



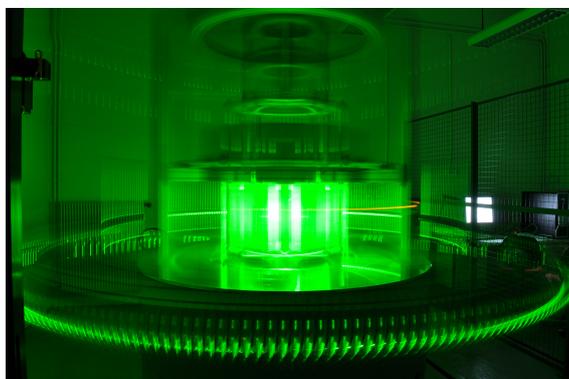
Synthèse des travaux
présentée à l'Université Paris-Sud 11
pour obtenir le
Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Frédéric Moisy

Maître de Conférences de l'Université Paris-Sud 11
Laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques (FAST)

**INSTABILITÉS, ONDES,
ET TURBULENCE EN ROTATION**



Soutenue le 10 septembre 2010, devant le jury composé de :

<i>Président</i>	Jean-Marc Chomaz	DR CNRS, LadHyX, Ecole Polytechnique
<i>Rapporteurs</i>	Claude Cambon	DR CNRS, Ecole Centrale de Lyon
	Stephan Fauve	Professeur, LPS, Ecole Normale Supérieure, Paris
	Patrice Le Gal	DR CNRS, IRPHE, Marseille
<i>Examineurs</i>	Stuart Dalziel	Senior Lecturer, DAMTP, Cambridge
	Emmanuel Trizac	Professeur, LPTMS, Université Paris-Sud
<i>Invité</i>	Joël Sommeria	DR CNRS, LEGI, Grenoble

Remerciements

C'est un grand honneur que m'ont fait Claude Cambon, Jean-Marc Chomaz, Stuart Dalziel, Stephan Fauve, Patrice Le Gal, Joël Sommeria et Emmanuel Trizac, d'accepter de faire partie de ce jury de thèse d'habilitation. Je veux les remercier ici pour leur lecture critique et attentive de mes travaux, mais aussi pour leur confiance et leurs encouragements depuis de nombreuses années.

Je me trouve chanceux : mon parcours de chercheur a été jalonné de quelques grands noms de la physique et de la mécanique des fluides. Ils m'ont encouragé dans mon parcours, parfois sans le savoir, et leur personnalité, leur exigence, leur regard scientifique, déteignent sur mon travail depuis plus de dix ans. Merci donc pour tout cela à Yves Couder, Yves Gagne, Jean-Pierre Hulin, Javier Jiménez, Marc Rabaud, Patrick Tabeling, Laurette Tuckerman. C'est forcément un peu plus facile lorsque l'on peut s'asseoir sur les épaules de géants.

Puisque le diplôme d'habilitation permet l'encadrement de doctorants, je souhaite remercier ici ceux qui m'ont apporté leur confiance et que j'ai pu encadrer avant même l'obtention de ce diplôme : Cyprien Morize et Jémil Znaien¹, maintenant docteurs, ainsi que Cyril Lamriben, qui est en très bonne voie.

Le laboratoire FAST est un endroit qui me convient plutôt bien pour mes travaux de recherche. Outre les moyens confortables dont j'ai pu bénéficier pour mener à bien mes projets depuis mon recrutement en septembre 2000, j'apprécie également la grande liberté qui m'a été offerte dans le choix de mes thématiques de recherche. Je veux remercier ici Dominique Salin et Neil Ribe, directeurs successifs de ce laboratoire pendant cette dizaine d'année, qui ont su créer, maintenir et animer cet excellent contexte scientifique et humain. Je souhaite faire figurer en bonne place dans cette page toutes celles et tous ceux qui rendent la vie d'un chercheur plus facile, tant dans ses aspects techniques et expérimentaux — Alban Aubertin, Lionel Auffray, Christian Borget, Guy-Jean Michon, Babacar Ndoeye, Rafaël Pidoux —, que dans ses aspects administratifs, de gestion et de service — Léonor Alves, Maryse Labrude, et Monique Sainte-Rose.

J'ai eu l'opportunité de collaborer avec un grand nombre de personnes pendant ces dix années passées au FAST. Leurs noms sont donnés dans le chapitre d'introduction qui suit, mais je les remercie ici chaleureusement pour tout ce qu'ils m'ont apporté. Je veux remercier en particulier les membres de l'équipe Instabilités et Turbulence, et notamment Marc Rabaud et Philippe Gondret, qui m'ont accueilli lors de mon arrivée au FAST et m'ont laissé rapidement développer mes projets. Je remercie également le tout nouveau petit groupe "Gyroflow", Pierre-Philippe Cortet et Cyril Lamriben, qui contribuent à porter avec beaucoup d'énergie la thématique de la turbulence en rotation qui me tient à cœur. Je veux remercier ici aussi celles et ceux qui se prêtent aux discussions de "sciences amusantes" à la cantine, qui comptent

¹J'ai juste échoué de quelques 343 jours à notre petit concours de celui qui soutiendra en premier.

beaucoup pour moi. Enfin, je remercie les membres des projets ANR “HiSpeed PIV” et “GIMIC”, ainsi que ceux du GDR turbulence, qui ont beaucoup apporté à mon travail. Il y a encore beaucoup de projets dans les cartons ; tous n’aboutiront pas, mais tous ont donné lieu et continuent à alimenter des échanges passionnants.

L’exercice veut que ce manuscrit soit centré sur mes activités de recherche. Pourtant, l’enseignement tient pour une part essentielle de mon activité, et sa frontière avec la recherche est un flou que j’entretiens avec plaisir. La plus grande partie de ce que je sais, notamment dans le domaine de la turbulence, c’est en l’enseignant que je l’ai appris. Je remercie ici tous mes collègues enseignants, particulièrement mes collègues du LIMSI et du FAST qui enseignent dans notre filière de mécanique physique, ainsi bien sûr que Mireille Bordelais, Catherine Groell et Nadège Ibis, qui organisent et animent la vie du bâtiment 507 avec énergie et bonne humeur.

Enfin, je remercie chaleureusement ici mes parents et ma famille, pour leur patience et leur confiance, ma belle-famille aussi,

et Esther, Carla, Pablo, pour leur présence et en m’excusant pour le temps qui manque, et leur petit frère ou petite sœur à venir, à qui je promets de mieux savoir donner de ce temps.

Bures sur Yvette, le 17 septembre 2010.

Table des matières

Introduction	7
Curriculum Vitæ	13
1 Instabilités dans les écoulements de von Kármán	23
1.1 Introduction	23
1.1.1 Ecoulements géophysiques	23
1.1.2 L'écoulement de von Kármán turbulent	24
1.2 Position du problème	25
1.2.1 Stabilités d'une rotation différentielle	25
1.2.2 Structure et stabilité des couches limites	26
1.3 Expériences	28
1.3.1 Les dispositifs expérimentaux	28
1.3.2 Instabilités dans l'écoulement en "cavité plate"	29
1.3.3 Ecoulement de von Kármán exactement contra-rotatif	33
1.4 Et l'écoulement de von Kármán turbulent ?	36
2 Ondes d'inertie	39
2.1 Introduction	39
2.2 Position du problème	40
2.2.1 Régimes d'écoulements soumis à une rotation d'ensemble	40
2.2.2 Stabilité de la rotation solide	41
2.2.3 Théorème de Taylor-Proudman	41
2.2.4 Ondes d'inertie	42
2.2.5 Ondes d'inertie vs. ondes internes	43
2.3 Expériences	44
2.3.1 La "petite" plateforme tournante	44
2.3.2 Gyroflow (la "moyenne" plateforme tournante)	45
2.3.3 Effets visqueux - solutions de similitude	46
2.4 Perspectives	49
2.4.1 Dérive de Stokes	49
2.4.2 Autres effets non linéaires	50
2.4.3 Génération d'ondes d'inertie non-linéaires	51

3	Turbulence en rotation	53
3.1	Introduction	53
3.2	Position du problème	54
3.2.1	Phénoménologie	54
3.2.2	Les approches expérimentales	55
3.3	Approches théoriques	58
3.3.1	Description spectrale	58
3.3.2	Phénoménologie quasi-isotrope (rotation modérée)	59
3.3.3	Transferts d'énergie	60
3.3.4	Cas limite : turbulence d'ondes (rotation très rapide)	62
3.3.5	Discussion	62
3.4	Résultats expérimentaux	63
3.4.1	Expériences	63
3.4.2	Structuration de l'écoulement et déclin d'énergie	64
3.4.3	L'asymétrie cyclone-anticyclone	66
3.4.4	Transferts d'énergie	69
3.5	Perspectives	70
3.5.1	Couplage turbulence - modes d'inertie	70
3.5.2	Transferts d'énergie anisotropes	72
3.5.3	Intermittence	72
4	Ondes de surface	75
4.1	Introduction	75
4.2	Technique de Free-Surface Synthetic Schlieren	76
4.2.1	Quelques précurseurs	76
4.2.2	Principe de la méthode	76
4.2.3	Mise en œuvre pratique et résolution	78
4.2.4	Quelques applications	78
4.3	Expériences de Faraday	82
4.3.1	Instabilité paramétrique	82
4.3.2	L'expérience du "marcheur"	82
4.3.3	Ondes Transverses	84
4.4	Perspectives	87
4.4.1	Améliorations de la méthode FS-SS	87
4.4.2	Turbulence d'ondes gravito-capillaires	88
	Bibliographie	89

Introduction

Organisation de ce mémoire

Ce mémoire présente une synthèse de mes travaux de recherche effectués depuis mon recrutement au laboratoire FAST en septembre 2000. Mes travaux sont essentiellement organisés autour de 4 axes : les instabilités dans les écoulements de von Kármán, les ondes d’inertie, la turbulence en rotation, et les ondes de surface.

Ces 4 axes de recherche ont entre eux un certain nombre de connections, comme l’influence de la rotation sur la nature d’un écoulement laminaire ou turbulent, ou encore les systèmes d’ondes dispersives en interaction, qu’il s’agisse des ondes capillaires ou des ondes d’inertie en référentiel tournant. D’un point de vue expérimental, ces axes de recherche ont également en commun l’utilisation de méthodes de mesure optiques, qu’il s’agisse de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), méthode aujourd’hui standard en mécanique des fluides, ou encore du “Synthetic Schlieren”, que nous avons étendu au cas des ondes de surface (Free-Surface Synthetic Schlieren [99]).

Dans ce mémoire, je m’efforcerais de donner les grandes lignes de mes travaux selon ces 4 axes de recherche. D’autres contributions sont rapidement évoquées dans cette introduction, mais ne feront pas l’objet de développements dans les chapitres qui suivent. Chaque chapitre est suivi de quelques publications les plus significatives, indiquées ci-dessous en gras² :

- Chapitre 1 : Instabilités dans les écoulements de von Kármán (2000-2005) :
 1. Gauthier, Gondret, Moisy & Rabaud (J. Fluid Mech, 2002) [61]
 2. Moisy, Pasutto & Rabaud (Nonlinear Proc. Geoph 2003) [97]
 3. **Moisy, Doare, Pasutto, Daube & Rabaud (J. Fluid Mech, 2004) [91]**
 4. **Nore, Moisy & Quartier (Phys. Fluids, 2005) [108].**
- Chapitre 2 : Ondes d’inertie (depuis 2006) :
 1. Messio, Morize, Rabaud & Moisy (Exp. in Fluids, 2008) [86]
 2. **Cortet, Lamriben & Moisy (Phys. Fluids, 2010) [36]**
- Chapitre 3 : Turbulence en rotation (depuis 2004) :
 1. **Morize, Moisy & Rabaud (Phys. Fluids, 2005) [104]**
 2. Morize & Moisy (Phys. Fluids, 2006) [103]
 3. **Seiwert, Morize & Moisy (Phys. Fluids, 2008) [120]**

²L’ensemble des articles est disponible à l’adresse www.fast.u-psud.fr/~moisy.

4. **Moisy, Morize, Rabaud & Sommeria (J. Fluid Mech, sous presse, 2010)** [95].

– Chapitre 4 : Ondes de surface (depuis 2007) :

1. **Moisy, Rabaud & Salsac (Exp. in Fluids, 2009)** [99]

2. **Eddi, Fort, Moisy & Couder (Phys. Rev. Lett., 2009)** [51]

Chaque chapitre a pour objectif de situer le contexte et les enjeux des différentes contributions. Il ne s'agira pas de donner une revue des travaux existants, mais simplement d'offrir une bibliographie restreinte à quelques contributions, soit parce qu'elles fondent ou ont motivé directement mes travaux, soit parce qu'elles constituent des développements récents intéressants qui pourront orienter mes recherches dans le futur. Enfin, je présenterai dans les chapitres 2, 3 et 4 quelques pistes de recherche pour les années à venir.

Cette introduction est l'occasion de mettre en avant l'ensemble des collaborateurs qui ont contribué aux travaux présentés dans ce mémoire.

Avant le FAST

Après ma thèse, effectuée au Laboratoire de Physique Statistique (ENS Paris) sous la direction de Patrick Tabeling et Hervé Willaime, et portant sur l'étude de la turbulence pleinement développée dans l'hélium à basse température [88], j'ai eu l'opportunité de travailler en collaboration avec Javier Jiménez (Ecole Aéronautique, Madrid). L'objectif de cette étude était de caractériser la distribution spatiale des structures tourbillonnaires intenses (Moisy & Jimenez (2004,2006) [92, 93]), à partir d'une base de données de simulation numérique directe de turbulence isotrope. Ces travaux ne sont pas repris dans ce mémoire.

Instabilités dans les écoulements de von Kármán

J'ai abordé l'étude des instabilités en cavité interdisque à partir de 2000, à la suite des travaux de thèse de Georges Gauthier au FAST [60]. Cette étude s'est concentrée principalement sur les instabilités de cisaillement dans l'écoulement en contrarotation différentielle à grand rapport d'aspect (cavité fine), et a bénéficié des premières mesures de vélocimétrie par images de particules mises en œuvre au laboratoire.

Ce travail a été mené avec Marc Rabaud et Philippe Gondret au FAST, Olivier Daube au LME (Université d'Evry), ainsi que Thomas Pasutto (stage de Master 2) et Olivier Doaré (alors ATER au FAST). Il s'est poursuivi en 2004 par une caractérisation des bifurcations dans l'écoulement de von Kármán exactement contra-rotatif, avec en particulier le résultat d'une mise en évidence expérimentale de cycles hétéroclines. Ce second volet a été mené en collaboration avec Caroline Nore (LIMSI, Université Paris-Sud) et Laurette Tuckerman (LIMSI, PMMH-ESPCI), avec l'aide de Laurent Quartier (LPS, ENS).

Ondes d'inertie et turbulence en rotation

Ces deux axes de recherche, qui constituent les chapitres 2 et 3 de ce mémoire, ont été introduits en 2004 au laboratoire FAST. Ils ont donné lieu à deux thèses, celle de Cyprien



FIG. 1 – Les travaux de G.G. Coriolis portent sur la théorie mathématique des effets du jeu de billard (1835, 174 p.), ainsi que sur les forces vives dans les mouvements relatifs des Machines (1832 et 1835, 48 p.) [33]. Cette illustration est issue de l'article de vulgarisation d'A. Linn (1983) [76].

Morize (soutenue en 2006) [101], co-encadrée avec Marc Rabaud, et celle de Cyril Lamriben, co-encadrée avec Pierre-Philippe Cortet (débutée en 2009).

Cette thématique autour des écoulements en rotation a pu démarrer grâce à une plateforme tournante (la “*petite*” plateforme), gracieusement cédée par Alexandre Stegner, qui avait été conçue lors de sa thèse au Laboratoire de Météorologie Dynamique (ENS). Le montage a ensuite bénéficié d'améliorations successives, au gré des expériences menées avec Cyprien Morize, Laura Messio, Guangkun Tan, Jacopo Seiwert, Lionel Agostini, Thomas Serandon. L'heure de la retraite a désormais probablement sonné pour cette plateforme.

Par ailleurs, cette thématique a bénéficié d'une collaboration fructueuse avec Joël Sommeria au laboratoire LEGI à Grenoble. Une campagne de mesure sur la plateforme Coriolis (la “*grande*” plateforme), réalisée en février 2005, a pu être menée avec Cyprien Morize, grâce à l'implication et à la grande disponibilité de Henri Didelle et Samuel Viboud.

Cette aventure continue désormais au laboratoire FAST, avec la mise en place en 2009 d'une nouvelle plateforme tournante, baptisée “Gyroflow” (la “*moyenne*” plateforme). La conception et la mise en service de ce nouvel équipement a mobilisé beaucoup de monde : Patrice Jenffer, Alban Aubertin, Lionel Auffray, Raphael Pidoux, Christian Borget et Guy-Jean Michon. C'est maintenant en compagnie de Cyril Lamriben et de Pierre-Philippe Cortet, arrivés en 2009 au laboratoire, que je poursuis mes recherches dans cette thématique.

Les progrès dans ce sujet difficile ont été rendus possibles grâce à de nombreuses discussions, principalement dans le cadre du GDR Turbulence ou du projet ANR Blanc “HiSpeedPIV” (2006-2010). Parmi ces nombreux échanges, je souhaite citer en particulier ceux avec Claude Cambon et Fabien Godeferd (Ecole Centrale de Lyon), Sébastien Galtier (IAS, Université Paris-Sud), Maurice Rossi (Institut Jean Le Rond D'Alembert), Charles Baroud (LadHyX, Ecole Polytechnique), Thierry Dauxois (ENS Lyon), Leo Maas (Université d'Utrecht) et Herman Clercx (Université de Technologie d'Eindhoven).

Ondes de surface

L'étude des ondes de surface, débutée en 2007, constitue le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire. Cette étude, menée avec Marc Rabaud, est en fait constituée de 2 volets distincts : Un premier volet métrologique, en 2007-08, a permis le développement d'une méthode optique de mesure de la topographie d'une interface liquide, que nous avons baptisée Free-Surface Synthetic Schlieren (FS-SS). L'aspect métrologique de ce travail a bénéficié de la participation expérimentale de Kevin Salsac et d'Edouard Pinsolle (stagiaires), ainsi que de fructueuses discussions avec John D'Errico, Maurice Rossi et Guy Demoment. Dans un second temps, une étude des ondes transverses générées par l'oscillation d'un obstacle immergé, basée sur la méthode FS-SS, a été démarrée avec Guy-Jean Michon (FAST). Eric Sultan (FAST) nous a rejoints récemment pour participer à la modélisation de ces ondes.

Cet axe de recherche a donné lieu à deux collaborations actives. Une première, avec Yves Couder, Emmanuel Fort et Antonin Eddi (MSC, Université Denis Diderot - Paris 7), a porté sur l'étude d'un système physique original introduit par Y. Couder en 2005 [37], appelé un "marcheur" (une goutte liquide interagissant avec le champ d'onde qu'elle génère par son rebond sur un bain liquide vibré verticalement). Une seconde collaboration avec Germain Rousseau (Université de Nice), démarrée en 2008, vise à mettre à profit la méthode FS-SS pour la caractérisation de ressauts hydrodynamiques, dans le problème plus général de l'interaction de paquets d'ondes advectés par un écoulement à vitesse variable.

Mélange turbulent induit par gravité

Le problème du mélange de deux fluides miscibles de densité différentes a été initié par Jean-Pierre Hulin au FAST en 2001 [43]. Une clef de ce problème réside dans le lien entre les propriétés du mélange au niveau macroscopique, caractérisé par un coefficient de diffusion effectif, et le transfert de masse à petite échelle induit par la turbulence. La mise en place de mesures de PIV depuis 2007, dans le cadre de la thèse de Jémil Znaïen (2009) [145], a permis de caractériser finement les différents régimes d'écoulement. Cette étude s'est poursuivie en 2008 par des mesures couplées PIV-LIF, dans le cadre du stage post-doctoral de Yukie Tanino, avec l'objectif de caractériser expérimentalement le transport de masse dans ce système. Ces travaux ont bénéficié d'un grand nombre de discussions dans le cadre du projet ANR "Gimic", notamment avec J. Hinch (DAMTP, Cambridge) et autour des équipes B. Castaing à l'ENS Lyon et de J. Magnaudet à l'IMFT Toulouse.

Ces travaux, présentés en détail dans la thèse de Jémil Znaïen [145] ainsi que dans les articles Znaïen *et al.* (2009,2010) [146, 147], ne sont pas repris dans ce manuscrit.

Développements logiciels

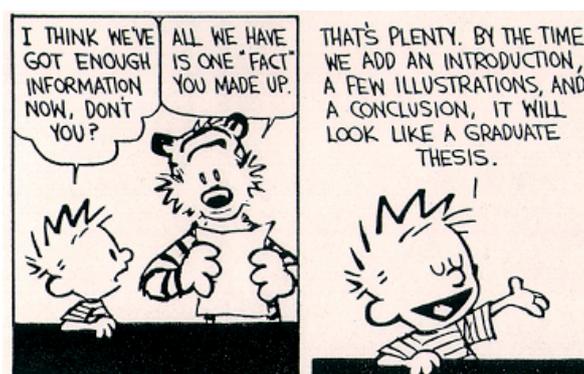
On peut constater une convergence croissante d'intérêts et de compétences entre le monde des expérimentateurs et celui des numériciens. L'expérimentateur en mécanique des fluides, surtout s'il utilise des techniques de traitement d'images de type PIV ou synthetic Schlieren, est confronté à des volumes de stockage et de traitement croissants, et doit développer des compétences de plus en plus pointues en informatique.

Dans le cadre de mes travaux de recherche, j'ai développé une bibliothèque de fonctions sous Matlab intitulée PIVMat, dédiée au traitement des champs de vecteurs pour les applications de PIV et de FS-SS. Cette "toolbox" est distribuée gratuitement sous licence BSD (Berkeley software distribution license), et est aujourd'hui utilisée par une trentaine de groupes

environ. Cette bibliothèque a pu bénéficier depuis 2005 d'un grand nombre de suggestions et d'améliorations proposées par cette petite communauté d'utilisateurs³.

Soutiens financiers

Outre le soutien financier des organismes de tutelle du laboratoire FAST (CNRS, Université Paris-Sud, Université Pierre et Marie Curie), mes travaux ont pu bénéficier d'un certain nombre de soutiens : Bourse Qualité Recherche de l'Université Paris-Sud et Action Spécifique de l'UPMC en 2002 (pour l'achat du système de PIV basse-cadence), projet blanc ANR "HiSpeedPIV" en 2006-2010 avec le LIMSIS, l'IAS, l'IJLRA, l'ENSTA et le LadHyX, et enfin un soutien par le "Triangle de la Physique" en 2009-2010 pour la mise en place de la nouvelle plateforme tournante "Gyroflow".



³La liste des contributeurs est donnée sur la page www.fast.u-psud.fr/pivmat/html/pivmat_thanks.html.

Curriculum Vitæ

Etat Civil

Frédéric Moisy
35 ans, né le 28 novembre 1974 à Paris 13ème,
Marié, 2 enfants,
Nationalité française

Situation actuelle

Maître de Conférences à l'Université Paris-Sud, 60ème section
Recruté en septembre 2000, titularisé en septembre 2002.
Délégation CNRS à mi-temps depuis Septembre 2008.

Laboratoire FAST (Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques)
UMR 7608, Université Pierre et Marie Curie, Université Paris-Sud 11.
Bâtiment 502, rue du Belvédère
Campus Universitaire
91405 Orsay Cedex

Tel : 01 69 15 80 37
Mel : moisy@fast.u-psud.fr
Page web : <http://www.fast.u-psud.fr/~moisy>

Formation

1997 D.E.A. Champs, Particules, Matières, option Matière Ordre et Désordre, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6 (mention bien).
2000 Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris 6 : "Etude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée" (direction P. Tabeling), au Laboratoire de Physique Statistique, ENS, obtenu le 25 Janvier 2000, mention très honorable avec félicitations du jury.

Activités de Recherche

– Depuis 2007, Mélange turbulent induit par gravité. Collaboration avec J.P. Hulin (FAST), B. Castaing (ENS Lyon), J. Magnaudet (IMFT Toulouse), J. Hinch (DAMTP Cam-

bridge).

- Depuis 2006 Mesures d’interfaces fluides déformées par corrélations d’images réfractées ; application à l’étude des ondes transverses. Collaboration avec Y. Couder (MSC, Université Paris-Diderot).
- Depuis 2004, Turbulence en rotation : Déclin d’énergie, asymétrie cyclone-anticyclone, intermittence. Expériences en cuve tournante au FAST Campagne de mesures sur la plateforme “Coriolis” (LEGI, Grenoble), en collaboration avec J. Sommeria.
- 2000-2005 Instabilités entre disques tournants. Collaborations avec O. Daube (LME, Université d’Evry) et C. Nore (LIMSI, Univ. Paris-Sud).
- 2000-2003 Géométrie des structures intenses en turbulence isotrope. Collaboration avec J. Jiménez, Ecole d’Aéronautique, Univ. Politecnica, Madrid (2 séjours, 3 mois).
- 1997-2000 Turbulence et mélange dans l’hélium à basse température (Thèse de doctorat au LPS - ENS, avec P. Tabeling).
- 1998 Mesures de pression dans un tourbillon étiré. Collaboration avec P. Petitjeans, Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, ESPCI, Paris.
- 1998 Visualisation de structures de basse pression par cavitation en turbulence développée. Collaboration avec E. Bodenschatz, Laboratory of Atomic and Solid State Physics, Cornell University (séjour de 2 mois).

Distinctions

- Prix du 9ème colloque Alain Bouysson, Université Paris-Sud, février 2001.
- Prix “Gallery of Fluid Motion”, American Physical Society, Division of Fluid Dynamics, novembre 2002.
- Prime d’Encadrement Doctoral et de Recherche (2006-2010), puis Prime d’Excellence Scientifique (depuis 2010).

Projets financés

- Porteur du projet Triangle de la Physique “GeoFlow” (2009-2010), montant : 70 000 euros.
- Porteur du projet ANR blanc “HiSpeed PIV” (2006-2010), montant : 500 000 euros partagés entre 4 laboratoires.
- Bourse Qualité Recherche de l’Université Paris-Sud, projet “Vélocimétrie par images de particules” (2002) : 23 000 euros
- Action Spécifique UPMC, projet “Vélocimétrie par images de particules” (2002) : 30 000 euros

Responsabilités collectives

- 2009-2010, co-responsable du Master 2 Recherche “Dynamique des Fluides” (directeur : G. Labrosse).
- A partir de septembre 2010, responsable du Master 2 “Dynamique des Fluides et Energétique”.
- Membre du comité scientifique du GDR “Turbulence” (depuis 2008).

- Président du comité d’expert pour le poste MCF 0247 (Université Paris-Sud, 2010). Membre du comité d’expert pour le poste MCF 1859 (Université Paul Sabatier, Toulouse, 2009).
- Membre élu de la commission de spécialistes 60-62° sections (2002-2008).
- Membre du Conseil de Laboratoire (2000-2004, puis depuis 2009).
- Mise en place et maintenance du site web du FAST (depuis 2003).

Encadrements

Thèses

- Cyprien Morize, co-encadré (50%) avec Marc Rabaud, Université Denis Diderot - Paris 7, soutenue le 29 septembre 2006. Actuellement maître de conférences à l’Université Paris-Sud 11.
- Jemil Znaïen, co-encadré (30%) avec Jean-Pierre Hulin, Université Paris-Sud 11, soutenue le 2 octobre 2009. Actuellement post-doc à l’Université de Technologie d’Eindhoven.
- Cyril Lamriben, débutée en octobre 2009.

Stages

- Benjamin Truchot (INSA Rouen, juin-juillet 2001)
- Yohan Atzori (Licence de mécanique, février 2002)
- Thomas Pasutto (DEA DFT, mars-juin 2002)
- Cyprien Morize (DEA DFT, mars-juin 2003)
- Sébastien Kiesgen (Magistère Paris-Sud, avril-juin 2004)
- Laura Messio (ENS Cachan, mai-juin 2005)
- Jules Casoli (ENS Ulm, juillet 2005)
- Doaa Kamal (L3 Mécanique Physique, février 2006)
- Adrien Minière (M1 Mécanique Physique, mai-juillet 2006)
- Jacopo Seiwert (M2 Physique des Liquides, novembre 2006 - juillet 2007)
- Kévin Salsac (M1 Mécanique Physique, mai-juillet 2007)
- Joran Rolland (M1 Physique Fondamentale)
- Edouard Pinsolle (M1 Physique Fondamentale)
- Lionel Agostini (M2 DFT, mars-juin 2008)
- David Bourgeois (M1 Mécanique Physique, mai-juillet 2009)
- Thomas Serandon (M1 Physique Fondamentale, mai-juillet 2009)

Jurys de thèse

- Examineur de la thèse de Florent Ravelet, soutenue au CEA Saclay le jeudi 22 septembre 2005.
- Examineur de la thèse de Rudie Kunnen, soutenue à l’Université de Technologie d’Eindhoven, Pays-Bas, le 7 octobre 2008.
- Examineur de la thèse de Waleed Mouhali, soutenue à l’Observatoire de Meudon, le 25 novembre 2009.
- Rapporteur de la thèse de Matthieu Mercier, soutenue à l’Ecole Normale Supérieure de Lyon, le 29 juin 2010.

- Rapporteur de la thèse de Nicolas Grisouard, soutenance prévue le 29 octobre 2010 à l'Université Joseph Fourier, Grenoble.

Enseignements

J'ai effectué entre 2000 et 2008 un service plein d'enseignement (192 h/an) à l'Université Paris-Sud. Entre 2008 et 2010, j'ai bénéficié d'une demi-décharge d'enseignement (96 h/an) dans le cadre d'une délégation CNRS.

L'essentiel de mon activité d'enseignement s'intègre actuellement dans le Master de Mécanique Physique de l'Université Paris-Sud, ainsi que, dans une moindre mesure, dans le Magistère de Physique Fondamentale.

Les points forts de mon activité d'enseignement sont :

- **Turbulence** : Dans ce cours intégré (i.e. cours + TD, total 52 h) de Master 1 et Master 2 de Mécanique Physique, je m'attache à donner les bases de la turbulence à la fois concernant l'approche physique (mécanismes de cascade d'énergie, intermittence etc.), mais aussi concernant l'approche ingénierie (modélisations des tenseurs de contrainte, modèles du type $k - \epsilon$ très utilisé dans les codes industriels).
- **Simulations numériques en Matlab** : Unité optionnelle en Licence L2 (mention mathématiques et physique), que j'ai participé à mettre en place avec F. Issard-Roch en 2005-2006. Ce module vise à donner aux étudiants les outils pour modéliser des phénomènes issus de la physique, la chimie, la biologie, l'économie etc., et de les simuler de façon interactive sous Matlab. J'ai introduit une unité optionnelle similaire pour la Licence L3 de Mécanique Physique (ouverture en 2010), plus centrée sur des problèmes issus de la mécanique. Le choix de ce langage de programmation s'appuie sur son utilisation croissante tant dans le domaine académique qu'industriel.
- **Méthodes expérimentales en mécanique des fluides** : (Master 1 et 2 de Mécanique Physique). Ce cours intégré présente les différentes méthodes expérimentales utilisées en mécanique des fluides (Anémométrie à fil chaud, Anémométrie Laser Doppler, Vélocimétrie par Images de Particules), avec un accent mis sur la mise en œuvre pratique. En Master 1, ce cours intégré est complété depuis la rentrée 2006 par un stage d'une semaine sur les installations expérimentales de l'ENSTA, stage dont j'ai participé à la mise en place et que je co-encadre avec O. Cadot (ENSTA) et L. Pastur (LIMSI).

Responsabilités

Depuis septembre 2009, j'assure avec Claudine Dang Vu et Gérard Labrosse la co-responsabilité du Master 2 "Acoustique Physique, Dynamique des Fluides, Fluides Complexes".

En septembre 2010, le Master de Mécanique Physique rejoint le Master de Physique Appliquée et Mécanique "PAM", ce qui conduit à une redéfinition importante du paysage des Masters de sciences de l'Université Paris-Sud. Depuis 2008 j'ai participé activement à la mise en place de ce nouveau Master, notamment en ce qui concerne la rédaction du contrat quadriennal 2010-2013.

Enfin, à partir de septembre 2010, je prends la responsabilité du Master 2 "Dynamique des Fluides et Energétique" (refonte des parcours R et P de la spécialité précédente).

Publications

Index $h = 9$ (i.e., 9 publications ont été citées au moins 9 fois), mesuré sur ISI Web of Knowledge en juin 2010.

Publications avec comité de lecture

1. C. Lamriben, P.P. Cortet, F. Moisy, L. Maas, Excitation of inertial modes in a closed grid turbulence experiment under rotation, *Phys. Fluids* (soumis, 2010).
2. J. Znaïen, F. Moisy, J.P. Hulin, Flow structure and momentum transport for buoyancy driven mixing flows in long tubes at different tilt angles, *Phys. Fluids* (soumis, 2010).
3. F. Moisy, C. Morize, M. Rabaud, J. Sommeria, Decay laws, anisotropy and cyclone-anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence, *J. Fluid Mech* (sous presse, 2010).
4. P.P. Cortet, C. Lamriben, F. Moisy, Viscous spreading of an inertial wave beam in a rotating fluid, *Phys. Fluids* **22**, 086603 (2010).
5. J. Znaïen, Y. Hallez, F. Moisy, J. Magnaudet, J.P. Hulin, D. Salin and E. J. Hinch, Experimental and numerical investigation of flow structure and momentum transport in a turbulent buoyancy-driven flow inside a tilted tube, *Phys. Fluids* **21**, 115102 (2009).
6. A. Eddi, E. Fort, F. Moisy, Y. Couder, Unpredictable tunneling of a classical wave-particle association, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240401 (2009).
7. F. Moisy, M. Rabaud, K. Salsac, A Background-oriented Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface, *Exp. in Fluids* **46** (6), 1021-1036 (2009).
8. J. Seiwert, C. Morize, F. Moisy, On the decrease of intermittency in decaying rotating turbulence, *Phys. Fluids* **20**, 071702 (2008).
9. L. Messio, C. Morize, M. Rabaud, F. Moisy : Experimental observation using particle image velocimetry of inertial waves in a rotating fluid, *Exp. in Fluids* **44**, 519-528 (2008).
10. C. Morize, F. Moisy : Energy decay of rotating turbulence with confinement effects, *Phys. Fluids* **18**, 065107 (2006).
11. C. Morize, F. Moisy, M. Rabaud : Decaying grid-generated turbulence in a rotating frame, *Phys. Fluids* **17**, 095105 (2005)
12. C. Nore, F. Moisy, L. Quartier : Experimental observation of near-heteroclinic cycles in the von Karman swirling flow, *Phys. Fluids* **17**, 064103 (2005).
13. F. Moisy and J. Jimenez : Geometry and clustering of intense structures in isotropic turbulence, *J. Fluid Mech* **513**, 111-133 (2004).
14. F. Moisy, O. Doaré, T. Pasutto, O. Daube, M. Rabaud : Experimental and numerical study of the shear layer instability between two counter-rotating disks, *J. Fluid Mech* **507**, 175-202 (2004).
15. F. Moisy : Supercritical bifurcation of a spinning hoop, *Am. J. Phys.* **71**, 999-1004 (2003).
16. F. Moisy, T. Pasutto, M. Rabaud, Instability patterns in the flow between counter-rotating disks, *Nonlinear Processes in Geophysics* **10** (3), 281-288 (2003).
17. G. Gauthier, P. Gondret, F. Moisy, M. Rabaud : Instabilities in the flow between co and counter-rotating disks, *J. Fluid Mech* **473**, 1-21 (2002).

18. F. Moisy, H. Willaime, J.S. Andersen, P. Tabeling : Passive scalar intermittency in low temperature helium flows, *Phys. Rev. Lett.* **86** (21), 4827-4830 (2001).
19. La Porta, G.A. Voth, F. Moisy, E. Bodenschatz : Using cavitation to measure statistics of low-pressure events in large-Reynolds-number turbulence, *Phys. Fluid* **12** (6), 1485-1496 (2000).
20. H. Willaime, J. Maurer, F. Moisy, P. Tabeling : Turbulence over arrays of obstacles in low temperature helium gas, *Eur. Phys J.B* **18**, 363-369 (2000).
21. F. Moisy, P. Tabeling, H. Willaime : Kolmogorov Equation in fully developed turbulence, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3994-3997 (1999).

Article en préparation

1. F. Moisy, G.J. Michon, M. Rabaud, Cross-waves induced by vertical oscillations of a fully immersed vertical plate, pour *Phys. Fluids*.

Articles de vulgarisation

1. F. Moisy, C. Lamriben, P.P. Cortet, M. Rabaud : Gyroflow - Une plateforme tournante pour la simulation des écoulements géophysiques, *Plein Sud*, Numéro spécial recherche 2010-2011 (soumis en 2010).
2. F. Moisy, T. Pasutto, G. Gauthier, P. Gondret et M. Rabaud : Spiral patterns in swirling flows, *Europhysics News* **34** (3), 104-107 (2003).
3. G. Gauthier, P. Gondret, F. Moisy, M. Rabaud : Patterns between two rotating disks, *Phys. Fluids* **14** (9), S7 (2002). [Gallery of Fluid Motion]
4. F. Moisy, T. Pasutto, G. Gauthier, P. Gondret et M. Rabaud : Instabilités spirales entre disques tournants, *Bull. S.F.P.* **135**, 4-8 (2002).

Comptes-rendus de conférences internationales avec comité de lecture

1. F. Moisy, L. Agostini, G. Tan, Structure functions and energy transfers in a decaying rotating turbulence experiment, 12th Euromech European Turbulence Conference, Marburg, Sept. 7 - 10, 2009.
2. F. Moisy, M. Rabaud, E. Pinsolle, Measurement by Digital Image Correlation of the topography of a liquid interface, ISFV13 - 13th International Symposium on Flow Visualization, and FLUVISU12 - 12th French Congress on Visualization in Fluid Mechanics, Paper 326, July 1-4, 2008, Nice (2008).
3. M. Rabaud, F. Moisy, Optical measurement of ship waves by Digital Image Correlation, International Conference on Innovation in High Performance Sailing Yachts, 29-30 May 2008, Lorient, France, ISBN 978-1-905040-46-9e, pages 23-25 (2008).
4. C. Morize, F. Moisy, M. Rabaud, J. Sommeria : Dynamics of the anisotropy in decaying rotating turbulence with confinement effects, Congrès Français de Mécanique (2007).
5. C. Morize, F. Moisy, M. Rabaud, J. Sommeria : On the cyclone-anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence, CD-ROM Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France (2006).

6. F. Moisy, C. Morize, M. Rabaud : The decay law of grid turbulence in a rotating tank, CD-ROM Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France (2006).
7. F. Moisy, J. Jimenez : Clustering of intense structures in isotropic turbulence : numerical and experimental evidence, IUTAM Symposium on Elementary Vortices and Coherent Structures : Significance in Turbulence Dynamics, Kyoto, Japan, 26-28 October 2004. Ed. S. Kida, Springer-Verlag, 3-12 (2006).
8. F. Moisy, C. Morize and M. Rabaud : Energy spectrum in rotating turbulence, XXIst ICTAM Conference, Warsaw, CD-ROM ISBN 83-89697-01-1 (2004).
9. Doaré, F. Moisy et O. Daube : Etude expérimentale et numérique de l'instabilité entre disques contrarotatifs, 16ème congrès francophone de mécanique (2003).
10. Daube, P. Le Queré, F. Moisy and M. Rabaud : Numerical and Experimental investigation of the stability of the 3D flow between two counter-rotating disks, Proceeding 2nd International Conference on Computational Fluid Dynamics, 485-490 (2002).
11. F. Moisy, H. Willaime, J.S. Andersen et P. Tabeling : Passive scalar intermittency : Statistics of the Cliffs, in "Advances in Turbulence VIII", Ed. by C. Dopazo, CIMNE Barcelona, 835-838 (2000).
12. F. Moisy et P. Petitjeans : Pressure measurements in a stretched vortex, in "Vortex Structure and Dynamics", Lecture Notes in Physics, Ed. by A. Maurel and P. Petitjeans, 252-262 (2000).
13. F. Moisy, A. La Porta, G.A. Voth et E. Bodenschatz : Using cavitation as a probe of low-pressure filaments in turbulence, in "Vortex Structure and Dynamics", Lecture Notes in Physics, Ed. by A. Maurel and P. Petitjeans, 263-274 (2000).
14. J. Jiménez, F. Moisy, P. Tabeling et H. Willaime : Scaling and structure in isotropic turbulence, in "Intermittency in turbulent flows", Ed. by C. Vassilicos, Cambridge Univ. Press, 193-212 (1999).
15. F. Belin, F. Moisy, P. Tabeling et H. Willaime : Worms in a turbulence experiment, from hot wire time series, Trends in Mathematics, Birkhäuser Verlag Basel/Switzerland, 129 (1999).

Logiciels libres

2 Toolboxes pour Matlab, distribuées sous licence BSD (Berkeley software distribution license) :

1. PIVMat - A PIV post-processing and data analysis toolbox for Matlab <http://www.fast.u-psud.fr/pivmat>
2. EzyFit - A free curve fitting toolbox for Matlab <http://www.fast.u-psud.fr/ezyfit>

D'autres outils Matlab pour la mécanique des fluides ou le traitement d'images sont disponibles sur la page <http://www.fast.u-psud.fr/moisy/ml> .

Rapporteur

Activité de *referee* pour les revues suivantes :

- J. Fluid. Mech. : 7 articles
 - Phys. Fluids : 5 articles
 - Exp. Fluids : 3 articles
 - Physica D : 3 articles
 - Phys. Rev. E : 1 article
 - Europhys. Lett. : 1 article
 - Autres (Naturewissenschaften, Meccanica...) : 6 articles
- Expertises :
- 1 projet ANR blanc 2008
 - 1 projet incubateur Agoranov 2005.

Séminaires et Communications

Séminaires invités de laboratoire

1. ETH Zurich, 24 septembre 2009.
2. Rencontres Nicoises de Mécanique des fluides, juin 2009.
3. Max Planck Insitute, Goettingen, 30 janvier 2008.
4. Université Eindhoven TU/e, 16 janvier 2008.
5. Université du Havre, 26 mai 2005 : séminaire invité pour l'année mondiale de la physique.
6. Sciences de la Terre, Orsay, 23 novembre 2004.
7. Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, Grenoble, 14 Octobre 2004.
8. Laboratoire de Modélisation en Mécanique, Jussieu, 11 Juin 2004
9. PMMH, ESPCI, 10 janvier 2003.
10. LadHyX, Polytechnique, 5 décembre 2000.
11. FAST, Orsay, novembre 2000.
12. IUSTI, Marseille, 24 mars 2000.
13. Laboratoire Cassini, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice, 23 mars 2000.
14. FAST, Orsay, 15 mars 2000.
15. School of Aeronautics, Madrid, 1er mars 2000.
16. Laboratoire de Mécanique, Le Havre, 4 février 2000.
17. Laboratoire de Physique Statistique, ENS, 13 octobre 1999.
18. Séminaire "Stability, Transition and Turbulence", Cornell University, Ithaca, février 1998.

Conférences internationales

1. Euromech 519, "Mixing and dispersion in flows dominated by rotation and buoyancy", Rolduc (Pays-bas), 20-23 juin 2010 : **Invited keynote lecture**.
2. Ecole d'hiver "New Challenges in Turbulence Research", Les Houches, february 21 - 26, 2010 : **Invited keynote lecture**.
3. European Turbulence Conference 12, Marburg, 7-10 septembre 2009.

4. Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences, Workshop “Rotating stratified turbulence and turbulence in the atmosphere and oceans”, Cambridge, UK, 8-12 décembre 2008.
5. Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences, Workshop “Structures and Waves in Anisotropic Turbulence”, Warwick, UK, 2-7 novembre 2008.
6. APS Division of Fluid Dynamics, Salt Lake City, novembre 2007 (3 abstracts).
7. TI 2006 “Turbulence and Interactions”, Porquerolles, 29 mai - 2 juin 2006.
8. APS Division of Fluid Dynamics, Chicago, novembre 2005 (3 abstracts).
9. IUTAM “Elementary Vortices and Coherent Structures”, Kyoto, 26-28 octobre 2004.
10. Euromech 448 “Vortex dynamics and field interaction”, Paris, 6-10 septembre 2004.
11. 21st ICTAM Conference, Varsovie, 15-21 août 2004.
12. 5th Euromech Fluid Mechanics Conference, Toulouse, 1-5 septembre 2003.
13. EGS “27th General Assembly of the European Geophysical Society”, Nice, mars 2002.
14. TMR Research Network “Intermittency in Turbulence Systems”, Porto, 18-21 avril 2001.
15. APS Division of Fluid Dynamics, Washington, 19-21 novembre 2000.
16. European Turbulence Conference VIII, Barcelone, 27-30 juin 2000.
17. Workshop franco-allemand “Transport et mélange dans les écoulements turbulents réactifs et non réactifs”, 31 mars 2000, Paris. Conférencier invité.
18. APS March Meeting, Atlanta, 20-26 mars 1999.
19. TMR Research Network “Intermittency in Turbulence Systems”, Paris, 5-6 décembre 1998.
20. 20eme Conférence Internationale IUPAP de Physique Statistique, Paris, 20-24 juillet 1998.

Chapitre 1

Instabilités dans les écoulements de von Kármán

1.1 Introduction

1.1.1 Écoulements géophysiques

Si les écoulements en rotation constituent un chapitre classique, et parfois aride, de la mécanique des fluides, la richesse des phénomènes physiques, et en particulier des problèmes de stabilité, recèle encore un grand nombre de questions ouvertes. Le rôle central joué par la rotation dans les écoulements naturels (océan, atmosphère) ou dans les applications industrielles est à l'origine d'une littérature fournie depuis près d'un siècle [65, 49, 142].

Historiquement, ce sont les observations issues des expéditions polaires de l'océanographe Nansen, à la fin du XIX^{ème} siècle, qui ont initié ce chapitre de la mécanique des fluides. A partir de ces observations, Ekman, en 1905, décrit l'influence de la rotation de la Terre sur les courants océaniques générés par l'action du vent : c'est la fameuse spirale d'Ekman (voir la figure 1.1), qui ne reçut une démonstration par des mesures directes dans l'océan que 90 ans plus tard [29].

Il faut toutefois noter ici que la rotation n'est pas le seul ingrédient des écoulements géophysiques : la stratification et le confinement en constituent les deux autres ingrédients essentiels, et c'est la combinaison de ces 3 effets qui fournit les briques de bases à la description des grandes circulations océaniques ou atmosphériques.

A l'instar de ce premier chapitre, les 2 chapitres qui suivent portent également sur les écoulements en rotation. Cependant, ces 2 chapitres suivants sont consacrés au cas d'une rotation d'ensemble forte, pour laquelle la description pertinente se fait dans le référentiel tournant (faible nombre de Rossby). Le présent chapitre, en revanche, concerne les écoulements confinés en rotation différentielle de type "von Kármán" [142]. Ce terme générique recouvre les écoulements en cavité cylindrique générés par la rotation des disques supérieur et/ou inférieur, et éventuellement de la paroi latérale. Mis à part dans le cas d'une co-rotation importante des disques, la description naturelle de l'écoulement se fait ici dans le référentiel fixe, de sorte que le nombre de Rossby n'est pas un paramètre pertinent ici.

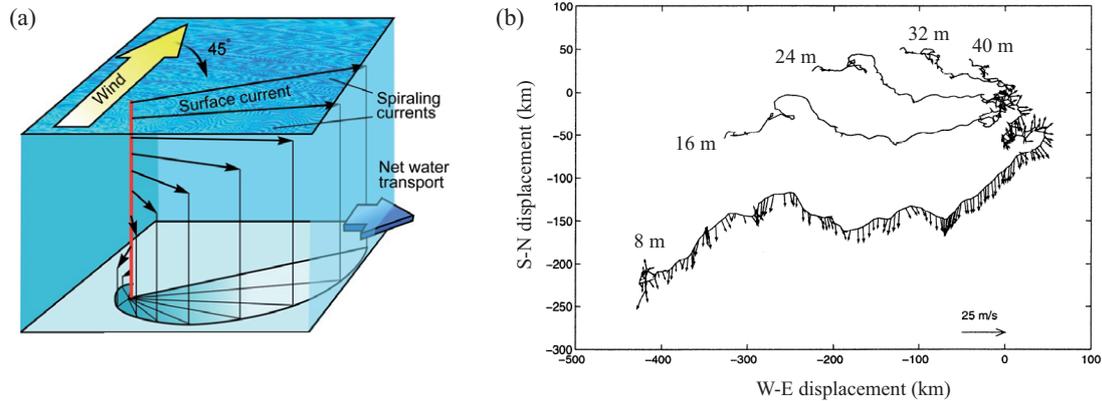


FIG. 1.1 – (a) Spirale d'Ekman : La friction du vent induit en surface une couche d'eau défléchie à 45° sur la droite par la force de Coriolis (dans l'hémisphère Nord), et un transport net à 90° intégré sur la profondeur. D'après J. Cassano, University of Colorado at Boulder (Copyright 2006 by John Wiley & Sons, Inc.) (b) Trajectoires de traceurs à différentes profondeurs, reconstruites à partir de mesures de vitesse par profilométrie acoustique, montrant de façon directe l'écoulement de spirale d'Ekman (mesures effectuées dans l'Océan Pacifique, au large de la Californie). D'après Chereskin (1995) [29].

1.1.2 L'écoulement de von Kármán turbulent

Mes travaux sur les écoulements de von Kármán ont débuté en 1997, lors de ma thèse effectuée au Laboratoire de Physique Statistique [96, 140, 88, 90] ainsi que lors d'une collaboration avec E. Bodenshatz (Université de Cornell) [73]. Ces travaux antérieurs à mon arrivée au FAST portaient sur l'écoulement de von Kármán turbulent, généré par la rotation différentielle ou la contra-rotation de disques munis de pales, induisant un forçage dit "inertiel". Cet écoulement ne faisait pas l'objet d'une étude en tant que tel, mais constituait un système modèle permettant d'obtenir une turbulence très développée dans un volume de fluide restreint. Depuis les travaux pionniers de Douady *et al.* (1991) [47], cet écoulement de von Kármán turbulent (qui reçu alors le nom "machine à laver française") a eu un impact significatif sur la compréhension de la turbulence en général, et sur le dynamisme de la communauté turbulente française en particulier.

Les travaux plus récents présentés dans ce chapitre (2000-2005) concernent d'une certaine façon le "vrai" écoulement de von Kármán, celui entraîné par des disques lisses (forçage par couches limites), et se concentrent sur les motifs d'instabilités associés aux premières bifurcations de l'état de base. Cette géométrie constitue une situation épurée du point de vue des symétries, offrant un terrain de jeu privilégié pour comprendre et caractériser les instabilités. Pour autant, la nature de cet écoulement de base reste centrale dans la compréhension des comportements d'intermittence à grande échelle qui apparaissent à grand nombre de Reynolds, et qui ont été caractérisés depuis en détail par le "Groupe Instabilités et Turbulence" au CEA [115]. Enfin, le choix de cette géométrie pour la mise en évidence de l'effet dynamo dans un écoulement turbulent, choix qui s'est avéré judicieux en 2007 [100], fournit *a posteriori* une justification de premier ordre pour ces études sur l'écoulement de von Kármán.

Dans la suite de ce chapitre, on rappellera brièvement la structure de l'écoulement de base ainsi que les différentes instabilités apparaissant dans les écoulements entre disques rotatifs. On distingue en particulier les situations de couches de cisaillement libres, liées à une rotation différentielle "en volume", de celles de couches limites sur disques en rotation. Nous présente-

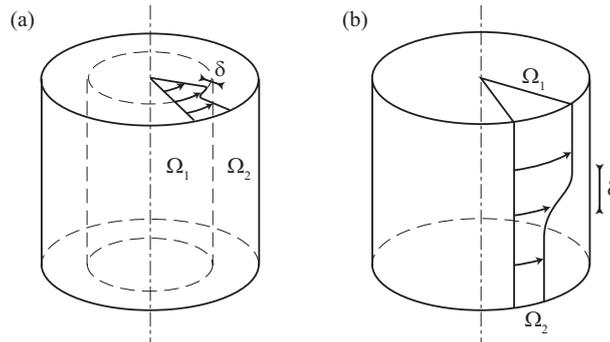


FIG. 1.2 – Situations génériques de rotation différentielle. (a), gradient radial de vitesse angulaire, faisant apparaître une vorticité verticale; (b), Gradient vertical de vitesse angulaire, faisant apparaître une vorticité radiale.

rons ensuite nos résultats expérimentaux, obtenus dans deux types de géométrie : la situation de “cavité plate” en co- ou contra-rotation [60, 61, 91], puis celle de cavité de rapport d’aspect proche de 1 en exacte contrarotation, en mettant l’accent sur le rôle des symétries dans la nature des bifurcations successives observées [110, 109, 108]. Enfin, nous mettrons ces derniers résultats en perspective, dans le contexte des phénomènes des bifurcations turbulentes observées dans cet écoulement à beaucoup plus haut nombre de Reynolds.

1.2 Position du problème

1.2.1 Stabilités d’une rotation différentielle

D’une manière générale, une rotation d’ensemble a un caractère stabilisant, du fait de la nature stable de l’équilibre entre force centrifuge et gradient de pression : il s’agit de l’application du critère de Rayleigh pour un écoulement de moment cinétique strictement croissant avec le rayon [28]. Cette stabilité conduit à la possibilité de propager des ondes, appelées ondes d’inertie, auxquelles le chapitre 2 est consacré. Une illustration de cette stabilisation est le problème classique de la convection thermique de Rayleigh-Bénard entre 2 plaques planes : une rotation d’ensemble autour d’un axe perpendiculaire aux parois augmente le nombre de Rayleigh critique (instabilité de Küpper-Lortz [28]). A noter que l’écoulement bifurqué, lui, n’est pas nécessairement stabilisé par la rotation d’ensemble : en effet, dans cet exemple, l’instabilité secondaire vers un écoulement instationnaire s’effectue, elle, pour un nombre de Rayleigh inférieur à celui trouvé en l’absence de rotation.

Une rotation différentielle, en revanche, est associée en plus à de la déformation, et donc à du cisaillement, pouvant conduire à une déstabilisation de l’écoulement principal. Deux situations génériques de rotation différentielle peuvent être distinguées, associées à une variation radiale ou verticale de la vitesse angulaire (figures 1.2a et b respectivement), et correspondant aux situations barotropes et baroclines des écoulements géophysiques. La variation radiale de vitesse angulaire a été étudiée dans les expériences modèles de Hide & Titman (1967) [67] et de Niino & Misawa (1984) [107], tandis que la variation verticale est celle intervenant dans l’écoulement de type von Kármán contra-rotatif. Dans les deux cas, la couche de cisaillement libre qui en résulte peut être instable, par un mécanisme générique du type Kelvin-Helmholtz,

modifié par les effets centrifuges et/ou de courbure des lignes de courant.

Dans le cas d'une variation radiale de la vitesse angulaire (figure 1.2a), bien que l'équilibre force centrifuge - gradient de pression reste vérifié, celui-ci peut devenir instable : on parle d'instabilité centrifuge. Le critère de stabilité est donné dans ce cas par le critère de Rayleigh [28], analogue au critère du point d'inflexion dans le cas d'un écoulement parallèle.

1.2.2 Structure et stabilité des couches limites

La stabilité de l'écoulement de couche limite au voisinage d'une paroi en rotation, bien que présentant également une situation de rotation différentielle, est très différente du cas de couches de cisaillement libres évoqué précédemment. Tandis que les couches limites rectilignes sont par nature spatialement inhomogènes, l'épaisseur constante des couches limites sur parois tournantes, $\delta = (\nu/\Omega)^{1/2}$, issue de l'équilibre entre la force centrifuge et la friction visqueuse, peut leur donner l'apparence d'une plus grande simplicité. La structure intrinsèquement tri-dimensionnelle de ces couches limites vient toutefois grandement compliquer leur analyse.

Nous présentons brièvement dans la suite la structure de la couche limite sur un disque infini, puis en présence de confinement vertical et radial, pour enfin décrire les différents mécanismes d'instabilité. Seuls les principaux résultats sont rappelés ici, le lecteur pourra se reporter à la revue de Zandbergen et Dijkstra (1987) [142] pour un exposé complet (voir aussi plus récemment l'introduction très complète donnée par Serre (2000) [121]).

Disque tournant unique infini

Dans le cas d'un disque tournant unique de rayon infini, la seule échelle de longueur du système est l'épaisseur de couche limite, $\delta = (\nu/\Omega)^{1/2}$. Il est alors possible de construire des solutions autosimilaires, pour lesquelles la vitesse horizontale adimensionnée par Ωr ne dépend que de la coordonnée axiale réduite z/δ . L'éjection centrifuge au voisinage du disque "boucle à l'infini", conduisant à une aspiration axiale du fluide, de vitesse caractéristique $\simeq (\nu\Omega)^{1/2}$.

En généralisant à la situation d'un disque infini tournant à vitesse angulaire Ω_d , en contact avec un demi-espace de fluide tournant à vitesse angulaire Ω_f , l'épaisseur de couche limite devient $\delta = (\nu/|\Delta\Omega|)^{1/2}$, avec $\Delta\Omega = \Omega_f - \Omega_d$. On distingue alors classiquement 3 configurations [55] :

- (i) couche limite d'Ekman, $\Omega_f \simeq \Omega_d$,
- (ii) couche limite de von Kármán, $\Omega_f = 0$ et $\Omega_d \neq 0$,
- (iii) couche limite de Bödewadt, $\Omega_f \neq 0$ et $\Omega_d = 0$.

La configuration (i), qui décrit la situation d'une faible déviation autour d'une rotation solide, est particulièrement importante pour les écoulements géophysiques : c'est le problème initialement motivé par les courants marins induit par le vent (§ 1.1). Formulée dans le référentiel tournant à vitesse Ω_d , cette configuration permet une linéarisation des équations de Navier-Stokes vis-à-vis du nombre de Rossby ($Ro = \Delta\Omega/\Omega \ll 1$) et admet une solution analytique. Cette solution décrit la fameuse spirale d'Ekman dans la couche limite, associée aux phénomènes de *pompage* ou d'*injection* d'Ekman, de vitesse verticale $w = \delta_E \Delta\Omega$, dans le cas d'une rotation relative *cyclonique* ($\Delta\Omega > 0$) ou *anticyclonique* ($\Delta\Omega < 0$) respectivement. Cette situation joue un rôle important pour le problème de la turbulence en rotation décrit au chapitre 3.

Le problème général des couches limites de von Kármán (ii) et de Bödewadt (iii), étant par nature non-linéaire ($Ro \simeq O(1)$), est plus compliqué. Des solutions autosimilaires existent

également, mais ne peuvent être calculées que numériquement. Ces solutions correspondent toutefois à des écoulements qualitativement similaires à la situation linéaire d'Ekman, avec notamment un pompage ou une injection du fluide dans la couche limite selon le signe de $\Delta\Omega$. Par abus de langage, ces couches limites de von Kármán et de Bödewadt sont parfois aussi appelées “couches d'Ekman”, étant sous-entendu qu'il s'agit alors de cas extrêmes de couches d'Ekman pleinement non-linéaires.

Deux disques tournants infinis

Batchelor (1951) [6] généralisa la situation précédente au cas de l'écoulement entre deux disques infinis, dont les vitesses angulaires sont notées conventionnellement Ω_t et Ω_b , séparés d'une distance h . La structure de l'écoulement est alors gouvernée par 2 nombres sans dimension : soit les deux nombres de Reynolds $Re_{t,b} = \Omega_{t,b}h^2/\nu$, soit l'un de ces deux nombres et le rapport de rotation $s = \Omega_t/\Omega_b$. Ce rapport s permet de distinguer les configurations dites de cavité rotor-stator ($s = 0$), d'écoulements corotatif ($s > 0$) et contra-rotatif ($s < 0$); notons que la situation $|s| > 1$ se ramène simplement à une situation $|s| \leq 1$ en interchangeant les 2 disques. Le nombre de Reynolds — pour simplifier, celui correspondant au disque le plus rapide — permet de distinguer le cas d'un écoulement présentant une couche limite bien développée ($h \gg \delta$, soit $Re \gg 1$) du cas d'une variation continue du profil de vitesse entre les deux disques, du type écoulement de Couette de torsion.

Bien que les équations du problème à deux disques tournants infinis soit très proches de celles du problème du disque unique infini, la situation s'avère plus compliquée : l'absence de conditions aux limites en $r = \infty$ conduit à une multiplicité de solutions. Parmi celles-ci se trouvent les deux solutions célèbres prédites par Batchelor (1951) et Stewartson (1953) : Dans le cas rotor-stator ($s = 0$), Batchelor avait conjecturé un écoulement constitué d'un cœur inviscide tournant à vitesse angulaire Ω_c entre deux couches limites, tandis que la solution proposée par Stewartson était constituée d'une unique couche limite sur le disque en rotation. L'étude numérique de Szeto (1978) a clos le débat en démontrant que seule la solution de Batchelor était stable, donc physiquement réaliste. Toujours dans le cas rotor-stator, la vitesse de rotation du cœur inviscide de la solution de Batchelor a pu être prédite analytiquement par Rasmussen (1971), par un raisonnement basé sur l'équilibre des débits pompés par le disque tournant : $\Omega_c = 0.313\Omega_d$.

Deux disques tournants finis

Dans une réalisation expérimentale d'écoulements entre disques tournants, le rayon R des disques est fini. Dans ce cas, un troisième nombre sans dimension intervient, le rapport d'aspect $\Gamma = R/h$, et il devient nécessaire de spécifier la nature des conditions aux limites sur la paroi latérale cylindrique. Dans les cas les plus simples, cette paroi latérale peut être immobile, ou tourner à la vitesse de l'un des deux disques – chacune de ces deux possibilités ayant été examinée expérimentalement dans la suite. Tandis que le problème des deux disques infinis présente une multiplicité de solutions, le choix de la condition aux limites ici permet de lever cette dégénérescence [14]. En particulier, lorsque la cavité est fermée, la structure de l'écoulement correspond à celle prédite par Batchelor (1951), soit un cœur inviscide en rotation séparé de 2 couches limites. D'autres conditions aux limites plus élaborées, avec flux radial imposé, ou présence d'un “moyeu” central fixe ou lui-même en rotation, ont également été abondamment étudiées en raison de leurs applications industrielles (disques durs, turbomachines etc.)

Notons que dans la limite de cavités très allongées ($\Gamma \gg 1$), on peut s'attendre à ce que la condition aux limites latérale ait une influence marginale sur la structures des couches limites. Bien que les solutions autosimilaires issues de l'analyse pour disques infinis ne soient plus valides pour $\Gamma < \infty$, celles-ci peuvent néanmoins constituer une approximation raisonnable pour des cavités suffisamment fines, du moins pour une gamme de rayons modérée. Ainsi, une couche limite centrifuge, de type Ekman (plus précisément von Kármán), sera présente sur le disque le plus rapide, et une couche limite centripète, de type Bödewadt, sur le disque le plus lent (ou immobile). Cette description naïve est toutefois mise en défaut dans le cas de l'écoulement contra-rotatif, comme nous le verrons plus loin.

Stabilité des couches limites

Du point de vue de la stabilité, les écoulements de couches limites sur parois tournantes que nous venons de décrire, bien que présentant une situation de rotation différentielle, ne présentent pas de point d'inflexion dans le profil azimuthal de vitesse, et sont donc *a priori* stables vis-à-vis d'un mécanisme du type "Kelvin-Helmholtz". Cependant, la présence d'un écoulement de recirculation radial induit par la variation de vitesse azimuthale peut, lui, induire un point d'inflexion dans le profil de vitesse : l'instabilité inflexionnelle qui en résulte est dite "cross-flow", et a été classifiée du "type I" dans la littérature [142, 121]. Elle se traduit par une brisure de l'axisymétrie, et l'apparition de bras spiralés, caractérisés par l'angle le plus instable pour lequel la combinaison des écoulements radiaux et azimuthaux conduit au profil de vitesse inflexionnel.

Plus subtilement, la viscosité, qui a un rôle stabilisant dans les cas de rotation différentielle en volume, peut avoir ici un rôle déstabilisant : on parle alors d'instabilité visqueuse, de "type II". L'interprétation physique de ce second mécanisme n'est pas aisée, mais l'on peut noter qu'il intervient également dans le cas de couches limites rectilignes (ondes de Tollmien-Schliechting). Cette instabilité ne brise pas l'axisymétrie, et se manifeste par une modulation radiale de la couche limite.

Pour ces deux types d'instabilité, c'est dans la situation d'un écoulement radial décéléré, et donc au voisinage du disque tournant le plus lentement (couche centripète de Bödewadt), que ces instabilités se développent. En régime instationnaire, c'est donc l'écoulement de "spin-down" (ralentissement de la rotation solide) qui est le plus instable comparé à l'écoulement de "spin-up" (mise en rotation solide).

1.3 Expériences

1.3.1 Les dispositifs expérimentaux

Dans les expériences que nous avons menées, les 3 types d'instabilité décrits précédemment ont été rencontrés et analysés en détail : instabilité de cisaillement dans les couches de cisaillement libres, et instabilités inflexionnelle et visqueuse (types I et II) dans les couches limites centripètes. Ces expériences ont été menées dans les deux configurations suivantes :

1. "Cavité plate" (§ 1.3.2, Fig. 1.3a) [61, 91] : cellule dont la paroi latérale tourne à la vitesse du disque le plus rapide, pris comme étant le disque supérieur. Cette configuration a été explorée en rotor-stator, co- et contrarotation, pour des rapports d'aspects élevés, $\Gamma = 2$ à 21.

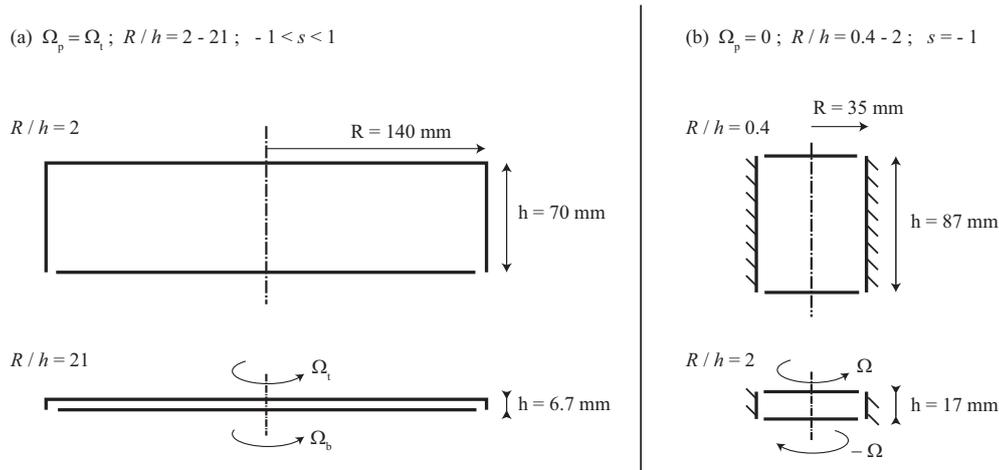


FIG. 1.3 – Schéma des deux cellules expérimentales utilisées dans l'étude des instabilités en cavités tournantes. (a) Cavité “plate”, dont la paroi latérale est solidaire du disque supérieur, pour les écoulements en contra et co-rotation [61, 91]. (b) Cavité “carrée”, dont la paroi latérale est fixe, pour l'écoulement en exacte contra-rotation uniquement [108]. L'espace entre disques et paroi latérale est exagéré pour des raisons de visibilité.

2. “Cavité carrée” (§ 1.3.3, Fig. 1.3b) [108] : cellule symétrique, dont la paroi latérale est fixe. Cette configuration a été explorée en exacte contrarotation uniquement ($s = -1$), pour des cavités de rapport d'aspect¹ proche de l'unité, $\Gamma = 0.4$ à 2.

Le dispositif de la “cavité plate” est issu d'un premier montage décrit par Gauthier *et al.* (1999, 2002) [60, 61] destiné à l'étude des instabilités de couche limite. J'ai modifié par la suite le montage initial afin de permettre un accès optique latéral, nécessaire aux mesures de PIV dans le plan vertical. Une description détaillée du nouveau montage est donnée dans Moisy *et al.* (2004) [91].

Le dispositif de la “cavité carrée” est issu d'un montage réalisé par L. Quartier au Laboratoire de Physique Statistique (ENS), pour permettre des visualisations destinées à explorer les instabilités observées dans les simulations numériques de Nore *et al.* (2003, 2004) [110, 109]. Le montage ainsi que les mesures de PIV sont présentées en détail dans Nore *et al.* (2005) [108].

Dans nos études sur la “cavité plate”, nous nous sommes restreints à une caractérisation des instabilités au voisinage du seuil. En revanche, dans le cas particulier de la “cavité carrée” en exacte contra-rotation, nous avons pu détailler plus avant les bifurcations successives faisant apparaître des écoulements instationnaires à mesure que le nombre de Reynolds est augmenté.

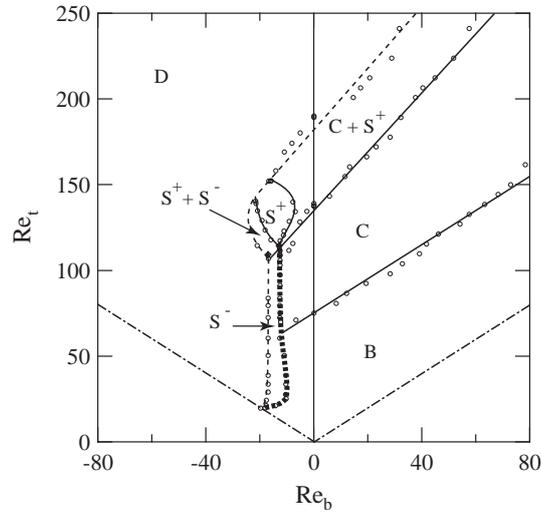
1.3.2 Instabilités dans l'écoulement en “cavité plate”

Trois grandes classes d'instabilité ont été observées dans l'écoulement en “cavité plate”, et sont résumées dans le tableau 1.1. Les deux premières, axisymétriques (C) et spirales positives (S^+), sont des instabilités de la couche limite centripète (de type Bödewadt), présentes dans toutes les configurations de rotation ($-1 \leq s \leq 1$), tandis que la troisième, donnant lieu à des spirales négatives (S^-), est une instabilité de couche de cisaillement libre, présente uniquement

¹Dans l'article Nore *et al.* (2005) [108], la définition du rapport d'aspect était $\Gamma = h/R$, inverse de la convention utilisée dans les autres articles. La notation $\Gamma = R/h$ sera systématiquement réprécisée dans cette partie.

Motif	Nature de l'instabilité	Domaine d'étude
Axisymétrique (C)	Instabilité visqueuse (type II) de la couche limite centripète	Rotor-stator pour $\Gamma = 9 - 47$ [60], Co- et contra-rotation à $\Gamma = 21$ [61]
Spirales (S^+)	Instabilité inflexionnelle (type I) de la couche limite centripète	Rotor-stator [60], Co- et contra-rotation à $\Gamma = 21$ [61]
Spirales (S^-)	Instabilité de cisaillement libre	Contra-rotation à $\Gamma = 21$ [61] et à $\Gamma = 2 - 21$ [91]

TAB. 1.1 – Les 3 motifs d'instabilités étudiés dans la “cavité plate”.

FIG. 1.4 – (a) Diagramme de stabilité dans le plan (Re_b, Re_t) pour un rapport d'aspect $\Gamma = R/h = 21$ fixé. La ligne épaisse pointillée correspond au seuil de l'instabilité de cisaillement conduisant aux spirales négatives. D'après Gauthier *et al.* (2002) [61].

en contra-rotation ($s < 0$). Les termes “positifs” et “négatifs” se réfèrent au sens d'enroulement des spirales, vers le centre (respectivement vers l'extérieur) dans le sens de rotation du disque tournant le plus rapidement.

J'évoquerai ici rapidement les 2 premières classes d'instabilité, et je détaillerai plus avant la troisième, qui constitue une contribution originale de mon travail.

Instabilités de la couche limite centripète

L'écoulement en cavité rotor-stator présente une couche limite centrifuge sur le disque tournant (ici le disque supérieur) et une couche limite centripète sur le disque immobile (inférieur). Des travaux antérieurs [60] ont permis de montrer que la couche limite supérieure était auto-similaire sur une extension radiale assez prononcée, $0.3 < r/R < 0.8$, avec $\delta_t/(\nu/\Omega_t)^{1/2} \simeq 2.2$. En revanche, la couche limite inférieure n'est pas autosimilaire, et s'épaissit aux faibles rayons, avec $\delta_b/(\nu/\Omega_t)^{1/2} \simeq 2 - 6$. C'est cette couche limite inférieure qui se déstabilise, donnant lieu aux motifs axisymétriques associés à une instabilité visqueuse (type II) [60] ainsi qu'aux spirales positives (S^+) associés à une instabilité inflexionnelle (type I).

Ces travaux ont été prolongés par l'étude de l'influence de la rotation du disque inférieur sur ces deux instabilités, en se restreignant au cas d'une cavité de grand rapport d'aspect, $\Gamma = 21$ [61]. L'essentiel des résultats est résumé sur le diagramme de la figure 1.4. Sur ce diagramme, l'axe vertical ($Re_b = 0$) représente la configuration rotor-stator de référence. Le résultat principal de cette étude est que la corotation du disque inférieur a tendance à stabiliser l'écoulement : les seuils d'instabilités $Re_{t,c}$ des motifs C et S^+ sont des fonctions croissantes de Re_b . Concernant les cercles propagatifs C, cette stabilisation n'est en fait qu'apparente : dans le référentiel du disque inférieur, le seuil relatif $Re'_t = (\Omega_t - \Omega_b)h^2/\nu$ s'avère inchangé, de l'ordre de 75. Ce résultat indique que la force de Coriolis n'a pas d'effet sur le mécanisme d'instabilité visqueuse responsable de la formation de ces structures.

En revanche, la stabilisation du motif S^+ est réelle : la courbe de stabilité est donnée par $Re_{t,c} \simeq 135 + 1.7Re_b$, et le seuil relatif Re'_t dans le référentiel lié au disque inférieur est cette fois-ci une fonction croissante de Re_b . La force de Coriolis a donc bien un effet stabilisant sur cette instabilité inflexionnelle. Une origine de cette stabilisation par la rotation d'ensemble réside probablement dans l'évolution de la couche limite centripète : Non autosimilaire dans le cas rotor-stator, son épaisseur tend à diminuer et devenir constante dans le cas co-rotatif. Cette observation est compatible avec la limite d'une couche d'Ekman du problème linéaire pour $s \rightarrow 1$ ($Ro \ll 1$), dont l'autosimilarité est beaucoup plus robuste à rapport d'aspect fini que celle de la couche de Bödewadt.

Instabilités de cisaillement libre

En plus des deux motifs d'instabilités de couche limite précédents, l'écoulement contra-rotatif à suffisamment grand rapport de contra-rotation fait apparaître un motif d'instabilité appelé "spirales négatives" (voir la figure 1.4 dans le cas $\Gamma = 21$). A faible rapport d'aspect, pour $\Gamma = R/h$ entre 2 et 10, cette instabilité donne lieu à des motifs sous forme d'un ensemble de tourbillons corotatifs d'axe quasi-vertical, disposés le long d'un cercle. La figure 1.5 en donne une illustration, obtenue par mesures de PIV dans le plan horizontal à mi-hauteur, ainsi que par une simulation numérique réalisée dans les mêmes conditions. Dans ce régime, le rayon du cercle décroît lorsqu'augmente Ω_t , conduisant à un nombre de tourbillons (mode azimuthal) lui-aussi décroissant. A plus fort rapport d'aspect, l'interaction de ces tourbillons avec les couches limites conduisent à la formation de bras spiraux.

L'origine de ce motif se trouve dans la structure de l'écoulement de base contrarotatif (fig. 1.6). Tandis que l'écoulement rotor-stator est constitué d'une unique cellule de recirculation, provenant de l'éjection centrifuge sur le disque tournant (disque supérieur), la contra-rotation du disque inférieur peut, au-delà d'un rapport de contra-rotation critique, elle aussi générer une éjection centrifuge [45, 91]. Ce rapport de contra-rotation est d'ordre $|s| \simeq 0.1$ à nombre de Reynolds suffisamment élevé. Deux flux radiaux de direction opposée apparaissent alors sur le disque inférieur, conduisant à la présence d'une ligne de stagnation circulaire et à la formation de 2 cellules de recirculation contra-rotatives. Ce cercle de stagnation est à l'origine du décollement de la couche limite centripète, qui conduit à la formation d'une couche de cisaillement libre entre les deux disques. C'est cette couche de cisaillement qui peut être sujette à une déstabilisation, et qui conduit aux motifs de spirales négatives observés.

Le rôle de cette couche de cisaillement décollée dans l'instabilité de l'écoulement contra-rotatif a également été mis en évidence par Lopez *et al.* (2002) [80], dans une configuration analogue à rapport d'aspect Γ plus faible (cavité plus épaisse), conduisant à un ensemble de tourbillons quasi-verticaux de forme évasée. Grâce à une variation systématique du rapport

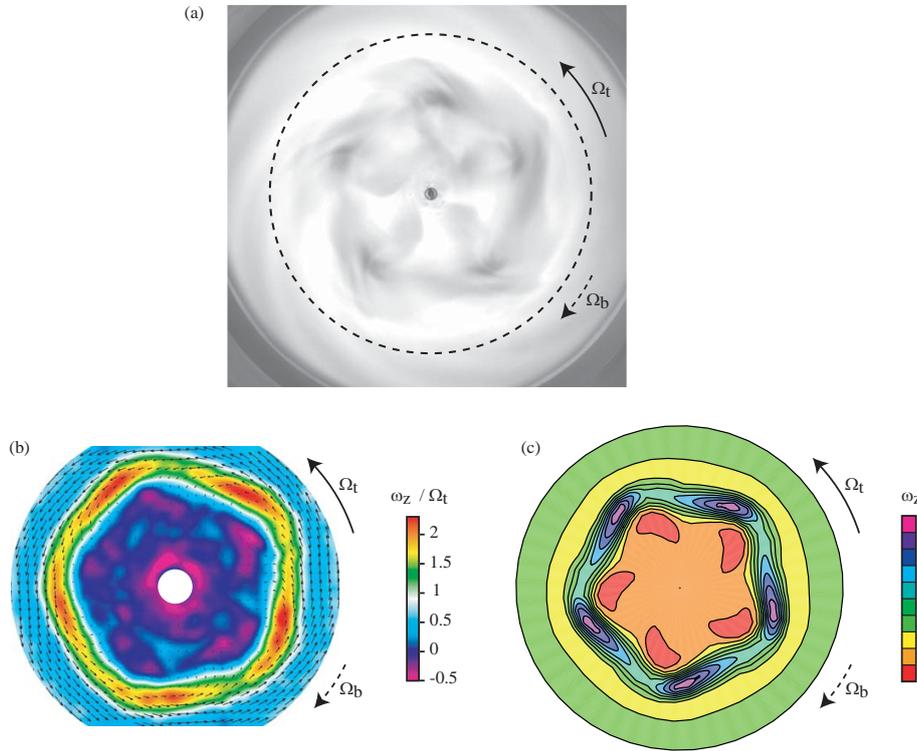


FIG. 1.5 – Exemple de motif issu de l’instabilité de cisaillement dans l’écoulement entre deux disques contrarotatifs : (a) Visualisations par particules réfléchissantes (Kalliroscope). (b) Mesures par Vélocimétrie par Images de particules. (c) Simulation numérique. Le cercle pointillé en (a) indique les domaines de visualisation de (b) et (c), $r/R < 0.6$. Pour (b) et (c), la couleur code la vorticité axiale. Rapport d’aspect $\Gamma = R/h = 7$, $Re_t \simeq 250$, $s \simeq -0.23$. D’après Moisy *et al.* (2004) [91].

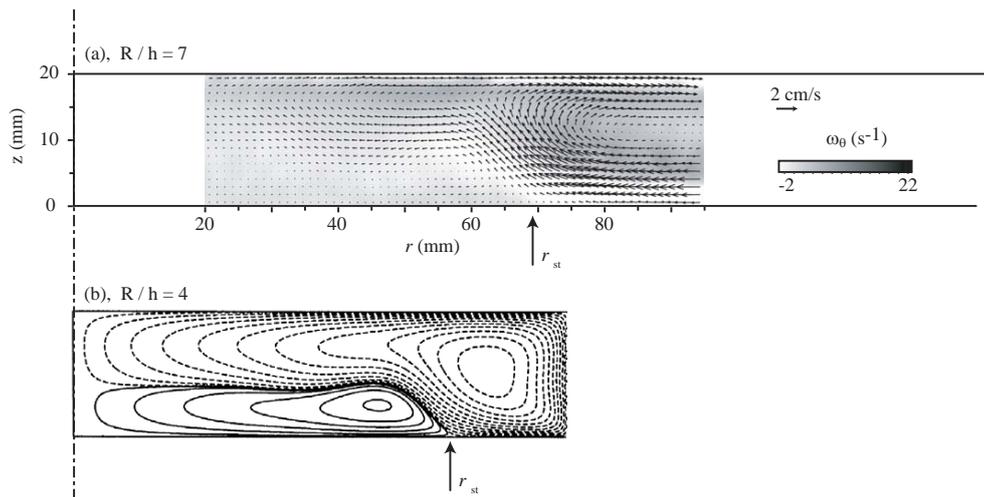


FIG. 1.6 – Écoulement dans le plan vertical, montrant l’existence de deux cellules de recirculation dans le cas contrarotatif, et d’un cercle de stagnation sur le disque, de rayon r_{st} . (a) Mesures par PIV, pour $\Gamma = 7$, $Re_t = 130$, $s = -0.15$; (b) Contours de la fonction de courant, obtenu par simulation axisymétrique par Lopez (1998) [79], pour $\Gamma = 4$, $Re_t = 63$, $s = -0.5$ (figure inversée pour respecter la convention de rotation des disques utilisée ici).

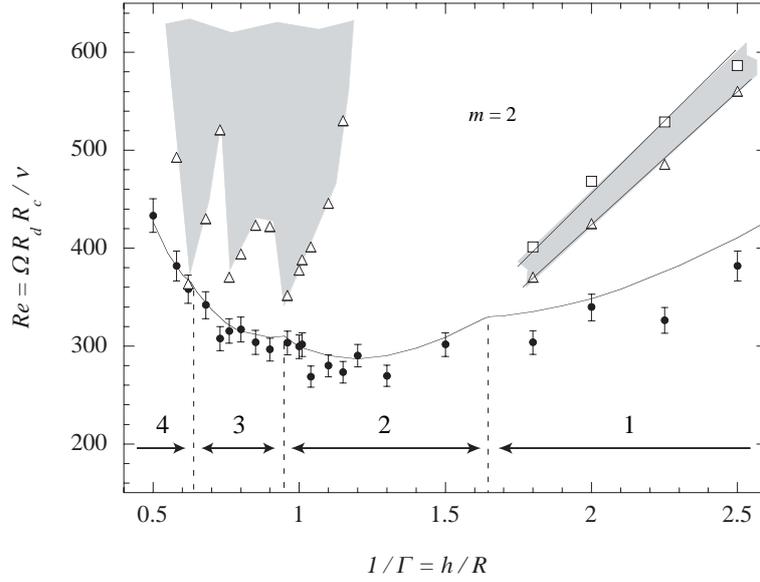


FIG. 1.7 – Diagramme de stabilité de l’écoulement exactement contra-rotatif ($s = -1$) en fonction de l’inverse du rapport d’aspect. Les chiffres indiquent les modes critiques m_c . Les symboles sont obtenus à partir de visualisations [108], tandis que le trait plein correspond à des résultats numériques [110]. Les zones grisées correspondent aux écoulements instationnaires.

d’aspect, nous avons donc pu mettre ici en évidence une continuité entre les motifs tourbillonnaires de Lopez *et al.* (2002) à Γ modéré, et les spirales négatives décrites dans Gauthier *et al.* (2002) [61] à Γ plus élevé [91].

1.3.3 Écoulement de von Kármán exactement contra-rotatif

Instabilité de la couche de cisaillement médiane

Dans la configuration d’exacte contra-rotation à rapport d’aspect d’ordre 1 et paroi latérale fixe (la “cavité carrée”), l’écoulement présente une couche de cisaillement horizontale (comme illustré en figure 1.2b), séparant deux cellules de recirculation associées à la rotation de chaque disque. Cette couche de cisaillement est de même nature que la couche décollée décrite en § 1.3.2, si ce n’est que la ligne de stagnation circulaire qui y est associé est maintenant sur la paroi latérale, à mi-hauteur entre les deux disques.

Tout comme précédemment, cette couche de cisaillement est sujette à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, donnant lieu à des tourbillons radiaux corotatifs. La courbe de stabilité marginale de cette instabilité pour différents rapports d’aspect (figure 1.7) montre un excellent accord entre les simulations et nos mesures [108]. Qualitativement, la diminution du mode le plus instable m avec le rapport d’aspect h/R est liée à l’épaississement de la couche de cisaillement, conduisant à un plus petit nombre de tourbillons pouvant tenir dans la périphérie.

Symétries et bifurcations

La nature des bifurcations susceptibles d’intervenir dans les écoulements en cavité axisymétrique dépend du détail des symétries des conditions aux limites. Tandis que l’écoulement de base hérite de toutes les symétries du forçage, les différentes bifurcations sont classiquement

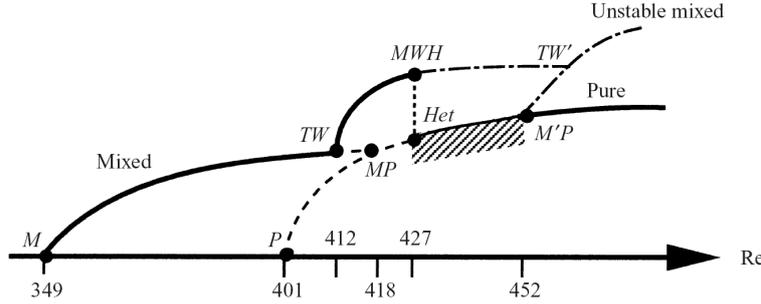


FIG. 1.8 – Diagramme de bifurcation de l’écoulement exactement contra-rotatif ($s = -1$) pour un rapport d’aspect $h/R = 2$, obtenu numériquement par Nore *et al.* (2003) [110].

associées à des brisures successives de ces symétries, l’écoulement bifurqué ne possédant alors que des symétries issues d’un sous-groupe des symétries initiales.

En plus de la symétrie axiale (invariance par rotation S_θ d’angle θ quelconque), déjà présente dans la configuration de “cavité plate” décrite précédemment, l’écoulement de von Kármán avec paroi latérale fixe et disques en exacte contra-rotation ($s = -1$) présente une symétrie supplémentaire. En effet, cette géométrie est invariante par rotation d’un angle π autour de n’importe quel axe horizontal dans le plan médian, noté $R_\pi(\theta_0)$, où θ_0 est l’angle de l’axe par rapport à une direction de référence arbitraire [108]. Le fait que les rotations S_θ et $R_\pi(\theta_0)$ ne commutent pas confère à cette configuration un groupe de symétrie plus général, noté $O(2)$. Ces symétries jouent un rôle fondamental dans la richesse du diagramme de bifurcation de cette configuration (fig. 1.8), qui a été caractérisé en détail par Nore *et al.* (2003,2004) [110, 109].

Pour des nombres de Reynolds au-delà de la courbe de stabilité marginale, l’écoulement devient bien plus compliqué, avec notamment l’apparition de solutions instationnaires (en grisé dans la figure 1.7). Si l’on se concentre sur le cas particulier $h/R = 2$, dont le diagramme de bifurcation complet est représenté en figure 1.8, le mode le plus instable est le mode $m = 1$, appelé “mode mixte” (M). A mesure que le nombre de Reynolds est augmenté, ce mode stationnaire cède la place à une onde propagative modulée, puis à des quasi-cycles hétéroclines, pour aboutir enfin à une nouvelle solution stationnaire $m = 2$, appelée “mode pur” (P). Les termes “mixte” et “pur” sont liés aux harmoniques excitées par les non-linéarités : le mode mixte combine des harmoniques paires et impaires, tandis que le mode pur ne fait intervenir que des harmoniques paires. Ces solutions instationnaires sont issues de la compétition entre les modes stationnaires $m = 1$ et $m = 2$. Parmi ces solutions instationnaires, nous allons nous concentrer plus particulièrement dans la suite sur les quasi-cycles hétéroclines.

Cycles hétéroclines

Un cycle hétérocline est une structure remarquable d’un système dynamique en présence d’un degré suffisamment élevé de symétries, qui peut intervenir lorsque coexistent deux ou plusieurs points fixes instables, équivalents du point de vue des symétries. Ces solutions instables correspondent à des points selles dans l’espace des phases, dont les directions instables et stables sont connectées deux à deux (contrairement à un cycle homocline, dans lequel une direction stable et instable d’un même point fixe sont connectées entre elles). Le système décrit alors un cycle, passant un temps croissant au voisinage de chaque point fixe, à mesure qu’il

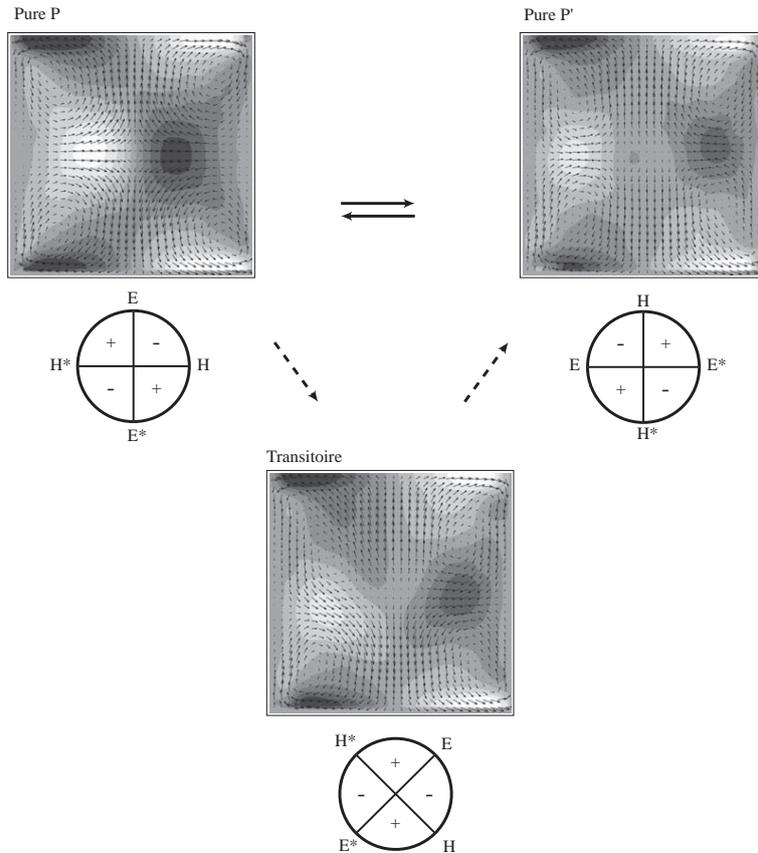


FIG. 1.9 – Champs de vitesse mesurés par PIV dans le plan vertical, illustrant le quasi-cycle hétérocline observé dans l’expérience. L’écoulement oscille entre les 2 modes purs P et P' , mais transite irrégulièrement vers un mode transitoire favorisé par un défaut de symétrie.

s’approche chaque fois plus près de chacun d’entre eux. Cette structure remarquable des systèmes dynamiques en présence de symétries a bénéficié d’un intérêt soutenu suite aux travaux de Busse & Heikes (1980) [18] sur l’instabilité de Küppers-Lortz (convection thermique en présence de rotation).

L’écoulement de von Kármán contra-rotatif présente de tels états instables symétriques purs $m = 2$, notés P et P' , issus d’une résonance entre les modes $m = 1$ et $m = 2$. Le système présente des oscillations entre ces deux états instables, que nous avons caractérisées en détails (figures 1.9 et 1.10). Certaines propriétés de ces cycles sont en très bon accord avec les résultats numériques de Nore *et al.* (2004) [109], en particulier la gamme de nombre de Reynolds sur laquelle ils sont observés et les symétries attendues des 2 états P et P' . En revanche, il existe deux différences importantes entre les oscillations observées expérimentalement et numériquement, révélatrices des caractéristiques intrinsèques de ces cycles hétéroclines.

Tandis que la période des oscillations est strictement constante dans les simulations, celle-ci est plus erratique dans les expériences (fig. 1.10). En fait, ni simulation ni expérience n’observe la caractéristique essentielle d’un véritable cycle hétérocline, à savoir la croissance et la divergence du temps de passage du système au voisinage de chaque mode instable [18]. C’est d’ailleurs pour cette raison que l’on parle de “quasi-cycle hétérocline”. Dans les deux cas le bruit semble responsable de ce comportement : Dans les simulations le bruit résulte

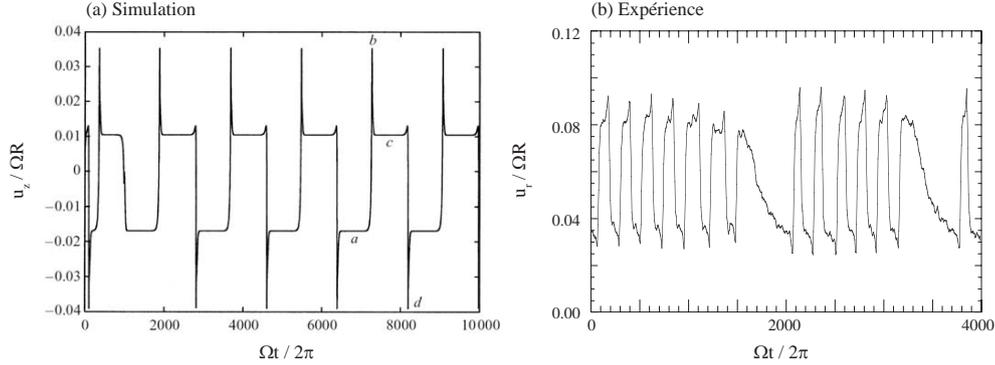


FIG. 1.10 – Séries temporelles illustrant les différences entre les quasi-cycles hétéroclines observés numériquement et expérimentalement. (a) Composante verticale issue de la simulation numérique, pour $Re = 435$, montrant une rapide convergence vers une oscillation strictement périodique entre deux plateaux [110]. (b) Composante radiale mesurée par PIV, pour $Re = 469$, montrant l’oscillation entre deux plateaux avec un temps d’approche croissant, ponctuée irrégulièrement de phases de relaxation [108].

de la discrétisation du système, qui finit par approcher chaque point instable du cycle à une même distance finie à chaque itération, conduisant à sélectionner une période d’oscillation arbitraire mais précisément définie, dépendant de la précision du calcul. Dans les expériences, c’est un bruit aléatoire qui vient dévier stochastiquement le système à chaque itération, là encore conduisant à une certaine périodicité, mais approximative cette fois-ci : chaque cycle a sa durée propre, dont seule la moyenne est reproductible.

Une seconde différence apparaît dans ces séries temporelles : les oscillations mesurées dans l’expériences sont parfois ponctuées de phases de relaxations vers un troisième état, hors cycle hétérocline (état “transitoire” dans la figure 1.9). Ce troisième état est probablement associé à un mode sélectionné par un défaut de symétrie de la cellule expérimentale. En effet, lorsque la dynamique du système devient très lente, celui-ci devient extrêmement sensible à des imperfections même minimes (légère ellipticité de la cellule par exemple). Ainsi, au cours du cycle, le système peut venir explorer des trajectoires autres et rester “coincé” un certain temps dans un état biaisé par une légère asymétrie du système, avant de revenir osciller entre les deux points fixes instables.

Ces observations sont finalement assez riches d’enseignement sur la nature de ces cycles hétéroclines. Fruits du degré élevé de symétries du problème hydrodynamique, ces cycles restent très délicats à observer, tant dans les réalisations expérimentales (extrême sensibilité aux défauts géométriques) que numériques (influence des erreurs d’arrondis) de cet écoulement.

1.4 Et l’écoulement de von Kármán turbulent ?

La complexité des bifurcations successives et des scénarios de transition vers la turbulence de l’écoulement de von Kármán (voir la figure 1.8) résulte de l’existence de plusieurs modes instables et de leur compétition. On pourrait penser que la richesse des régimes d’écoulement décrits ici à bas nombre de Reynolds ($Re \lesssim 500$) disparaît à haut nombre de Reynolds, suivant l’hypothèse classique de symétries restaurées au sens statistique en régime turbulent [57]. Mais il n’en est rien : même pour des nombres de Reynolds dans la gamme $10^4 - 10^6$, des bifurcations et des structures persistantes à grande échelle (comme illustrées en figure 1.11a) sont toujours présentes !

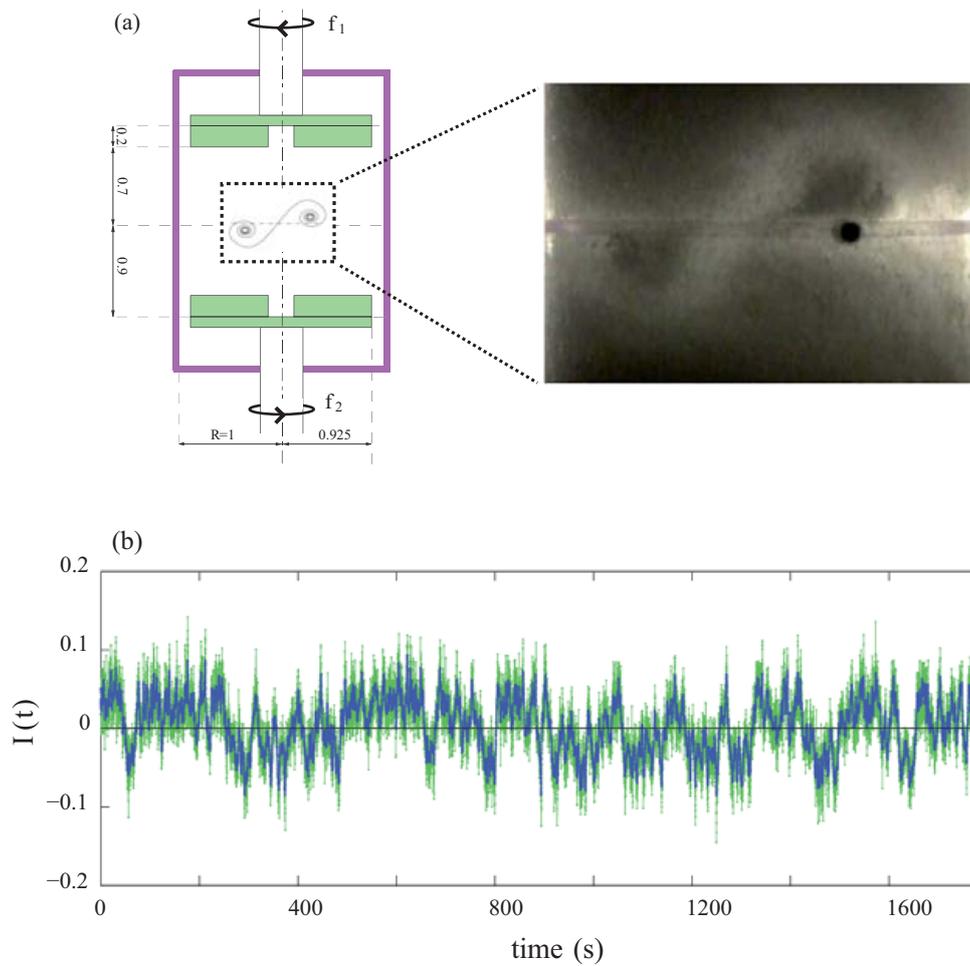


FIG. 1.11 – (a) Écoulement de von Kármán turbulent ($Re = 29000$), dont la couche de cisaillement médiane se compose de façon intermittente de structures en tourbillons radiaux, similaires à ceux observés à bas nombre de Reynolds. D'après Cortet *et al.* (2009) [35]. (b) Evolution du moment angulaire normalisé, mesuré dans le plan vertical. Cette quantité mesure, de façon indirecte mais plus robuste, la position instantanée de la couche de mélange. On observe un signal intermittent, avec des temps de séjours prolongés au voisinage de deux états métastables symétriques à ± 0.05 . D'après Cortet *et al.* (2010) [34].

Cette richesse suprenante de comportements de l'écoulement de von Kármán turbulent a fait l'objet d'études approfondies ces dernières années, dans le groupe de F. Daviaud, B. Dubrulle et A. Chiffaudel au CEA Saclay. Une grande sensibilité de l'écoulement, caractérisée par la divergence d'une pseudo-susceptibilité, est observée dans une certaine gamme de nombres de Reynolds, suggérant l'existence d'une "bifurcation turbulente" de l'écoulement (Cortet *et al.* (2010) [34]). Cette susceptibilité élevée est illustrée en figure 1.11(b) : l'évolution temporelle du "moment angulaire normalisé" (quantité liée à la position de la couche de cisaillement médiane) montre des sauts intermittents entre deux états métastables symétriques [34]. Dans certaines configurations du forçage, une bifurcation sous-critique, avec un comportement hystérétique, est également observée entre un écoulement à une cellule ou deux cellules de recirculation toroïdales [115].

Ces observations peuvent sembler paradoxales, si l'on considère naïvement que la turbulence à haut nombre de Reynolds constitue un état à grand nombre de degrés de liberté indépendants. Cependant, on sait que tel n'est pas le cas : l'enrichissement du spectre à haute fréquence lorsqu'est augmenté le nombre de Reynolds n'implique pas l'appauvrissement du spectre à basse fréquence. La persistance de détachement tourbillonnaire dans les sillages turbulents de type Bénard-von Kármán, caractérisés par des nombres de Strouhal à $Re \simeq 10^6$ comparables à ceux obtenus pour $Re \simeq 10^2$, illustre ce caractère multiéchelle. De manière similaire, Brown et Roshko (1974) [16] avaient déjà observé, dans une couche de mélange turbulente, la persistance de structures à grande échelle similaires aux tourbillons de Kelvin-Helmholtz de l'instabilité primaire de la couche de mélange laminaire.

Ces observations soulèvent la question délicate de la pertinence d'une décomposition de Reynolds (écoulement moyen + fluctuations) dans certains situations : même si la définition de la décomposition elle-même reste évidemment mathématiquement justifiée, quel est le sens physique de l'écoulement moyen ainsi obtenu par moyenne d'ensemble si celui-ci n'est jamais approché par le système de façon instantanée ? Comment anticiper la dynamique lente d'un tel système (et *a fortiori* la reproduire numériquement), lorsque l'on voit que l'échelle de temps de ces battements peut atteindre plusieurs milliers de temps de retournement ? Enfin, comment prévoir si un système turbulent donné présentera ou non une telle dynamique lente ?

Ces questions sont ouvertes, mais elles permettent au moins de clore ce premier chapitre sur cette note optimiste pour le mécanicien des fluides expérimentateur : si les simulations numériques s'avèrent incontournables pour l'analyse et la compréhension de certains phénomènes, la découverte de phénomènes nouveaux risque de faire encore longtemps le bonheur des seuls expérimentateurs.

Chapitre 2

Ondes d’inertie

2.1 Introduction

Un écoulement en rotation permet la propagation d’ondes d’un type particulier, appelées “ondes d’inertie” ou “ondes gyroscopiques” [28, 65, 75, 49]. Ces ondes transverses, dispersives et anisotropes, jouent un rôle fondamental dans les écoulements géophysiques et astrophysiques, et constituent pour cette raison un sujet d’étude majeur en mécanique des fluides. Elles partagent un certain nombre de similitudes avec les ondes internes, qui se propagent dans les fluides stratifiés [135, 75]. Dans les écoulements océaniques, les effets de la rotation sont en général couplés à la dynamique de la surface libre, comme dans le cas des marées, ou bien à la stratification, conduisant alors à un système d’ondes mixtes gravito-inertielle¹. La figure 2.1 illustre la manifestation de telles ondes dans le phénomène de marée interne quasi-inertielle (de période proche de celle d’une onde inertielle pure à la latitude considérée). Le déferlement de ces ondes joue potentiellement un rôle important dans les processus de mélange et dans l’équilibre thermique global des océans.

Bien que l’effet de la rotation de la terre soit secondaire comparé à celui de la stratification dans la plupart des situations d’intérêt géophysique, la dynamique des ondes inertielle constitue en soi un sujet d’étude fondamental. Leur compréhension est essentielle pour le problème de la turbulence en rotation, qui fera l’objet du chapitre suivant. C’est d’ailleurs là que se trouve notre motivation initiale pour l’étude des ondes d’inertie. En effet, dans la limite d’une forte rotation d’ensemble (faible nombre de Rossby), un écoulement turbulent en rotation peut se décrire comme un système d’ondes d’inertie aléatoires en interaction faible, dans un état dit de “turbulence d’onde” [58, 23]. L’anisotropie des transferts d’énergie en turbulence en rotation, et la dynamique quasi-bidimensionnelle qui en résulte, trouvent leur origine dans le caractère anisotrope de la relation de dispersion des ondes d’inertie [19].

Cette étude expérimentale sur les ondes d’inertie a débuté en 2006, par une première série d’expériences réalisées sur une petite plateforme tournante, avec L. Messio, C. Morize et M. Rabaud [86]. Dans cette première expérience, une onde d’inertie conique est générée par l’oscillation verticale d’un disque dans un cylindre en rotation, et les mesures par PIV sont effectuées dans des plans horizontaux. Cette étude s’est poursuivie en 2009 avec P.-P. Cortet et C. Lamriben, grâce à la nouvelle plateforme tournante “Gyroflow”, permettant d’accéder cette fois-ci à la structure verticale de l’écoulement, sur des champs de vision de taille bien

¹On peut encore citer le cas des ondes “MAC” (Magnetic - Archimedean - Coriolis) dans les fluides conducteurs et stratifiés en rotation, pertinentes dans les étoiles et dans le noyau liquide des planètes.

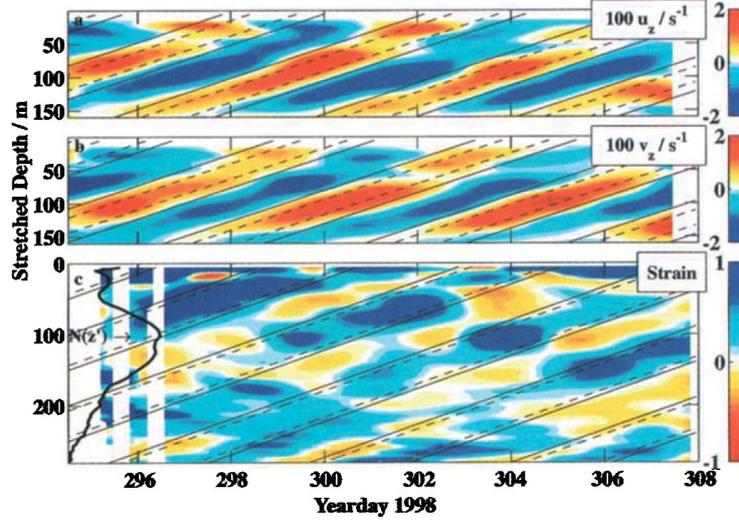


FIG. 2.1 – Vitesse et déformation mesurées en mer de Banda en Indonésie, d’après Alford & Cregg (2001) [2]. On voit une onde de marée interne quasi-inertielle, de période 4.4 jours, se propageant vers la surface.

plus importante [36]. Cette nouvelle expérience a permis une description fine de la structure d’un faisceau plan d’onde d’inertie, et plus particulièrement une comparaison quantitative du déclin de l’onde avec une solution de similitude décrivant les effets de la viscosité.

Dans la suite de ce chapitre, nous décrirons brièvement les propriétés de dispersion anisotrope des ondes d’inertie, en les comparant au cas des ondes internes. Les solutions de similitude dans le cas d’un faisceau d’onde généré par une source localisée seront ensuite présentées, les détails étant donnés dans l’article Cortet *et al.* (2010) [36] en annexe. Nous concluerons sur quelques pistes de recherche futures, incluant le problème de la dérive de Stokes et les effets non linéaires (instabilité paramétrique et déferlement d’ondes d’inertie), en connection avec le chapitre suivant sur la turbulence en rotation.

2.2 Position du problème

2.2.1 Régimes d’écoulements soumis à une rotation d’ensemble

Il est instructif pour commencer d’examiner les différents cas limites pouvant être déduits d’une analyse dimensionnelle de l’équation de Navier-Stokes exprimée dans un référentiel tournant, de vecteur de rotation $\mathbf{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$:

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.1)$$

(où la pression p inclut la force centrifuge, $\frac{1}{2}\rho(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r})^2$). On adimensionne les différents termes de cette équation par les échelles caractéristiques de vitesse U , de longueur L , de temps T et, en anticipant le régime d’équilibre géostrophique dans la limite de forte rotation, de pression $\rho\Omega UL$. L’équation (2.1) devient

$$Ro_T \partial_t \mathbf{u}^* + Ro(\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* = -\nabla p^* - \mathbf{e}_z \times \mathbf{u}^* + RoRe^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}^*, \quad (2.2)$$

où l'on a introduit le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$, le nombre de Rossby $Ro = U/2\Omega L$ et le nombre de Rossby temporel, $Ro_T = 1/2\Omega T$. Le choix usuel $T = U/L$ conduit à confondre les 2 nombres de Rossby, mais il convient de les distinguer ici, si l'on souhaite examiner séparément les effets linéaires (ondes d'inertie sans interaction) et non-linéaires (turbulence d'onde).

Les différents régimes d'écoulements que l'on peut lire de l'équation (2.2) sont :

1. $Ro \ll 1$, $Ro_T \ll 1$ et $Re \gg Ro$: équilibre géostrophique, qui conduit au théorème de Taylor-Proudman (Sec. 2.2.3).
2. $Ro \ll 1$ et $Ro_T \leq 1$: petites oscillations (linéaires) autour de l'équilibre géostrophique, donnant lieu à des ondes propagatives (ce chapitre).
3. $Ro \simeq Ro_T < 1$ ou $\simeq O(1)$ et $Re \gg 1$: régime de "turbulence d'ondes", faiblement non-linéaire, ou de "turbulence en rotation", fortement non-linéaire (chapitre 3).

A noter que la présence de confinement fait intervenir une échelle de longueur supplémentaire, H , qui introduit un nouveau nombre sans dimension, usuellement le nombre d'Ekman, $Ek = \nu/2\Omega H^2 = (L/H)^2 Ro Re^{-1}$. L'échelle H pertinente est ici la dimension le long de l'axe de rotation, et l'on voit qu'un nouveau temps caractéristique associé à ce confinement apparaît : il s'agit du temps d'Ekman, $T_E = H/(\nu\Omega)^{1/2}$, qui intervient classiquement dans le problème de la mise en rotation d'un fluide (spin-up) [65].

2.2.2 Stabilité de la rotation solide

Comme nous l'avons déjà évoqué au § 1.2.1, une rotation d'ensemble a en général un effet stabilisant sur un écoulement, car l'équilibre entre force centrifuge et gradient de pression centripète est un équilibre stable. Une perturbation de cet équilibre conduit en effet, en l'absence de dissipation, à une oscillation de pulsation propre 2Ω , dont l'origine physique est la conservation du moment cinétique (dans le référentiel fixe) ou, de façon équivalente, la manifestation de la force de Coriolis comme "force de rappel" (dans le référentiel tournant). Dans toute la suite, par commodité, nous raisonnerons dans le référentiel tournant uniquement.

L'incompressibilité du fluide fait que l'oscillation considérée n'est pas locale, mais mobilise un continuum de particules fluides. Ces particules effectuent à l'unisson un mouvement de translation circulaire "anticyclonique", c'est-à-dire opposé au sens de rotation du référentiel, mais ne sont pas en rotation (la composante de la vorticité normale au plan d'oscillation est nulle).

2.2.3 Théorème de Taylor-Proudman

Un résultat clef des écoulements en rotation est le **théorème de Taylor-Proudman** [28, 49], qui établit que les champs de vitesse et de pression d'un écoulement lent dans un référentiel tournant à vitesse angulaire $\mathbf{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$ doivent être invariants par translation le long de l'axe de rotation \mathbf{e}_z : l'écoulement est bidimensionnel (2D).

Une erreur d'interprétation fréquente de ce théorème consiste à en déduire que cet écoulement à 2 dimensions est également à 2 composantes (2C-2D). Cependant, la "3ème composante" u_z n'est pas nulle *a priori*, mais découle des conditions aux limites et/ou des conditions initiales. Ainsi, un écoulement de Taylor-Proudman est en général un écoulement "3C-2D", dont la dynamique est purement bidimensionnelle. Dans un tel écoulement, le champ de vitesse vertical $u_z(x, y, t)$ est régi par l'équation d'évolution d'un champ scalaire passif advecté par l'écoulement 2D horizontal (u_x, u_y) , à la manière du champ de concentration d'un colorant.

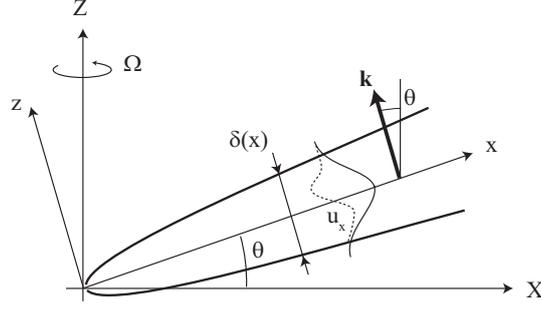


FIG. 2.2 – Géométrie d'un faisceau d'onde localisé, et référentiel local (x, z) dans lequel est effectuée l'analyse d'écoulement quasi-parallèle. Le profil de vitesse pointillé ne représente que la composante u_x de la vitesse ; il existe une composante perpendiculaire u_y , tel que le vecteur \mathbf{u} décrit un cercle anticyclonique dans le plan incliné (x, y) . La viscosité induit un épaississement du faisceau en $\delta(x) \sim x^{1/3}$.

Le confinement vient en général contraindre cet écoulement 3C-2D. Dans le cas d'un fluide parfait, en présence de parois horizontales, la condition de vitesse nulle aux parois impose $u_z = 0$ dans tout l'écoulement, et donc un écoulement 2C-2D (à noter que cette condition n'est plus strictement valable pour un fluide visqueux : l'existence de couches limites induit une vitesse verticale non nulle, $u_z = \delta_E \omega_z$, avec $\delta_E = (\nu/\Omega)^{1/2}$: c'est le pompage d'Ekman [65]). Cependant, l'effet du confinement agit sur un temps caractéristique donné par le temps d'Ekman T_E (voir § 2.2.1). Si celui-ci est grand comparé au temps d'instationarité T , la limite d'écoulement non confiné peut être considérée de façon transitoire, et la solution générale 3C-2D de Taylor-Proudman est alors pertinente. Cette subtilité prendra toute son importance dans le chapitre suivant au sujet de la transition 3D \rightarrow 2D d'une turbulence en rotation.

2.2.4 Ondes d'inertie

Le théorème de Taylor-Proudman ne s'applique que pour des mouvements relatifs lents : cela signifie que les temps caractéristiques associés aux instationnarités ($u/(\partial u/\partial t) \simeq O(T)$) et aux non-linéarités ($u/(\mathbf{u}\nabla u) \simeq O(L/U)$) sont tous deux négligeables par rapport à $T_\Omega = (2\Omega)^{-1}$ (soit $Ro \ll 1$ et $Ro_T \ll 1$). Si tel n'est pas le cas, on obtient alors un système d'ondes d'inertie dès lors que $Ro_T \leq 1$, compatible avec le théorème de Taylor-Proudman dans la limite $Ro_T \rightarrow 0$.

Pour comprendre le caractère anisotrope des ondes d'inertie, partons d'une particule test animée d'un mouvement périodique de pulsation $\sigma < 2\Omega$. Défléchie à angle droit par la force de Coriolis, cette particule sera animée d'un mouvement de translation circulaire, mais cette fois-ci selon un plan oblique, car son accélération σu doit être compensée par la composante de la force de Coriolis dans ce plan, $2\Omega u \cos \theta$, avec θ l'angle entre la verticale et la normale à ce plan².

Ces ondes transverses (en conséquence de l'incompressibilité) et circulaires, polarisées de façon anticyclonique, sont gouvernées par la relation de dispersion

$$\sigma = 2\Omega \frac{k_z}{|\mathbf{k}|} = 2\Omega \cos \theta, \quad (2.3)$$

²Il en va de même pour un pendule de Foucault, dont le plan d'oscillation fait un tour complet en $T_\Omega = 1$ jour au pôle Nord, mais en un temps supérieur $T_\Omega / \cos \theta$ en tout autre point (et infini à l'Equateur).

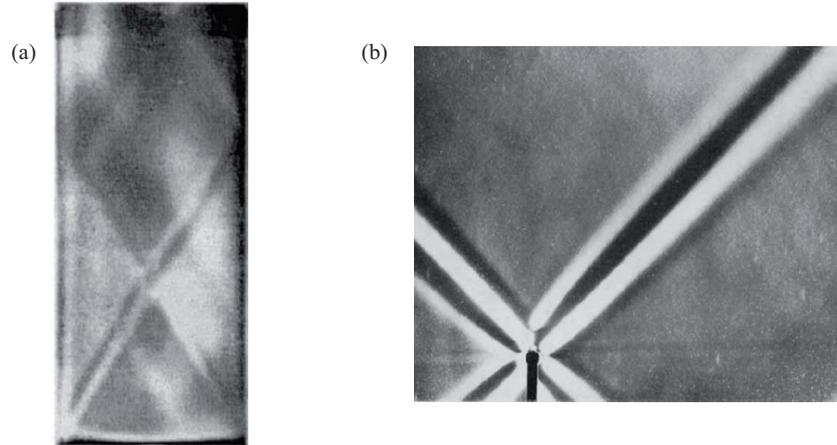


FIG. 2.3 – (a) Ondes d’inertie présentant des réflexions multiples dans un cylindre en rotation, visualisées par paillettes réfléchissantes. D’après McEwan (1970) [84]. (b) Faisceau d’onde interne en fluide stratifié, émis par un cylindre horizontal vibré verticalement, et visualisé par la méthode de strioscopie (schlieren). D’après Thomas & Stevenson (1972) [130].

où θ est l’angle entre l’axe de rotation selon z et le vecteur d’onde \mathbf{k} (fig. 2.2). Un certain nombre de propriétés remarquables se déduisent de cette relation de dispersion :

1. Elles sont anisotropes : leur direction de propagation dépend de leur pulsation.
2. Elles sont dispersives : Leur vitesse de phase σ/k est fonction de k .
3. Leur vitesse de phase ($\mathbf{c} = \sigma\mathbf{k}/|\mathbf{k}|^2$) et leur vitesse de groupe ($\mathbf{c}_g = \nabla_k\sigma$) sont perpendiculaires³.
4. Enfin, une fréquence de forçage ne sélectionne pas de longueur d’onde. Les longueurs d’ondes excitées sont donc données par la géométrie du forçage, ou bien par l’échelle de longueur visqueuse.

Pour une onde générée par une perturbation localisée, le paquet d’onde aura une géométrie conique pour une source ponctuelle, ou bien en “croix de St. André” (selon la terminologie usuelle pour les ondes internes [106]) pour une source linéaire horizontale. La figure 2.3(a) illustre un tel motif conique, présentant des réflexions multiples dans une cavité cylindrique [84].

2.2.5 Ondes d’inertie vs. ondes internes

Il est intéressant de noter la grande proximité entre la relation de dispersion des ondes d’inertie (2.3) et celle des ondes internes en fluide stratifiée,

$$\sigma = N \sin \theta, \quad (2.4)$$

où $N = -(g/\rho)\partial\rho/\partial z)^{1/2}$ est la fréquence de Brunt-Väisälä [106, 130], qui correspond à la pulsation propre d’oscillation des particules fluides soumises à la force de flottaison. Si les

³Cette propriété est une conséquence générique d’une relation de dispersion indépendante de $|\mathbf{k}|$: la vitesse de groupe est normale aux surfaces iso- σ , lesquelles sont des cônes contenant le vecteur d’onde, et donc la vitesse de phase.

propriétés de dispersion anisotrope de ces deux systèmes d'onde sont similaires [135, 75] (voir la figure 2.3b), la proximité entre les équations (2.3) et (2.4) peut être toutefois trompeuse. En effet, dans la limite de mouvements très lents ($\sigma \rightarrow 0$), les ondes inertielles se ramènent à une structuration de type *cigare* (conformément au théorème de Taylor-Proudman), i.e. des objets 1D vivant dans un espace 2D, tandis que les ondes internes se ramènent à une structuration de type *pancake*, i.e. des objets 2D vivant dans un espace 1D. Cette différence topologique est fondamentale, et ne permet pas en particulier de décrire de façon équivalente les états de turbulence d'onde de ces deux systèmes [19].

En raison de leur grande importance dans les écoulements géophysiques, les ondes internes ont été abondamment étudiées, à la fois théoriquement (voir Voisin (2003) [136] pour une bibliographie extensive) et en laboratoire [125, 63]. Une autre raison peut expliquer le déséquilibre entre la littérature abondante sur les ondes internes et celle plus restreinte sur les ondes d'inertie : les mesures en fluide stratifié sont plus aisées à mettre en œuvre qu'en référentiel tournant. Plus spécifiquement, il est possible de caractériser le champ de densité directement de manière optique pour un fluide stratifié (méthode de strioscopie, ou plus récemment de “synthetic Schlieren” [125, 39]), tandis que seule une mesure de vitesse par PIV est possible pour les ondes d'inertie.

2.3 Expériences

Deux plateformes tournantes ont été utilisées pour cette étude, que nous nous contentons de décrire brièvement ici. Ce sont ces deux mêmes plateformes qui sont utilisées pour les expériences de turbulence en rotation décrites au chapitre 3. Nous appellerons ces deux plateformes “petite” et “moyenne”, par comparaison à la “grande” plateforme Coriolis, à Grenoble, dont il sera question au chapitre 3.

2.3.1 La “petite” plateforme tournante

La “petite” plateforme est un anneau circulaire de 80 cm de diamètre, sur lequel est posé une cuve parallélépipédique en verre, de 35 cm de côté et 55 cm de hauteur (figure 2.4). La vitesse angulaire maximale est de 0.7 Hz, et la charge embarquée maximale de l'ordre de 100 kg. La particularité de cette plateforme est d'offrir un accès optique par le dessous, permettant d'utiliser facilement l'accès supérieur pour effectuer le mouvement de translation du générateur d'onde (ce chapitre), ou de la grille (chapitre suivant). Une description plus détaillée de cette petite plateforme peut être trouvée dans Morize (2006) [101].

La petite taille de cette plateforme tournante restreint les mesures de PIV à des champs horizontaux. En effet, sur cette plateforme la caméra est située sous la cuve, et est embarquée dans le référentiel tournant, tandis que la nappe laser est émise d'un laser situé dans le référentiel fixe.

Les expériences d'ondes d'inertie réalisées sur cette petite plateforme sont décrites dans l'article Messio *et al.* (2008) [86]. Le dispositif expérimental monté sur cette plateforme est strictement axisymétrique : la cuve utilisée est circulaire, tandis que la source de l'onde est un disque de 2.1 cm de diamètre centré sur l'axe de rotation. Ainsi, le paquet d'onde a une forme conique, et les champs de PIV horizontaux mesurés à une certaine distance sous la source intersectent ce cône sous forme d'un anneau où se concentre l'énergie de l'onde (figure 2.6a).

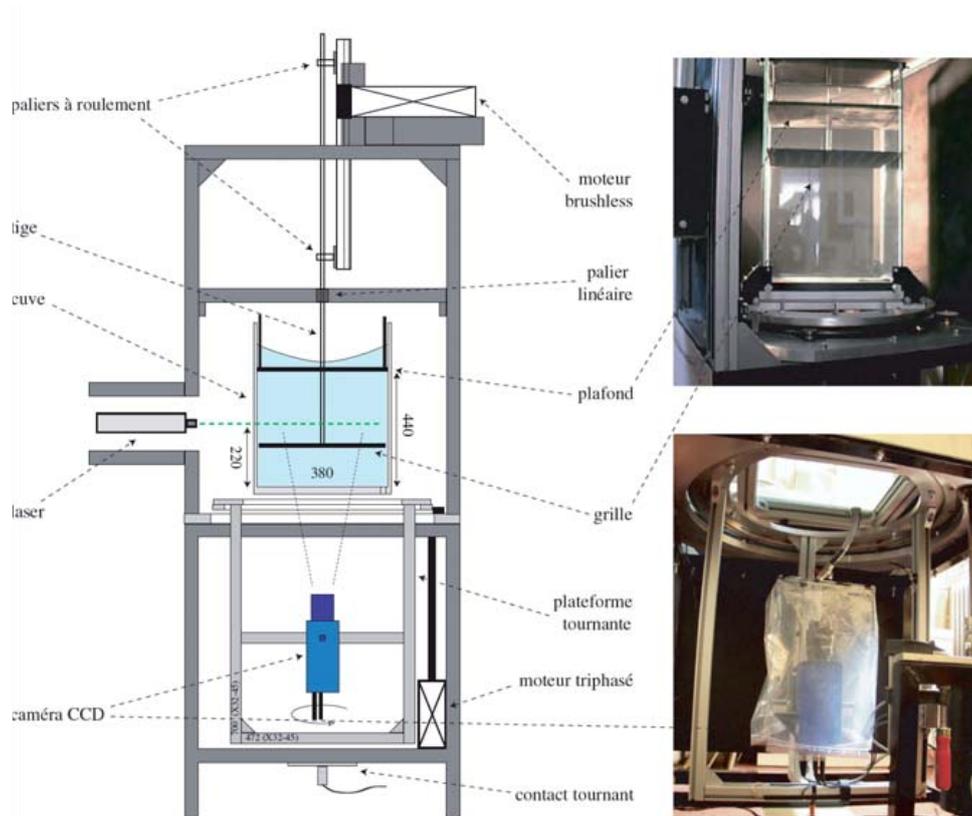


FIG. 2.4 – Schéma et photos de la “petite” plateforme tournante. D’après Morize (2006) [101].

2.3.2 Gyroflow (la “moyenne” plateforme tournante)

“Gyroflow” est une nouvelle plateforme tournante, qui a été conçue en 2008, et a été réalisée et livrée au FAST au printemps 2009 (figure 2.5). Cette plateforme est un plateau optique polyvalent de 2 m de diamètre, capable d’embarquer jusqu’à 1 tonne d’expérience en rotation, à une vitesse angulaire maximale de 0.5 Hz^4 . Une spécificité de cette plateforme est sa grande stabilité mécanique : selon la charge embarquée, la constance de la vitesse angulaire $\Delta\Omega/\Omega$ est assurée entre 2 et 5×10^{-4} . Un ordinateur embarqué, piloté à distance via un collecteur tournant, permet l’acquisition des images ainsi que le pilotage du laser dans le référentiel tournant.

L’intérêt majeur d’une plateforme de grande dimension est de pouvoir embarquer un système de PIV complet, source laser incluse, et ainsi de réaliser des mesures selon des plans d’orientation quelconque, sans limitation sur la taille des champs, avec un très bon rapport signal/bruit. Cette possibilité d’accéder aux vitesses dans le plan vertical est mise à profit ici pour les ondes d’inertie, et le sera plus encore au chapitre suivant pour l’étude de la structuration verticale de la turbulence en rotation.

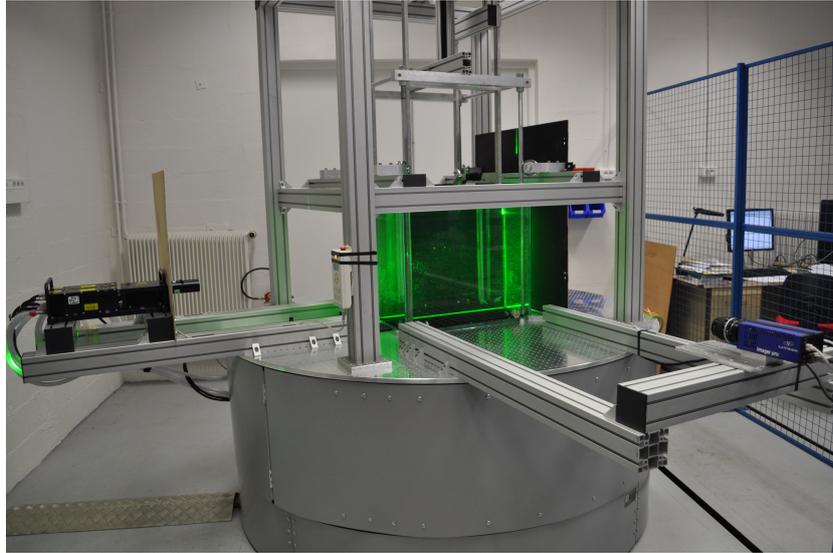


FIG. 2.5 – La plateforme tournante “Gyroflow”, installée au FAST en 2009. Sur cette image on voit le laser pulsé embarqué (à gauche), et une caméra PIV (à droite).

2.3.3 Effets visqueux - solutions de similitude

Les expériences présentées ci-après visent à caractériser l'étalement diffusif d'un faisceau d'onde d'inertie localisé. Si l'atténuation d'une onde d'inertie monochromatique par l'effet de la viscosité donne classiquement lieu à un déclin temporel exponentiel, l'effet de la viscosité sur un faisceau d'onde localisé est plus subtil.

Deux situations ont été examinées : une onde conique générée par une source ponctuelle sur la “petite” plateforme [86], et une onde bidimensionnelle en “croix de Saint André” générée par une source linéaire sur la plateforme Gyroflow [36]. Dans le premier cas, l'atténuation de l'onde est de nature à la fois géométrique et visqueuse, tandis qu'elle est purement visqueuse dans le second cas. Pour cette raison, nous ne décrivons ici que la géométrie bidimensionnelle, la plus simple pour comparaison avec les solutions de similitude de ce problème.

Dans le cas d'un forçage localisé dans l'espace, un spectre large de vecteurs d'onde est excité, dont l'orientation est prescrite par la relation de dispersion. En l'absence de viscosité, l'interférence entre tous les plans oscillants associés à ces vecteurs d'onde s'annulent, sauf en un plan unique décrivant une oscillation circulaire anticyclonique. En présence de viscosité, une dissipation de l'onde va intervenir, en raison du cisaillement entre les plans oscillants. A mesure que l'énergie se propage, les plus grands nombres d'onde sont atténués en premier, et le spectre se concentre sur les nombres d'onde les plus petits, conduisant à un élargissement du faisceau (figure 2.2).

On peut montrer que l'atténuation de l'onde suit alors une loi de puissance, résultant de la combinaison des atténuations exponentielles des différentes composantes de Fourier de l'onde. Cet élargissement peut se retrouver de façon qualitative, en considérant que pendant un temps t , l'énergie va se propager sur une distance $x = c_g t$, avec la vitesse de groupe donnée par $c_g = (\sigma/k) \tan \theta \simeq \sigma \delta \tan \theta$, et δ l'échelle transverse caractéristique. Pendant ce même temps t , l'énergie va être diffusée latéralement, sur une distance $\delta \simeq \sqrt{\nu t}$. En égalisant ces temps de

⁴Une vidéo de cette plateforme est disponible sur la page www.fast.u-psud.fr/gyroflow.

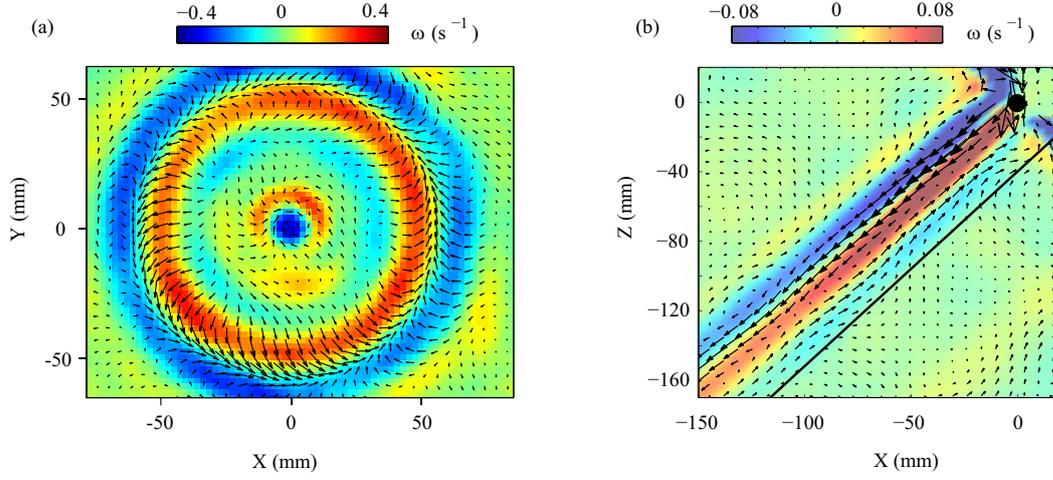


FIG. 2.6 – Champs de vitesse et de vorticité (couleur) d’une onde d’inertie émise par l’oscillation verticale d’un disque (a) ou d’un cylindre horizontal (b). (a), Coupe horizontale du paquet d’onde conique, conduisant à un anneau (d’après Messio *et al.* (2008) [86]). (b), Coupe verticale du paquet d’onde en “croix de St. André” (d’après Cortet *et al.* (2010) [36]).

propagation longitudinale et de diffusion latérale, on obtient l’épaississement (fig. 2.2)⁵ :

$$\delta(x) \simeq \left(\frac{\nu x}{\sigma \tan \theta} \right)^{1/3}. \quad (2.5)$$

Dans le cas d’une onde interne en fluide stratifié, une solution de similitude pour cet étalement visqueux a été donnée dans l’article fondateur de Thomas & Stevenson (1972) [130] (voir aussi Peat (1978) [111] pour l’extension au cas d’une onde en milieu tournant et stratifié). L’adaptation de ce calcul au cas d’un faisceau d’onde d’inertie est présentée dans l’article Cortet *et al.* (2010) [36] (en annexe de ce mémoire), et nous nous contentons d’en donner ici les grandes lignes.

Le point de départ est identique à celui de Thomas & Stevenson (1972) [130] pour les ondes internes, à savoir l’hypothèse d’écoulement quasi-parallèle de type “couche limite” dans le faisceau d’onde. En introduisant l’échelle de longueur visqueuse

$$\ell = \left(\frac{\nu}{\sigma \tan \theta} \right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

où θ est l’angle sélectionné par la relation de dispersion à pulsation σ donnée, il est possible d’exprimer les profils de vitesse et de vorticité dans l’épaisseur du faisceau sous la forme autosimilaire

$$u_0(x, \eta) = U_0^* \frac{E_0(\eta)}{E_0(0)} \left(\frac{\ell}{x} \right)^{1/3} \quad \omega_0(x, \eta) = W_0^* \frac{E_1(\eta)}{E_1(0)} \left(\frac{\ell}{x} \right)^{2/3}, \quad (2.7)$$

où l’on introduit la coordonnée réduite $\eta = z/x^{1/3}\ell^{2/3}$. Ici, un système de coordonnées local (x, z) est utilisé, tel que x est le long du faisceau et z est transverse. On a introduit la famille d’enveloppe $E_m(\eta)$, avec $m = 0$ pour la vitesse et $m = 1$ pour la vorticité, dont les expressions

⁵Le même argument permet de retrouver l’épaississement classique $\delta(x) \simeq (\nu x/U)^{1/2}$ d’une couche limite laminaire sur une plaque plane, en raisonnant sur la vitesse de l’écoulement U au lieu de la vitesse de groupe.

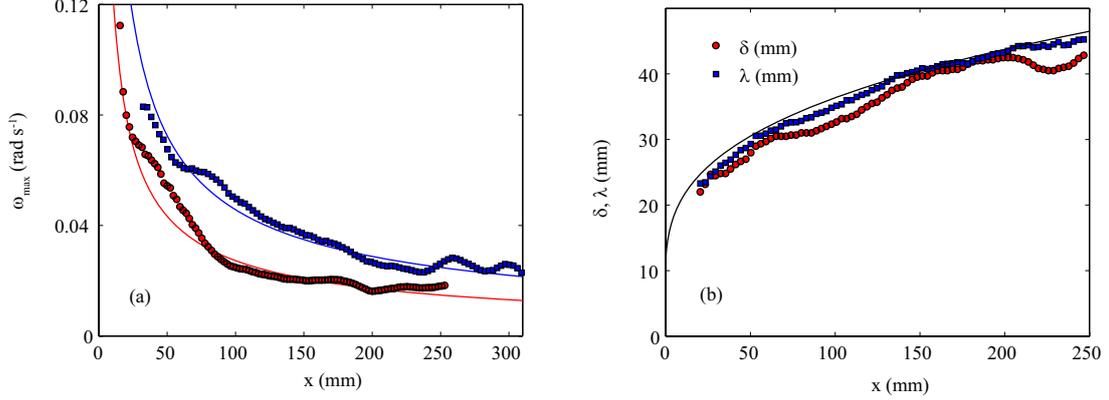


FIG. 2.7 – Diffusion visqueuse d’un faisceau d’onde d’inertie. (a) Déclin du maximum de l’enveloppe de vortacité pour 2 valeurs de la vitesse angulaire Ω , et comparaison avec la prédiction en $x^{-2/3}$. (b) Largeur à mi-hauteur de l’enveloppe de vortacité (δ), longueur d’onde apparente (λ), et comparaison avec la solution de similitude (2.8) incluant l’effet de taille finie de la source (d’après Cortet *et al.* (2010) [36]).

m	Décroissance de l’enveloppe	Spectre	Onde interne	Onde d’inertie
0	$1/\eta$	$K^0 e^{-K^3}$	pression	vitesse
1	$1/\eta^2$	$K^2 e^{-K^3}$	vitesse	vortacité
2	$1/\eta^3$	$K^4 e^{-K^3}$	vortacité	-

TAB. 2.1 – Correspondance entre les solutions de similitude pour le problème des ondes internes et des ondes d’inertie. Le nombre d’onde adimensionné K est donné par $k\ell^{2/3}x^{1/3}$.

analytiques sont données en annexe de l’article [36]. La largeur à mi-hauteur du faisceau suit la loi

$$\delta(x) \simeq 6.84 \ell \left(\frac{x}{\ell} \right)^{1/3}, \quad (2.8)$$

en accord avec la loi qualitative (2.5). Une correction à cette loi pour tenir compte de la taille finie de la source est également proposée dans l’article.

La figure 2.7 montre les mesures expérimentales des maxima d’enveloppe de vortacité ainsi que de largeur de faisceau. Un excellent accord avec les lois de puissance (2.7) et (2.8) est obtenu ; les oscillations observées autour de la tendance en loi de puissance proviennent de la déformation du faisceau principal due à une interférence avec des faisceaux secondaires réfléchis.

Si l’étalement du faisceau décrit par l’équation (2.8) est le même pour les ondes internes et pour les ondes d’inertie, l’enveloppe des champs physiques est décalée d’un ordre de dérivation (i.e., $m \rightarrow m+1$) entre ces deux systèmes d’onde. Le tableau 2.1 résume cette correspondance : on voit que le rôle joué par la pression et la vitesse pour les ondes internes est joué par la vitesse et la vortacité respectivement pour les ondes d’inertie. Cette correspondance montre que le champ de vitesse d’une onde d’inertie est beaucoup plus “large bande” que celui d’une onde interne.

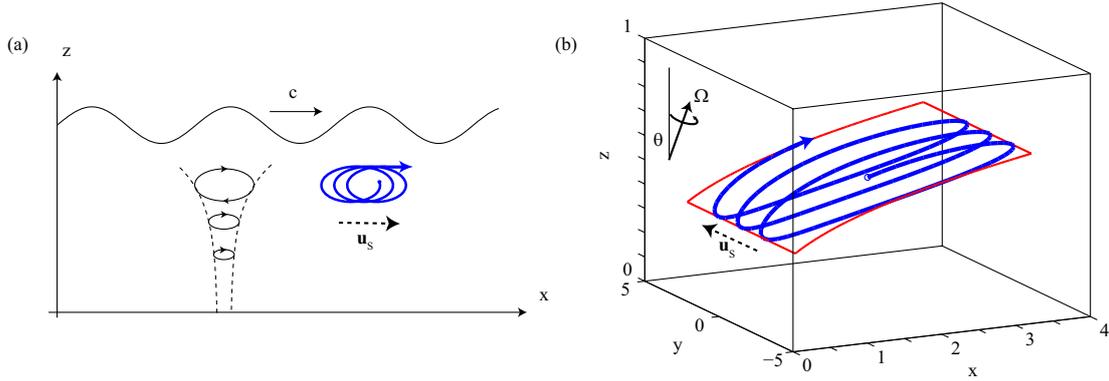


FIG. 2.8 – Phénomène de dérive de Stokes. (a) Situation usuelle de dérive pour une onde de surface. La variation verticale de l’amplitude de vitesse induit une dérive horizontale \mathbf{u}_s , dans la direction de la vitesse de phase (selon x). (b) Dérive de Stokes dans un faisceau d’onde d’inertie, obtenue par intégration numérique des solutions de similitude [36]. Le système d’axes (x, y, z) est incliné de telle sorte que l’onde est générée par une source linéaire selon y , et se propage selon x . La trajectoire des particules fluides est comprise dans une surface d’équation $z \propto \ell^{2/3} x^{1/3}$, où ℓ est l’épaisseur de diffusion visqueuse, et la dérive \mathbf{u}_s apparaît dans la direction $y > 0$.

2.4 Perspectives

2.4.1 Dérive de Stokes

Une propriété classique commune aux systèmes d’onde présentant une inhomogénéité spatiale est l’existence d’un transport de masse par le mécanisme de “dérive de Stokes” [78]. L’origine de ce mécanisme est une asymétrie, entre un “aller” et un “retour” de l’oscillation, dans la trajectoire d’une particule fluide advectée par un champ d’onde variant spatialement. Bien que présente dans l’approximation linéarisée de l’onde, cette dérive est un phénomène intrinsèquement non-linéaire (la vitesse de dérive varie comme le carré de l’amplitude de l’onde), provenant de l’intégration Lagrangienne du champ d’onde Eulérien oscillant de moyenne nulle.

Le phénomène de dérive de Stokes se manifeste classiquement pour les ondes de surface, par exemple dans le cas de la houle [77]. Dans l’approximation de fluide parfait, l’amplitude de l’onde décroît exponentiellement avec la profondeur, selon une échelle caractéristique donnée par la longueur d’onde. Il en résulte une dérive horizontale, dans la direction donnée par la vitesse de phase (figure 2.8a).

Bien que ce phénomène de dérive soit usuellement de faible amplitude, son existence peut avoir un rôle important. Dans le contexte des ondes internes, ce courant de dérive peut contribuer significativement au transport de traceurs (nutriments par exemple) dans l’océan au voisinage d’un changement de topographie. Dans le cas d’une onde interne monochromatique, aucune dérive ne peut exister, du fait de la nature rectiligne de la trajectoire des particules. En revanche, l’existence d’une telle dérive pour un faisceau d’onde interne localisé, tel que celui décrit par la solution de similitude de Thomas & Stevenson (1972) [130], est encore un problème ouvert [50].

Le problème de la dérive de Stokes pour les ondes d’inertie est en fait beaucoup plus simple, car les trajectoires des particules fluides sont approximativement circulaires, comme dans le cas de la houle. Ainsi, une atténuation de l’amplitude dans une direction doit donner lieu à une dérive dans la direction perpendiculaire (figure 2.8b). Dans la géométrie bidimensionnelle

étudiée ici, l'atténuation de l'onde selon la direction x (direction de la vitesse de groupe) doit s'accompagner d'une dérive selon y (le long du cylindre oscillé). D'une manière générale, la dérive est attendue selon la direction donnée par $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{c}_g$, ce qui correspond à un contournement cyclonique de la source de l'onde [36]. De façon remarquable, contrairement au cas de la houle, la dérive ici est normale à la fois à la vitesse de phase et à la vitesse de groupe.

Nos expériences préliminaires destinées à observer ce phénomène dans le cas d'un faisceau d'onde d'inertie localisé n'ont malheureusement pas été concluantes jusqu'à présent. La raison en est probablement la trop faible amplitude de l'onde générée par l'oscillation d'un cylindre de petite taille. Une autre raison est que le signal de vitesse de cette dérive peut être facilement masqué par celui engendré par des effets de convection thermique résiduelle. En effet, même dans une pièce raisonnablement thermalisée, des différences de température de l'ordre du dixième de degré sont très difficiles à éviter sur des volumes d'eau importants, notamment du fait de l'évaporation. Les mouvements de convection thermique qui en résultent sont de l'ordre de la fraction de mm s^{-1} , et constituent un bruit de fond difficile à supprimer.

Une telle dérive de Stokes n'est pas sans rappeler le phénomène de "vents zonaux", qui sont des courants à latitude constante dans l'atmosphère terrestre ou dans les planètes gazeuses [83]. Ces vents zonaux peuvent être décrits comme le résultat d'une interaction non-linéaire d'un mode d'inertie avec lui-même, mode excité par un phénomène de marée (interaction de type Terre-Lune) [131, 102], ou bien par la précession de l'axe de rotation. Un tel phénomène est un exemple d'"écoulement redressé" (*steady streaming*) [116], conduisant à une moyenne *eulérienne* non nulle. La possibilité d'une dérive de Stokes (lagrangienne), qui viendrait s'ajouter au phénomène d'écoulement redressé (eulérien), est envisageable dans ce système, et n'a pas été examinée à notre connaissance.

2.4.2 Autres effets non linéaires

La dynamique des ondes d'inertie d'amplitude finie est un champ qui reste encore largement à explorer. Les phénomènes en jeu peuvent jouer un rôle important pour le problème de la turbulence en rotation, qui est le sujet du chapitre suivant, en particulier dans les situations de nombres de Rossby "petits mais pas trop".

Les effets non-linéaires peuvent être à l'origine d'une instabilité de cisaillement, similaire à l'instabilité classique de Kelvin-Helmholtz dans une couche de cisaillement [28], pouvant conduire à un déferlement de l'onde d'inertie. Sutherland (2006) [126] a caractérisé ce phénomène numériquement dans le cas d'une onde interne, mais le problème reste ouvert à notre connaissance dans la situation plus complexe du cisaillement tournant engendré par une onde d'inertie.

Le cas d'une couche de cisaillement alternatif unidimensionnelle a été beaucoup étudié dans le contexte d'un fluide bi-couche, avec ou sans tension de surface (instabilité dite de *frozen wave*) [113]. Qualitativement, on peut s'attendre à ce qu'une oscillation ait un caractère stabilisant sur une couche de cisaillement. En effet, le temps caractéristique pour qu'un écoulement de cisaillement d'épaisseur δ devienne instable est δ/U . Si la période d'oscillation est petite comparée à ce temps de croissance, soit $U/\sigma\delta \ll 1$ (ce qui correspond à un nombre de Rossby construit sur l'épaisseur du faisceau petit), alors l'instabilité n'aura pas le temps de se développer et sera inhibée à la demi-période suivante. En revanche, un autre phénomène peut prendre le relais, celui d'une instabilité paramétrique (réponse du système à une fréquence sous-harmonique du forçage; voir aussi § 4.3.1). La pertinence d'un tel mécanisme pour les ondes d'inertie est un problème qui reste ouvert.

Enfin, un dernier phénomène non-linéaire reste à explorer, celui de l'asymétrie entre vorticité cyclonique et anticyclonique. Dans la limite de faible nombre de Rossby Ro (mais à Ro_T fini), le signe de la vorticité n'intervient pas. En revanche, à Ro fini, le mécanisme non-linéaire d'étirement tourbillonnaire est plus prononcé pour la vorticité cyclonique qu'anticyclonique. En effet, dans un référentiel tournant, c'est la vorticité absolue $2\mathbf{\Omega} + \boldsymbol{\omega}$ qui est étirée par le gradient de vitesse, conduisant à un effet plus prononcé lorsque $\mathbf{\Omega}$ et $\boldsymbol{\omega}_Z$ sont de même signe (voir également le § 3.4.3). Les plans de phase d'une onde inertielle étant alternativement cycloniques et anticycloniques, une telle asymétrie devrait engendrer une modification de la structure du faisceau d'onde qui, à notre connaissance, n'a jamais été étudiée.

2.4.3 Génération d'ondes d'inertie non-linéaires

Une difficulté apparaît pour l'étude expérimentale de ces différents effets non-linéaires partant d'un faisceau d'onde émis par une source localisée : étant donné le déclin de l'amplitude par diffusion visqueuse, les effets non-linéaires sont surtout attendus en amont du faisceau, dans la région précisément où la solution de similitude ne s'applique pas. Pour une telle étude, l'approche en similitude s'avère donc inopérante, et le traitement complet de l'écoulement au voisinage de la source devient nécessaire, ce qui complique notablement cette approche.

Une solution pourrait être celle d'un faisceau d'onde excité de façon globale et focalisé par une géométrie d'attracteur, comme exploré récemment par le groupe de L. Maas à l'Université d'Utrecht, à la fois pour les ondes d'inertie [83] et aussi récemment pour les ondes internes [66]. Dans un tel attracteur, la focalisation géométrique est compensée par la diffusion visqueuse, et l'amplitude du faisceau converge vers un état stationnaire après quelques réflexions. Le faisceau ainsi obtenu est d'amplitude homogène, ajustable par l'intensité du forçage, et peut constituer ainsi une configuration intéressante pour l'étude des effets non-linéaires évoqués ici.

Une autre solution, basée sur un générateur d'onde monochromatique localisé, permettrait également d'aborder les différents phénomènes non-linéaires évoqués ci-dessus. Une collaboration avec l'équipe de Thierry Dauxois (ENS Lyon), qui a développé un générateur d'onde monochromatique pour l'étude des ondes internes (Gostiaux *et al.* (2007) [64]), est envisagée. Ce générateur est constitué de plaques superposées, en translation circulaire avec un déphasage d'une plaque à l'autre, induisant ainsi des conditions aux limites proches de celles du champ de vitesse attendu dans l'onde. Un tel générateur, embarqué sur la plateforme Gyroflow, permettrait de générer un faisceau d'onde d'inertie monochromatique d'amplitude importante, et devrait ainsi permettre d'observer et de caractériser les phénomènes de dérive de Stokes, de déferlement et d'asymétrie cyclone-anticyclone dans ce système.

Chapitre 3

Turbulence en rotation

3.1 Introduction

Pour qui vient de la “turbulence tout court” (entendez, la turbulence homogène et isotrope), la turbulence en rotation apparaîtra assurément comme un problème difficile. Les concepts issus de la dynamique des fluides géophysiques, de la turbulence d’onde, et les connections avec la turbulence stratifiée et la turbulence magnétohydrodynamique, en font un sujet vaste et ramifié. L’importance considérable de ce problème, tant pour les applications géophysiques qu’industrielles, et ses liens avec d’autres problèmes ouverts, comme la génération d’un champ magnétique par effet dynamo, en font un sujet de recherche extrêmement actif aujourd’hui, tant sur les fronts théoriques que numériques et expérimentaux.

Le problème de l’influence d’une rotation d’ensemble sur un écoulement turbulent est un problème ancien, dont l’étude a débuté à la fin des années 1950 [132]. Malgré cet âge honorable, il peut être surprenant de constater que certaines questions apparemment simples, telles que la direction de la cascade d’énergie, l’origine physique de la formation de structures colonnaires ou encore l’asymétrie entre cyclones et anticyclones, soient toujours ouvertes. Si les progrès semblent si lents sur ces sujets, c’est que les difficultés sont nombreuses :

(i) L’approche théorique est confrontée, en plus des difficultés “classiques” inhérentes au problème de la turbulence isotrope (non-localité, caractère multi-échelle, fermetures), à la difficulté supplémentaire de manipuler des quantités anisotropes, ne se réduisant pas à de simples champs scalaires. Des approches asymptotiques, valables en milieu infini et dans la limite où $Ro \ll 1$ et $Re \gg 1$, sont accessibles sous certaines conditions (théorie de la distortion rapide, turbulence d’onde), mais le monde réel du $Ro \simeq O(1)$ avec confinement constitue encore un problème non résolu.

(ii) L’approche numérique est confrontée à deux difficultés : Outre le besoin d’une résolution spatiale très élevée lorsque $Re \gg 1$, la grande disparité des échelles de temps (linéaire et non linéaire) dans la limite $Ro \ll 1$ implique des temps de simulation très élevés. En outre, les conditions aux limites, le plus souvent périodiques, peuvent introduire des biais importants lorsque les échelles de corrélation axiale atteignent la taille du domaine.

(iii) Enfin, les expériences ne sont pas en reste, et l’on peut identifier deux grandes difficultés. La première réside dans l’obtention en laboratoire de petits nombres de Rossby, qui nécessitent d’une part une vitesse de rotation élevée ou une expérience de grande taille, et d’autre part des vitesses relatives modérées dans le référentiel tournant, venant contredire l’exigence de grands nombres de Reynolds. La seconde difficulté est de nature instrumentale :

les mesures doivent être effectuées dans le référentiel tournant, et doivent permettre d’accéder à 2 voire 3 composantes de vitesse.

Mes travaux dans ce domaine ont débuté en 2003, avec M. Rabaud et C. Morize, avec une première expérience de turbulence de grille utilisant la “petite” plateforme tournante du FAST. Ces travaux se concentrent sur la configuration modèle que constitue le déclin d’une turbulence en rotation “initialisée” dans un état 3D approximativement homogène et isotrope. La nécessité d’appréhender la structuration anisotrope de l’écoulement a motivé une collaboration avec J. Sommeria (LEGI) pour une campagne de mesure sur la “grande” plateforme Coriolis, à Grenoble en 2005. Enfin, ces travaux se poursuivent depuis 2009 avec P.-P. Cortet et C. Lamriben, grâce à l’installation au FAST de la nouvelle plateforme tournante de taille intermédiaire “Gyroflow”.

Dans ce chapitre nous tenterons de décrire certains aspects du “problème de la turbulence en rotation”, puis de présenter brièvement les approches expérimentales qui ont précédées nos travaux. Dans un second temps, en prenant comme fil conducteur nos résultats expérimentaux, nous tenterons de pointer quelques idées clefs et questions encore ouvertes sur ce sujet. Enfin, nous conclurons sur quelques directions d’études pour le futur, et plus précisément sur quelques projets d’expériences qui pourront être réalisés sur la nouvelle plateforme “Gyroflow”.

3.2 Position du problème

3.2.1 Phénoménologie

Afin de décrire la turbulence en rotation, deux approches extrêmes sont envisageables :

- (1) **Rotation modérée, nombre de Rossby grand ou d’ordre 1** : Le problème est celui d’une turbulence “classique” (classiquement homogène et isotrope), que l’on vient perturber par une “horloge extérieure”, dont le temps T_Ω est grand ou comparable au temps de retournement à grande échelle L/U . La turbulence est faiblement anisotrope dans ce cas.
- (2) **Rotation forte, nombres de Rossby très inférieurs à 1** : Le problème peut être vu comme une superposition d’ondes d’inertie rapides, dont les interactions non-linéaires régissent le comportement à temps long (“dérives séculières”) de l’écoulement. La turbulence est alors fortement anisotrope.

La situation se complique entre ces deux situations extrêmes, pour des nombres de Rossby intermédiaires, qui sont ceux rencontrés le plus souvent dans les expériences ou les écoulements naturels, et qui sont ceux accessibles aux simulations numériques directes. En effet, la large gamme de temps caractéristiques présente en turbulence fait que, selon les échelles considérées, le système peut se trouver simultanément dans les situations de nombres de Rossby petits et grands.

Concernant le cas extrême de rotation forte (2), notons que la limite triviale $Ro = 0$ (pas de non-linéarité) n’est d’aucune utilité : l’écoulement se réduit alors à une simple superposition (interférence) d’ondes d’inertie purement linéaires, sans interaction. Aucun transfert d’énergie n’étant possible dans cette situation, alors si la distribution d’énergie initiale est isotrope, elle le reste à tout temps¹.

¹Dans cette situation, l’évolution temporelle d’une structure donnée à un instant initial s’obtient selon la démarche classique pour un système d’ondes dispersives : On décompose la structure initiale $\mathbf{u}(\mathbf{x}, 0)$ dans

Après quelques 30 ans d'efforts expérimentaux, théoriques et numériques, un certain nombre de propriétés de la turbulence en rotation sont maintenant bien établies. Nous pouvons mentionner 3 résultats clefs dans ce domaine :

1. La rotation d'ensemble induit une anisotropie de l'écoulement, compatible avec une tendance à la bi-dimensionalisation [22].
2. La cascade d'énergie vers les petites échelles est inhibée. Dans le cas d'une turbulence en déclin, cette inhibition conduit à un ralentissement de la décroissance de l'énergie [70].
3. L'écoulement s'organise en structures tourbillonnaires colonnaires relativement stables, présentant une brisure de symétrie en faveur des tourbillons cycloniques [5].

Les deux premiers résultats ne sont pas indépendants : en particulier, le ralentissement du déclin de l'énergie n'est pas une conséquence directe de l'action de la force de Coriolis (cette force ne travaille pas : $\mathbf{u} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}) = 0$), mais résulte de l'anisotropisation de l'écoulement. Le troisième résultat est plus subtil, et ne fait pas encore l'objet d'un consensus ; nous y reviendrons en Section 3.4.3.

Ces résultats sont brièvement décrits ci-après, et le lecteur est renvoyé au chapitre 4 du livre de Sagaut & Cambon (2008) [119] pour une revue plus détaillée.

Cas particulier de la turbulence en déclin

Le cas d'une turbulence en déclin dans un référentiel en rotation est celui qui nous intéressera plus particulièrement dans la suite. Dans ce cas, les nombres de Reynolds et de Rossby instantanés,

$$Re(t) = \frac{u' L}{\nu}, \quad Ro(t) = \frac{u'}{2\Omega L},$$

où $u'(t)$ est l'échelle de vitesse turbulente et $L(t)$ l'échelle intégrale (horizontale par exemple), sont des fonctions décroissantes du temps, comme représenté sur la figure 3.1(a). Si l'on part d'une situation initiale homogène et isotrope, caractérisée par $Re \gg 1$ et $Ro \gg 1$, alors la situation intermédiaire telle que $Ro(t^*) \simeq O(1)$ sera atteinte lors du déclin. C'est à ce moment que le couplage entre effets linéaires (force de Coriolis) et non linéaires est maximum, se traduisant notamment par des transferts d'énergie anisotropes, ainsi que par la naissance d'une asymétrie cyclone-anticyclone [13]. A temps plus long, le couplage diminue, mais le système "hérite" des propriétés acquises lors de son passage à $Ro \simeq O(1)$, suggérant que l'état asymptotique résulte de l'histoire de la turbulence intégrée le long de sa trajectoire.

3.2.2 Les approches expérimentales

Une difficulté importante pour aborder le problème de la turbulence en rotation d'un point de vue expérimental est l'impossibilité de concilier les critères d'*homogénéité* et de *stationnarité*. La situation idéalisée de Turbulence en Rotation Homogène et Stationnaire est donc une situation académique très artificielle, accessible uniquement au moyen de simulations numériques.

l'espace de Fourier, $\sum_{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}(0) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$, puis l'on fait évoluer la phase de chaque composante \mathbf{k} selon la relation de dispersion (i.e., $\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}(t) = \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}(0) e^{i\sigma(\mathbf{k})t}$), enfin on resomme dans l'espace physique pour obtenir $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. Dans ce processus, on voit que seule la phase des ondes évolue, mais que leurs amplitudes, et donc le spectre d'énergie $|\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}(t)|^2$, n'évoluent pas : elles sont fixées par le spectre initial $|\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}}(0)|^2$. Ainsi, si la distribution d'énergie initiale est isotrope, elle le reste à tout temps : une anisotropie ne peut pas naître dans la limite linéaire.

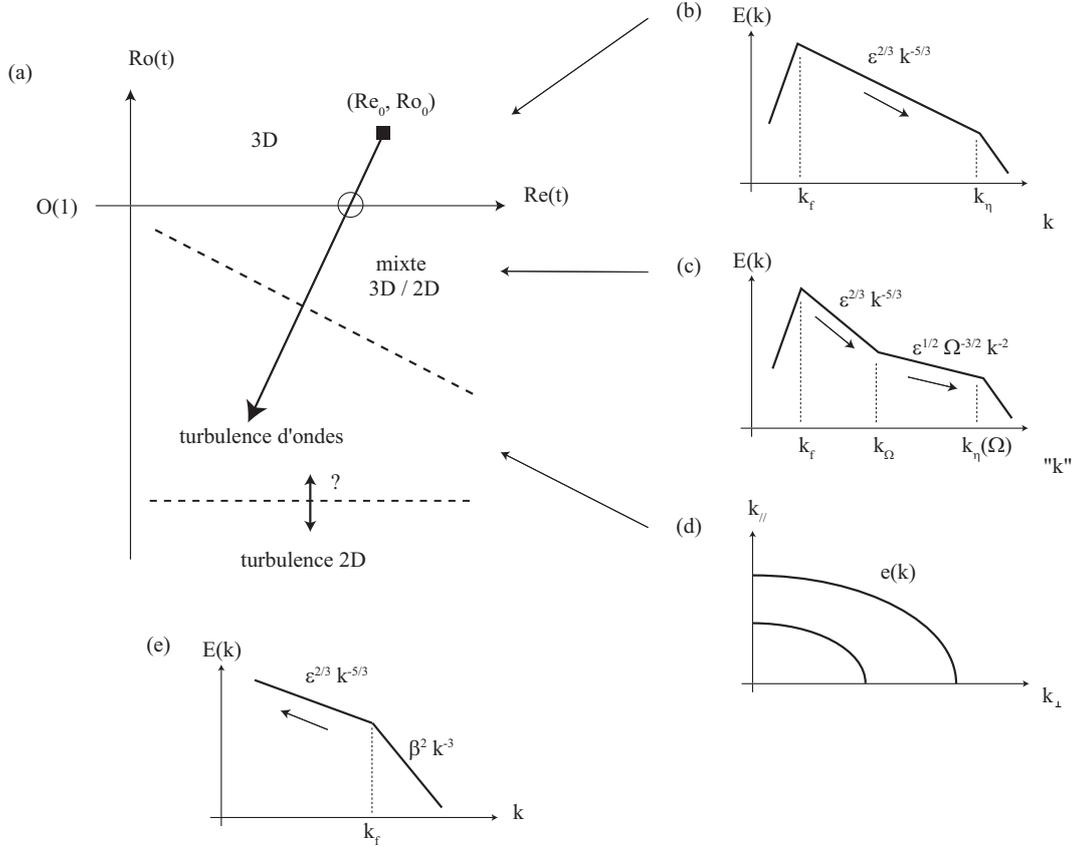


FIG. 3.1 – Synthèse des différents “états” d’une turbulence en rotation en déclin. (a) Le système suit une trajectoire dans l’espace des nombres de Reynolds et Rossby turbulents. Les spectres schématisés en (b)-(e) sont ceux de systèmes stationnaires, en faisant l’hypothèse qu’ils restent pertinents de façon instantanée lors du déclin. (b) Spectre de Kolmogorov (1941) de la turbulence 3D, dans le cas $Re \gg 1$, $Ro \gg 1$. (c) Spectre phénoménologique isotrope de Zhou (1995) [144]. (d) Spectre anisotrope dans l’espace (k_\perp, k_\parallel) . (e) Spectre de Kraichnan de la turbulence 2D (pour référence).

Dès lors, deux stratégies sont possibles, illustrées en figure 3.2 par quelques expériences modèles :

1. **Turbulence en déclin en rotation** : *homogène* mais *instationnaire*. On peut distinguer deux situations :

- (i) *Déclin spatial*, en soufflerie avec écoulement axial moyen (fig. 3.2a).
- (ii) *Déclin temporel*, en cuve tournante (fig. 3.2b).

2. **Turbulence forcée en rotation** : *stationnaire* mais *inhomogène*, en cuve tournante (fig. 3.2c).

Jusqu’à il y a peu, les études expérimentales devaient se contenter de mesures en un point, au moyen d’anémométrie à fil chaud : Ibbetson & Tritton (1975) [69], dans une expérience de grille translatée en cuve fermée, ou encore Wigeland & Nagib (1978) [139] et Jacquin *et al.* (1990) [70], dans des expériences de turbulence de grille en soufflerie en aval d’une section de conduite en rotation. Ces dernières mesures [70] constituent encore des résultats de référence sur le sujet.

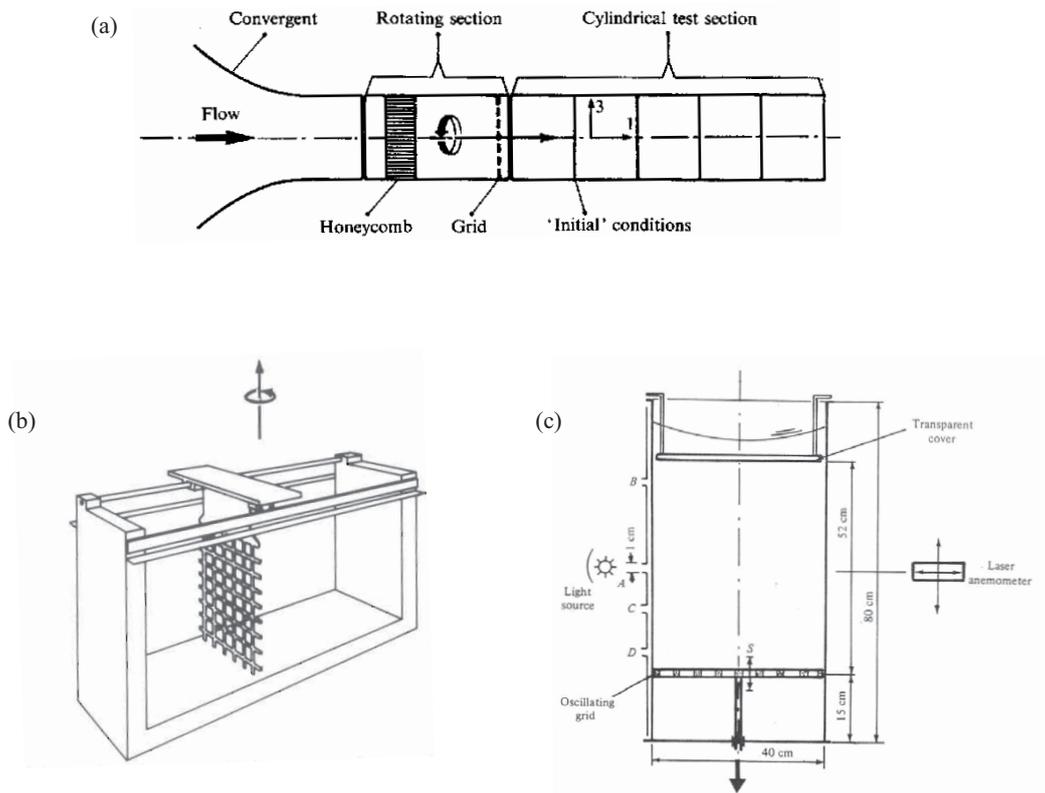


FIG. 3.2 – Revue de quelques expériences de turbulence en rotation. (a), Turbulence en déclin spatial, en soufflerie; d'après Jacquin *et al.* (1990) [70]. (b), Turbulence en déclin temporel, en cuve tournante; d'après Dalziel (1992) [40]. (c), Turbulence forcée, en cuve tournante; d'après Hopfinger *et al.* (1982) [68].

Concernant la structuration spatiale de la turbulence en rotation, cet aspect n'a pu être abordé que de manière qualitative dans un premier temps, au moyen de visualisations (Hopfinger *et al.* (1982) [68]; Dickinson & Long (1983) [44]). Les expériences de Hopfinger *et al.* (1982) [68] ont été en particulier les premières à mettre en évidence la brise de symétrie cyclone-anticyclone, sur laquelle nous reviendrons en Section 3.4.3.

Depuis quelques années, l'arrivée de méthodes optiques quantitatives, en premier lieu la PIV (Particle Image Velocimetry) mais aussi la PTV (Particle Tracking Velocimetry), avec la possibilité de les embarquer dans le référentiel tournant, a considérablement transformé l'approche expérimentale de ce problème. Ces méthodes optiques ont permis de concilier les aspects *structurels* (organisation spatiale), qui n'étaient accessibles que par des visualisations, et *statistiques* (moments, spectres), qui n'étaient eux accessibles que par des mesures en un point (ou en deux points, avec l'utilisation de l'hypothèse de Taylor en présence d'un écoulement moyen).

Une étude pionnière dans ce domaine est celle de S. Dalziel (1992) [40] à Cambridge, qui le premier a mis en œuvre des mesures de PIV en référentiel tournant, dans une expérience de turbulence de grille translattée dans un canal en rotation. Cet auteur a en outre été le premier à décrire en détail les problèmes liés à la génération de modes d'inertie en géométrie fermée, sur lesquels nous reviendrons en Section 3.5.1.

Etant donnée la difficulté de mise en œuvre d'un système de PIV en référentiel tournant, il faut attendre 2002, avec les expériences du groupe de H. Swinney à l'Université du Texas,

pour que cette approche expérimentale prenne son véritable essor [3, 117]. Ces expériences ont été rapidement suivies à partir de 2005 par nos travaux [104, 103, 120, 95], ainsi que ceux des équipes de P. Davidson et S. Dalziel au DAMTP Cambridge [123]. Enfin, très récemment, deux équipes mettent en oeuvre des méthodes de PIV stéréoscopiques et de PTV 3D dans des écoulements forcés en référentiel tournant : l'équipe de H. Clercx à l'Université de Technologie d'Eindhoven [133, 134], et celle de B. Lüthi à l'Ecole Polytechnique de Zürich.

Ce rapide tour d'horizon d'expériences n'est pas exhaustif, et fait en particulier l'impasse sur les nombreuses études de turbulence stratifiée en rotation. Pour une revue récente et une comparaison de ces différentes expériences, on pourra se reporter à l'article de van Bokhoven *et al.* (2009) [134].

3.3 Approches théoriques

3.3.1 Description spectrale

L'influence première de la rotation sur un écoulement turbulent est d'induire une direction privilégiée le long de l'axe de rotation, et par conséquence une tendance à la bi-dimensionalisation. Cette tendance est toutefois subtile : elle est clairement visible sur certaines quantités, comme les échelles intégrales, tandis qu'elle est très peu marquée sur d'autres, comme les rapports des composantes de vitesse (ou, de manière équivalente, sur le tenseur de Reynolds $\langle u'_i u'_j \rangle$). Cette subtilité tient notamment à la distinction cruciale entre *dimensionnalité* et *componentalité* [22] : comme déjà vu au chapitre 2, dans le cas limite d'un écoulement très lent comparé à la rotation d'ensemble, le champ de vitesse est 2D-3C (2 dimensions et 3 composantes). Par opposition, un écoulement stratifié très lent comparé à la fréquence de Brunt-Väisälä sera, lui, 3D-2C (3 dimensions et 2 composantes), comme illustré en figure 3.3. Il résulte de la nature 2D-3C de la turbulence en rotation que la vitesse ne peut constituer un indicateur robuste de bidimensionalisation.

L'origine de cette tendance à la bi-dimensionalisation sous l'effet de la rotation tient aux propriétés anisotropes des ondes d'inertie : l'énergie des structures turbulentes sera rayonnée selon une direction d'autant plus proche de la verticale que celles-ci seront "lentes", conduisant ainsi à une organisation de la turbulence en structures colonnaires.

En supposant l'homogénéité de l'écoulement, cette structuration anisotrope se décrit très bien dans l'espace de Fourier. Les demi-sphères de la figure 3.3 représentent l'espace de Fourier axisymétrique, dans lequel un vecteur d'onde \mathbf{k} est paramétré par sa norme, k , et l'angle qu'il fait avec la direction verticale, θ . La tendance à la bi-dimensionalisation se traduit alors par un transfert angulaire d'énergie selon θ croissant et, *in fine*, par une concentration de l'énergie dans le plan horizontal $k_z = 0$.

La description complète de la turbulence en rotation repose sur l'introduction de 3 spectres : énergie, hélicité et polarisation [21, 119]. Pour simplifier le propos, nous n'examinerons ici que le spectre d'énergie tri-dimensionnel $e(\mathbf{k}) = e(k_\perp, k_\parallel)$, avec $k_\parallel = k_z$ ici. Un écoulement purement 2D doit satisfaire

$$e(k_\perp, k_\parallel) = \frac{E(k_\perp)}{2\pi k_\perp} \delta(k_\parallel), \quad (3.1)$$

où $E(k_\perp)$ est le spectre unidimensionnel et δ la distribution de Dirac. La concentration singulière d'énergie en $k_\parallel = 0$ traduit bien l'invariance par translation verticale ($\partial/\partial x_\parallel = 0$) d'un écoulement 2D, sans rien impliquer sur la composante verticale u_z , non affectée par la

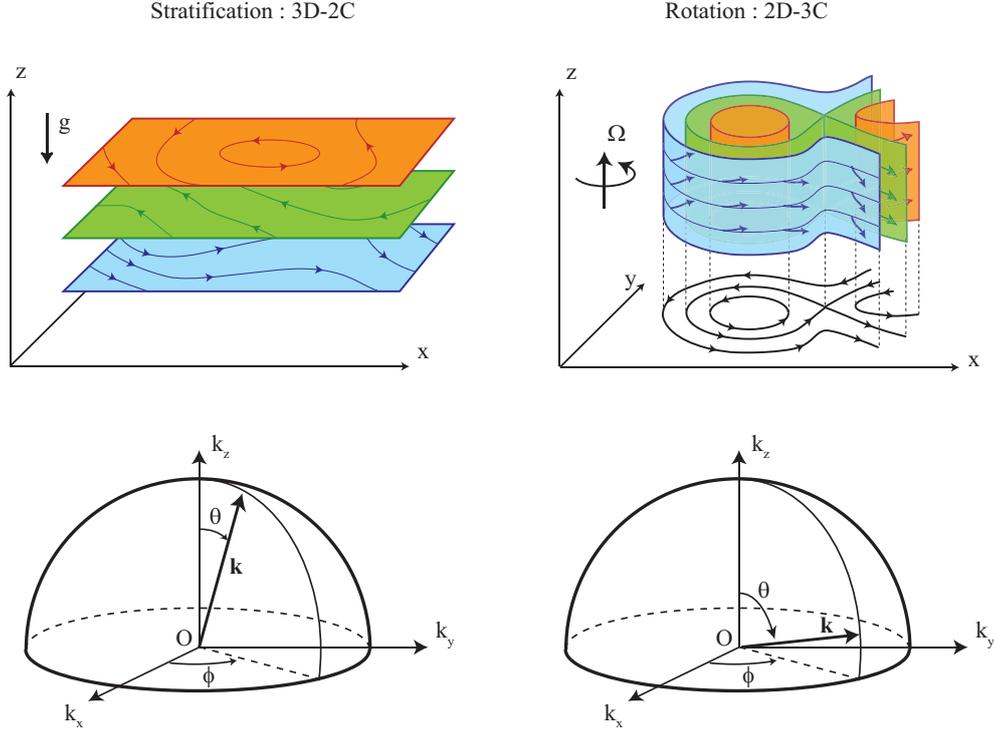


FIG. 3.3 – Vue dans l’espace physique et spectral de la structure d’un écoulement dominé par les effets de stratification (à gauche) et de rotation (à droite). Cette figure illustre la différence entre *dimensionnalité* et *composantalité* : la turbulence stratifiée est 3D-2C, tandis que la turbulence en rotation est 2D-3C.

force de Coriolis² : l’écoulement est bien 2D-3C. Ce mode 2D-3C est appelé *variété lente* (ou *géostrophique*), car il est associé à une fréquence nulle selon la relation de dispersion des ondes d’inertie (2.3), en accord avec le théorème de Taylor-Proudman. Cependant, il est important de remarquer que ce théorème ne permet aucunement d’expliquer la transition 3D \rightarrow 2D elle-même. En effet, ce théorème ne s’applique que dans la limite de non-linéarités négligeables, et ce sont précisément les non-linéarités, modifiées par la force de Coriolis, qui sont responsables d’un transfert préférentiel de l’énergie vers les modes horizontaux [21, 138, 22].

3.3.2 Phénoménologie quasi-isotrope (rotation modérée)

La situation pour laquelle le nombre de Rossby est d’ordre 1 est délicate du fait que les temps caractéristiques linéaire T_Ω et non linéaire $T = L/U$ sont du même ordre de grandeur. Une approche simplifiée de cette situation, proposée par Zhou (1995) [144] (voir aussi Canuto & Dubovikov (1997) [24]), consiste à reprendre l’analyse classique “à la Kolmogorov” de la turbulence homogène et isotrope, basée sur un transfert d’énergie échelle-à-échelle régi par un temps caractéristique $\tau(r) = r/u'_r$ (où u'_r note la fluctuation typique de vitesse à une échelle r), et d’y incorporer le temps additionnel T_Ω comme unique signature de la rotation d’ensemble.

Dans cette approche on postule que, bien que la rotation affecte les grandes échelles, il reste la possibilité que les échelles $r \ll L$, plus rapides, “échappent” à l’effet de la rotation si

²Par incompressibilité, la transformée de Fourier de la vitesse est perpendiculaire au vecteur d’onde, $\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}} = 0$. Les modes tels que $k_z = 0$ peuvent donc être associés à des composantes de vitesse *a priori* quelconques.

leur “nombre de Rossby local” $Ro(r) = T_\Omega/\tau(r) = u'_r/2\Omega r$ reste supérieur à 1. Il existe alors une échelle de transition,

$$r_\Omega = \epsilon^{1/2}(2\Omega)^{-3/2} = LRo^{-3/2}, \quad (3.2)$$

telle que $Ro(r_\Omega) \simeq 1$. Cette échelle joue un rôle analogue à l'échelle d'Ozmidov pour les écoulements stratifiés, et a été introduite dans le contexte de la turbulence en rotation par Zeman (1994) [143]. Pour $r \ll r_\Omega$ on retrouve la cascade de Kolmogorov classique, caractérisée par un spectre d'énergie $E(k) \simeq \epsilon^{2/3}k^{-5/3}$ (fig. 3.1b). Pour $r_\Omega \ll r \ll L$, la dynamique est dominée par le temps caractéristique T_Ω , et une analyse dimensionnelle [144, 24] montre que le spectre prend la forme (fig. 3.1c) :

$$E(k) \simeq (\epsilon\Omega)^{1/2}k^{-2}. \quad (3.3)$$

Il est important de noter que ce raisonnement, uniquement basé sur des comparaisons de temps ou d'échelles caractéristiques, reste intrinsèquement isotrope, et ne peut prédire ni la direction des transferts d'énergie, ni la structuration anisotrope induite par la rotation. En particulier, dans l'expression (3.3), la direction du vecteur d'onde \mathbf{k} n'est pas spécifiée, et le nombre d'onde k n'est assimilable qualitativement à la composante k_\perp que pour Ro suffisamment petit.

3.3.3 Transferts d'énergie

Cas isotrope

D'une manière générale, les transferts d'énergie peuvent être caractérisés à partir des corrélations triples de la vitesse, exprimées soit dans l'espace physique (équation de von Kármán-Howarth), soit dans l'espace spectral (équation de Lin). Le lien entre ces 2 approches a été discuté récemment dans Cambon *et al.* (2010) [20]. A noter que, bien que la description des transferts soit plus délicate à manipuler dans l'espace physique, du fait du couplage non trivial entre vitesse et gradient de pression, ceux-ci sont beaucoup plus accessibles aux mesures expérimentales (en particulier, l'existence de “trous” de mesures ou de vecteurs aberrants dans les champs de PIV n'empêche pas le calcul de ces corrélations en deux points à partir des seuls vecteurs mesurés). Dans la formulation spectrale, une grande simplification provient de l'élimination du terme de pression par la condition d'incompressibilité, mais nécessite l'hypothèse d'homogénéité; c'est la formulation la plus naturelle pour les simulations numériques avec conditions aux limites périodiques.

Dans le cas homogène et isotrope (sans rotation), les corrélations triples de vitesse peuvent s'exprimer simplement à partir d'une quantité scalaire, $S_3(r)$, la fonction de structure d'ordre 3, avec $S_n = \langle (\delta_r u_L)^n \rangle$ et $\delta_r u_L = [\mathbf{u}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{u}(\mathbf{x})] \cdot \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$ l'incrément de vitesse longitudinale selon la direction \mathbf{r} . L'équation de von Kármán-Howarth s'écrit alors [57, 96]

$$-\frac{4}{5}\epsilon r = S_3(r) - 6\nu \frac{\partial S_2(r)}{\partial r}, \quad (3.4)$$

qui se réduit à la fameuse loi des 4/5, $S_3(r) = -(4/5)\epsilon r$, dans la limite des grands nombres de Reynolds. Le signe négatif de S_3 traduit la direction de la cascade d'énergie, des grandes vers les petites échelles (dans le cas de la turbulence 2D, on montre que $S_3 = (3/2)\epsilon r > 0$ dans la cascade inverse [127]).

L'équation d'évolution pour le spectre d'énergie $E(k)$, toujours dans le cas isotrope, s'exprime par l'équation de Lin [119]

$$\partial_t E(k) = T(k) - 2\nu k^2 E(k),$$

qui a la même structure que l'équation de von Kármán-Howarth (3.4). Dans cette équation, le transfert spectral d'énergie $T(k)$ est lié au flux d'énergie par $F(k) = -\partial T/\partial k$. De manière équivalente à la formulation dans l'espace des échelles, le signe de $F(k)$ indique la direction de la cascade d'énergie.

Le transfert d'énergie $T(k)$ provient de l'interaction non-linéaire entre vecteurs d'ondes. Il s'exprime comme une somme sur tous les vecteurs d'onde \mathbf{p}, \mathbf{q} formant un triangle avec \mathbf{k} :

$$\mathbf{k} + \mathbf{p} + \mathbf{q} = 0. \quad (3.5)$$

L'examen des différentes géométries de triades $(\mathbf{k}, \mathbf{p}, \mathbf{q})$, en particulier leur nature "locale" ($|\mathbf{k}| \simeq |\mathbf{p}| \simeq |\mathbf{q}|$) ou "non-locale" ($|\mathbf{k}|, |\mathbf{p}| \gg |\mathbf{q}|$ par exemple) permet d'estimer quelles sont celles qui contribuent en moyenne à une cascade directe ou inverse.

Parmi les différentes formulations possibles de ce problème, en particulier parmi les différentes bases de projection de la vitesse dans l'espace de Fourier [119], celle reposant sur les modes hélicaux, décrits dans Cambon & Jacquin (1989) [21], s'avère particulièrement fructueuse. Un argument élégant de stabilité³ proposé par Waleffe (1992) [137] permet de montrer que, dans le cas isotrope, le transfert d'énergie est principalement le résultat d'interactions non-locales, conduisant à un transfert préférentiel vers les grands nombres d'onde.

Cas avec rotation

En présence de rotation, les transferts d'énergie sont anisotropes, et peuvent avoir une contribution à la fois en échelle ("cascade") et angulaire (tendance 3D \rightarrow 2D) [138, 21, 22]. Dans la prise en compte des triades (3.5), la relation de dispersion des ondes d'inertie, $\sigma(\mathbf{k}) = 2\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}/k$ (2.3), fait apparaître un terme oscillant dans le transfert $T(\mathbf{k})$, de la forme

$$e^{i(\pm\sigma(\mathbf{k}) \pm \sigma(\mathbf{p}) \pm \sigma(\mathbf{q}))t}. \quad (3.6)$$

Ce terme oscillant est présent dans toute corrélation triple (vitesse, mais aussi vorticité par exemple), et affecte donc la dynamique de toutes les corrélations doubles (spectre d'énergie, d'ensrophie, etc.)

Si cette approche reste valide à tout nombre de Rossby, il est toutefois instructif de considérer la limite de grande rotation ($Ro \ll 1$) pour comprendre l'effet de ce terme oscillant (3.6) dans la dynamique de la turbulence en rotation. Les oscillations de (3.6) deviennent alors très rapides (d'ordre Ro^{-1} en temps adimensionné Ωt), conduisant à un amortissement des transferts par mélange de phase, à l'exception du cas singulier où

$$\pm\sigma(\mathbf{k}) \pm \sigma(\mathbf{p}) \pm \sigma(\mathbf{q}) = 0. \quad (3.7)$$

Les triades (3.5) satisfaisant la relation (3.7) sont appelées *triades résonnantes* : ce sont les seules qui peuvent contribuer aux transferts d'énergie dans la limite $Ro \ll 1$.

L'utilisation de la base de modes h  licaux, introduite plus haut pour la turbulence isotrope, est particulièrement adaptée à la turbulence en rotation, car la structure des ondes d'inertie co  incide précisément avec ces modes h  licaux. L'application de l'argument de stabilité de Waleffe (1992) [137] à ces triades résonnantes (3.5)-(3.7) indique de fait l'existence d'un transfert angulaire préférentiel vers le mode horizontal [138] mais    une vitesse qui diminue à

³Le terme de stabilité est employé ici par analogie avec la dynamique d'un solide en rotation, dont on sait que la rotation autour de l'axe de moment d'inertie intermédiaire est instable au profit des deux autres axes.

mesure que l'on s'en approche. Cette conclusion est conforme aux simulations basées sur des hypothèses de fermeture de type EDQNM (Eddy-damped quasi-normal Markovian) [21, 22]. Le transfert d'énergie s'annule exactement lorsque l'un des vecteurs d'onde de la triade résonnante est strictement horizontal (variété lente) : le mode 2D ne peut être alimenté directement en énergie, et est donc découplé des modes 3D. Ce découplage a lieu dans une région proche de $k_z = 0$, d'"épaisseur" $\delta k_z \sim k/Ro$, qui coïncide bien avec le mode 2D dans la limite $Ro \ll 1$.

3.3.4 Cas limite : turbulence d'ondes (rotation très rapide)

Comme on l'a vu en Sec. 3.2.1, le cas trivial $Ro = 0$ exclut la possibilité de transferts d'énergie, et donc de turbulence. Si l'on considère en revanche la limite $Ro \rightarrow 0$, l'amplitude des ondes d'inertie ne peut plus être négligée, et les (faibles) non-linéarités induisent un couplage entre elles. Le formalisme de la "turbulence d'onde" (ou "turbulence faible") vise à décrire statistiquement un tel système d'ondes non-linéaires dispersives en faible interaction. Ce formalisme a été développé à partir des années 1960 [141], et a pu être appliqué à un grand nombre de situations physiques, incluant les ondes gravito-capillaires (nous y reviendrons au chapitre 4) ou la MHD (ondes d'Alfvén).

L'approche précédente a permis de mettre en évidence l'existence de transferts angulaires d'énergie en présence de rotation, mais sans pouvoir conduire à l'expression d'un spectre anisotrope. L'application du formalisme de turbulence d'onde au cas de la turbulence en rotation, réalisée indépendamment par Galtier (2003) [58] et Cambon *et al.* (2004) [23, 8] (modèle AQNM, Asymptotic Quasi-Normal Markovian), permet d'obtenir ce spectre :

$$e(k_\perp, k_\parallel) \simeq k_\perp^{-7/2} k_\parallel^{-1/2} \simeq (\cos \theta)^{-1/2} k^{-4}, \quad (3.8)$$

avec $\cos \theta = k_\parallel/k \simeq k_\parallel/k_\perp$ (figures 3.1d et 3.3). A noter que, après intégration sphérique pour $\cos \theta \ll 1$, le spectre unidimensionnel $E(k) \sim k^2 e(k)$ est compatible avec le spectre phénoménologique (3.3) proposé par Zhou [144].

Ce spectre (3.8) montre comme attendu une concentration de l'énergie vers le plan 2D, mais il ne coïncide pas avec un spectre bi-dimensionnel de la forme (3.1) : la turbulence d'ondes d'inerties ne décrit pas un état de turbulence 2D. Ce résultat n'est pas surprenant pour deux raisons : (i) le mode strictement 2D correspond au cas $k_\parallel = k_z = 0$, qui n'est pas décrit par définition pour $Ro \neq 0$; (ii) l'existence d'un flux d'énergie constant, et en particulier le *sens* de la cascade (ici vers les petites échelles), est un ingrédient de la théorie : celle-ci ne peut donc être compatible avec la turbulence 2D qui, elle, présente une cascade *inverse* d'énergie.

3.3.5 Discussion

Nous avons vu dans cette section comment, pour une turbulence en rotation *homogène* (et donc en milieu infini), une approche spectrale permettrait de prédire une bi-dimensionalisation partielle de l'écoulement. La validité de cette tendance pour des réalisations expérimentales ou numériques de turbulence peut toutefois être questionnée, et ce pour plusieurs raisons :

- Dans le cas d'une turbulence forcée, l'existence d'un forçage implique une inhomogénéité, rendant l'approche spectrale problématique.
- Dans le cas d'une turbulence en déclin, possiblement homogène, la tendance à la bi-dimensionalisation ne peut être observée que si celle-ci intervient suffisamment rapidement par rapport au temps de déclin.

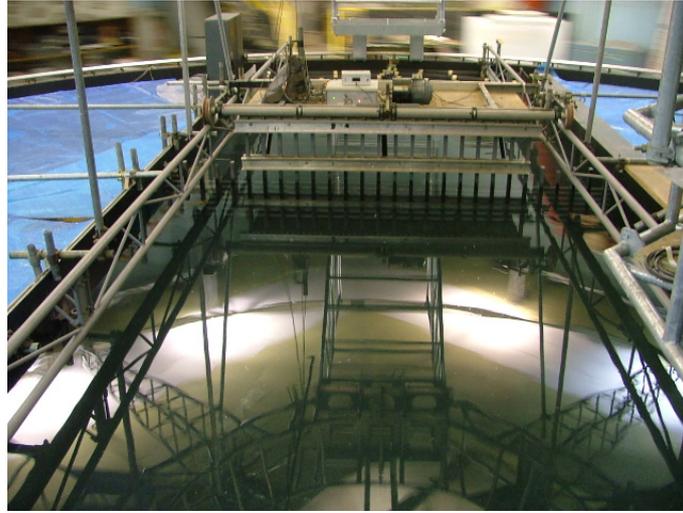


FIG. 3.4 – Expérience de turbulence de grille réalisée sur la plateforme Coriolis, à Grenoble. Un canal, de 4 m de large et 11 m de long, a été disposé sur la plateforme de 13 m de diamètre, en rotation avec une période T_Ω variant entre 30 et 120 s. La grille, que l’on distingue au fond, à une maille carrée de 17 cm, et est translattée le long du canal à une vitesse de 30 cm/s.

- La prise en compte de conditions aux limites, de type paroi fixe dans les expériences ou périodiques dans les simulations, introduit une discrétisation de l’espace de Fourier : on parle alors de *modes* d’inertie confinés (nous y revenons en Section 3.5.1). Le mode 2D ne peut donc plus être approché continûment : il doit exister un nombre de Rossby limite pour lequel le mode 3D le plus proche de l’horizontal n’est plus distinguable du vrai mode 2D.
- Enfin, la présence de parois fixes perpendiculaires à l’axe de rotation, naturelles dans une expérience en cuve tournante, peut contraindre l’écoulement $2D - 3C$ à devenir $2D - 2C$ (vitesse purement horizontale), du moins pour des temps suffisamment longs pour que les conditions aux limites influent tout le volume de l’écoulement.

On le voit, l’écart entre prédictions théoriques de turbulence homogène anisotrope et réalisation pratique (expérimentale ou numérique), reste important. En particulier, l’excitation d’un mode 2D avec cascade inverse, impossible dans le cadre d’une théorie homogène en milieu infini, n’est plus nécessairement exclu dans ce cas confiné ou périodique. Ces problèmes encore ouverts continuent de susciter d’importants travaux, dont nous présentons quelques contributions personnelles en § 3.4.

3.4 Résultats expérimentaux

3.4.1 Expériences

Les résultats que nous présentons dans la suite de ce chapitre ont été obtenus à partir de deux dispositifs expérimentaux : la “petite” plateforme tournante du FAST, déjà décrite au § 2.3.1, et la “grande” plateforme Coriolis à Grenoble (figure 3.4). La “petite” plateforme est décrite en détail dans le manuscrit de thèse Morize (2006) [101], ainsi que dans l’article Morize *et al.* (2005) [104] reproduit en annexe de ce chapitre. La “grande” plateforme est décrite quant à elle dans l’article Moisy *et al.* (2010) [95], également reproduit en annexe.

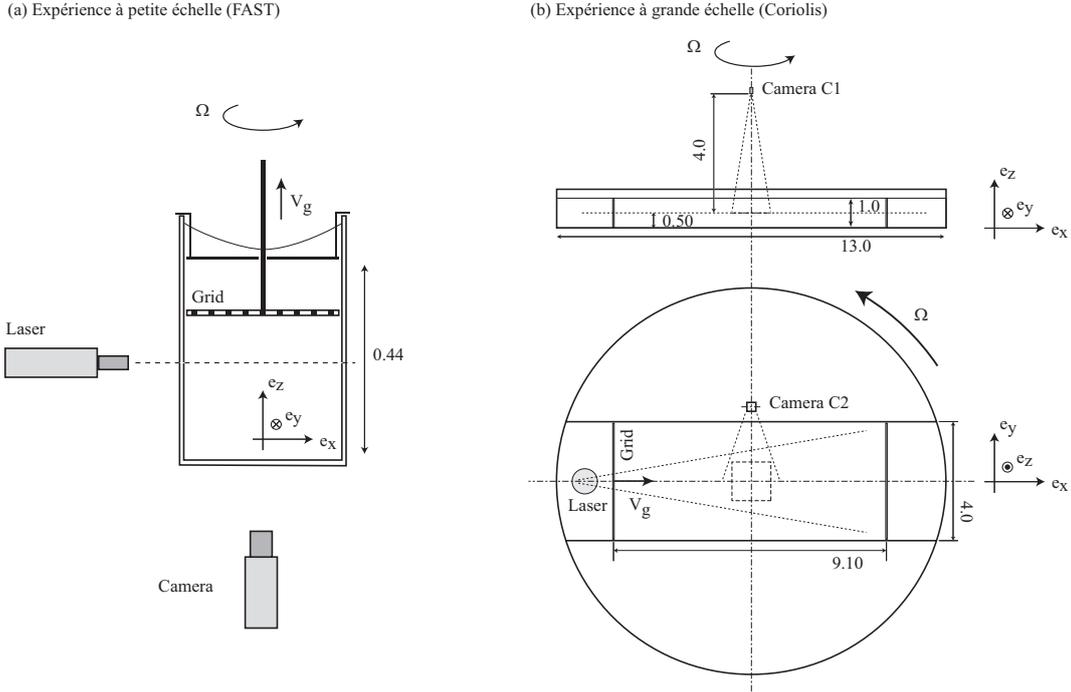


FIG. 3.5 – Schéma des 2 expériences de turbulence en rotation. Toutes les dimensions sont en mètres. (a) Expérience du FAST. La caméra est embarquée dans le référentiel tournant tandis que le laser est fixe. La vitesse de grille et l'axe de corotation sont colinéaires. (b) Expérience Coriolis. Les 2 caméras et le laser sont embarqués. La vitesse de grille est perpendiculaire à l'axe de rotation. D'après Morize *et al.* (2005) [104] et Moisy *et al.* (2010) [95].

La figure 3.5 compare les deux dispositifs expérimentaux. Dans les deux cas, la turbulence est générée par la translation d'une grille de maille M à la vitesse \mathbf{V}_g dans un volume d'eau en rotation solide (avec \mathbf{V}_g parallèle ou perpendiculaire à Ω dans la petite et la grande plateforme respectivement). La durée d'un déclin dans la petite plateforme (quelques minutes) permet d'effectuer un grand nombre de réalisations, et donc d'assurer une bonne convergence des moyennes d'ensemble. En revanche, les expériences dans la grande plateforme sont moins bien convergées (6 réalisations au plus dans chaque configuration), mais permettent un bon suivi temporel des structures turbulentes. Le nombre de Reynolds de grille, $Re_g = V_g M / \nu$, est supérieur à $3 \cdot 10^4$, tandis que le nombre de Rossby de grille, $Ro_g = V_g / 2\Omega M$, est compris entre 2 et 60. Ces valeurs montrent que l'écoulement initial est dans un état de turbulence pleinement développée, peu ou pas affectée par la rotation d'ensemble. Les paramètres expérimentaux des deux expériences sont résumés dans le tableau 3.1.

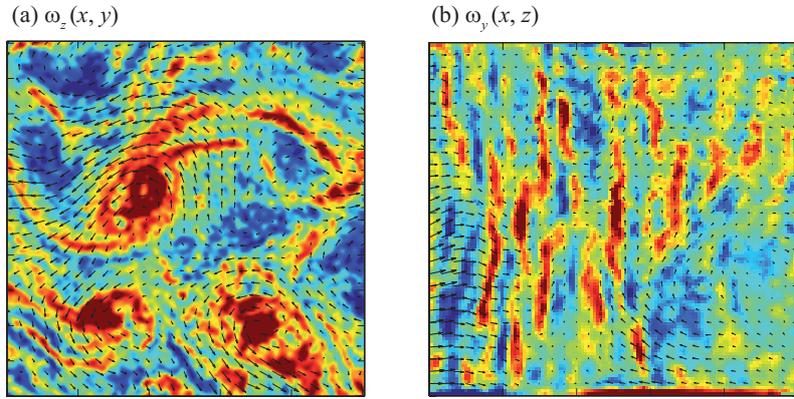
3.4.2 Structuration de l'écoulement et déclin d'énergie

Des champs de vorticité dans le plan horizontal et vertical, obtenus par PIV sur la grande plateforme, sont montrés en figure 3.6. Le champ de vorticité verticale, ω_z (fig. 3.6a), fait d'emblée apparaître la propriété la plus remarquable de la turbulence en rotation : l'emergence de grandes structures tourbillonnaires, majoritairement cycloniques, entourées de couches de cisaillement spirales.

Sur la composante horizontale de la vorticité, ω_y (fig. 3.6b), une structuration verticale ap-

	FAST	Coriolis
Configuration	Moyennes d'ensemble $V_g \parallel \Omega$	Suivi temporel $V_g \perp \Omega$
Dimensions (x, y, z) (m)	0.35, 0.35, 0.44	9.1, 4.0, 1.0
Rapports d'aspects $(x/z, y/z)$	0.8, 0.8	9.1, 4.0
Période T_Ω (s)	1.5 - 45	30, 60, 120
$Re_g = V_g M / \nu$	$(3 - 6)10^4$	$4.2 \cdot 10^4$
$Ro_g = V_g / 2\Omega M$	2 - 60	5, 10, 20
Plans de mesure PIV	horizontal	horizontal et vertical

TAB. 3.1 – Principaux paramètres des deux expériences de turbulence en rotation.


 FIG. 3.6 – Champs de vorticité dans le plan horizontal (a) et vertical (b), obtenus sur la plateforme Coriolis. Vitesse angulaire $\Omega = 0.10 \text{ rad s}^{-1}$, $tV_g/M \simeq 770$. D'après Moisy *et al.* (2010) [95].

paraît clairement, évoquant l'invariance verticale prédite par le théorème de Taylor-Proudman. Cependant, cette structuration n'est pas liée à un champ de vitesse purement horizontal : le rapport u'_z/u'_x , (où la prime ' désigne l'écart-type des fluctuations turbulentes) prend des valeurs modérées, de l'ordre de 0.5 ± 0.1 seulement, indiquant que la composante verticale est loin d'être négligeable. Cette structuration 3C-2D de la turbulence, déjà évoquée au § 2.2.3, est un des effets remarquables de la rotation d'ensemble sur le déclin d'une turbulence initialement isotrope.

D'après la figure 3.1, lorsque le nombre de Rossby instantané franchit une valeur critique de l'ordre de l'unité, la turbulence doit entrer dans un régime dominé par la rotation. C'est ce que confirme la figure 3.7, qui montre l'évolution de l'énergie cinétique turbulente en fonction du temps, pour 3 valeurs de la vitesse angulaire : à temps court, l'énergie $u'^2(t)$ (c'est-à-dire la variance des fluctuations de vitesse turbulentes) décroît selon une loi proche de $t^{-6/5}$, comme attendu en turbulence 3D isotrope [42]. Après une transition à un temps $t = t^*$, un déclin moins prononcé apparaît, confirmant que la rotation d'ensemble inhibe les transferts d'énergie vers les petites échelles, et ralentit donc la dissipation d'énergie. Il est intéressant de remarquer que la loi de déclin pour $t > t^*$ est compatible avec une prédiction faite par Squires *et al.* (1994) [122], basée sur l'hypothèse d'un temps de transferts d'énergie contrôlé par la période de rotation. Cette hypothèse, dont on peut montrer qu'elle est essentiellement équivalente au spectre en k^{-2} proposé par Zhou (1995) [144] (équation (3.3), conduit en effet à un exposant de déclin 2 fois moindre que celui obtenu en l'absence de rotation, soit ici

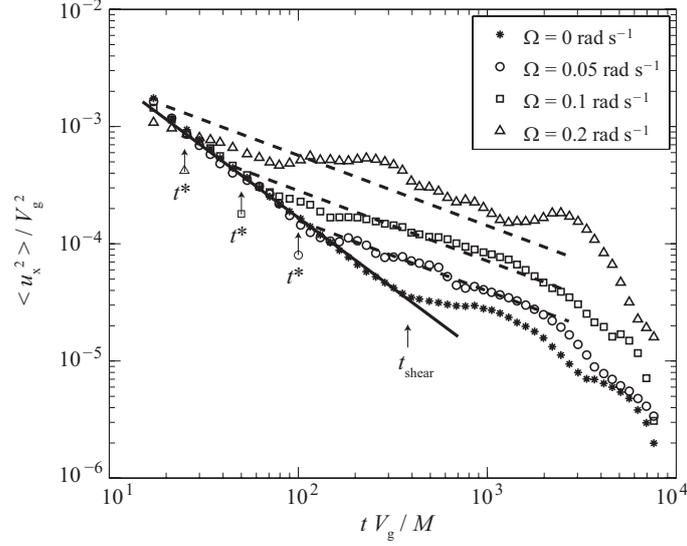


FIG. 3.7 – Déclin d'énergie pour différentes valeurs de la vitesse angulaire de la cuve. Le temps t^* marque la transition entre un déclin isotrope 3D, tel que $u^2(t) \simeq t^{-6/5}$, et un déclin dominé par la rotation, tel que $u^2(t) \simeq t^{-3/5}$. D'après Moisy *et al.* (2010) [95].

$t^{-3/5}$ [103]. A noter qu'un résultat analogue, avec une transition $t^{-10/7} \rightarrow t^{-5/7}$, a été obtenu récemment à partir de simulations numériques directes [133]⁴.

A la transition $t = t^*$, on observe que le nombre de Rossby critique vaut 0.25. De façon remarquable, ce nombre de Rossby est atteint après un nombre de tours de cuve constant, indépendant de la vitesse angulaire. En effet, on peut montrer que, pour le déclin d'une turbulence isotrope, le temps caractéristique turbulent, $\tau \simeq L/u'$, est simplement proportionnel au temps écoulé depuis le passage de la grille. Ainsi le nombre de Rossby, qui s'exprime comme le rapport T_Ω/τ , franchit la valeur seuil lorsque τ est de l'ordre de la période de rotation T_Ω , ce qui est réalisé après un nombre fixe de tours — en l'occurrence, la transition s'opère après 0.4 tour de cuve environ. Ce résultat, d'une remarquable simplicité, n'est valable que lorsque l'état initial est caractérisé par des nombres de Reynolds et de Rossby suffisamment grands.

3.4.3 L'asymétrie cyclone-anticyclone

Origine physique de l'asymétrie

Une des propriétés remarquables de la figure 3.6(a) est la brisure de symétrie entre cyclones et anticyclones pour $Ro \simeq O(1)$. Une telle discrimination entre vorticités cyclonique et anticyclonique est une propriété générique des écoulements en rotation, comme l'illustre l'expérience de lâchers tourbillonnaires en référentiel tournant reproduite en figure 3.8(a) [124].

Cette brisure de symétrie a été décrite pour la première fois en turbulence en rotation par Hopfinger *et al.* (1982) [68]. Sur la figure 3.8(b), on voit que la surface libre supérieure, de forme paraboloidale, présente un certain nombre de creux, signature d'une dépression relative venant

⁴En l'absence de rotation, il existe deux prédictions classiques pour le déclin de l'énergie, en fonction des propriétés de la turbulence à grande échelle : soit en $t^{-6/5}$ pour un spectre $E(k) \simeq k^2$ à petit k (Saffman 1967 [118]), soit en $t^{-10/7}$ pour un spectre $E(k) \simeq k^4$ (Loitsanski). Le point important ici est le facteur 2 dans l'exposant lors de la transition, $t^{-6/5} \rightarrow t^{-3/5}$ ou $t^{-10/7} \rightarrow t^{-5/7}$ respectivement.

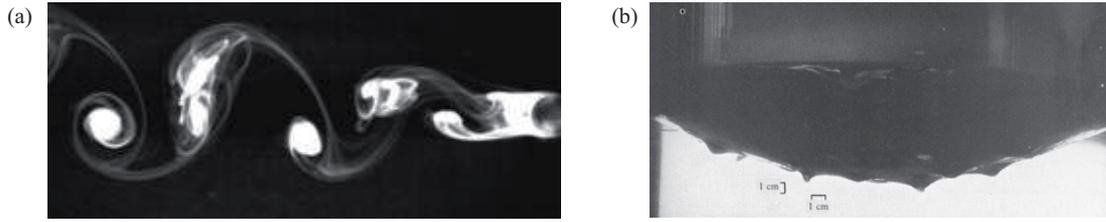


FIG. 3.8 – Deux illustrations de l’asymétrie cyclone-anticyclone dans un référentiel tournant. (a) Géométrie du lâcher tourbillonnaire de Bénard - von Kármán : les tourbillons inférieurs, cycloniques, sont plus stables que les tourbillons supérieurs, anticycloniques. D’après Stegner *et al.* (2005) [124]. (b) Surface libre de l’expérience de Hopfinger *et al.* (1982) [68] (voir la figure 3.2c), montrant des creux à l’endroit des cyclones, dépressionnaires — et pas d’anticyclones, “surpressionnaires”.

s’ajouter à la dépression globale liée à la rotation d’ensemble. Les tourbillons produisant ces dépressions tournent donc plus vite que le référentiel : ce sont des cyclones. Des anticyclones, qui conduiraient au contraire à des surpressions relatives et donc à des bosses par rapport à la paraboïde, ne sont pas observés.

Cette brisure de symétrie est un phénomène intrinsèquement non linéaire. Deux mécanismes sont candidats pour expliquer cette dissymétrie. Tout d’abord, dans un référentiel tournant, c’est la vorticité absolue qui est sujette à l’amplification (ou l’amortissement) par étirement (ou contraction) tourbillonnaire. En effet, l’équation pour la composante verticale de la vorticité s’écrit :

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \omega_z = (\boldsymbol{\omega} + 2\Omega \mathbf{e}_z) \nabla u_z + \nu \nabla^2 \omega_z.$$

Ainsi, dans un champ de déformation vertical $\partial u_z / \partial z$ donné, la vorticité ω_z sera amplifiée ou amortie à un taux $(\omega_z + 2\Omega) \partial u_z / \partial z$, qui sera d’autant plus élevé que les signes de ω_z et de Ω coïncident. En turbulence isotrope, il est connu que c’est l’amplification qui domine statistiquement : le vecteur vorticité a tendance à s’aligner avec la valeur propre intermédiaire du tenseur de gradient de vitesse, qui est positive en moyenne [42]. Ainsi, pour des nombres de Rossby modérés, si cette propriété d’alignement reste valable, la vorticité cyclonique sera plus étirée que la vorticité anticyclonique. Cet argument ne s’applique plus si l’écoulement devient bi-dimensionnel (état asymptotique supposé dans la limite $Ro \ll 1$), puisque $\partial u_z / \partial z = 0$.

Un second mécanisme provient de l’instabilité de la vorticité anticyclonique. Pour l’illustrer, le mécanisme d’instabilité le plus simple est obtenu pour un tourbillon axisymétrique. Dans un référentiel non tournant, la stabilité d’un tel écoulement peut s’exprimer par le critère de Rayleigh, stipulant que le moment cinétique doit être une fonction croissante de la distance à l’axe de rotation. L’écoulement sera potentiellement instable (aux effets de viscosité près) s’il existe une région telle que $\phi(r) = \omega_z u_\theta / r < 0$. Une généralisation simple de ce critère peut s’obtenir dans un référentiel tournant :

$$\phi(r) = (\omega_z + 2\Omega)(u_\theta / r + \Omega) < 0.$$

On voit donc que $\phi(r)$ sera augmenté lorsque les signes de ω_z et Ω coïncident. Bien que, formulé ainsi, cet argument ne s’applique qu’au cas axisymétrique, le résultat reste néanmoins qualitativement correct pour des perturbations plus générales (on peut montrer en particulier que le seuil d’instabilité de perturbations hélicoïdales est toujours supérieur à celui de perturbations axisymétriques). Ainsi, les anticyclones seront donc potentiellement instables lorsque typiquement $\omega_z \simeq -2\Omega$ (vorticité absolue nulle), tandis que les cyclones resteront stables.

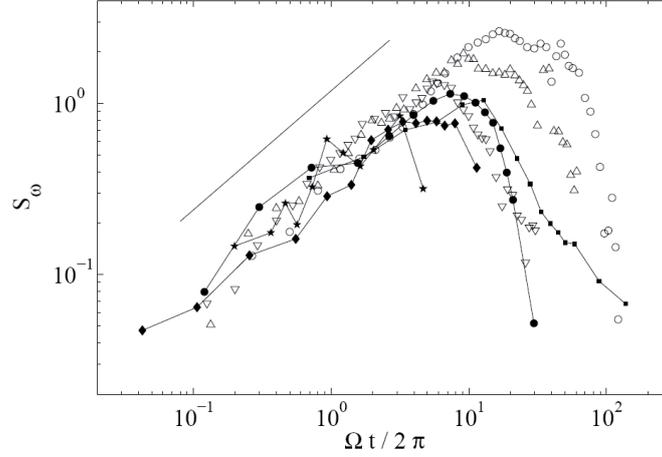


FIG. 3.9 – Evolution du coefficient d’asymétrie (*skewness*) de la vorticité en fonction du temps, mesurées sur la “petite” plateforme en symboles pleins [104], et sur la “grande” plateforme en symboles ouverts [95]. La droite montre une loi de puissance en $(\Omega t)^{0.7}$. D’après Morize *et al.* (2006b) [105].

Croissance et décroissance de l’asymétrie

Nous avons quantifié l’asymétrie cyclone-anticyclone à partir du coefficient d’asymétrie de la vorticité [5], $S_\omega = \langle \omega_z^3 \rangle / \langle \omega_z^2 \rangle^{3/2}$ (cette quantité est nulle pour une distribution symétrique de vorticité). Dans nos deux expériences, nous observons une croissance autosimilaire, suivant la loi de puissance suivante pour $t > t^*$,

$$S_\omega \simeq 0.45(\Omega t / 2\pi)^{0.7}$$

(voir la figure 3.9). La coïncidence des préfacteurs entre les deux expériences est remarquable, malgré les différences géométriques importantes, suggérant un caractère universel de cette croissance. Par ailleurs, la visualisation des champs de vorticité indique que c’est le premier mécanisme évoqué plus haut qui est responsable de cette croissance de S_ω , à savoir l’étirement tourbillonnaire privilégié de la vorticité cyclonique. En effet, très peu d’anticyclones sont observés, indiquant que ceux-ci ne sont presque pas produits dans cette phase d’étirement, et il n’est donc pas utile d’invoquer un argument d’instabilité *a posteriori*.

A temps plus long, les tourbillons se séparent du fond turbulent, et l’écoulement consiste alors en une population diluée de tourbillons, majoritairement cycloniques, en interaction. Des appariements de tourbillons de même signe, en l’occurrence essentiellement des cyclones, sont observés dans cette phase finale, similaires à ce qui est observé classiquement en turbulence bidimensionnelle [127].

Un tel mécanisme d’appariement devrait s’accompagner d’une augmentation de l’intermittence de la vorticité, définie usuellement sur le facteur d’aplatissement, ou *flatness*, $F_\omega = \langle \omega_z^4 \rangle / \langle \omega_z^2 \rangle^2$, mais devant également être présente sur S_ω si tous les tourbillons sont tous de même signe. Or, c’est paradoxalement une décroissance de S_ω qui est observée à temps long. Deux explications physiques peuvent être proposées pour cette décroissance :

- (i) la diffusion de vorticité (par friction visqueuse “interne” ou par friction d’Ekman sur les parois horizontales) ;
- (ii) la production de petites échelles turbulentes de vorticité symétrique.

L'origine de cette deuxième contribution, caractérisée en détail dans l'article Moisy *et al.* (2010) [95], est la destabilisation des couches de cisaillement verticales que l'on peut deviner sur la figure 3.6(b). En effet, à temps long, les fluctuations de vitesse verticales, fossiles de la turbulence initialement isotrope, sont advectées, étirées et repliées, par l'écoulement horizontal, à la manière d'un champ scalaire passif en turbulence 2D. Les fines couches verticales ainsi générées s'intensifient par compression, et peuvent devenir instables : Ces instabilités réinjectent des fluctuations de vitesse horizontale à petite échelle, et donc de la vorticité verticale de signe aléatoire, ce qui a pour conséquence une diminution de S_ω .

La croissance autosimilaire de l'asymétrie cyclone-anticyclone a reçu récemment un certain nombre de confirmations qualitatives, expérimentales (Staplehurst *et al.* (2008) [123]) et numériques (van Bokhoven *et al.* (2008) [133]). L'origine de la décroissance à temps long, en revanche, est un sujet encore débattu à ce jour. En particulier, une explication purement basée sur les interférences d'ondes d'inertie peut également être invoquée [133] : Comme nous l'avons vu en Section 3.3.3, dans la limite $Ro \rightarrow 0$, les corrélations triples de vorticité verticale (ou de tout autre champ turbulent) sont des fonctions rapidement oscillantes du temps qui, en dehors des interactions résonnantes, interf rent de manière destructive (mélange de phase). Cette explication suggère que la vorticité du mode bidimensionnel (i.e. moyenn e selon l'axe de rotation) pourrait continuer à montrer une asymétrie cyclone-anticyclone, tandis que la vorticité totale (incluant les fluctuations 3D), elle, redeviendrait symétrique à temps long.

Des travaux complémentaires sont nécessaires afin de trancher entre les différentes contributions en jeu pour expliquer cette re-symétrisation de la vorticité à temps long. La vorticité moyenn e selon l'axe de rotation n'étant pas accessible expérimentalement, il semble nécessaire d'introduire d'autres quantités à plus grande échelle, basées sur la vitesse et non la vorticité, telles que les incréments de vitesse transverses ou le moment angulaire normalisé [62]. Une autre approche possible pourrait être basée sur l'étude statistique de l'évolution de la population de tourbillons, par une approche de type *recensement de tourbillons* (*vortex census*) introduite en turbulence 2D [25].

3.4.4 Transferts d'énergie

Dans l'espace physique, les transferts d'énergie sont décrits par le tenseur de corrélation triple de vitesse en deux points, $\langle u_i(\mathbf{x})u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r})u_k(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle_{\mathbf{x}}$ [57]. Comme nous l'avons vu en Section 3.3.3, dans le cas isotrope, cette corrélation se ramène à un simple scalaire : la fonction de structure d'ordre 3, $S_3 = \langle (\delta_r u_L)^3 \rangle$. Une question ouverte est l'origine d'un possible changement de signe de $S_3(r)$ en présence de rotation, et son lien éventuel avec une cascade inverse d'énergie. Un tel changement de signe a été observé dans la configuration de turbulence forcée par Baroud *et al.* (2002) [3], mais dans une situation où une échelle d'injection bien définie sépare deux gammes d'échelles distinctes dans lesquelles une cascade directe (3D) ou inverse (2D) prennent place séparément.

Nos mesures dans le cas d'une turbulence en déclin [104, 89] montrent l'existence d'un tel changement de signe (fig. 3.10). L'échelle r_0 de changement de signe diminue au cours du temps, suggérant un état de turbulence 2D "envahissant" progressivement les grandes échelles du domaine inertiel, en accord qualitatif avec la loi (3.2). L'interprétation physique de ce phénomène est toutefois délicate dans le cas d'une turbulence en déclin, étant donné qu'il n'existe pas d'injection d'énergie à cette échelle intermédiaire r_0 . En outre, les mesures de fonctions de structure d'ordre 2, $S_2(r)$, suggèrent que l'énergie cinétique est une fonction strictement décroissante du temps, et ce pour toutes les échelles r , venant contredire l'hypothèse d'une

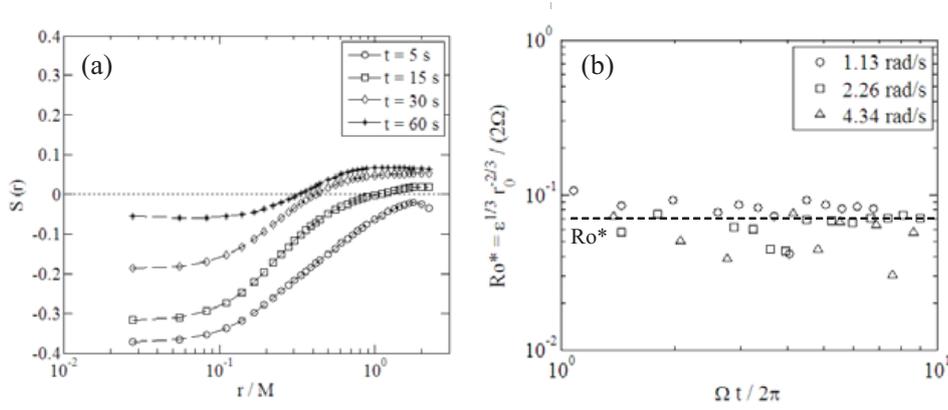


FIG. 3.10 – (a) Coefficient d’asymétrie (*skewness*) des incréments de vitesse longitudinaux, $S(r) = S_3(r)/S_2(r)^{3/2}$, mesurés dans le plan horizontal, à 4 instants durant le déclin. L’échelle r_0 à laquelle $S(r)$ change de signe est une fonction décroissante du temps. (b) Nombre de Rossby local calculé à l’échelle r_0 pour différentes vitesses angulaires. D’après Moisy *et al.* (2009) [89].

cascade inverse. Il n’est pas clair aujourd’hui si ce changement de signe de S_3 est une véritable signature d’une cascade inverse, dont les effets sont éventuellement masqués par les effets visqueux [89], ou bien un artefact de projection lié au fait que seules les composantes normales à l’axe de rotation sont mesurées. Afin de lever cette ambiguïté, des mesures de fonctions de structures anisotropes, dans le plan vertical (x, z), sont nécessaires : quelques pistes sont données au § 3.5.2 à ce sujet.

3.5 Perspectives

La mise en place de la nouvelle plateforme “Gyroflow” au FAST en 2009 ouvre de nouvelles perspectives expérimentales pour l’étude de la turbulence en rotation et, au-delà, pour l’étude des écoulements géophysiques (couplage rotation-stratification, ou rotation-convection thermique). Les quelques pistes de recherche proposées ci-après sont limitées à la turbulence en rotation uniquement, dans le prolongement des résultats présentés dans ce chapitre.

La possibilité d’explorer la structure verticale de l’écoulement, et à terme d’embarquer sur la plateforme un système de PIV stéréoscopique pour accéder aux 3 composantes de la vitesse, constituent les atouts principaux de cette nouvelle plateforme. Dans un tel système, la composante de la vitesse normale au plan de la nappe laser est reconstruite à partir des images obtenues par 2 caméras filmant la zone d’intérêt sous des incidences différentes. Les quelques pistes de recherche qui suivent tirent profit d’une telle possibilité.

3.5.1 Couplage turbulence - modes d’inertie

Une difficulté majeure dans l’étude expérimentale du déclin de l’énergie turbulente, qu’il s’agisse d’expériences avec ou sans rotation, est le couplage possible avec un écoulement moyen résiduel, qui peut venir alimenter la composante turbulente. En présence de rotation et de confinement, cet écoulement grande échelle prend la forme de modes d’inertie, qui sont des ondes d’inertie piégées dans la cuve [40]. Le spectre discret de ces modes d’inertie dépend du détail de la géométrie du volume fluide, et a été caractérisé en détail dans le cas d’un

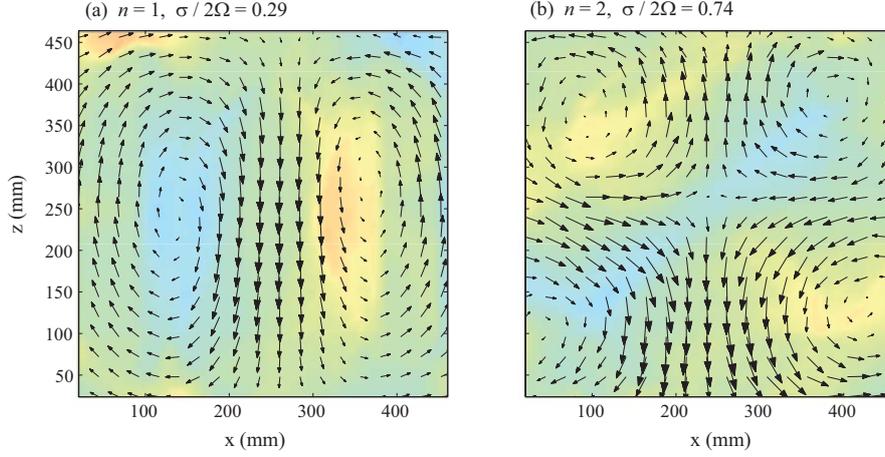


FIG. 3.11 – Deux modes d’inertie, de nombre d’onde vertical $n = 1$ et $n = 2$, excités dans l’expérience de turbulence de grille en rotation sur la plateforme Gyroflow. Ces champs sont obtenus par filtrage passe-bande, aux pulsations $\sigma/2\Omega = 0.29$ et 0.74 , de la moyenne d’ensemble des champs de vitesse à temps fixé sur plusieurs réalisations indépendantes. Une partie significative de l’énergie cinétique injectée par la grille est stockée dans ces modes d’inertie, qui peuvent affecter la dynamique de la “vraie turbulence” en rotation.

parallélépipède par Maas (2003) [82]. L’existence de ce couplage peut affecter significativement les lois de déclin de l’énergie turbulente, comme suggéré par les récentes expériences de Bewley *et al.* (2007) [11] : en effet, l’énergie stockée dans les modes d’inertie peut être restituée à la composante turbulente de l’écoulement au fur et à mesure du déclin.

Le couplage turbulence - modes d’inertie peut être décrit par une approche classique de type “décomposition de Reynolds”. Cette décomposition doit être appliquée sur la moyenne d’ensemble et non sur la moyenne temporelle afin d’extraire les modes d’inertie oscillants reproductibles et de les découpler de la contribution turbulente non reproductible. La figure 3.11 illustre 2 des modes d’inertie excités par la translation de la grille, de nombre d’onde vertical $n = 1$ et $n = 2$.

La difficulté de cette étude tient à la fois à la bonne convergence des statistiques nécessaire à une extraction correcte des modes d’inertie, et aussi à la détermination expérimentale du terme de couplage turbulence-mode,

$$T = -\langle u'_i u'_j \rangle \langle \partial u_i / \partial x_j \rangle.$$

Mesurer ce terme, construit sur une corrélation de tenseurs tri-dimensionnels des fluctuations de vitesse, nécessite la mise en place d’un système de PIV stéréoscopique pour la mesure des 3 composantes de la vitesse. L’étude fine d’un tel couplage permettrait d’expliquer certaines différences observées entre nos deux expériences réalisées dans différentes géométries [103, 95], et les prédictions théoriques en milieu non confiné.

Dans une configuration idéalisée où de tels modes ne seraient pas excités, on aurait $T = 0$, et le déclin de la turbulence serait un vrai déclin “libre”. Des expériences préliminaires menées actuellement, inspirées de la configuration récemment introduite par Staplehurst *et al.* (2008) [123], semblent montrer qu’une diminution de l’énergie injectée dans ces modes est possible par des modifications de la géométrie de la grille. Une collaboration avec L. Maas (Université d’Utrecht) a été démarrée en 2010 sur ce sujet [74]. Cependant, la configuration avec modes d’inertie est un sujet d’étude fondamental en soi : elle constitue un cadre original d’étude

de couplage entre ondes et turbulence, qui possède de nombreuses connections au-delà du problème de la turbulence en rotation exploré ici.

3.5.2 Transferts d'énergie anisotropes

Les mesures de transfert d'énergie étaient limitées jusqu'à présent aux mesures au plan horizontal, sur la "petite" plateforme tournante (§ 3.4.4). Il s'agit ici de transferts turbulence-turbulence, et non de transferts turbulence-mode comme au paragraphe précédent. Une perspective intéressante pour le futur sera d'étendre ces mesures dans le plan vertical, afin de caractériser directement l'anisotropie des transferts d'énergie, et découpler en particulier les aspects de transferts *angulaires* (i.e. vers les angles proches de l'horizontale) et *en échelle* $|\mathbf{r}|$ (cascade, directe ou inverse).

Une telle étude nécessite une généralisation anisotrope de la loi de von Kármán-Howarth (3.4) au cas en rotation. Cette généralisation fait actuellement l'objet d'efforts théoriques soutenus [59, 20]. Une première adaptation de la loi au cas quasi-isotrope sous l'effet d'une faible rotation a été proposée par Chakraborty & Bhattacharjee (2007) [27]. Une avancée significative sur ce sujet est celle de Galtier (2009) [59], qui propose une généralisation de cette loi basée sur le moment d'ordre 3 des projections des incréments de vitesse selon un angle dépendent de la vitesse de rotation du référentiel (et donc du nombre de Rossby). Au stade actuel de développement de cette approche, la paramétrisation de cet angle est effectuée de façon phénoménologique, à partir de la relation de dispersion des ondes d'inertie.

Des mesures de PIV stéréoscopique dans le plan vertical devraient permettre d'accéder expérimentalement à ces transferts d'énergie anisotropes. Une première approche peut consister à étudier le terme de flux d'énergie dans l'espace des échelle, exprimé par la fonction de structure d'ordre 3 anisotrope :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \langle \delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) [\delta \mathbf{u}(\mathbf{r})]^2 \rangle,$$

où $\delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{u}(\mathbf{r})$ est l'incrément vectoriel de vitesse. La composante radiale de ce flux, $F_r = \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_r$, caractérise la "cascade" en échelle, tandis que la composante orthoradiale, $F_\theta = \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_\theta$, les transferts angulaires. Dans le cas isotrope, on a $F_\theta = 0$, et le flux vérifie la relation

$$\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}) = -4\epsilon,$$

équivalent à la loi des 4/5 pour la fonction de structure longitudinale d'ordre 3, $S_3(r)$.

La mesure directe par PIV du terme de flux $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ devrait permettre de caractériser pour la première fois expérimentalement les transferts anisotropes dans l'espace des échelles. Elles devraient constituer une alternative intéressante à la détermination du terme de transfert $T(\mathbf{k})$ dans l'espace de Fourier, plus naturelle pour les simulations mais trop délicate à partir de mesures expérimentales. Ces mesures devraient en outre permettre d'élucider l'origine du changement de signe de $S_3(r)$ que nous avons identifiée pour les incréments purement horizontaux (§ 3.4.4).

3.5.3 Intermittence

Enfin, une dernière piste intéressante, et encore inexplorée, serait de caractériser l'influence de la rotation sur les propriétés d'intermittence de la turbulence. L'intermittence est définie ici dans le domaine inertiel, par l'existence de lois d'échelles anormales des fonctions de structure

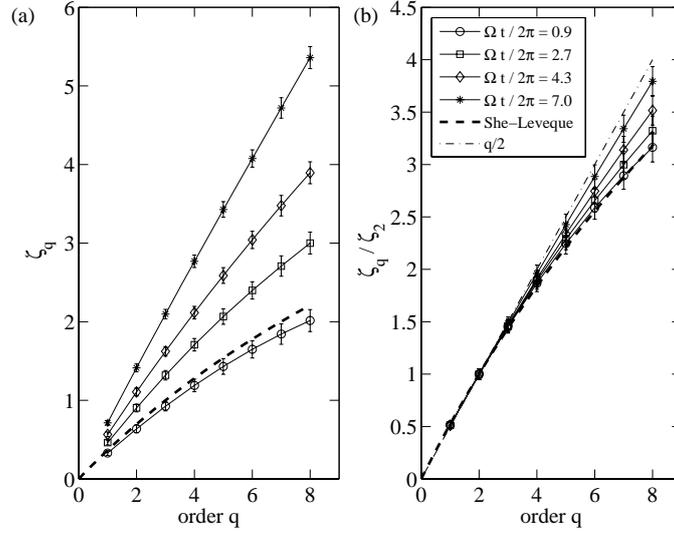


FIG. 3.12 – Exposants de fonction de structures mesurées dans le plan normal à l’axe de rotation, au cours du déclin. (a), Exposants bruts ζ_q , mesurés à partir de la relation $\langle |\delta u(r)|^q \rangle \sim r^{\zeta_q}$. (b), Exposants relatifs ζ_q/ζ_2 , mesurés par la méthode *Extended Self Similarity* [10]. D’après Seiwert *et al.* (2008) [120].

d’ordre élevé, $\langle |\delta u(r)|^q \rangle \sim r^{\zeta_q}$ avec $\zeta_q \neq q/3$ [57]. Ces lois d’échelles anormales sont la signature de densités de probabilités des incréments de vitesse non autosimilaires à travers les échelles, et ont fait l’objet d’une littérature abondante ces dernières années en turbulence 3D.

Des premiers résultats prometteurs ont été obtenus sur les fonctions de structure restreintes au plan normal à l’axe de rotation (voir la figure 3.12) [120]. Nous avons observé que l’évolution temporelle des exposants d’ordre élevé est essentiellement asservie à l’évolution de l’exposant d’ordre 2, qui est lié au “raidissement” du spectre d’énergie (grandes échelles contenant relativement plus d’énergie en présence de rotation). En revanche, les exposants relatifs, ζ_q/ζ_2 , montrent une évolution claire entre une situation d’intermittence 3D à temps court et une situation d’intermittence réduite à temps long (i.e. $\zeta_q/\zeta_2 \rightarrow q/2$), en accord qualitatif avec la turbulence 2D. Ces résultats ont été confirmés par des simulations numériques récentes en turbulence en rotation forcée (Thiele & Müller (2009) [129]).

L’extension de ces résultats aux fonctions de structure anisotropes devrait constituer une percée importante dans ce domaine. La possibilité notamment d’extraire le mode 2D (par moyennage vertical de la vitesse horizontale) devrait permettre d’étudier séparément les différentes contributions des fonctions de structure, et de caractériser en particulier les propriétés d’intermittence de la composante 2D et de la composante résiduelle.

Chapitre 4

Ondes de surface

4.1 Introduction

Le dernier chapitre de ce mémoire, relatif aux ondes de surface, est en fait constitué de 2 contributions originales : la première, de nature instrumentale, présente une nouvelle technique optique de mesure d’interface extrêmement sensible, nommée “Free-Surface Synthetic Schlieren” (FS-SS), et développée avec Marc Rabaud depuis 2007. La seconde concerne l’étude d’une instabilité sous-harmonique apparaissant dans un système d’ondes capillaires excitées localement, menée avec Marc Rabaud et Guy-Jean Michon depuis 2008.

Parmi les méthodes destinées à la mesure des ondes de surface, les méthodes optiques sont de loin les plus intéressantes : non intrusives, elles sont potentiellement de résolution spatiale et temporelle largement supérieures aux échelles caractéristiques considérées. Le point de départ de cet axe de recherche se trouve en fait dans le chapitre précédent, au sujet des mesures par PIV effectuées à travers la surface libre dans les expériences menées sur la plateforme Coriolis. En effet, dans cette expérience, la présence d’ondes de surface induites par le passage de la grille se trouve contribuer significativement au bruit de mesure : au déplacement “réel” des particules advectées à la vitesse \mathbf{U} du fluide, $\delta\mathbf{x} = \mathbf{U}\delta t$, s’ajoute un déplacement “apparent” lié à la réfraction des rayons lumineux allant de la particule à la caméra à travers la surface libre, de l’ordre de $\delta\mathbf{x}' = (1 - 1/n)(h/2)\nabla h$, où n est l’indice optique de l’eau, $h/2$ la distance entre le plan des particules éclairées par la nappe laser et la surface, et ∇h la pente locale de l’interface au point d’incidence. En remplaçant les particules de PIV par un motif fixe de “particules synthétiques” imprimées, il est ainsi possible de mesurer $\delta\mathbf{x}'$ seul, et l’on peut remonter à la pente ∇h puis, par intégration, à la hauteur locale $h(x, y)$.

Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons le principe de la méthode FS-SS, en s’attachant à décrire son domaine d’application comparé à quelques autres techniques “concurrentes”. Les détails de la méthode sont donnés dans l’article Moisy *et al.* (2009) [99], reproduit à la suite de ce chapitre. Dans une deuxième partie, nous introduirons une expérience originale de génération d’ondes capillaires paramétriques de type Faraday, excitées par un forçage local. Enfin, nous proposerons un certain nombre de perspectives concernant les améliorations possibles de la méthode de mesure, pouvant ouvrir vers d’autres applications, comme l’étude de la turbulence d’ondes gravito-capillaires.

4.2 Technique de Free-Surface Synthetic Schlieren

4.2.1 Quelques précurseurs

L'idée d'utiliser la réflexion ou la refraction pour mesurer la pente locale d'une interface fluide remonte aux travaux de Cox (1958) [38], dans le contexte de l'utilisation des scintillements dûs à la réflexion du soleil à la surface de la mer, afin de détecter le passage de navires depuis le ciel. Dans cet exemple, la source de lumière peut être considérée comme collimatée (soleil à l'infini), ce qui conduit à un résultat particulièrement simple : les points scintillants sont les points I à la surface de l'eau tels que la pente locale satisfait la condition de réflexion soleil \rightarrow I \rightarrow oeil, sans influence de la hauteur locale.

L'utilisation de la réfraction en lumière diffuse, et non collimatée, simplifie considérablement la mise en œuvre pratique de la configuration optique, au détriment de la formulation géométrique du problème. La réfraction de lumière diffuse correspond à la situation usuelle dans laquelle on observe un objet à travers un milieu présentant des variations d'indice optique. Cette situation s'apparente alors à la technique de la strioscopie, ou "Schlieren" (de l'allemand "déformer"), très utilisée en aérodynamique pour les écoulements supersoniques.

La version numérique du Schlieren, avec utilisation d'un algorithme d'intercorrélation pour la mesure du déplacement des points, a été proposée en 1999 par Sutherland *et al.* [125], sous le nom de "Synthetic Schlieren" (SS), puis en 2002 par Meier [85], sous le nom de "Background-Oriented Schlieren" (BOS). Dix ans plus tard, ces deux noms sont largement employés, le premier l'étant plutôt dans la communauté des fluides stratifiés (les variations de densité, et donc d'indice, étant liées aux variations de concentration, le plus souvent la salinité), et le second dans la communauté des fluides compressibles (les variations de densité étant alors liées aux effets de compressibilité).

Qu'il s'agisse d'effets de stratification ou de compressibilité, les méthodes SS ou BOS conduisent à une mesure essentiellement qualitative : les déplacements apparents induits par les gradients d'indice sont le résultat des déplacements élémentaires accumulés le long du chemin optique traversant le milieu considéré. Ainsi, sauf dans le cas de géométries très simplifiées, il n'est pas possible de remonter au champ 3D d'indice optique, et donc de densité, ayant donné lieu au déplacement 2D observé.

Dans le cas où le milieu traversé présente un saut d'indice optique séparant deux régions d'indice constant, il est possible, moyennant certaines approximations, de pousser la méthode un pas au-delà, et de relier le déplacement apparent à la hauteur locale de l'interface, offrant ainsi une méthode quantitative de mesure. C'est Kurata (1990) [72] qui, le premier, propose cette approche, sans disposer alors de méthode d'intercorrélation pouvant automatiser la mesure du déplacement. Dalziel *et al.* (2000) [39] note que la méthode de Synthetic Schlieren peut être utilisée pour une mesure quantitative de la surface, et une première mise en œuvre expérimentale est présentée dans la thèse de Elwell (2004) [53]. Notre contribution à cette méthode a été de proposer une formulation bi-dimensionnelle complète du problème, et de démontrer sous quelles conditions la linéarité entre déplacement apparent et gradient de hauteur pouvait être obtenue.

4.2.2 Principe de la méthode

Le principe général de la méthode consiste à reconstruire la hauteur de l'interface $h(x, y)$ étant donné un couple d'images (I_0, I_1) , où $I_0(x, y)$ est l'image d'un objet de référence obtenue lorsque l'interface est plane ($h = cste$), et $I_1(x, y)$ l'image de ce même objet vu à travers

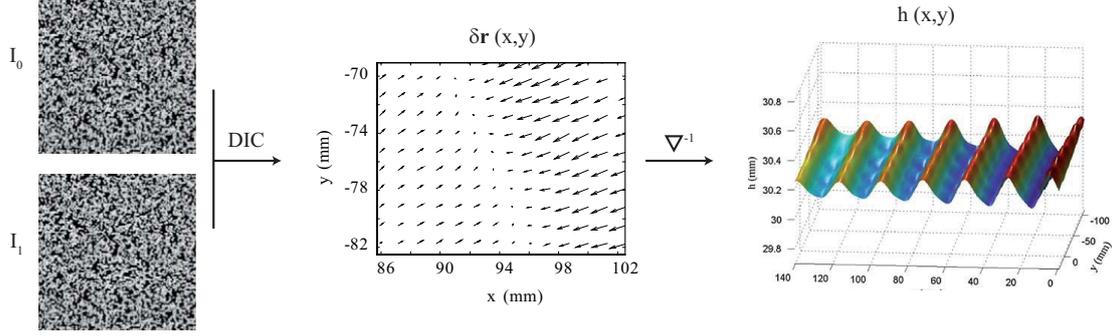


FIG. 4.1 – Principe de la méthode Free-Surface Synthetic Schlieren : L'image de référence I_0 est obtenue à travers l'interface plane, et l'image I_1 à travers l'interface déformée à un instant donné. Le champ de déplacement apparent $\delta \mathbf{r}(x, y)$ est obtenu par un algorithme de DIC (Digital Image Correlation) à partir du couple (I_0, I_1) . Enfin, le champ de déformation $h(x, y)$ est obtenu par intégration numérique du champ de déplacement.

l'interface déformée $h(x, y)$:

$$(I_0, I_1) \rightarrow h(x, y).$$

En pratique l'objet de référence est un motif plan situé sur le plan focal objet lorsque l'interface est plane. Une telle reconstruction n'est possible que si l'application $F_h : I_0 \rightarrow I_1$ est bijective, donc inversible, ce qui revient à supposer qu'il n'existe pas de croisement de rayons lumineux, i.e. de "caustiques".

Même en l'absence de caustiques, ce problème reste particulièrement délicat dans le cas général. Une première simplification est obtenue en supposant qu'il existe un champ de déplacement $\delta \mathbf{r}(x, y)$ permettant de passer de I_0 à I_1 . La méthode FS-SS telle que nous l'avons développée se décompose ainsi en deux étapes distinctes, résumées en figure 4.1 : la détermination du déplacement $\delta \mathbf{r}$ à partir du couple d'images (I_0, I_1) , puis la reconstruction de la hauteur $h(x, y)$ à partir de $\delta \mathbf{r}$:

$$(I_0, I_1) \rightarrow \delta \mathbf{r}(x, y) \rightarrow h(x, y).$$

Une solution générale de la première étape du calcul, $(I_0, I_1) \rightarrow \delta \mathbf{r}$, peut s'obtenir en supposant que le déplacement $\delta \mathbf{r}$ est infinitésimal, et est donc solution de l'équation de continuité exprimée pour le champ d'intensité lumineuse,

$$\delta I + \nabla(\delta \mathbf{r} I) = 0,$$

avec $\delta I = I_1 - I_0$. Cette hypothèse est à la base de l'approche dite de *flot optique* [4].

La seconde étape, $\delta \mathbf{r} \rightarrow h(x, y)$, nécessite une modélisation géométrique du tracé des rayons lumineux entre les différents points de l'objet, l'interface et le capteur de la caméra. Là encore, des hypothèses simplificatrices sont nécessaires, et notre contribution se limite au cas le plus simple, lorsque 3 approximations sont simultanément satisfaites. Ces 3 approximations permettent une linéarisation du problème vis-à-vis de 3 petits paramètres :

1. Angle de paralaxe β négligeable, obtenu lorsque la caméra est située à l'infini ;
2. Faible pente de l'interface ($\delta h / \lambda \ll 1$) ;
3. Amplitude de déformation petite comparée à la distance surface - objet ($\delta h / h_p \ll 1$).

A noter que l'hypothèse d'inversibilité (absence de caustiques), utilisée dans la première étape $(I_0, I_1) \rightarrow \delta \mathbf{r}$, implique en fait que $\delta h/h_p \ll (\delta h/\lambda)^2$, ce qui fait que la 3ème approximation est nécessairement satisfaite dès lors que la 2ème l'est.

Lorsque ces 3 approximations sont satisfaites, nous avons montré qu'il existait une relation linéaire entre le gradient local ∇h et le déplacement apparent $\delta \mathbf{r}$,

$$\nabla h = - \left(\frac{1}{\alpha h_p} - \frac{1}{H} \right) \delta \mathbf{r}, \quad (4.1)$$

où H est la distance surface-caméra, et $\alpha = 1 - 1/n$. La reconstruction du champ de hauteur $h(x, y)$ s'obtient alors par inversion de l'équation (4.1), soit formellement

$$h = - \left(\frac{1}{\alpha h_p} - \frac{1}{H} \right) \nabla^{-1} \delta \mathbf{r}. \quad (4.2)$$

4.2.3 Mise en œuvre pratique et résolution

D'un point de vue pratique, le champ de déplacement $\delta \mathbf{r}$ est obtenu par un algorithme de DIC, *Digital Image Correlation*, appliqué aux images I_0 et I_1 . Dans cette approche, un vecteur déplacement est obtenu pour chaque fenêtre d'interrogation, de taille typique 16×16 pixels. Un tel algorithme est utilisé classiquement en PIV, où le champ de vitesse recherché est simplement donné par $\mathbf{v} = \delta \mathbf{r}/\delta t$, avec δt est le temps entre les 2 images. La construction optimale de l'objet, en pratique un motif de points aléatoires imprimés, est rendue possible grâce aux tests reportés dans l'abondante littérature sur les algorithmes de PIV [1, 114]. Empiriquement, le motif de point et le calcul DIC doivent satisfaire les 3 "règles d'or" :

1. Taille caractéristique des petites structures du motif ("particules") $\simeq 2 - 3$ pixels,
2. Au moins 5 "particules" par fenêtre d'interrogation,
3. Déplacement apparent typique de l'ordre du tiers de la fenêtre d'interrogation.

La mise en œuvre de la seconde étape, $\delta \mathbf{r} \rightarrow h(x, y)$, repose sur l'inversion numérique du gradient discrétisé sur la grille de mesure. En notant $M \times N$ la dimension de cette grille, l'équation (4.2) fournit $2MN$ équations (les valeurs des 2 composantes du champ de déplacement mesuré) pour MN inconnues (la hauteur en chaque point) : le système est dit *sur-déterminé*. L'inversion de ce système peut donc être réalisée au sens des moindres carrés, en recherchant le champ $h(x, y)$ minimisant le résidu $|\nabla h - \xi|^2$, où $\xi = -(1/h_p - 1/H)\delta \mathbf{r}$. Une telle approche présente l'avantage d'être très efficace numériquement, et très robuste à la présence de vecteurs erronés.

Au final, une reconstruction du champ de hauteur avec une précision de l'ordre de 1 % de l'amplitude des déformations est obtenue par cette méthode. En pratique, pour des champs de l'ordre de quelques cm à quelques dizaines de cm, une résolution verticale de l'ordre de 1 à 10 μm , pour des amplitudes typiques de l'ordre de 0.1 à 1 mm, est obtenue. Bien qu'une étude systématique n'ait pas été réalisée concernant le degré de sensibilité vis-à-vis des 3 petits paramètres du problème, en pratique nous avons constaté que cette résolution de l'ordre de 1 % restait valide lorsque les 3 paramètres étaient de l'ordre de 10 %.

4.2.4 Quelques applications

La méthode FS-SS n'est pas adaptée à toutes les situations : elle nécessite un accès optique par réfraction, et est limitée à la mesure de déformations de pente et d'amplitude assez

faibles. Cependant, lorsqu'elle est applicable, cette méthode est probablement celle présentant la meilleure résolution spatiale comparée aux méthodes concurrentes. De plus, il n'existe aucune limitation intrinsèque de la résolution temporelle : la dynamique des ondes capillaires à haute fréquence peut ainsi être résolue, avec la démocratisation des caméras rapides (des caméras CMOS à 5 kHz, de résolution 1024^2 pixels, sont maintenant disponibles en laboratoire).

En revanche, lorsque les pentes ou amplitudes relatives deviennent plus prononcées, typiquement au-delà de 20%, des méthodes alternatives sont préférables, comme la méthode de profilométrie par transformée de Fourier, récemment décrite par Cobelli *et al.* (2009) [32], qui fonctionne par réflexion et non par réfraction.

Nous avons exploré quelques applications potentielles de cette méthode. Nous en décrivons brièvement deux ci-après : le problème de l'étalement d'une goutte d'huile sur un substrat, et le sillage de Kelvin d'un obstacle translaté à la surface de l'eau. L'application au problème de l'impact d'une goutte d'eau dans un bain d'eau est présentée dans l'article Moisy *et al.* (2009) [99]. La section suivante décrit plus en détail la mise en oeuvre de cette technique pour l'étude des ondes de Faraday, au travers de deux expériences originales : la dynamique d'une goutte "marchant" à la surface d'un bain liquide oscillé verticalement [51], et une expérience d'ondes capillaires excitées par un forçage paramétrique local, qui fait actuellement l'objet d'une étude plus approfondie [94].

Une routine disponible sous Matlab a été mise au point pour la reconstruction de la surface libre, et intégrée à la toolbox "PIVMat"¹ (librement distribuée sous licence BSD). En dehors des applications décrites ci-après, nous sommes en contact avec un certain nombre d'équipes utilisant aujourd'hui la méthode FS-SS :

- Structuration induite par séchage de films de polymère (groupe de J. Krenn, Université de Karlsruhe) [71],
- Déformation de microcanaux (groupe de C. Baroud, LadHyx, Ecole Polytechnique) [41],
- Ressaut hydraulique et interaction ondes-écoulement (groupe de G. Rousseaux, Laboratoire J.A. Dieudonné, Université de Nice Sophia Antipolis).

Etalement d'une goutte d'huile

Le problème de l'étalement d'une goutte sur un substrat est un problème classique de mécanique des fluides, aux nombreuses applications pratiques [12]. La dynamique de l'étalement résulte d'une compétition entre l'effet de la gravité, qui tend à accélérer l'étalement, et l'effet joint de la viscosité et de la tension de surface, qui tendent à le freiner.

Nous avons réalisé quelques expériences préliminaires d'étalement d'une goutte basée sur la méthode FS-SS [98]. La figure 4.2 montre une image reconstruite de la surface de la goutte lors de l'étalement. Cette géométrie est *a priori* délicate, car l'hypothèse de faible variation de l'amplitude ne peut être satisfaite au niveau de la ligne de contact, pour laquelle l'amplitude passe d'une valeur nulle à une valeur finie. L'astuce expérimentale consiste ici à intercaler, entre la goutte et le motif de points, une plaque de plexiglass épaisse, d'indice optique proche de celui de la goutte, de sorte que les variations d'amplitude totale restent faibles (figure 4.2a). En revanche, l'hypothèse de faible pente rend impossible la reconstruction de la goutte à temps court. Les mesures de l'évolution du rayon de la goutte à temps long (figure 4.2c) sont en excellent accord avec les prédictions théoriques [12].

¹Téléchargeable à l'adresse <http://www.fast.u-psud.fr/pivmat>. Un tutorial pour la mise en oeuvre d'un système de FS-SS est disponible à l'adresse <http://www.fast.u-psud.fr/~moisy/sgbos/tutorial.php>.

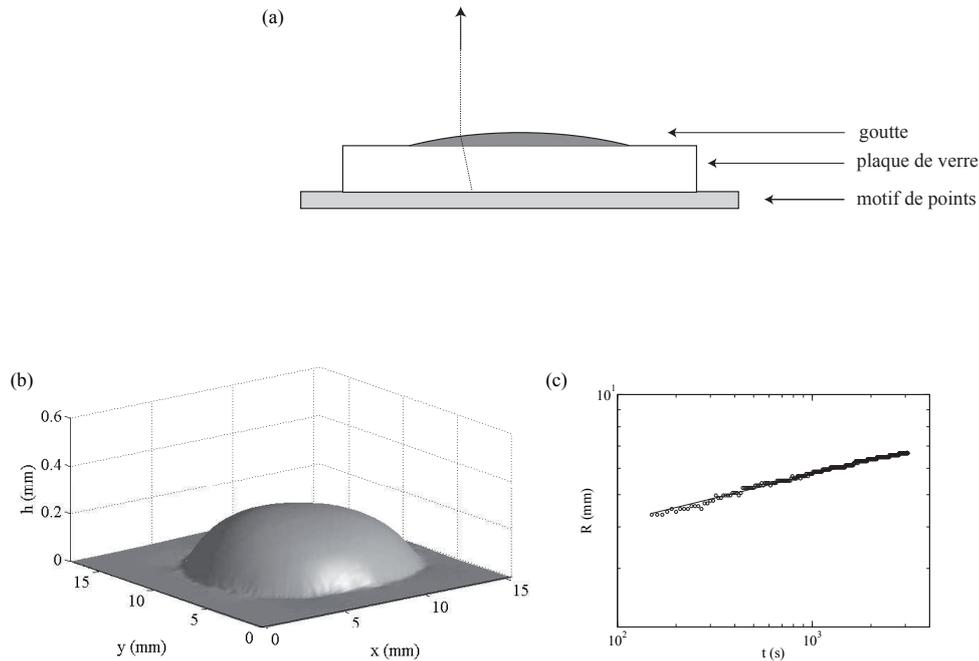


FIG. 4.2 – (a) Montage optique pour la mesure de la topographie d’une goutte en étalement. La plaque de verre est destinée à satisfaire la condition de faible variation de hauteur motif de point – surface. Le rayon lumineux représenté suppose l’égalité des indices optiques verre – goutte, et une caméra à l’infini. (b) Exemple de mesure de surface de goutte par FS-SS, obtenu 800 s après le dépôt de la goutte (échelle verticale dilatée). (c) Evolution temporelle du rayon de la goutte, et ajustement avec $t^{0.14}$.

Sillage de Kelvin

Au-delà d’une certaine vitesse, la translation d’un obstacle à la surface d’un liquide génère un sillage en aval de celui-ci : il s’agit du sillage de Kelvin [75]. L’existence d’une vitesse seuil, de l’ordre de 23 cm/s dans le cas de l’interface eau-air, est une conséquence de la variation non monotone de la vitesse de phase des ondes gravito-capillaires, qui présente un minimum lorsque la longueur d’onde est égale à la longueur capillaire $\ell_c = (\gamma/\rho g)^{1/2}$. Si la vitesse de translation est suffisamment grande, un angle de sillage constant est sélectionné, dont la valeur dépend du rapport entre vitesse de phase et vitesse de groupe, et valant classiquement 39° dans le cas des ondes de gravité.

L’apparition de ce sillage s’accompagne d’une force de traînée venant s’ajouter à la traînée visqueuse ou inertielle classique, et dont le travail correspond à l’énergie rayonnée dans le sillage. Un certain nombre de problèmes ouverts concernent cette traînée de vague à la transition : discontinuité ou non de la force de traînée, existence d’une “pré-transition”, rôle de la viscosité, etc. [15, 17]. Une mesure non intrusive de cette force de traînée, s’affranchissant des autres contributions, permettrait d’aborder expérimentalement ces questions sous un angle nouveau. Une telle mesure pourrait être réalisée indirectement, grâce à un bilan de quantité de mouvement et d’énergie réalisé à partir du champ d’amplitude mesuré.

Des résultats préliminaires prometteurs ont été obtenus dans cette direction, grâce à la mise en place d’un montage expérimental original permettant d’accéder au sillage au voisinage de l’obstacle (fig. 4.3a). Dans cette expérience, un obstacle de petite taille est translaté à vitesse

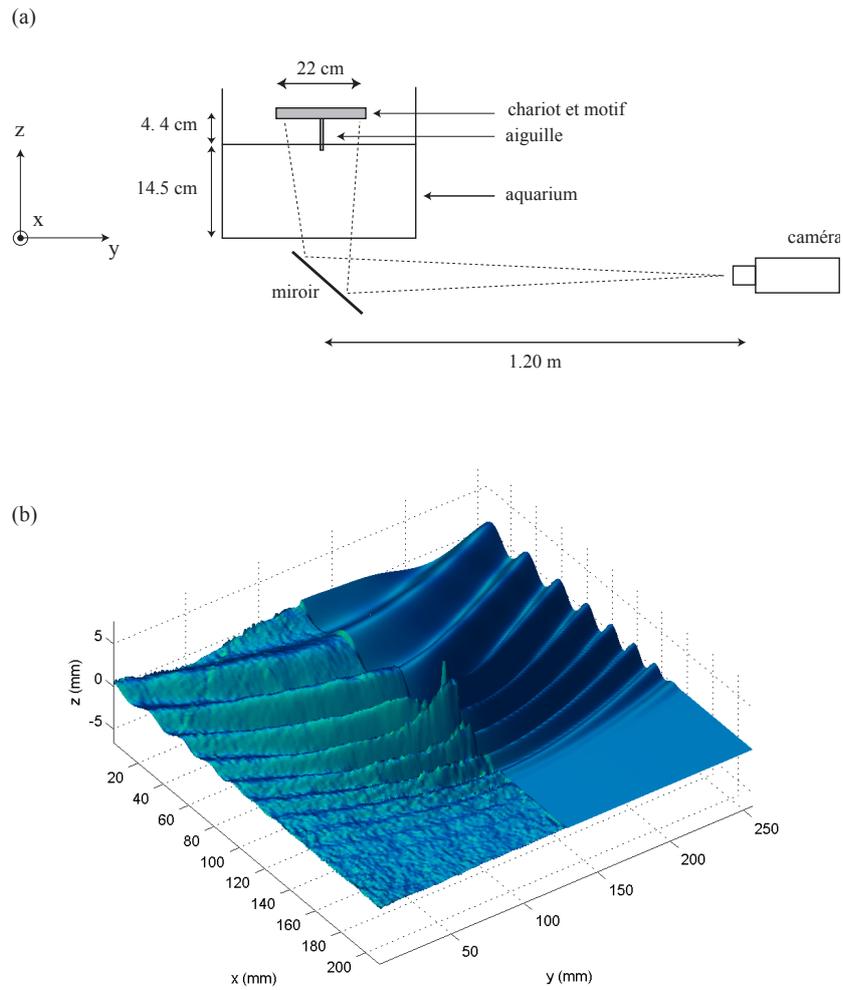


FIG. 4.3 – (a) Vue en coupe du dispositif expérimental destiné à mesurer le sillage en aval d'un obstacle. Une aiguille de diamètre 1 mm, solidaire d'un support du motif de points, est translaté à vitesse constante selon x le long d'un canal. L'image dans le plan (x, y) est prise par une caméra située sous le canal. (b) Comparaison entre simulation numérique (à droite) et mesure par FS-SS (à gauche) du sillage (vitesse 24 cm s^{-1}).

constante, proche de la valeur critique de 23 cm/s, le long d'un canal de 2 m de long. Le passage de l'obstacle dans le champ de vision de la caméra située sous le canal (dont le fond est transparent) déclenche l'acquisition de l'image. Le sillage reconstruit est en très bon accord avec la forme de sillage prédite par une simulation numérique, dans laquelle la perturbation est modélisée par une déformation gaussienne de l'interface (fig. 4.3b). Des expériences similaires, basées sur le sillage d'un objet translaté complètement immergé, sont actuellement à l'étude dans le groupe de C. Clanet (LadHyx, Ecole Polytechnique).

4.3 Expériences de Faraday

4.3.1 Instabilité paramétrique

Lorsqu'une surface libre est excitée périodiquement, sa réponse peut être sous-harmonique : l'énergie injectée par l'excitation vient amplifier une oscillation à une fréquence moitié moindre [87]. Un tel mécanisme est qualifié de *paramétrique*, par analogie avec le pendule paramétrique pour lequel un des paramètres, par exemple la longueur l ou la gravité g , et donc la fréquence propre $\sqrt{g/l}$, varie avec le temps. Ainsi, si l'on considère une surface libre comme un ensemble d'oscillateurs, présentant un continuum de pulsations propres potentiellement excitables, alors une pulsation propre donnée, ω , sera sélectionnée et entrera en résonance si elle est excitée par un forçage de pulsation 2ω [9]. L'équation d'évolution de l'amplitude associée à cet oscillateur de pulsation ω est une équation de Mathieu, qui décrit classiquement la dynamique d'un pendule excité périodiquement. En pratique, la dissipation visqueuse viendra s'opposer à un tel mécanisme d'amplification paramétrique, et l'instabilité ne pourra se développer qu'au-delà d'un certain seuil d'excitation [26].

Une telle instabilité sous-harmonique d'une surface libre est classiquement observée dans l'expérience dite "de Faraday" (1831) [56] : un bain liquide est oscillé verticalement, et est donc soumis à une gravité apparente périodique dans le référentiel de l'oscillation. Dans cette situation, l'homogénéité spatiale du forçage fait que, si un vecteur d'ondes \mathbf{k} donné est excité par un tel mécanisme paramétrique, alors le vecteur d'onde opposé $-\mathbf{k}$ le sera également : il en résulte donc de façon générique un motif d'ondes sous-harmoniques nécessairement stationnaires. Il n'en ira pas de même au § 4.3.3, dans lequel le forçage sera inhomogène, conduisant de façon plus générale à l'existence d'ondes sous-harmoniques propagatives cette fois-ci.

L'instabilité de Faraday homogène a été étudiée de façon approfondie ces dernières années [30, 48, 46, 52]. Une des motivations de ces études était la transition vers le chaos spatio-temporel dans ce système loin du seuil de l'instabilité, et l'apparitions de phénomènes non-linéaires remarquables, comme la propagation de solitons. Dans la suite, nous décrirons deux systèmes physiques voisins : l'expérience du "marcheur", étudiée dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe d'Y. Couder (MSC, Université Paris-Diderot), et l'expérience d'ondes transverses excitées localement, étudiée avec M. Rabaud (FAST).

4.3.2 L'expérience du "marcheur"

Considérons une expérience "de Faraday" classique, consistant en un bain liquide soumis à une oscillation verticale, d'accélération légèrement inférieure à l'accélération critique de Faraday (fig. 4.4a). Alors, sous certaines conditions, une goutte du même liquide déposée sur le bain va se mettre à rebondir sans coalescer, grâce au film d'air sans cesse renouvelé situé entre la goutte et le bain. Si la période du rebond est double de celle du forçage, comme

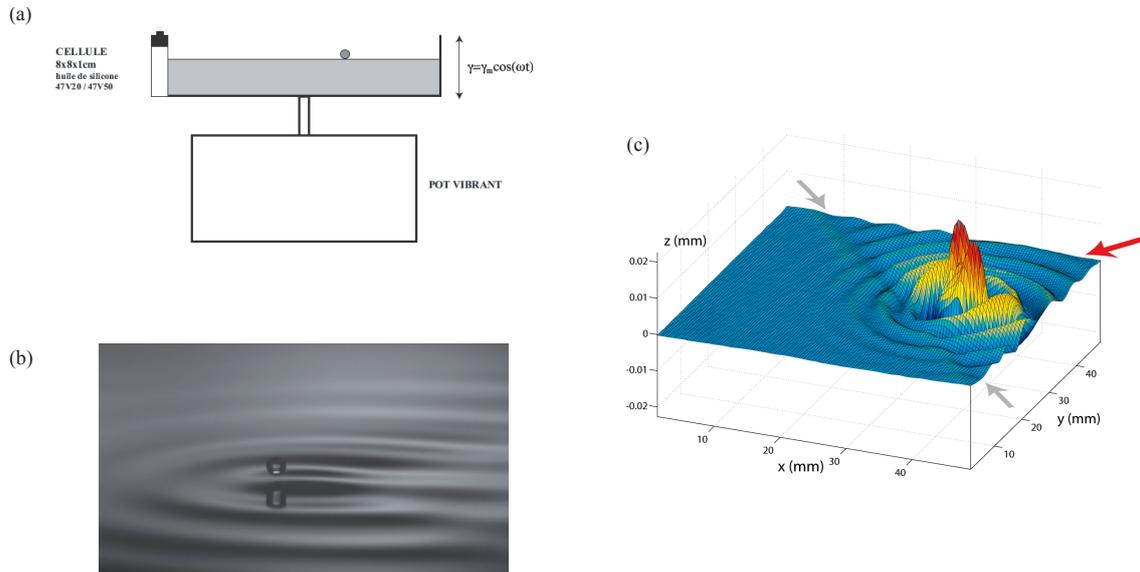


FIG. 4.4 – Expérience du “marcheur” (Couder *et al.* (2005) [37]). (a) Dispositif expérimental : sur un bain d’huile oscillé verticalement, une goutte d’huile de taille millimétrique est déposée. (b) Vue en perspective d’un marcheur. (c) Exemple de champ d’onde reconstruit par la méthode FS-SS, illustrant l’atténuation de l’onde du “marcheur” lorsque celui-ci passe d’une zone profonde (à droite) vers une zone de moindre profondeur à gauche. D’après Eddi *et al.* (2009) [51].

dans l’expérience classique de cascade par dédoublements de période d’une bille sur un plateau oscillant [112], alors la goutte va exciter localement des ondes de Faraday évanescentes (fig. 4.4b). L’interaction entre la goutte et les ondes ainsi émises peut alors conduire à une brisure de symétrie, et à l’apparition d’une impulsion dans une direction arbitraire : la goutte se met spontanément à “marcher” à vitesse constante à la surface du bain liquide.

Un tel “marcheur” constitue ainsi un objet physique original, introduit par Couder *et al.* (2005) [37], résultat de l’association d’une goutte rebondissant sur un bain liquide oscillé verticalement et du champ d’onde généré par celle-ci. Le double aspect “onde” et “particule” de cet objet composite lui confère un certain nombre de propriétés remarquables, reproduisant à l’échelle macroscopique certains comportements des systèmes quantiques : motifs d’interférences lors du passage par des fentes d’Young, ou encore franchissement stochastique d’une barrière de potentiel par effet tunnel.

Dans l’expérience d’effet tunnel, qui a fait l’objet de l’article Eddi *et al.* (2009) [51], un “marcheur” est confiné dans une région de l’espace délimité par une “barrière de potentiel”, modélisée ici par une variation locale de la profondeur du bain liquide. La figure 4.4(c) montre l’onde évanescence générée par un tel marcheur située en bordure de la barrière. Dans ces expériences, les mesures par FS-SS ont permis de reconstruire le champ d’onde entourant la goutte en disposant le motif de points aléatoires au fond de la cuve oscillée, et en déclenchant l’acquisition sur la phase de l’oscillation du bain liquide. Les pentes trop élevées n’ont pas permis de réaliser de mesure du champ de déplacement apparent au voisinage immédiat de la goutte. Cependant, la zone non mesurée est ici de taille suffisamment faible pour que la reconstruction soit fiable jusqu’à une distance à la goutte de l’ordre d’une fraction de longueur d’onde de Faraday, ce qui s’est avéré suffisant pour analyser le champ d’onde lointain.

Ces mesures ont permis de mettre en évidence que, bien que le marcheur ne puisse exister

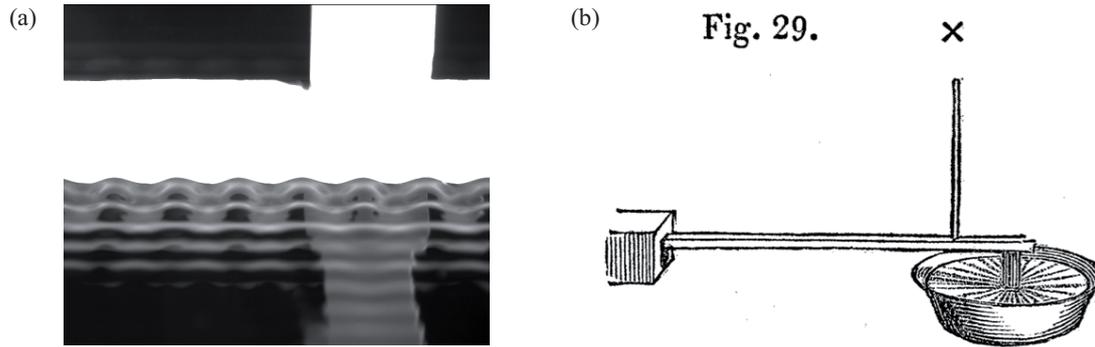


FIG. 4.5 – (a) Ondes capillaires générées par l’oscillation verticale d’une plaque partiellement immergée. On distingue une onde longitudinale, dont les crêtes sont parallèles à la plaque et se propageant à fréquence f , et une onde transverse, dont l’intersection avec la plaque est stationnaire, et oscillant à fréquence $f/2$. (b) Reproduction de la figure de l’article de Faraday (1831) [56], montrant la génération d’ondes transverses par oscillation verticale d’un obstacle cylindrique à la surface de l’eau.

en régime stationnaire sur l’épaisseur de la barrière elle-même, le caractère non-local de l’onde lui permet toutefois de franchir cette barrière, avec une probabilité qui dépend de l’épaisseur de celle-ci. Ces observations suggèrent donc que ce système fournit une modélisation “classique” de l’effet tunnel.

4.3.3 Ondes Transverses

Nous avons vu au § 4.3 que, dans le cas d’une excitation périodique homogène en espace, l’absence de direction privilégiée sélectionnait les vecteurs d’ondes par paire, $\pm\mathbf{k}$, conduisant à un motif d’ondes sous-harmoniques stationnaires. Nous nous intéressons ici à une situation nouvelle plus riche, résultant d’un forçage cette fois-ci localisé dans l’espace : les ondes sous-harmoniques qui en résultent ne sont plus nécessairement stationnaires. Lorsque l’excitation est confinée dans une région de l’espace, situation obtenue typiquement par l’oscillation d’un obstacle circulaire ou allongé, on obtient ainsi un motif d’ondes transverses, ou *cross-waves* [7, 128].

Le terme “transverse” vient du fait que la crête de ces ondes sous-harmoniques est en général perpendiculaire à la crête des ondes propagatives harmoniques usuelles. Une illustration d’une telle onde transverse excitée localement est donnée en figure 4.5(a). Dans cette expérience, une plaque verticale partiellement immergée dans l’eau est mise en oscillation verticale, et il apparaît le long de cette plaque une modulation stationnaire oscillant à une fréquence moitié moindre de celle de la plaque. En d’autres termes, après un aller-retour de la plaque, les maxima et les minima du profil sont échangés, tandis que les nœuds de l’onde sont restés immobiles.

Il est remarquable de noter que la première observation de telles ondes transverses est due à Faraday lui-même, dans son article fondateur de 1831 [56]. L’usage a consacré aujourd’hui le terme “instabilité de Faraday” au cas particulier d’un forçage homogène (vu comme une gravité modulée dans le référentiel de l’oscillation), tandis que le terme “ondes transverses” prévaut dans le cas d’un forçage localisé. Nous reproduisons en figure 4.5(b) le dessin original de l’article de Faraday (1831) [56] : dans cette expérience ingénieuse, l’obstacle cylindrique est partiellement immergé, et est oscillé verticalement grâce à une tige reliée à un verre dont le pourtour humidifié est simplement frotté au doigt (à la manière d’un *harmonica de verre*). Les

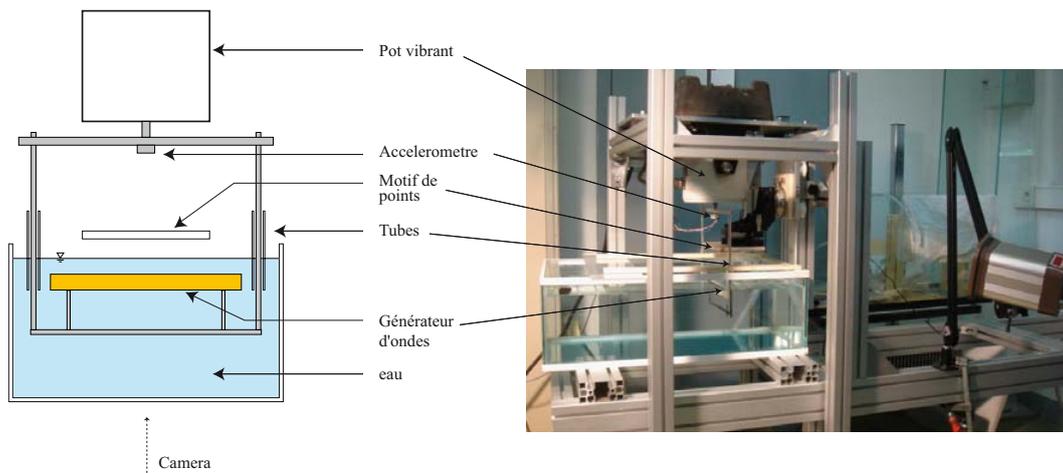


FIG. 4.6 – Schéma et photo du dispositif expérimental. Le générateur d'onde est une plaque plane verticale, complètement immergée, et tenue sur un cadre rigide oscillé verticalement à l'aide d'un pot vibrant. Afin de minimiser les perturbations de la surface libre, les deux tiges latérales de ce cadre traversent la surface libre à l'intérieur de tubes fixes.

ondes transverses ainsi obtenues ont leurs crêtes orientées radialement autour du cylindre, suggérant un vecteur d'onde local purement azimuthal (voir aussi Taneda (1995) [128] pour d'autres visualisations).

Dispositif expérimental

Dans la figure 4.5, on voit que l'amplitude de l'onde transverse est maximale le long de la plaque partiellement immergée, suggérant un rôle important joué par le ménisque. La dynamique d'un ménisque oscillant, même stable, est un problème complexe [46] et rend l'analyse des ondes transverses assez délicate dans cette situation. De plus, d'un point de vue pratique, la ligne de mouillage vient s'accrocher sur de petits défauts de surface et devient difficile à contrôler.

Afin d'éviter la complexité liée à la dynamique du ménisque oscillant, nous avons introduit le montage original représenté en figure 4.6, dans lequel une plaque totalement immergée est mise en oscillation verticale à quelques millimètres sous la surface de l'eau. L'oscillation de la plaque, générée au moyen d'un pot vibrant, est dans la gamme de fréquence 20-60 Hz, et donc dans le régime des ondes capillaires. Pour la reconstruction de la surface libre par la méthode FS-SS, le motif de points est positionné au-dessus de l'interface, tandis que la visualisation est effectuée par dessous.

Nous remarquons que l'instabilité d'ondes transverses est toujours présente dans cette configuration, mais dans une situation épurée, sans la présence de ménisque (figure 4.7a). En outre, l'amplitude des ondes transverses ainsi générées est très supérieure à celle des ondes propagatives longitudinales résiduelles (figure 4.7b), suggérant fortement que ces ondes transverses ne sont pas une instabilité du train d'onde longitudinal primaire.

Structure spatio-temporelle des ondes transverses

Une propriété remarquable des ondes transverses générées localement est qu'elles sont effectivement stationnaires le long du générateur (selon y), comme dans la situation classique

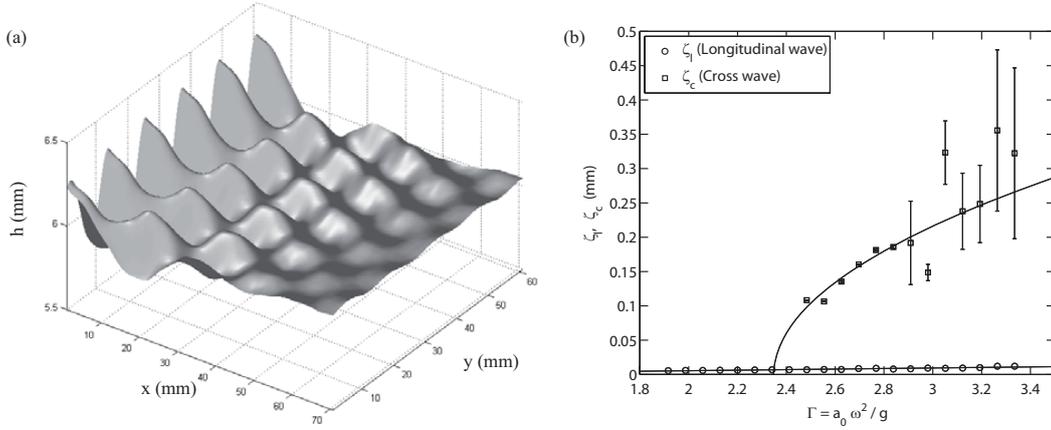


FIG. 4.7 – (a) Interface reconstruite par FS-SS, montrant l’onde transverse. Le générateur d’onde est selon l’axe y , en oscillation verticale à la fréquence de 40 Hz. (b) Amplitudes des ondes transverses ζ_c et des ondes primaires ζ_l en fonction de l’accélération imposée. Au-delà d’une accélération de l’ordre de 2.8, une instabilité secondaire apparaît sous forme de modulations temporelles lentes du motif d’ondes transverses (représentées par les barres d’erreur) [94].

de Faraday, mais qu’elles présentent aussi une composante propagative selon $x > 0$. La pulsation de cette composante propagative est deux fois inférieure à celle de l’excitation, indiquant qu’il s’agit bien d’une réponse sous-harmonique de type Faraday et non d’une composante longitudinale résiduelle.

Ce motif d’ondes transverses peut s’interpréter comme l’interférence de 2 trains d’ondes propagatifs sous-harmoniques, de vecteurs d’ondes \mathbf{k}_+ et \mathbf{k}_- presque alignés avec le générateur (figure 4.8b) : on obtient ainsi une projection anti-parallèle des vecteurs d’onde selon y , conduisant donc à un motif stationnaire le long du générateur, et une projection parallèle selon $x > 0$, conduisant à une propagation. L’angle θ entre \mathbf{k}_\pm et y est de l’ordre de 20° , et correspond à l’angle du motif en quinconce de la figure 4.8(a). Cette configuration fournit ainsi une situation intéressante où il est possible d’observer une réponse sous-harmonique de type Faraday, mais sous forme propagative.

L’angle d’environ 20° du motif d’ondes transverses semble une propriété assez robuste de ce système, ne dépendant pas en particulier de la fréquence d’excitation ni de l’écart au seuil d’instabilité. Cette observation semble exclure la possibilité d’un angle sélectionné par un mécanisme de résonance à 3 ou 4 ondes, pour lequel une dépendance en fréquence peut être prédite. Une explication basée sur un effet de taille finie du générateur peut également être proposée : on pourrait s’attendre en particulier à ce que, dans la limite d’un générateur de longueur infinie, cet angle tende vers 0 par symétrie (invariance selon y). On peut cependant remarquer que l’existence d’un angle θ non nul est nécessaire pour avoir une composante selon $x > 0$ de la vitesse de groupe, et assurer ainsi la possibilité de rayonner à l’infini l’énergie injectée par un tel générateur de longueur infini. Toutefois, des observations préliminaires pour différentes longueurs de générateur (entre 6 et 44 cm) ne semblent pas montrer d’évolution significative de θ .

L’origine de cet angle θ fait actuellement l’objet d’expériences complémentaires. Une comparaison avec une analyse numérique a été initiée dans le cadre d’une collaboration avec E.

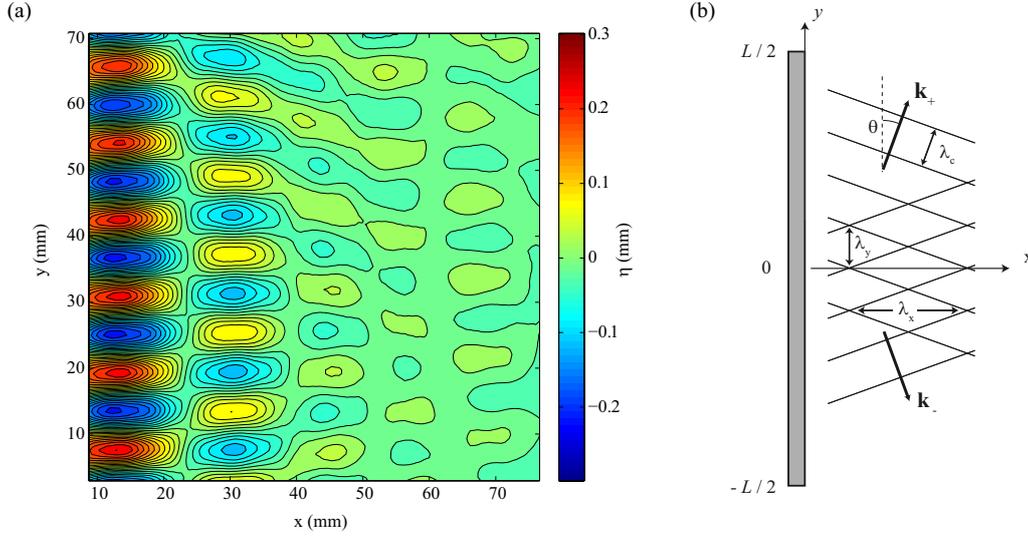


FIG. 4.8 – (a) Motif d’ondes transverses, stationnaire selon y et propagatif selon $x > 0$ (le générateur d’onde est selon l’axe y , en $x = 0$). (b) Décomposition du motif d’ondes transverses comme l’interférence de 2 ondes paramétriques de vecteurs d’ondes \mathbf{k}_+ et \mathbf{k}_- formant un angle θ avec le générateur d’ondes.

Sultan (FAST), et devrait permettre d’identifier le mécanisme de sélection de cet angle.

4.4 Perspectives

Nous conclurons ce dernier chapitre sur les ondes de surface par deux pistes de recherche dans la continuité des travaux présentés ici. La première piste est de nature instrumentale, et vise à repousser le domaine de validité de la méthode FS-SS. La seconde piste discute de l’application de cette méthode de mesure à l’étude de la turbulence d’ondes gravito-capillaires.

4.4.1 Améliorations de la méthode FS-SS

La linéarisation vis-à-vis des 3 petits paramètres (parallaxe, pente et amplitude relative) évoquée au § 4.2.2, nécessaire à l’obtention de la relation linéaire (4.1) entre gradient de hauteur et déplacement apparent, restreint significativement les domaines d’application de la méthode FS-SS. Si la limite d’apparition de caustiques (croisement de rayons lumineux) est intrinsèquement infranchissable, de par la nature non inversible de la relation pente - déplacement apparent, on peut toutefois envisager de relâcher au moins partiellement la triple contrainte des 3 petits paramètres. Une telle extension serait très fructueuse pour les applications où les champs sont de grande taille (problèmes de sillages en champ lointain), ou dans des situations de fortes pentes (problèmes de ressaut, de solitons, de turbulence d’ondes...)

Une première approche consiste à étendre le résultat (4.1) par un développement à l’ordre suivant vis-à-vis d’un ou plusieurs des 3 paramètres du problème. La seule généralisation accessible semble être dans le cas de pentes faibles et d’amplitudes arbitraires, mais seulement à 1 dimension, et ne présente donc pas d’intérêt *a priori*. La difficulté est que, même si un résultat non-linéaire généralisant (4.1) peut être obtenu, son inversibilité afin de déterminer $h(x, y)$ à partir de la mesure de $\delta \mathbf{r}(x, y)$ n’est pas assurée.

Une généralisation plus ambitieuse consisterait à s’affranchir de la décomposition en 2

étapes, $(I_0, I_1) \rightarrow \delta \mathbf{r}(x, y) \rightarrow h(x, y)$ (§ 4.2.2), et à formuler directement le problème de la reconstruction de la hauteur $h(x, y)$ à partir du couple d'images (I_0, I_1) . Une telle formulation revient à un problème de flot optique sous contrainte, reposant sur une méthode d'optimisation non-linéaire (par exemple la minimisation d'un résidu de la forme $|h - \mathcal{F}(I_0, I_1)|^2$). Bien entendu, même avec une telle formulation, la présence de caustiques, rendant le problème intrinsèquement non inversible, continuera à poser problème. En revanche, on peut supposer qu'une reconstruction de la hauteur reste possible dans des situations de très fortes déformations du champ d'intensité lumineuse.

4.4.2 Turbulence d'ondes gravito-capillaires

La turbulence d'ondes (ou turbulence faible), déjà abordée au § 3.3.4 au sujet des ondes d'inertie, vise à décrire la statistique hors d'équilibre d'un système d'ondes dispersives en faible interaction non-linéaire. Jusqu'à peu, les études de turbulence d'ondes dans le cas des ondes gravito-capillaires étaient restreintes à des mesures en un point, au moyen de sondes capacitatives immergées, ou de mesures optiques selon une ligne par projection d'une nappe laser [81] (on pourra se reporter à Falcon (2010) [54] pour une revue expérimentale récente sur ce sujet).

Un des grands enjeux de ce problème est d'établir dans quelle limite le formalisme de la turbulence d'onde constitue une description valide pour une réalisation expérimentale donnée d'ondes de surface. Ce formalisme suppose que les ondes sont d'amplitude suffisamment faible pour que la relation de dispersion linéaire s'applique, mais suffisamment élevée toutefois pour que les interactions non-linéaires donnent lieu à un régime turbulent, avec transferts d'énergie entre modes. Si ce régime de turbulence d'ondes est vérifié, alors les spectres temporels mesurés en un point, $E(\omega)$, et les spectres spatiaux en un temps, $E(k)$, sont simplement reliés par la vitesse de groupe issue de la relation de dispersion des ondes. La plupart des expériences supposent ce régime effectivement atteint, et se concentrent sur la mesure de $E(\omega)$ en un point pour en déduire le spectre spatial $E(k)$. Toutefois, l'existence d'objets non-linéaires localisés (de type soliton) met en défaut une telle relation.

Ainsi, une méthode optique résolue en temps, capable de mesurer simultanément $E(\omega)$ et $E(k)$, permettrait de vérifier sans hypothèse la validité de ce formalisme. Une telle approche a été menée récemment avec profit dans le cas d'une turbulence de plaque vibrée [31]. Dans le contexte de la turbulence d'ondes gravito-capillaires, l'utilisation de la méthode FS-SS constitue une voie attractive. En particulier, l'étape 1 de la méthode (mesure du déplacement apparent, avant intégration) fournit directement le champ de gradient de hauteur, dont le spectre $E_{\nabla h} = k^2 E_h(k)$ est moins pentu que celui de hauteur $E_h(k)$, et donc plus facilement accessible expérimentalement (pour une gamme de k mesurable donnée, l'exigence de rapport signal/bruit est moindre si le spectre est moins pentu).

Néanmoins, les pentes et les courbures d'interface élevées présentes en turbulence d'ondes n'ont pas permis à ce jour d'utiliser la méthode FS-SS de façon robuste. Les tests, réalisés avec un motif de points très proches de la surface libre (comme dans l'exemple de la figure 4.6) n'ont pas permis d'éviter le problème de déformations trop prononcées, voire d'apparition de caustiques. Les pistes évoquées dans le § 4.4.1 devraient permettre de repousser cette limitation, et ainsi de bénéficier de la très bonne résolution de la méthode FS-SS pour ce problème de turbulence d'ondes gravito-capillaires.

Bibliographie

- [1] R.J. Adrian. Particle-image techniques for experimental fluid mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23 :261–364, 1991.
- [2] M.H. Alford and M.C. Cregg. Near-inertial mixing : Modulation of shear, strain and microstructure at low latitude. *J. Geophys. Res.*, 106(C8) :947–968, 2001.
- [3] C. N. Baroud, B. B. Plapp, Z.S. She, and H. L. Swinney. Anomalous self-similarity in a turbulent rapidly rotating fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :114501, 2002.
- [4] J.L. Barron, D.J. Fleet, and S.S. Beauchemin. Performance of optical flow techniques. *Int. J. Comput. Vis.*, 12(1) :43–77, 1994.
- [5] P. Bartello, O. Métais, and M. Lesieur. Coherent structures in rotating three-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 273 :1–29, 1994.
- [6] G. K. Batchelor. Note on a class of solutions of the navier–stokes equations representing steady rotationally–symmetric flow. *Q. J. Mech. Appl. Maths*, 4 :29–41, 1951.
- [7] J.M. Becker and J.W. Miles. Standing radial cross-waves. *J. Fluid Mech.*, 222 :471–499, 1991.
- [8] F. Bellet, F.S. Godeferd, J.F. Scott, and C. Cambon. Wave turbulence in rapidly rotating flows. *J. Fluid Mech.*, 562 :83–121, 2006.
- [9] T.B. Benjamin and F. Ursell. The stability of a plane free surface of a liquid in vertical periodic motion. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 225 :505–515, 1954.
- [10] R. Benzi, S. Ciliberto, R. Tripiccion, C. Baudet, Massaioli F., and S. Succi. Extended self-similarity in turbulent flows. *Phys. Rev. E*, 48 :R29, 1993.
- [11] G.P. Bewley, D.P. Lathrop, L.R.M. Maas, and K.R. Sreenivasan. Scaling in three-dimensional and quasi-two-dimensional rotating turbulent flows. *Phys. Fluids*, 19 :071701, 2007.
- [12] D. Bonn, J. Eggers, J. Indekeu, and E. Rolley. Wetting and spreading. *Rev. Mod. Phys.*, 2008.
- [13] L. Bourouiba and P. Bartello. The intermediate rossby number range and two-dimensional-three-dimensional transfers in rotating decaying homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.*, 587 :139–161, 2007.
- [14] J.F. Brady and L. Durlofsky. On rotating disk flow. *J. Fluid Mech.*, 175 :363–394, 1987.
- [15] J. Browaeys, J.-C. Bacri, R. Perzynski, and M. I. Shliomis. Capillary-gravity wave resistance in ordinary and magnetic fluids. *Europhys. Lett.*, 53(2) :209, 2001.
- [16] G.L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 64 :775–816, 1974.

- [17] T. Burghlea and V. Steinberg. Onset of wave drag due to generation of capillary-gravity waves by a moving object as a critical phenomenon. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :2557, 2001.
- [18] F. H. Busse and K.E. Heikes. Convection in a rotating layer : A simple case of turbulence. *Science*, 208 :173, 1980.
- [19] C. Cambon. Turbulence and vortex structures in rotating and stratified flows. *Eur. J. Mech. B Fluids*, 20(4) :489–510, 2001.
- [20] C. Cambon, L. Danaila, F. Godeferd, and J.F. Scott. Detailed anisotropy in the statistical description and dynamical approach to turbulent flows. *J. Fluid Mech. (soumis)*, 2010.
- [21] C. Cambon and L. Jacquin. Spectral approach to nonisotropic turbulence subjected to rotation. *J. Fluid Mech.*, 202 :295, 1989.
- [22] C. Cambon, N. N. Mansour, and F. S. Godeferd. Energy transfer in rotating turbulence. *J. Fluid Mech.*, 337 :303, 1997.
- [23] C. Cambon, R. Rubinstein, and F. S. Godeferd. Advances in wave turbulence : rapidly rotating flows. *New Journal of Physics*, 6 :73, 2004.
- [24] V.M. Canuto and M.S. Dubovikov. Physical regimes and dimensional structure of rotating turbulence. *Phys. Rev. Letters*, 78(4) :666, 1997.
- [25] G.F. Carnevale, McWilliams, Y. J.C., Pomeau, J.B. Weiss, and Young W.R. Evolution of vortex statistics in two-dimensional turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 66(21) :2735–2738, 1999.
- [26] E.A. Cerda and E.L. Tirapegui. Faraday’s instability in viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 368 :195–228, 1998.
- [27] S. Chakraborty and J.K. Bhattacharjee. Third-order structure function for rotating three-dimensional homogeneous turbulent flow. *Physical Review E*, 76 :036304, 2007.
- [28] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Dover Publications, Inc., 1961.
- [29] T.K. Chereskin. Direct evidence for an ekman balance in the california current. *J. Geophys. Res.*, 100(C9) :18261–18269, 1995.
- [30] S. Ciliberto and J.P. Gollub. Chaotic mode competition in parametrically forced surface waves. *J. Fluid Mech.*, 158 :381–398, 1985.
- [31] P. Cobelli, P. Petitjeans, A. Maurel, V. Pagneux, and Mordant N. Space-time resolved wave turbulence in a vibrating plate. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :204301, 2009.
- [32] P. J. Cobelli, A. Maurel, V. Pagneux, and P. Petitjeans. Global measurement of water waves by fourier transform profilometry. *Exp. Fluids*, 46(6) :1037–1047, 2009.
- [33] G. G. Coriolis. *Théorie Mathématique des effets du jeu de billard ; Sur le principe des forces vives dans les mouvements relatifs des machines ; Sur les équations du mouvement relatif des systèmes de corps (1835)*. Réédition Jacques Gabay, 1990.
- [34] P.P. Cortet, S. Atis, A. Chiffaudel, F. Daviaud, L. Divaret, and B. Dubrulle. Symmetry-breaking susceptibility and fluctuations crisis of a turbulent closed flow around $re = 10^5$. *to be subm.*, 2010.
- [35] P.P. Cortet, P. Diribarne, R. Monchaux, A. Chiffaudel, F. Daviaud, and B. Dubrulle. Normalized kinetic energy as a hydrodynamical global quantity for inhomogeneous anisotropic turbulence. *Phys. of Fluids*, 21 :025104, 2009.

- [36] P.P. Cortet, C. Lamriben, and F. Moisy. Viscous spreading of an inertial wave beam in a rotating fluid. *Phys. Fluids*, 22 :086603, 2010.
- [37] Y. Couder, S. Protiere, Fort E., and Boudaoud A. Walking and orbiting droplets. *Nature*, 437 :208, 2005.
- [38] C.S. Cox. Measurement of slopes of high frequency wind waves. *J. Marine Res*, 16 :199–255, 1958.
- [39] S. B. Dalziel, G. O. Hughes, and B. R. Sutherland. Whole-field density measurements by "synthetic schlieren". *Exp. Fluids*, 28 :322–335, 2000.
- [40] S.B. Dalziel. Decay of rotating turbulence : some particle tracking experiments. *Applied Scientific Research*, 49 :217–244, 1992.
- [41] R. Dangla, F. Gallaire, and C.N. Baroud. Microchannel deformations due to solvent-induced pdms swelling. *Lab Chip*, in press, 2010.
- [42] P.A. Davidson. *Turbulence*. Oxford University Press, 2004.
- [43] M. Debacq, V. Fanguet, J.P. Hulin, D. Salin, and B. Perrin. Self-similar concentration profiles in buoyant mixing of miscible fluids in a vertical tube. *Phys. Fluids*, 13(11) :3097–3100, 2001.
- [44] S.C. Dickinson and R.R. Long. Oscillating-grid turbulence including effects of rotation. *J. Fluid Mech.*, 126 :315–333, 1983.
- [45] D. Dijkstra and G.J.F. van Heijst. The flow between finite rotating disks enclosed by a cylinder. *J. Fluid Mech.*, 128 :123–154, 1983.
- [46] S. Douady. Experimental study of the faraday instability. *J. Fluid Mech.*, 221 :383–409, 1990.
- [47] S. Douady, Y. Couder, and M. E. Brachet. Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :983–986, 1991.
- [48] S. Douady and S. Fauve. Pattern selection in faraday instability. *Europhys. Lett.*, 6 :221–226, 1988.
- [49] P.G. Drazin and W.H. Reid. *Geophysical fluid dynamics*. Springer-Verlag, 1987.
- [50] Y. Duguet. Oscillatory jets and instabilities in a rotating cylinder. *Phys. Fluids*, 18 :104104, 2006.
- [51] A. Eddi, E. Fort, F. Moisy, and Y. Couder. Unpredictable tunneling of a classical wave-particle association. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :240401, 2009.
- [52] W.S. Edwards and S. Fauve. Patterns and quasipatterns in the faraday experiment. *J. Fluid Mech.*, 278 :123–148, 1994.
- [53] F.C. Elwell. Flushing of embayments. *PhD thesis, University of Cambridge*, 2004.
- [54] E. Falcon. Laboratory experiments on wave turbulence. *Discrete and continuous dynamical systems - Series B*, 13(4) :819–840, 2010.
- [55] A. J. Faller. Instability and transition of the disturbed flow over a rotating disc. *J. Fluid Mech.*, 230 :245–269, 1991.
- [56] M. Faraday. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, 121 :299–340, 1831.

- [57] U. Frisch. *Turbulence*. Cambridge University Press, 1995.
- [58] S. Galtier. Weak inertial-wave turbulence theory. *Physical Review E*, 68 :015301(R), 2003.
- [59] S. Galtier. Exact vectorial law for homogeneous rotating turbulence. *Phys. Rev. E*, 80 :046301, 2009.
- [60] G. Gauthier, P. Gondret, and M. Rabaud. Axisymmetric propagating vortices in the flow between a stationary and a rotating disk enclosed by a cylinder. *J. Fluid Mech.*, 386 :105–126, 1999.
- [61] G. Gauthier, Gondret P., F. Moisy, and M. Rabaud. Instabilities in the flow between co and counter-rotating disks. *J. Fluid Mech.*, 473 :1–21, 2002.
- [62] F.S. Godeferd and L. Lollini. Direct numerical simulations of turbulence with confinement and rotation. *J. Fluid Mech.*, 393 :257–308, 1999.
- [63] L. Gostiaux, T. Dauxois, H. Didelle, J. Sommeria, and S. Viboud. Quantitative laboratory observations of internal wave reflection on ascending slopes. *Phys. Fluids*, 18 :056602, 2006.
- [64] L. Gostiaux, H. Didelle, S. Mercier, and T. Dauxois. A novel internal waves generator. *Exp. Fluids*, 42 :123, 2007.
- [65] H. Greenspan. *The theory of rotating fluids*. Cambridge University Press, 1968.
- [66] J. Hazewinkel, P. van Breevoort, S.B. Dalziel, and L.R.M. Maas. Observations on the wavenumber spectrum and evolution of an internal wave attractor. *J. Fluid Mech.*, 598 :373–382, 2008.
- [67] R. Hide and C.W. Titman. Detached shear layers in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.*, 29 :39–60, 1967.
- [68] E. J. Hopfinger, F. K. Browand, and Y. Gagne. Turbulence and waves in a rotating tank. *J. Fluid Mech.*, 125 :505–534, 1982.
- [69] A. Ibbetson and D. Tritton. Experiments on turbulence in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.*, 68 :639–672, 1975.
- [70] L. Jacquín, O. Leuchter, C. Cambon, and J. Mathieu. Homogeneous turbulence in the presence of rotation. *J. Fluid Mech.*, 220 :1, 1990.
- [71] J. Krenn, P. Scharfer, and W. Schabel. Visualization of surface deformations during thin film drying using a digital image correlation method. *subm. to Chemical Engineering and Processing : Process Intensification. Special Issue : Coating and Drying of Thin Films*, 2010.
- [72] J. Kurata, K. T. V. Grattan, H. Uchiyama, and T. Tanaka. Water surface measurement in a shallow channel using the transmitted image of a grating. *Rev. Sci. Instrum.*, 61 :736–739, 1990.
- [73] A. La Porta, G.A. Voth, F. Moisy, and E. Bodenschatz. Using cavitation to measure statistics of low-pressure events in large-reynolds-number turbulence. *Phys. Fluids*, 12(6) :1485–1496, 2000.
- [74] C. Lamriben, P.P. Cortet, F. Moisy, and L.R.M. Maas. Excitation of inertial modes in a closed grid turbulence experiment under rotation. *subm. to Phys. Fluids*, 2010.
- [75] J. Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge University Press, 1978.

- [76] A. Linn. Oh, what a spin we're in, thanks to the coriolis effect. *Smithsonian*, 13(11) :66–73, 1983.
- [77] M.S. Longuet-Higgins. Mass transport in water waves. *Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A.*, 245 :535–581, 1953.
- [78] M.S. Longuet-Higgins. On the transport of mass by time-varying ocean currents. *Deep Sea Research*, 16 :431–437, 1969.
- [79] J. M. Lopez. Characteristics of endwall and sidewall boundary layers in a rotating cylinder with a differentially rotating endwall. *J. Fluid Mech.*, 359 :49–79, 1998.
- [80] J.M. Lopez, J.E. Hart, F. Marques, S. Kittelman, and J. Shen. Instability and mode interactions in a differentially-driven rotating cylinder. *J. Fluid Mech.*, 462 :383–409, 2002.
- [81] S. Lukaschuk, S. Nazarenko, S. McLelland, and P. Denissenko. Gravity wave turbulence in wave tanks : Space and time statistics. *Phys. Rev. Lett.*, 103(6) :044501, 2009.
- [82] L.R.M. Maas. On the amphidromic structure of inertial waves in a rectangular paralleliped. *Fluid Dyn. Res.*, 33 :373–401, 2001.
- [83] L.R.M. Maas. Wave focusing and ensuing mean flow due to symmetry breaking in rotating fluids. *J. Fluid Mech.*, 437 :13–28, 2001.
- [84] A.D. McEwan. Inertial oscillations in a rotating fluid cylinder. *J. Fluid Mech.*, 40 :603–639, 1970.
- [85] G.E.A. Meier. Computerized background-oriented schlieren. *Exp. Fluids*, 33 :181, 2002.
- [86] L. Messio, M. Morize, M. Rabaud, and F. Moisy. Experimental observation using particle image velocimetry of inertial waves in a rotating fluid. *Experiments in Fluids*, 44 :519–528, 2008.
- [87] J. Miles and D. Henderson. Parametrically forced surface waves. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 22 :143–165, 1990.
- [88] F. Moisy. *Etude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2000.
- [89] F. Moisy, L. Agostini, and G. Tan. Structure functions and energy transfers in a decaying rotating turbulence experiment. *Advances in Turbulence XII, Springer Proceedings in Physics 132*, Ed. by B. Eckhardt, 427-430, 2009.
- [90] F. Moisy, J.S. Andersen, P. Tabeling, and H. Willaime. Passive scalar intermittency in low temperature helium flows. *Phys. Rev. Lett.*, 86(21) :4827–4830, 1999.
- [91] F. Moisy, O. Doaré, T. Pasutto, O. Daube, and M. Rabaud. Experimental and numerical study of the shear layer instability between two counter-rotating disks. *J. Fluid Mech.*, 507 :175–202, 2004.
- [92] F. Moisy and J. Jimenez. Geometry and clustering of intense structures in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 513 :111–133, 2004.
- [93] F. Moisy and J. Jimenez. Clustering of intense structures in isotropic turbulence : numerical and experimental evidence. *IUTAM Symposium on Elementary Vortices and Coherent Structures : Significance in Turbulence Dynamics*, Kyoto, Japan, 26-28 October 2004. Ed. S. Kida, Springer-Verlag, 3-12, 2006.
- [94] F. Moisy, G. J. Michon, and M. Rabaud. Cross-waves induced by vertical oscillations of a fully immersed vertical plate. *in preparation for Phys. Fluids*, 2010.

- [95] F. Moisy, C. Morize, M. Rabaud, and J. Sommeria. Decay laws, anisotropy and cyclone-anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence. *J. Fluid Mech.*, *in press*, 2010.
- [96] F. Moisy, T. Tabeling P., and Willaime H. Kolmogorov equation in a fully developed turbulence experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 82(20) :3994–3997, 1999.
- [97] F. Moisy, T. Pasutto, and M. Rabaud. Instability patterns in the flow between counter-rotating disks. *Nonlinear processes in Geophysics*, 10(3) :281–288, 2003.
- [98] F. Moisy, M. Rabaud, and E. Pinsolle. Measurement by digital image correlation of the topography of a liquid interface. ISFV13 - 13th International Symposium on Flow Visualization, and FLUVISU12 - 12th French Congress on Visualization in Fluid Mechanics, Paper no. 326, July 1-4, 2008, Nice, 2008.
- [99] F. Moisy, M. Rabaud, and K. Salsac. A synthetic schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Exp. Fluids*, 46(6) :1021–1036, 2009.
- [100] R. Monchaux, M. Berhanu, M. Bourgoïn, M. Moulin, Ph. Odier, J.-F. Pinton, R. Volk, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, C. Gasquet, L. Marié, and F. Ravelet. Generation of a magnetic field by dynamo action in a turbulent flow of liquid sodium. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :2007, 2004.
- [101] C. Morize. *De la turbulence 3D en déclin à la turbulence anisotrope dominée par la rotation*. PhD thesis, Univ. Paris Diderot, 2006.
- [102] C. Morize, M. Le Bars, P. Le Gal, and A. Tilgner. Zonal winds driven by tides. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :214501, 2010.
- [103] C. Morize and F. Moisy. Energy decay of rotating turbulence with confinement effects. *Phys. Fluids*, 18 :065107, 2006.
- [104] C. Morize, F. Moisy, and M. Rabaud. Decaying grid-generated turbulence in a rotating tank. *Phys. Fluids*, 17 :095105, 2005.
- [105] C. Morize, F. Moisy, M. Rabaud, and J. Sommeria. On the cyclone-anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence. Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France, 2006.
- [106] D.E. Mowbray and B.S.H. Rarity. A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid. *J. Fluid Mech.*, 28 :1–16, 1967.
- [107] H. Niino and N. Misawa. An experimental and theoretical study of barotropic instability. *J. Atmos. Sci.*, 41 :1992–2011, 1984.
- [108] C. Nore, F. Moisy, and L. Quartier. Experimental observation of near-heteroclinic cycles in the von karman swirling flow. *Phys. Fluids*, 17 :064103, 2005.
- [109] C. Nore, M. Tartar, O. Daube, and L.S. Tuckerman. Survey of instability thresholds of flow between exactly counter-rotating disks. *J. Fluid Mech.*, 511 :45–65, 2004.
- [110] C. Nore, L.S. Tuckerman, O. Daube, and S. Xin. The 1 :2 mode interaction in exactly counter-rotating von kármán swirling flow. *J. Fluid Mech.*, 477 :51–88, 2003.
- [111] K.S. Peat. Internal and inertial waves in a viscous rotating stratified fluid. *Appl. Sci. Res.*, 33 :481–499, 1978.
- [112] P. Pieranski. Measurement of slopes of high frequency wind waves. *J. Phys.*, 44 :573, 1983.

- [113] F.J. Poulin, G.R. Flierl, and J. Pedlosky. Parametric instability in oscillatory shear flows. *J. Fluid Mech.*, 481 :329–353, 2003.
- [114] M. Raffel, C. E. Willert, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry : a practical guide*. Springer-Verlag, 1998.
- [115] F. Ravelet, L. Marié, A. Chiffaudel, and F. Daviaud. Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : Experimental evidence for a global bifurcation. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :164501, 2004.
- [116] N. Riley. Steady streaming. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 33 :43–65, 2001.
- [117] J. E. Ruppert-Felsot, O. Praud, E. Sharon, and H. L. Swinney. Extraction of coherent structures in a rotating turbulent flow experiment. *Phys. Rev. E*, 72 :016311, 2005.
- [118] P.G. Saffman. Large scale structure of homogeneous turbulence generated at initial instant by distribution of random impulsive forces. *Phys. Fluids*, 10 :1349, 1967.
- [119] P. Sagaut and C. Cambon. *Homogeneous Turbulence Dynamics*. Cambridge University Press, 2008.
- [120] J. Seiwert, C. Morize, and F. Moisy. On the decrease of intermittency in decaying rotating turbulence. *Phys. Fluids*, 20 :071702, 2008.
- [121] E. Serre. *Instabilités de couche limite dans des écoulements confinés en rotation. Simulation numérique directe par une méthode spectrale de comportements complexes*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille, 2000.
- [122] K.D. Squires, J.R. Chasnov, N.N. Mansour, and C. Cambon. The asymptotic state of rotating homogeneous turbulence at high reynolds numbers. In *74th Fluid Dynamics Symposium on “Application of Direct and Large Eddy Simulation to Transition and Turbulence,” Chania, Greece*, pages 1–9, 1994.
- [123] P.J. Staplehurst, P.A. Davidson, and S.B. Dalziel. Structure formation in homogeneous freely decaying rotating turbulence. *J. Fluid Mech.*, 598 :81–105, 2008.
- [124] A. Stegner, T. Pichon, and M. Beunier. Elliptical-inertial instability of rotating karman vortex streets. *Phys. Fluids*, 17 :066602, 2005.
- [125] B. R. Sutherland, S. B. Dalziel, G. O. Hughes, and P. F. Linden. Visualization and measurement of internal waves by ‘synthetic schlieren’. part 1. vertically oscillating cylinder. *J. Fluid Mech.*, 390 :93–126, 1999.
- [126] B.R. Sutherland. Internal wave instability : Wave-wave versus wave-induced mean flow interactions. *Phys. Fluids*, 18 :074107, 2006.
- [127] P. Tabeling. Two-dimensional turbulence : a physicist approach. *Physics Reports*, 362 :1–62, 2002.
- [128] S. Taneda. An experiment on cross-waves. *Fluid Dynamics Research*, 16(2-3) :61–70, 1995.
- [129] M. Thiele and W.C; Müller. Structure and decay of rotating homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.*, 637 :425–442, 2009.
- [130] N.H. Thomas and T.N. Stevenson. A similarity solution for viscous internal waves. *J. Fluid Mech.*, 54(3) :495–506, 1972.
- [131] A. Tilgner. Zonal wind driven by inertial modes. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :194501, 2007.

- [132] S.S. Traugott. Influence of solid body rotation on screen produced turbulence. Technical report, NACA, 1958.
- [133] L. J. A. van Bokhoven, C. Cambon, L. Liechtenstein, F. S. Godeferd, and H. J. H. Clercx. Refined vorticity statistics of decaying rotating three-dimensional turbulence. *Journal of Turbulence*, 9(6) :1–24, 2008.
- [134] L. J. A. van Bokhoven, H. J. H. Clercx, G. J. F. van Heijst, and R. R. Trieling. Experiments on rapidly rotating turbulent flows. *Phys. Fluids*, 21 :096601, 2009.
- [135] G. Veronis. The analogy between rotating and stratified fluids. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 2 :37–66, 1970.
- [136] B. Voisin. Limit states of internal waves. *J. Fluid Mech.*, 496 :243–293, 2003.
- [137] F. Waleffe. The nature of triad interactions in homogeneous turbulence. *Phys. Fluids A*, 4(2) :350–364, 1992.
- [138] F. Waleffe. Inertial transfers in the helical decomposition. *Phys. Fluids A*, 5(3) :677–685, 1993.
- [139] R. Wigeland and H. Nagib. Grid-generated turbulence with and without rotation about the streamwise direction. *Fluids and Heat Transfer*, R78 :1, 1978.
- [140] H. Willaime, J. Maurer, , F. Moisy, and P. Tabeling. Turbulence over arrays of obstacles in low temperature helium gas. *Eur. Phys. J.B*, 18(20) :363–369, 2000.
- [141] B. Zakharov, V.S. L’vov, and G. Falkovitch. *Kolmogorov spectra of turbulence*. Springer, Berlin, 1992.
- [142] P.J. Zandbergen and D. Dijkstra. Von kármán swirling flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19 :465–491, 1987.
- [143] O. Zeman. A note on the spectra and decay of rotating homogeneous turbulence. *Phys. Fluids*, 6(10) :3221–3223, 1994.
- [144] Y. Zhou. A phenomenological treatment of rotating turbulence. *Phys. Fluids*, 7 :2092, 1995.
- [145] J. Znaïen. *Etude locale du mélange induit par gravité de deux fluides dans la géométrie confiné d’un tube incliné*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2009.
- [146] J. Znaïen, Y. Hallez, F. Moisy, J. Magnaudet, J.P. Hulin, and E.J. Salin, D. Hinch. Experimental and numerical investigation of flow structure and momentum transport in a turbulent buoyancy-driven flow inside a tilted tube. *Phys. Fluids*, 21 :115102, 2009.
- [147] J. Znaïen, F. Moisy, and J.P. Hulin. Flow structure and momentum transport for buoyancy driven mixing flows in long tubes at different tilt angles. *subm. to Phys. Fluids*, 2010.

Résumé

Ce mémoire présente une synthèse de mes travaux de recherche effectués depuis mon recrutement au laboratoire FAST en septembre 2000. Mes travaux sont essentiellement organisés autour de 4 axes : les instabilités dans les écoulements de von Kármán, les ondes d’inertie, la turbulence en rotation, et les ondes de surface. Ces 4 axes de recherche ont entre eux un certain nombre de connections, comme l’influence de la rotation sur la nature d’un écoulement laminaire ou turbulent, ou encore les systèmes d’ondes dispersives en interaction, qu’il s’agisse des ondes capillaires ou des ondes d’inertie en référentiel tournant. D’un point de vue expérimental, ces axes de recherche ont également en commun l’utilisation de méthodes de mesure optiques, qu’il s’agisse de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), méthode aujourd’hui standard en mécanique des fluides, ou encore du “Synthetic Schlieren”, que nous avons étendu au cas des ondes de surface.

Abstract

This manuscript presents a synthesis of my research activities since September 2000, and is organized around four themes : instabilities in the von Kármán swirling flows, inertial waves, rotating turbulence, and surface waves. These four research areas have a number of connections between them, such as the influence of rotation on the nature of laminar or turbulent flows, and the interaction of dispersive waves, either capillary waves or inertial waves in a rotating frame. On the experimental point of view, these research areas also share the use of optical methods, from Particle Image Velocimetry (PIV), now standard in mechanics fluids, to the “Synthetic Schlieren”, which we have extended to the measurement of surface waves.