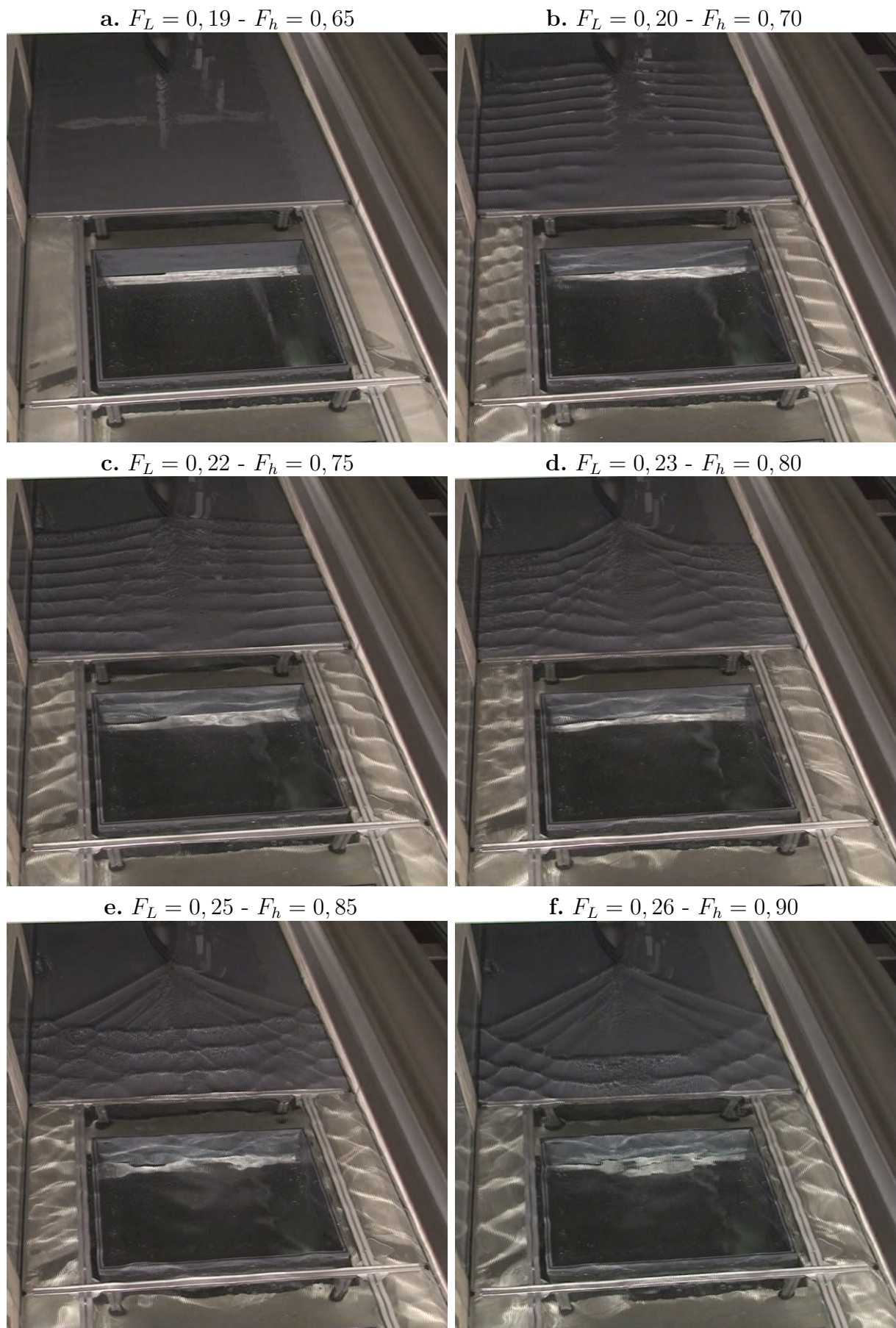


Figure 4.10 – Vue de dessus de sillages générés par la carène *CWn2* en régime transcritique. La poupe du navire est située en haut des photos, le navire se déplace de bas en haut.

a. $F_h = 0,90$



b. $F_h = 1,00$



c. $F_h = 1,10$



d. $F_h = 1,20$



e. $F_h = 1,31$

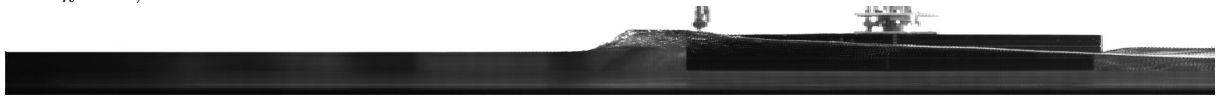


Figure 4.11 – Visualisations latérales des sillages générés par la carène *CWn2* en régime transcritique, de $F_h = 0,90$ à $F_h = 1,31$. Le bateau se déplace de droite à gauche.

a. $F_h = 1,41$



b. $F_h = 1,52$



c. $F_h = 1,63$



Figure 4.12 – Visualisations latérales des sillages générés par la carène *CWn2* en régime supercritique, de $F_h = 1,41$ à $F_h = 1,63$. Le bateau se déplace de droite à gauche.

Le coefficient de traînée de la carène *CWn8* est environ 1,5 fois plus important que celui de la carène *CWn2*, en raison de son coefficient de bloc plus grand. L'amplitude des ondes transverses, pour une même vitesse d'avancée en régime transcritique est donc plus grande, comme le montrent les visualisations latérales sur la figure 4.15. Les mesures de résistance en régime supercritique pour la carène *CWn8* n'ont pas été possibles puisque le bourrelet de proue commençait à submerger la proue du navire (voir figure 4.16).

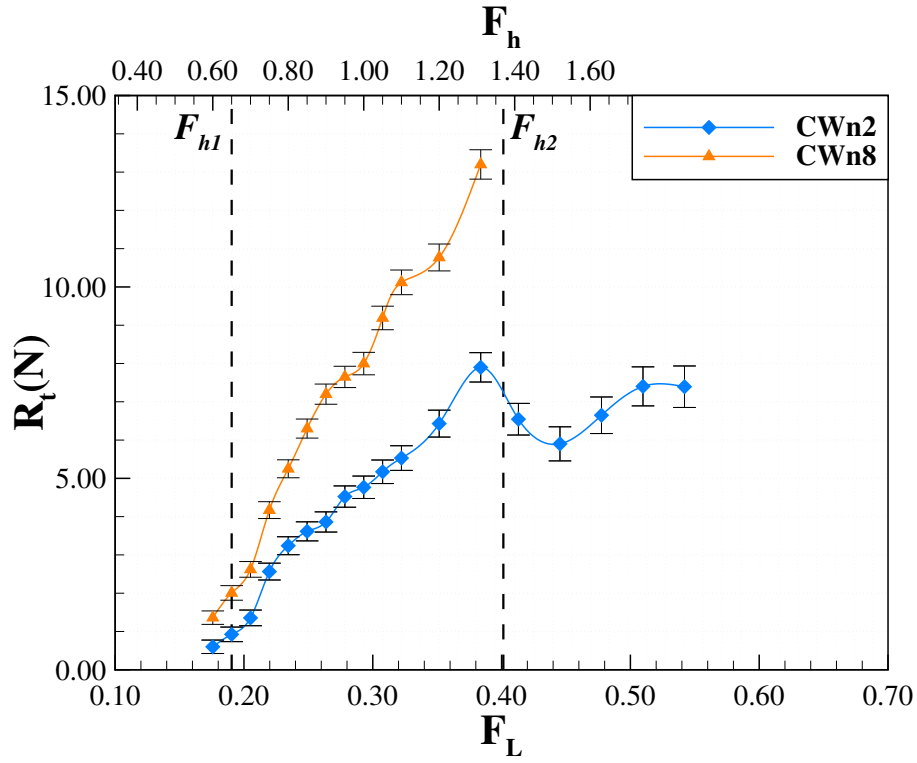


Figure 4.13 – Résistance totale à l'avancement mesurée sur les carènes $CWn2$ (bleu) et $CWn8$ (orange) en fonction des nombres de Froude de longueur F_L et de hauteur F_h .

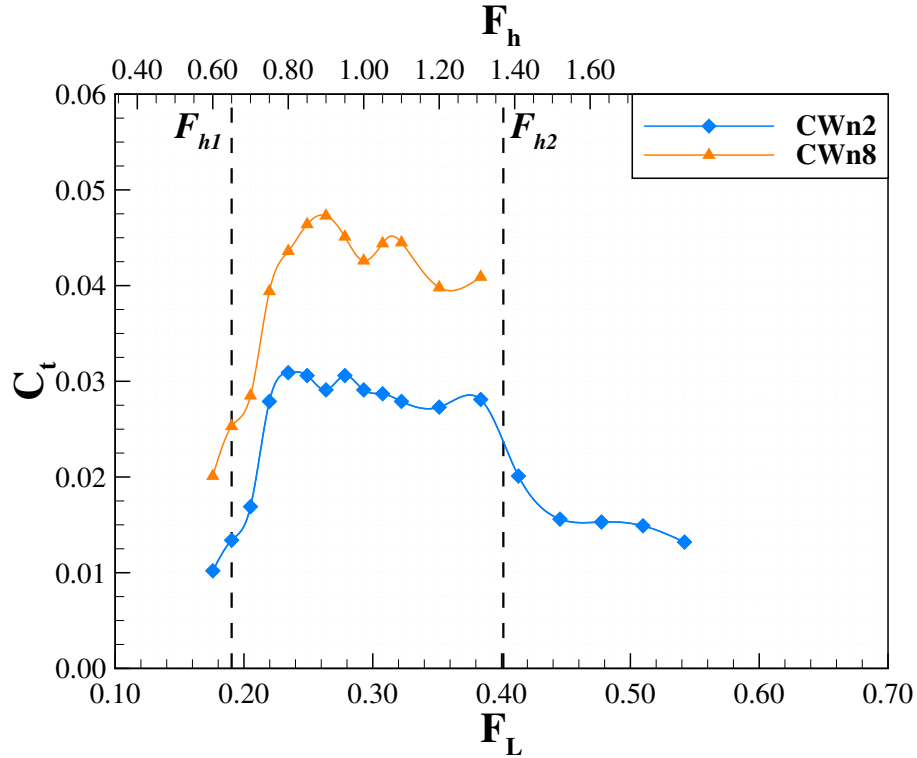
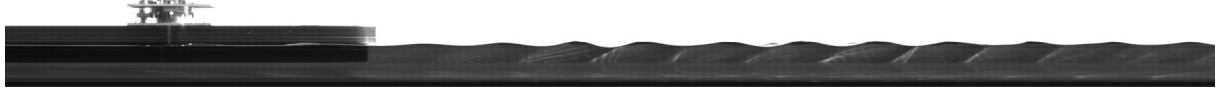
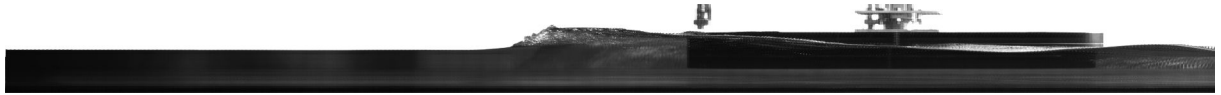


Figure 4.14 – Coefficient de traînée des carènes $CWn2$ (bleu) et $CWn8$ (orange) en fonction des nombres de Froude de longueur F_L et de hauteur F_h .

IV.2.3 Prédiction théorique de la résistance de vagues

La résistance de vagues R_w a été calculée à partir de la résistance totale R_t , en appliquant la procédure recommandée par l'International Towing Tank Conference [ITTC, 1957]. Les résultats peuvent alors être comparés aux résultats issus des calculs analytiques de résistance de vagues, basés sur la théorie des corps élancés tenant compte du confine-

a. $F_h = 0,60$, carène $CWn2$ **b.** $F_h = 0,60$, carène $CWn8$ **c.** $F_h = 0,65$, carène $CWn2$ **d.** $F_h = 0,65$, carène $CWn8$ **Figure 4.15** – Visualisations latérales des sillages générés par les carènes $CWn2$ et $CWn8$ en eau peu profonde, aux nombres de Froude $F_h = 0,60$ et $F_h = 0,65$. Le bateau se déplace de droite à gauche.**Figure 4.16** – Visualisation latérale du sillage généré par la carène $CWn8$ en eau peu profonde, au nombre de Froude $F_h = 1,31$. Le bateau se déplace de droite à gauche.

ment de la voie d'eau, présentée au premier chapitre (page 41) [Michell, 1898]. Les figures 4.17 et 4.18 représentent la résistance de vagues déterminée expérimentalement (bleu et orange) et la résistance de vagues calculée avec la formule de [Sretensky, 1936], notée $R_{w,Sretensky-W}$, prenant en compte le confinement latéral, la formule de [Sretensky, 1937], notée $R_{w,Sretensky-H}$, prenant en compte le confinement vertical, et finalement la formule de [Keldysh et Sedov, 1937], notée $R_{w,Keldysh-Sedov}$, prenant en compte à la fois la largeur finie et la profondeur finie du canal. Les résultats montrent un écart important entre la résistance de vagues déterminée à partir des mesures expérimentales et la résistance de vagues calculée analytiquement. Les courbes analytiques présentent un pic de résistance à $F_h \approx 1$. Ce pic de résistance prédit théoriquement n'est pas observé sur la courbe expérimentale. En effet, les effets hydrauliques dans la voie d'eau impactent la résistance et élargissent le pic ondulatoire théorique. La zone de régime critique forme un palier, dont la largeur dépend uniquement des nombres de Froude de hauteur critique F_{h1} et F_{h2} , et donc du taux de blocage m . De plus, les effets hydrauliques ne sont pas considérés dans la théorie des corps élancés, qui néglige la réponse hydrodynamique autour de la carène. Le confinement hydraulique n'est donc pas pris en compte dans les calculs analytiques et de ce fait ils ne permettent pas de prédire la résistance de vagues en milieu confiné, car les effets hydrauliques jouent un rôle prépondérant dans la résistance à l'avancement du navire. Pour finir, la procédure proposée par [ITTC, 1957] est valide dans une configuration maritime et n'est donc pas appropriée pour un régime fluvial tel que celui étudié dans la configuration de voie d'eau peu profonde. La détermination expérimentale de la résistance de vagues en eau peu profonde n'est donc pas possible avec cette procédure.

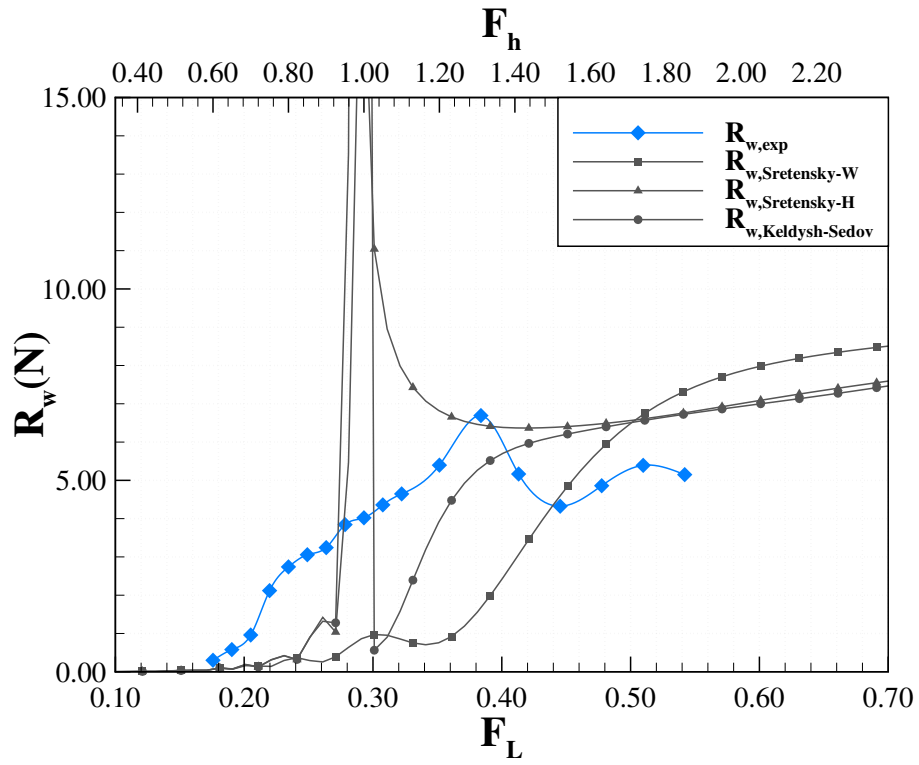


Figure 4.17 – Comparaison de la résistance de vagues déterminée expérimentalement (bleu) avec la résistance de vagues calculée analytiquement (gris) pour la carène *CWn2*.

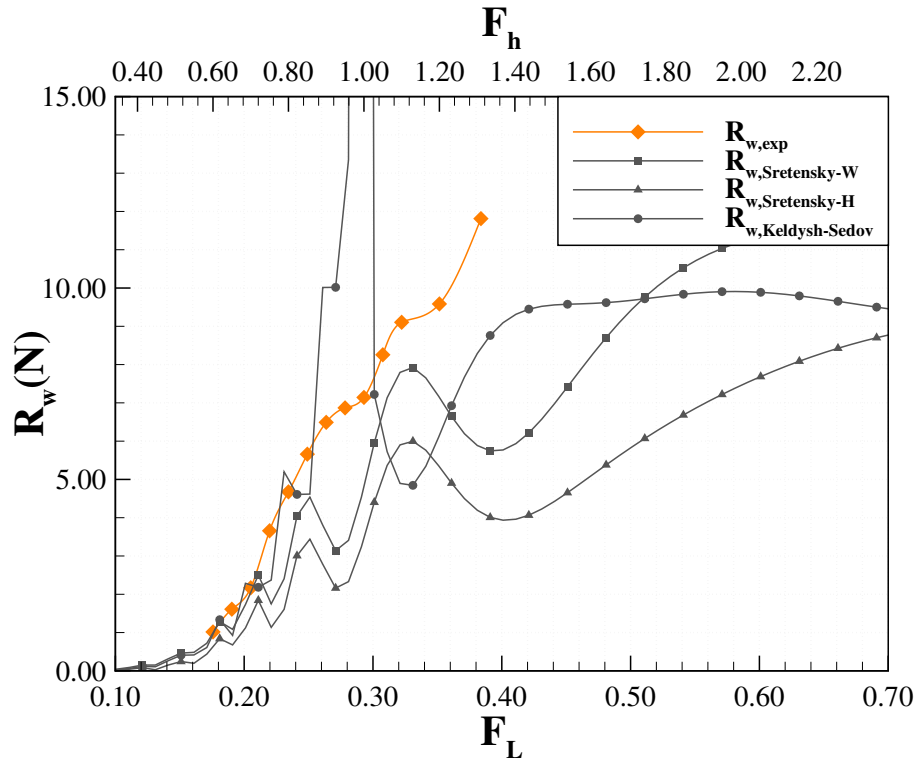


Figure 4.18 – Comparaison de la résistance de vagues déterminée expérimentalement (bleu) avec la résistance de vagues calculée analytiquement (gris) pour la carène *CWn8*.

IV.2.4 Synthèse

Les mesures de résistance à l'avancement ont permis d'obtenir des courbes de résistance dans la configuration de voie d'eau peu profonde. L'analyse de ces courbes a permis d'identifier les zones subcritiques, transcritiques et supercritiques, qui sont bien définies par la modélisation de Schijf [Schijf, 1949]. L'observation des sillages et les visualisations latérales menées en parallèle des essais ont permis d'identifier l'origine de ces changements de régime. L'augmentation soudaine de l'amplitude des ondes transverses place le navire dans une zone transcritique, rarement franchissable par les navires fluviaux (qui ont généralement des régimes de vitesse correspondant à des nombres de Froude $F_L < 0,20$ [Pompée, 2013]). Le bourrelet de proue généré à l'avant du navire en régime transcritique joue également un rôle important dans la résistance à l'avancement du navire. En outre, l'influence de la forme de la carène sur le coefficient de traînée du navire a été caractérisée à partir de mesures de résistance. Pour finir, la résistance de vagues déterminée expérimentalement a été comparée aux résultats des calculs analytiques basés sur la théorie des corps élancés [Michell, 1898], tenant compte du confinement vertical et latéral de la voie d'eau [Sretensky, 1936][Sretensky, 1937][Keldysh et Sedov, 1937]. Les limitations de cette théorie pour la prédiction de la résistance de vagues en milieu confiné ont été identifiées à partir de ces comparaisons. Les effets de confinement ondulatoire et hydraulique impactent fortement la résistance à l'avancement, et la théorie des corps élancés ne tient pas compte de ces effets importants. La mesure et l'analyse du champ de vagues sont donc indispensables pour comprendre l'importance des effets du confinement sur les caractéristiques ondulatoires et hydrauliques des sillages et les changements de régime.

IV.3 Effet du confinement sur les sillages

Les sillages générés dans la configuration de voie d'eau peu profonde ($h = 0,103m$) sont représentés sur les figures 4.19 pour la carène *CWn8* et 4.20 pour la carène *CWn2*. Ces sillages ont été mesurés avec les méthodes de stéréo-réfraction et de stéréo-corrélation présentées dans le deuxième chapitre. Pour rappel, les tâches noires représentent les zones où la reconstruction de la surface libre est impossible en raison de l'absence de particules. Bien que ce défaut d'ensemencement empêche une reconstruction complète de la déformée de surface libre, principalement dans le sillage immédiat du bateau et parfois sur le bord du canal, il permet de mettre en évidence les amplitudes importantes des creux au niveau de la paroi, par exemple sur les sillages générés par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_h = 0,70$ et $F_h = 0,80$ (figures 4.20.b et 4.20.c), ainsi qu'un phénomène de déferlement sur le sillage généré par la carène *CWn2* à un nombre de Froude $F_h = 0,80$ (figure 4.20.c pour $X/L \approx 0,8$).

Ces sillages sont très différents des sillages générés dans la configuration de voie d'eau profonde, présentés dans le chapitre précédent (pages 86 et 88). Un exemple est rappelé sur la figure 4.21 représentant le sillage généré par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$. Le confinement vertical se traduit par une modification des caractéristiques ondulatoires des sillages. En effet, la forme des sillages et la répartition de l'énergie entre les systèmes de vagues transverses et de vagues divergentes est différente. Plusieurs régimes de sillages sont identifiables, suivant le nombre de Froude de hauteur F_h . De plus, les sillages montrent l'apparition de phénomènes hydrodynamiques provoqués par le confinement hydraulique de la voie d'eau, tels que le bourrelet de proue à l'avant du navire et l'abaissement du plan d'eau le long de la carène. Les caractéristiques de ces phénomènes dépendent fortement de la vitesse de la carène, mais également de sa forme.

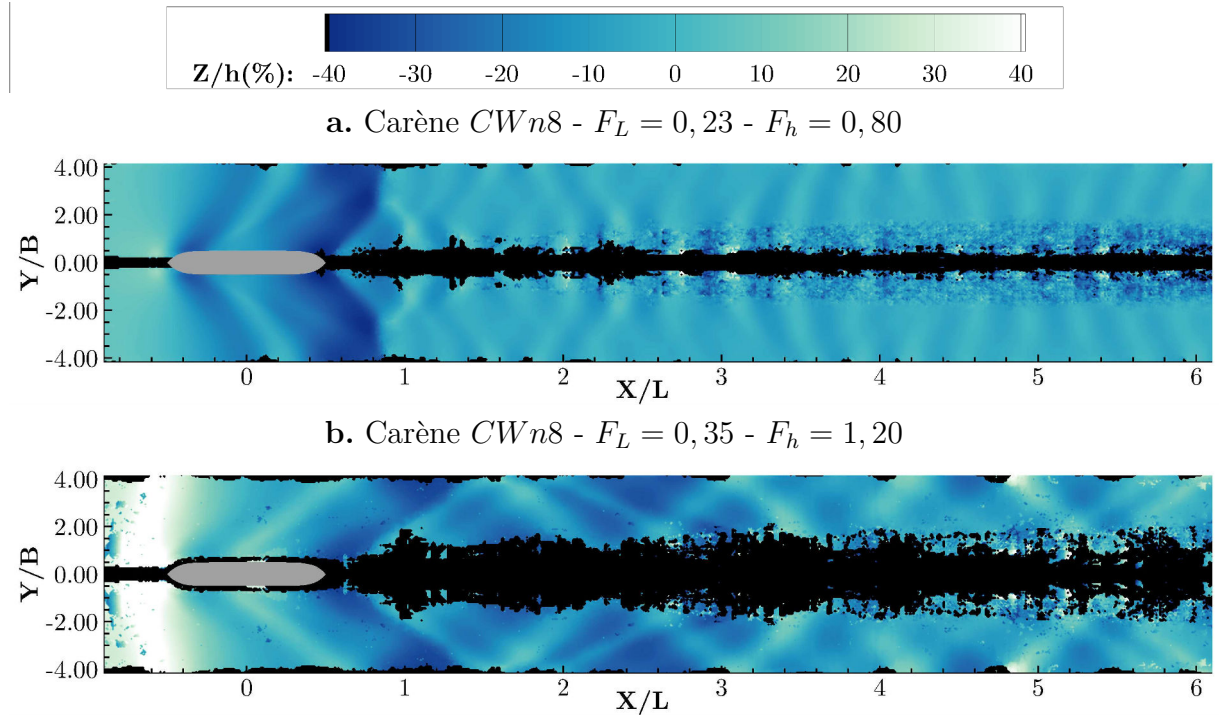


Figure 4.19 – Sillages générés en configuration de voie d'eau peu profonde par la carène *CWn8*, pour des nombres de Froude (a) $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,80$ et (b) $F_L = 0,35$ - $F_h = 1,20$. La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,103 m$ et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20 m$ et le maître-bau $B = 0,18 m$ de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

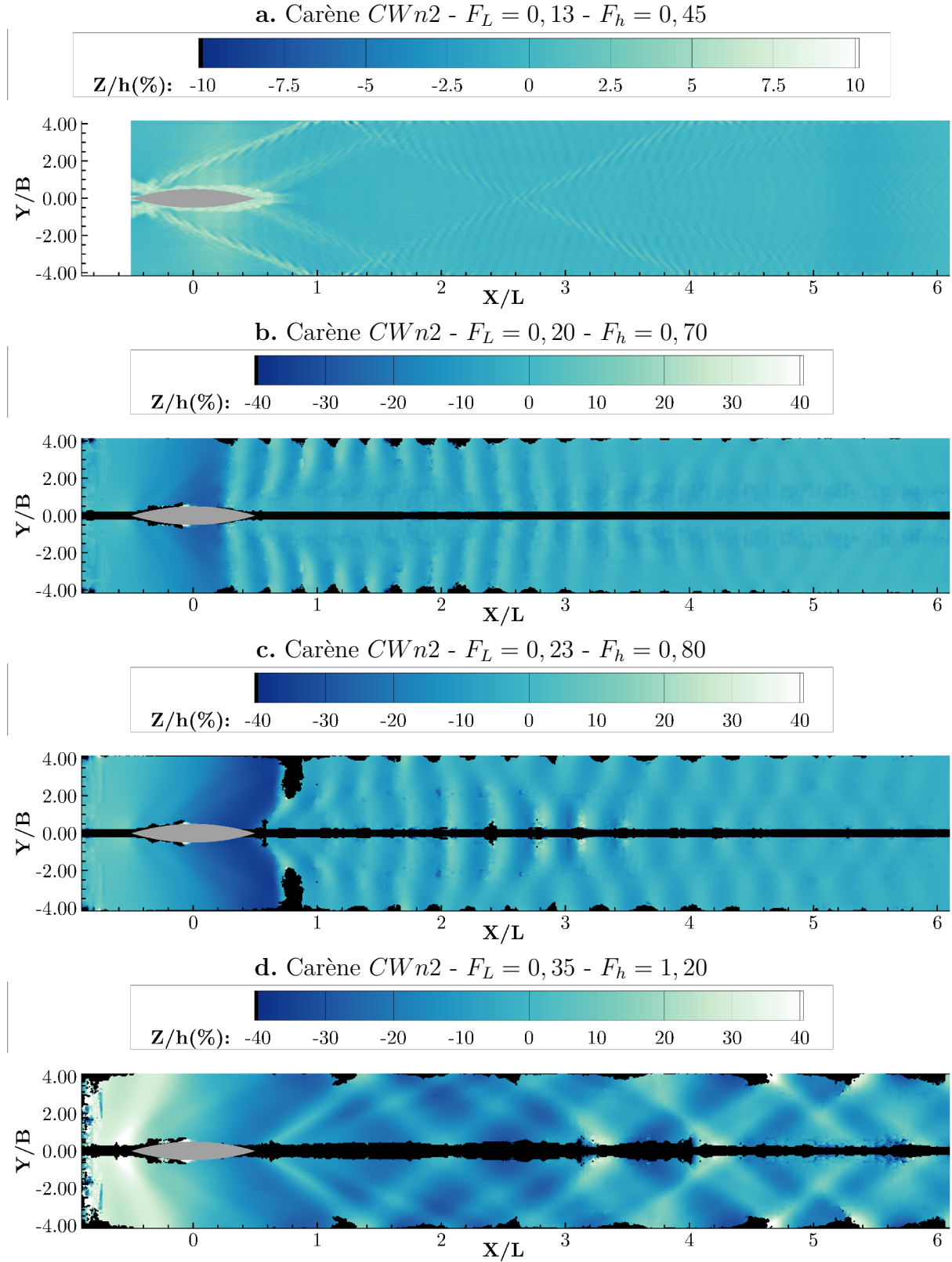


Figure 4.20 – Sillages générés en configuration de voie d'eau peu profonde par la carène $CWn2$, pour des nombres de Froude (a) $F_L = 0,13$ - $F_h = 0,45$, (b) $F_L = 0,20$ - $F_h = 0,70$, (c) $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,80$ et (d) $F_L = 0,35$ - $F_h = 1,20$. La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,103$ m et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20$ m et le maître-bau $B = 0,18$ m de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

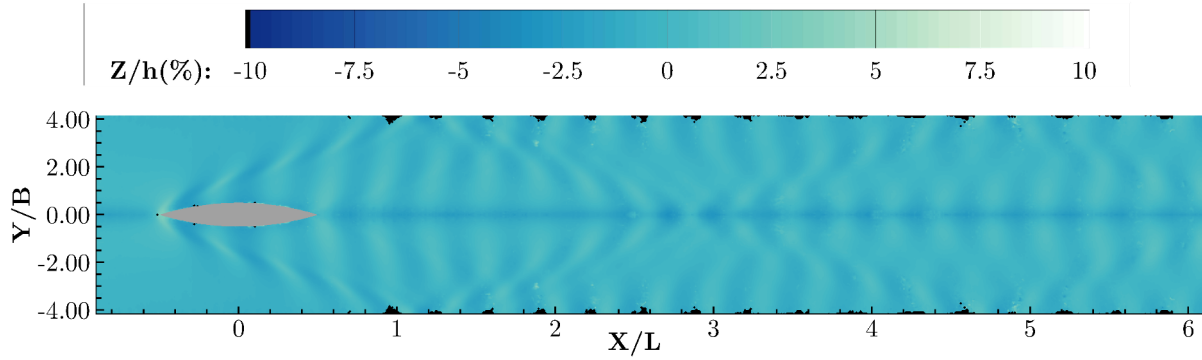


Figure 4.21 – Sillage généré en configuration de voie d'eau profonde par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$. La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,483$ m et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20$ m et le maître-bau $B = 0,18$ m de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

La méthode d'analyse spectrale des sillages, présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse (page 79) et mise en application dans le chapitre précédent sur les sillages générés en eau profonde, permet de séparer les composantes hydraulique (dans le champ proche du navire) et ondulatoire (dans le champ lointain) du sillage. De ce fait, les effets du confinement sur les caractéristiques ondulatoires et hydrauliques des sillages vont pouvoir être étudiés indépendamment. L'influence du confinement sur les changements de régime de sillage et les transferts d'énergie entre les systèmes d'ondes divergentes et transverses va être caractérisée. Une étude de l'influence de la forme et de la vitesse du navire sur la réponse hydrodynamique autour de la carène va ensuite être menée. Le courant de retour généré autour de la carène sera ensuite caractérisé et un modèle de calcul du courant de retour à partir de la mesure de l'abaissement du plan d'eau sera étudié.

IV.3.1 Régime du sillage

D'un point de vue ondulatoire, la diminution de la hauteur d'eau a pour effet de changer le régime du sillage, qui dépend principalement du nombre de Froude de hauteur F_h . La classification du régime du sillage en fonction du nombre de Froude de hauteur donnée par [Elsaesser, 2004] sur la base de la théorie de [Havelock, 1908], est rappelée dans le tableau sur la figure 4.22 (se référer au premier chapitre pour plus de détails, page 11).

F_h	Régime
$\leq 0,60$	subcritique
$0,60 < 1,00$	transcritique
$= 1,00$	critique
$> 1,00$	supercritique

Figure 4.22 – Classification des régimes de sillage en fonction du nombre de Froude de hauteur [Elsaesser, 2004] d'après la théorie de [Havelock, 1908].

Néanmoins, cette classification théorique ne tient pas compte des effets hydrauliques se manifestant dans la voie d'eau. En se basant sur la modélisation de [Schijf, 1949], les nombres de Froude critiques $F_{h1} = 0,64$ et $F_{h2} = 1,37$ définissent de nouvelles bornes de régimes. La figure 4.23 rappelle le diagramme de Schijf, sur lequel les points verts représentent les nombres de Froude de hauteur pour lesquels les sillages ont été mesurés en eau profonde ($F_h = 0,37$ et $0,55$) et en eau peu profonde ($F_h = 0,45$ - $0,70$ - $0,80$ et

1, 20) pour la carène $CWn2$. Les flèches vertes synthétisent les changements de régimes observés lors du passage de la configuration de voie d'eau profonde à la configuration de voie d'eau peu profonde, pour une même vitesse d'avancée de navire.

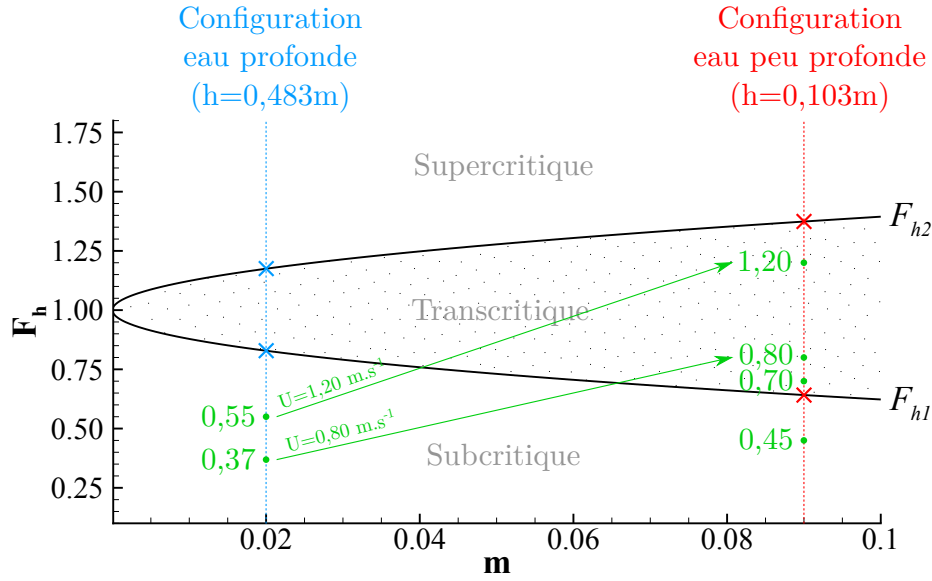


Figure 4.23 – Diagramme de Schijf mettant en évidence les différents régimes en fonction du coefficient de blocage de la voie d'eau. Les points verts représentent les mesures de sillages effectuées dans la configuration de voie d'eau peu profonde. Les flèches vertes synthétisent les changements de régimes observés pour une même vitesse d'avancée de navire mais pour une hauteur d'eau différente.

Sur la base de cette représentation, l'effet de la diminution de hauteur d'eau pour une même vitesse de navire consiste à passer de sillages subcritiques à des sillages transcritiques. Toutefois, les nombres de Froude des sillages mesurés sont proches des frontières délimitées par $F_{h1} = 0,64$ et $F_{h2} = 1,37$ et l'observation des sillages générés dans la configuration de voie d'eau peu profonde (figure 4.20) montre que la répartition de l'énergie entre les ondes transverses et divergentes est différente. Une distinction peut donc être effectuée : pour les nombres de Froude $F_h = 0,70$ et $F_h = 0,80$ (figures 4.20.b et 4.20.c) les sillages sont transcritiques, à tendance subcritique. Ils sont composés uniquement d'ondes transverses, dont l'augmentation d'amplitude a été observée lors des mesures de résistance à l'avancement lors du passage dans le régime transcritique. Inversement, pour le nombre de Froude $F_h = 1,20$, le sillage peut être considéré comme transcritique à tendance supercritique, car il n'est composé que d'ondes divergentes, se réfléchissant sur les parois du canal. En ce qui concerne le sillage généré au nombre de Froude $F_h = 0,45$, il est dans la zone subcritique, ce qui explique donc l'aspect similaire aux sillages générés en eau profonde, caractérisés dans le chapitre précédent. Il est composé d'un système d'ondes transverses et d'un système d'ondes divergentes, de faibles amplitudes, qui se réfléchissent sur les parois du canal.

IV.3.2 Caractéristiques ondulatoires des sillages

Les spectres des sillages générés par la carène $CWn2$ sont présentés sur la figure 4.24. Les axes des abscisses et des ordonnées sont adimensionnés par le nombre d'onde de coupure $k_x^c = g/U_b^2$ et l'échelle de couleur représente l'amplitude normalisée $A_{FFT,norm}$. La résolution des spectres est $\Delta k_x = 0,15 \text{ m}^{-1}$ et $\Delta k_y = 2,45 \text{ m}^{-1}$, la transformée de Fourier rapide bidimensionnelle ayant été calculée sur un nombre d'échantillons $NX = 4096$ et $NY = 256$.

La ligne noire sur les spectres correspond à la solution de la relation de dispersion en eau peu profonde étudiée au premier chapitre et rappelée sur l'équation (106), où $h = 0,103m$ représente la hauteur d'eau, U_b la vitesse d'avancée du navire et g l'accélération de pesanteur. k_x et k_y représentent quant à eux les nombres d'onde dans les directions longitudinales et transversales respectivement.

$$U_b^2 k_x^2 - g \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \tanh \left(h \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \right) = 0 \quad (106)$$

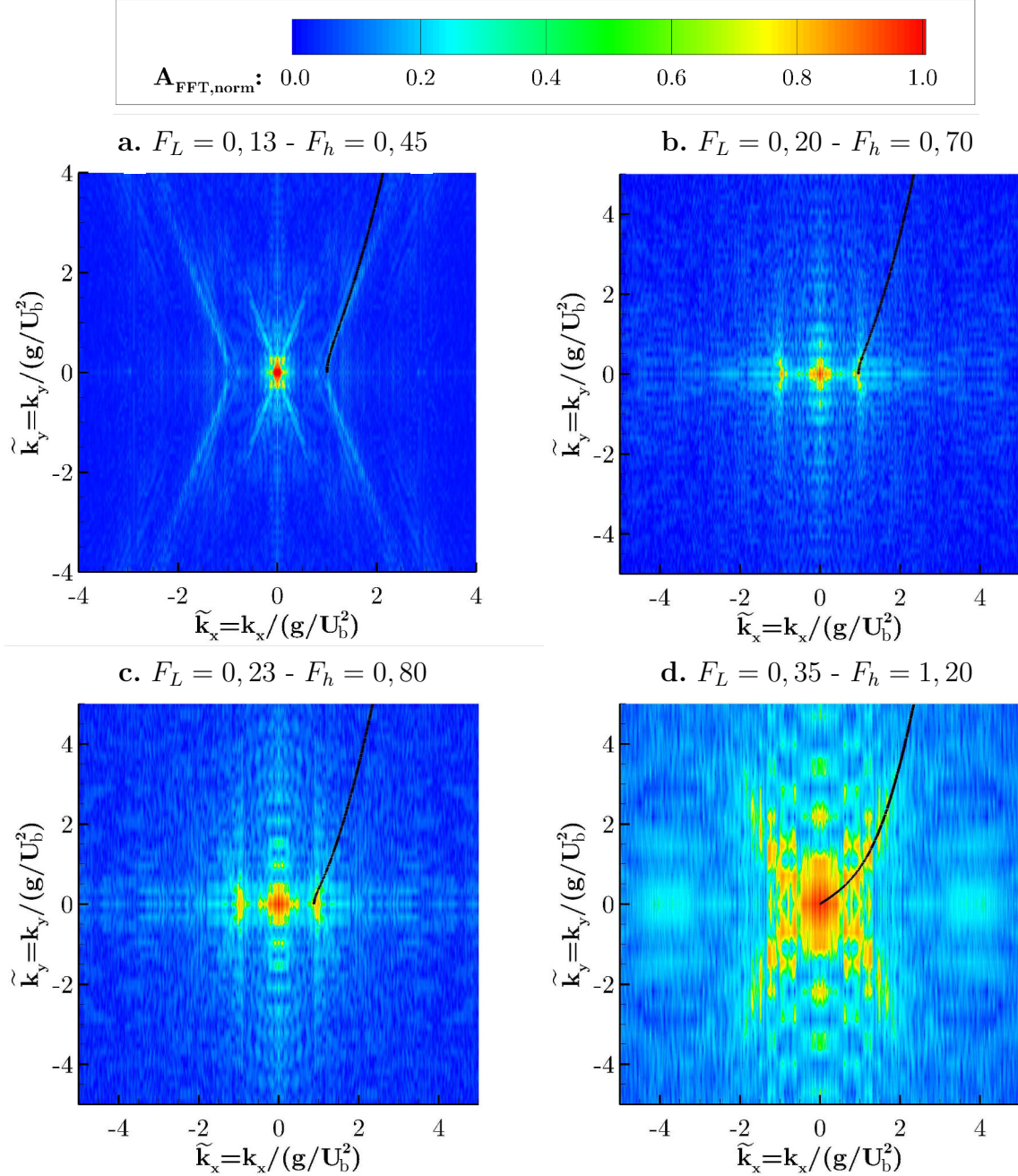


Figure 4.24 – Représentation spectrale des sillages de navires générés en eau peu profonde par la carène *CWn2* (figure 4.20). La ligne pleine représente la solution théorique de la relation de dispersion en eau peu profonde.

Les changements de régimes identifiés précédemment se manifestent par une répartition différente de l'intensité spectrale. Le spectre du sillage subcritique généré à un nombre de Froude $F_h = 0,45$ (figure 4.24.a) est similaire aux spectres calculés dans le chapitre

précédent, pour les sillages générés en eau profonde. Un exemple est rappelé sur la figure 4.25 pour le sillage généré en eau profonde par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$. L'énergie dans le spectre est répartie équitablement sur la branche noire définie par la relation de dispersion, traduisant la présence à la fois d'ondes transverses et d'ondes divergentes dans le sillage. Le foyer d'énergie et la croix au centre du spectre sur la figure 4.24.a n'ont pas de sens physiques, ils sont dûs au bruit dans le sillage mesuré par la méthode de stéréo-réfraction, visible autour de la carène sur la figure 4.20.a (bruit dû à l'ombre portée par la carène sur le motif utilisé pour la méthode de stéréo-réfraction, empêchant la reconstruction de la surface libre dans cette zone).

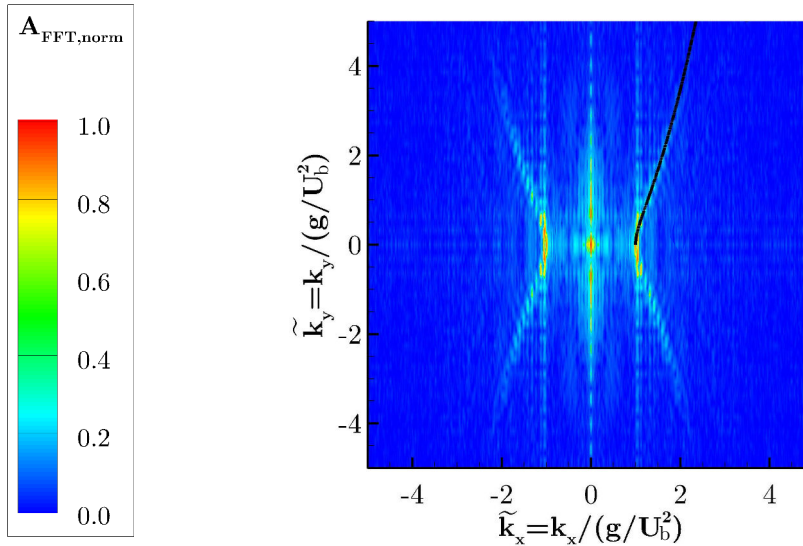


Figure 4.25 – Représentation spectrale du sillage généré par la carène *CWn2* en eau profonde, aux nombres de Froude $F_L = 0,23$ - $F_h = 0,37$ (régime subcritique). La ligne pleine représente la solution de la relation de dispersion en eau profonde.

Le passage d'un régime subcritique ($F_h = 0,45$) à un régime transcritique à tendance subcritique ($F_h = 0,70$ et $F_h = 0,80$) va être à l'origine d'un transfert de l'énergie du spectre vers les nombres d'onde adimensionnés $\tilde{k}_x \approx 1$, c'est à dire proche du nombre d'onde de coupure $\tilde{k}_x^c$, correspondant au nombre d'onde des ondes transverses $\tilde{k}_{x,t}$. L'énergie spectrale n'est plus répartie sur les nombres d'ondes $\tilde{k}_x > \tilde{k}_x^{infl}$ correspondant aux ondes divergentes. Cette focalisation de l'énergie en un foyer à $\tilde{k}_x = 1$ ne permet plus d'extraire la composante ondulatoire du sillage en isolant l'énergie contenue sur la branche de la relation de dispersion. Un filtre passe-haut peut toutefois être appliqué aux spectres, et la reconstruction des sillages par transformée de Fourier bidimensionnelle inverse représente la composante ondulatoire des sillages (figures 4.26 et 4.27). La prédominance des ondes transverses contenues dans la composante ondulatoire des sillages transcritiques à tendance subcritique est alors bien visible. Au nombre de Froude $F_h = 0,70$ (figure 4.27.a), la première onde transverse est située au niveau de la poupe du navire ($X/L \approx 0,3$) et au nombre de Froude $F_h = 0,80$ (figure 4.27.b) les ondes transverses s'éloignent du navire et commencent à se courber, en restant toutefois attachées à la poupe du navire. Une comparaison des composantes ondulatoires obtenues par filtrage des spectres des sillages générés pour un même nombre de Froude de longueur $F_L = 0,23$ dans les deux configurations est présentée sur la figure 4.28. Une coupe dans ces champs de vagues reconstruits après filtrage, dans le champ proche du navire ($Y/B = 1$) met en évidence l'amplification des ondes transverses dans la configuration de voie d'eau peu profonde (figure 4.29).

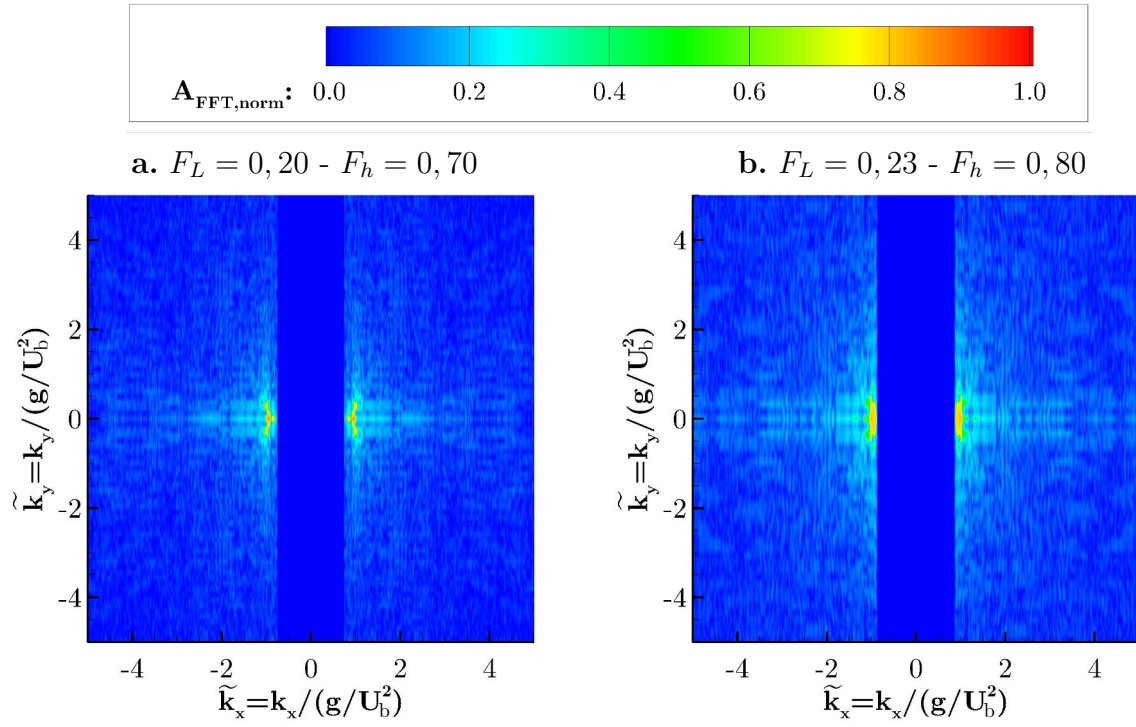


Figure 4.26 – Filtrage des spectres des sillages transcritiques à tendance subcritique, pour isoler la composante ondulatoire (filtre passe-haut).

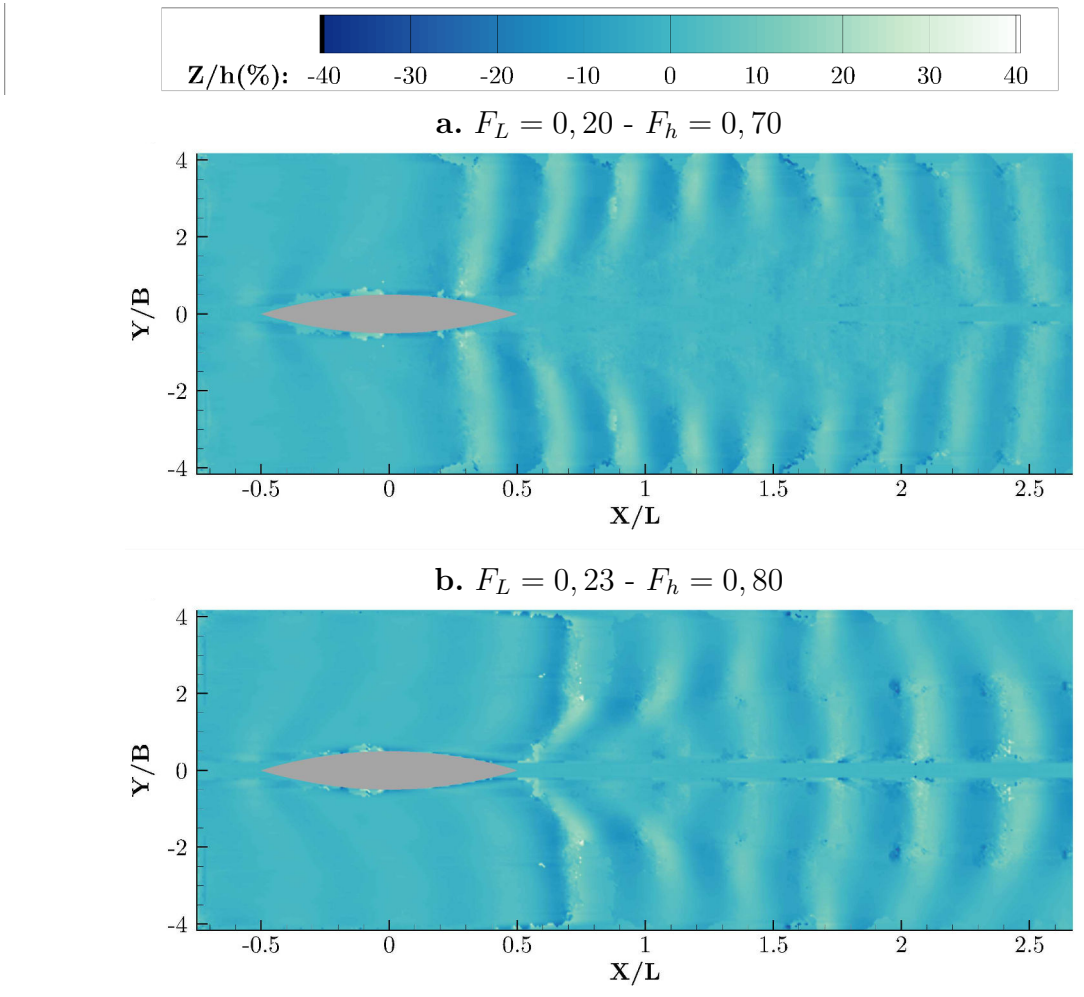


Figure 4.27 – Composantes ondulatoires des sillages transcritiques à tendance subcritique, obtenues par filtrage du spectre (filtre passe-haut) et transformée de Fourier bidimensionnelle inverse.

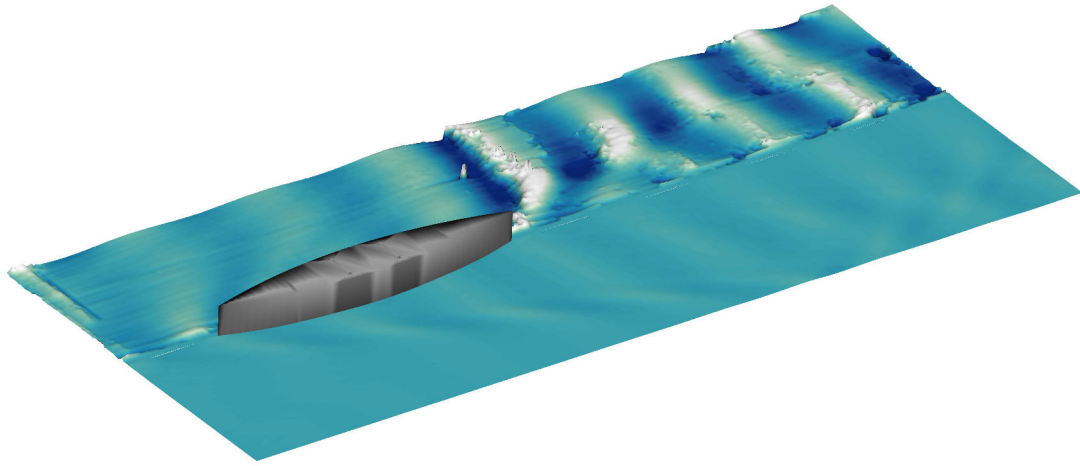


Figure 4.28 – Composantes ondulatoires obtenues par filtrage des spectres des sillages générés par la carène *CWn2* à un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,23$. Haut : eau peu profonde ($h = 0,103\text{ m}$), bas : eau profonde ($h = 0,483\text{ m}$).

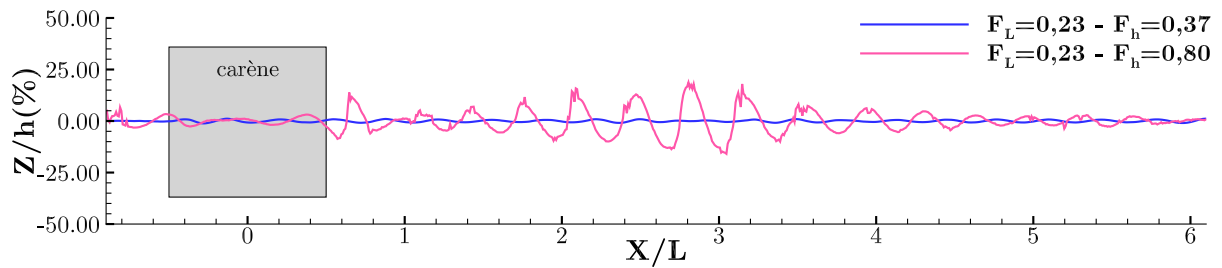
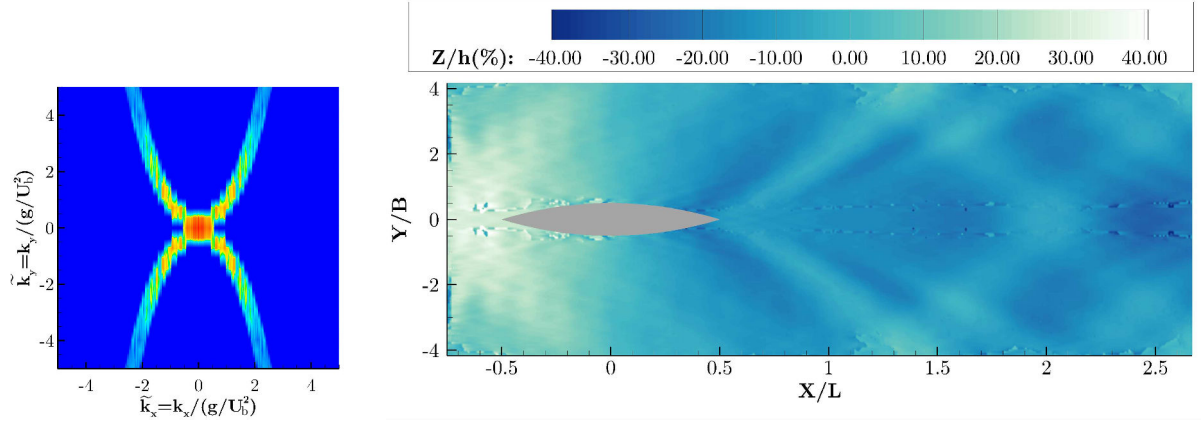
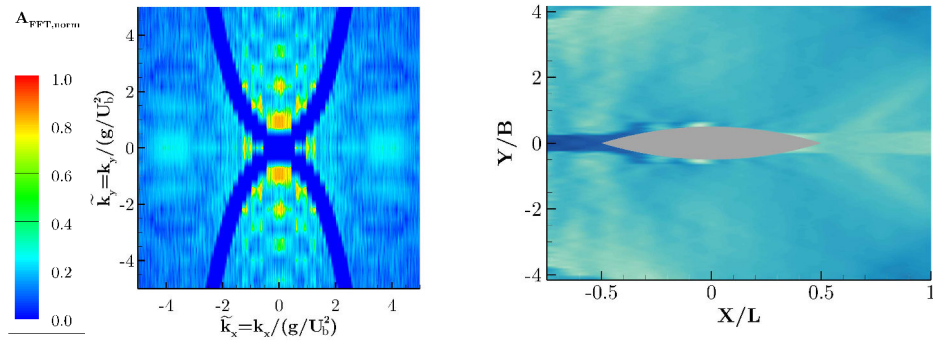


Figure 4.29 – Coupes longitudinales à la position transversale $Y/B = 1$ (proche navire) dans les composantes ondulatoires des sillages générés par la carène *CWn2* à un nombre de Froude de longueur $F_L = 0,23$, en eau profonde ($h = 0,483\text{ m}$, bleu) et en eau peu profonde ($h = 0,103\text{ m}$, rose).

Le passage d'un régime transcritique à tendance subcritique ($F_h = 0,70$ et $F_h = 0,80$, figures 4.24.b et 4.24.c) à un régime transcritique à tendance supercritique ($F_h = 1,20$, figure 4.24.d) augmente l'intensité de l'énergie spectrale. L'énergie est répartie entre le locus de la relation de dispersion théorique (qui forme une croix, comme le montre la théorie présentée dans le premier chapitre lorsque $F_h > 1$) et la zone centrale du spectre. Les composantes ondulatoire et hydraulique se superposent dans l'espace spectral et il devient impossible de les séparer par filtrage (figure 4.30). En effet, la zone centrale du spectre correspond à la composante hydraulique du sillage, et l'intensité de l'énergie située dans cette zone va refléter l'amplitude de la réponse hydrodynamique autour de la carène.



a. Spectre filtré et composante ondulatoire associée



b. Spectre filtré et composante hydraulique associée

Figure 4.30 – Filtrage des spectres du sillage transcritique à tendance supercritique, généré par la carène *CWn2* au nombre de Froude $F_h = 1, 20$.

IV.3.3 Phénomènes hydrauliques dans la voie d'eau

IV.3.3.1 Bourrelet de proue et abaissement du plan d'eau

Le bourrelet de proue et l'abaissement du plan d'eau sont bien visibles sur les sillages générés en eau peu profonde, représentés sur les figures 4.19 et 4.20 (pages 115 et 116), dans les régimes transcritiques. Ces phénomènes s'étendent sur toute la largeur de la voie d'eau et donc impactent à la fois le navire et les parois du canal. Ils vont donc avoir un effet notable sur la résistance à l'avancement du navire et sur l'impact au niveau des berges. Leur amplitude dépend à la fois de la vitesse d'avancée du navire et de sa forme. Des profils longitudinaux de hauteur d'eau, obtenus à partir de coupes dans les sillages générés par la carène *CWn2*, pour les nombres de Froude $F_h = 0, 70, 0, 80$ et $1, 20$, dans une zone proche du bateau ($Y/B = 1$), sont donnés sur la figure 4.31. Ces coupes montrent la dépendance de l'amplitude du bourrelet de proue et de l'abaissement du plan d'eau avec la vitesse du navire. L'augmentation de vitesse se traduit par une augmentation de l'amplitude du bourrelet de proue, qui est inexistant pour un nombre de Froude $F_h = 0, 70$, et qui passe ensuite de 10% de la hauteur d'eau (soit ≈ 1 cm) pour un nombre de Froude $F_h = 0, 80$, à 40% de la hauteur d'eau (soit ≈ 4 cm) pour un nombre de Froude $F_h = 1, 20$. Le creux du plan d'eau le long de la carène a tendance à s'allonger avec la vitesse du navire, mais l'angle d'orientation reste toutefois constant à environ -2° .

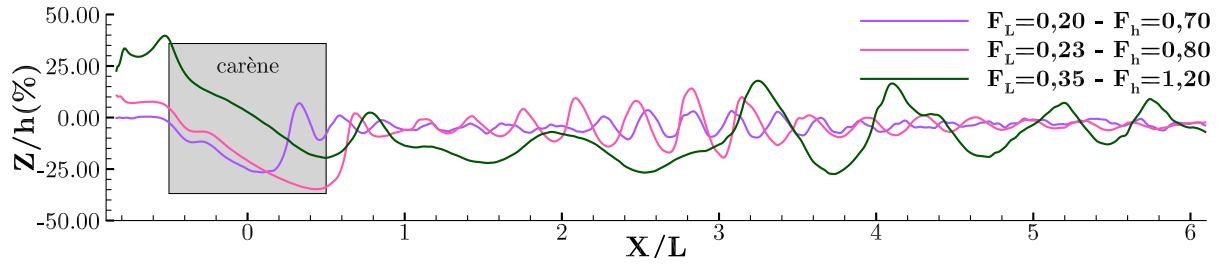


Figure 4.31 – Coupes longitudinales dans le champ proche du navire ($Y/B = 1$) des sillages générés par la carène *CWn2* aux nombres de Froude $F_h = 0,70$ (violet), $F_h = 0,80$ (rose) et $F_h = 1,20$ (vert).

L'influence de la forme de la carène est mise en évidence sur les profils longitudinaux donnés sur la figure 4.32, représentant les coupes dans les sillages générés par les carènes *CWn2* et *CWn8*, pour les nombres de Froude $F_h = 0,80$ et $F_h = 1,20$. Ces profils de vagues dans le champ proche du navire ($Y/B = 1$), montrent que le bourrelet de poue est de même amplitude pour les deux navires au nombre de Froude transcritique $F_h = 0,80$, alors qu'au nombre de Froude supercritique $F_h = 1,20$ l'amplitude du bourrelet de poue passe d'environ 30% de la hauteur d'eau pour la carène *CWn2* à près de 50% pour la carène *CWn8*. L'abaissement du plan d'eau quant à lui consiste en une succession de deux creux pour la carène *CWn8*, dont le coefficient de bloc est plus important.

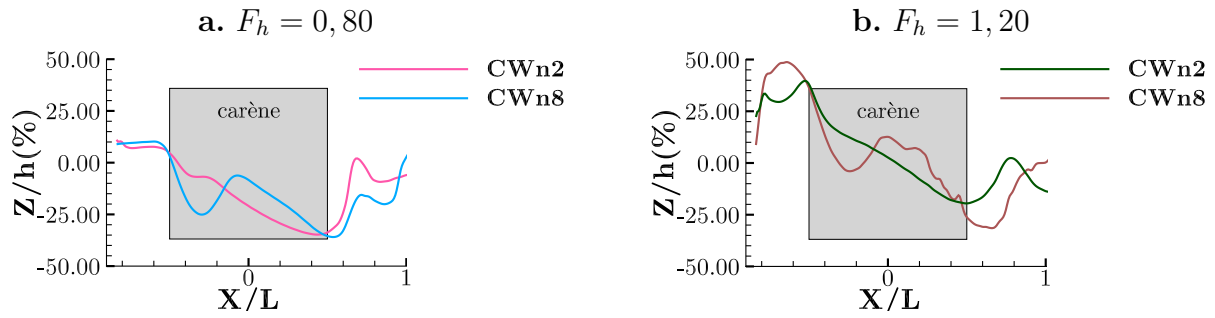


Figure 4.32 – Coupes longitudinales dans le champ proche du navire ($Y/B = 1$) des sillages générés par les carènes *CWn2* et *CWn8* au nombre de Froude $F_h = 0,80$ (a) et $F_h = 1,20$ (b).

La forme de la carène a également une influence sur l'impact au niveau de la paroi, car les amplitudes des vagues sont plus élevées, comme le montrent les coupes au niveau de la paroi ($Y/B = 3,89$) données sur la figure 4.32.

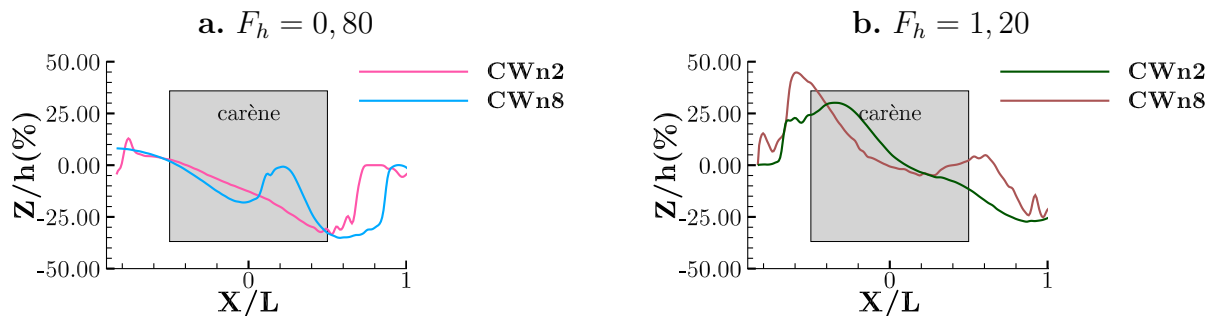


Figure 4.33 – Coupes longitudinales au niveau de la paroi ($Y/B = 3,89$) des sillages générés par les carènes *CWn2* et *CWn8* au nombre de Froude $F_h = 0,80$ (a) et $F_h = 1,20$ (b).

La séparation des composantes hydraulique et ondulatoire des sillages transcritiques, à partir du filtrage des spectres, permet d'isoler le champ proche du navire (figures 4.34 et 4.35). L'énergie plus importante dans la zone centrale du spectre, correspondant au mode zéro hydrodynamique autour de la carène, se traduit donc par une amplitude plus importante de la réponse hydraulique autour de la carène. La dépendance de la composante hydraulique avec la vitesse et de la forme du navire est bien mise en avant sur ces représentations.

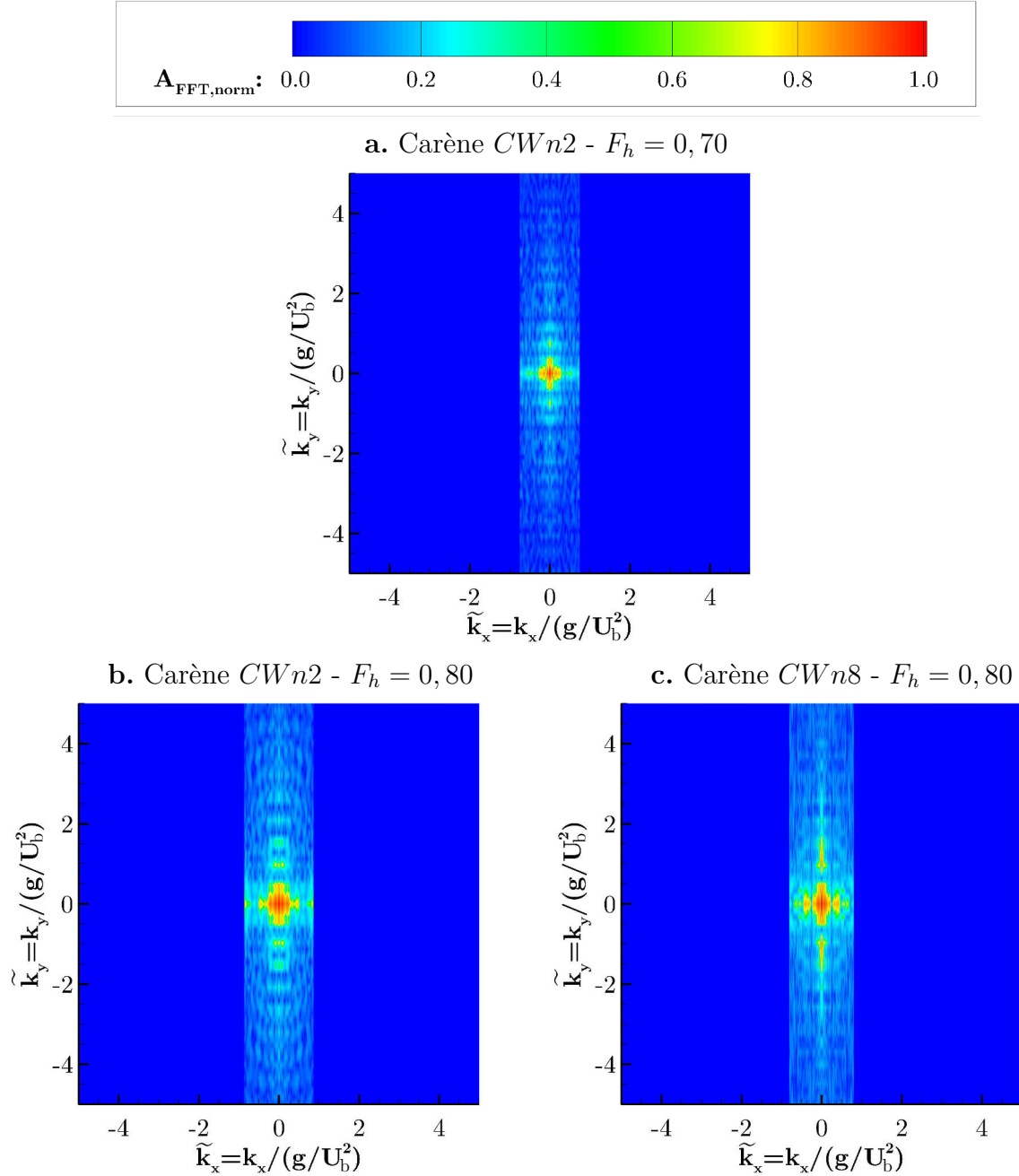


Figure 4.34 – Filtrage des spectres des sillages transcritiques pour isoler la composante hydraulique.

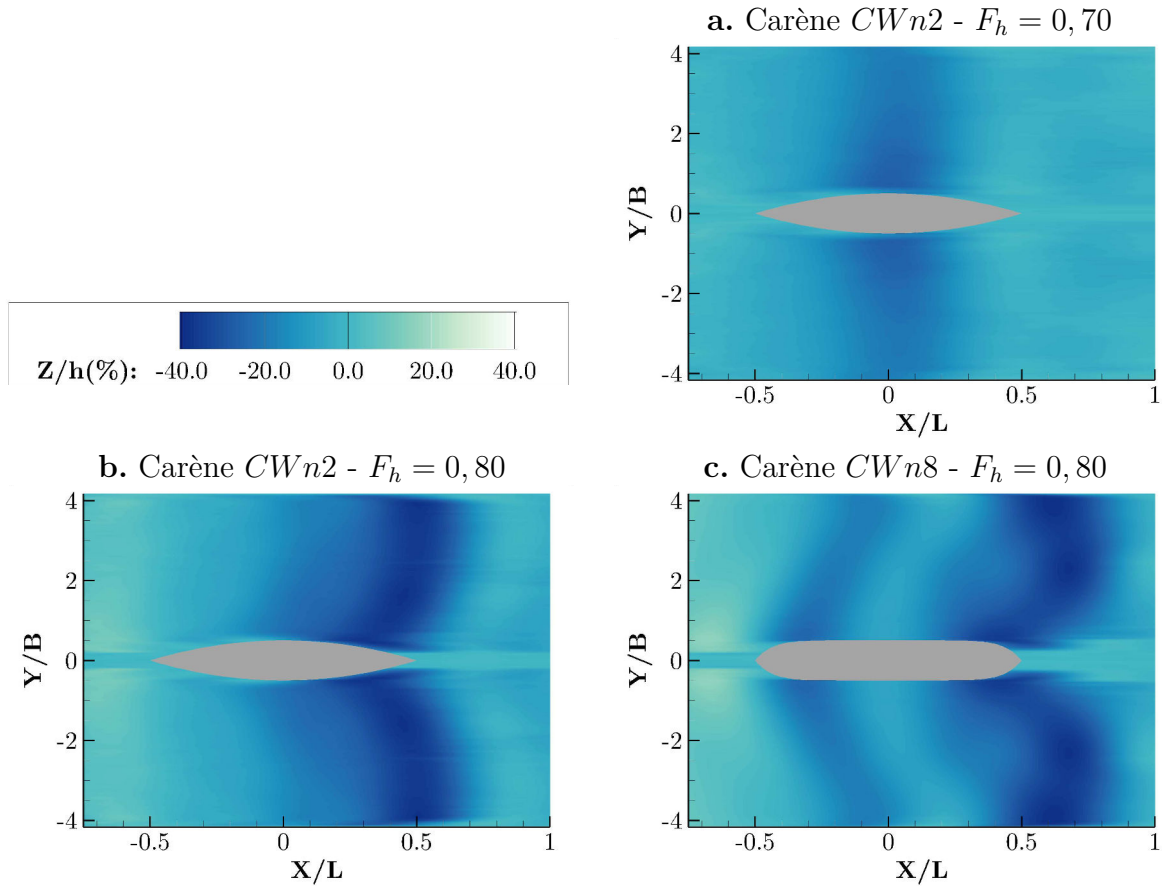


Figure 4.35 – Composantes hydrauliques des sillages transcritiques obtenues par filtrage du spectre.

IV.3.3.2 Courant de retour

L'abaissement du plan d'eau généré par le déplacement du navire dans un milieu confiné va engendrer un courant de retour autour de la carène. Dans un premier temps, les images issues des mesures des sillages par stéréo-corrélation vont permettre de caractériser ce courant de retour, car les particules utilisées pour l'ensemencement de la surface libre sont entraînées par le courant de surface. La théorie de Schijf [Schijf, 1949], décrite dans le premier chapitre (page 30), permet de calculer le courant de retour dans le domaine subcritique et le domaine supercritique, mais n'est pas valide dans le domaine transcritique étudié ici. Un modèle basé sur le théorème de Bernoulli sera donc étudié pour déterminer la vitesse de surface libre à partir d'une mesure de hauteur d'eau et sera comparé aux résultats issus de la mesure optique de vitesse de surface libre.

A. Caractérisation du courant de retour par mesure de vitesse de surface libre

Il est possible de calculer le courant de retour en appliquant un algorithme proche de ceux utilisés en stéréo-PIV (Imagerie par Vélocimétrie de Particules) aux images utilisées pour calculer la déformée de surface libre par stéréo-corrélation. L'algorithme utilisé intègre en plus l'information sur la déformée de la surface libre, afin de calculer les déplacements des marqueurs dans les trois dimensions et donc les trois composantes de la vitesse du courant de retour u_r , v_r et w_r , en chaque point du champ de vagues. La figure 4.36 donne les résultats du calcul du courant de retour généré par la carène *CWn2* au nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,70$.

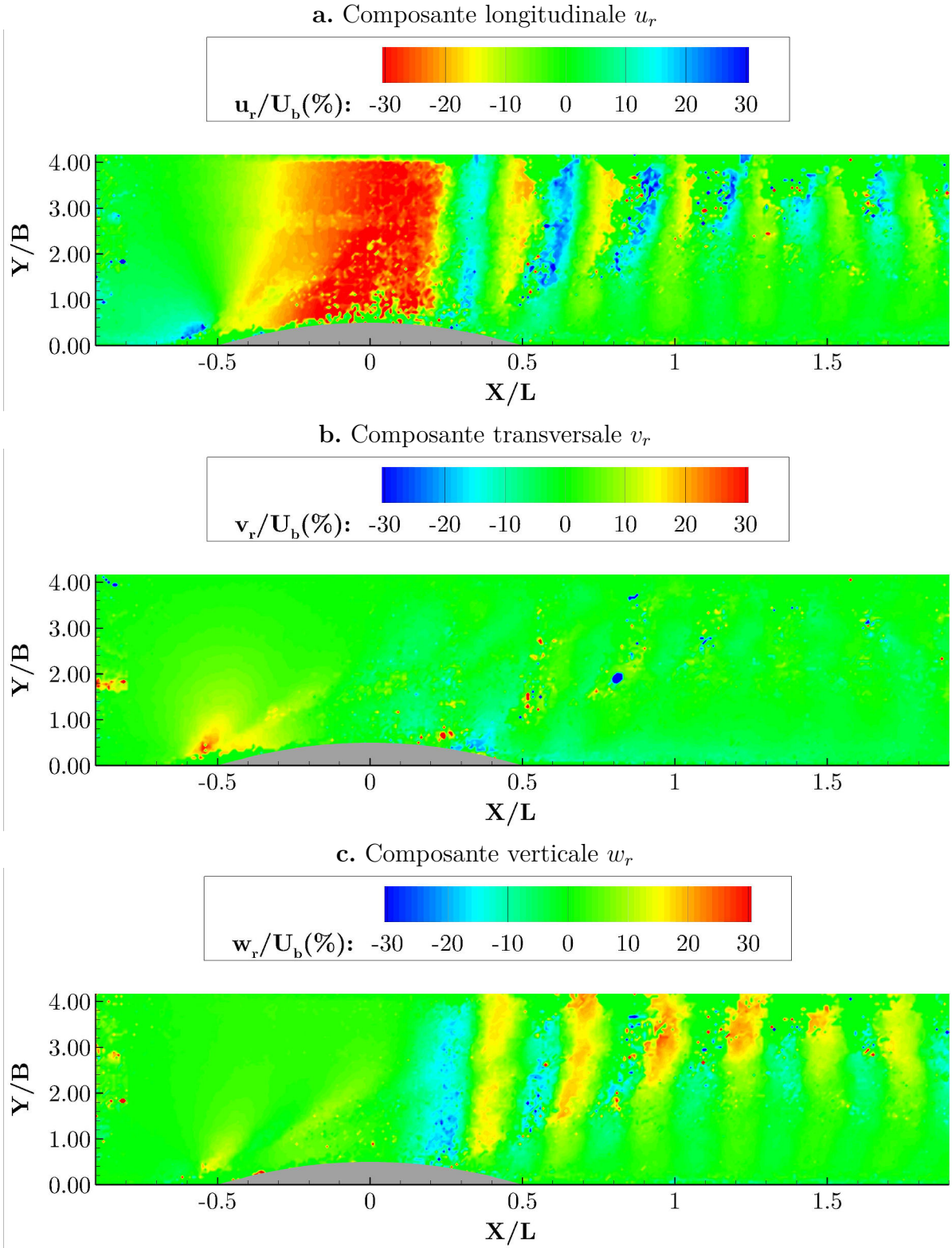


Figure 4.36 – Courant de retour généré autour de la carène *CWn2* en régime transcritique, au nombre de Froude $F_h = 0,70$. (a) composante longitudinale u_r , (b) composante transversale v_r et (c) composante verticale w_r , adimensionnées par la vitesse d'avancée du navire $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$. Les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20 \text{ m}$ et le maître-bau $B = 0,18 \text{ m}$ de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

Les graphiques représentent les composantes longitudinales, transversales et verticales de la vitesse du courant de retour, adimensionnées par la vitesse d'avancée de la carène $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$. La carène progresse de la droite vers la gauche, sa vitesse U_b est cependant considérée positive par rapport à direction longitudinale X/L , et donc la composante longitudinale du courant de retour est négative lorsqu'elle est à contre-sens de la carène, et positive sinon. Pour la composante transversale v_r du courant de retour, le signe positif traduit une direction de l'écoulement vers les parois et pour la composante verticale w_r du courant de retour, le signe positif traduit une élévation du plan d'eau. La figure 4.36.a montre une accélération longitudinale du courant de retour, sur la moitié avant de la carène ($X/L \in [-0,5 ; 0]$), suivie d'une stabilisation de la vitesse, dont la norme atteint près de 30% de la vitesse d'avancée de la carène. Ce courant de retour est constant sur toute la largeur du plan d'eau et s'étend sur environ 70% de la longueur de la carène. Ensuite, la succession d'ondes transverses à l'arrière de la carène va être à l'origine d'une alternance du sens du courant de surface, qui n'est plus un courant de retour provoqué par l'abaissement du plan d'eau. Les creux et les crêtes génèrent respectivement un courant positif (dans le sens d'avancée du navire) et négatif (à contre-sens de l'avancée du navire). Ces changements successifs de sens du courant de surface longitudinalement, associés aux oscillations verticales du plan d'eau, mises en évidence sur la figure 4.36.c représentant la composante verticale de la vitesse du courant de retour, vont avoir un effet très destructif sur les berges. La figure 4.37 montre de façon schématique les mouvements engendrés au niveau de la paroi du canal, par le courant de retour le long de la carène, et par les oscillations longitudinales et verticales de la vitesse de surface provoquées par les ondes transverses. En ce qui concerne l'impact du courant de retour sur la représentation spectrale, la figure 4.36.a montre que la composante longitudinale u_r est essentiellement contenue autour de la carène. De ce fait, le courant de retour n'aura pas d'impact sur la composante ondulatoire de l'espace spectral (ce qui explique la bonne concordance entre la relation de dispersion théorique et les mesures expérimentales constatée précédemment). L'information du courant de retour dans l'espace spectral sera donc contenue dans la partie centrale du spectre relative à la réponse hydrodynamique autour de la carène.

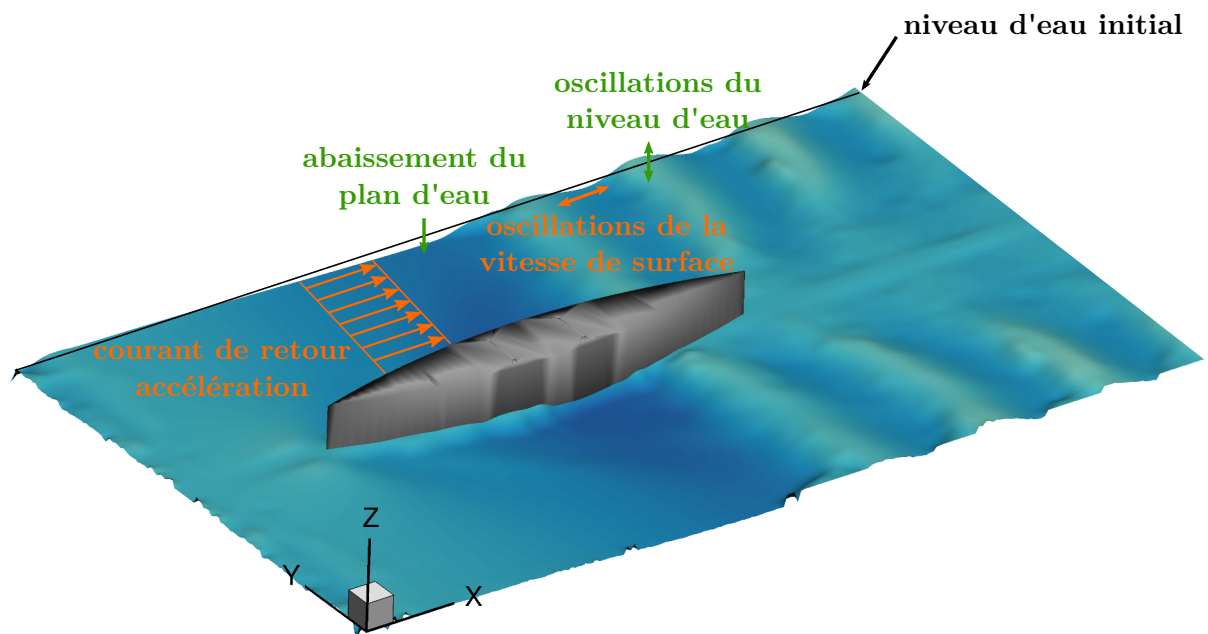


Figure 4.37 – Représentation schématique du courant de retour généré autour de la carène *CWn2* en régime transcritique, au nombre de Froude $F_h = 0,70$.

B. Caractérisation du courant de retour à partir de la mesure de l'abaissement du plan d'eau

A partir des mesures de hauteur d'eau, effectuées ici avec la méthode optique de stéréocorrélation, l'abaissement du plan d'eau peut-être mesuré. Dans un premier temps, une analyse dimensionnelle du problème peut-être menée, avec les paramètres $U_b(m.s^{-1})$ la vitesse du navire (positive), $u_r(m.s^{-1})$ le courant de retour (négatif) et $\Delta h(m)$ l'abaissement du plan d'eau par rapport au niveau d'eau initial $h(m)$ (négatif). Une expression simplifiée du courant de retour est alors obtenue (équation (107)) par ce modèle A, basé sur l'analyse dimensionnelle du problème.

$$u_r \approx \frac{g\Delta h}{U_b} \quad (107)$$

Il est également possible de déterminer la vitesse du courant de retour à partir du théorème de Bernoulli (équation (108), également utilisée dans le modèle de Schijf (équation (25) page 30).

$$\rho gh + \frac{1}{2}\rho U_b^2 = \text{cste} \quad (108)$$

L'application de ce principe au cas étudié ici donne :

$$U_b^2 - 2g\Delta h = (U_b - u_r)^2 \quad (109)$$

Le développement de l'équation (109) donne un polynôme du second degré en u_r :

$$u_r^2 - 2U_b u_r + 2g\Delta h = 0 \quad (110)$$

La résolution de ce polynôme permet de retrouver l'expression du courant de retour u_r en fonction de la vitesse du navire U_b et de l'abaissement du plan d'eau Δh (modèle B) :

$$u_r = U_b - \sqrt{U_b^2 - 2g\Delta h} \quad (111)$$

En réécrivant l'équation (111) sous la forme suivante :

$$u_r = U_b \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2g\Delta h}{U_b^2}} \right) \quad (112)$$

et en faisant l'hypothèse que $U_b \gg \sqrt{g\Delta h}$, le développement limité de la racine dans l'équation (112) donne :

$$u_r \approx U_b \left[1 - \left(1 - \frac{g\Delta h}{U_b^2} \right) \right] = \frac{g\Delta h}{U_b} \quad (113)$$

L'expression (107) issue du modèle A, basé sur une analyse dimensionnelle, peut donc se déduire à partir de l'expression (111) issue du modèle B, basé sur le théorème de Bernoulli.

L'application de ces deux modèles amène les résultats donnés sur la figure 4.38, qui peuvent être comparés aux résultats issus des mesures par stéréo-PIV. Les courbes représentent la composante longitudinale du courant de retour, adimensionnée par la vitesse d'avancée du navire $U_b = 0,70 m.s^{-1}$, en fonction de la position longitudinale X/L , pour des positions transversales Y/B comprises entre 1 (proche navire) et 4 (proche paroi).

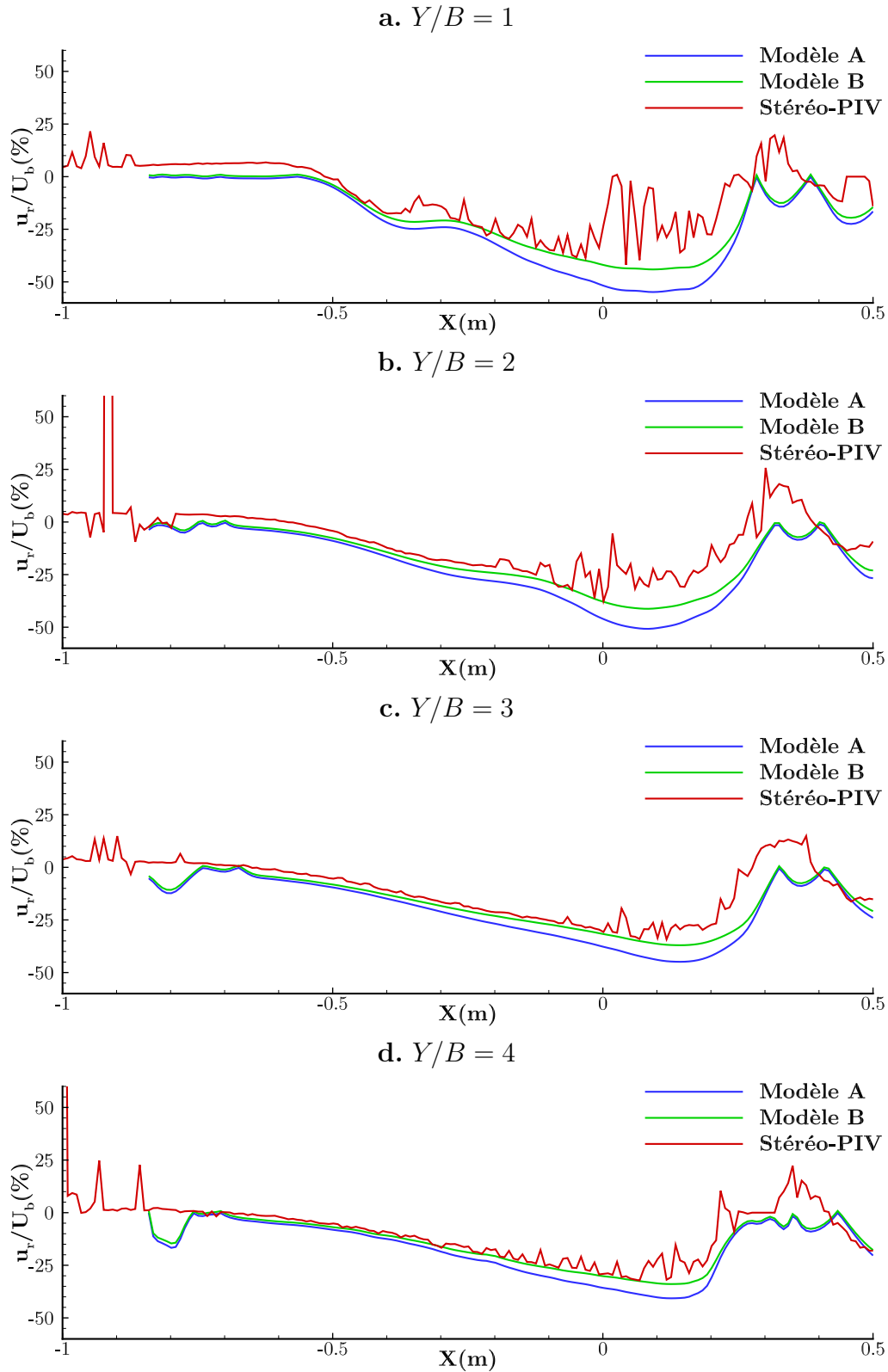


Figure 4.38 – Comparaison du courant de retour calculé à partir des mesures de vitesses de surface libre (rouge) et déterminé à partir du modèle A basé sur une analyse dimensionnelle (bleu) et du modèle B basé sur le théorème de Bernoulli (vert). L'axe des ordonnées représente la composante longitudinale du courant de retour u_r adimensionnée par la vitesse d'avancée de la carène $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$, et l'axe des abscisses représente la direction longitudinale X adimensionnée par la longueur de la carène $L = 1,20 \text{ m}$. (a) $Y/B = 1$, (b) $Y/B = 2$, (c) $Y/B = 3$, (d) $Y/B = 4$.

Les courbes rouges représentent les résultats issus des calculs de courant de surface par stéréo-PIV. Ces courbes présentent des oscillations importantes car le calcul des vecteurs de vitesse au niveau de la surface est fortement dépendant de la qualité de l'ensemencement de la surface libre. Les résultats issus du modèle A (courbes bleues) et du modèle B (courbes vertes) montrent une bonne concordance avec les résultats obtenus par le calcul du courant de surface. L'ordre de grandeur de l'abaissement du plan d'eau mesuré est $\Delta h \approx 2 \text{ cm}$, soit environ 20% de la hauteur d'eau initiale, donnant une vitesse de courant de retour $u_r \approx 0,30 \text{ m.s}^{-1}$, soit environ 40% de la vitesse du bateau $U_b = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$. L'accélération du courant de retour le long de la carène ($X/L \in [-0,5 ; 0]$) est bien caractérisée par les modèles proposés, notamment au niveau de la paroi ($Y/B = 4$, figure 4.38.d). Des écarts restent cependant visibles proche du navire ($Y/B = 1$, figure 4.38.a) et le modèle A surestime de l'ordre de 10% le courant de retour. Les modèles étudiés permettent donc de caractériser le courant de retour, généré sur l'ensemble de la largeur de la voie d'eau. Bien que les mesures de hauteur utilisées pour cette comparaison soient issues de coupes longitudinales dans les sillages mesurés avec les méthodes optiques, les profils longitudinaux de vagues peuvent être obtenus à partir de mesures ponctuelles de hauteur d'eau, avec des sondes capacitatives ou résistives par exemple, qui sont des méthodes de mesure plus faciles à mettre en place. Ces modèles peuvent donc être intéressants à utiliser par exemple pour réaliser une mesure de vitesse de courant sur le terrain, à partir de mesures de hauteur d'eau simples à mettre en place, afin de déterminer l'impact du courant de retour sur la déstructuration des berges.

IV.3.4 Synthèse

L'analyse des résultats des mesures de sillages avec les méthodes optiques a permis d'étudier l'influence du confinement sur les caractéristiques ondulatoire et hydraulique des sillages. Les passages de régimes de sillages subcritiques à des régimes transcritiques à tendance subcritique ou transcritique, pour une même vitesse d'avancée en eau profonde et en eau peu profonde, ont été caractérisés. Les transferts d'énergie du sillage vers les ondes transverses lors du passage en régime transcritique, à l'origine de l'augmentation de résistance à l'avancement en eau peu profonde, ont été étudiés à partir de l'analyse des sillages dans l'espace spectral. La dépendance de l'amplitude de la réponse hydrodynamique autour de la carène a également été identifiée. Pour finir, le courant de retour généré autour de la carène en régime transcritique a été calculé à partir des mesures optiques de vitesse de surface. Les résultats de ces calculs ont permis de caractériser le courant de retour et d'étudier deux modèles simples pour la détermination de la vitesse du courant de retour à partir de mesures d'abaissement du plan d'eau.

IV.4 Effet du courant

Les sillages générés en eau calme ou en présence de contre-courant, par la carène $CWn2$ au nombre de Froude $F_h = 0,45$, et mesurés avec la méthode de stéréo-réfraction présentée dans le deuxième chapitre, sont présentés sur la figure 4.39. Le sillage généré en eau calme, rappelé sur la figure 4.39.a, a été présenté précédemment. Il est constitué d'un système d'ondes divergentes et d'un système d'ondes transverses, de faibles amplitudes (environ 5% de la hauteur d'eau $h = 0,103 \text{ m}$, soit 5 mm). Ces deux systèmes d'ondes interagissent et forment un sillage subcritique similaire au sillage de Kelvin, se réfléchissant sur les parois du canal. Le cas avec contre-courant est présenté sur la figure 4.39.b, pour la même vitesse d'avancée $U_b = 0,45 \text{ m.s}^{-1}$ mais avec une vitesse de contre-courant $|u_c| = 0,20 \text{ m.s}^{-1}$.

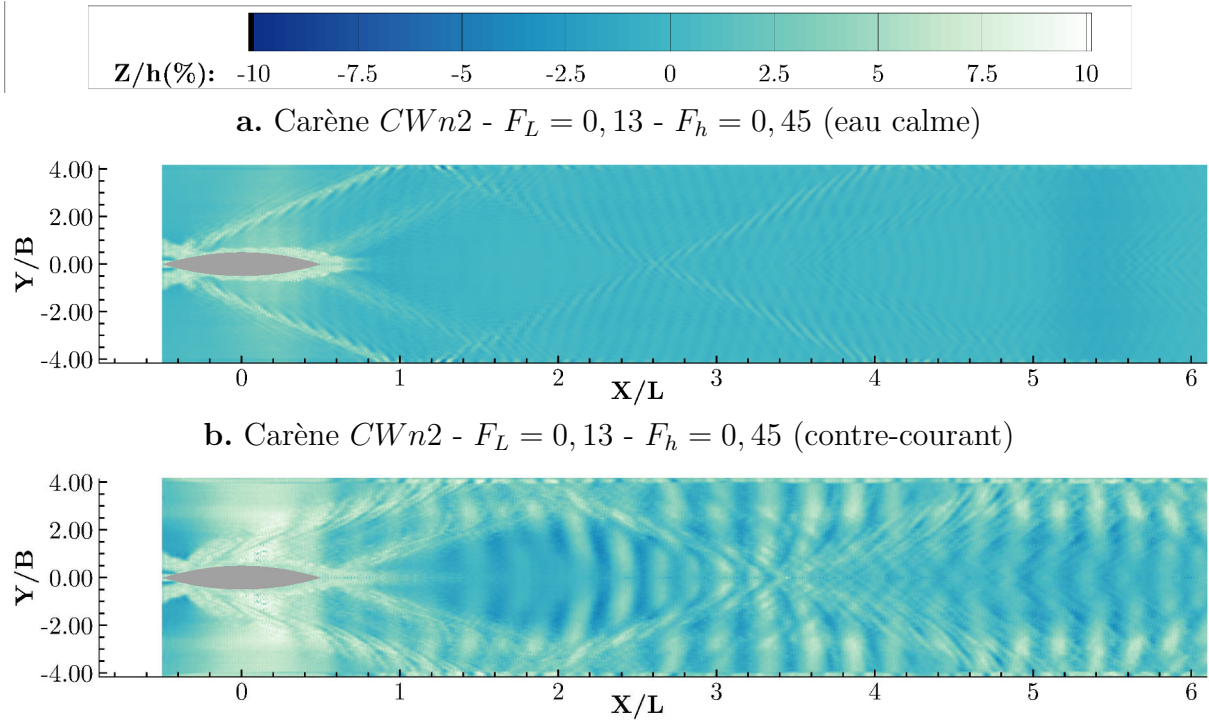


Figure 4.39 – Sillages générés en eau calme (a) et en présence d’un contre-courant (b) par la carène $CWn2$ aux nombres de Froude $F_L = 0,13$ - $F_h = 0,45$. Vitesse de la carène $U_b = 0,45 \text{ m.s}^{-1}$, vitesse du contre-courant $|u_c| = 0,20 \text{ m.s}^{-1}$. La hauteur d’eau est adimensionnée par la hauteur d’eau au repos $h = 0,103 \text{ m}$ et les axes des abscisses et des ordonnées sont respectivement adimensionnés par la longueur $L = 1,20 \text{ m}$ et le maître-bau $B = 0,18 \text{ m}$ de la carène, qui se déplace de droite à gauche.

IV.4.1 Impact sur le batillage

Le contre-courant a pour effet de convecter vers l’arrière le point d’impact au niveau de la paroi et la position de la caustique du sillage, due à la superposition du sillage se reflétant sur les parois. Ces zones où les vagues peuvent atteindre une amplitude de près de 10% de la hauteur d’eau initiale, peuvent représenter un danger pour la navigation, par exemple au cas où deux bateaux se croiseraient. Une analyse géométrique des réflexions à la paroi, basée sur le modèle proposé dans le premier chapitre, permet de mettre en évidence l’allongement du motif de losange identifiable sur le sillage (figure 4.40). Pour le cas eau calme (partie supérieure de la figure) la longueur du losange, de l’origine O à la caustique X_c , vaut $[OX_c] \approx 3,1L$, tandis qu’en présence de contre-courant la longueur du losange vaut $[OX'_c] \approx 3,9L$. Les angles d’incidence et de réflexion des vagues sur les parois restent toutefois les mêmes donc le contre-courant ne semble pas avoir d’effet sur l’angle de réflexion au niveau des berges. Ce décalage de la position de la caustique est donc dû à l’allongement de la zone d’impact au niveau des berges. Les figures 4.39.a et 4.39.b montrent cet élargissement de la zone d’impact au niveau de la paroi [Caplier *et al.*, 2015a]. Une coupe dans les sillages à la position transversale $Y/B = 3,50$ est donnée sur la figure 4.41. La zone de réflexion des vagues, caractérisée par la distance entre la première réflexion du sillage de proue et du sillage de poupe, vaut $L_1 \approx 0,9L$ en eau calme et $L_2 \approx 2,0L$ en contre-courant, soit deux fois plus large. Ces effets du courant sur l’impact aux parois et la position de la caustique sont bien visibles sur les vues en perspectives données sur la figure 4.42.

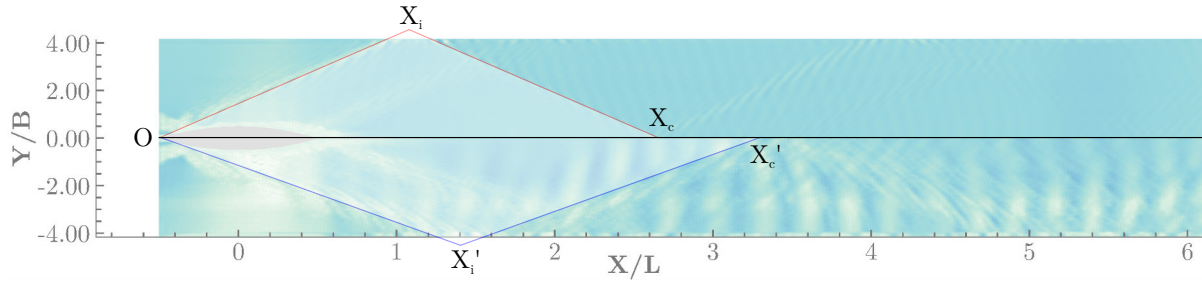


Figure 4.40 – Mise en évidence des motifs de losange identifiables sur les sillages.

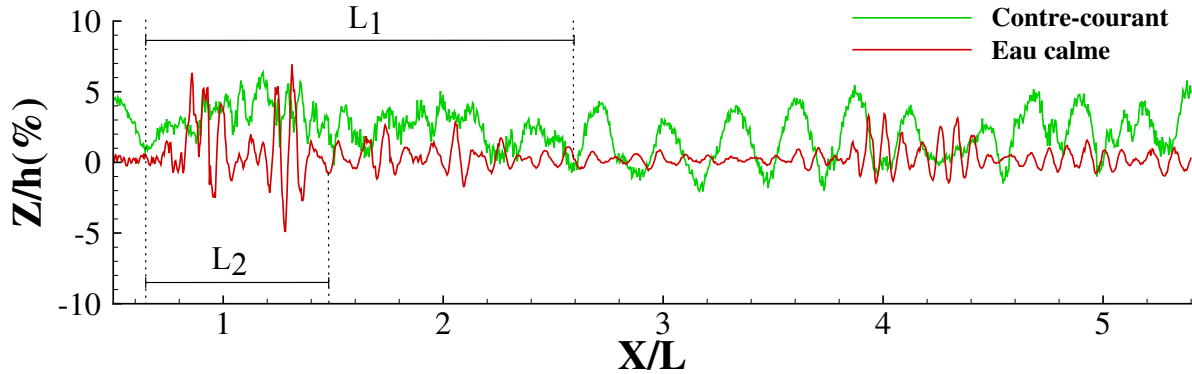


Figure 4.41 – Coupe dans les sillages générés en eau calme (rouge) et en présence de contre-courant (vert), à la position transversale $Y/B = 3,50$ (proche paroi). La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,103 \text{ m}$ et la position longitudinale X est adimensionnée par la longueur $L = 1,20 \text{ m}$ de la carène.

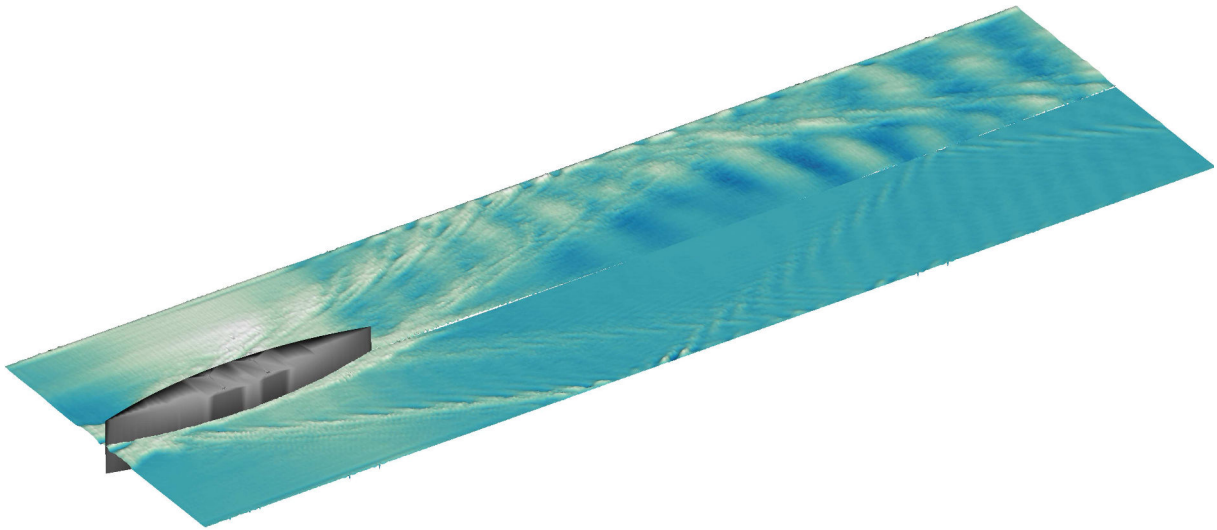


Figure 4.42 – Vue en perspective des sillages générés en eau calme (bas) et en présence de contre-courant (haut) par la carène $CWn2$ aux nombres de Froude $F_L = 0,13 - F_h = 0,45$.

IV.4.2 Changement de régime et non-linéarité

L'effet du contre-courant se traduit également par une augmentation de la longueur d'onde et de l'amplitude des ondes transverses. Une coupe longitudinale dans les sillages à la position transversale $Y/B = 3,50$ (proche paroi), donnée sur la figure 4.43, permet de mettre en évidence ce phénomène. La longueur d'onde des ondes transverses en

présence de contre-courant est $\lambda_{t,1} \approx 0,3L$ tandis qu'en eau calme elle vaut $\lambda_{t,2} \approx 0,1L$, soit une augmentation de 30% de la longueur d'onde. En outre, le ratio entre l'amplitude crête-à-croix maximale en présence de contre-courant A_1 et en eau calme A_2 vaut $A_1/A_2 = 5,9/1,2 = 4,9$, soit une augmentation de près de 500% de l'amplitude des ondes transverses.

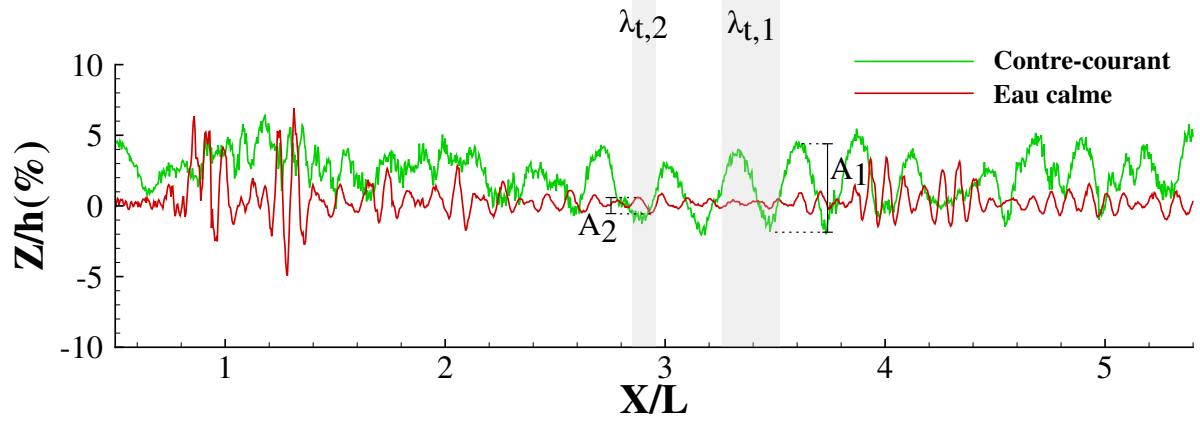


Figure 4.43 – Coupe dans les sillages générés en eau calme (rouge) et en présence de contre-courant (vert), à la position transversale $Y/B = 3,50$ (proche paroi). La hauteur d'eau est adimensionnée par la hauteur d'eau au repos $h = 0,103 \text{ m}$ et la position longitudinale X est adimensionnée par la longueur $L = 1,20 \text{ m}$ de la carène.

Afin de comprendre et d'expliquer cette augmentation de la longueur d'onde et de l'amplitude des ondes transverses en présence de contre-courant, la figure 4.44 donne une représentation schématique d'une perturbation progressant à une vitesse $\vec{U}_b$ dans un courant de vitesse $\vec{u}_c$.

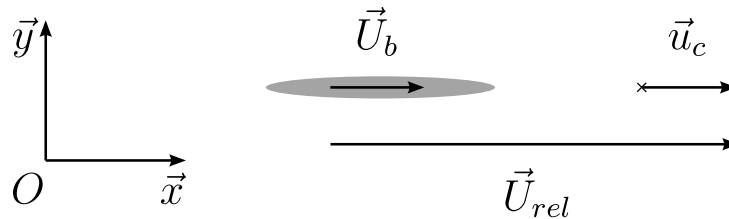


Figure 4.44 – Représentation schématique d'une perturbation progressant dans un courant.

En se basant sur cette représentation, et en se plaçant dans le repère fixe du laboratoire, on peut écrire que la vitesse relative du bateau par rapport au fluide est $\vec{U}_{rel} = \vec{U}_b - \vec{u}_c$, avec $u_c < 0$ dans le cas contre-courant et $u_c > 0$ dans le cas co-courant.

$$|U_{rel}| = |U_b| \quad : \text{eau calme} \quad (114)$$

$$|U_{rel}| = |U_b| + |u_c| \quad : \text{contre-courant} \quad (115)$$

$$|U_{rel}| = |U_b| - |u_c| \quad : \text{co-courant} \quad (116)$$

La longueur d'onde des ondes transverses λ_t étant proportionnelle au carré de la vitesse de la perturbation (équation (117) en eau peu profonde), elle augmentera en présence de contre-courant puisque la norme de la vitesse relative devient supérieure à la norme en eau calme.

$$\lambda_t = \frac{2\pi}{k_t} = \frac{2\pi U_b^2}{g} \quad (117)$$

L'augmentation de la longueur d'onde et de l'amplitude des ondes transverses rejoint les observations tirées de l'étude des sillages transcritiques menée au début de ce chapitre. D'un point de vue ondulatoire, le contre-courant dans la voie d'eau a donc pour effet de changer le régime du sillage. Dans le référentiel du laboratoire, le sillage généré en présence d'eau calme à un nombre de Froude de hauteur $F_h = 0,45$ est subcritique ($F_h < F_{h1}$ avec $F_{h1} = 0,64$), et devient transcritique en présence de contre-courant puisque le nombre de Froude de hauteur devient $F_h = (|U_b| + |u_c|)/\sqrt{gh} = 0,65$. La présence de contre-courant va faire entrer le navire dans le début de la zone transcritique, ce qui explique en partie l'augmentation de l'amplitude et de la longueur d'onde des ondes transverses. Le passage dans l'espace de Fourier donne les spectres représentés sur la figure 4.45, sur laquelle les lignes noires pleines correspondent à la solution de la relation de dispersion calculées pour des nombres de Froude de hauteur $F_h = 0,45$ en eau calme (spectre de gauche) et $F_h = 0,65$ en présence de contre-courant (spectre de droite). Les lignes en pointillés correspondent à la première harmonique de la solution fondamentale de la relation de dispersion. Sur le spectre correspondant au cas eau calme (figure 4.45.a), l'énergie est distribuée entre le locus de la relation de dispersion et la zone centrale du spectre (la croix formée au milieu du spectre n'a pas de sens physique, elle est due au bruit autour du navire dans le sillage). En ce qui concerne le cas contre-courant (figure 4.45.b), l'énergie globale dans le spectre est beaucoup plus importante. Cette énergie a été transférée sur la branche correspondant à la solution de la relation de dispersion calculée en tenant compte de la vitesse relative $|U_{rel}| = |U_b| + |u_c|$. Le changement de référentiel en présence de courant semble donc justifié. De plus, l'énergie sur la branche se retrouve concentrée aux nombres d'ondes $\tilde{k}_x \approx 1$, correspondant aux ondes transverses, ce qui explique leur prépondérance dans le sillage mesuré en contre-courant. On remarque également l'apparition d'une branche supplémentaire, correspondant à l'harmonique de la solution de la relation de dispersion, comme observé lors de l'étude des sillages générés en eau profonde. Le contre-courant semble donc également rendre le sillage non-linéaire.

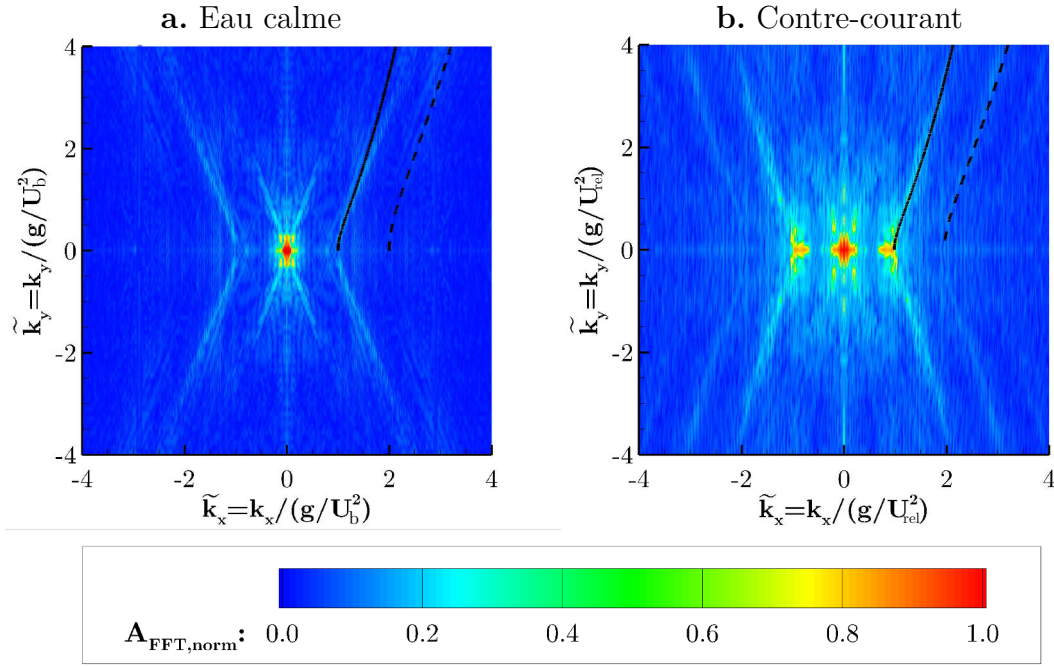


Figure 4.45 – Représentation spectrale des sillages de navires générés en eau peu profonde en eau calme (a) et en présence de contre-courant (b). La ligne pleine représente la solution fondamentale de la relation de dispersion en eau peu profonde et la ligne en pointillés la première harmonique.

IV.4.3 Synthèse

Les mesures de sillages en présence de courant avec la méthode de mesure par stéréoréfraction, ont permis de mesurer les champs de vagues sur l'ensemble de la largeur du canal. L'analyse géométrique des champs de vagues mesurés pour une même vitesse de navire, en présence ou non de contre-courant, a permis de caractériser l'influence du contre-courant sur le batillage. L'élargissement de la zone d'impact au niveau de la paroi, l'augmentation de l'amplitude des vagues et le décalage de la position de la caustique du sillage dans la voie d'eau ont été identifiés. L'analyse spectrale des sillages a permis d'identifier le changement de régime provoqué par le contre-courant, qui rend le sillage transcritique et provoque des non-linéarités similaires à celles observées dans la configuration de voie d'eau profonde, dans le chapitre précédent. Un raisonnement théorique basé sur la notion de vitesse relative du bateau par rapport au fluide a été proposé et semble être vérifié. Les conclusions tirées de ces analyses amènent donc des perspectives d'études sur l'effet du courant. En effet, des mesures supplémentaires en présence de co-courant et de contre-courant, sur une gamme de vitesse d'avancée du navire plus élargie, permettrait de confirmer les hypothèses énoncées théoriquement à propos de la relation de dispersion des ondes en présence de courant, et de proposer un modèle d'analyse géométrique permettant d'identifier précisément l'effet du courant sur le batillage.

IV.5 Conclusion

Les mesures de résistance dans une configuration de voie d'eau peu profonde ont permis de caractériser l'impact des ondes transverses et du bourrelet de proue sur la résistance à l'avancement. Les différents régimes de résistance à l'avancement, bornés par la théorie de Schijf [Schijf, 1949] ont été étudiés et illustrés à partir de visualisations des sillages. L'augmentation du coefficient de traînée de la carène avec le coefficient de bloc a également été quantifiée. La détermination expérimentale et analytique de la résistance de vagues a montré les limites de la théorie des corps élancés de [Michell, 1898], tenant compte du confinement vertical et latéral de la voie d'eau [Sretensky, 1936] [Sretensky, 1937] [Keldysh et Sedov, 1937] pour l'étude de la résistance de vagues en eau peu profonde. En effet, le confinement hydraulique joue un rôle prépondérant dans la résistance à l'avancement, et il n'est pas décrit par cette théorie. L'étude de la résistance à l'avancement en eau peu profonde a montré l'importance de l'analyse du champ de vagues. Pour cela, des sillages générés dans la configuration de voie d'eau peu profonde ont été étudiés. Les changements de régime provoqués par le confinement vertical et latéral de la voie d'eau ont été caractérisés. L'analyse des champs de vagues à partir de profils de vagues, couplée à l'analyse spectrale des sillages, a permis d'étudier l'influence du confinement sur les caractéristiques ondulatoires des sillages, et les transferts d'énergie entre les systèmes d'ondes divergentes et d'ondes transverses. En outre, les phénomènes hydrauliques causés par le confinement de la voie d'eau ont été caractérisés. La forte dépendance de l'amplitude de la réponse hydrodynamique autour de la carène (bourrelet de proue et abaissement du plan d'eau) a été mise en évidence. Le courant de retour généré par le déplacement du navire a été mesuré à partir d'une méthode de mesure optique non-intrusive de stéréo-PIV. Les résultats ont permis de quantifier ce courant de retour et de proposer deux modèles de détermination du courant de retour à partir d'une mesure ponctuelle de l'abaissement du plan d'eau. Une étude de l'influence du courant sur les sillages dans une configuration de voie d'eau peu profonde a été menée dans la dernière partie de ce chapitre. Une analyse géométrique des réflexions des vagues a permis d'identifier l'élargissement de la zone

d'impact au niveau des parois et le décalage de la position de la caustique dans le sillage en présence de contre-courant. L'analyse spectrale menée sur les sillages a permis d'identifier le changement de régime et la non-linéarité du sillage en présence de contre-courant. Une explication théorique de l'effet du contre-courant sur la génération et la dispersion des ondes de surface a été proposée, mais des mesures supplémentaires en présence de co-courant et de contre-courant sur une gamme de vitesse plus étendue permettraient de pousser le raisonnement. En outre, des mesures de résistance dans ces configurations permettraient d'étudier l'influence du courant sur la résistance à l'avancement du navire.

Conclusion

L'objectif principal de cette thèse était d'étudier l'influence du confinement de la voie d'eau et du courant sur les sillages des navires et la résistance à l'avancement, par une approche expérimentale en laboratoire. Pour cela, des mesures de sillages générés par des modèles réduits de carènes de navires, couplées à des mesures de résistance à l'avancement, ont été menées en bassin d'essais de carènes dans différentes configurations de voie d'eau, afin d'établir le lien entre les modifications des propriétés du champ de vagues avec le confinement et l'impact sur la résistance à l'avancement.

L'adaptation du dispositif expérimental à cette problématique a permis de reproduire une configuration de voie d'eau confinée dans le bassin des carènes de l'Institut Pprime et d'étudier des carènes représentatives de navires maritimes et fluviaux. Les méthodes de mesure optiques de déformée de surface libre par stéréo-corrélation et stéréo-réfraction, développées à l'Institut Pprime pour la mesure de sillages de navires en eau profonde, ont été appréhendées et appliquées à l'étude de sillages dans des configurations de voie d'eau confinée, en eau calme en présence de courant. Les mesures des champs de vagues avec ces méthodes de mesures optiques non-intrusives ont mené à une caractérisation fine et complète des sillages générés dans les différentes configurations, permettant d'analyser en détail les propriétés des champs de vagues. Une méthode d'analyse spectrale des sillages a été mise en place pour mener une étude détaillée des caractéristiques ondulatoires et hydrauliques des sillages de navires.

Les résultats ont permis d'identifier la non-linéarité des sillages générés dans une configuration de voie d'eau profonde et la comparaison avec des calculs analytiques de sillages a mis en avant la signature spectrale de la forme de la carène. L'influence du courant et de la géométrie de la voie d'eau sur le régime du sillage dans une configuration de voie d'eau peu profonde a été étudiée. Les résultats ont permis d'identifier une répartition différente de l'énergie dans le sillage du navire en régime subcritique, transcritique et supercritique. Les transferts d'énergie entre les systèmes de vagues du sillage lors de ces changements de régimes ont été étudiés. L'augmentation de l'amplitude des ondes transverses, liée à une augmentation de la résistance à l'avancement en régime transcritique a été caractérisée. Les phénomènes hydrauliques dans le champ proche du navire, provoqués par le confinement de la voie d'eau, et leur dépendance avec la forme et la vitesse de la carène, ont été étudiés. L'impact du bourrelet de proue sur la résistance à l'avancement en régime supercritique a été caractérisé. Des mesures de vitesses de surface par moyens optiques ont permis de caractériser le courant de retour lié à l'abaissement du plan d'eau autour de la carène, et un modèle simple permettant de déterminer le courant de retour à partir d'une mesure ponctuelle de l'abaissement du plan d'eau a été proposé et étudié.

Les résultats issus des mesures de résistance à l'avancement de deux formes génériques de carènes de navires ont permis d'étudier la théorie des corps élancés pour la prédiction de la résistance de vagues, à partir d'une comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats issus de calculs analytiques. La validité de la théorie des corps élancés pour la prédiction de la résistance de vagues en eau profonde a été démontrée mais les limites de cette théorie pour la détermination de la résistance en milieu confiné ont été mises en évidence et l'importance de la prise en compte des effets hydrauliques a été soulignée.

Pour finir, une étude de l'effet du courant sur le sillage généré par le navire dans la voie d'eau a été menée. Les résultats ont permis d'identifier un changement du régime du sillage en présence de contre-courant. Un élargissement de la zone d'impact et une augmenta-

tion de l'amplitude des vagues au niveau des berges, ainsi que l'apparition de caustiques dans la voie d'eau, ont également été caractérisés. Toutefois, des mesures supplémentaires de sillages de navires et de résistance à l'avancement en présence de co-courant et de contre-courant, sur une plus large gamme de vitesse d'avancée de navire, permettront de caractériser plus précisément l'effet du courant. Ces études pourraient à terme permettre d'établir un modèle de prédiction des amplitudes des vagues du sillage en fonction des paramètres géométriques et fonctionnels de la voie d'eau et du navire.

Il serait également intéressant d'adapter le dispositif expérimental afin de prendre en compte le tangage et le pilonnement de la carène. Le phénomène de surenfoncement dynamique du navire en milieu confiné pourrait ainsi être étudié. Pour finir, une comparaison des mesures sur des modèles réduits en bassin des carènes avec des essais réalisés à plus grande échelle permettraient de mener une étude sur les effets d'échelle en milieu confiné.

Références bibliographiques

- [Baker, 1915] BAKER, G. S. (1915). *Ship form, resistance and screw propulsion*. London Constable.
- [Banks *et al.*, 2014] BANKS, J. JAMES, M. TURNOCK, S. et HUDSON, D. (2014). An analysis of a swimmer's passive wave resistance using experimental data and CFD simulations. *Biomechanics and Medicine in Swimming, 2014, Canberra, Australia*, pages 1–6.
- [Basovich et Tsimring, 1984] BASOVICH, A. Y. et TSIMRING, L. S. (1984). Internal waves in a horizontally inhomogeneous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 142:233–249.
- [Benzaquen et Raphaël, 2012] BENZAQUEN, M. et RAPHAËL, E. (2012). Capillary-gravity waves on depth-dependent currents : consequences for the wave resistance. *EPL (Europhysics Letters)*, 97(1):14007.
- [Boin, 2001] BOIN, J.-P. (2001). *Calcul des efforts hydrodynamiques sur un navire soumis à une houle régulière : applications d'une méthode de singularité de Kelvin*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- [Bossut *et al.*, 1777] BOSSUT, C. D'ALEMBERT, J. L. et de CONDORCET, M. J. A. M. (1777). *Nouvelles Expériences sur la Résistances des Fluides*. Jombert, Paris.
- [Bruschin et Dysli, 1974] BRUSCHIN, J. et DYSLI, M. (1974). Erosion des rives due aux oscillations du plan d'eau d'une retenue - le Rhône à l'aval de Genève. *Bulletin technique de la Suisse romande*, 100(2):33–45.
- [Calluaud, 2003] 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.
- [Caplier *et al.*, 2014] CAPLIER, C. ROUSSEAUX, G. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2014). Etude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie et de confinement latéral sur les sillages de navires en bassin des carènes. *14èmes Journées de l'Hydrodynamique, Val-de-Reuil, France*.
- [Caplier *et al.*, 2015a] CAPLIER, C. ROUSSEAUX, G. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2015a). The effects of river counter-currents on ships wakes : an experimental approach. *Proceedings of the SHF/AICPN congress : "Hydrodynamics and simulation applied to inland waterway and port approaches", Meudon, 18-19 November 2015*.
- [Caplier *et al.*, 2015b] CAPLIER, C. ROUSSEAUX, G. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2015b). An experimental study of the effects of finite water depth and lateral confinement on ships wake and drag. *Proceedings of the 36th IAHR World Congress, The Hague, The Netherlands*.
- [Caplier *et al.*, 2015c] CAPLIER, C. ROUSSEAUX, G. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2015c). An experimental study of the effects of finite water depth and lateral confinement on ships wake and drag. *Proceedings of the SHF/AICPN congress : "Hydrodynamics and simulation applied to inland waterway and port approaches", Meudon, 18-19 November 2015*.
- [Carusotto et Rousseaux, 2013] CARUSOTTO, I. et ROUSSEAUX, G. (2013). The Čerenkov effect revisited : from swimming ducks to zero modes in gravitational analogues. *In Analogue Gravity Phenomenology*, pages 109–144. Springer International Publishing, Heidelberg, Germany.

- [Chatellier *et al.*, 2013] CHATELLIER, L. JARNY, S. GIBOUIN, F. et DAVID, L. (2013). A parametric PIV/DIC method for the measurement of free surface flows. *Experiments in Fluids*, 54(3):1–15.
- [Constantine, 1960] CONSTANTINE, T. (1960). On the movement of ships in restricted waterways. *Journal of Fluid Mechanics*, 9(2):247–256.
- [Constantine, 1961] CONSTANTINE, T. (1961). The behaviour of ships moving in restricted waterways. In *ICE Proceedings*, volume 19, pages 549–562.
- [Crapper, 1964] CRAPPER, G. D. (1964). Surface waves generated by a travelling pressure point. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 282(1391):547–558.
- [Dand, 2002] DAND, I. (2002). The effect of water depth on the performance of high speed craft. In *High Performance Yacht Design Conference, Auckland*.
- [Dand, 2003] DAND, I. (2003). The wash of surface ships. In *25th Annual Marine Propulsion Conference, Hamburg*.
- [Darmon *et al.*, 2014] DARMON, A. BENZAQUEN, M. et RAPHAËL, E. (2014). Kelvin wake pattern at large Froude numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 738.
- [Delhommeau, 1987] DELHOMMEAU, G. (1987). *Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues : étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique, Laboratoire d’Hydrodynamique Navale de Nantes.
- [Duvigneau *et al.*, 2003] DUVIGNEAU, R. VISONNEAU, M. et DENG, G. B. (2003). On the role played by turbulence closures in hull shape optimization at model and full scale. *Journal of Marine Science and Technology*, 8(1):11–25.
- [Ekman, 1906] EKMAN, V. W. (1906). On stationary waves in running water. *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, 3(2).
- [Ekman, 1907] EKMAN, V. W. (1907). On the waves produced by a given distribution of pressure which travels over the surface of water. *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, 3(11).
- [Ellingsen, 2014] ELLINGSEN, S. A. (2014). Ship waves in the presence of uniform vorticity. *Journal of Fluid Mechanics*, 742(4):R2.
- [Elsaesser, 2004] ELSAESSER, B. (2004). *The Characteristics, Propagation and Transformation of Waves Generated by Fast Marine Craft*. Thèse de doctorat, Queen’s University Belfast.
- [Elsaesser et Whittaker, 2012] ELSAESSER, B. et WHITTAKER, T. (2012). A description of the stationary wave pattern of a marine craft in shallow and intermediate water depths. *Ship Technology Research / Schiffstechnik*, 59(1).
- [Ersan et Beji, 2013] ERSAN, D. B. et BEJI, S. (2013). Numerical simulation of waves generated by a moving pressure field. *Ocean Engineering*, 59:231 – 239.
- [Faltot *et al.*, 2014] FALTOT, P.-J. BELLANGER, R. MOUGENOT, J.-M. et ROUSSEAU, G. (2014). Interaction houle-courant : mesure de la relation de dispersion. *13èmes Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil, Dunkerque, France*.
- [Froude, 1877] FROUDE, W. (1877). On experiments upon the effect produced on the wave-making resistance of ships by length of parallel middle body. *Transactions of the Institution of Naval Architects*, 18:77–87.
- [Gomit, 2013] GOMIT, G. (2013). *Développement et applications de techniques de mesure de surface libre par moyens optiques : application à l’analyse de l’écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

- [Gomit *et al.*, 2013] GOMIT, G. CHATELLIER, L. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2013). Free surface measurement by stereo-refraction. *Experiments in Fluids*, 54(6):1540.
- [Gomit *et al.*, 2015] GOMIT, G. CHATELLIER, L. CALLUAUD, D. DAVID, L. FRÉCHOU, D. BOUCHERON, R. PERELMAN, O. et HUBERT, C. (2015). Large-scale free surface measurement for the analysis of ship waves in a towing tank. *Experiments in Fluids*, 56(10).
- [Gomit *et al.*, 2014] GOMIT, G. ROUSSEAU, G. CHATELLIER, L. CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2014). Spectral analysis of ship waves in deep water from accurate measurements of the free surface elevation by optical methods. *Physics of Fluids (1994-present)*, 26(12):122101.
- [Gotman, 2002] GOTMAN, A. (2002). Study of Michell’s integral and influence of viscosity and ship hull form on wave resistance. *Oceanic Engineering International*, 6(2):74–115.
- [GUM, 1995] GUM (1995). Guide to the expression of Uncertainty in Measurement. *Working Group 1 of the Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM/WG 1)*.
- [Havelock, 1908] 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 A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 81(549):398–430.
- [Havelock, 1921] HAVELOCK, T. H. (1921). The effect of shallow water on wave resistance. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 100(706):499–505.
- [Hervieu, 1993] HERVIEU, R. (1993). *Le surenforcement des navires : introduction à l’hydrodynamique navale*. Bibliothèque de l’Institut Français d’aide à la formation professionnelle maritime.
- [Hochkirch *et al.*, 2013] HOCHKIRCH, K. BERTRAM, V. et MALLOL, B. (2013). Reflections on the importance of full-scale CFD simulations for ships. *In Proceedings of the 16th Numerical Towing Tank Symposium*.
- [Hofman, 2006] HOFMAN, M. (2006). Prediction of wave making resistance of fast ships in shallow water and computer program ShallowRes. Report BR001, Department of Naval Architecture, Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade.
- [Huygens, 1937] HUYGENS, C. (1937). Personal notes taken by huygens on his experiments performed in 1669, edited and posthumously published. *Huygens’ Œuvres Complètes*, 9.
- [Inui, 1936] INUI, T. (1936). (Teturô) On deformation, wave patterns and resonance phenomenon of water surface due to a moving disturbance. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan, 3rd Series*, 18:60–98.
- [Inui, 1954] INUI, T. (1954). (Takao) Wave-making resistance in shallow sea and in restricted water, with special reference to its discontinuities. *The Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers*, 76:1–10.
- [Inui, 1955] INUI, T. (1955). (Takao) On the components of ship wave resistance. *Journal of Zosen Kiokai*, (77):165–175.
- [Inui, 1964] INUI, T. (1964). (Takao) Investigation of bulbous bow design for ”mariner” cargo ship. Rapport technique, Department of Naval Architecture and Marine Engineering, University of Michian.
- [ITTC, 1957] ITTC (1957). Testing and extrapolation methods : propulsion, performance propulsion test. *In ITTC Recommended Procedures*. International Towing Tank Conference.

- [ITTC, 1987] ITTC (1987). Report of the resistance and flow committee. In *Proceedings of the 18th International Towing Tank Conference*, volume 1, pages 79–85. International Towing Tank Conference.
- [Janson, 2004] JANSON, C.-E. (2004). A comparison of four wave cut analysis methods for wave resistance prediction. *Ship Technology Research / Schiffstechnik*, 51:173–184.
- [Ji, 2013] JI, S. (2013). *Simulation 3D des ondes de batillage générées par le passage des bateaux et des processus associés de transports de sédiments*. Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne.
- [Keldysh et Sedov, 1937] KELDYSH, M. et SEDOV, L. (1937). The theory of wave drag in a channel of finite depth. In *"The papers of M.V. Keldysh in the field of mechanics and applied mathematics (On the centenary of his birth)"*, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 75 (2011), pages 123–131.
- [Kelvin, 1887] KELVIN, L. (1887). Ship waves. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 38:409.
- [Kim et al., 1963] KIM, H. C. MOSS, J. L. et COUCH, R. (1963). Blockage correction in a ship model towing tank. *Department of Naval Architecture and Marine Engineering, College of Engineering, University of Michigan*, (ORA Project 04542).
- [Kirsch, 1966] KIRSCH, M. (1966). Shallow water and channel effects on wave resistance. *Journal of Ship Research*, 10:164–181.
- [Kumar et Subramanian, 2007] KUMAR, M. et SUBRAMANIAN, V. A. (2007). A numerical and experimental study on tank wall influences in drag estimation. *Ocean Engineering*, 34(1):192 – 205.
- [Lamb, 1994] LAMB, H. (1994). Hydrodynamics (6th ed.). *Cambridge University Press*.
- [Landweber et Moran, 1972] LANDWEBER, L. et MORAN, D. (1972). A longitudinal-cut method for determining wavemaking resistance. *Journal of Ship Research*, pages 21–40.
- [Landweber et Thews, 1935] LANDWEBER, L. et THEWS, J. (1935). The influence of shallow water on the resistance of a cruiser model. Rapport technique 408, Navy Yard, Washington D.C.
- [Larsson et Raven, 2010] LARSSON, L. et RAVEN, H. (2010). *Principles of Naval Architecture : Ship Resistance and Flow*. Society of Naval Architects and Marine Engineers (SNAME).
- [Lauro et al., 1988] LAURO, G. MANDARINO, M. MIRANDA, S. et RUSSO KRAUSS, G. (1988). Recherches théoriques et expérimentales sur la résistance de vagues de modèles géométriques semblables. *Bulletin ATMA*, 88:549–569.
- [Lhermitte, 1957] LHERMITTE, P. (1957). Phénomènes hydrauliques liés au mouvement des péniches dans les voies navigables, application particulière à la stabilité des berges des canaux. *La Houille Blanche*, numéro spécial B:682–692.
- [Linde et al., 2014] LINDE, F. OUAHSINE, A. SERGENT, P. et HUYBRECHTS, N. (2014). Effet de la profondeur limitée sur la résistance à l'avancement et l'enfoncement dynamique d'une barge fluviale. *14èmes Journées de l'Hydrodynamique, Val-de-Reuil, France*.
- [Lyakhovitsky, 2007] LYAKHOVITSKY, A. (2007). *Shallow Water and Supercritical Ships*. Backbone Publishing Company.
- [Marrone et al., 2012] MARRONE, S. BOUSCASSE, B. COLAGROSSI, A. et ANTUONO, M. (2012). Study of ship wave breaking patterns using 3D parallel SPH simulations. *Computers & Fluids*, 69:54 – 66.

- [McKenzie, 1970] MCKENZIE, J. (1970). Hydromagnetic wave interaction with the magnetopause and the bow shock. *Planetary and Space Science*, 18(1):1 – 23.
- [Michell, 1898] MICHELL, J. (1898). The wave-resistance of a ship. *Philosophical Magazine*, 45(5):106–123.
- [Michelsen, 1960] MICHELSEN, F. (1960). *Wave resistance solution of Michell’s integral for polynomial ship forms*. Thèse de doctorat, University of Michigan.
- [Miyata *et al.*, 2014] MIYATA, H. ORIHARA, H. et SATO, Y. (2014). Nonlinear ship waves and computational fluid dynamics. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 90(8): 278–300.
- [Molland *et al.*, 2011] MOLLAND, A. TURNOCK, S. et HUDSON, D. (2011). *Ship resistance and propulsion : practical estimation of ship propulsive power*. Cambridge, GB, Cambridge University Press.
- [Morin, 1855] MORIN, A. (1855). *Leçons de mécanique pratique : notions fondamentales de mécanique et données d’expérience*. Librairie Hachette et Compagnie.
- [Noblesse *et al.*, 2014] NOBLESSE, F. HE, J. ZHU, Y. HONG, L. ZHANG, C. ZHU, R. et YANG, C. (2014). Why can ship wakes appear narrower than Kelvin’s angle? *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 46(0):164 – 171.
- [Pethiyagoda *et al.*, 2014] PETHIYAGODA, R. MCCUE, S. et MORONEY, T. (2014). What is the apparent angle of a Kelvin ship wave pattern? *Journal of Fluid Mechanics*, 758:468–485.
- [Pompée, 2013] POMPÉE, P.-J. (2013). Particularités de la navigation en milieu confiné, éléments de modélisation de l’interaction bateau-ouvrage. *Séminaire Institut Pprime - Mars 2013*.
- [Pompée, 2015] POMPÉE, P.-J. (2015). About modelling inland vessels resistance and propulsion and interaction vessel-waterway. Key parameter driving restricted/shallow water effects. *In Proceedings of the AIPCN/SHF conference : "Hydrodynamics and simulation applied to inland waterways and port approaches"*.
- [Rabaud et Moisy, 2013] RABAUD, M. et MOISY, F. (2013). Ship wakes : Kelvin or Mach angle? *Physical Review Letters*, 110(214503).
- [Riethmuller *et al.*, 2012] RIETHMULLER, M. DAVID, L. et LECORDIER, B. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*, chapitre 6 : Vélocimétrie par images de particules PIV, pages 189–317. Hermes Science Publications.
- [Robbins *et al.*, 2009] ROBBINS, A. THOMAS, G. RENILSON, M. G., M. et DAND, I. (2009). Vessel trans-critical wave wake, divergent wave angle and decay. *Transactions of the Royal Institution of Naval Architects, Part A : International Journal of Maritime Engineering*, 151(2):25–38.
- [Rousseaux, 2013] ROUSSEAUX, G. (2013). An introduction to wash waves. *Séminaire Institut Pprime - Avril 2012*.
- [Rousseaux, 2015] ROUSSEAUX, G. (2015). Résistance à l’avancement des navires. *Cours de l’Ecole Doctorale SIMMEA : "Chapitres avancés de physique des vagues"*.
- [Samuel, 2014] SAMUEL, M. G. (2014). Limitations of navigation through Nubaria canal, Egypt. *Journal of Advanced Research*, 5(2):147–155.
- [Schijf, 1949] SCHIJF, J. (1949). Protection of embankments and bed in inland and maritime waters, and in overflows or weirs. *In Proceedings of the 17th International Navigation Congress, Lisbon, SI - C2*. Permanent International Association of Navigation Congresses, PIANC.

- [Schofield, 1974] SCHOFIELD, R. B. (1974). Speed of ships in restricted navigation channels. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 100(2):133–150.
- [Schofield et Martin, 2004] SCHOFIELD, R. B. et MARTIN, L. A. (2004). On ship motion and waves in navigable channels with particular reference to the experiments of John Scott Russell : 1834-1835. *Transactions of the Newcomen Society*, 74:109–129.
- [Scott Russell, 1840] SCOTT RUSSELL, J. (1840). Experimental researches into the laws of certain hydrodynamical phenomena that accompany the motion of floating bodies have not previously been reduced into conformity with known laws of the resistance of fluids. *Transactions of the Edinburgh Royal Society*, 14:47–109.
- [Soomere, 2009] SOOMERE, T. (2009). *Applied Wave Mathematics*, chapitre "Long Ship Waves in Shallow Water Bodies", pages 193–228. Springer Berlin Heidelberg.
- [Sretensky, 1936] SRETENSKY, L. N. (1936). On the wave-making resistance of a ship moving along in a canal. *Philosophical Magazine Series 7*, 22(150).
- [Sretensky, 1937] SRETENSKY, L. N. (1937). Theoretical investigation of wave resistance. *Transactions of the TsAGI (Central Aerohydrodynamic Institute), Moscow*, 319.
- [Steen et Minsaas, 2012] STEEN, S. et MINSAAS, K. (2012). Lecture Notes : Ship Resistance, TMR4220 Naval Hydrodynamics. *NTNU Trondheim Norwegian University of Science and Technology*.
- [Tarafder, 2007] TARAFDER, M. (2007). Computation of wave-making resistance of Wigley hull form using Michell’s integral. *The Institution of Engineers*, 68(4):33–40.
- [Taylor, 1907] TAYLOR, D. W. (1907). *Resistance of ships and screw propulsion*. The Macmillan Company, New-York.
- [Torsvik, 2009] TORSVIK, T. (2009). *Modelling of ship waves from high-speed vessels*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [Tourasse et Mellet, 1828] TOURASSE et MELLET, F.-N. (1828). Essai sur les bateaux à vapeur appliqués à la navigation intérieure et maritime de l’Europe. *Chez Malher et Compagnie, Librairie Scientifique-Industrielle*, page 248.
- [Tremblais et David, 2010] TREMBLAIS, B. et DAVID, L. (2010). Logiciel Standard Library for Image Processing. *Licence CECILL DL 03685-01*.
- [Visonneau et al., 2006] VISONNEAU, M. QUEUTEY, P. et DENG, G. B. (2006). Model and full-scale free-surface viscous flows around fully-appended ships. *In Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD, TU Delft, The Netherlands*.
- [Whitham, 1974] WHITHAM, G. B. (1974). *Linear and nonlinear waves*. John Wiley & Sons Inc.
- [Whittaker et al., 2001] WHITTAKER, T. DOYLE, R. et ELSAESSER, B. (2001). An experimental investigation of the physical characteristics of fast ferry wash. *In Proceedings of the 2nd International EuroConference on High Performance Marine Vehicles*, pages 480–491.
- [Whittaker et MacKinnon, 2000] WHITTAKER, T. et MACKINNON, P. (2000). Ship Wash Impact Management (SWIM) report. *Proceedings of the 6th International Conference on Fast Sea Transport, RINA, Southampton*.
- [Wigley, 1926] WIGLEY, W. C. S. (1926). Ship wave resistance. A comparison of mathematical theory with experimental results. *Spring Meetings of the 67th Session of the Institution of Naval Architects*, 14:124–141.

- [Will et Kömpe, 2015] WILL, J. et KÖMPE, A. (2015). Improvements in the prediction of the wave making resistance from potential flow by using transverse wave cut methods. *In Proceedings of the ASME 2015 34nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*.
- [Wolter et al., 2004] WOLTER, C. ARLINGHAUS, R. SUKHODOLOV, A. et ENGELHARDT, C. (2004). A model of navigation-induced currents in inland waterways and implications for juvenile fish displacement. *Environmental Management*, 34(5):656–668.
- [Zhang et al., 2015a] ZHANG, C. HE, J. ZHU, Y. YANG, C.-J. LI, W. ZHU, Y. LIN, M. et NOBLESSE, F. (2015a). Interference effects on the Kelvin wake of a monohull ship represented via a continuous distribution of sources. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 51:27 – 36.
- [Zhang et al., 2015b] ZHANG, Z. DENG, H. et WANG, C. (2015b). Analytical models of hydrodynamic pressure field causing by a moving ship in restricted waterways. *Ocean Engineering*, 108:563 – 570.
- [Zhu et al., 2014] ZHU, Y. HE, J. ZHANG, C. WU, H. WAN, D. ZHU, R. et NOBLESSE, F. (2014). Farfield waves created by a monohull ship in shallow water. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 49, Part A(0):226 – 234.

Étude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie, de confinement latéral et de courant sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires.

Résumé :

Ce mémoire présente une étude expérimentale des effets de confinement de la voie d'eau et de courant sur les sillages et la résistance à l'avancement des navires. Deux formes de carènes génériques et représentatives de navires maritimes et fluviaux ont fait l'objet de mesures dans le bassin des carènes de l'Institut Pprime dans différentes configurations bathymétriques. Des méthodes de mesure de déformée de surface libre par moyens optiques stéréoscopiques ont été mises en place pour caractériser les sillages générés. L'étendue spatiale et la résolution des mesures optiques permet de mener une analyse fine du sillage dans l'espace spectral, afin de le décomposer en une composante hydrodynamique dans le champ proche de la carène et une composante ondulatoire dans le champ lointain. Les résultats obtenus dans une configuration de voie d'eau profonde mettent en évidence la non-linéarité des sillages. Les résultats obtenus dans une configuration de voie d'eau peu profonde mettent en avant une modification de la forme des sillages et une répartition différente de l'énergie entre les différents systèmes de vagues. L'influence de la forme et de la vitesse des navires sur l'amplitude de la réponse hydrodynamique et du courant de retour est mise en avant. Des mesures en présence de contre-courant montrent une augmentation de l'amplitude des vagues du sillage et un élargissement de la zone de réflexion au niveau des parois du canal. Des mesures de forces de traînée avec un dynamomètre donnent accès aux courbes de résistance dans chaque configuration. L'augmentation de la résistance à l'avancement en eau peu profonde est mise en parallèle avec l'augmentation de l'amplitude et de la longueur d'onde des ondes transverses.

Mots-clés : Sillages de navire, résistance à l'avancement, interaction ondes-courant, navigation fluviale, relation de dispersion, analyse spectrale

Abstract :

This thesis presents an experimental study of the effects of the waterway confinement and the current on ships wakes and drag. Two generic hulls representative of maritime and river ships have been studied in several bathymetric configurations in the towing tank of the Institut Pprime. Optical measurement methods based on a stereovision principle have been set up to measure the free surface deformations. The spatial extent and the resolution permits to lead a fine analysis of the wakes in the spectral space in order to decompose them into a hydrodynamic component and an undulatory component, respectively in the near-field and the far-field of the ship hull. The results obtained in a deep waterway configuration highlight the non-linearity of the ship wakes, which results in a modification of the shape of the envelop of the wave field in the real space. The results obtained in a shallow waterway configuration show a modification of the shape of the ship wakes and a different distribution of the energy between the wave systems. The influence of the shape and the speed of the ships on the amplitude of the hydrodynamic response and the return current is also identified. The comparison of the measurements in the presence of a counter-current with the results in calm water show an increase of the amplitude of the waves and an enlargement of the wash zone on the walls of the canal. Drag forces measurements with a multicomponent dynamometer give access to resistance curves for each configuration. The increase of the ship resistance in shallow water is put in parallel with the increase of the amplitude and the wavelength of the transverse waves.

Keywords : Ship wakes, ship resistance, wave-current interaction, river navigation, dispersion relation, spectral analysis