Mélange d'interfaces de densité en écoulements de Taylor - Couette

Estelle Guyez

▶ **To cite this version:**

Estelle Guyez. Mélange d'interfaces de densité en écoulements de Taylor - Couette. Hydrologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT : . tel-00081798

HAL Id: tel-00081798

https://theses.hal.science/tel-00081798

Submitted on 26 Jun 2006

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER – GRENOBLE I

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier

préparée au **Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels**
dans le cadre de l'**École Doctorale Mécanique et Énergétique**
spécialité **Energétique Physique**

Mélange d'interfaces de densité en écoulements de Taylor - Couette

présentée et soutenue publiquement par

Estelle GUYEZ

le 16 mai 2006

Directeurs de thèse : Jan-Bert FLOR
Emil HOPFINGER

devant la commission d'examen composée de :

M.	Jean-Marc CHOMAZ	Président
M	Colm-Cille CAULFIELD	Rapporteur
M.	Olivier THUAL	Rapporteur
M.	Yves MOREL	Examinateur
M.	Jan-Bert FLOR	Directeur
M.	Emil HOPFINGER	Directeur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jacques Verron et Alain Cartellier, directeurs successifs du LEGI, laboratoire au sein duquel ce travail a été réalisé. Par leurs qualités de managers en particulier, ils ont contribué à l'excellence des conditions de travail.

Mes remerciements s'adressent ensuite à Jan-Bert Flor qui a su me guider dans mes recherches tout en me laissant découvrir les différents aspects du métier de chercheur. Sa grande connaissance des milieux stratifiés tant du point de vue théorique qu'expérimental a été un élément clef dans le bon déroulement de cette thèse et je lui en suis pleinement reconnaissante. Par ailleurs, je n'oublie pas son soutien dans ma recherche de post-doc.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude envers Emil Hopfinger qui a su apporter les briques nécessaires à la finalisation de ce travail. Parmi ses nombreuses qualités, je ne manquerai pas de souligner sa rigueur, son efficacité ainsi que sa confiance.

Un grand merci pour tous les membres du jury qui ont pris le temps d'évaluer ce travail. J'ai vraiment beaucoup apprécié d'échanger avec ces derniers : les questions soulevées ont permis d'approfondir encore un peu plus la réflexion. Nulle doute que ce débat m'aidera dans la rédaction d'articles scientifiques.

Cette étude n'aurait pas été aussi poussée sans la participation active des différents membres du Pool technique. Ainsi je remercie grandement Pierre Carrechio pour toute son aide et ses conseils. Entre autres, il a développé des outils de visualisation adaptés à mes expériences. Joseph Virone a également mes plus vifs remerciements pour les réalisations mécaniques et ses bonnes idées. Je n'oublie pas non plus Jean-Marie Miscioscia et Vincent Govart qui ont également participé à la mise en place des expériences ainsi que François Bonnel pour ses conseils dans le domaine de la visualisation.

Je tiens également à témoigner toute ma sympathie envers Yves Gagne, professeur au laboratoire qui a su être beaucoup plus que mon tuteur de monitorat. Les

nombreuses discussions que nous avons eu, m'ont permis de mieux connaitre l'histoire du laboratoire ainsi que les différents rouages administratifs de l'université.

Le déroulement de cette thèse n'aurait pas été aussi réussi sans la joyeuse présence des autres doctorants ou stagiaires. Grâce à Gabriel, Claudio, Christina, Marcello, Yulin, Nauman, Athem j'ai presque pu faire le tour du monde des cultures sans bouger de Grenoble. Outre les discussions scientifiques, cette thèse aura été l'occasion de riches débats sur la société et son évolution vus depuis les quatres coins du monde. Merci à Stéphane et Dadoche pour leur humour et leur gentillesse. Merci à Linda pour ses remarques toujours pertinentes et son amitié.

Merci à Fares d'avoir partagé avec moi la salle de manip. Je retiens en particulier ses attentions, sa cuisine, son accueil en Tunisie, sa grande disponibilité, son écoute... Il a également eu le mérite de supporter de travailler souvent dans l'obscurité (nécessaire pour mes expériences). Merci à Philippe d'avoir été mon co-bureau durant trois bonnes années. J'ai beaucoup apprécié son enthousiasme, son accueil, sa curiosité scientifique, ses engagements dans le monde associatif et dans la société d'une façon plus générale. Son aide quant à l'utilisation de Linux a été indéniable.

Je ne sais comment remercier mes parents pour leur soutien tout au long de cette thèse, et bien avant. Malgré la distance, ils ont toujours su m'apporter le réconfort dont je pouvais avoir besoin, trouver les mots justes pour m'encourager. Leur confiance a été pour moi un véritable pilier sur lequel j'ai pu m'appuyer. Et que dire du temps qu'ils ont tous deux consacré à la relecture de ce manuscrit afin d'éliminer autant que possible les erreurs d'orthographe et de grammaire.

Enfin il me reste à remercier Cyril. Difficile de résumer en quelques mots tout ce qu'il m'a apporté. Coté boulot, il n'a jamais hésité à pointer du doigt les points sensibles au risque de me déplaire. Son écoute, son talent et sa joie de vivre m'ont beaucoup aidé. Sans aucun doute, il est ma plus belle découverte.

Table des matières

Remerciements **3**

Notations **1**

Introduction **5**

1 Contexte **7**
1.1 Effet de la stratification sur notre environement et problématique humaine 7
1.2 Exemples géophysiques de turbulence anisotrope en milieu stratifié . . 13
1.2.1 Jets équatoriaux profonds 13
1.2.2 Circulation de Langmuir 14
1.3 Synthèse des études sur le mélange turbulent en milieu stratifié 17
1.3.1 Introduction 17
1.3.2 Mélange induit par un cisaillement moyen 19
1.3.3 Mélange induit par la turbulence 21
1.3.4 Flux de densité et efficacité du mélange 22
1.3.5 Questions posées 28

2 Régimes d'instabilité en écoulements Taylor-Couette **29**
2.1 Régimes en fluide homogène 29
2.2 Régimes en fluide linéairement stratifié 32
2.2.1 Petit dispositif Taylor - Couette 34
2.2.2 Grand dispositif Taylor - Couette 36
2.3 Écoulements en fluide bicouche 40

3 Système expérimental **43**
3.1 Matériel expérimental 43
3.1.1 Dispositifs Taylor-Couette 43
3.1.2 Système de remplissage 45

3.1.3 Laser et optique 45
3.1.4 Caméra et système d'acquisition 45
3.2 Mise en œuvre de la P.I.V. 47
3.3 Mise en œuvre de la P.L.I.F. 49
3.3.1 Principe de fonctionnement : 49
3.3.2 Phénomènes influant sur l'intensité fluorescée 50
3.3.3 Paramètres contrôlant l'intensité fluorescée : 52
3.3.4 Protocole expérimental 53
3.3.5 Conditions initiales des expériences réalisées 54
3.4 Mise en œuvre de l'ombroscopie 58

4 Champs de vitesse et diffusivité en fluide homogène 63
4.1 Introduction 63
4.2 Écoulement au sein du petit dispositif 65
4.2.1 Caractéristiques de l'écoulement selon le nombre de Reynolds 65
4.2.2 Comparaison inter-régime des vitesses moyennes des vortex . . 67
4.3 Écoulement au sein du grand dispositif 69
4.3.1 Caractéristiques de l'écoulement selon le nombre de Reynolds 69
4.3.2 Comparaison inter-régime des vitesses des écoulements 76
4.3.3 Mélange d'un traceur passif 78
4.4 Conclusion 85

5 Evolution d'interfaces de densité et mélange : Ecoulement turbulent 87
5.1 Introduction 87
5.2 Phases d'évolution d'une bicouche de densité 90
5.2.1 Phase 1 : Réduction de l'épaisseur de l'interface 90
5.2.2 Phase 2 : Erosion de l'interface mince 100
5.2.3 Phase 3 : Brisure de l'interface et homogénéisation 110
5.3 Mélange 113
5.3.1 Efficacité Globale du mélange 113
5.3.2 Processus locaux de Mélange 116
5.3.3 Analogie avec la circulation de Langmuir 128

6 Evolution d'interfaces de densité et mélange : Ecoulement laminaire 131
6.1 Introduction 131
6.2 Conditions initiales des expériences 132
6.3 Évolution spatio-temporelle de la densité 135

6.3.1 Expériences à faible nombre de Reynolds 135
6.3.2 Expériences à nombre de Reynolds modéré 144
6.4 Efficacité globale du mélange 150
6.5 Couplage de la stratification 154
6.6 Conclusion 157

Conclusion et Perspectives **159**

Bibliographie **161**

Notations

Grandeurs physiques :

a : Rayon interne du cylindre intérieur
b : Rayon externe du cylindre intérieur
B : Flottaison ($= g\rho(z)/\overline{\rho}$)
c : Vitesse du son
C : Concentration
d : Largeur de l'entrefer, largeur du faisceau laser
D : Epaisseur de la couche d'eau au-dessus de l'interface principale
$\mathrm{D_{eff}}$: Coefficient de diffusion effectif
$\mathrm{D_m}$: Coefficient de diffusion moléculaire
δ_B : Epaisseur de l'interface de densité
δ_U : Epaisseur de l'interface cisaillée
Δ : Différence
E_p : Energie potentielle
ϵ : Coefficient d'extinction
ζ : Coefficient d'atténuation
η : Rapport des rayons (a/b)
θ : Angle azimutal
F : Flux de densité
$\mathcal{F}$: Fonction
g : Accélération dûe à la gravité
Γ : Rapport d'aspect des dispositifs (h/d)
h : Hauteur des tourbillons de Langmuir, constante de Planck, hauteur utile des dispositifs Taylor-Couette
I : Intensité lumineuse
κ : Diffusivité thermique
L_H : Echelle intégrale
λ : Longueur d'onde

M : Couple exercé par l'eau sur le cylindre intérieur
N : Fréquence de la stratification
ν : Viscosité cinématique, fréquence du laser
r : Dimension horizontale, distance par rapport au centre des cylindres
ρ : Densité
t : Temps
T : Température ou période
u : Vitesse horizontale des vortex de Langmuir parallèle à la direction principale des vortex
U : Vitesse
U_H : Vitesse intégrale
U_e : Vitesse d'entrainement
U_θ : Vitesse de l'écoulement de la direction azimutale
v : Vitesse horizontale des vortex de Langmuir orthogonale à la direction princiale des vortex
w : Vitesse verticale des vortex des Langmuir
W : Energie
ω : Fréquence
Ω : Vitesse de rotation du cylindre interieur (rad/s)
Ω_ϑ : Vitesse de rotation des vortex
z : Dimension verticale

Nombre adimensionnels

E : Vitesse d'entrainement adimensionnalisée
Fr : Nombre de Froude
G : Nombre de Grashof
La : Nombre de Langmuir
Pe : Nombre de Peclet
Pr : Nombre de Prandt
Re : Nombre de Reynolds
Ri : Nombre de Richardson
$\mathrm{Ri_f}$: Nombre de Richardson de Flux
$\mathrm{Ri_g}$: Nombre de Richardson de Gradient
$\mathrm{Ri_I}$: Nombre de Richardson Interfacial
$\mathrm{Ri_o}$: Nombre de Richardson global
Sc : Nombre de Schmidt
T : Nombre de Taylor

Abbréviations :

B :	Flottaison
BG :	Background
c :	Critique (en indice)
dye :	Colorant (en indice)
F :	Fluorescence (en indice)
g :	Gradient (en indice)
i :	initiale (en indice)
int :	interface (en indice)
I :	Incidente (en indice)
m :	mélange (en indice)
max :	maximum (en indice)
o :	Global (en indice)
w :	Eau (en indice)

Unités :

GT :	Gigatonne
hPa :	Hectopascal
°C :	Degré Celcius
J :	Joule
kg :	Kilogramme
km :	Kilomètre
m :	Mètre
cm :	Centimètre
μm :	Micromètre
nm :	Nanomètre
s :	Seconde
rad :	Radian
rpm :	Rotation par minute
V :	Volt
M :	Mol/litre
W :	Watt
L :	Litre

Introduction

Ce travail a pour objectif une meilleure connaissance du mélange par un écoulement anisotrope turbulent en fluide stratifié. Il s'inscrit dans le cadre d'un projet sur l'étude globale de la structure de l'océan, principalement de sa couche supérieure. Il s'agit d'identifier les mécanismes responsables de l'homogénéisation ou de la stratification (variation de la densité avec la profondeur) de cette couche, puis de quantifier leurs actions. Plus généralement les mécanismes de mélange en régime turbulent et stratifié sont impliqués dans un grand nombre de situations géophysiques ou industrielles comme nous l'illustrons dans le premier chapître. Un regard particulier est porté sur les jets équatoriaux profonds ainsi que sur la circulation de Langmuir car ils constituent deux cas réels d'écoulements turbulents anisotropes se développant en milieu stratifié. Dans cette partie nous présentons également une synthèse concernant les études sur le mélange turbulent en milieu stratifié, les différents mécanismes qui peuvent être impliqués (ondes internes, convection, cisaillement ...). Les nombreuses études expérimentales et théoriques sur le sujet ont permis de développer des modèles permettant de relier, par des nombres adimensionnels, la vitesse d'entraînement du fluide (ou son flux de densité) au gradient de densité de l'interface limitante. A partir de cette expression, il est possible de déterminer les variations d'efficacité du mélange selon les conditions de turbulence et de stratification. A la fin du premier chapître, nous regroupons les questions qui ont motivé ce travail.

L'étude expérimentale est centrée sur des expériences de mélange d'une bicouche de densité par un écoulement Taylor-Couette (TC). Celui-ci est constitué par un écoulement azimutal dans lequel se développent des tourbillons d'axes horizontaux qui sont continuellement entretenus. Dans ces expériences, l'écoulement anisotrope, turbulent (selon les conditions), est analogue aux jets équatoriaux du point de vue de leur structure ainsi que de l'origine de leur développement (instabilité centrifuge ou inertielle). D'autre part, tout comme la circulation de Langmuir, les vortex de Taylor ne sont que des écoulements secondaires au sein d'écoulements de plus grande intensité. L'écoulement Taylor-Couette a déjà bien été étudié en fluide homogène [Di Prima & Swinney, 1981; Andereck *et al.*, 1986; Lueptow *et al.*, 1992; Chandrasekhar, 1961] ou en fluide linéairement stratifié [Boubnov *et al.*, 1995; Boubnov & Hopfinger,

1997; Caton *et al.*, 2000; Caton, 1998; Hua *et al.*, 1997a]. Ces travaux qui ont servi d'ossature pour cette étude, ont été revus lors du chapître 2.

Le chapître 3 permet de faire un plan détaillé sur les conditions d'expérimentation : les caractéristiques des dispositifs Taylor-Couette ainsi que les principes des techniques de mesure par fluorescence induite par laser (L.I.F.), ombroscopie ou par vélocimétrie par images de particules (P.I.V.).

Dans le chapître 4, les connaissances sur l'écoulement Taylor-Couette sont complétées par des mesures du champ de vitesses des vortex en fluide homogène pour des régimes de turbulence encore non approfondis. Ces mesures sont nécessaires pour le calcul des grandeurs adimensionnelles caractérisant le mélange (Nombre de Richardon, nombre de Richardson flux ...). Le mélange d'un traceur passif est également étudié pour différents régimes d'écoulement. Les coefficients de diffusion effectifs déterminés sont comparés avec ceux des études de Tam & Swinney [1987] pour une turbulence plus élevée et de Caton *et al.* [2000] en fluide linéairement stratifié. Leur connaissance permet une meilleure interprétation des expériences de mélange en présence d'une stratification.

Dans les chapîtres 5 et 6, nous avons étudié l'influence de l'anisotropie de l'écoulement sur le mélange, en fluide laminaire ou turbulent. Les évolutions spatio-temporelles de la densité et de la stratification sont analysées en fonction de la stratification initiale et du nombre de Reynolds. L'étude est menée tout d'abord d'un point de vue global, puis se concentre sur des mesures locales (en temps et en espace). Nos résultats sont comparés avec les travaux antérieurs sur le mélange. Un intérêt particulier est porté sur les relations entre flux et gradient verticaux de densité.

Chapitre 1

Contexte

L'influence d'une stratification verticale (en densité) sur des écoulements turbulents et surtout le mélange est un sujet d'étude au coeur des préoccupations des scientifiques depuis plus de trente ans. La compréhension des mécanismes de la turbulence et du mélange en milieu stratifié est cruciale car celle-ci intervient dans de nombreuses situations géophysiques ou industrielles. Dans les paragraphes ci-dessous, nous présentons tout d'abord des exemples de situations problématiques pour l'Homme dans lesquelles la stratification et la présence, ou non, de mécanismes de mélanges turbulents jouent un rôle majeur. Puis cette étude, se plaçant plus spécifiquement dans le cadre de la turbulence anisotrope en milieu stratifié, une attention particulière est portée aux jets équatoriaux et à la circulation de Langmuir. Enfin les principaux résultats des études sur le mélange turbulent en milieu stratifié sont présentés, ainsi que les questions qu'ils suscitent, questions auxquelles nous chercherons à répondre tout au long de cet exposé.

1.1 Effet de la stratification sur notre environement et problématique humaine

Dans les océans, une couche, dite supérieure, se forme par interaction en surface avec l'atmopshère. Ils échangent de la chaleur, de la matière et de la quantité de mouvement par, rayonnement, évaporation, précipitation, action du vent et/ou des vagues. La couche supérieure de l'océan est limitée en profondeur par une pycnocline saisonnière (zone de forte variation de densité) qui la sépare de la partie abyssale de l'océan. A ce niveau, elle perd notamment de la chaleur. Les échanges interfaciaux peuvent entraîner des variations de densité et la formation de zones de cisaillement dont la localisation dépendra de l'existence et de la force des processus de mélange.

Ceux-ci peuvent être dûs à un forçage convectif par refroidissement en surface, à des instabilités induites par le cisaillement créé par le vent, et/ou à la circulation de Langmuir résultant de l'interaction des vagues avec les courants formés par le vent (figure 1.1). Le réchauffement en surface a, pour sa part, un effet inhibiteur du mélange qui tend à recréer une stratification [Skyllingstad & Denbo, 1995].

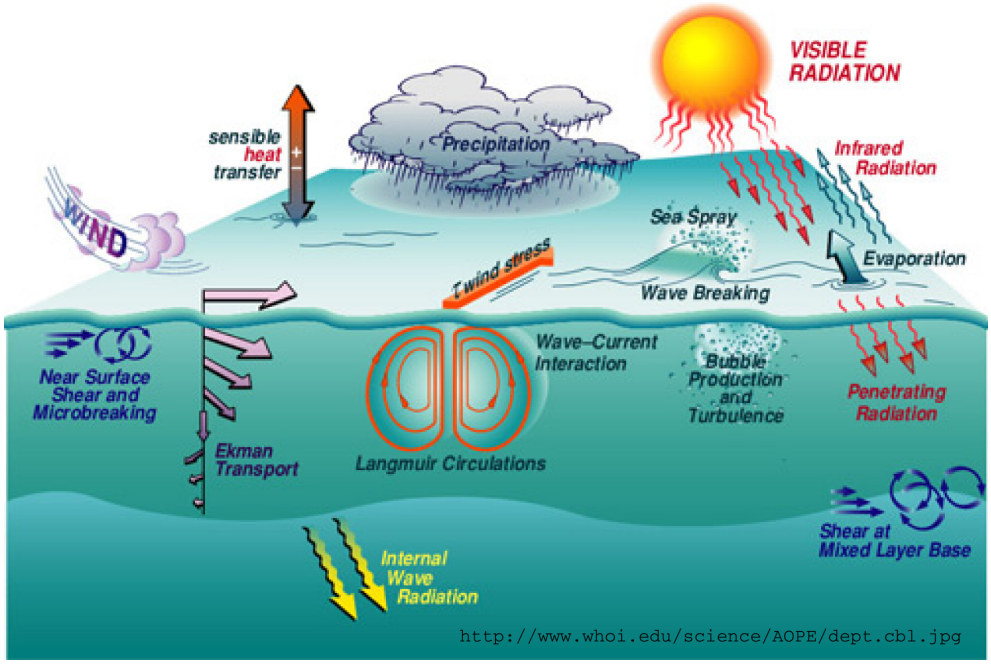

FIG. 1.1 – *Illustration des différents mécanismes impliqués dans la structure de la couche supérieure de l'océan*

La structure, en densité, de l'océan est très importante pour l'homme d'un point de vue climatique. En effet depuis le début de l'ère industrielle, on a mesuré une augmentation importante du CO_2 atmosphérique due à l'activité humaine, ce qui contribue à l'augmentation de la température d'équilibre radiatif. L'émission de ce gaz, due aux combustibles fossiles, est estimée à 5.3 GT/an et l'absorption par l'océan entre 1 à 3 GT/an. L'absorption du CO_2 par l'océan s'effectue en grande partie grâce au phytoplancton (photosynthèse). Or pour bien se développer, celui-ci a besoin de capter la lumière vive à proximité de la surface mais a aussi besoin de nutriments situés plus en profondeur. L'alternance diurne permet, grâce aux effets de la densité et de la turbulence, le maintien en surface du phytoplancton durant la journée (légère stratification) et son brassage durant la nuit (fluide homogénéisé, cf figure 1.2). Toutefois, si l'absorption du CO_2 par l'océan peut sembler bénéfique à court terme, il n'en va pas de même sur une échelle de temps plus longue. En effet

la majorité du CO_2 présent dans l'océan l'est sous la forme de carbonate. Le pH des océans étant de 8.2, l'ajout de CO_2 dans l'océan l'acidifie, ce qui réduit sa capacité à absorber le CO_2. Ainsi le CO_2 absorbé par la couche supérieure doit passer dans l'océan profond si on ne veut pas que le surplus de CO_2 libéré dans l'atmosphère nous empêche de respirer. Par ailleurs, l'acidification de la couche supérieure de l'océan menace la vie marine, en particulier celle des mollusques et crustacés dont la coquille se dissout en milieu acide. Les processus de mélanges turbulents contrôlent les échanges de fluides entre la couche supérieure et le reste de l'océan, leur efficacité est un paramètre important dans la gestion de ce problème.

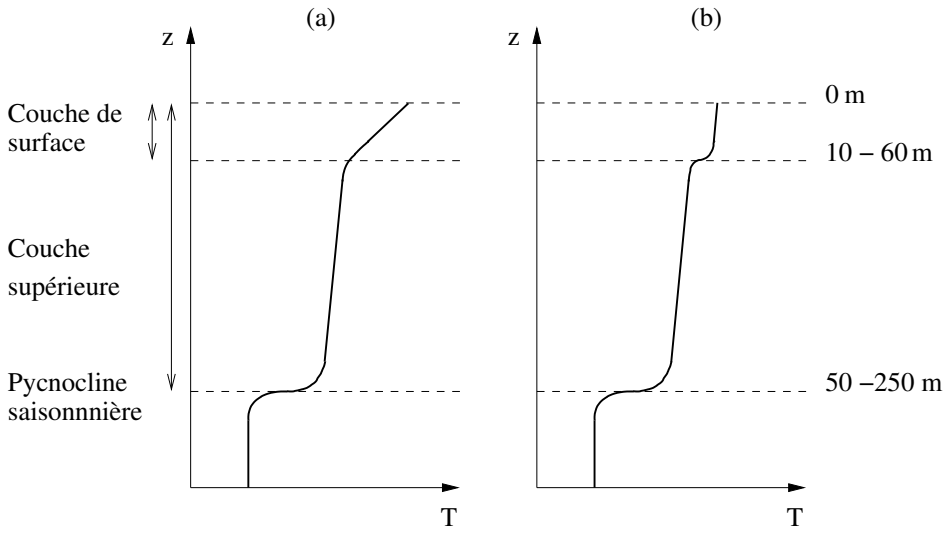

FIG. 1.2 – *Variation de la température en fonction de la profondeur dans l'océan : (a) la couche de surface présente une légère stratification comme souvent en fin de journée, (b) la couche de surface forme une zone homogène en densité par mélange convectif durant la nuit.*

Un autre exemple de l'intérêt de l'étude des effets de la turbulence sur la stratification peut être trouvé dans le domaine de la détection sous-marine à l'aide de SONAR : compte tenu de la faible atténuation des ondes acoustiques dans l'eau, l'emploi d'ondes sonores est un moyen simple de scanner l'océan sur de très grandes distances. Cependant la vitesse du son dépendant de la température, de la salinité et de la pression (donc de la profondeur), les rayons acoustiques peuvent présenter des trajectoires particulières : Ils se propagent systématiquement vers la zone pour laquelle la vitesse du son est la plus faible (réfraction). Dans le cas d'une couche de surface bien mélangée, le profil de vitesse du son peut présenter un maximum local.

Les rayons acoustiques sont alors déviés vers la surface dans la partie supérieure, et vers le fond dans la partie inférieure, créant une zone d'ombre jamais atteinte par les rayons (figure 1.3).

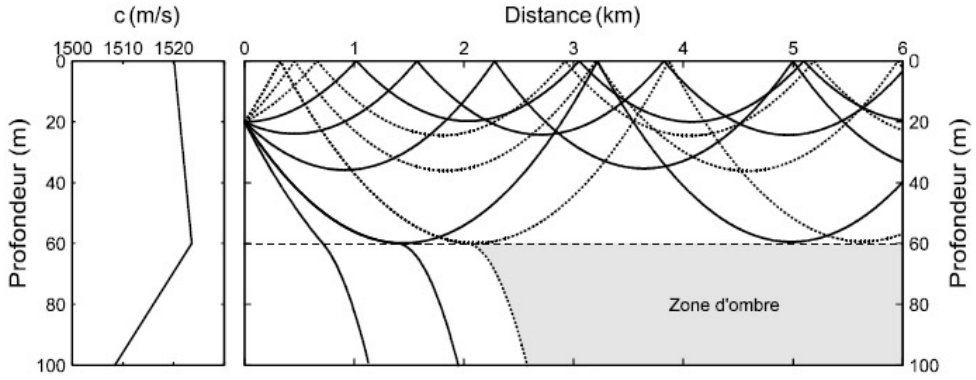

FIG. 1.3 – *Propagation des rayons acoustiques au voisinage de la surface dans une couche de mélange homogène, au dessus d'une pycnocline. A gauche, profil vertical de la vitesse du son dans cette même zone.*

L'étude de la turbulence en milieu stratifié trouve aussi des applications dans l'atmosphère. Le passage de la tropopause (limite entre la troposphère et la stratosphère) s'accompagne d'un changement du sens de variation de la température. Alors que la température diminue avec l'altitude dans la troposphère (par diminution du rayonnement terrestre perçu), elle réaugmente dans la stratosphère par échauffement de l'ozone qui capte les rayonnements ultra-violet du soleil (figure 1.4).

Cette inversion de température confère à la stratosphère une grande stabilité. Les mouvements verticaux y sont fortement limités. Depuis environ trente ans, les scientifiques ont découvert la présence de trous dans la couche d'ozone au niveau des pôles, le plus important étant situé en antarctique. Des vortex circumpolaires se développent dans la stratosphère en raison du fort gradient de température existant entre les hautes et les moyennes latitudes. Ils isolent l'air qu'ils contiennent du reste de l'atmosphère et catalysent les réactions de destruction de l'ozone par le chlore, notamment par le transport de l'air riche en chlore de la stratosphère supérieure vers la stratosphère inférieure, riche en ozone. Une explication possible de la différence de taille des trous de la couche d'ozone de l'artique et de l'antarctique est donnée par Pierrehumbert [1991]. Les travaux de Edouard *et al.* [1996] et Legras *et al.* [2003] permettent également mieux comprendre la dynamique de ces phénomènes. Dans la stratosphère, le mélange latéral est plus important dans l'hémisphère Nord sous l'effet de l'activité intense des ondes internes, elles-mêmes générées par les

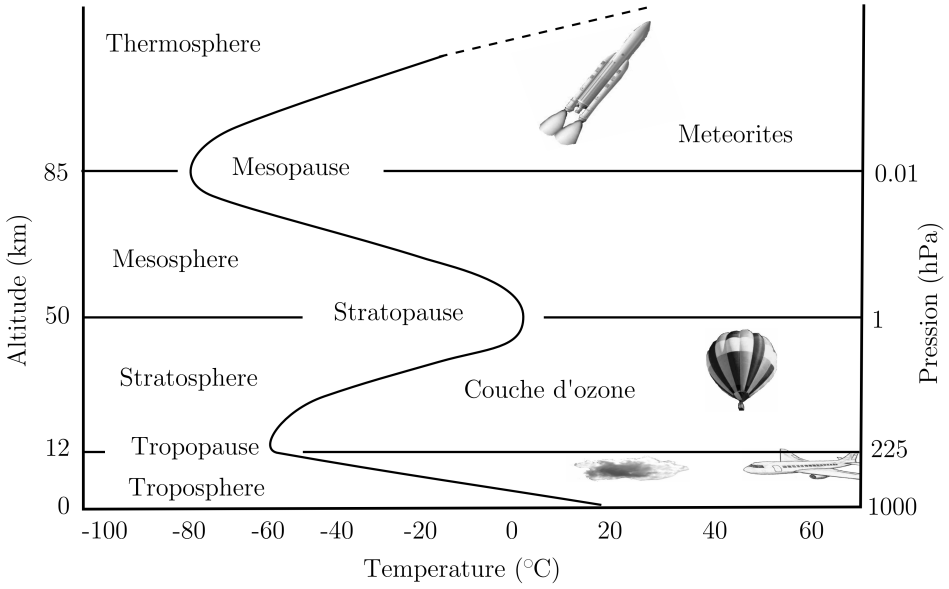

FIG. 1.4 – *Structure en couche de l'atmosphère : inversion de la température dans la stratosphère riche en ozone*

écoulements autour des montagnes et les flux de chaleur renvoyés par les terres. Il en résulte un affaiblissement du vortex circumpolaire arctique.

Un autre exemple de situation où la stratification agit directement sur notre environment existe dans la troposphère. Celle-ci est le siège de l'ensemble des phénomènes météorologiques. Elle assure le brassage des polluants (force et direction du vent, température). Généralement l'air chaud au niveau du sol se disperse à la verticale et les polluants avec lui. Cependant une couche d'inversion de température peut également se développer au sein de la troposphère. En hiver, le sol et la mince couche d'air juste au dessus peuvent se refroidir plus vite que la couche d'air qui les surplombe. L'air froid situé en dessous est alors bloqué par l'air chaud situé au dessus (figure 1.5). Les polluants ne peuvent plus se disperser dans l'atmosphère, ils sont bloqués par ce couvercle d'air chaud. Ce phénomène est accentué dans les vallées par la présence des montagnes qui limitent la dispersion horizontale et qui sont parfois survolées par des courants d'air chaud. L'absence de mécanisme de mélange peut conduire à la persistance de ce phénomène pendant plusieurs jours consécutifs.

Enfin une bonne connaissance du mélange en milieu stratifié permet également d'améliorer les conditions de vie au sein de nos habitats. En effet, la température intérieure augmente au fur et à mesure que l'on s'élève dans la pièce, créant une stratification stable si rien n'est fait. Un système de mélange efficace permet de

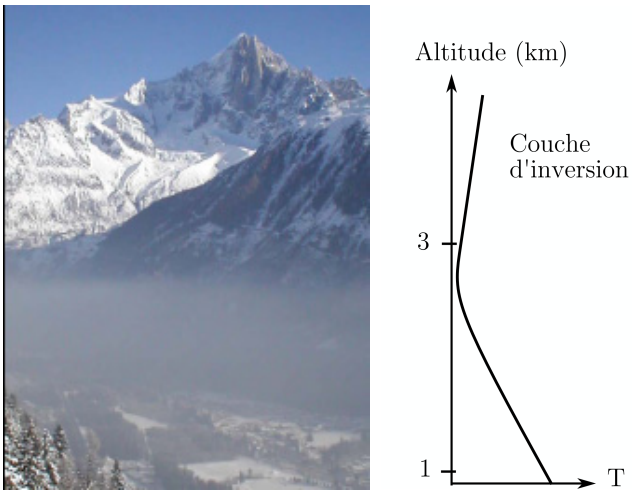

FIG. 1.5 – *Couche d'inversion thermique au sein de la troposphère à Chamonix en janvier 2003 avec concentration des agents polluants et de la vapeur d'eau à proximité des habitations (source Air APS).*

réduire la consommation énergétique en établissant une température homogène (agréable) au sein des logements par la présence de cellules de convection. Dans les réserves d'eau potable, la stratification dûe à la chaleur complique le mélange des agents de désinfection (Chlore par exemple). D'autres applications sont par exemple les étangs solaires ou le dispositif de stockage en milieu stratifié de gaz naturel (Gorieu [1999]).

1.2 Exemples géophysiques de turbulence anisotrope en milieu stratifié

1.2.1 Jets équatoriaux profonds

On trouve dans l'océan des courants marins qui suivent la ligne de l'équateur. Ils sont dénommés jets équatoriaux profonds car ils se développent entre 300 et 1800 mètres de profondeur, en dessous de la pycnocline saisonnière. La stratification verticale est stable à cette profondeur. Ces jets se caractérisent par l'alternance positive et négative de leur vorticité respective suivant la verticale. Ils ont été décrits par Firing [1987] dont la figure 1.6 est extraite. Elle représente les lignes d'isovitesses des courants zonaux mesurées dans l'ocean pacifique. Les jets équatoriaux se caractérisent par des rapports d'aspect (hauteur sur largeur) très petits et ne sont présents que dans une zone spatiale restreinte au voisinage de l'équateur ($< 1°$).

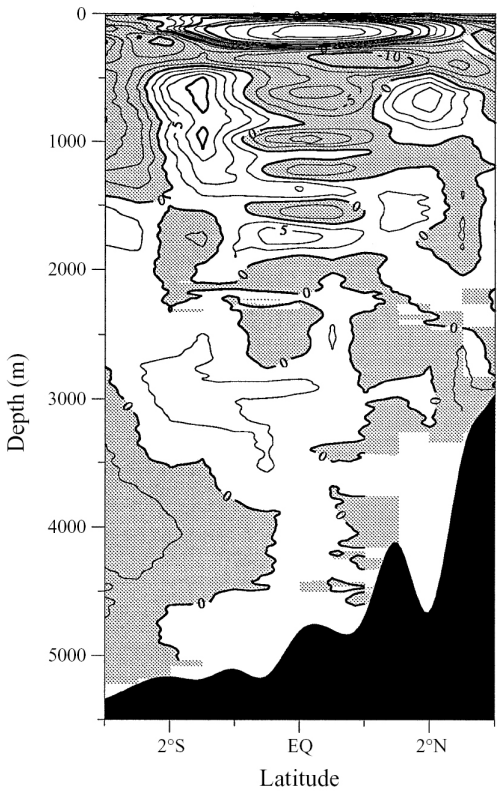

FIG. 1.6 – *Carte des lignes d'isovitesse des courants zonaux selon la profondeur dans l'océan et l'écart à l'équateur. Vitesses positives en blanc, vitesses négatives en grisé. (Données de la campagne PEQUOD, océan pacifique, Firing [1987])*

Un mécanisme de formation de ces jets a été proposé par Hua *et al.* [1997b] : La vorticité potentielle d'Ertel, calculée en prenant aussi en compte la composante horizontale du vecteur rotation de la terre, est voisine de zéro à proximité de l'équateur. Or cet état constitue une condition marginale pour le développement de l'instabilité inertielle (centrifuge). Il conduit à la formation des structures tourbillonnaires observées. Au sein de l'écoulement Taylor-Couette, le développement des vortex de Taylor dépend de la même instabilité : les équations sont les mêmes mais les conditions aux limites diffèrent. La stratification verticale limite la taille des tourbillons dans le sens vertical et conduit à un étirement des vortex dans le sens horizontal. Les rapports d'aspect (hauteur/largeur) sont diminués [Boubnov *et al.*, 1995]. Les mécanismes de transport de fluide par diffusion anormale [Janiaud *et al.*, 2000] sont impliqués dans le contrôle des échanges avec la couche de surface. Leurs effets sont encore peu quantifiés.

1.2.2 Circulation de Langmuir

La circulation de Langmuir est un phénomène résultant de l'interaction du vent avec les vagues qui engendre la formation de paires de tourbillons contra-rotatifs d'axes horizontaux. Cette circulation permet une homogénéisation de la densité par un mélange rapide et un transfert de quantité de mouvement en dessous de la couche de mélange ainsi formée. Une zone de cisaillement apparaît alors en dessous [Plueddemann & Weller, 1999].

La figure 1.7 présente les caractéristiques géométriques des tourbillons. L'espacement entre les zones de convergence (ou windrow) représente la longueur d'onde λ de la circulation. Les rouleaux se forment avec quelques degrés d'écart par rapport à la direction du vent lorsque celui-ci est supérieur à 3 m/s. On a alors une longueur d'onde de l'ordre du mètre, difficilement détectable [Leibovich, 1983]. Quand la circulation est bien établie, de grandes gammes d'échelles coexistent, la longueur d'onde peut alors être comprise entre 5 et 300 mètres [Langmuir, 1938; Pollard, 1977; Plueddemann *et al.*, 1996]. Les grandes tailles sont obtenues par fusion des cellules (vortex) de Langmuir (par le forçage dû au courant de Stokes) alors que les petites échelles persistent par régénération de petits tourbillons [Li & Garrett, 1993; Skyllingstad & Denbo, 1995; Melville *et al.*, 1998]. A ce stade, la circulation de Langmuir peut perdurer jusqu'à plus d'un jour après l'arrêt du vent. Elle tire alors probablement son énergie des vagues qui décroissent plus lentement que le vent [Plueddemann *et al.*, 1996].

Les rapports d'aspect ($\lambda/2h$) sont généralement voisins de un [Smith, 1992, 1998]. Ils peuvent prendre des valeurs plus importantes (jusqu'à 3) quand la couche de mélange est exposée à de fortes pycnoclines et à des zones de cisaillement

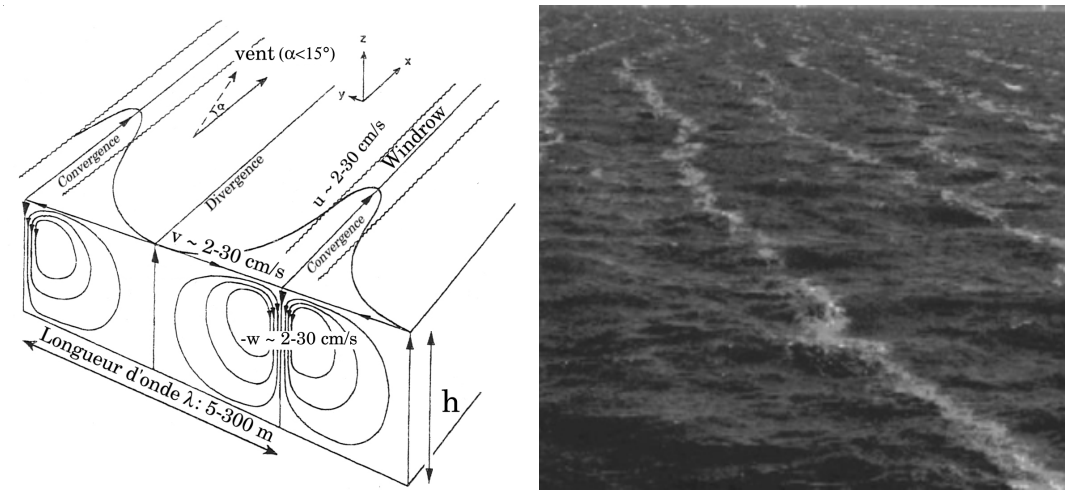

FIG. 1.7 – *A gauche : Caractéristiques géométriques des rouleaux de Langmuir (inspiré de Pollard [1977]; Weller & Price [1988]). A droite : Visualisation de la circulation de Langmuir par accumulation d'algues dans les zones de convergence des tourbillons contra-rotatifs.*

important. La profondeur maximale de la couche de mélange, et donc de λ, est fortement dépendante des caractéristiques du vent, des vagues et de la profondeur de la pycnocline saisonnière. Li *et al.* [1995] ont montré que l'épaisseur h de la couche de mélange augmentait tant que le nombre de Froude est supérieur à 0.9. Il est basé sur la vitesse des vortex w_{max}, le saut de flottaison ΔB $(= g\Delta\rho/\overline{\rho})$ et h.

$$\mathrm{Fr} = \frac{w_{max}}{\sqrt{h\Delta B}} \tag{1.1}$$

La limite sur le nombre de Froude est d'environ 0.6 lorsque la circulation de Langmuir se développe dans un environment ayant une stratification préexistante [Li & Garrett, 1997]. La question est de savoir pourquoi il y a arrêt de l'approfondissement de la couche de mélange pour de plus petites valeurs du nombre de Froude.

La connaissance de la hauteur de la couche de mélange en présence de vortex de Langmuir est un point important en océanographie. En effet, les études qui portent sur la circulation générale de l'océan ne permettent pas d'équilibrer le bilan énergétique. Des sources de mélange sont nécessaires pour mettre en mouvement l'eau stratifiée de l'océan profond. La circulation n'est pas induite par convection mais plutôt gouvernée par le forçage du vent et des marées [Wunsch & Ferrari, 2004, revue]. Des structures à moyenne échelle, telles que la circulation de Langmuir sont ensuite nécessaires pour compléter ces apports en énergie. Ils permettent de dissiper

vers les plus petites échelles, l'énergie de la turbulence formée à grandes échelles. Le mélange dans l'océan n'est pas homogène spatialement et temporellement. Il est important de bien connaitre les caractéristiques des structures à moyenne échelle et de les paramétrer afin d'améliorer les prédictions des modéles océaniques sur les mouvements à grande échelle de l'océan.

1.3 Synthèse des études sur le mélange turbulent en milieu stratifié

1.3.1 Introduction

Le mélange turbulent s'effectue en trois étapes principales [Eckart, 1948] : une phase d'entrainement, une phase de dispersion et enfin une phase de diffusion irréversible (visqueuse et moléculaire). Le mélange est dit passif lorsqu'il s'agit d'homogénéiser, dans un écoulement, un scalaire qui n'est relié à aucune propriété dynamique particulière de l'écoulement considéré (colorant par exemple). Le mélange n'est plus passif lorsqu'il est couplé à la dynamique du système (tel est le cas lorsque l'on étudie les modifications des profils de densité par exemple).

La structure, en densité, des écoulements étudiés dans la littérature est variée : stratification linéaire, stratification exponentielle, bicouche ou profil mixte. La figure 1.8 représente trois champs de densité caractéristiques. Cette synthèse concerne principalement le cas des bicouches. Les variations de la densité selon la position verticale vérifient alors la relation 1.2. La variable t représente le temps durant lequel l'interface, laissée au repos, diffuse (D_m : Coefficient de diffusion moléculaire).

$$\rho(z) = \overline{\rho} + \frac{\Delta\rho}{2}\left(\sum_{n=0}^{+\infty} erf\left(\frac{(-1)^n(2n+1)h+z}{2\sqrt{D_m t}}\right) + erf\left(\frac{(-1)^n(2n+1)h-z}{2\sqrt{D_m t}}\right) - 1\right) \tag{1.2}$$

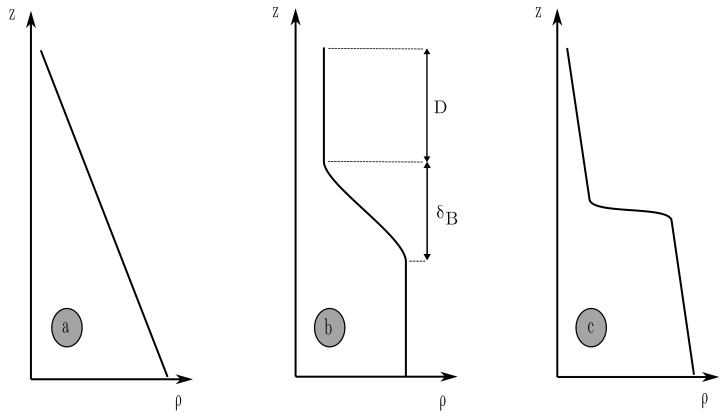

FIG. 1.8 – *Exemples de profils de densité couramment étudiés. On appelle δ_B l'épaisseur de l'interface principale et D la hauteur des couches adjacentes : (a) : stratification linéaire, (b) stratification bicouche et (c) profil mixte.*

Du point de vue des mécanismes de mélange, deux situations sont à considérer, à savoir la présence ou l'absence de cisaillement vertical à grande échelle. Dans le premier cas, le mélange peut être engendré par des instabilités de cisaillement et le déferlement d'ondes. Dans le second cas, des tourbillons formés par la turbulence viennent percuter ou éroder l'interface stratifiée et génèrent ainsi du mélange. On retrouve dans la littérature, des études portant sur le mélange en écoulement cisaillé [Peltier & Caulfield, 2003; Strang & Fernando, 2001] ou sur le mélange induit par la présence de tourbillons et de turbulence. Parmi les nombreuses expériences réalisées en laboratoire, l'utilisation de grilles oscillantes a permis d'étudier le mélange en turbulence tridimensionnelle [Thomson & Turner, 1975; E & Hopfinger, 1986]. Le déplacement de tiges verticales [Park *et al.*, 1994] ou la génération de tourbillons verticaux [Billant & Chomaz, 2000] sont d'autres méthodes qui permettent de travailler en turbulence anisotrope (bidimensionnelle).

Dans tous les cas, si localement la stratification est inférieure en valeur absolue à la moitié du cisaillement vertical de la vitesse, il y a croissance de toutes petites perturbations, générant ainsi du mélange. Ce théorème connu sous le nom de Miles et Howards correspond à une condition sur le nombre de Richardson de gradient :

$$\text{Si} \quad \mathrm{Ri_g} \equiv \frac{\mathrm{N}^2}{\left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z}\right)^2} < \frac{1}{4} \quad \text{alors il y a croissance des perturbations.}$$

Ce nombre est très important du point de vue de l'évolution des écoulements en fluide stratifié. Il permet de séparer les écoulements en plusieurs catégories selon la nature des mécanismes impliqués. Sa valeur prend en compte à la fois les effets stabilisants de la stratification et ceux perturbateurs générés par un cisaillement local de la vitesse. Lorsque la couche de mélange stratifiée est instable, son épaisseur augmente jusqu'à ce que le nombre de Richardson dépasse 0.3 [Hopfinger, 1987].

Afin d'étudier plus en détail les mécanismes de mélange, il est utile de rappeler que lorsque la stratification est réalisée en température, on utilise le nombre de Prandtl (Pr) pour comparer les effets de la diffusion visqueuse (ν) aux effets de diffusion thermique (κ). Lorsque les variations de densité sont dues à des modifications de la concentration en sel, le nombre de Schmidt (Sc) est pertinent pour comparer les effets de la diffusivité visqueuse aux effets de diffusion moléculaire ($\mathrm{D_m}$). Le nombre de Péclet compare alors, selon les cas, les effets thermiques (ou moléculaires) aux effets inertiels.

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{\kappa}, \qquad \mathrm{Sc} = \frac{\nu}{\mathrm{D_m}}, \; et \qquad \mathrm{Pe} = \mathrm{RePr} \;\; (ou \; = \mathrm{ReSc})$$

1.3.2 Mélange induit par un cisaillement moyen

Tout comme pour la stratification, le cisaillement de vitesse peut s'étendre sur toute la hauteur de l'écoulement étudié ou seulement sur une zone plus restreinte. On appelle δ_U l'épaisseur sur laquelle la contrainte de cisaillement est constante. δ_B correspond à l'épaisseur de la zone stratifiée. Si le milieu de la zone stratifiée correspond au milieu de la zone cisaillée, il existe une zone commune, qui est à la fois stratifiée et cisaillée, sur laquelle le nombre de Richardson de gradient est constant. Le nombre de Richardson global est, dans ce cas, égal au nombre de Richardson de gradient :

$$\forall z \in [\delta_B \cup \delta_U], \quad \mathrm{Ri_o} \equiv \frac{\Delta B/\delta_B}{(\Delta U/\delta_U)^2} = \mathrm{Ri_g}(z) \quad avec \quad \Delta B = \frac{g\Delta\rho}{\overline{\rho}}$$

Expérimentalement l'écart entre le centre de la zone stratifiée et celui de la zone cisaillée s'ajuste selon la valeur de $\mathrm{Ri_o}$. Strang & Fernando [2001] ont étudié les régimes d'écoulements qui se développent en présence d'une interface de densité cisaillée pour un nombre de Richardson global variant entre 1 et 15. Sur cette gamme de $\mathrm{Ri_o}$, la plus petite valeur de $\mathrm{Ri_g}$ passe de 0.04 à 6 (pour $\mathrm{Ri_o}$ croissant). Le rapport δ_U/δ_B considéré est supérieur à un. On présente ici leur principaux résultats.

– $\mathrm{Ri_o} \in [1.5 - 3.2]$ **: Ondes de Kelvin-Helmholtz**

Sur cette gamme de nombres de Richardson, l'écoulement est instable (le nombre de Ricardson de gradient est plus petit que 0.25) et conduit au développement d'ondes de Kelvin-Helmholtz (Ces ondes sont relativement bien connues du grand public car elles se développent à la périphérie des nuages). Elles se caractérisent par le détachement de fluide dense qui s'enroule sur lui-même pour former, à terme, des vortex. Le piégeage de ces ondes dans l'interface conduit à leur déferlement et au mélange. Peltier & Caulfield [2003] ont étudié également l'écoulement qui se forme en présence d'onde de Kelvin-Helmholtz se développant au sein d'une interface de densité cisaillée. Ils montrent que les vortex de Kelvin-Helmholtz se développent dans un premier temps, jusqu'à ce qu'ils atteignent un niveau de saturation. Il y a alors autant d'ondes qui disparaissent que d'ondes qui apparaissent. Il y a très peu de mélange (irréversible) avant la saturation car la phase de diffusion nécessaire se fait sur une échelle de temps plus grande. Une fois la saturation atteinte, des zones instables se forment sur la périphérie des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. La turbulence bidimensionnelle de ces tourbillons est détruite par la turbulence tridimensionnelle des structures secondaires qui se développent. L'échelle de longueur de ces structures est beaucoup plus petite que celle des vortex de Kelvin-Helmholtz. Le mélange généré est alors très efficace (Il peut atteindre 75 % de conversion de

l'énergie cinétique en énergie potentielle). Par la suite, la couche de cisaillement s'effondre et l'énergie cinétique totale diminue sous l'effet de la dissipation visqueuse.

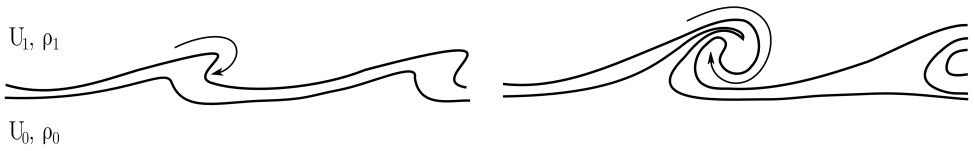

FIG. 1.9 – *Schématisation des ondes de Kelvin-Helmholtz qui se développent au niveau d'une interface de densité ($\rho 1 < \rho 0$) cisaillée ($U1 > U0$).* $\mathrm{Ri_o} < 5$

– $\mathrm{Ri_o} \in [3.2 - 5]$ **: Régime transitoire**

Sur cette gamme de nombre de Richardson, l'écoulement présente un caractère transitoire caractérisé par la présence d'ondes de Kelvin-Helmholtz mais aussi d'un autre type d'ondes asymétriques qui se déplacent au sein de l'interface. Leur interaction augmente le nombre de brisure d'ondes et induit ainsi une augmentation de l'efficacité du mélange.

– $\mathrm{Ri_o} \in [5 - 5.8]$ **: Ondes asymmétriques**

Sur cette gamme de $\mathrm{Ri_o}$, seules les ondes asymmétriques persistent. L'efficacité du mélange est alors maximale et atteint 40 %.

– $\mathrm{Ri_o} \in [5.8 - 15]$ **: Ondes de Hölmböe**

Sur cette gamme de $\mathrm{Ri_o}$, les perturbations les plus instables qui se développent, conduisent à la formation d'ondes de Hölmböe. Ces ondes sont symétriques et se déplacent en sens opposé au sein de l'interface qu'elles pénètrent. L'efficacité du mélange décroit petit à petit pour un nombre de Richardson global croissant.

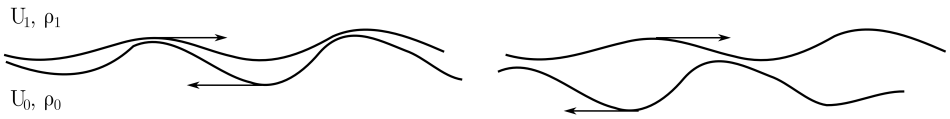

FIG. 1.10 – *Schématisation des ondes de Hölmböe qui se développent au niveau d'une interface de densité ($\rho 1 < \rho 0$) cisaillée ($U1 > U0$).* $\mathrm{Ri_o} > 5.8$

1.3.3 Mélange induit par la turbulence

On considère ici les interfaces de densité qui ne sont pas soumises à un cisaillement à grande échelle. Le mélange est induit par forçage turbulent tridimentionnel. Dans ces conditions, le mélange est caractérisé par un nombre de Richardson global $\mathrm{Ri_o}$ basé cette fois sur l'échelle intégrale L_H et la vitesse intégrale U_H de la turbulence. L'échelle intégrale correspond à la somme de toutes les longueurs pondérées par l'auto-corrélation des fluctuations de vitesse. Un nombre de Richardson interfacial $\mathrm{Ri_I}$ permet de spécifier les conditions au niveau de l'interface :

$$\mathrm{Ri_o} \equiv \frac{\Delta B L_H}{U_H^2} \qquad et \qquad \mathrm{Ri_I} \equiv \frac{\Delta B \delta_B}{U_H^2} \tag{1.3}$$

Carruthers & Hunt [1997] ont mis en évidence que le champ d'ondes qui peut être induit au niveau d'une interface de densité par une couche turbulente se caractérise par la valeur du nombre de Richardson interfacial. Si $\mathrm{Ri_I} < \pi^2$, il n'y a que très peu de mouvements au sein de l'interface (en comparaison de son déplacement) et seul le premier mode des ondes internes peut se développer (**Flapping wave**). Si $\mathrm{Ri_I}$ est plus grand que π^2, des ondes de mode plus élevé, dissipatives se propagent dans l'interface. Cependant Perera *et al.* [1994] montrent qu'expérimentalement une interface de densité peut rester dominée par des ondes de mode 1 pour $\mathrm{Ri_I}$ voisin de 50. Pour ces derniers, le critère est fixé par le rapport δ_B/L_H qui doit être inférieur à 1.6 pour qu'il n'y ait que des ondes de mode 1.

Dans le cas où $\mathrm{Ri_I} < \pi^2$, les mécanismes de mélange ont été très bien analysés par Fernando & Hunt [1997] et McGrath *et al.* [1997] dans deux études conjointes, théorique et expérimentale. Ils dépendent de la valeur du nombre de Richardson global. Ces résultats sont valables en présence d'une turbulence développée d'un seul côté ou de part et d'autre d'une interface de densité. Les effets de la stratification sont sensibles lorsque $\mathrm{Ri_o}$ est supérieur à 1 [Fernando, 1995]. En effet un élément fluide est déplacé à travers une interface par une force motrice inertielle de l'ordre de U_H^2/L_H. Mais ce déplacement est limité par la force de flottaison ΔB. La stratification joue un rôle important quand $\Delta B > U_H^2/L_H$, c'est à dire quand $\mathrm{Ri_o} > 1$.

- $\mathrm{Ri_o} \in [1 - 15]$ **: Mécanisme par éclaboussure**
  Sur cette gamme de $\mathrm{Ri_o}$, les tourbillons formés par la turbulence voient leur vitesse verticale se réduire à mesure qu'ils se rapprochent de l'interface. Ils déforment l'interface puis rebondissent sur celle-ci pour réintégrer la couche turbulente dont ils sont issus. Ils entrainent avec eux du fluide dense ou léger selon leur position par rapport à l'interface [Linden, 1973; Dahm *et al.*, 1989; McGrath *et al.*, 1997], d'où le nom de mécanisme par éclaboussure.

- $\mathrm{Ri_o} \in [15 - 35]$ **: Mécanisme de cisaillement, de perçage**
  A présent la stratification est suffisament forte pour ne plus permettre des déformations de grande amplitude de l'interface. Cependant les structures vorticitaires dont la vitesse horizontale est suffisante, peuvent pénétrer partiellement l'interface, l'agiter et entrainer du fluide avec elles. Ce mécanisme est dominant pour cette gamme de $\mathrm{Ri_o}$ mais il existe déjà pour des $\mathrm{Ri_o}$ de plus faible valeur. L'impact des structures vorticitaires sur l'interface cause des déformations de l'interface qui restent plus importantes que celles causées par la présence d'ondes interfaciales [McGrath *et al.*, 1997].

- $\mathrm{Ri_o} \in [35 - ...]$ **: Mécanisme de brisure d'ondes**
  Le déferlement des ondes interfaciales est le mécanisme dominant pour les fortes valeurs de $\mathrm{Ri_o}$. Ces ondes se déplacent aléatoirement à la vitesse intégrale U_H et sont amplifiées de façon intermittente ce qui cause leur brisure. Les ondes déferlantes advectent dans leur déplacement des ondes de plus petite longueur d'onde. L'augmentation de la surface d'échange lors des brisures favorise le mélange. McGrath *et al.* [1997] ont observé le déferlement d'ondes pour des expériences dont le nombre de Richardson global était voisin de cent. Ceci s'oppose aux prédictions de Hannoun & List [1988] qui supposaient que pour de tels nombres de Richardson, seuls les effets moléculaires seraient importants. Crapper & Linden [1974] ont montré que, si le nombre de Péclet est trop petit ($\mathrm{Pe} < 200$), les ondes interfaciales ne se brisent pas et l'entrainement est dominé par la diffusion thermique ou moléculaire (selon les cas). D'autres [Noh & Fernando, 1993; Hannoun & List, 1988] établissent un critère basé sur le nombre de Richardson global. Au delà d'une valeur critique $\mathrm{Ri_{oc}}$, il n'y a plus déferlement d'ondes ($\mathrm{Ri_{oc}} = 1.25\mathrm{PrPe}^{-1/2}$).

Après cette rapide synthèse, il apparait clairement que les deux types d'écoulements (cisaillé ou turbulent) sont caractérisés par des valeurs seuils du nombre de Richardson. Pour $\mathrm{Ri_o} < 30$, les limites entre les régimes diffèrent selon le type d'écoulement car les mécanismes de mélange ne sont pas les mêmes. Pour des valeurs plus élevées du nombre de Richardson global, le mélange est engendré dans les deux cas par des ondes internes [Staquet & Sommeria, 2002].

1.3.4 Flux de densité et efficacité du mélange

La présence d'une stratification a pour effet une tendance à limiter les mouvements verticaux. Pour mélanger un fluide stratifié, il va donc falloir une énergie cinétique plus importante pour déplacer verticalement le fluide afin d'homogénéiser

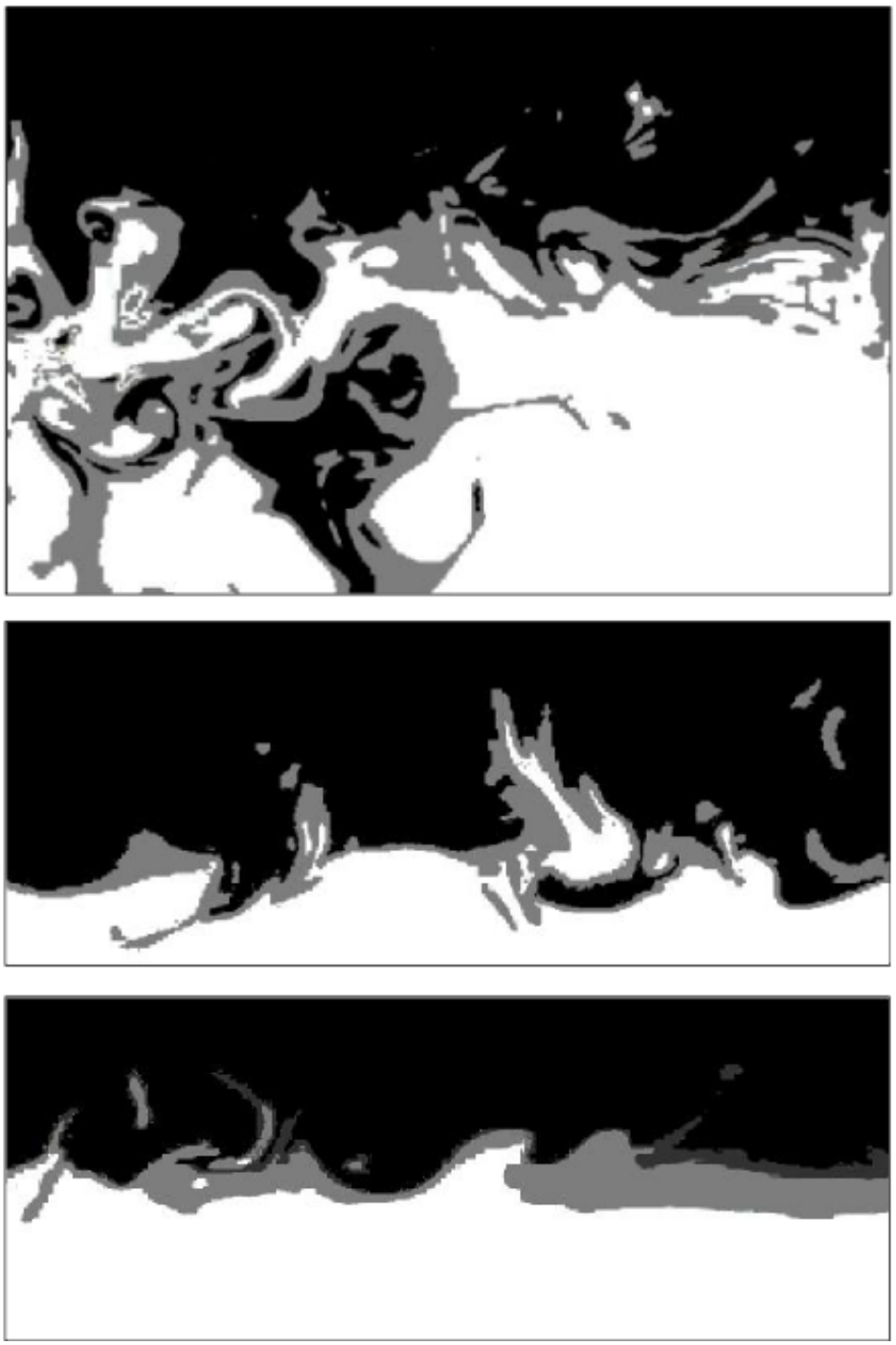

FIG. 1.11 – *Mélange au niveau d'une interface de densité perturbée de chaque coté par un écoulement turbulent de grille : Mécanisme par éclaboussure (en haut), mécanisme de cisaillement (au milieu) et mécanisme de brisure d'ondes (en bas). Images inspirées de McGrath et al. [1997].*

sa densité. Ainsi, plus les flux verticaux de densité seront importants, plus le mélange sera rapide. Le mélange se traduit aussi par une augmentation de l'énergie potentielle stockée. Le flux vertical de densité au travers d'une interface est mesuré par la variation temporelle de la densité dans l'une des couches (hauteur D) :

$$\mathrm{F}_{int} = \int_0^D \frac{\partial \rho(z)}{\partial t} dz$$

Lorsqu'un forçage turbulent n'agit que d'un seul coté de l'interface, celle-ci peut s'enfoncer dans la zone de moindre turbulence entrainant une augmentation de la hauteur de la couche turbulente. Le flux vertical de densité peut se calculer alors en fonction de la vitesse d'entrainemnt U_e :

$$\mathrm{F}_{int} = \Delta \rho U_e \quad avec \quad U_e = \frac{\partial D}{\partial t} \tag{1.4}$$

Si l'intérêt est porté non pas sur la rapidité du mélange mais sur son efficacité, il faut considérer l'énergie cinétique dépensée pour engendrer le mélange, c'est à dire pour augmenter l'énergie potentielle du système étudié. L'efficacité du mélange est evaluée par l'intermédiaire du nombre de Richardson de flux. Il représente le taux d'énergie extrait de la turbulence par les forces de flottaison par rapport au taux d'énergie disponible pour le mélange :

$$\mathrm{Ri_f} \equiv \frac{\Delta Ep}{W}$$

Sa définition précise dépend de la configuration de l'écoulement. Dans le cas des expériences de mélange d'une interface par la turbulence de grille [Linden, 1979], il s'écrit :

$$\mathrm{Ri_f} = \frac{\frac{1}{2} g \Delta \rho U_e L_H^2}{\frac{1}{2} \rho {U_H}^3 L_H} = E \mathrm{Ri_o} \quad avec \quad E = \frac{U_e}{U_H} \tag{1.5}$$

Suivant l'échelle de temps sur laquelle l'efficacité est calculée, la mesure sera considérée comme instantanée ou moyenne. On remarque que pour une vitesse turbulente U_H donnée, l'expression reliant $\mathrm{Ri_f}$ à $\mathrm{Ri_o}$ est analogue à celle exprimant $\delta\rho/\delta t$ en fonction de $\delta\rho/\delta z$ [Linden, 1979]. Forts de ces constatations, nous pouvons à présent étudier la relation entre flux et gradient de densité ou de manière équivalente entre le nombre de Richarson global et le nombre de Richarson de flux (en variable adimensionnée). Cette relation, que l'on appellera d'une façon générale "relation flux-gradient", constituera dans la suite de ce travail une notion clé.

Phillips [1971],Posmentier [1977] se sont penchés sur cette question et ont comparé les variations du flux vertical de densité avec celle du gradient vertical de densité

dans une région uniformément stratifiée et cisaillée. Par une étude d'instabilité linéaire, ils montrent que, dans la mesure où le flux de densité constitue une propriété locale dépendant des paramètres externes (contrainte de cisaillement, nombre de Richardson de gradient), les variations du champ de densités sont contrôlées par l'équation de diffusion linéaire :

$$\frac{\delta\rho}{\delta t} - \mathcal{F}(\mathrm{Ri_g})\frac{\delta^2\rho}{\delta z^2} = f(U)$$

Si $-\mathcal{F}(\mathrm{Ri_g}) < 0$, cette équation est similaire à une équation de diffusion avec un temps inversé et implique la croissance de toutes les perturbations présentes dans le champ de densités. Physiquement la croissance d'une perturbation est possible quand localement le gradient de densité augmente et entraîne en même temps une diminution du flux vertical de densité. Posmentier [1977] décrit la même instabilité et rapporte les résultats expérimentaux de divers auteurs reliant le flux de densité d'un écoulement turbulent à son gradient de densité (cf figure 1.12 : courbe en trait plein). Pour les faibles valeurs de $\delta\rho/\delta z$, c'est à dire pour les écoulements de faible stabilité gravitationnelle, le flux de densité augmente quand le gradient de densité augmente. Cependant, au fur et à mesure que celui-ci augmente, le système gagne en stabilité ce qui limite l'augmentation du flux. A partir d'une valeur seuil du gradient de densité ($\mathrm{Ri_o} > \mathrm{Ri_{oc}}$, figure 1.12), le flux atteint sa valeur maximale et au delà il rediminue. Le système est alors instable car le flux décroît alors que le gradient augmente. Un profil de densité en marches d'escalier, constitué de couches et d'interfaces remplace alors la stratification initialement linéaire. Cela s'explique simplement : Considérons un écoulement linéairement stratifié soumis à une légere perturbation. La stratification est alors augmentée par endroits et diminuée à d'autres. Le nombre de Richardson global étant plus grand que $\mathrm{Ri_{oc}}$, les flux de densité sont plus importants dans les zones de l'espace présentant une stratification plus faible. En conséquence, le flux de densité diverge dans la partie inférieure des régions de faible stratification et converge dans leur partie supérieure (où le flux est plus faible). Ainsi les zones dont la stratification a été affaiblie initialement par la perturbation voient encore leur stratification diminuer. Inversement les zones de plus fortes stratifications sont renforcées. Il y a donc croissance de la perturbation. Ceci continue jusqu'à ce que le flux de densité à travers les couches homogènes et les interfaces s'équilibre.

Les expériences de turbulence en fluide stratifié [Linden, 1980], Hopfinger [1987] confirment que $\mathrm{Ri_f}$ passe par un maximum voisin de 0.2. Il atteint une valeur de 0.4 dans le cas des écoulements stratifiés sousmis à un cisaillement moyen. Or comme $\mathrm{Ri_f}$ tend vers zéro quand $\mathrm{Ri_o}$ tend vers zero, ils en déduisent que $\mathrm{Ri_f}$ augmente tout d'abord avec $\mathrm{Ri_o}$. Il atteint son maximum quand $\mathrm{Ri_o}$ vaut l'unité. Au delà, les effets de stratification se font ressentir, ce qui détériore l'efficacité du mélange.

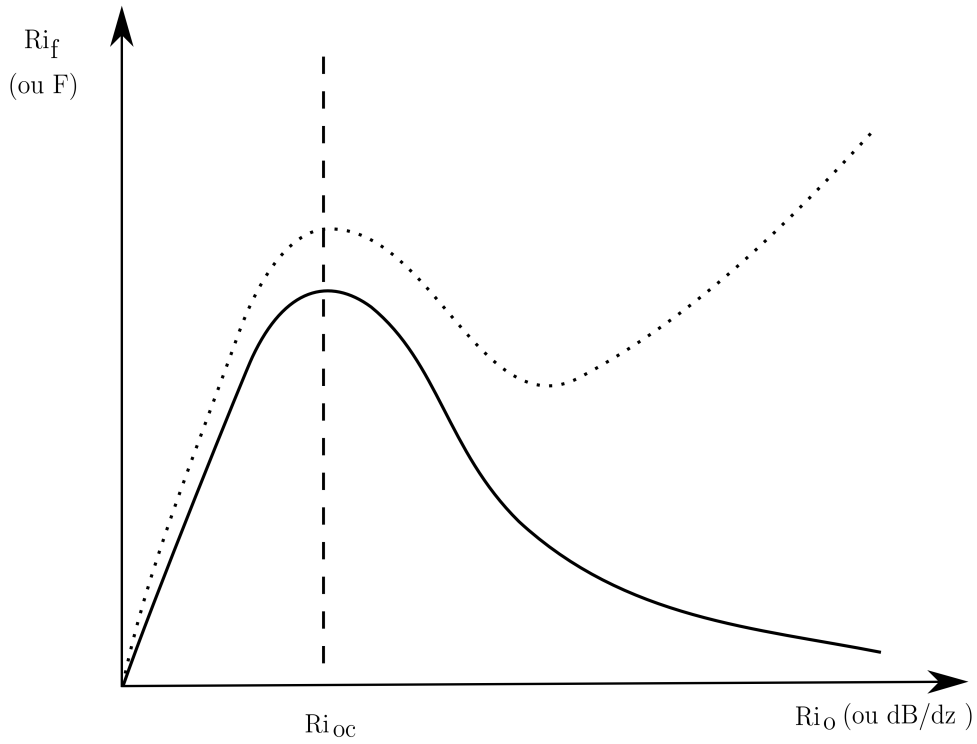

FIG. 1.12 – *Variation du nombre de Richardson flux (ou du flux de densité* F*) en fonction du nombre de Richardson global (ou du gradient de flottaison* dB/dz*) : Production d'énergie turbulente (-) à force constante, (- -) par équipartition.*

Turner [1973] montre que pour de fortes valeurs du nombre de Péclet, la vitesse d'entrainement adimensionnée E dépend que de $\mathrm{Ri_o}$:

$$\mathrm{E} \approx \mathrm{Ri_o}^{-n} \tag{1.6}$$

La valeur de n a été évaluée dans de nombreuses études : elle varie entre 1, 3/2, 7/4 [Fernando, 1991, revue] selon les conditions expérimentales (nature de la turbulence, conditions de bord, expériences stratifiées en sel ou en chaleur, cisaillement).

Cependant malgré une certaine concordance de la courbe en trait plein de la figure 1.12 avec les expériences, des problèmes persistent : les épaisseurs des interfaces qui se forment lors du développement des instabilités sont finies. Expérimentalement, E & Hopfinger [1986] montrent que l'épaisseur de l'interface dépend de la hauteur de la couche turbulente D ainsi que du nombre de Richardson global (On note ici que McGrath *et al.* [1997] trouvent un rapport δ_B/L_H constant, indépendant de $\mathrm{Ri_o}$

également pour des expériences de mélange de grille). Sa valeur minimale n'est pas nulle :

$$\frac{\delta_B}{D} = 0.055 + \frac{0.91}{\mathrm{Ri_o}}$$

Dans le modèle théorique utilisé, δ_B tend vers zero. Cela ne correspond donc pas à la réalité. De plus mathématiquement une équation de diffusion avec un coefficient de diffusion négatif pose problème car la vitesse de croissance des perturbations diverge quand leur nombre d'onde augmente.

Le modèle de Balmforth *et al.* [1998] se distingue du modèle de Phillips [1971] et de Posmentier [1977] par leur choix de forçage et par le fait qu'il inclut la diffusion turbulente de la densité. Leur modèle se base sur le système d'équations couplées non linéaires de diffusion de la masse et de l'énergie cinétique. Il montre que la forme adoptée par la courbe flux/gradient dépend de la façon dont l'énergie cinétique est injectée. Cette énergie peut-être injectée par un forçage à force constante ou à puissance constante. La courbe en trait plein de la figure 1.12 obtenue fréquemment, correspondrait aux cas où l'énergie cinétique turbulente est entretenue par un forçage à force constante. Cette courbe correspond au modèle de Phillips [1971]. Une des nouveautés du modèle de Balmforth *et al.* [1998] est qu'il considère un forçage avec une vitesse caractéristique U et suppose que la vitesse des tourbillons y est proportionnelle. Les forces appliquées sont alors inversement proportionnelles aux longueurs caractéristiques de l'écoulement, imposées par la stratification de l'écoulement. Ainsi l'épaisseur des couches ne peut pas augmenter indéfinement, et atteint une hauteur maximale. Ce forçage est dit "forçage par équipartition" du fait que l'énergie du forçage et la dissipation s'annulent pour une stratification nulle. Ce modèle prédit alors des interfaces dont l'épaisseur est finie et est mathématiquement bien posé. Du fait de la décroissance du flux sur une partie du domaine du nombre de Richardson, il garde les propriétés intéressantes du modèle de Phillips [1971] et de Posmentier [1977], à savoir l'instabilité qui mène à la formation des couches. Par ailleurs ce type de forçage prévoit une réaugmentation du flux de densité pour les fortes valeurs du nombre de Richardson (courbe en pointillé sur la figure 1.12). Dans ce régime, la turbulence érode de l'extérieur une stratifiaction forte sans qu'il ne se forme de structure à l'intérieur de celle-ci. Ce régime n'a pas été observé expérimentalement auparavant, mais les simulations numériques de Peltier & Caulfield [2003] semblent favorables à cette théorie. Un doute persiste en raison des très faibles valeurs des nombres de Richardson globaux utilisés.

1.3.5 Questions posées

Dans les études antérieures, différents types de forçage ont été considérés (turbulence par grille oscillante, tourbillons isolés, sillages d'obstacle, écoulement cisaillé). Dans un grand nombre d'écoulements géophysiques, des tourbillons, d'une certaine taille, sont entretenus par instabilité. Tel est le cas de la convection thermique, des rouleaux d'Ekman, des vortex de Langmuir ... Ce type de forçage est différent de ceux étudiés dans la littérature et l'on peut se demander si le mélange est aussi différent. Comment se compare t'il avec les modèles mentionnés précédemment ?

D'autre part, une question qui émerge des études de Strang & Fernando [2001] et Peltier & Caulfield [2003] concerne les valeurs élevées de l'efficacité de mélange qu'ils mesurent. Ils suggèrent une résonnance entre la fréquence du forçage et celle de la stratification. Peut-on reproduire cette résonnance dans d'autres expériences afin de mieux comprendre la physique qui en découle ?

L'étude de Balmforth *et al.* [1998] a montré que l'efficacité de mélange remonte pour des gradients de densité élevés. Cette tendance n'a pas été observée expérimentalement. Pourquoi ? Et peut-on l'observer dans d'autres expériences ?

Afin d'apporter des réponses à ces questions, nous avons choisi d'étudier le mélange par un écoulement tourbillonnaire anisotrope ayant des analogies avec la circulation de Langmuir et s'approchant des jets équatoriaux. Pour ce faire, l'utilisation de dispositifs Taylor-Couette est apparue judicieuse. Ces dispositifs permettent en effet de générer des écoulements dans des régimes bien contrôlés : ondes, ondes-vortex et turbulence. Par ailleurs l'étude des écoulements Taylor-Couette en fluide stratifié a été initiée au LEGI il y a plus de dix ans. Une expertise certaine a été particulièrement développée en fluide linéairement stratifié. D'un point de vue expérimental, la mise en oeuvre de ces écoulements est moins complexe que celle des écoulements cisaillés ou de la turbulence de grille.

Dans le prochain chapître, nous discuterons des résultats antérieurs, obtenus au LEGI sur les écoulements Taylor-Couette en fluide homogène ou linéairement stratifié, selon les particularités de nos dispositifs.

Chapitre 2

Régimes d'instabilité en écoulements Taylor-Couette

Nous présentons ici les principales caractéristiques des écoulements Taylor - Couette en fluide homogène et stratifié, car les bicouches de densité que nous avons étudiées peuvent être décrites comme deux zones homogènes séparées par une zone stratifiée. On ne considère que les cas où seul le cylindre intérieur tourne.

2.1 Régimes en fluide homogène

De nombreux travaux ont été développés sur le sujet, à commencer par ceux de Lord Rayleigh [1916]. Nous présentons ici les caractéristiques générales de ces écoulements ; pour plus de détails on pourra se référer aux articles de Di Prima & Swinney [1981], Lueptow *et al.* [1992].

Un dispositif Taylor - Couette est constitué de deux cylindres concentriques de rayon a et b (a < b). L'espace entre ces cylindres (entrefer) est rempli par un fluide (de l'eau dans notre cas) de viscosité ν et de densité ρ. La mise en rotation du cylindre intérieur entraîne tout d'abord la formation d'un écoulement azimutal : l'écoulement Couette circulaire. La vitesse azimutale de l'écoulement à une distance r du centre du cylindre s'écrit selon la relation 2.1.

$$U_\theta(r) = Ar + \frac{B}{r}, \qquad avec \qquad A = -\frac{\mathrm{a}^2}{\mathrm{b}^2 - \mathrm{a}^2}\,\Omega \quad et \quad B = -A\mathrm{b}^2 \tag{2.1}$$

Puis, lorsque la vitesse du cylindre (Ω) dépasse une valeur seuil, l'écoulement devient instable vis à vis des perturbations axisymétriques, périodiques en z (hauteur). Celles-ci croissent jusqu'à ce qu'un autre état stable soit atteint. Cet état correspond

aux vortex de Taylor (L.V.). Il s'agit d'anneaux de vortex axisymétriques contra-rotatifs superposés sur la hauteur du dispositif. Les tourbillons sont stationnaires et ont pour rapport d'aspect (hauteur/largeur) un. La séparatrice horizontale entre les vortex est bien définie et limite les échanges de fluide entre les vortex.

Par la suite, si l'on augmente encore la vitesse de rotation, d'autres états stables se développent et se succèdent : **Wavy Vortices** (W.V.), **Modulated Wavy Vortices** (M.W.V.), **Turbulent Modulated Wavy Vortices** (T.M.W.V.), **Turbulent Wavy Vortices** (T.W.V.), **Turbulent Vortices** (T.V.). Dans le régime W.V., les tourbillons développent un comportement ondulatoire dans la direction azimutale. Le rapport d'aspect des vortex de 1,7 est beaucoup plus grand que dans les autres régimes. Le caractère ondulatoire des vortex dans le régime M.W.V. présente des modulations. Plusieurs longueurs d'ondes peuvent coexister. Dans les trois derniers régimes, la turbulence perturbe les petites échelles mais la structure toroïdale des vortex persiste. Le caractère ondulatoire disparaît avec l'augmentation du niveau de turbulence. Les transitions entre les différents états stables sont repérées par une valeur spécifique du nombre de Reynolds (Re) ou du nombre de Taylor (T). Ce dernier est équivalent au nombre de Reynolds et permet de prendre en compte les dimensions du dispositif (d la largeur de entrefer, η le rapport des rayons des cylindres) et ainsi de comparer les résultats obtenus avec des installations différentes.

$$\mathrm{Re} = \frac{\Omega \mathrm{a} \mathrm{d}}{\nu} \qquad et \qquad \mathrm{T} = \frac{4(1-\eta)}{1+\eta}\mathrm{Re}^2$$

La figure 2.1 illustre les écoulements observés dans les différents régimes. Deux dispositifs appelés grand et petit Taylor - Couette en raison de leur différence de taille (chapître 3) ont été utilisés. Le petit dispositif est caractérisé par un petit entrefer ($\mathrm{d} = 1cm$) et un grand rapport d'aspect (entre hauteur du dispositif et largeur de l'entrefer, $\Gamma = 56$) alors que le grand se distingue par un rapport d'aspect plus petit (≈ 12) et entrefer plus large ($\mathrm{d} = 5cm$). En fluide homogène, les effects de bords (évalués par Γ) peuvent modifier le seuil de l'instabilité donnant naissance aux vortex.

Pour une même vitesse de rotation du cylindre intérieur, le nombre de Reynolds est plus faible dans le petit dispositif que dans le grand. La longueur d'onde des ondes puis la hauteur des vortex dépendent à la fois du nombre de Reynolds et de la largeur de l'entrefer η. Elles sont toujours plus grandes dans le grand dispositif. Au vue des propriétés différentes des écoulements qui se développent dans chacun des dispositif, ces derniers apparaissent comme complémentaires. D'autres différences seront mentionnées tout au long de ce chapître.

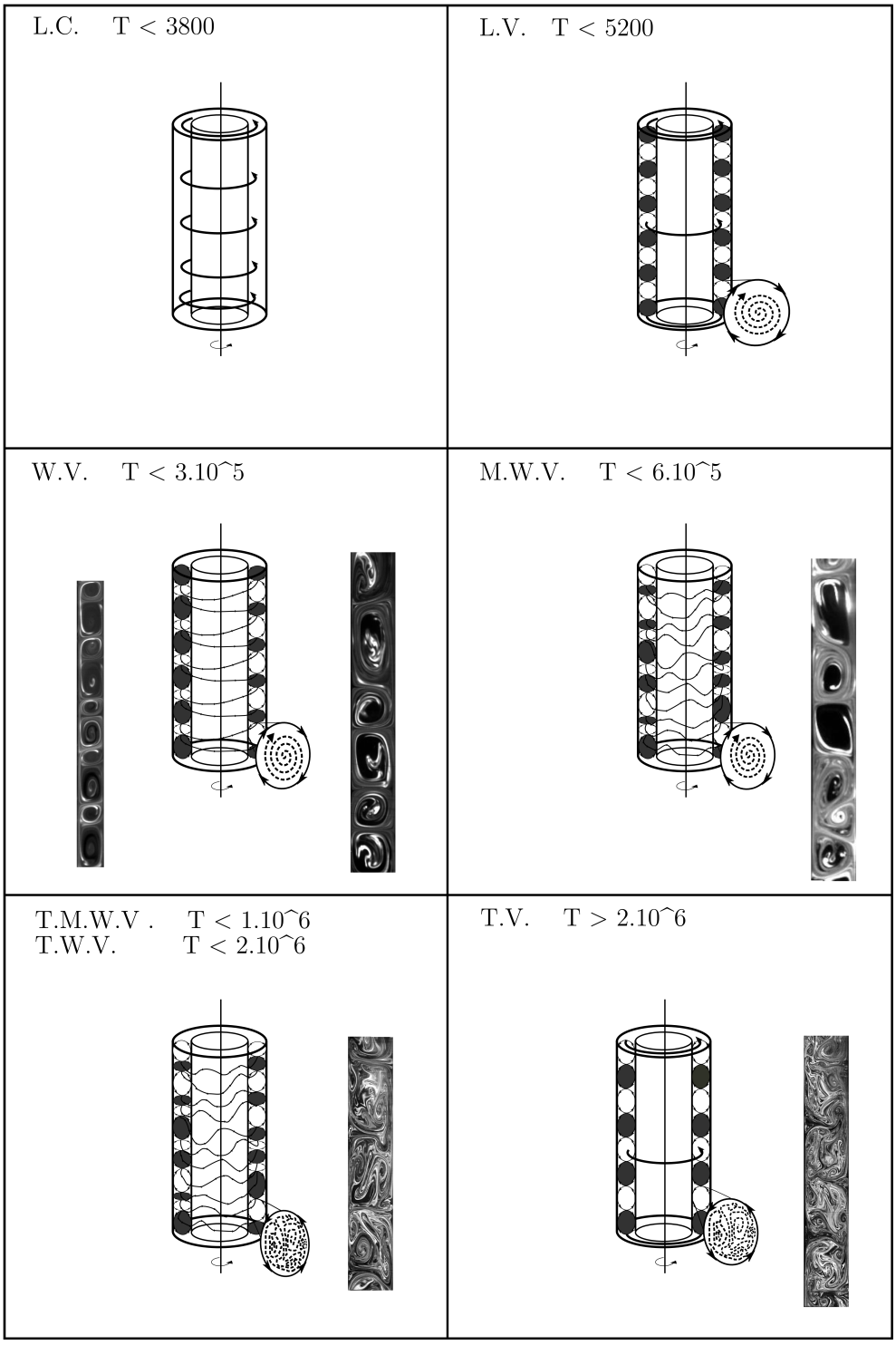

FIG. 2.1 – *Schémas des régimes d'écoulement et leur visualisation (par la méthode de fluoresence induite par laser, cf chapître 3) en fluide homogène. Les photos de gauche correspondent au petit dispositif, celles de droite au grand.*

2.2 Régimes en fluide linéairement stratifié

Les régimes d'écoulements Taylor-Couette en fluide homogène présentés dans le paragraphe précédent sont modifiés lorsque l'entrefer du dispositif est rempli initialement par un fluide linéairement stratifié dans la direction axiale. L'intensité de la stratification est exprimée par la fréquence de Brunt Väisälä N, qui représente la fréquence d'oscillation d'une particule fluide au sein d'un fluide stratifié. Le nombre de Grashof G est le nombre adimensionnel qui permet de comparer l'effet de la stratification sur des dispositifs différents. Lorsque seul le cylindre intérieur tourne la stratification a un effet stabilisant sur l'écoulement car elle tend à limiter les mouvements verticaux. Lorsque les deux cylindres sont en rotation différentielle, la stratification peut-être déstabilisante Boubnov *et al.* [1995]. Différentes études [Boubnov *et al.*, 1995; Boubnov & Hopfinger, 1997; Caton *et al.*, 2000] ont été réalisées sur ce sujet et ont permis de caractériser les écoulements qui se développent selon les valeurs de la stratification et du nombre de Reynolds.

$$\mathrm{N} = \sqrt{-\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}} \qquad et \qquad \mathrm{G} = \frac{\mathrm{N}^2 \mathrm{d}^4}{\nu^2}$$

Par une analyse de stabilité linéaire avec décomposition en modes normaux, Caton *et al.* [2000] prédisent les caractéristiques du régime d'ondes qui apparait à la suite de l'écoulement azimutal initial, lorsque le nombre de Reynolds augmente. Il s'agit d'ondes internes de gravité. Ils étudient l'effet des conditions aux limites libres ou rigides au niveau des rapports des cylindres intérieur et extérieur pour des situations à forte valeur du nombre de Schmidt. La figure 2.2 comparent les résultats de cette théorie avec les résultats des expériences réalisées dans le grand dispositif ou dans un dispositif très proche des caractéristiques du petit dispositif ("Dispositif Caton"). Les résultats de l'analyse de stabilité avec des conditions aux limites rigides estiment très bien les valeurs seuils de la vitesse de rotation à laquelle apparaissent ces ondes ainsi que leur fréquence d'oscillation. La longueur d'onde est également bien prédite par cette théorie ; néanmoins quelques points de mesures suplémentaires permettraient de mieux évaluer ces résultats.

Dans la suite de cette étude, la viscosité est prise égale à $1.1e^{-6}\, m^2.s^{-1}$ afin de compenser les effets de la salinité et de la température ambiante.

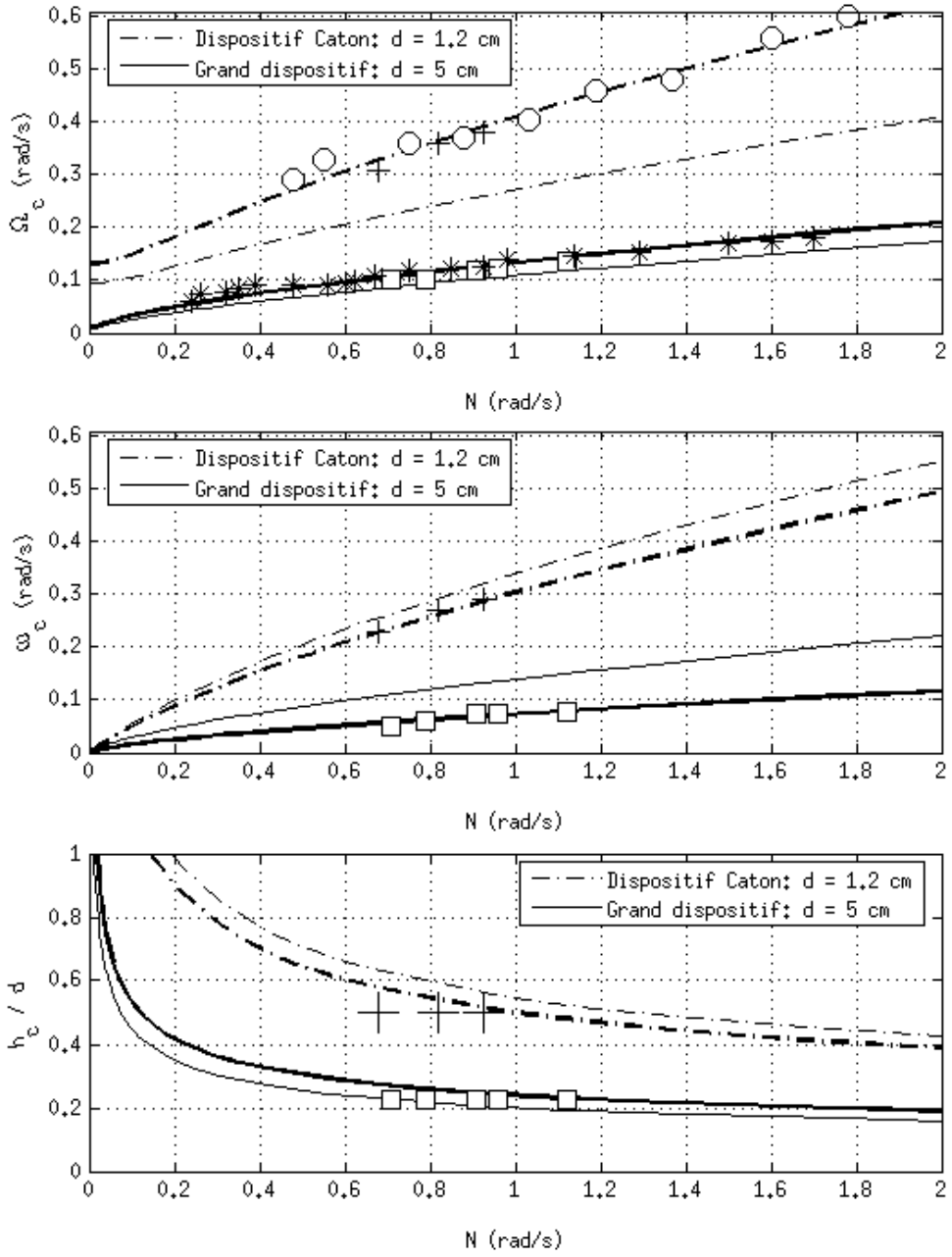

FIG. 2.2 – *Evolution de la vitesse de rotation critique (en haut), de la pulsation critique (au milieu) et de la longueur d'onde des ondes (en bas) en fonction de la stratification N ($\nu = 1.1e^{-6}\, m^2.s^{-1}$). Les courbes en tiret mixte correspondent aux estimations théoriques appliquées au petit dispositif et celles en trait plein s'applique au grand dispositif. Les conditions de bord simulées sont soit libres (trait fin) soit rigides (trait épais). Résultats expérimentaux de Boubnov et al. [1995] (∘), de Caton et al. [2000] (+), de Boubnov & Hopfinger [1997] (∗), et de Poulain [1999] (□).*

2.2.1 Petit dispositif Taylor - Couette

Nous présentons ici les résultats des travaux de Caton *et al.* [2000] et de Boubnov *et al.* [1995] qui ont été réalisés avec notre petit dispositif Taylor - Couette. Les régimes d'écoulement ont été étudiés sur une plage du nombre de Grashof comprise entre 0 et 5.10^5 ($N \in [0 - 1.8]$ rad/s), le nombre de Taylor variant entre 0 et 5.10^5 ($Re \in [0 - 1600]$). La figure 2.3 représente la carte des régimes selon ces paramètres. Le régime **A** correspond à l'écoulement azimutal de Couette en homogène. La présence d'une stratification retarde l'apparition des vortex (plus la stratification est forte, plus le nombre de Reynolds critique est élevé).

Le régime **A** est séparé du régime **S** par une ligne d'instabilité qui constitue intrinsèquement un régime : il s'agit d'ondes périodiques en z, stationnaires. Caton *et al.* [2000] indiquent que celles-ci peuvent-être soit axisymétriques, soit non-axisymétriques avec des modes pairs. Leurs visualisations ne permettent pas de trancher. La fréquence critique d'oscillation de ces ondes dépend de la vitesse critique de rotation du cylindre intérieur. Elles sont à peu près égales. Quand la vitesse de rotation s'écarte (par valeur supérieure) de Ω_c, la fréquence des ondes diminue de telle sorte que $\omega/\omega_c - 1 = -2(\Omega/\Omega_c - 1)$.

$$\omega_c = 0.925\Omega_c - 0.056\,(\text{rad/s}) \begin{cases} \Omega_c = 0.255\text{N} + 0.144\,(\text{rad/s}) \text{ avec N}>0.6\ (\text{rad/s}) \\ \omega_c = 0.236\text{N} + 0.077\,(\text{rad/s}) \text{ avec N}>0.6\ (\text{rad/s}) \end{cases} \tag{2.2}$$

Lorsque le régime **S** est atteint, l'écoulement est non-axisymétrique. Deux tourbillons peuvent être présents à une même altitude z. Le rapport d'aspect des vortex de 1/2 met en évidence l'influence de la stratification. Dans ce régime, la fréquence principale des vortex est indépendante de la stratification et est égale à la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal plus un terme de précession ($\omega = 0.413\Omega + 0.017$).

Le régime **ST** est un régime de transition vers le régime **T**, les vortex ont des rapports d'aspect variant entre 1/2 et 1. Dans le régime **T**, les rapports d'aspect sont de 1. Les régimes **ST** et **T** ont des comportements analogues et présentent des défauts, qui sont des vortex instationnaires et asymétriques qui apparaissent en plus dans l'écoulement. La présence des vortex ralentit l'écoulement azimutal de sorte que la fréquence des vortex est de $\omega = 0.27\Omega + 0.085$.

Le régime **CT** se caractérise par des vortex regroupés en dipôle qui échangent entre eux beaucoup de fluide. Les séparatrices horizontales sont alors situées de part et d'autre des dipôles. Ceux-ci présentent un caractère ondulatoire et sont asymétriques. Ce régime présente des analogies avec certains régimes de *Wavy Vortices*. Enfin les régimes **STT** et **TT** sont caractérisés par la présence de vortex

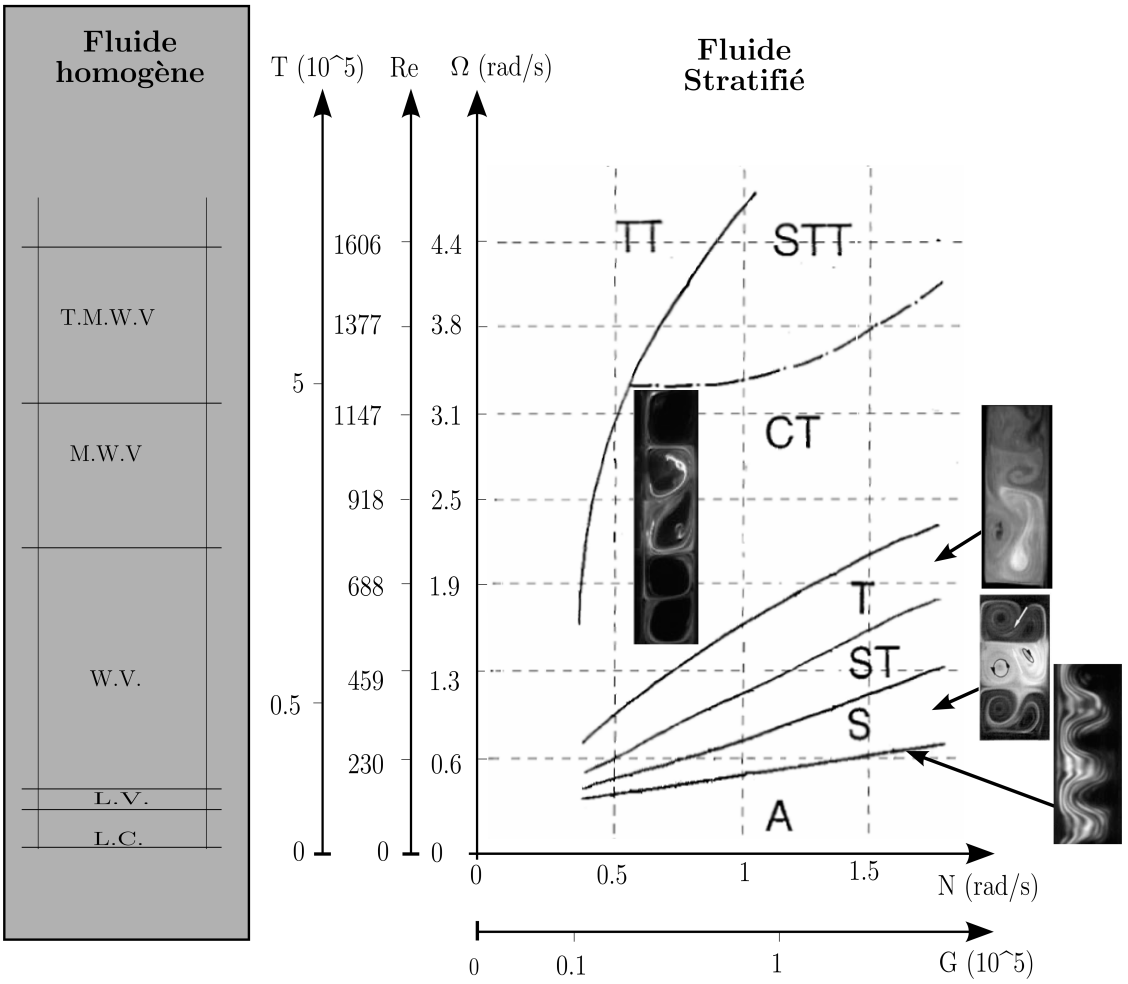

FIG. 2.3 – *Carte des régimes observés dans le petit dispositif Taylor - Couette [Boubnov et al., 1995]. Sur les photos, les écoulements sont visualisés dans le plan vertical par l'étirement d'une ligne de colorant fluorescente [Caton et al., 2000]. Les mêmes échelles verticales sont utilisées pour représenter les transitions en fluide homogène et en fluide linéairement stratifié. ($\nu = 1.1e^{-6}\, m^2.s^{-1}$)*

turbulents. Ils diffèrent dans leur comportement lors de l'arrêt de la rotation du cylindre intérieur. Une structure en couches se rétablit dans le cas du régime **STT**.

2.2.2 Grand dispositif Taylor - Couette

Nous présentons ici les résultats des travaux de Boubnov & Hopfinger [1997] qui ont été réalisés avec le grand dispositif Taylor-Couette. Les régimes d'écoulement ont été étudiés sur une plage du nombre de Grashof comprise entre 5.10^5 et 2.10^7 ($N \in [0.2-1.8]$ rad/s), le nombre de Taylor variant entre 0 et 12.10^6 ($Re \in [0-3500]$). La figure 2.4 représente la carte des régimes selon ces paramètres. Le premier régime est toujours un écoulement azimutal **A**. Il disparaît au profit d'un écoulement spiral qui ressemble au régime d'ondes (ligne séparatrice entre **A** et **V** sur la figure 2.4). Le régime **V** présente des vortex non - axisymétriques dont les modes peuvent varier de un à cinq. Ce régime est comparable au régime **S** observé dans le petit dispositif. Les vortex présentent en effet des rapports d'aspect nettement plus petits que la valeur un. Par contre, le dernier régime **L** diffère des régimes **T** ou **CT**. Il se caractérise par la présence d'interfaces bien marquées et par l'absence de vortex régulier.

Des informations précises sur les caractéristiques de ces écoulements, ont été apportées lors du stage de D.E.A. de Poulain [1999] sous la direction de B. Janiaud. Son étude se restreint à des écoulements dont la stratification est comprise entre 0.7 et 1.12 $rad.s^{-1}$. Il montre que, dans le grand dispositif, l'écoulement spiral visualisé par Boubnov & Hopfinger [1997] correspond à un régime d'ondes stationnaires comme dans le petit dispositif, mais cette fois les ondes ne sont plus axisymétriques. Leur fréquence critique est deux fois plus petite que Ω_c.

$$\omega_c = 0.5\Omega_c - 0.0075\,(\text{rad/s}) \begin{cases} \Omega_c = 0.1\text{N} + 0.025\,(\text{rad/s}) \text{ avec N}>0.6 \text{ (rad/s)} \\ \omega_c = 0.05\text{N} + 0.02\,(\text{rad/s}) \text{ avec N}>0.6 \text{ (rad/s)} \end{cases} \tag{2.3}$$

Ces ondes persistent jusqu'à un écart au seuil (Re/Re_c) de 1.22 (figure 2.5) mais leur forme devient moins sinusoïdale et s'approche plus d'un signal en forme de créneau. Tout comme dans le petit dispositif, leur fréquence décroît avec l'augmentation de Ω mais la pente de la décroissance est quatre fois plus faible :

$$\frac{\omega}{\omega_c} - 1 = -\frac{1}{2}\left(\frac{\Omega}{\Omega_c} - 1\right). \tag{2.4}$$

Pour un écart au seuil entre 1.12 et 1.26, les ondes doublent leur fréquence et divisent par deux leur longueur d'onde. Ce phénomène transitoire est observé au

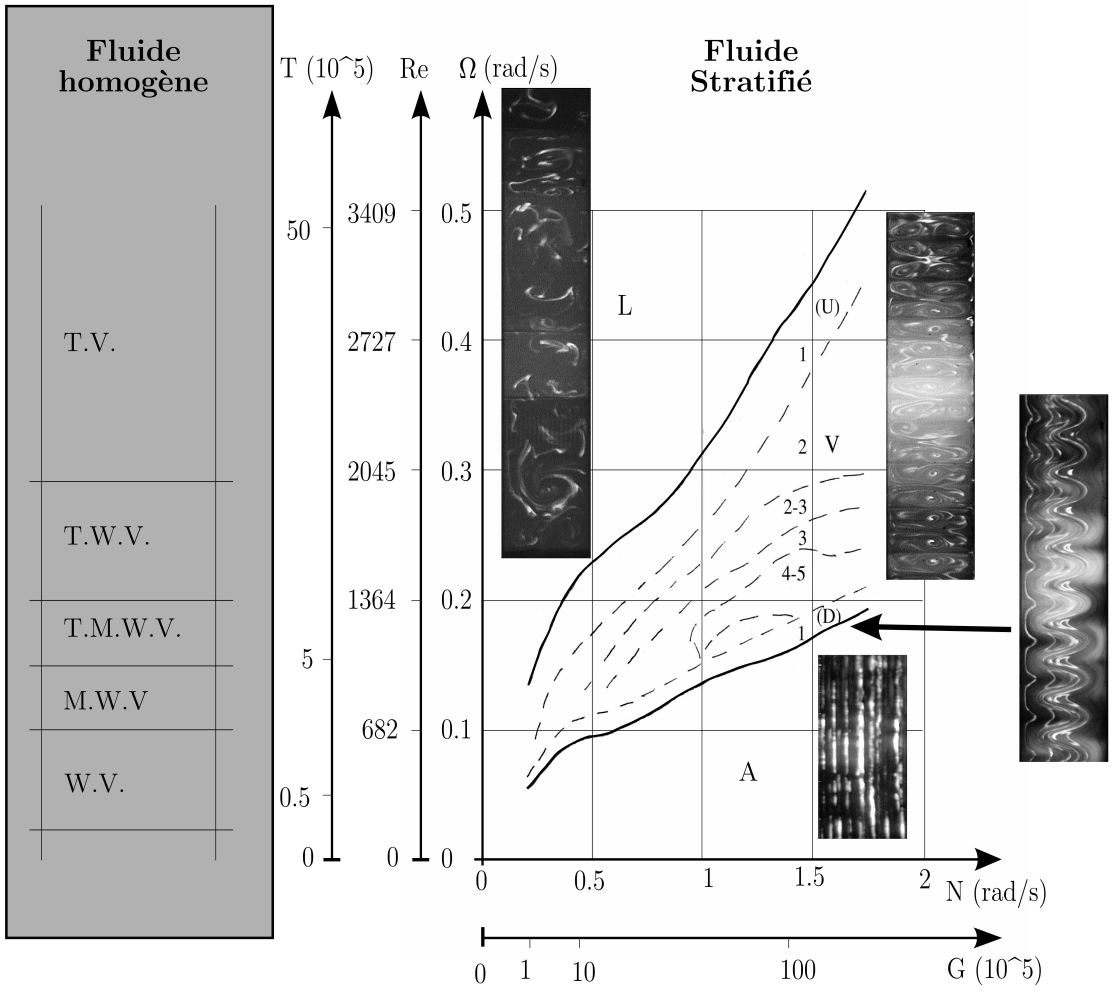

FIG. 2.4 – *Carte des régimes observés dans le grand dispositif Taylor - Couette [Boubnov & Hopfinger, 1997]. Sur les photos, les écoulements sont visualisés dans le plan vertical par l'étirement d'une ligne de colorant fluorescente. Les mêmes échelles verticales sont utilisées pour représenter les transitions en fluide homogène et en fluide linéairement stratifié.*($\nu = 1.1e^{-6}\, m^2.s^{-1}$)

moment où l'onde, éclairée par un plan laser, atteint son amplitude minimale. Cette situation permet le développement de petits vortex de mode élevé, qui coexistent avec les ondes. Le mode des vortex représente le nombre d'oscillations réalisées au cours d'une période de rotation. La fréquence des vortex est quatre fois plus élevée que celle des ondes et leur hauteur correspond à la moitié de la longueur d'onde des ondes, c'est à dire un rapport d'aspect d'environ 1/5. Au delà de $\mathrm{Re}/\mathrm{Re}_c \approx 1.32$, les ondes disparaissent au profit de vortex moins aplatis et de fréquence plus faible ($\omega \approx 3\omega_c$).

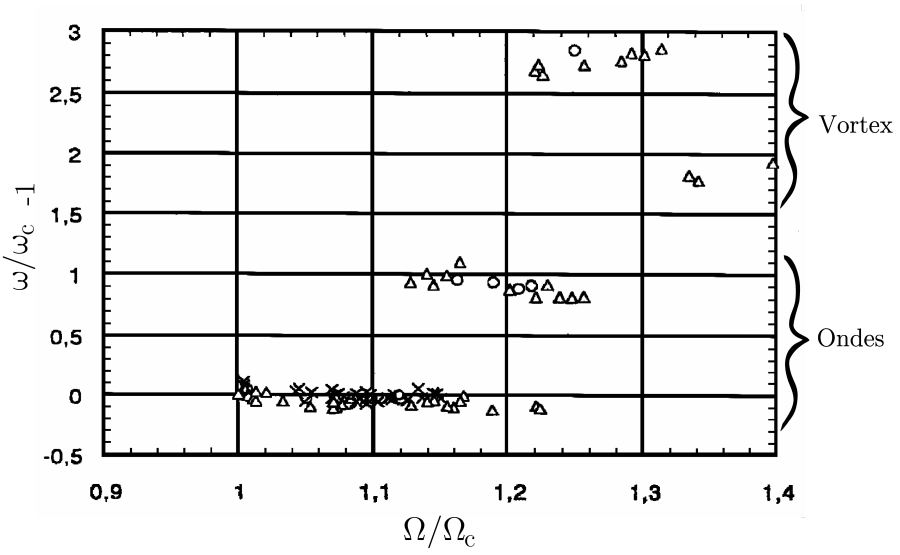

FIG. 2.5 – *Évolution de la pulsation des ondes et des vortex en fonction de l'écart au seuil :* $\circ \mathrm{N} = 0.79$, $\triangle \mathrm{N} = 0.96$, $\times \mathrm{N} = 1.12\, rad/s$

Ainsi dans le grand dispositif, l'enchaînement des régimes diffère de celui du petit dispositif, notamment du point de vue de la transition onde-vortex qui s'effectue, soit par saut de fréquence (grand dispositif), soit continûment (petit dispositif). La largeur importante de l'entrefer dans le grand dispositif est responsable d'une longueur d'onde plus grande. Pour créer une recirculation de type vortex de Taylor, une énergie cinétique plus importante est nécessaire. Il faut en effet compenser les effets stabilisants de la stratification sur une hauteur plus importante. Proche du seuil de la transition onde-vortex, les mouvements sont réduits en échelle et en intensité. Ils sont dissipés par la viscosité. Or les ondes doivent être fortement développées (grandes amplitudes) pour pouvoir atteindre le cylindre extérieur et générer des vortex. Durant ce développement, d'autres instabilités croissent, puis remplacent le premier régime d'ondes stables avant qu'il n'aît pu donner naissance à

des vortex. Pour des écarts au seuil plus importants, l'effet de la viscosité est moindre ce qui permet l'apparition de vortex. Notons enfin une autre différence importante entre les deux dispositifs : Dans le grand dispositif, la coexistence d'ondes et de vortex est renforcée et la transition entre les régimes A et L se fait sur la plage d'écart au seuil (Ω/Ω_c) plus importante que dans le petit dispositif (pour la transition équivalente entre A et STT).

2.3 Écoulements en fluide bicouche

On considère à présent les différentes évolutions possibles des profils de densité lorsque le dispositif Taylor - Couette est initialement rempli par de l'eau plus ou moins salée sur une partie de la hauteur, de façon à créer une bicouche stablement stratifiée. La figure 2.6 schématise les profils de densité et de stratification obtenus lors d'une expérience en bicouche. Les variations de la densité selon la position verticale vérifient la relation 2.5 où t représente le temps durant lequel l'interface, laissée au repos, diffuse (D_m : Coefficient de diffusion moléculaire).

$$\rho(z) = \overline{\rho} + \frac{\Delta\rho}{2}\left(\sum_{n=0}^{+\infty} erf\left(\frac{(-1)^n(2n+1)h+z}{2\sqrt{D_m t}}\right) + erf\left(\frac{(-1)^n(2n+1)h-z}{2\sqrt{D_m t}}\right) - 1\right) \tag{2.5}$$

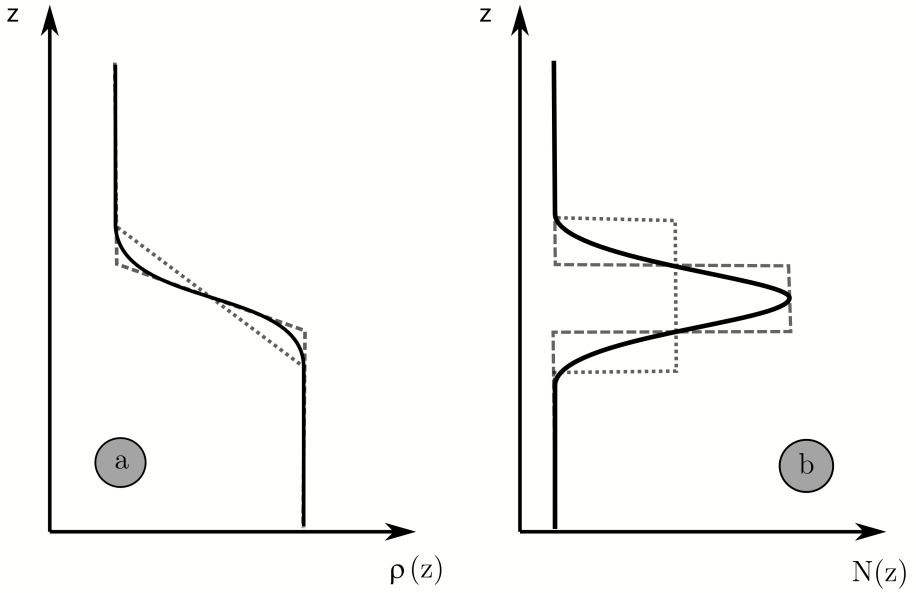

FIG. 2.6 – *Profils verticaux initiaux de densité (a) et de stratification (b) pour une expérience type en bicouche. Courbes en trait plein (-) : profils réels, en pointillé (...) : approximation par une stratification linéaire moyenne, en tiré (–) : approximation par une stratification linéaire maximale.*

Les expériences en bicouche différent fortement de celles réalisées en fluide homogène ou en fluide linéairement stratifié. A présent plusieurs régimes d'écoulement se développent en même temps, à des hauteurs différentes selon la stratification ambiante. On peut donc étudier les effets de leurs interactions. De part et d'autre de

l'interface, la stratification est nulle, les régimes d'écoulements sont ceux étudiés en fluide homogène. Au sein de l'interface, la stratification n'est pas uniforme. Elle est maximale au centre et diminue vers zero à mesure que l'on s'écarte de la position médiane. Les régimes d'écoulement qui peuvent s'y former correspondent à l'ensemble des régimes décrits en fluide linéairement stratifié, régimes dont la stratification est comprise entre 0 et N_{max} et dont le nombre de Reynolds est identique. En première approximation, la stratification de l'interface peut-être considérée comme linéaire. On donne alors une estimation de la stratification moyenne (trait en pointillé sur la figure 2.6). L'évaluation de la stratification maximale de l'interface par une stratification linéaire impose une sous-estimation de l'épaisseur réelle de l'interface (trait en tiret sur la figure 2.6). Par la suite, nous qualifierons l'interface par sa stratification moyenne ou maximale.

L'évolution spatio-temporelle des profils de densité va dépendre du rapport de force entre les écoulements, qui se développent dans les différentes zones, ainsi que du taux de transfert vertical de fluide. Pour chaque couple de vitesse de rotation (Ω) et de stratification, nous aurons une combinaison particulière d'écoulements. Les figures 2.3 et 2.4 sont ici très utiles car elles permettent d'estimer à priori le type d'écoulement présent, à chaque instant et en chaque point. Les caractéristiques géométriques des deux dispositifs Taylor - Couette sont importantes. Imaginons par exemple une expérience en bicouche avec $N_{max} = 1$ rad.s^{-1}, réalisée soit dans le petit dispositif soit dans le grand dispositif. L'épaisseur initiale de l'interface est dans les deux cas de 2.5 cm. Dans le petit dispositif, la hauteur des vortex varie entre 0.5 cm et 1 cm (d = 1 cm), il pourrait donc y avoir au maximum cinq vortex dans l'interface. Dans le grand dispositif, il y a au maximum 2 vortex dans l'interface (vortex stratifiés de rapport d'aspect de 1/5). Nous représentons dans le tableau 2.1 les combinaisons d'écoulements possibles selon les valeurs du nombre de Reynolds. Il apparaît clairement que dans le grand Taylor - Couette les régimes d'écoulement, qui se développent dans les deux régions (homogène ou stratifiée), sont très différents du point de vue du niveau de turbulence. L'écoulement présent dans les zones homogènes est toujours beaucoup plus intense que celui de la zone stratifiée. On a par exemple pour ce niveau de stratification (1 rad.s^{-1}) et un nombre de reynolds de 886, un régime d'ondes dans l'interface qui interagit avec des vortex MWV dans les zones homogènes. Dans le cas du petit dispositif, les écoulements des différentes zones sont plus similaires. Cet effet se traduit par un nombre de Grashof nettement plus grand dans le cas du grand dispositif Taylor - Couette.

Petit dispositif Taylor - Couette									
Zones homogènes	A.	L.V.	W.V.	W.V.	W.V.	W.V.	W.V.	W.V.	M.W.V.
Zone stratifiée	A.	A.	A.	O.	S.	S.T.	T.	C.T.	C.T.

Grand dispositif Taylor - Couette									
Zones homogènes	A.	L.V.	W.V.	M.W.V.	M.W.V.	M.W.V.	T.M.W.V.	T.W.V.	T.V.
Zone stratifiée	A.	A.	A.	A.	O.	V.	V.	V.	L.

TAB. 2.1 – *Combinaisons d'écoulements qui peuvent être obtenus dans le cas d'une expérience en bicouche avec une interface épaisse, de stratification maximale* $N_{max} = 1\,rad/s$. *Les différents régimes sont indiqués dans les figures 2.3 et 2.4.*

Chapitre 3

Système expérimental

Dans ce chapitre, nous présentons les dispositifs expérimentaux, leurs caractéristiques géométriques et hydrodynamiques. Puis nous présenterons les techniques de mesure utilisées pour déterminer les champs de vitesse et de densité au sein de l'écoulement.

3.1 Matériel expérimental

3.1.1 Dispositifs Taylor-Couette

Deux dispositifs Taylor - Couette ont été utilisés pour cette étude. Le tableau 3.1 rassemble les données spécifiques de chacun de ces systèmes. Des moteurs à courant continu permettent de contrôler la vitesse de rotation des cylindres intérieurs. Il s'agit de moteurs de marque Crouzet de 12 V et 2100 rpm pour le petit Taylor - Couette et de 24 V et 5400 rpm pour le grand Taylor -Couette. La vitesse de chacun des moteurs est contrôlée par un compteur manuel gradué de zéro à cent. Pour établir une correspondance entre la vitesse du moteur et celle du cylindre, on mesure à l'oscilloscope le signal délivré par un capteur électro-magnétique. Celui-ci détecte le passage des crans d'une roue solidaire de l'axe de rotation du cylindre intérieur. Chaque dispositif est placé dans une cuve parallélépipédique remplie d'eau afin d'éviter des problèmes de visualisation liés à la réfraction de la lumière sur les courbure des cylindres. Le remplissage de l'entrefer (zone entre les deux cylindres) se fait dans les deux cas par le bas par l'intermédiaire de deux orifices diamétralement opposés.

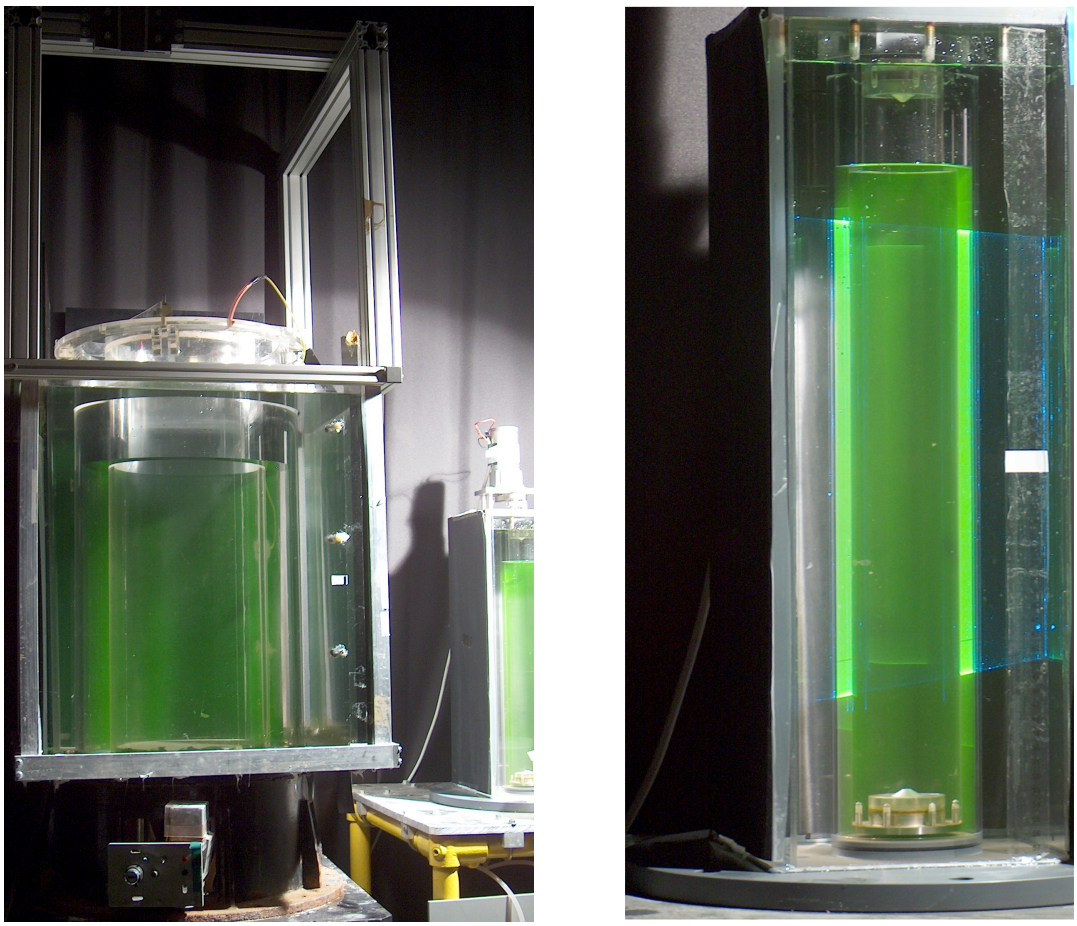

FIG. 3.1 – *Photos du grand et du petit dispositif Taylor-Couette. L'entrefer est rempli avec de l'eau colorée par un colorant fluorescent (rhodamine). Le petit dispositif est éclairé par un plan laser.*

	Petit TC	Grand TC		Petit TC	Grand TC
paroi inférieure	fixe	demi-fixe	$\eta = a/b$	0.8	0.75
hauteur utile h	56 cm	62 cm	$\Gamma = h/d$	54	12.4
rayon intérieur a	4 cm	15 cm	Ω	0,1 - 4 rad/s	0,05 - 0.9 rad/s
rayon extérieur b	5 cm	20 cm	Re	36 - 1450	340 - 6000
$d = b - a$	1 cm	5 cm	T	576 - $9.4e^5$	$6.6e^4$ - $2e^7$

TAB. 3.1 – *Caractéristiques principales des deux dispositifs Taylor-Couette utilisés.*

3.1.2 Système de remplissage

On dispose tout d'abord une réserve de saumure dont on prélève des échantillons pour préparer les solutions d'eau salée. La densité de ces solutions est mesurée avec une très grande précision (10^{-2} kg.m^{-3}) par un densimètre de marque Anton Paar. Cet instrument effectue une mesure électronique des oscillations d'un tube en U vibrant pour déterminer la masse volumique du liquide à analyser. Ce dernier est introduit dans le système oscillant dont la fréquence d'oscillation propre est ainsi modifiée par la masse ajoutée.

Le gaz contenu dans l'eau entraîne la formation de petites bulles d'air sur les parois des dispositifs ce qui perturbe nos mesures. Ce problème a été résolu en dégazant l'eau utilisée pour les expériences. Pour cela, il suffit de chauffer au préalable l'eau afin de diminuer la pression partielle des gaz. Une bassine de 500 litres a donc été employée pour préparer de l'eau dégazée. Enfin les solutions utilisées pour les expériences sont placées dans une cuve à deux compartiments située en hauteur. Une pompe péri-statique ainsi qu'un jeu de vannes permettent de relier cette cuve aux dispositifs Taylor-Couette. De cette façon, le remplissage est parfaitement contrôlé et peut se faire très lentement. Cela est nécessaire pour les expériences en bicouche pour lesquelles l'eau salée est insérée en dessous de l'eau douce. Des précautions sont à prendre afin de ne pas introduire de bulles d'air lors du passage de l'eau douce à l'eau salée. Après le remplissage, un temps de repos permet de laisser diffuser l'interface. La durée de la période de repos (environ une à deux heures) est ajustée pour que l'épaisseur de l'interface soit de deux centimètres et demi. Celle-ci est mesurée selon une méthode expliquée plus loin dans ce chapître (section 3.3).

3.1.3 Laser et optique

L'ensemble des expériences réalisées a nécessité un éclairage laser. Il s'agit d'un laser argon 0-5 Watts dont le rayonnement est constitué principalement de deux raies à 488 et 515 nm. Le faisceau issu du laser est réfléchi sur des miroirs, focalisé par une lentille et enfin réfléchi par un miroir oscillant pour former un plan laser. Ce miroir est asservi par un signal triangulaire et est synchronisé à un multiple de la fréquence d'acquisition de la caméra de façon à ce que les images enregistrées aient visualisées le même plan laser.

3.1.4 Caméra et système d'acquisition

Les premières expériences ont été réalisées avec la caméra COHU C.C.D.- 572/768 pixels Noir et Blanc, 8 bits, 25 images par seconde. Cette caméra fonctionne avec une

carte d'acquisition dont le pilotage est contrôlé par le programme en langage C legi-itifg7, qui utilisent les drivers libres "itifg" [Galanulis, 2002]. L'interface graphique est réalisée par le programme L.L.A.I. (Legi Linux Acquisition d'Images) en langage Tcl/Tk. Ces deux logiciels ont été développés au LEGI (P. Carrechio) et fonctionnent sous l'environnement de Linux. La deuxième caméra Jai CV-M4+CL, noir et blanc (10 bits) présente une meilleure résolution (1024/1380). La vitesse d'acquisition est au maximum de 30 images par seconde. Elle est pilotée par le logiciel legiview également développé au LEGI mais qui fonctionne sous Windows. Dans les deux cas, les logiciels utilisés permettent de réaliser des acquisitions en continu avec sélection du pas de temps entre les images, propriété indispensable pour la gestion de l'espace mémoire disponible. En effet les expériences en bicouche peuvent s'étendre sur plusieurs jours, un enregistrement avec un pas de temps classique de 25 images par seconde remplirait le disque dur très rapidement.

L'objectif utilisé avec les caméras peut-être équipé d'un filtre passe-haut (OG530 Oriel) qui permet de filtrer la lumière issue du laser (Nécessaire pour la P.L.I.F.). Il transmet la lumière dont la longueur d'onde est supérieure à 530 nm.

3.2 Mise en œuvre de la P.I.V.

La vélocimétrie par images de particules communément appelée P.I.V. (Particle Image Velocimetry) est une méthode optique non intrusive permettant d'obtenir des cartes de vitesses instantanées dans un plan de l'écoulement étudié. Par post-traitement, il est possible de calculer des champs de vitesses moyennes, des champs de vorticités instantanées ou moyennes, et des champs de corrélations spatiales. Cette technique de mesure donne donc accès à des informations quantitatives très utiles pour la caractérisation des écoulements.

La figure 3.2 schématise le dispositif expérimental lors des expériences de P.I.V. Pour l'enregistrement des clichés, l'écoulement est ensemencé par des micro-particules de marque Orgasol (Ø= 60 μm). Leur densité de 1024 kg.m^{-3} contraint d'ajuster la densité de l'eau à cette même densité (ajout de sel). Les particules sont ainsi réparties de manière homogène dans l'écoulement. Une source laser génère sur un même axe optique un faisceau lumineux qui traverse un dispositif optique, réalisant un plan de lumière. Les particules présentes dans ce plan sont donc éclairées et une caméra enregistre régulièrement des couples d'images. L'intervalle de temps au sein d'un couple d'images dépend de la vitesse de l'écoulement. Il est choisi de façon à ce que le déplacement des particules dans le plan laser soit d'environ cinq pixels. En écoulement Taylor -Couette, le flux principal est dans la direction azimutale. Ainsi le plan laser doit avoir une certaine épaisseur afin de suivre les particules dans cette direction. Pour nos expériences, cette épaisseur est de cinq millimètres.

Pour le post-traitement des images de P.I.V., nous avons utilisé l'interface uvmat de Matlab avec le paquet CIVx. Ce système a été développé au sein de l'équipe Coriolis du laboratoire. Les programmes Fiedlc et Fieldv développés par B. Cariteau pour Matlab ont simplifiés les procédures de traitement.

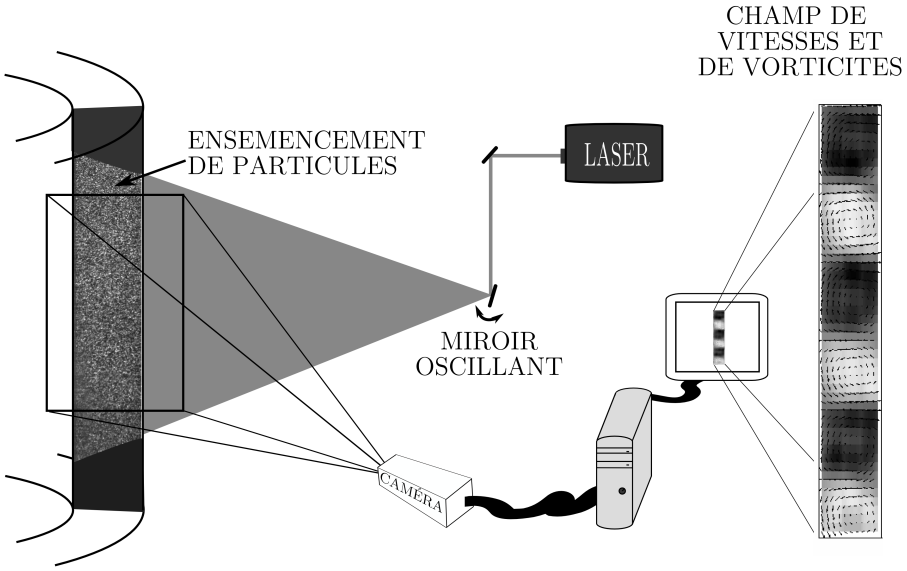

FIG. 3.2 – *Représentation schématique des conditions expérimentales correspondant aux expériences de P.I.V. dans le dispositif Taylor - Couette*

3.3 Mise en œuvre de la P.L.I.F.

La fluorescence induite par laser dans un plan (P.L.I.F.) est une technique de visualisation qui permet de suivre l'évolution de la concentration d'un colorant fluorescent au sein d'un fluide. Lorsque le colorant est utilisé comme traceur actif, c'est à dire lorsqu'il est associé à un fluide particulier au sein d'un autre fluide, cette technique peut donner des informations quantitatives sur les deux fluides étudiés (profils de densité par exemple).

3.3.1 Principe de fonctionnement :

Certaines substances ont des propriétés fluorescentes : elles absorbent les rayonnements lumineux sur une plage de longueurs d'onde et ré-émettent instantanément des radiations lumineuses sur une autre gamme de longueurs d'onde. La figure 3.3 présente les spectres d'absorption et d'émission d'un colorant fluorescent. Il s'agit de la rhodamine 6G en solution aqueuse, colorant utilisé comme traceur pour nos expériences.

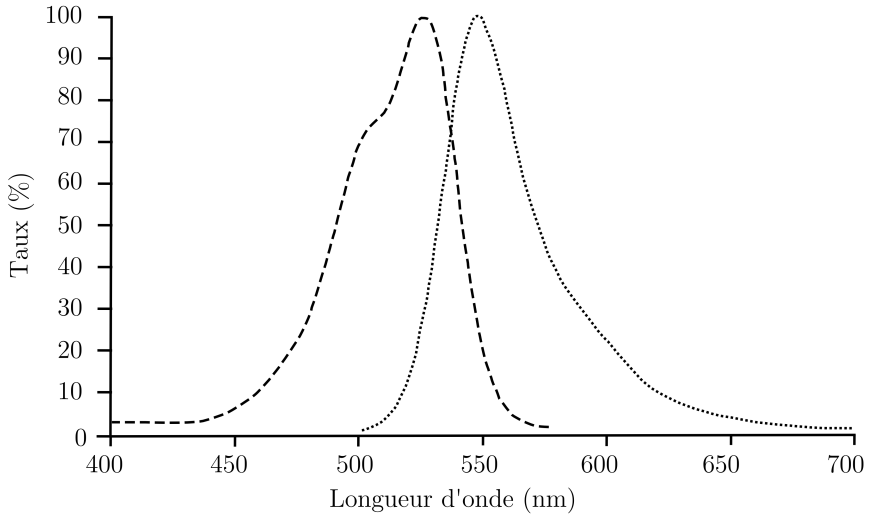

FIG. 3.3 – *Spectre de fluorescence de la rhodamine 6G à pH=7 dans l'eau : les pics d'absorption (-) et d'émission (.) sont atteints respectivement autour de 518 nm et de 549 nm.*

Au cours du transfert d'énergie induit par la fluorescence, une partie de l'énergie est dissipée sous forme de chaleur : des dés-activations se produisent par des chocs entre les molécules activées et transforment l'énergie activation en énergie cinétique d'agitation thermique.

L'intensité de la fluorescence (I_F) du colorant dépend de l'intensité de la lumière incidente (I_I) émise dans la zone d'absorption et de la concentration en colorant (C) dans cette même zone. Nous discuterons dans les paragraphes suivants des phénomènes qui peuvent modifier les valeurs de ces deux paramètres, et donc modifier la fluorescence.

$$I_F(r,z,t) = f(I_I(r,z,t), C(r,z,t))$$

La fonction f dépend des conditions de fonctionnement. Nous souhaitons travailler dans des conditions pour lesquelles f sera une simple droite avec : $I_F \propto \varphi I_I C$ où φ représente l'efficacité de la fluorescence.

Le niveau de gris (N_{DG}) enregistré par la caméra dépend de l'intensité de la fluorescence, de la déformation spatiale induite par l'objectif (fonction de transfert $\mathcal{F}$(r,z)) et de la lumière inhérente au lieu où s'effectuent les mesures (I_{BG}) que l'on suppose constantes dans le temps.

$$N_{DG}(r,z,t) = \mathcal{F}(r,z) \,.\, (I_F(r,z,t) + I_{BG}(r,z))$$

La technique de fluorescence induite par laser utilise comme son nom l'indique un laser pour exciter le colorant car il permet de disposer d'un rayonnement lumineux directionnel, gaussien, concentré sur une ou plusieurs longueurs d'onde bien définies, à des puissances qui peuvent être relativement importantes. La lumière du laser ne doit pas être détectée par la caméra car celle-ci se superposerait au rayonnement fluorescé. On place donc devant la caméra un filtre interférentiel passe-haut qui ne transmet pas la lumière du laser.

3.3.2 Phénomènes influant sur l'intensité fluorescée

Absorption sur le trajet optique du faisceau laser

Depuis la tête du laser jusqu'au point d'observation, le faisceau laser parcourt une distance r. Sur son trajet, la lumière du laser va perdre en intensité de façon plus ou moins importante selon la nature des éléments qu'elle rencontre sur son chemin. On considère que dans l'air l'atténuation est négligeable. Dans l'eau, il faut prendre en compte les coefficients d'atténuation de l'eau (ζ_w) et du colorant (ζ_{dye}). Ce dernier est proportionnel à la concentration en colorant : $\zeta_{dye} = \epsilon_{dye}.C$ où ϵ_{dye} est le coefficient d'extinction du colorant. Ainsi l'intensité de la lumière laser au point d'observation s'écrit [Cowen *et al.*, 2001] :

$$I_I(r) = I_{I_0} \exp\left(-\int_0^r (\zeta_w(r') + \epsilon_{dye} C(r'))\, dr'\right)$$

Si les mesures ne sont pas centrées sur un point mais sur tout un plan, il faut alors prendre en compte les variations locales d'intensité du laser dues aux différences de chemins optiques.

Thermalblooming

Ce phénomène a été bien expliqué par Wang & Fiedler [2000]. Nous reprenons ici leurs principaux résultats. La lumière du laser s'atténue au cours de son parcours dans le colorant. Or toute l'énergie absorbée n'est pas ré-émise, une partie est transformée en chaleur. Si la lumière du laser est trop importante, on assiste à un échauffement local du fluide dont la densité diminue. La lumière fluorescée est alors moins intense car celle-ci varie à l'inverse de la température. Pour contourner ce problème, il faut diminuer l'intensité du laser et/ou mettre en mouvement le fluide de sorte que si la vitesse est suffisamment importante, les particules fluides ne resteront pas suffisamment longtemps dans le plan laser pour s'échauffer. Par exemple pour une concentration en fluorescéine (autre colorant fluorescent) de $5 * 10^{-7}M$ et un faisceau laser de 0.5 W, il n'y a pas de **thermalblooming** si l'écoulement traverse le faisceau laser à une vitesse supérieure à 6 cm/s [Wang & Fiedler, 2000].

Photobleaching

Le **photobleaching** ou photo-blanchiment correspond à une diminution locale de l'intensité de la fluorescence dans le temps en raison de la photo-décomposition ou de l'atténuation des molécules de colorant par collisions. L'intensité du laser, la concentration en colorant, sa nature et la vitesse de l'écoulement sont responsables de l'apparition ou non du **photobleaching**. Crimaldi [1997] a pris en compte ce phénomène en utilisant une concentration fictive de colorant C^* et en définissant un facteur B qui reflète l'influence des différents paramètres : P la puissance du laser, Q_b le nombre de molécules éblouies par photon, σ la section efficace d'absorption d'une molécule, d la largeur du faisceau laser, h constant de Planck, ν la fréquence du laser et U la vitesse de l'écoulement.

$$C^*(r,z) = C(r,z)\exp\left(-B * f(r,z)\right) \qquad avec \quad B = \frac{PQ_b\sigma}{\sqrt{2\pi}Udh\nu}$$

Ainsi pour que le photobleaching soit négligeable, il faut travailler dans des conditions qui minimisent B.

3.3.3 Paramètres contrôlant l'intensité fluorescée :

Effets combinés de l'intensité du laser, de la concentration en colorant et de la vitesse de l'écoulement

La fluorescence et la concentration en colorant dépendent d'une relation linéaire aux faibles concentrations mais s'expriment par une relation non-linéaire pour des concentrations plus importantes, concentrations pour lesquelles les collisions entre les molécules vont diminuer l'efficacité de la fluorescence. La figure 3.4 montre les variations de la fluorescence avec la concentration en rhodamine 6G.

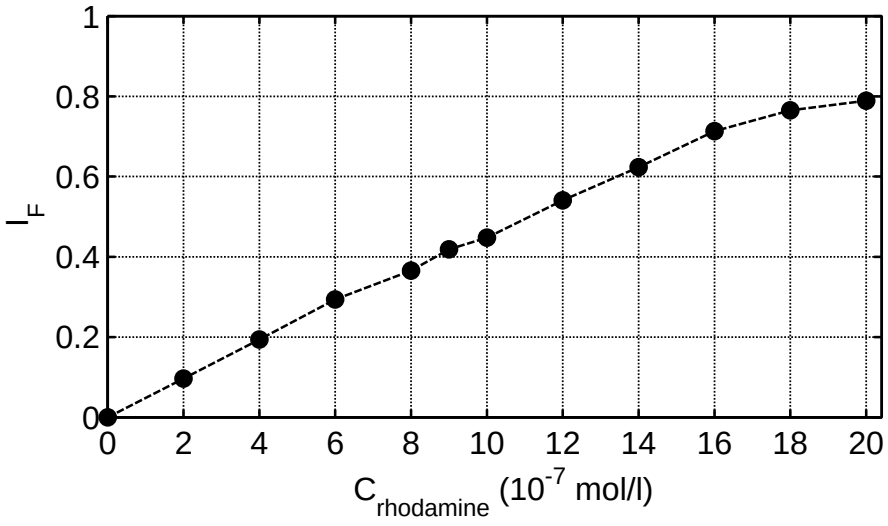

FIG. 3.4 – *Variation de l'intensité de la fluorescence (normalisée) avec la concentration en rhodamine 6G pour une puissance constante du laser*

Si on s'intéresse à présent à la relation entre fluorescence et puissance du laser, on note que celle-ci évolue d'abord linéairement, puis atteint un plateau. L'intensité du laser est alors trop importante par rapport à la concentration en colorant, qui sature.

Le choix des valeurs de la concentration en colorant et de la puissance du laser résulte d'un compromis entre plusieurs points importants : D'un coté, il faut minimiser ces deux paramètres afin de s'affranchir des problèmes de photobleaching et de thermalblooming et afin de travailler dans des domaines de variations linéaires ; d'un autre coté l'intensité fluorescée doit être suffisamment forte pour atteindre une bonne résolution, ce qui ne peut pas être réalisé si ces deux paramètres sont trop petits.

Du point de vue de la vitesse de l'écoulement, plus celle-ci sera rapide, meilleur seront les conditions de visualisation. En effet une forte vitesse d'écoulement permet d'augmenter l'intensité de la fluorescence pour une concentration de colorant et une puissance laser fixées. Elle limite en même temps les phénomènes de photobleaching et de thermalblooming.

Influence de la température et du pH

Ces deux paramètres peuvent induire des variations d'intensités fluorescées. La température est un paramètre clé puisque toute variation de température entraîne des variations similaires de densité. Le pH agit sur la structure chimique des molécules de colorant, qui peuvent prendre différentes formes selon l'acidité du milieu. Les spectres d'absorption et d'émission sont alors souvent modifiés. Dans le cadre de nos études, l'utilisation d'eau douce ou d'eau salée n'entraîne pas de variation de pH. De plus la température ambiante est supposée stable sur le temps des expériences. Les dispositifs Taylor-Couette sont isolés thermiquement de la pièce par une réserve d'eau qui entoure les cylindres et absorbe les légères fluctuations possibles. On peut donc considérer que ces deux paramètres n'influeront pas sur nos mesures.

3.3.4 Protocole expérimental

La P.L.I.F. est utilisée pour les expériences de diffusion d'un scalaire passif et pour les expériences en bicouche (fig. 3.5) où le colorant sert de traceur actif pour l'eau salée. Le protocole expérimental développé doit permettre de relier les niveaux de gris de chacun des pixels des images filmées à des concentrations de colorant (à des densités d'eau dans le cas des bicouches). Après analyse des différents colorants fluorescents existants, nous avons choisi de travailler avec la rhodamine 6G car elle présente un très bon comportement vis à vis du thermalblooming et du photobleaching. Le tableau 3.2 présente ses caractéristiques physico-chimiques.

La phase d'étalonnage consiste en une série de mesures préliminaires (images étalons) qui permettent de corriger spatialement et temporellement les images de données. Les images étalons sont filmées dans des conditions identiques à celles des images de données, c'est à dire pour un même réglage de caméra, une même vitesse de rotation du cylindre intérieur et une même puissance du laser. L'entrefer étant rempli successivement par des solutions homogènes de différentes concentrations (connues), les images étalons devraient présenter un unique niveau de gris sur la zone de l'image correspondant à l'entrefer des cylindres. Cependant en raison de l'ensemble des phénomènes présentés dans les paragraphes 3.3.2 et 3.3.3, les images présentent des déformations spatiales. Celles-ci étant constantes dans le temps dans

Masse molaire	479,02 g/mol
Formule chimique	$C_{28}H_{30}N_2O_3HCl$
Longueur d'onde d'absorption maximale	524 nm
Longueur d'onde d'émission maximale	549 nm
Photobleaching	$Q_b\sigma = 2,8E-22$
Pureté	95 %
Toxicité	ne pas inhaler, ne pas toucher
Fournisseur	Sigma-Aldrich

TAB. 3.2 – *Propriété de la rhodamine 6G*

les conditions de nos mesures, une correction systématique peut-être appliquée. Pour chaque concentration, le niveau de gris moyen de la zone d'intérêt permet de déterminer pour chacun des pixels l'algorithme de correction à appliquer. Celui-ci est ensuite utilisé sur les images de données et qui présentent alors en tout point un niveau de gris proportionnel à la concentration de colorant.

Les variations temporelles d'intensité dues à des phénomènes autres que le mélange ne peuvent provenir que de fluctuations du laser. En effet la prise d'images s'effectue dans une pièce placée dans le noir uniquement éclairé par le laser. La lumière ambiante est donc fixe. Les variations temporelles de puissance du laser sont importantes durant les deux premières heures qui suivent sa mise en route, ensuite les variations sont aléatoires mais inférieures à 2 %. Pour palier à ce problème, les campagnes de mesure (étalonnage et expérience) ne débutent qu'au minimum trois heures après le lancement du laser à la puissance désirée. On vérifie au cours de l'expérience que la puissance du laser reste stable en suivant les variations de l'intensité moyenne fluorescée par une solution faiblement concentrée en rhodamine qui remplit le volume délimité par le cylindre extérieur et la cuve rectangulaire qui l'entoure. Cette solution est mise en mouvement de manière à éviter les effets de thermalblooming et le photobleaching.

3.3.5 Conditions initiales des expériences réalisées

Le tableau 3.3 regroupe les caractéristiques des expériences réalisées en bicouche dans le grand dispositif Taylor - Couette. Trois séries d'expériences ont été réalisées. La première (série A) permet d'étudier l'effet de la stratification (de l'écart de densité) pour un nombre de Reynolds constant. Les deux autres séries ont utilisé le nombre de Reynolds comme paramètre de contrôle. Pour toutes les expériences, l'épaisseur de l'interface δ_b est initialement de 2.5 cm.

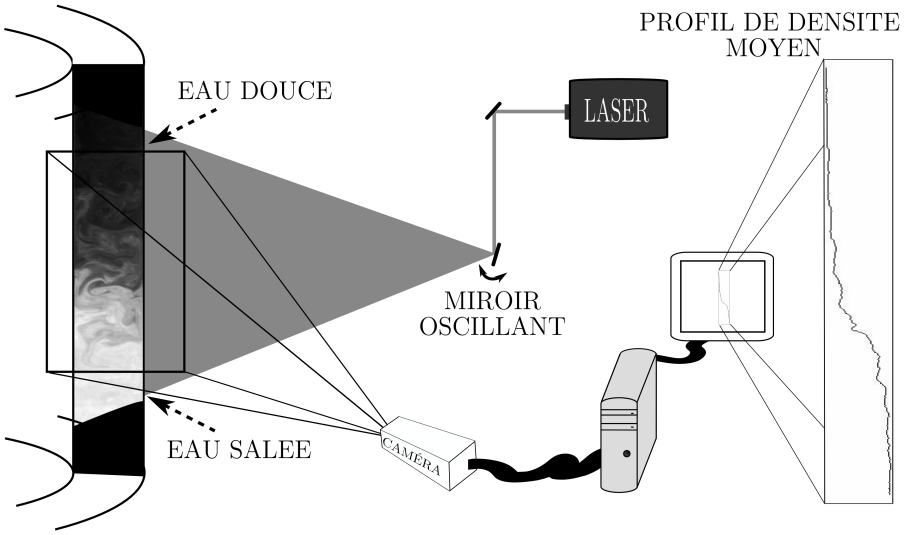

FIG. 3.5 – *Représentation schématique des conditions expérimentales correspondant aux expériences de P.L.I.V. en bicouche dans le dispositif Taylor - Couette*

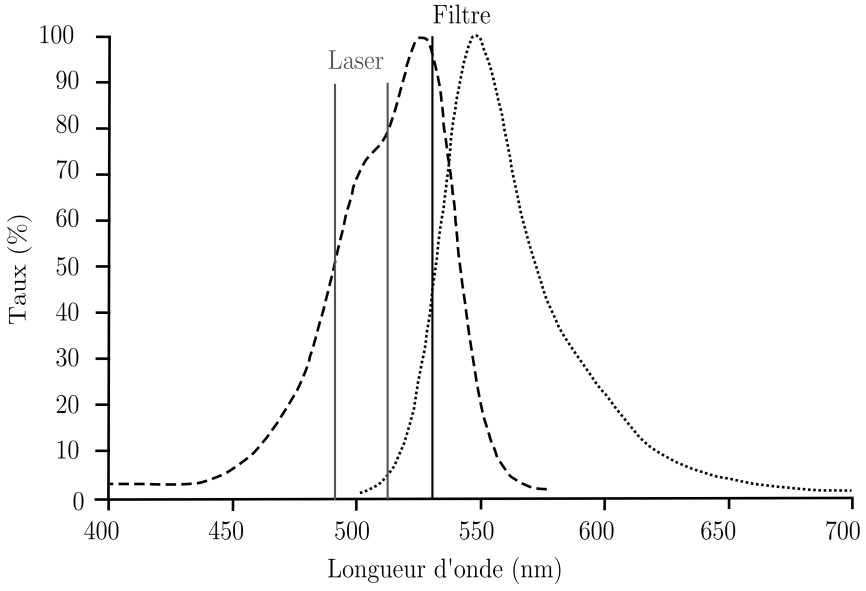

FIG. 3.6 – *Sélection de la lumière fluorescée : La lumière du laser vient exciter la rhodamine à des longueurs d'onde correspondant au meilleur taux d'absorption (où presque). La lumière fluorescée émise par la rhodamine à des longueurs d'onde plus élevées est la seule à atteindre la caméra en raison de la présence d'un filtre passe-haut qui ne transmet que la lumière dont la longueur d'onde est supérieure à 530 nm.*

Ω $(rad.s^{-1})$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Re	3409	3409	3409	3409	3409	3409	3409	3409
ρ_e $(kg.m^{-3})$	1000.1	999.7	999.8	1000.3	999.6	999.9	1000	1000
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1000.7	1001.4	1001.9	1002.6	1006.2	1021	1036.2	1144.5
N_i $(rad.s^{-1})$	0.48	0.83	0.9	1.02	1.42	2.81	4.13	10
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.006	0.017	0.021	0.023	0.065	0.21	0.35	1.32
t_m (h)	0.5	3	3	7	7	12	40	110
d_m (j)	1/2	1	1	1	1	1	2	5
date	1104_16	1104_29	1104_30	1104_24	1204_01	1104_22	1004_27	0106_07

Ω $(rad.s^{-1})$	0.1	0.125	0.165	0.2	0.3	0.4
Re	682	852	1125	1364	2045	2727
ρ_e $(kg.m^{-3})$	998.2	998.5	998.4	997.8	998.3	998.4
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1000.5	1000.8	1000.6	1000	1000.5	1000.6
N_i $(rads^{-1})$	0.97	0.96	0.98	0.9	0.93	0.97
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.023	0.023	0.023	0.022	0.022	0.022
t_m (h)	173	78	32	18	6	2
d_m (j)	9	4	2	2	1	1/2
date	0804_16	0904_15	0904_10	0804_10	0804_05	0904_07

Ω $(rad.s^{-1})$	0.44	0.5	0.6	0.7	0.8
Re	3000	3409	4091	4773	5455
ρ_e $(kg.m^{-3})$	999.2	1000.3	1000.1	1000.25	1000.2
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1001.4	1002.6	1002.4	1002.7	1002.7
N_i $(rad.s^{-1})$	0.98	1.02	0.9	0.87	0.91
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.022	0.023	0.023	0.024	0.025
t_m (h)	2	6	4	3.5	3
d_m (j)	1/2	1	1	1	1
date	1004_04	1104_24	1104_25	1104_26	1104_27

Ω $(rads^{-1})$	0.165	0.25	0.3	0.35	0.5
Re	1125	1705	2045	2386	3409
ρ_e $(kg.m^{-3})$	999.9	1000.1	999.95	999.8	1000.1
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1000.6	1000.7	1000.6	1000.5	1000.7
N_i $(rad.s^{-1})$	0.52	0.48	0.5	0.52	0.48
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.007	0.006	0.006	0.007	0.006
t_m (h)	20	5	4	3.5	0.5
d_m (j)	1.5	1	1	1	1/2
date	0205_28	0105_05	0105_06	0105_25	1104_16

TAB. 3.3 – *Caractéristiques des expériences réalisées en bicouche dans le grand Taylor-Couette. Gris foncé : série A - Gris clair : série B - Gris : série C. ρ_e : densité de l'eau douce, ρ_s : densité de l'eau salée, N_i : stratification initiale,ΔB_i : saut initial de flottaison ($= g\Delta\rho/\overline{\rho}$), t_m : temps de mélange, d_m : durée de l'expérience*

Dans le petit dispositif, deux séries d'expériences ont été réalisées pour deux valeurs différentes de stratification interfaciale (2 et 6 rad/s). Le nombre de Reynolds varie entre les expériences de chaque série.

Ω $(rad.s^{-1})$	0.5	0.75	0.85	1	1.25
Re	182	273	309	364	455
ρ_e $(kg.m^{-3})$	998.5	999.6	999.6	999.8	999.6
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1004.7	1005.6	1005.6	1006	1005.6
N_i $(rad.s^{-1})$	2.3	2.3	1.5	2.1	2.3
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.061	0.059	0.059	0.061	0.059
t_m (h)	?	181	130	91	8.4
d_m (j)	18	9	7	5	1
date	1004_10	0404_02	0504_23	1004_08	0204_10

Ω $(rad.s^{-1})$	1.5	2	2.5	2.9
Re	545	727	909	1055
ρ_e $(kg.m^{-3})$	999.6	999.6	999.6	999.6
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1005.6	1005.6	1005.6	1005.6
N_i $(rad.s^{-1})$	2.1	1.9	2.3	2.1
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.059	0.059	0.059	0.059
t_m (h)	5.6	4.5	3.2	3.1
d_m (j)	1/2	1/2	1/2	1/2
date	0204_05	0204_08	0204_19	0304_05

Ω $(rad.s^{-1})$	1	1.25	2	2.9
Re	364	455	727	1055
ρ_e $(kg.m^{-3})$	999.1	998.4	998.9	998.6
ρ_s $(kg.m^{-3})$	1035.3	1034.6	1035.6	1034.6
N_i $(rad.s^{-1})$	5.5	5.9	6.3	6.2
ΔB_i $(m.s^{-2})$	0.349	0.349	0.354	0.347
t_m (h)	93	41	7	3.8
d_m (j)	4	2	1	1/2
date	0705_09	0705_14	0705_07	0705_13

TAB. 3.4 – *Caractéristiques des expériences réalisées en bicouche dans le petit Taylor-Couette. Gris clair : série D - Gris : série E.*

3.4 Mise en œuvre de l'ombroscopie

L'ombroscopie est une technique de visualisation, qui permet de distinguer des variations de densité. Cette méthode se base sur le principe qu'à toute modification de densité correspond une modification de l'indice optique n. La figure 3.7 représente les valeurs de l'indice optique en fonction de la densité de l'eau (plus ou moins salée). Dans une atmosphère homogène, l'indice optique de l'air est 1. Un rayon optique est dévié lorsqu'il traverse un fluide dont la densité (et donc l'indice optique) change spatialement ou temporellement.

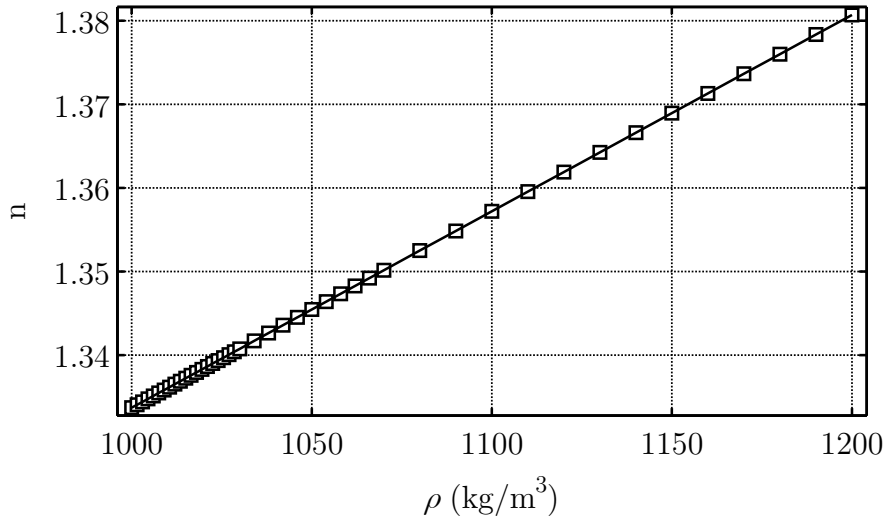

FIG. 3.7 – *Variations de l'indice optique en fonction de la densité de l'eau salée :* □ *Données du Lide [1987], - régression linéaire :* $n = 2.349.10^{-4}\rho + 1.0988$

La déviation vérifie la relation 3.1 [Blanquet, 2006] : n_0 représente l'indice du milieu à la position initiale $x = 0$ et i_0 correspond à l'angle d'incidence par rapport à la verticale en $x = 0$. Dans le cadre des expériences réalisées, les variations de densité (ou de n) s'effectuent selon la verticale :

$$\left(\frac{n\left(z\right)}{n_0\left(z\right) sin\left(i_0\left(z\right)\right)}\right)^2 = 1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 \tag{3.1}$$

La déviation des rayons lumineux a pour conséquence une modification de l'intensité luminueuse. Celle-ci augmente lorsque la distance entre les rayons lumineux diminue (concentration de la lumière), au contraire elle diminue lorsque les rayons divergent.

Expérimentalement, l'observation d'un écoulement par ombroscopie s'effectue de la façon suivante. Il faut tout d'abord une source de lumière ponctuelle, par exemple

un projecteur équipé d'une diapositive percée (diaphragme). Les rayons lumineux issus de cette source ont tous le même point d'origine et se répartissent de façon isotrope dans tout le demi-espace devant la source. Une partie des rayons atteint le dispositif, siège de l'écoulementt à étudier. Leur trajectoire est ensuite plus ou moins déviée selon l'indice optique du milieu qu'il traverse. Un écran (papier calque ou plaque en plastique semi-transparente) est placé en sortie des rayons. Il permet de visualiser la répartition en intensité de la lumière. Une caméra permet d'enregistrer l'évolution temporelle des images d'ombroscopie qui se forment sur l'écran. La figure 3.8 illustre les conditions expérimentales des expériences d'ombroscopie réalisées dans le grand dispositif Taylor-Couette.

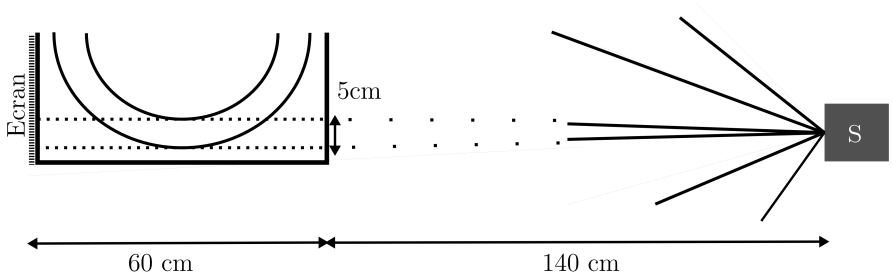

FIG. 3.8 – *Mise en oeuvre de la technique d'ombroscopie avec le grand dispositif Taylor-Couette.*

Pour mieux comprendre les mesures réalisées par ombroscopie, il est important d'étudier l'effet de la position de la source de lumière (par rapport aux gradients de densité) ainsi que celui des gradients de densité. Pour cela, la trajectoire des rayons optiques a été calculée, en utilisant la relation 3.1 pour différentes configurations. L'intensité de la lumière est ensuite déterminée par la relation 3.2, où P est la puissance de la source et $dl(z)$ la distance entre deux rayons lumineux succéssifs.

$$I(z) = \frac{P}{dl(z)} \tag{3.2}$$

La figure 3.9 représente des images d'ombroscopie calculées pour trois positions différentes de la source de lumière et pour trois remplissages différents du dispositif Taylor-Couette. L'origine verticale de la source de lumière est placée au niveau du bas, du milieu ou du haut du dispositif Taylor-Couette. Une bicouche d'un écart de densité de 10 kg/m^3 remplit l'entrefer. L'interface centrée à mi-hauteur (30cm) est plus ou moins épaisse.

La première observation, attendue, est que lorsqu'une interface de densité est située à la même hauteur que le centre de la source de lumière sa présence n'est

pas détectable sur les images d'ombroscopie. En effet l'angle d'incidence des rayons traversant l'interface est alors nul : ils ne sont pas déviés. Lorsque l'interface est éclairée par le haut, c'est à dire lorsque les rayons passent de l'eau douce à l'eau salée, la présence du gradient de densité se traduit par une augmentation de l'intensité lumineuse. Inversement un éclairage par le bas induit une diminution de l'intensité. L'épaisseur de l'interface influe également sur les mesures d'ombroscopie. Plus elle est fine, plus le pic ou le creux de lumière est intense. Une dernière remarque concerne la position verticale de l'interface selon l'abscisse radiale sur les images d'ombroscopie. Le signal est incliné. Il y a, dans ce cas, une différence de 2 cm entre le point le plus haut et celui le plus bas. Cela est dû à la différence de trajet optique entre des rayons qui traversent le dispositif au voisinage du cylindre interieur et ceux qui passent à proximité du cylindre extérieur (cf figure 3.8).

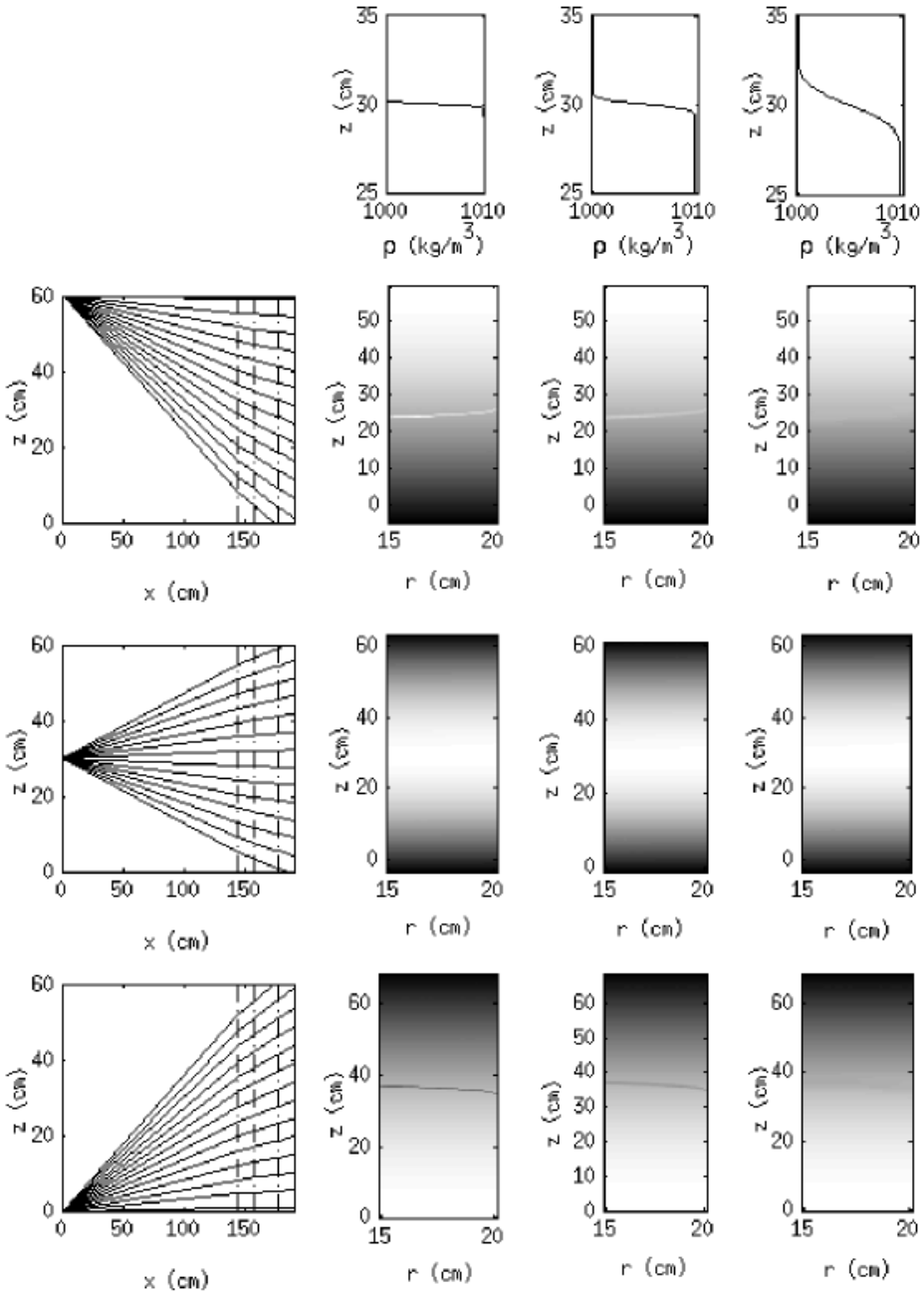

FIG. 3.9 – *Images d'ombroscopie théoriques (au centre), calculées pour trois positions différentes de la source de lumière (à gauche) et pour trois gradients de densité différents situé à mi-hauteur (en haut). Les trajectoires des rayons lumineux représentées à gauche passent par le centre de l'entrefer. L'épaisseur de l'interface est de gauche à droite de 0.7, 1.3, et 5.1 cm*

Chapitre 4

Champs de vitesse et diffusivité en fluide homogène

4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de mieux connaître les caractéristiques de l'écoulement Taylor - Couette en fluide homogène et la diffusivité d'un traceur passif afin de distinguer par la suite les effets dûs aux variations de densité. Comme nous l'avons vu précédemment, l'ensemble des vortex de Taylor apparait comme un écoulement secondaire par rapport à l'écoulement azimutal de base. En présence de gradients de densité, le transport vertical de densité est effectué principalement par cet écoulement secondaire. Il est donc important de connaître le champ de vitesses lui correspondant pour mieux quantifier l'efficacité du mélange, pour pouvoir comparer la vitesse d'arrachement d'une particule fluide dense à celle des vortex. D'autre part, il n'y a pas, à ma connaissance, d'étude consacrée aux mesures des champs de vitesse des vortex dans ces régimes de turbulence modérée.

Une autre partie de ce chapître est consacrée à la dispersion et à l'homogénéisation d'une parcelle de colorant introduit aux deux tiers de la hauteur de l'entrefer du dispositif. Cette étude, réalisée dans le grand dispositif, apparaît comme un cas limite des expériences en bicouche lorsque l'écart de densité entre les deux couches tend vers zéro. Il s'agit ainsi d'étudier les processus de mélange en l'absence d'effet de densité afin d'isoler l'action de ces derniers. Il n'est techniquement pas possible de remplir le dispositif Taylor - Couette avec deux couches d'eau douce colorée ou non car les deux couches se mélangent lors du remplissage. Pour contourner ce problème, nous sommes partis de l'idée que le transfert de fluide peut-être modélisé par un processus de diffusion effectif. Il existe ainsi un coefficient D_{eff} qui permet de caractériser chaque écoulement en fluide homogène. Si l'on peut déterminer ce

coefficient, il sera ensuite possible d'évaluer le temps de mélange d'une bicouche sans écart de densité. Par ailleurs l'analyse de l'évolution de la concentration en colorant nous apporte des compléments d'information sur la nature des écoulements présents, essentiellement sur la période de rotation moyenne de l'écoulement.

4.2 Écoulement au sein du petit dispositif

Plusieurs études ont déjà été consacrées aux mesures des champs de vitesse au sein de dispositif Taylor-Couette présentant les mêmes caractéristiques géométriques que notre petit dispositif Taylor-Couette. Dans les régimes des **Wavy Vortices**, Akonur & Lueptow [2003] ont réalisé une mesure tridimensionnelle de la vitesse de l'écoulement. D'autres [Bust *et al.*, 1995; King *et al.*, 1984] se sont intéressés aux caractéristiques des ondes (amplitudes, vitesses, modes), aux longueurs d'ondes, aux échanges de fluides... Les paragraphes ci-dessous regroupent les données de la bibliographie pour les régimes d'écoulement utilisés dans le petit Taylor-Couette.

4.2.1 Caractéristiques de l'écoulement selon le nombre de Reynolds

Dans ces régimes, les vortex de Taylor sont perturbés par la présence d'ondes dont le mode est déterminé par le nombre d'oscillations sur un anneau vortex. Le régime des **Modulated Wavy Vortices** se distingue du régime des **Wavy Vortices** par la présence simultanée de plusieurs ondes perturbatrices (figure 2.1, page 31). La sélection des modes dépend de la façon dont l'écoulement est atteint (augmentation lente ou brusque du nombre de Reynolds). Plus le mode est élevé, plus l'amplitude des ondes et la longueur d'onde des vortex sont faibles. La vitesse de propagation des ondes (normalisée par la vitesse à la surface du cylindre intérieur) diminue, puis reste constante, quand le nombre de Reynolds augmente. Elle dépend également du mode des ondes, du rapport d'aspect des cylindres et de la longueur d'onde des vortex. L'origine des ondes semble être reliée à une instabilité de l'écoulement azimutal [Akonur & Lueptow, 2003; Jones, 1985]. Celui est en effet fortement asymétrique. Selon l'angle azimutal Θ, la vitesse azimutale reste constante dans les zones d'**inflow** et d'**outflow** (zones limites entre deux vortex où la vitesse radiale est dirigée vers le cylindre intérieur ou vers le cylindre extérieur) mais varie en amplitude au cœur des vortex (figure 4.1). Selon le rayon r, les variations de la vitesse azimutale sont plus importantes au niveau des parois (surtout interne) [Akonur & Lueptow, 2003] : la zone centrale proche du cœur des vortex présente une vitesse azimutale uniforme, dans les régions d'**inflow** cette vitesse est fortement cisaillée du coté du cylindre interne et dans les régions d'**outflow** le cisaillement est important à proximité des deux parois. Ainsi la contrainte de cisaillement est plus uniforme du coté du cylindre intérieur. Les gradients de vitesse azimutale augmentent avec le nombre de Reynolds. La position des cœurs de vortex change et s'adapte de façon à ce que la zone centrale

du vortex se déplace avec une vitesse azimutale égale à la vitesse de propagation des ondes.

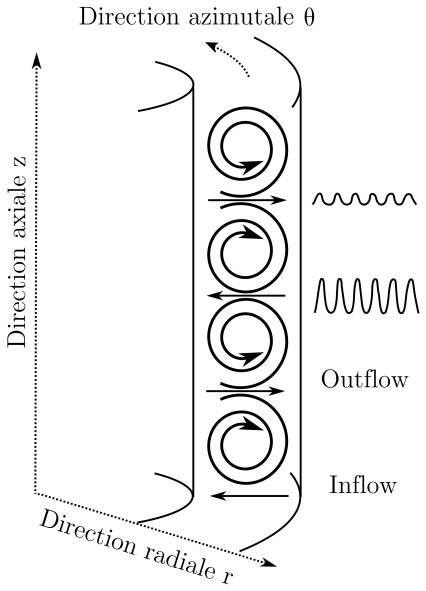

FIG. 4.1 – *Représentation schématique des vortex de Taylor. Les zones d'***inflow** *sont soumises à des oscillations de plus grande amplitude que les zones d'***outflow**.

Les vortex ne sont pas indépendants. Le transfert de fluide à travers des vortex adjacents est significatif et se fait de façon cyclique : des zones sur lesquelles un vortex croit (gain de fluide) et des zones de décroissance (libération de fluide). Le degré de transfert de matière est plus important pour un nombre de Reynolds intermédiaire (Re = 253). Pour des nombres de Reynolds plus faibles, les ondes ne sont pas assez développées pour permettre un transfert de fluide efficace. Pour un nombre de Reynolds plus grand, les vortex deviennent plus forts et limitent la croissance des ondes. On constate alors que les mouvements des cœurs des vortex diminuent.

Le transfert de fluide vertical n'est pas limité à deux vortex adjacents, Wereley & Lueptow [1998] ont mis en évidence que l'écoulement axial peut s'étendre de façon continue sur toute la hauteur du dispositif selon la position azimutale. La direction du flux axial correspond à la direction de déformation du vortex. On note que ce flux est maximum dans les zones d'**inflow** et diminue vers le centre des vortex. On observe typiquement que la zone d'**inflow** est soumise au passage d'ondes de grandes amplitudes (ce qui est possible car elle présente un faible écoulement radial et un fort écoulement axial) alors que la zone d'**outflow** n'est perturbée que par des ondes de faibles amplitudes. Cette zone présente au contraire un fort courant radial et un faible courant axial.

4.2.2 Comparaison inter-régime des vitesses moyennes des vortex

Afin d'avoir un ordre de grandeur sur l'intensité de l'écoulement au sein des vortex par rapport à l'écoulement azimutal, nous représentons sur la figure 4.2 l'évolution de la vitesse axiale maximale (vitesse de rotation des vortex) en fonction de l'écoulement azimutal moyen.

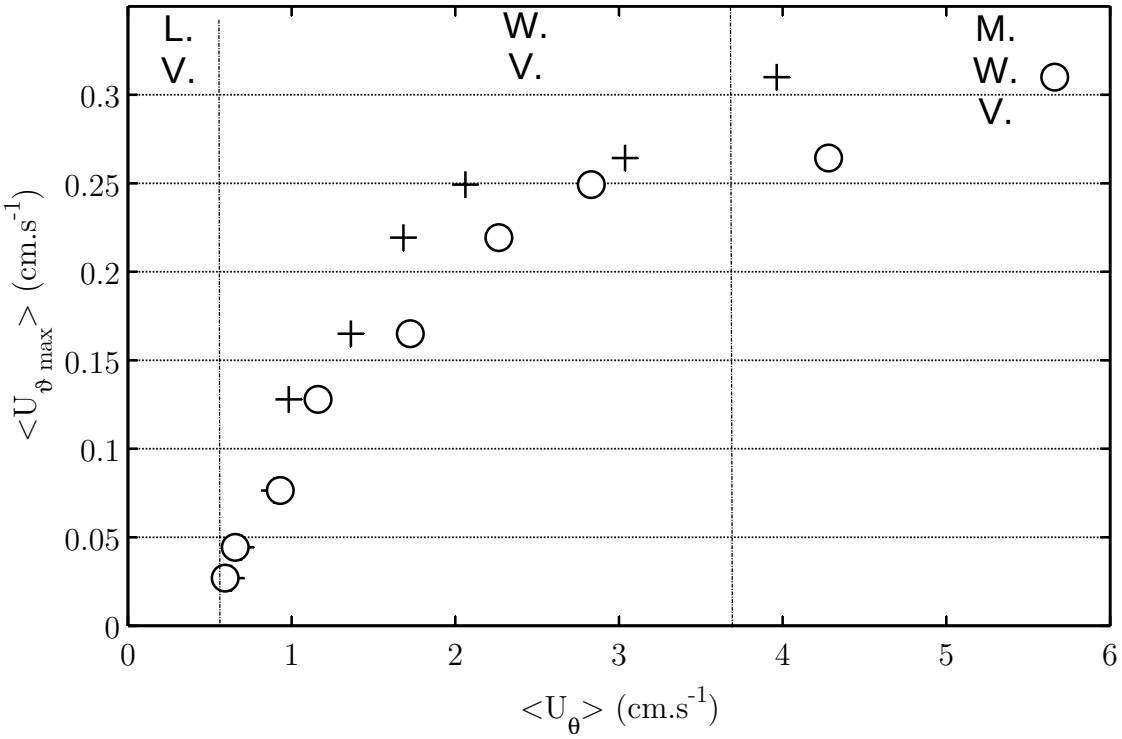

FIG. 4.2 – *Variation de la vitesse axiale maximale au sein des vortex $U_{\vartheta_z max}$ selon la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal $< U_\theta >$, calculée en l'absence de vortex (o) ou exprimée par la vitesse azimutale de propagation des ondes (+). Courbes réalisées à partir des données des figures 5a et 6 de Wereley & Lueptow [1998]*

La vitesse des vortex est environ dix fois plus petite que la vitesse azimutale simplifiée. On observe un ralentissement de l'augmentation de la vitesse des vortex avec l'intensification de l'écoulement primaire. Pour l'ensemble des régimes, la valeur de vitesse azimutale moyenne peut être calculée approximativement de deux façons : soit par la vitesse que l'on aurait en l'absence de vortex (Écoulement Couette circulaire, équation 4.1), soit par la vitesse de propagation des ondes perturbant les vortex. La deuxième méthode est plus proche de la réalité [Akonur & Lueptow, 2003],

elle nous permet d'évaluer la pertinence de la première méthode que l'on utilisera dans le cas du grand dispositif Taylor-Couette pour lequel nous ne connaissons pas la vitesse des ondes. On note ainsi que la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal est surévaluée par la première méthode, surtout pour les écoulements les plus intenses.

$$< U_\theta > = \int_a^b U_\theta(r)dr = 1.859\,\Omega\,(cm/s) \tag{4.1}$$

4.3 Écoulement au sein du grand dispositif

Dans le grand dispositif TC, le champ de vitesses des vortex en fluide homogène a été mesuré en utilisant la technique de mesure P.I.V. décrite dans le paragraphe 3.2. Nous avons mesuré les composantes radiales et axiales de la vitesse en plaçant notre plan laser sur une section verticale croisant l'axe de rotation des cylindres. L'analyse temporelle de l'évolution des champs de vitesse et de vorticité (pour une vitesse de rotation donnée), permet de regrouper les différents écoulements. Les groupes obtenus correspondent dans l'ensemble à ceux décrits par la littérature. L'analyse de ces régimes est complétée par les observations obtenues lors des expériences en traceur passif.

4.3.1 Caractéristiques de l'écoulement selon le nombre de Reynolds

Modulated Wavy Vortices

Les figures 4.3 et 4.4 représentent l'évolution temporelle de l'enroulement du colorant au sein des vortex, pour un écoulement dont le nombre de Reynolds est compris entre 680 et 1025. D'après la classification des régimes [Lueptow *et al.*, 1992], cette expérience fait partie du régime des **Modulated Wavy Vortices**.

La modulation de la vorticité se traduit par la présence de couples de vortex régulièrement introduits au milieu de l'écoulement (figure 4.3). La figure 4.4 représente l'évolution spatio-temporelle de la concentration en colorant, moyennée sur la largeur de l'entrefer. Cette figure montre que l'apparition de couples de vortex est périodique. Les mouvements oscillatoires présentent de grandes amplitudes variant entre un demi et une fois la largeur de l'entrefer. Le suivi temporel du colorant nous indique que sa diffusion axiale n'est pas régulière. Il y a piégeage de colorant au sein des vortex, puis mélange brutal (t = 5000 s).

Les visualisations réalisées durant les expériences de P.I.V. permettent également d'observer la structure de l'écoulement comme le montre la figure 4.5 qui représente l'évolution temporelle du champ de vitesses et du champ de vorticitées. Le déplacement des vortex sur la hauteur, l'apparition ou la disparition temporaires de zones de vorticité ainsi que la présence de zones de plusieurs vorticités opposées à une même hauteur, visibles sur les représentations des champs de vitesse de la figure 4.5 sont caractéristiques de la modulation des ondes perturbant les vortex. Le rapport d'aspect des vortex change de par la présence d'ondes multiples.

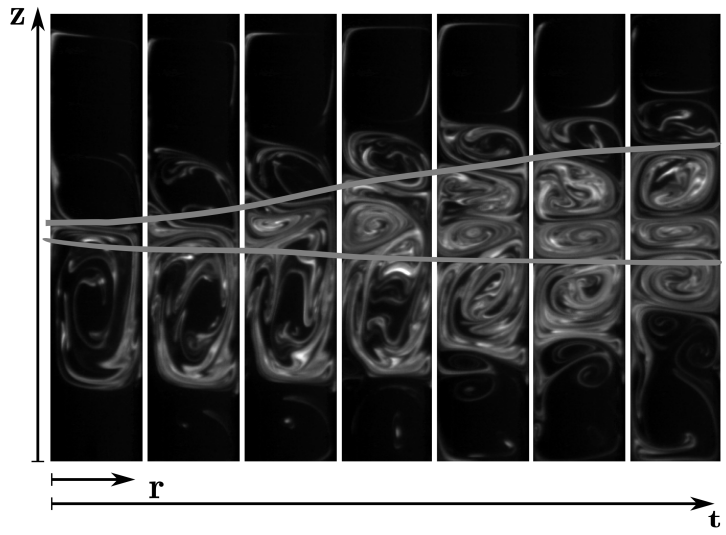

FIG. 4.3 – *Photos de l'écoulement* ($\mathrm{Re} = 682$) *dans le plan axial prises avec un intervalle de temps de 12 s. Le colorant initialement injecté au deux tiers de la hauteur du dispositif s'insère au sein des vortex et s'étend verticalement. Les lignes grises délimitent un couple de vortex qui s'insère entre les vortex déjà présents.*

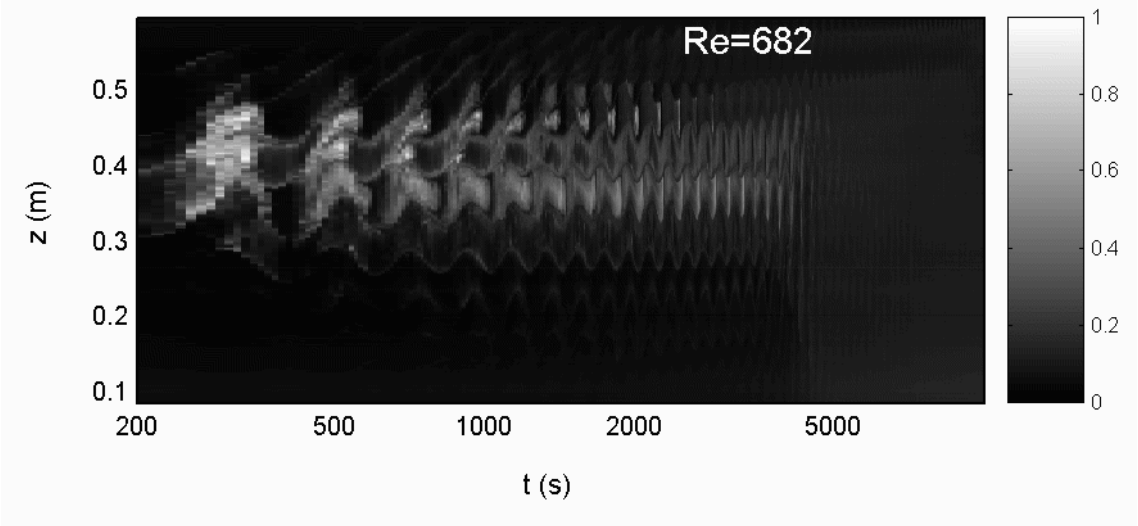

FIG. 4.4 – *Évolution spatio-temporelle de la concentration en colorant de chaque image moyennée suivant la direction radiale (Échelle temporelle logarithmique). La période de l'écoulement est de 150 s.*

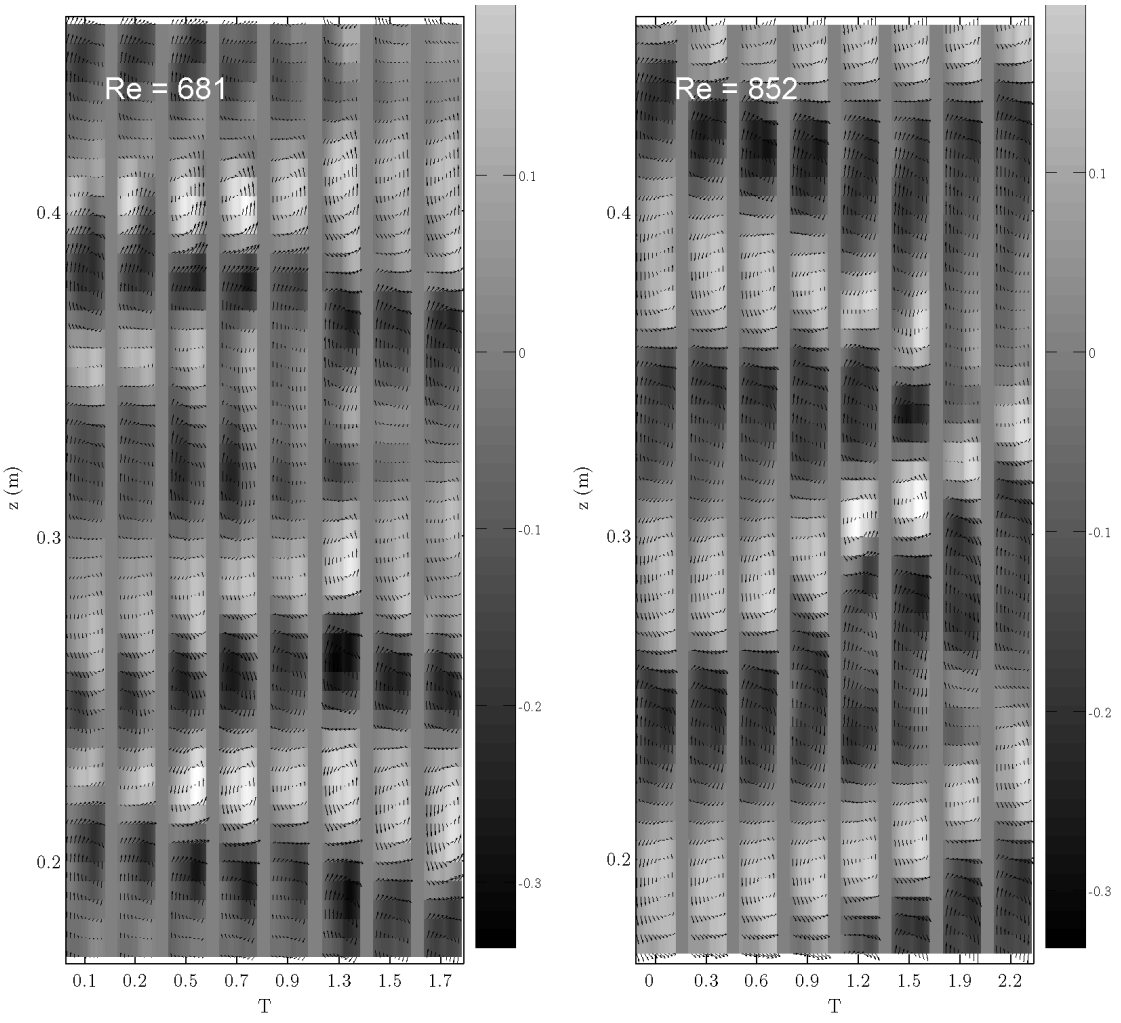

FIG. 4.5 – *Évolution temporelle du champ de vitesse (flèche noire) et de vorticité (niveau de gris) dans le régime des* **Modulated Wavy Vortices**. *L'échelle en abscisse est double : à chaque instant la largeur du champ de vitesse est mesurée sur* $\mathrm{d} = 5cm$, *le passage d'un champ au suivant est indexé sur le nombre de rotation du cylindre intérieur.*

Turbulent Modulated Wavy Vortices et Turbulent Wavy Vortices

Les champs de vitesse des vortex présentés sur la figure 4.6 correspondent, à présent, à ceux observés pour des écoulements dans le régime des **Turbulent Modulated Wavy Vortices** (courbe de gauche) ou des **Turbulent Wavy Vortices** (courbe de droite). Le caractère modulé du régime TMWV est moins évident que précédemment. Toutefois, on observe le déplacement vertical de l'ensemble des interfaces entre les vortex, signe d'une modulation globale. Le rapport d'aspect des vortex est d'environ un et le déplacement vertical de plus faible amplitude (d/5).

L'expérience dans le régime des **Turbulent Wavy Vortices** confirme la présence d'une structure en couches bien distinctes. Le champ de vorticité est très homogène au sein de chaque vortex et l'amplitude des oscillations est également inférieure à d/5. Néanmoins, la comparaison de ces deux expériences avec celles dans les régimes laminaires ou turbulents montre que ces écoulements ne sont que très faiblement turbulents et les petites échelles sont peu présentes.

Turbulent Vortices

Les vortex turbulents sont mis en évidence sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9. Ils sont moins réguliers dans leur géométrie et présentent plusieurs échelles de longueurs caractéristiques. L'augmentation du taux de turbulence avec le nombre de Reynolds est confirmée par la présence d'un champ de vorticitées moins homogène au sein des différents vortex. La structure des vortex superposés en couches bien distinctes est préservée et les rapports d'aspect des vortex sont légèrement plus grands que la valeur un. D'après la littérature ces vortex ne devraient plus être perturbés par la présence d'ondes, cependant, du fait de la structure turbulente de l'écoulement, les champs de vitesse fluctuent et oscillent très légèrement autour de leur position moyenne à une fréquence au moins dix fois plus rapide que la fréquence de rotation du cylindre intérieur. Ces oscillations, de faibles amplitudes, sont de natures différentes de celles observées dans les régimes des wavy vortex.

Finalement les écoulements observés dans le grand dispositif Taylor-Couette correspondent bien à ceux décrits dans la littérature. Le rapport des rayons des cylindres η ($= 0.75$) ne modifie donc pas de façon significative nos écoulements. Intéressons-nous maintenant à l'intensité de l'écoulement secondaire par comparaison avec l'écoulement primaire.

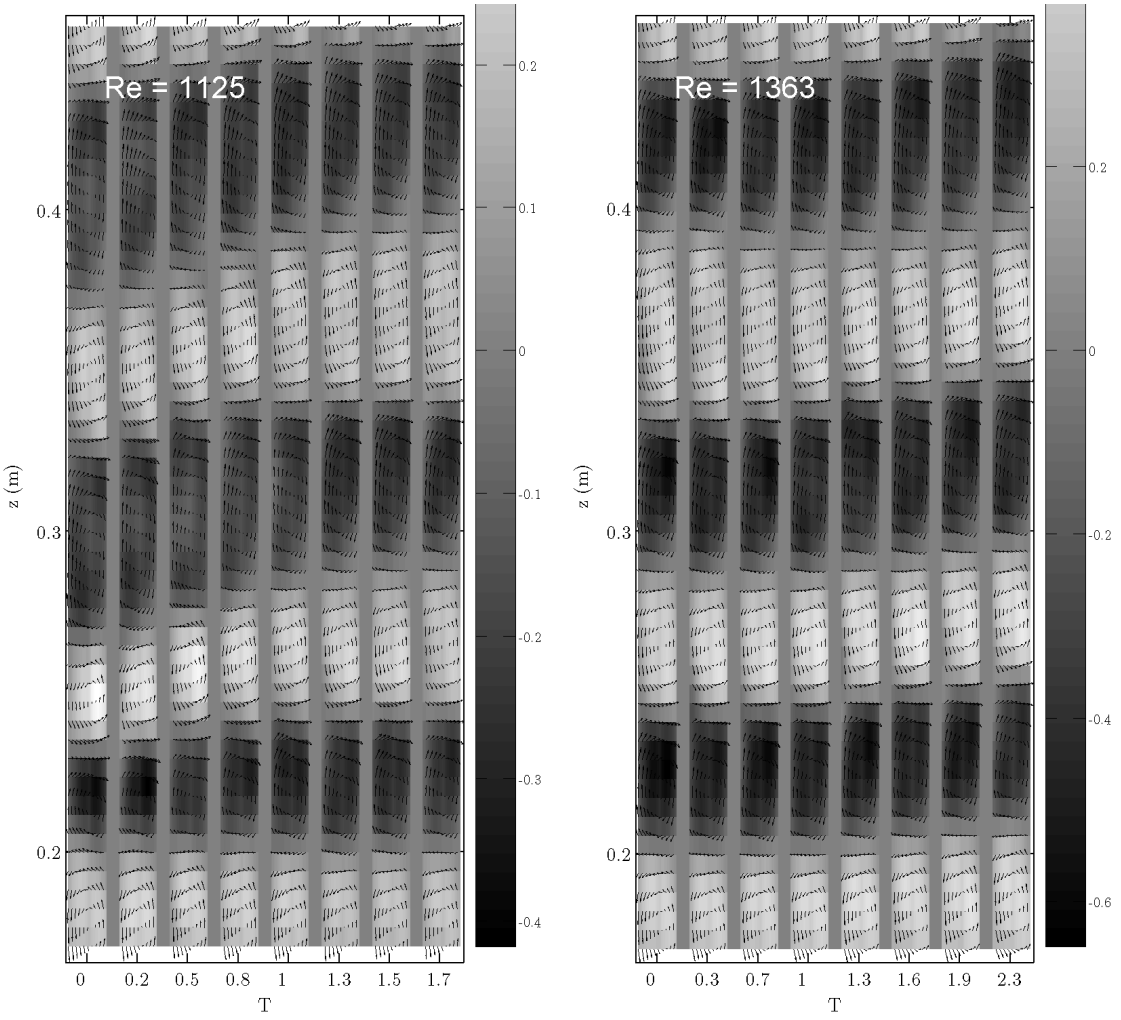

FIG. 4.6 – *Évolution temporelle du champ de vitesses (flèche noire) et de vorticité (niveau de gris) dans le régime des* **Turbulent Modulated Wavy Vortices** *à gauche et dans le régime des* **Turbulent Wavy Vortices** *à droite. L'échelle en abscisse est double : à chaque instant la largeur du champ de vitesses est mesurée sur* $\mathrm{d} = 5$ *cm, le passage d'un champ au suivant est indexé sur le nombre de rotation du cylindre intérieur.*

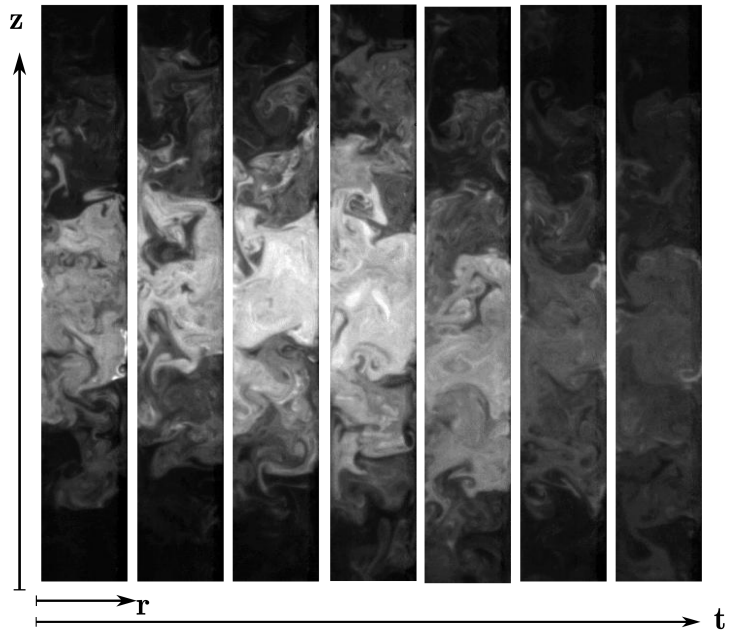

FIG. 4.7 – *Photos de l'écoulement* (Re = 5455) *dans le plan axial prises avec un intervalle de temps 4.7 s. Le colorant initialement injecté au deux tiers de la hauteur du dispositif s'insère au sein des vortex et s'étend verticalement.*

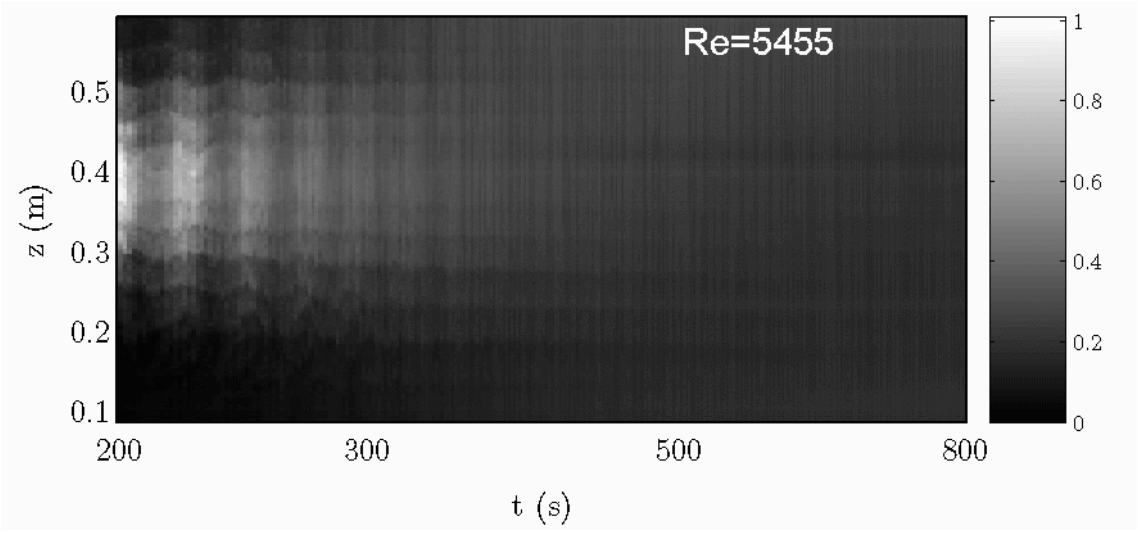

FIG. 4.8 – *Évolution spatio-temporelle de la concentration en colorant de chaque image moyennée suivant la direction radiale (Échelle temporelle logarithmique). La période de l'écoulement est de 23 s.*

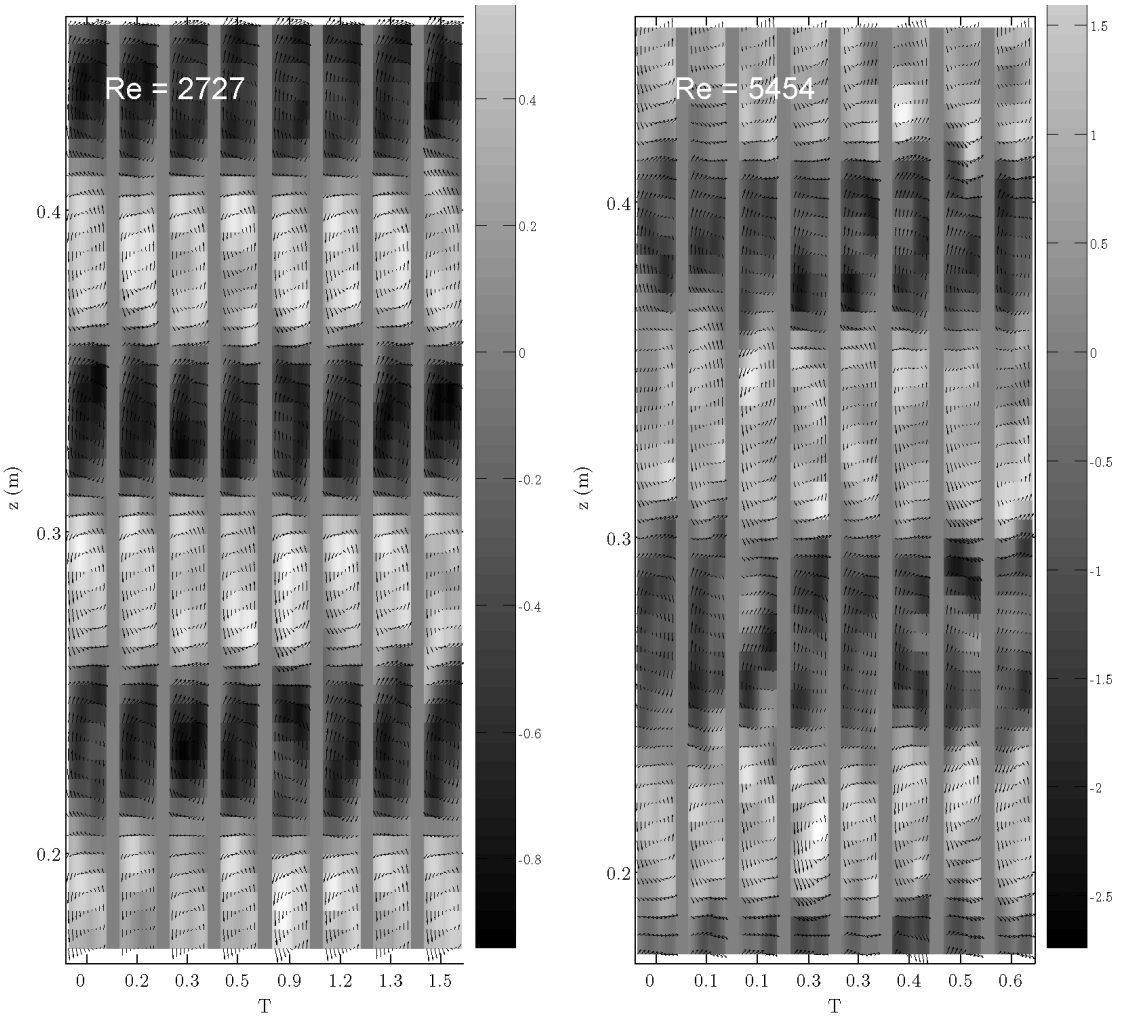

FIG. 4.9 – *Évolution temporelle du champ de vitesses (flèche noire) et de vorticité (niveau de gris) dans le régime des* **Turbulent Vortex**. *L'échelle en abscisse est double : à chaque instant la largeur du champ de vitesses est mesurée sur* $\mathrm{d} = 5cm$, *le passage d'un champ au suivant est indexé sur le nombre de rotations du cylindre intérieur.*

4.3.2 Comparaison inter-régime des vitesses des écoulements

Pour l'ensemble des écoulements étudiés lors des expériences en traceur passif, nous avons injecté du colorant de façon continue durant une période de rotation du cylindre intérieur. Cependant la vitesse de rotation de l'écoulement moyen dans le plan azimutal est plus faible, ce qui induit une variation périodique de la concentration totale en colorant dans le plan axial. L'alternance de zones claires et foncées sur les images spatio-temporelles des figures 4.3 et 4.7 correspond à ce phénomène. Dans les différents régimes, la mesure de la période de retour du colorant permet de connaître la vitesse de rotation moyenne de l'écoulement ($< U_\theta >$) dans le plan azimutal (figure 4.10). Cette vitesse est plus faible que celle qui serait calculée en l'absence de vortex (Écoulement Couette), surtout pour les fortes vitesses de rotation, ce qui est cohérent avec les données de littérature présentées dans le paragraphe 4.2.2. Ces vitesses moyennes, ainsi mesurées, ont été utilisées pour l'ensemble de cette étude.

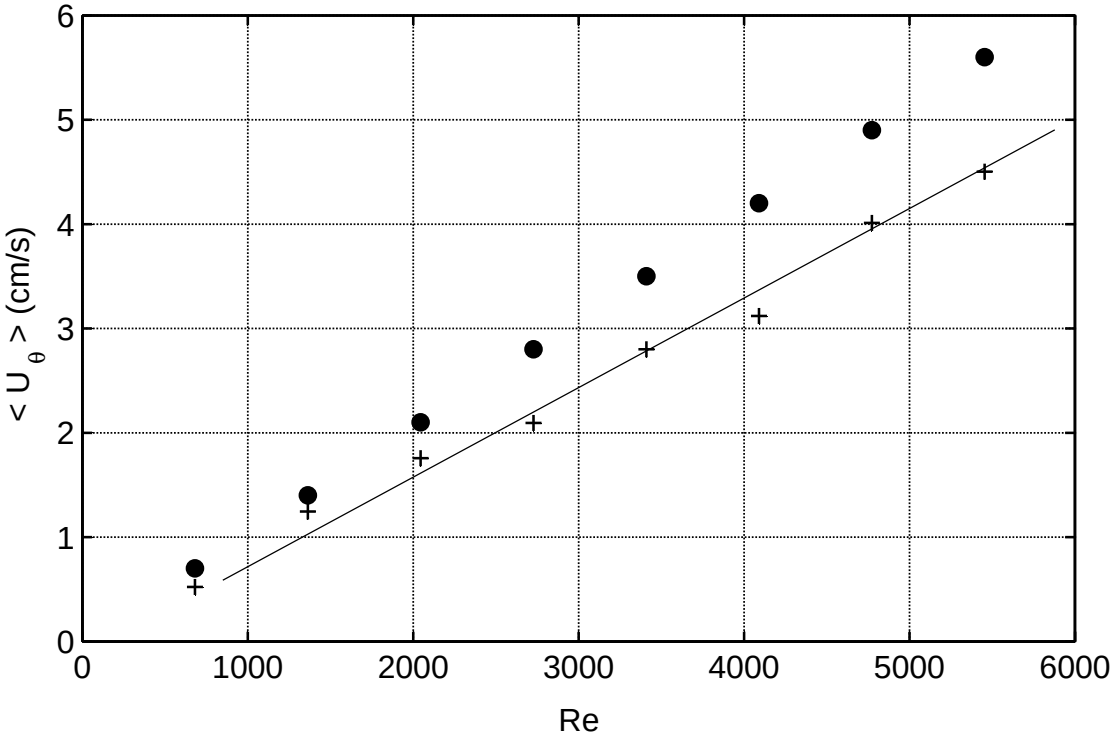

FIG. 4.10 – *Variation de la vitesse moyenne azimutale selon la valeur du nombre de Reynolds de l'écoulement : (•) Vitesse hypothétique $< U_\theta >$ si l'écoulement n'était pas perturbé par des vortex. (+) $< U_\theta >$ vitesse calculée à partir de la fréquence de retour du colorant dans le plan axial.*

Les expériences de P.I.V nous ont permis de mesurer les champs de vitesses des vortex. A partir de ces mesures, nous avons déterminé la vitesse moyenne de l'écoulement $< U_\vartheta >$, la vitesse "rms" U'_ϑ ($\approx 1.1 < U_\vartheta >$) et la vitesse maximale $U_{\vartheta max}$ ($\approx 2 < U_\vartheta >$) de l'écoulement. Nous représentons sur la figure 4.11 l'évolution de la vitesse de rotation moyenne des vortex $< U_\vartheta >$ en fonction de la vitesse azimutale moyenne. La vitesse des vortex augmente avec la transition vers la turbulence et est environ cinq à dix fois plus petite que la vitesse moyenne de l'écoulement primaire. Au sein du régime des **Turbulent Vortices**, l'augmentation de la turbulence se distingue par un changement de comportement de la loi reliant U_ϑ à U_θ. En effet autour de Re = 2727 la pente de la droite moyenne se modifie et passe d'environ 0.16 à 0.35.

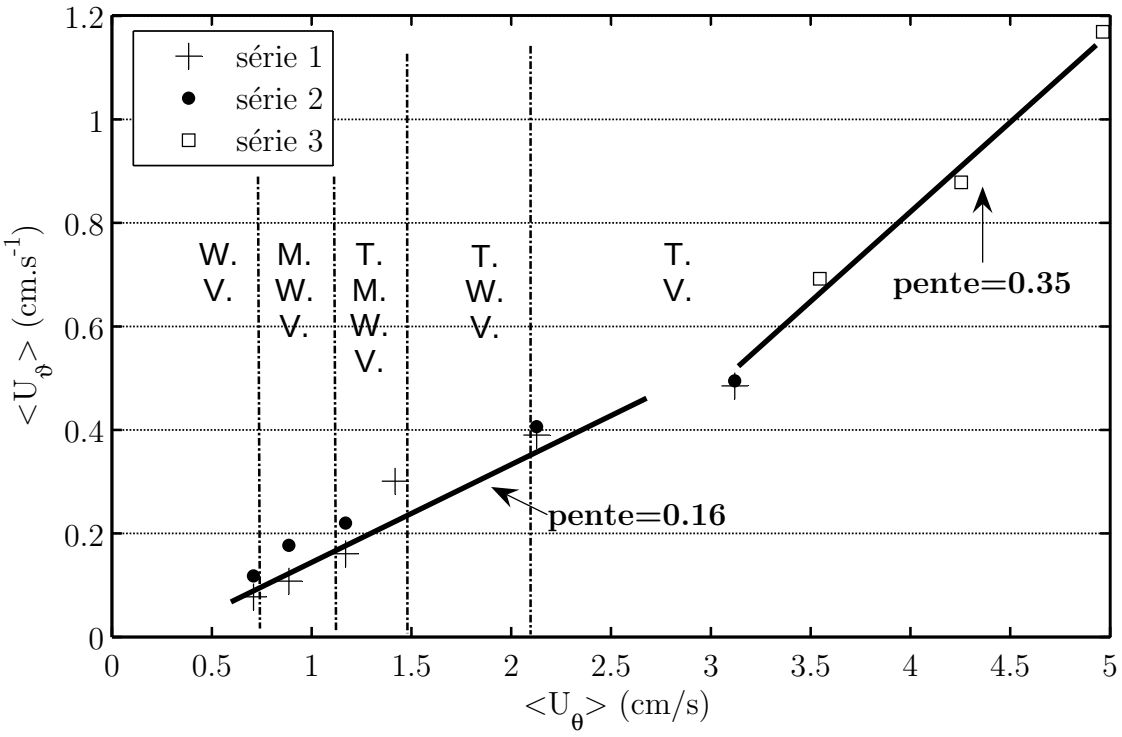

FIG. 4.11 – *Variation de la vitesse de rotation moyenne au sein des vortex $< U_\vartheta >$ selon la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal $< U_\theta >$. La vitesse moyenne des vortex est calculée sur une moyenne temporelle des champs de vitesses mesurés à différents instants successifs. Les séries 1, 2 et 3 correspondent à trois expériences de P.I.V. réalisées indépendemment.*

4.3.3 Mélange d'un traceur passif

Modèle diffusif pour le mélange d'un traceur passif

Si l'on considère que la dispersion axiale du colorant s'effectue selon un modèle diffusif, les variations temporelles de concentration peuvent s'exprimer en fonction des variations spatiales de concentration par l'intermédiaire d'un coefficient de diffusion. Ce coefficient est dit effectif (D_{eff}) car il représente le mélange dû à l'écoulement, contrairement à la diffusion moléculaire qui est générée par l'agitation thermique. La loi de Fick est remplacée par une équation advection-diffusion. Le colorant au sein d'un vortex est rapidement homogénéisé par l'écoulement. Cependant selon les conditions d'écoulement, il peut rester piégé au sein de ce vortex si les lignes de courant de celui-ci sont fermées. Il y a alors très peu d'échanges entre les vortex car seule la diffusion moléculaire peut permettre au colorant de sauter d'un vortex à l'autre.

Nous considérerons ici uniquement les variations de concentration dans la direction axiale. Pour cela, on moyenne la concentration en colorant dans la direction radiale pour chaque image et on effectue une moyenne temporelle de ces profils afin de masquer les variations dans le plan azimutal. Cette moyenne est effectuée sur la durée de rotation de l'écoulement moyen.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_{eff} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \tag{4.2}$$

L'objectif à présent est de déterminer de façon théorique l'évolution des profils de concentration. On pourra alors par identification attribuer une valeur à D_{eff} pour chacune des expériences. Crank [1979] montre que dans le cas d'une tache de colorant de concentration C_0, de largeur 2l, centrée dans un espace fini de longueur 2h, la concentration en colorant s'écrit selon la relation 4.3. Cette solution vérifie l'expression 4.2 ainsi que les conditions aux limites qui imposent des gradients de concentration nuls au niveau des parois.

$$C(z,t) = \frac{1}{2} C_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\mathrm{erf}\left(\frac{l + 2nh - z}{2\sqrt{Dt}} \right) + \mathrm{erf}\left(\frac{l - 2nh + z}{2\sqrt{Dt}} \right) \right) \tag{4.3}$$

Le profil de concentration est symétrique par rapport au point z = 0 et est constitué par une série de solutions particulières. Cette sommation permet de modéliser les réflexions au niveau des limites de l'espace considéré.

Pour se placer dans la configuration de nos expériences, la tâche de colorant ne doit pas être centrée au sein de l'espace dans lequel il diffuse mais être décalée (injection de colorant aux deux tiers de la hauteur. La solution de ce problème

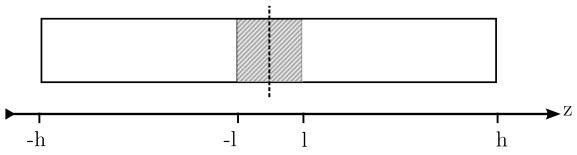

FIG. 4.12 – *Représentation schématique d'une tache de colorant centré dans un espace de dimension finie (Conditions initiales de la relation 4.3).*

(Équation 4.4) est obtenue par combinaison de la solution du cas précédent comme le montre la figure 4.13.

$$C(z,t) = \frac{1}{2}C_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\mathrm{l} + 2nh_2 - z}{2\sqrt{Dt}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\mathrm{l} - 2nh_2 + z}{2\sqrt{Dt}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\mathrm{l} + 2nh_1 - z}{2\sqrt{Dt}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\mathrm{l} - 2nh_1 + z}{2\sqrt{Dt}}\right)\right) \tag{4.4}$$

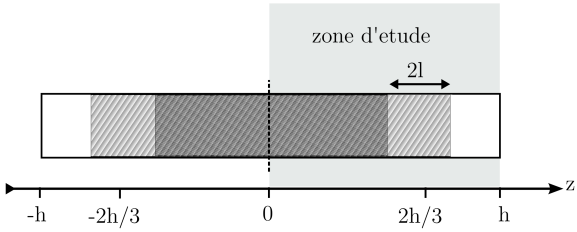

FIG. 4.13 – *Représentation schématique de la méthode de calcul utilisée pour la diffusion d'une tâche de colorant placée aux deux tiers de la hauteur d'un espace de dimension finie (Conditions initiales de la relation 4.4).*

Identification des coefficients de diffusion effectif

L'identification des coefficients de diffusion effectifs se fait par comparaison des courbes représentant l'évolution temporelle de la variance des profils de concentration dans la direction axiale. La largeur initiale de la tâche de colorant utilisée dans le modèle correspond à celle mesurée expérimentalement.

$$< \sigma_c^2 >= \frac{\int_0^h (z - h/2)^2 \, C(z,t) dz}{\int_0^h C(z,t) dz} \tag{4.5}$$

Ces courbes sont représentées sur la figure 4.14 pour les différents régimes d'écoulement. Les décrochements sur la courbe de variance de l'expérience en régime M.W.V (Re $<$ 1020) correspondent aux phases de mélange soudaines décrites au paragraphe 4.3.1. Ce régime d'écoulements n'est donc pas bien représenté par un modèle de diffusion, cependant nous garderons, en première approximation, les tendances délivrées par ce modèle. Pour l'ensemble des régimes, l'état parfaitement homogène est atteint en un minimum de périodes de rotation pour un nombre de Reynolds de 2727. On note premièrement que le mélange est donc moins efficace pour des Reynolds plus élevés car il nécessite à la fois plus de temps et plus d'énergie.

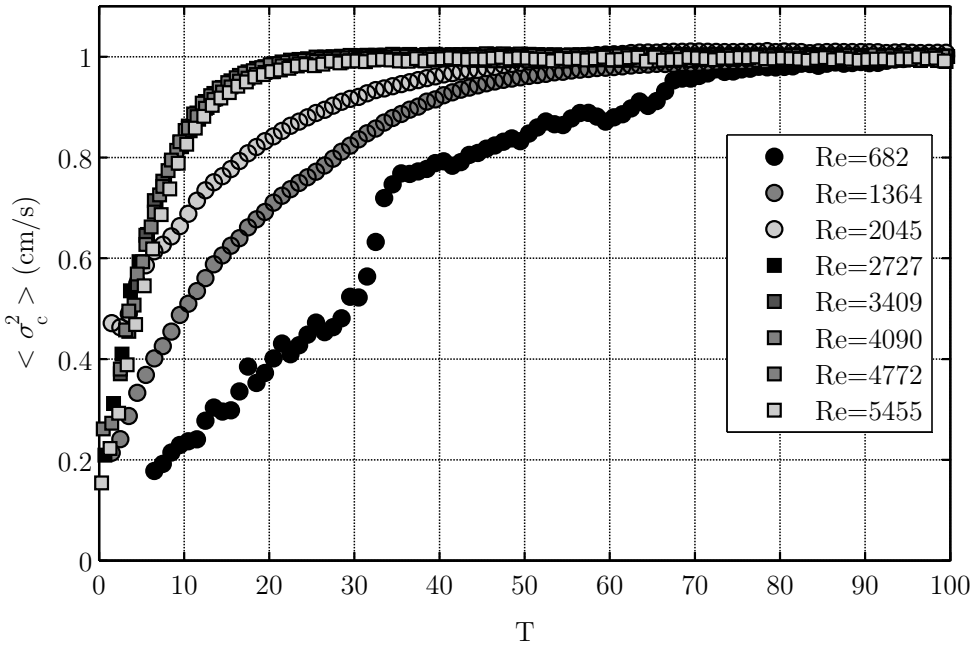

FIG. 4.14 – *Évolution temporelle de la variance de la concentration en colorant selon le régime d'écoulements.*

Deuxièmement ce minimum traduit un changement de comportement, changement également mis en évidence sur la figure 4.15 qui représente l'évolution du coefficient de diffusion effectif selon les régimes. Le coefficient de diffusion effectif augmente brusquement au passage d'un nombre de Reynolds supérieur à 2727. On se rappelle que la vitesse de rotation des vortex augmente également très rapidement dans les mêmes conditions (*cf* 4.3.2). Comme le mélange est d'autant plus rapide que la vitesse de rotation des vortex est élevée, le coefficient de diffusion effectif suit les mêmes variations que cette dernière.

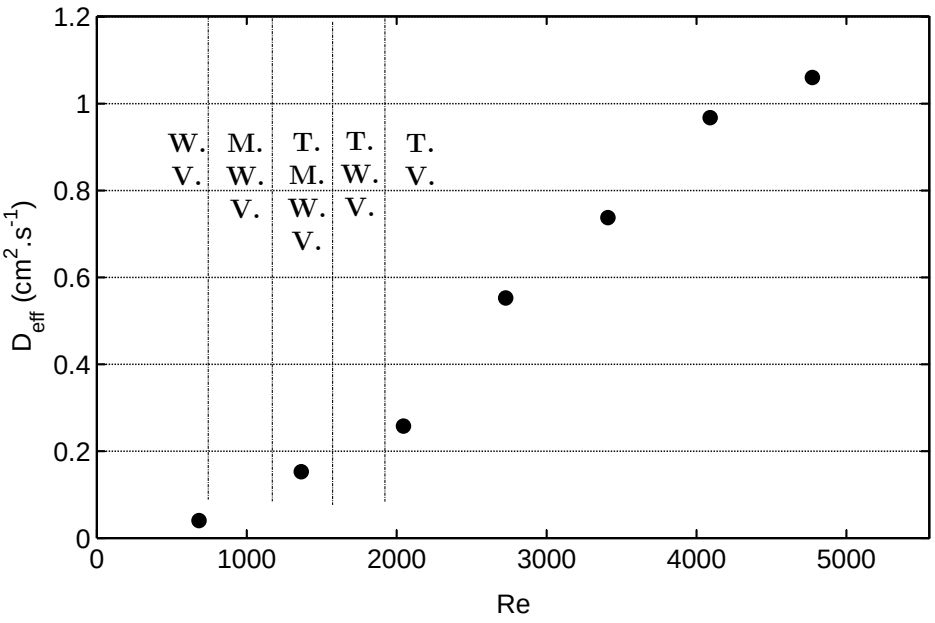

FIG. 4.15 – *Variation du coefficient de diffusion effectif selon le régime d'écoulement*

Différents auteurs ont également étudié la diffusion de traceurs actifs ou passifs en Taylor-Couette en régime de wavy-vortex ($\epsilon = \mathrm{Re}/\mathrm{Re}_c - 1 \in [0.1 - 10]$) Akonur & Lueptow [2002]; Rudman [1998]; Broomhead & Ryrie [1988]; Caton *et al.* [2000] ou en régime pleinement turbulent ($\epsilon \in [50 - 1000]$) Tam & Swinney [1987]. Ils montrent que le coefficient de diffusion effectif augmente selon le carré de l'écart au seuil (ϵ) pour les wavy vortex et à la puissance 0.75 pour le régime de turbulence développée. Afin de comparer ces résultats avec les nôtres, nous les avons représentés sur la figure 4.16.

Au vu de cette figure, nous pouvons dire que les variations de nos coefficients de diffusion sont en très bon accord avec les travaux antérieurs. La transition avec les résultats de Tam & Swinney [1987] se fait sans discontinuité. Nos derniers points de mesure évoluent avec la même pente. Tout comme dans les expériences de Janiaud *et al.* [2000], nous observons une croissance du coefficient de diffusion plus rapide dans les régimes de plus faible Reynolds, signe d'une plus grande efficacité du mélange. Le caractère ondulatoire de ces écoulements permet un meilleur transfert vertical de fluide. Cependant le changement de puissance du coefficient de diffusion se fait autour d'un écart au seuil de 5 dans le cas des travaux de Janiaud *et al.* [2000] ; dans notre cas la transition a lieu autour de 25. Cette différence peut très certainement être attribuée à la stratification. En effet celle-ci permet d'accéder au régime turbulent S.T.T par exemple avec un écart au seuil de 5 et une stratification

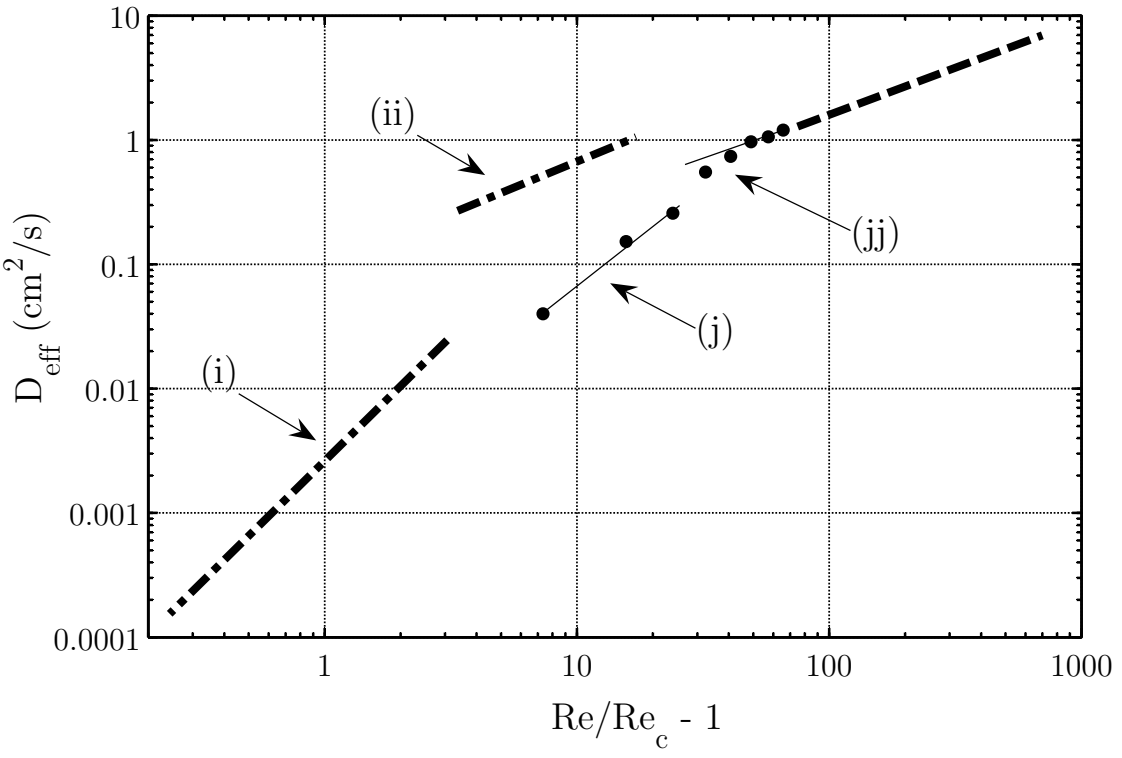

FIG. 4.16 – *Variation du coefficient de diffusion effectif selon l'écart au seuil : (•) Grand dispositif Taylor-Couette* $\eta = 0.75$*, fluide homogène, les lignes (j) et (jj) ont respectivement une pente en* $\epsilon^{3/2}$ *et en* $\epsilon^{0.75}$ *; (−·) Travaux de Janiaud et al. [2000], Petit dispositif Taylor-Couette* $\eta = 0.8$*, fluide linéairement stratifié, les lignes (i) et (ii) ont respectivement une pente en* ϵ^2 *et en* $\epsilon^{0.75}$ *;(−−) Travaux de Tam & Swinney [1987]* $\eta = 0.73$ *d=0.68, fluide homogène, la pente est en* $\epsilon^{0.75}$*.*

de 1.5 rad/s (figure 2.3, page 35). En fluide homogène, l'entrée dans le régime T.V correspond à un écart au seuil de 23 (figure 2.4, page 37). Il est intéressant de noter que la stratification, dont l'effet est, a priori, de ralentir le mélange (réduction de la taille de vortex), permet au contraire de l'accélérer. En effet il faut un écart au seuil plus faible (5) pour atteindre le régime turbulent. Ceci explique pourquoi le coefficient de diffusion effectif a une augmentation initiale plus rapide dans le cas stratifié (puissance 2) que dans le cas homogène (puissance 1.5).

Calculons à présent le temps nécessaire pour le mélange d'une bicouche eau / eau colorée pour une configuration similaire à celles des expériences en bicouche. Ici le traceur reste passif. Nous utilisons pour cela le modèle de diffusion dans la configuration d'une bicouche. La concentration en colorant est déterminée par la relation 4.3 avec $l = h/2$. On ne s'intéresse qu'à la zone des z positifs.

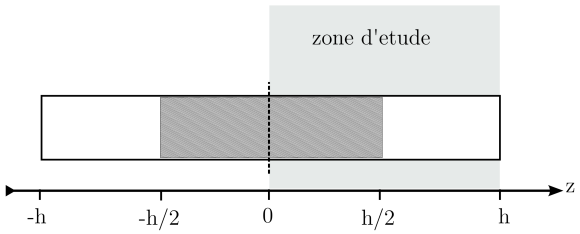

FIG. 4.17 – *Diffusion d'une tache de colorant qui occupe la moitié de la hauteur de la zone d'étude (Conditions initiales de la relation 4.3 avec $l = h/2$).*

Le temps de mélange final est défini comme étant l'instant pour lequel le fluide s'est homogénéisé à 99.5%. Il diminue exponentiellement avec l'augmentation du degré de turbulence, comme le montre le graphique de la figure 4.18. Cependant le travail mécanique fourni durant cette période augmente avec la turbulence (cf figure 4.19. Le travail est défini comme le produit du temps de mélange, de la vitesse de rotation du cylindre et du couple exercé par l'eau sur le cylindre intérieur (Nous reviendrons dans les prochains chapitres sur la définition de ce travail et sa signification). Ainsi la diminution du temps de mélange ne permet pas de compenser le sur-coût énergétique généré par l'augmentation de la vitesse de l'écoulement : Le temps de mélange tend vers une valeur limite minimale alors que l'énergie dépensée pour maintenir l'écoulement augmente avec le nombre de Reynolds.

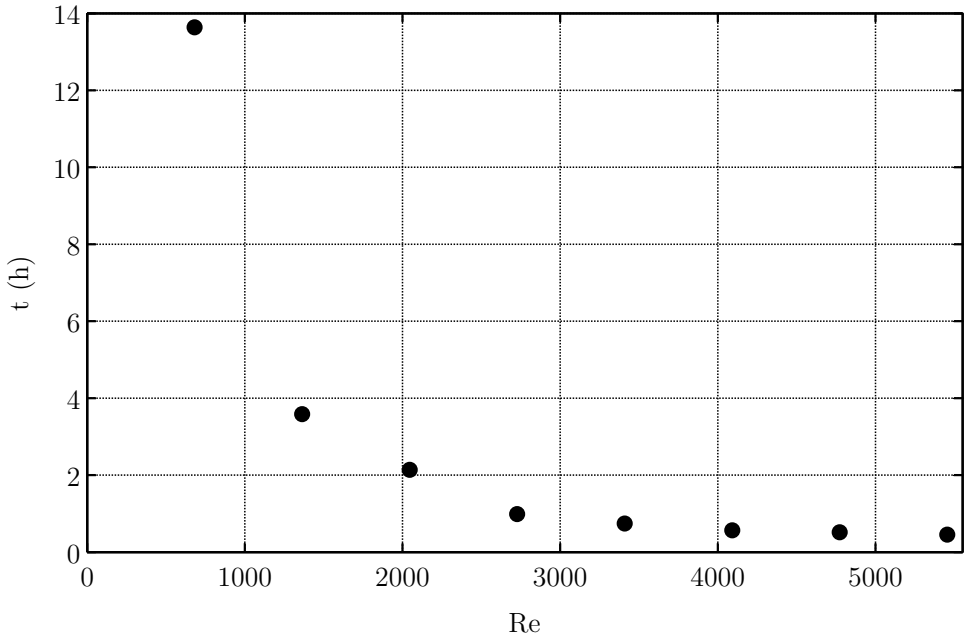

FIG. 4.18 – *Variations du temps de mélange nécessaires pour l'homogénéisation d'une bicouche eau/eau colorée en fonction du nombre de Reynolds.*

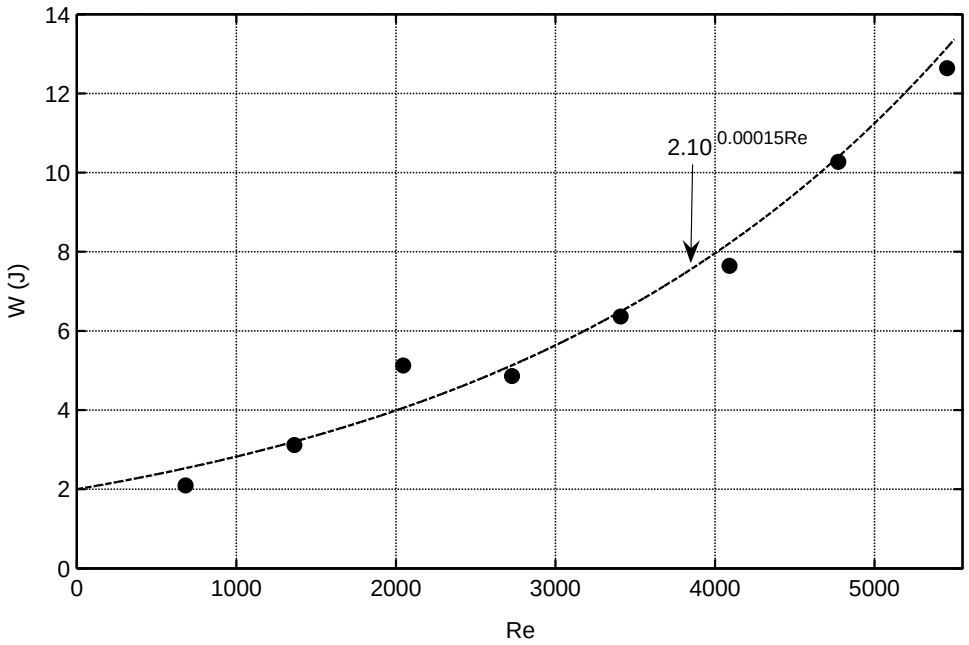

FIG. 4.19 – *Variations du travail mécanique W, nécessaires pour l'homogénéisation d'une bicouche eau/eau colorée, en fonction du nombre de Reynolds.*

4.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons montré que le transfert de colorant s'étend sur toute la hauteur du dispositif. Il atteint son plus fort taux dans le régime des **Wavy Vortices**. Dans le régime des **Modulated Wavy Vortices**, le phénomène inverse apparaît puisqu'il y a piégeage de colorant au sein des vortex.

Par ailleurs la vitesse de l'écoulement azimutal correspond à la vitesse de propagation des ondes. Le coeur des vortex se positionne radialement et axialement de façon à se déplacer à cette vitesse. Celle-ci est ralentie par la présence des vortex. Au fur et à mesure que l'écoulement gagne en irrégularité et devient turbulent, l'énergie cinétique de l'écoulement azimutal diminue au profit de l'énergie cinétique des vortex. Ainsi le rapport de la vitesse des vortex sur la vitesse de l'écoulement azimutal passe d'environ 1/10 en régime W.V. dans le petit dispositif, à environ 1/6 (M.W.V. $\rightarrow$ T.V.) puis environ 1/3 en régime turbulent dans le grand dispositif Taylor - Couette . On retrouve les effets de ce changement au niveau du coefficient de diffusion effectif, paramètre caractéristique de l'écoulement. Une bonne concordance est trouvé avec les résultats de Tam & Swinney [1987] et Janiaud *et al.* [2000]. La modélisation du mélange d'un traceur passif nous a permis de déterminer le temps de mélange nécessaire pour l'homogénéisation d'une bicouche dont l'écart de densité est nul. En l'absence d'effet de densité, le temps mélange diminue d'abord rapidement puis tend plus lentement vers zéro au fur et à mesure que le nombre de Reynolds de l'écoulement augmente. Nous comparerons ce résultat à ceux obtenus en présence d'un écart de densité initial.

Chapitre 5

Evolution d'interfaces de densité et mélange : Ecoulement turbulent

5.1 Introduction

On étudie dans ce chapître les évolutions spatio-temporelles des expériences réalisées en bicouche en régime turbulent. Les mécanismes de mélange sont analysés et leur efficacité évaluée. Les paramètres de contrôle sont la vitesse de rotation du cylindre intérieur Ω (évaluée par le nombre de Reynolds) et l'écart de densité au travers de l'interface mésuré par le saut de flottaison $\Delta B = g\Delta\rho/\rho$ ou par la stratification N. Les expériences sont réalisées dans le grand dispositif Taylor - Couette car les gammes de variations de la vitesse de rotation permettent d'atteindre les régimes turbulents.

Comme nous l'avons vu dans le chapître 2, l'étude des bicouches de densité est particulièrement riche car différents régimes d'écoulement entrent en interaction. De plus les écoulements étant turbulents, on peut supposer que l'évolution des gradients verticaux de densité vérifiera une des relations flux- gradient de densité, présentées dans le premier chapître (cf chapître 1 page 22). Si tel est le cas, le maximum d'efficacité de mélange sera mesuré à nombre de Richardson global critique $\mathrm{Ri}_{\mathrm{oc}}$. Pour les plus forts nombres de Richardson, les variations des flux de densité seront interprétées à la lumière des différentes théories sur le mélange. Le nombre de Richardson global est calculé dans ses expériences sur la base d'un vortex de Taylor ($\mathrm{Ri}_{\mathrm{o}} = \Delta B.d_\vartheta/U_\vartheta'^2$), puisque l'entrainement de fluide au travers de l'interface est réalisé dans chaque couche par le vortex au contact de l'interface. Une fois le prélèvement de masse effectué, les autres vortex permettent le maintien (ou non) de l'homogénéité de la couche de mélange.

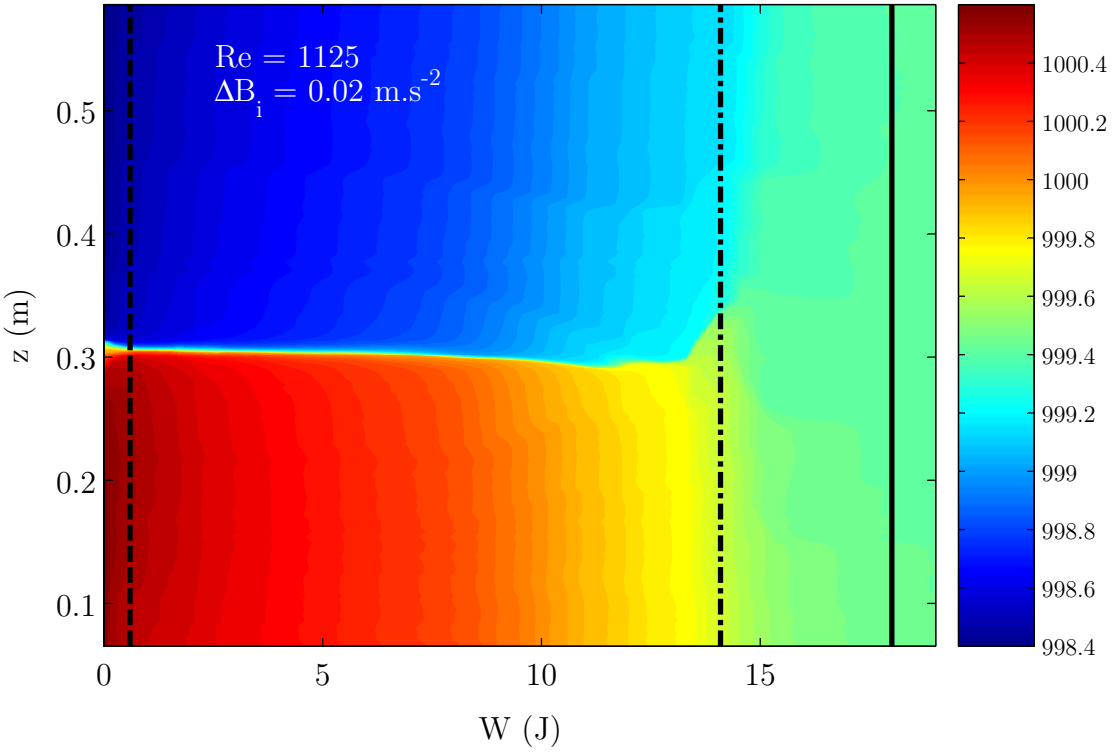

FIG. 5.1 – *Evolution spatiotemporelle de la densité au cours d'une expérience. Ligne (- -) : fin de la phase 1 ; (—·) : fin de la phase 2 ; (–) : fin de la phase 3 et de l'expérience.*

Le mélange d'une bicouche se décrit bien par une succession de plusieurs étapes, comme l'illustre la figure 5.1.

– **phase 1 : Réduction de l'épaisseur de l'interface**

Pour toutes les expériences, l'épaisseur initiale de l'interface est d'environ 2.5 cm. Lorsque la stratification initiale est suffisament élevée par rapport à l'énergie de l'écoulement (Ri_o supérieur à Ri_{oc}), on assiste tout d'abord à la diminution de l'épaisseur de l'interface. Un ou plusieurs pics de stratification se forment au sein de l'interface. Ensuite il y a intensification de leur stratification et fusion progressive. Le système évolue, chaque fois, vers un profil de densité constitué de deux couches homogènes séparées par une interface mince de quelques millimètres.

– **phase 2 : Erosion de l'interface**

L'interface centrale, lieu d'une forte stratification, constitue à présent une barrière limitant le transfert de fluide de part et d'autre. Néanmoins les vortex présents dans chacune des couches érodent lentement cette interface, entraînant une diminution de

la stratification interfaciale. Des interfaces secondaires de plus faible stratification peuvent être visibles selon les conditions expérimentales.

– **phase 3 : Brisure de l'interface et homogénéisation**
Pour toutes les expériences, l'interface se casse quand le nombre de Richardson global est inférieur à 3-5. L'interface n'est alors plus un obstacle au transfert de fluide. Il s'en suit une phase d'homogénéisation qui ressemble beaucoup à celle observée lors du mélange d'un traceur passif. La bicouche fait place à une stratification en marche d'escalier qui disparait ensuite par réduction de l'ensemble des gradients de densité.

Pour chaque expérience, on peut caractériser un profil de densité observé, par le temps qui a été nécessaire pour atteindre cet état (à partir de l'état initial). Néanmoins ce paramètre n'est pas pertinent lorsqu'il s'agit de comparer des expériences réalisées à des vitesses différentes. Pour cela nous utilisons en première approximation l'énergie W utilisée pour maintenir le cylindre intérieur en rotation. M est le couple exercé par l'eau sur le cylindre. Pour le calculer, nous utilisons les résultats des travaux de Dubrulle & Hersant [2002], en particulier l'équation 20 de cet article, valable pour un nombre de Reynolds compris entre 400 et 10^4.

$$W = M\Omega t \tag{5.1}$$

$$M = 1.45\frac{\eta^{3/2}}{(1-\eta)^{7/4}}\mathrm{Re}^{3/2}\mathrm{Pr}^{1/6}\overline{\rho}h\nu^2 \tag{5.2}$$

5.2 Phases d'évolution d'une bicouche de densité

5.2.1 Phase 1 : Réduction de l'épaisseur de l'interface

Cette étape, d'ajustement, est toujours couplée avec l'étape 2. Ces deux étapes ne sont observées que lorsque la stratification domine l'écoulement. Au cours de l'étape 1, l'épaisseur de l'interface passe d'environ 2.5 cm à environ 5 mm et la stratification de l'interface augmente. La valeur la plus élevée de la stratification de l'interface au cours d'une expérience est atteinte à la fin de cette étape. Pour l'ensemble des expériences des séries A, B, C (cf tableau 3.3, page 56), l'énergie nécessaire pour l'étape 1 est très inférieure à celle de l'étape 2. Par la suite, nous considérerons les variations conjointes de l'énergie des phases 1 et 2.

Afin de mieux comprendre les mécanismes de mélange qui contrôlent cette étape, il est plus facile de travailler sur les résultats d'expériences réalisées en bicouche épaisse. On considère ainsi les expériences réalisées par Ermanyuk & Flór [2005] pour des interfaces de 12 cm d'épaisseur ($\delta_B = 2.4d$). Selon la vitesse de rotation, ils mettent en évidence la nature de l'écoulement présent dans la couche interfaciale. Ils utilisent pour cela la visualisation par ombroscopie qui permet de repérer les gradients de densité par la présence de zones de lumière brillante puis sombre (réfraction de la lumière modifiée par les changements de concentrations en sel, changement d'indice optique).

Mesures par ombroscopie :

Dans cette partie, sont utilisées les expériences menées au LEGI par le post-doctorant Ermanyuk [2005]. D'un point de vue expérimental, ces profils de densité sont obtenus en remplissant le dispositif par une couche d'eau douce au dessus d'une couche d'eau salée, puis le système est laissé au repos afin de former, par diffusion, une interface épaisse.

Sur la figure 5.2, il est possible d'observer l'évolution spatio-temporelle de l'écoulement par la juxtaposition d'une colonne de pixels, située à 1 cm du bord du cylindre exterieur ($r = \mathrm{a} + 0.8\mathrm{d}$, θ fixe), observée à intervalles de temps réguliers. La stratification maximale initiale est de 1.74 rad/s et $\delta_b \approx 2\mathrm{d}$. Les trois régimes d'écoulement représentés ont été étudiés successivement à partir d'un remplissage unique du dispositif. Des incréments de vitesse de 0.03 rad.s^{-1} permettent de passer d'une situation à l'autre (trois des huit vitesses mesurées sont représentées). De ce fait, la largeur de la couche interfaciale est plus faible lorsque les plus grandes vitesses sont atteintes.

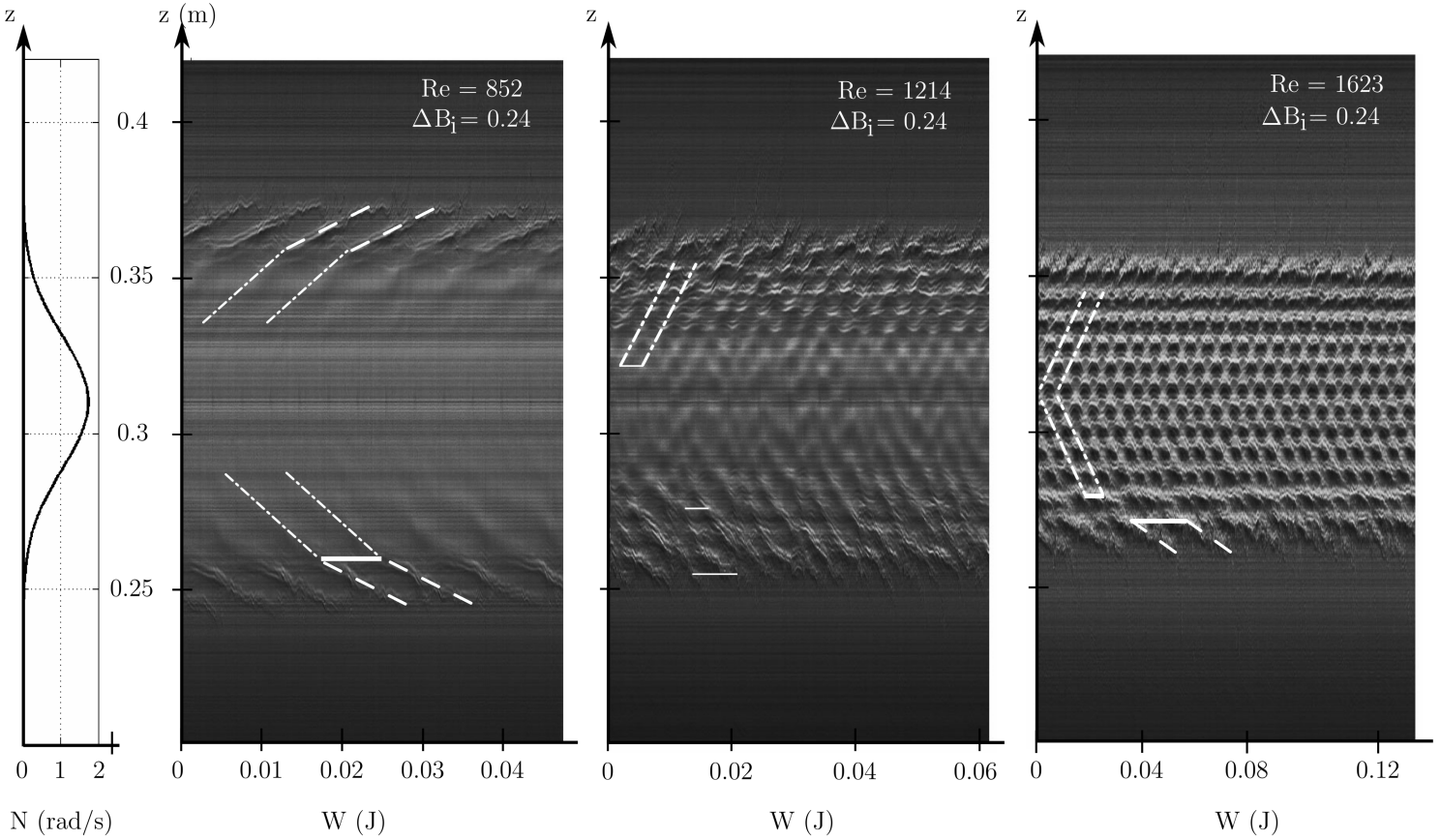

FIG. 5.2 – *Évolution spatio-temporelle de bicouches observées par ombroscopie pour différents nombres de Reynolds. Profil vertical initial de stratification à gauche. L'échelle verticale est commune pour l'ensemble des quatres graphiques. Lignes (-) : périodes caractéristiques de l'écoulement, (-·) vitesse de progression verticale des ondes [Ermanyuk & Flór, 2005].*

Pour **Re = 852**, les zones homogènes sont constituées de vortex dans le régime M.W.V. mais ceux-ci ne sont pas visibles en raison de l'absence de gradient de densité dans cette région. La zone centrale de la couche interfaciale, zone où la stratification est maximale, reste parcourue uniquement par un écoulement azimutal comme le montre la carte des régimes de la figure 2.4. Dans les zones de moindre stratification (frontières avec les couches homogènes), on observe le déplacement périodique vers la périphérie de faibles gradients de densité suggérant la présence d'ondes (équivalente au régime d'ondes en fluide linéairement stratifié). Les lignes en trait plein constituent une mesure de la période caractéristique.

La structure de l'écoulement est symétrique de part et d'autre du milieu de l'interface ($z = 0.11$ m) et l'on note un déphasage entre les ondes situées au dessus et en dessous de cette position. On peut déterminer la valeur critique de la stratification à partir de laquelle des ondes se développent, en mesurant la position en z la plus proche du milieu de l'interface pour laquelle la présence des ondes est visible ($z = 0.09$ et 0.13 m). Ensuite le graphique, représentant le profil de stratification initiale, permet d'attribuer la valeur de $\mathrm{N}(z)$ correspondant ($\mathrm{N} = 1$ rad.s^{-1}). Sur la carte des régimes en fluide linéairement stratifié, on retrouve bien l'appariation du régime d'ondes pour ce couple de valeur de Re – N (852-1). La valeur de N n'est qu'indicative car, bien que cette expérience soit la deuxième de la série, le profil de stratification initiale a sûrement déjà changé.

Sur la figure 5.2, la pente d'une courbe en tiret mixte blanc représente la vitesse de progression verticale d'une onde. On observe un ralentissement de cette progression au sortir de la couche interfaciale en raison de l'augmentation du nombre d'onde vertical. La stratification n'étant pas constante, le nombre d'onde, caractéristique des ondes, change avec la position verticale. Notons, que les mesures réalisées ne nous donnent pas accès aux composantes horizontales du nombre d'onde. Toutefois, nous pouvons préciser que la stratification étant normalement plus faible en périphérie, la vitesse critique Ω_c est plus faible ce qui laisse la possibilité à l'écoulement de développer des ondes de longueur d'onde moitié (comme celles décrites au paragraphe 2.2.2) ou des vortex aplatis de modes plus élevés. Nous reviendrons dans la partie "Discussion" (page 94) sur le choix des régimes ainsi que sur les fréquences temporelles après avoir décrit les deux autres situations.

Pour **Re = 1214**, les vortex des zones homogènes sont à présent turbulents (régime T.M.W.V.). Les écoulements présents dans la couche interfaciale stratifiée sont moins nets. Le centre de cette couche est marqué par la présence d'ondes qui se réfléchissent au contact des vortex aplatis qui bordent de part et d'autre le coeur de l'interface. Dans la partie inférieure de la zone stratifiée des vortex et des ondes semblent coexister et induisent la présence de signaux fréquentiels

multiples. Dans la partie supérieure, ce sont des couches de vortex qui se développent. Leurs frontières, plus marquées, indiquent la présence de gradients de densité plus importants, limitant le transfert de fluide. Les différences entre la partie haute et la partie basse de la couche stratifiée montrent que la stratification n'est plus symétrique.

Pour $\mathbf{Re = 1623}$, on retrouve une situation plus simple avec des vortex de mode élevé qui occupent la totalité de l'interface stratifiée et des vortex turbulents (T.W.V.) dans les zones homogènes. A la frontière inférieure de la zone stratifiée, du fluide est régulièrement arraché par la couche homogène (tout comme dans les cas précédents) laissant un signal semblable à celui d'une onde. La fréquence de ce signal est trois fois plus petite que celle des vortex. Ce phénomène est moins important au niveau de la frontière supérieure, où l'on trouve à nouveau des couches de vortex aux frontières marquées.

En résumé, selon la vitesse de l'écoulement, la couche stratifiée développe un écoulement azimutal, d'ondes ou de vortex. Les zones frontières avec les couches homogènes sont régulièrement érodées par les vortex des couches homogènes qui arrachent du fluide de la zone stratifiée à une fréquence identique à, ou plus faible que, celle de la zone stratifiée. Les zones homogènes restent homogènes au cours des expériences car leur écoulement plus intense permet l'homogénéisation rapide du fluide extrait de la zone stratifiée. Qui plus est, ces zones gagnent du terrain puisque l'épaisseur de la couche interfaciale diminue. Ainsi, comme nous l'avions pressenti au début de ce chapitre, le rapport de force entre les écoulements des parties homogènes et celui de la couche stratifiée est favorable aux zones homogènes.

Intéressons nous à présent à la fréquence des écoulements qui se développent. Ermanyuk & Flór [2005] montrent que la relation entre la vitesse de rotation et la fréquence de l'écoulement présent dans la couche stratifiée diffère selon qu'il s'agit d'ondes ou de vortex.

$$\omega_{onde} = 0.41\Omega + 0.0014\,(\mathrm{rad.s}^{-1}) \tag{5.3}$$

$$\omega_{vortex} = 0.81\Omega + 0.1380\,(\mathrm{rad.s}^{-1}) \tag{5.4}$$

Ils donnent également une première estimation de la vitesse de transition Ω_{tr} pour laquelle les ondes disparaissent au profit des vortex selon la valeur de la

stratification maximale initiale. Cette droite correspond à la première ligne du bas en tireté dans le régime des vortex sur la figure 2.4.

$$\Omega_{tr} = 0.075\mathrm{N} + 0.075\,(\mathrm{rad/s}) \tag{5.5}$$

Discussion sur les fréquences caractéristiques

L'objectif est à présent de comparer les fréquences (ω) caractéristiques des ondes et des vortex entre les expériences réalisées en bicouche, en fluide homogène ou linéairement stratifié. La relation reliant la fréquence des ondes à la vitesse de rotation en fluide linéairement stratifié n'est pas la même en présence d'une bicouche (relation 5.3). Cette relation est rappellée ci-dessous (5.2.1). D'autre part, Poulain [1999] a observé, en fluide linéairement stratifié, que la fréquence du premier régime de vortex, est quatre fois plus élevée que la fréquence critique des ondes et quasiment constante pour un écart au seuil Ω/Ω_c compris entre 1.22 et 1.32. En fluide bicouche, Ermanyuk & Flór [2005] mesurent une fréquence de vortex linéairement croissante avec Ω.

$$\frac{\omega}{\omega_c} - 1 = -\frac{1}{2}(\frac{\Omega}{\Omega_c} - 1). \tag{5.6}$$

Dans le cas des expériences en bicouche épaisse, la stratification de la couche interfaciale n'est pas linéaire ce qui signifie que, pour un nombre de Reynolds donné, les régimes qui se développent peuvent être différents selon la position verticale (c'est bien ce que l'on a observé pour les deux premières expériences décrites). De plus, au sein d'un même régime, celui des ondes par exemple, la fréquence de l'écoulement pourrait changer avec la position verticale. Pourtant, nous observons en général une seule et même fréquence sur l'ensemble de l'épaisseur de la couche interfaciale. Ainsi le système semble sélectionner une fréquence parmi d'autres. Il s'agit de la vitesse moyenne de l'écoulement dans les zones homogènes (figure 4.10, page 76). Cela suggère que la sélection de la fréquence caractéristique de la couche interfaciale est contrôlée par la fréquence caractéristique des zones homogènes. L'arrachement de fluide vers les couches homogènes se produit à la fréquence de l'écoulement des zones homogènes, pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds. La fréquence de la zone stratifiée n'est pas toujours égale à celle des écoulements homogènes. Au delà d'un écart au seuil critique, des vortex aplatis prennent place mais leur gamme de fréquence plus élevée ne permet pas d'égaler la fréquence des parties homogènes.

La figure 5.3 permet de mieux comprendre ce phénomène. Sur cette figure, les fréquences des ondes et des vortex en fluide linéairement stratifié sont représentées

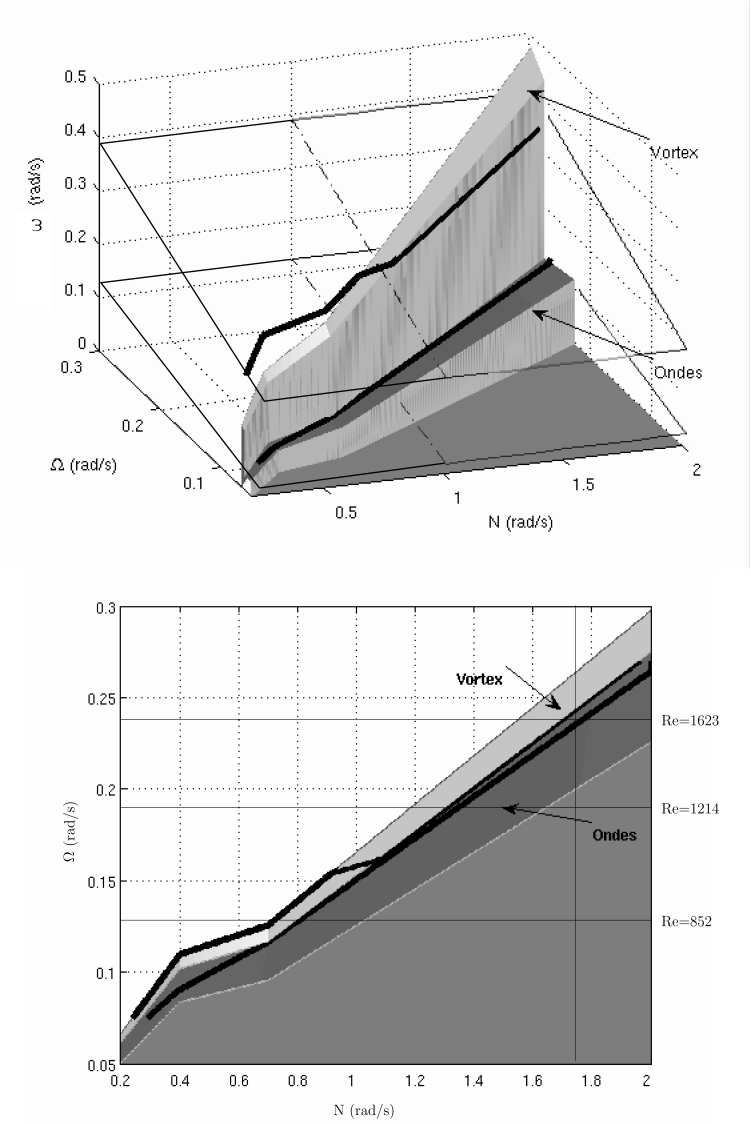

FIG. 5.3 – **En haut :** *Évolution de la fréquence des ondes (surface grise foncée) et des vortex en fluide linéairement stratifié (surface grise claire) en fonction de la vitesse de rotation* Ω *et de la stratification* N*. Les droites 5.3 et 5.4 (fluide bicouche) ne dépendent pas N. Elles sont représentées par des plans en trait fin. Pour chaque couple* $(\Omega - \mathrm{N})$*, il existe une valeur de fréquence qui vérifie à la fois les relations en fluide linéairement stratifié et en bicouche. L'ensemble de ces valeurs constituent les lignes en trait épais (intersection des domaines correspondant aux bicouches et aux stratification linéaire).* **En bas :** *Vue dans le plan* $\mathrm{N} - \Omega$ *du graphique du haut. On a représenté par des traits pleins gris les conditions des expériences de la figure 5.2.*

en fonction de la vitesse de rotation Ω et de la stratification N. On ne représente sur ce graphique que le premier régime d'ondes et de vortex observé par Poulain [1999] (figure 2.5, page 38). En fluide bicouche, les fréquences des ondes et des vortex (relations 5.3 et 5.4) ne dépendent pas de la stratification et ont donc été représentées par des plans dont les intersections avec les données en fluide linéairement stratifié sont marquées par des lignes en trait épais. Il apparait que pour toute vitesse de rotation Ω, il existe une valeur de stratification pour laquelle la fréquence des ondes vérifie à la fois la relation 5.3 (fluide bicouche) et la relation 5.2.1 (fluide linéairement stratifié). Pour la fréquence des vortex, on trouve également une gamme de stratification (0.8-1 $rad.s^{-1}$) qui permet de vérifier les relations obtenues en fluide bicouche et en fluide linéairement stratifié. (En dehors de cette gamme, les fréquences des vortex en fluide linéairement stratifié ont été extrapolées mais cette extrapolation ne semble donc pas concluante puisqu'elle ne présente plus de zones communes avec les mesures en fluide bicouche). L'existence de différents modes de vortex en fluide linéairement stratifié (figure 2.4, page 37) laisse supposer également des changements de fréquences associées aux changements de modes.

Reprenons les configurations décrites précédemment en regard de la figure 5.3 du bas. Pour Re = 852, l'essentiel de l'interface est parcouru par un écoulement azimutal Couette. Le régime des ondes peut se développer à partir des positions verticales où la stratification est inférieure à un. La fréquence des ondes sélectionnées correspond à une stratification moyenne dans cette zone de N=0.8 rad.s^{-1}. Pour Re = 1623, la stratification n'est plus assez importante pour que des ondes se développent. Les vortex stratifiés occupent l'intégralité de la couche interfaciale. Leur fréquence est trois fois plus élevée que celle des zones homogènes (Ω = 0.238, ω_{vortex} = 0.33 et $\omega_{homogène}$ = 0.1 rad.s^{-1}). Enfin, pour les cas intermédiaires (Re = 1214), des vortex et des ondes coexistent dans l'interface. La fréquence des vortex est deux fois plus grande que celle des zones homogènes (contrainte imposée par les vortex des couches homogènes). Les ondes, qui naissent au coeur de la zone stratifiée, ont la même fréquence que celle des vortex aplatis qui les bordent. Ces ondes correspondent au deuxième régime d'ondes observé par Poulain [1999]. Leur fréquence est double car elles sont excitées par les vortex stratifiés.

Mesures par fluorescence induite par laser

Afin de disposer d'informations plus quantitatives sur l'évolution de la stratification durant la phase 1, nous avons réalisé une expérience en bicouche épaisse en utilisant la technique de P.L.I.F. (cf 3.3, page 49).

Les évolutions spatio-temporelle de la densité et de la stratification mesurées au cours de cette expérience sont représentées sur la figure 5.4. Le nombre de Reynolds

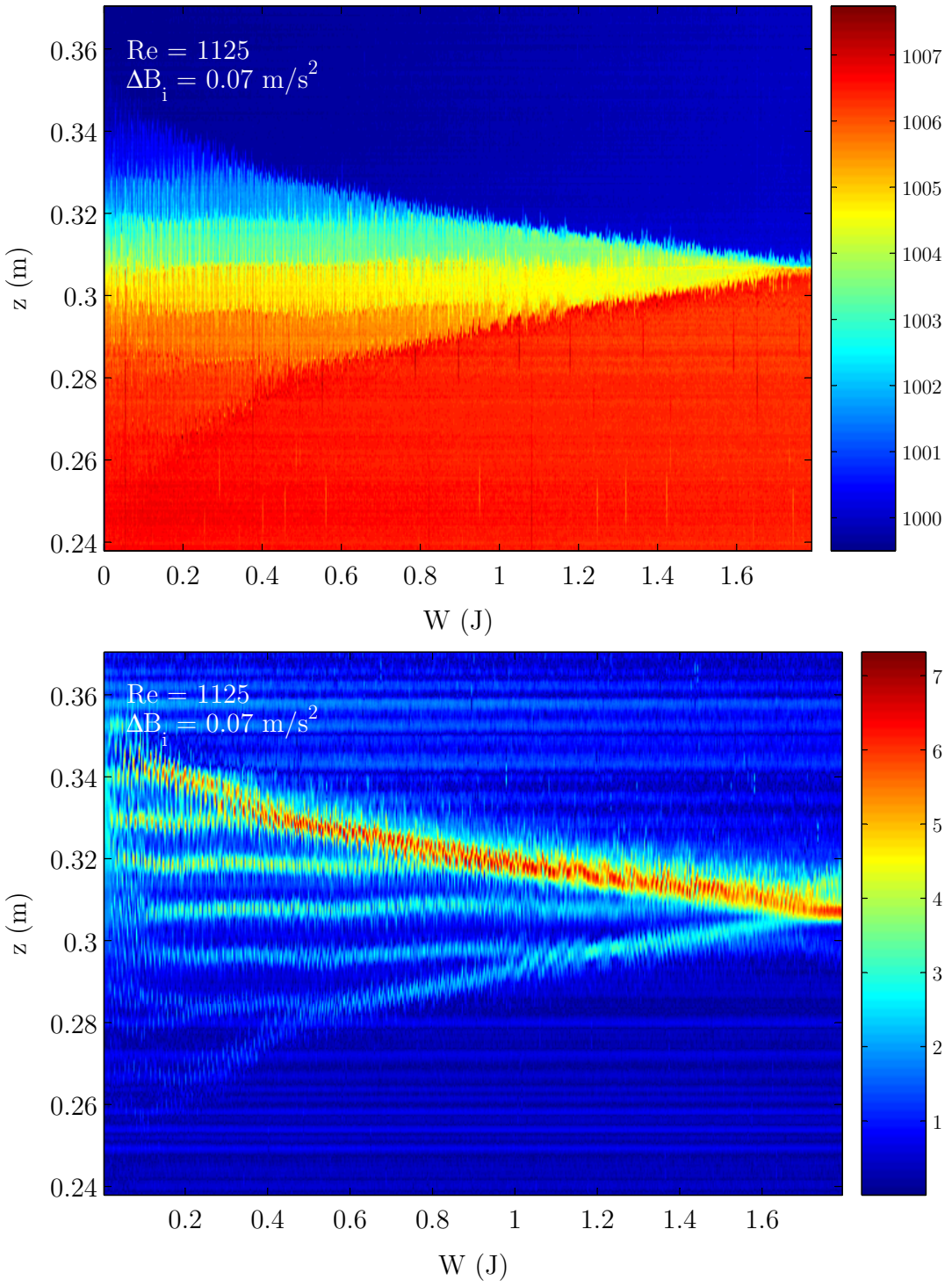

FIG. 5.4 – **En haut :** *Évolution spatio-temporelle de la densité (en haut) et de la stratification (en bas) lors de la phase 1 d'une expérience en bicouche épaisse.*

étant de 1125 et la stratification maximale initiale de N=1.2 rad.s^{-1}, on s'attend à retrouver les mêmes évolutions que celles observées par Ermanyuk & Flór [2005] pour un nombre de Reynolds 1623 et $N_{max} = 1.74$ rad.s^{-1} (figure 5.2). L'écoulement interfacial devrait être constitué de vortex stratifiés aplatis (figure 2.4 page 37). La présence de ces vortex est effectivement confirmée par nos mesures expérimentales. Sur les images spatio-temporelles de la figure 5.4, on observe que la densité est uniforme sur la hauteur de chaque vortex alors que des pics de stratification se forment dans les zones les séparant. Comme précédemment, les vortex stratifiés sont soumis à des oscillations verticales, à la fréquence des vortex T.M.W.V des zones homogènes. Ces oscillations ne sont pas bien mises en évidence sur ces figures car leur période (23 s) est bien inférieure à l'échelle de temps de l'image (12000 s).

L'intensité des pics de stratification augmente au cours du mélange. La réduction de l'épaisseur de l'interface se fait de façon symétrique du point de vue de la convergence des limites externes de la couche, des fusions des pics des stratifications. Néanmoins la symétrie est rompue lorsque l'on considère l'intensité des pics de stratification. La limite supérieure de la couche stratifiée est marquée par la présence d'un très fort niveau de stratification (jusqu'à sept fois plus important que la valeur de la stratification initiale). Les autres pics de stratification sont de moins en moins élevés à mesure l'on se rapproche de la couche d'eau salée. Ces différences d'intensité étaient sans doute présentes lors des expériences de Ermanyuk & Flór [2005] mais la technique de visualisation utilisée (ombroscopie) ne permettait pas de les distinguer.

Si les flux de densité sont contrôlés par l'intensité des gradients de densité comme dans les autres expériences de mélange présentées dans le premier chapître, cela implique que dans l'interface, le gradient initial de densité est supérieur au gradient critique pour lequel le flux est maximum (figure 1.12, page 26). Nous avons vu que dans ces conditions une légère perturbation de l'écoulement induit la formation d'un profil de densité en marche d'escalier au sein de la zone stratifiée. Cela correspond à l'apparition des pics de stratification que l'on observe. L'évolution temporelle passe par le rapprochement et la fusion des interfaces. Cette observation s'explique également bien à partir des relations flux-gradient, comme le montre Park *et al.* [1994] dans le cadre d'expériences de mélange turbulent par des tiges verticales où le même type d'évolution est induit. Le raisonnement est le suivant. Considérons trois interfaces dont les gradients de densité différent mais sont initialement supérieurs au gradient critique pour lequel le flux est maximum. Le flux de densité sera maximum au niveau de l'interface la moins stratifiée ce qui favorise sa disparition au profit des deux autres interfaces. Ce mécanisme est illustré par la figure 5.5. La fusion des interfaces est de plus favorisée par le rapprochement des interfaces, lui-même induit par le forçage turbulent dans les couches homogènes.

Remarquons enfin que, durant cette phase, la stratification de l'interface principale augmente, mais que, globalement, l'écart relatif de densité ΔB diminue. En effet sous l'action du mélange, la densité moyenne de la couche d'eau douce augmente et celle de la couche d'eau salée diminue. Ces variations sont illustrées par la figure 5.6.

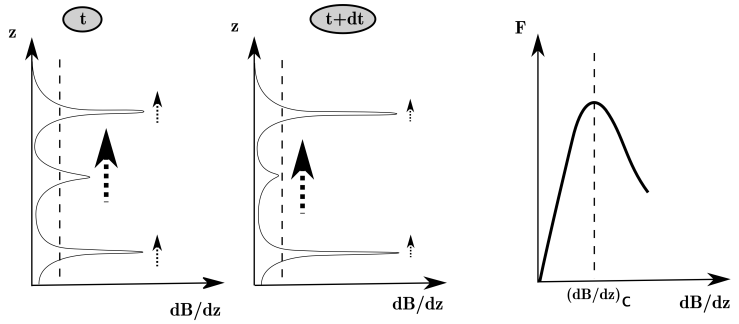

FIG. 5.5 – *A gauche et au milieu : Schémas illustrant l'évolution d'interfaces quand les gradients de flottaison sont supérieurs au seuil. A droite : Relation "flux-gradient".*

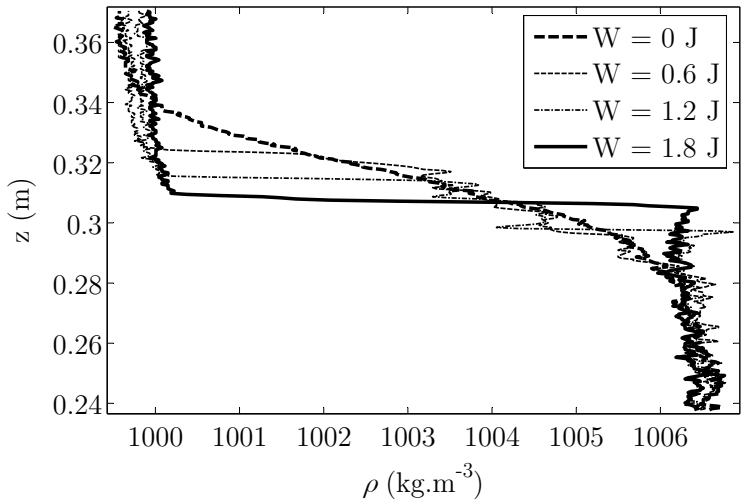

FIG. 5.6 – *Profils verticals de densité à différents instants du mélange au cours de la phase 1 :* $\mathrm{Re} = 1125$ *-* $\Delta B_i = 0.072$ *m.s*$^{-2}$*. L'augmentation de W induit une diminution de l'écart de densité mais une augmentation des gradients de densité.*

5.2.2 Phase 2 : Erosion de l'interface mince

Expériences à nombre de Reynolds constant :

Une série d'expériences a été réalisée en ne faisant varier que la stratification initiale, la vitesse de rotation étant fixée à 0.5 rad/s, soit un nombre de Reynolds de 3409 (série A tableau 3.3, page 56). Les figures 5.7 et 5.8 montrent l'évolution spatio-temporelle de la densité et de la stratification $N(z,t)$ au cours du mélange pour ces différentes expériences. Notons que le nombre de Reynolds étant constant, l'énergie consommée W est proportionnelle au temps de mélange.

Tout d'abord, on constate que les séparatrices entre les vortex présents dans chacune des couches sont visibles dans le cas des expériences réalisées à faible stratification initiale : elles sont marquées par des pics de stratification secondaires. Ces pics ne sont pas visibles lorsque la stratification initiale est élevée. Il s'agit en réalité d'une contrainte expérimentale liée à la résolution graphique de la caméra. En effet dans tous les cas, l'écart initial de densité est mesurée en niveaux de gris compris entre 0 et 255. Or, selon les expériences, cet écart varie entre 0.6 et 36.2 $kg.m^{-3}$. La résolution varie donc de 0.002 à 0.14 $kg.m^{-3}$ pour un niveau de gris. Ainsi pour les expériences à fortes stratifications initiales, les pics secondaires, faiblement stratifiés, ne peuvent pas être observés en raison de la plus faible résolution.

Dans les régimes étudiés, nous avons vu dans le chapître 4 que les vortex étaient soumis à des oscillations axiales de très faibles amplitudes. La fréquence ω de ces oscillations est mesurée par le suivi spatio-temporel du maximum de stratification de chaque interface ; nous mesurons la persistance de ces fréquences au cours du temps en utilisant des diagrammes temps-fréquence. Au cours d'une expérience, les fréquences d'oscillation des interfaces, primaires et secondaires, sont identiques et ne changent pas au cours du mélange. La même fréquence d'oscillation est également obtenue entre des expériences qui n'ont pas initialement la même valeur de stratification. De ces observations, nous pouvons dire que la présence d'un pic de stratification au milieu de deux couches homogènes ne modifie pas la fréquence d'oscillation des vortex présents. Tout comme dans les cas des bicouches épaisses, les vortex des zones homogènes contrôlent l'écoulement. Par ailleurs, nous montrons par la suite que ces fréquences d'oscillation correspondent à la fréquence de rotation de l'écoulement azimutal moyen.

Du point de vue de l'évolution temporelle, la décroissance de ΔB induit l'apparition d'une légère stratification entre les vortex des couches initialement homogènes. La hauteur des vortex proches de l'interface principale, diminue et entraîne par continuité un déplacement de l'ensemble des vortex vers le centre. La stratification initiale influe sur la durée de la phase 2 : plus l'écart relatif de densité est important,

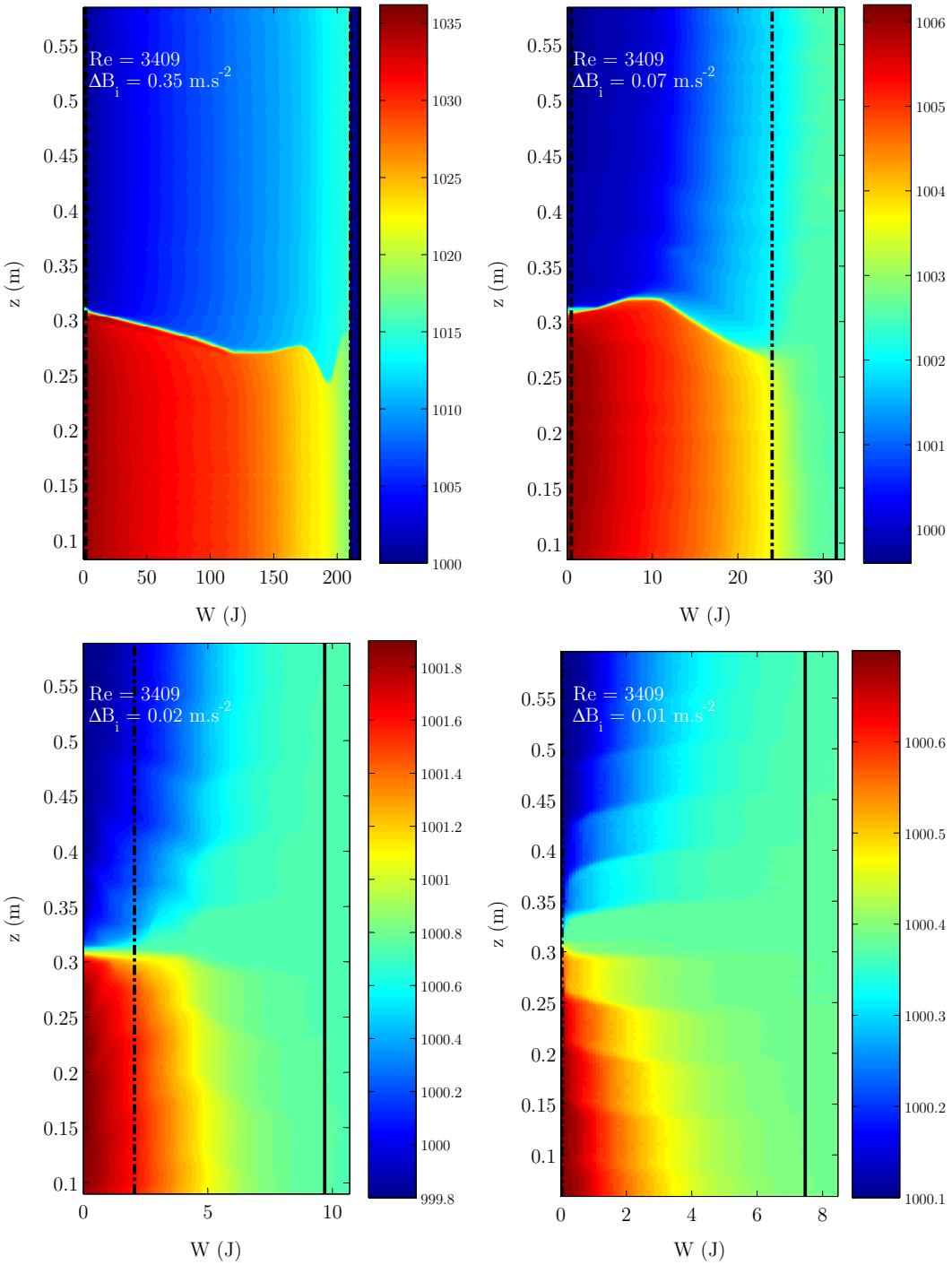

FIG. 5.7 – *Évolution spatio-temporelle de la densité pour* Re = 3409 *avec des écarts relatifs de densité initialement différents. La bande bleue foncée correspond à une période sur laquelle l'enregistrement des images n'a pas été réalisé. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (—·) : fin de la phase 2,(—) fin de l'expérience.*

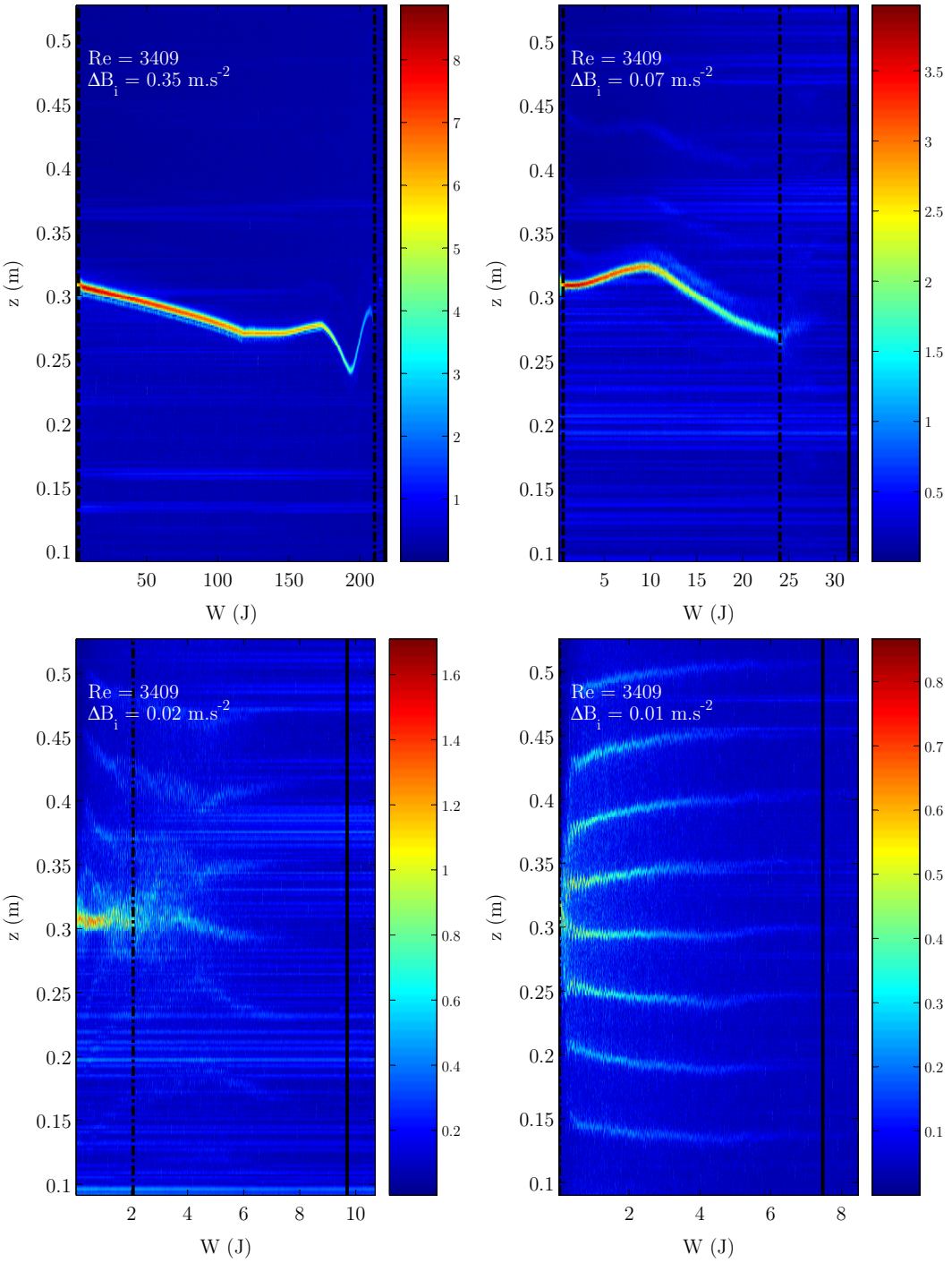

FIG. 5.8 – *Évolution spatio-temporelle de la stratification pour* Re = 3409 *avec des écarts relatifs de densité initialement différents. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (−·) : fin de la phase 2,(–) fin de l'expérience.*

plus l'étape 2 sera longue. Ceci est clairement mis en évidence sur la figure 5.9 qui représente les variations de l'énergie consommée durant les phases 1 et 2 ($W_1 + W_2$) en fonction de ΔB_i. L'énergie W_1 est négligeable devant W_2 car les interfaces ont initialement une faible épaisseur. Une extrapolation de cette courbe nous permet de montrer qu'en première approximation $W_1 + W_2$ varie selon ${\Delta B_i}^{1.25}$ pour les fortes valeurs de ΔB_i et selon ${\Delta B_i}^4$ pour les faibles valeurs de ΔB_i ($\Delta B_i \leq 0.04$ m.s^{-2}).

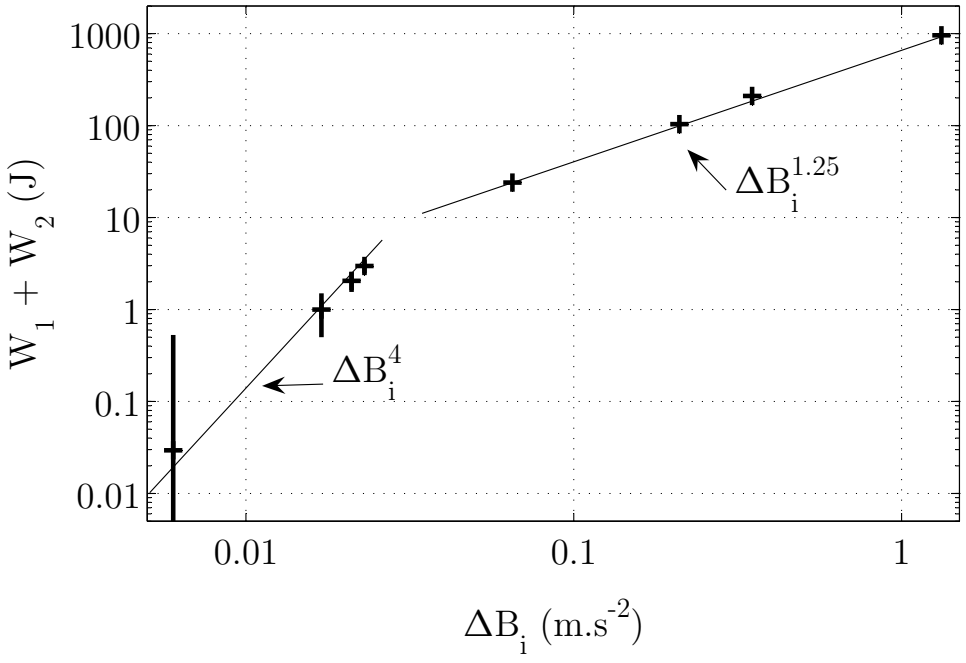

FIG. 5.9 – *Variation de l'énergie consommée durant la phase 1 et 2 selon la valeur de l'écart relatif initial de densité* ΔB_i *pour* Re = 3409.

Le nombre de Reynolds étant constant, et l'évolution spatio-temporelle conduisant au maintien d'une bicouche, on peut envisager l'hypothèse suivante. Une expérience "x" démarrant avec un écart de flottaison important ($\Delta B_i x$) devrait évoluer de la même façon qu'une expérience "y" avec un écart de flottaison plus faible ($\Delta B_i y$), lorsqu'elle atteint l'écart de flottaison de l'expérience y ($\Delta B(t)x = \Delta B_i y$). Pour tester cette hypothèse, nous avons représenté sur les figures 5.10, l'évolution du saut de flottaison au cours du temps (exprimé ici en terme d'énergie consommée pour maintenir l'écoulement). L'origine des abscisses est placée au moment où l'interface centrale se brise (fin de la phase 2). Pour la majorité des expériences, la vitesse de décroissance de ΔB est d'abord lente (pour les fortes valeurs de ΔB) puis s'accélère à mesure que l'on s'approche du seuil de brisure de l'interface. On retrouve bien l'accélération de l'érosion de l'interface observée sur la figure 5.9. Cependant

on constate que la décroissance de ΔB de l'expérience à $\Delta B_i = 1.32$ ne suit pas les mêmes variations que celles des autres expériences. La pente de la décroissance est plus importante au début, diminue ensuite et réaugmente enfin. C'est cette vitesse de décroissance finale qui est beaucoup plus grande que celle des autres expériences. Par exemple, pour l'expérience à $\Delta B_i = 0.35$ m.s^{-1}, il faut un peu plus de 200 J pour la phase 1. Moins de 100 J sont nécessaires dans le cas de l'expérience à $\Delta B_i = 1.32$ m.s^{-1} à partir du moment où $\Delta B = 0.35$ m.s^{-1}. La dynamique change donc entre ces deux expériences qui pourtant semblent analogues. Plusieurs hypothèses seront envisagées plus loin dans ce chapître (page 124)pour expliquer cette différence de comportement. Mais retenons dès à présent que l'établissement d'un régime donné de vortex dépend fortement des conditions expérimentales qui lui ont donné naissance. Ainsi la dynamique de l'écoulement peut s'en trouver modifiée.

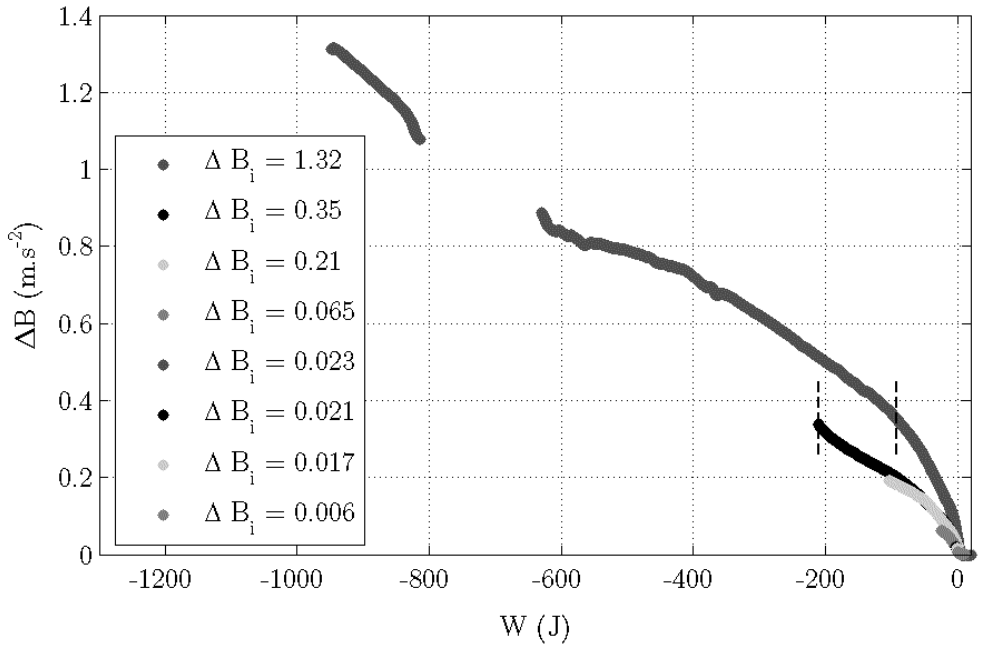

FIG. 5.10 – *Variations de l'écart de densité relatif (ΔB) en fonction de l'énergie consommée pour les expériences de la série A (*Re $= 3409$*). Le zéro de l'énergie consommée W a été centré, pour chacune des expériences, à la fin de la phase 2 : $W < 0$: phase 1 et 2; $W > 0$: phase 3. Les lignes (- -) marquent les instants pour lesquels deux des expériences ont le même ΔB.*

Expériences à stratification constante :

On s'intéresse à présent à l'influence de la vitesse de rotation sur l'évolution spatio-temporelle de la densité et de la stratification. Nous avons travaillé en régime turbulent (modéré) avec un nombre de Reynolds réduit ($Re/Re_c - 1$) compris entre 7 et 65. Dans tous les cas, le mélange suit les étapes décrites en début de section. Il n'y a cependant pas cette fois de problème de différences de résolution entre les expériences puisque la stratification initiale reste la même (série B : $\Delta B_i = 0.023$ ou serie C : $\Delta B_i = 0.006$ m.s^{-2}).

Les mesures des fréquences d'oscillation des interfaces pour des expériences à nombres de Reynolds différents conduisent aux mêmes observations que précédemment. La fréquence ω mesurée lors d'une expérience est maintenue au cours du mélange bien que la stratification interfaciale diminue. Cette fréquence augmente avec le nombre de Reynolds de l'écoulement. Pour différents nombres de Reynolds, nous représentons sur la figure 5.13 la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal, calculée à partir des fréquences d'oscillations ($< U_\theta >=< r > 2\pi\omega$). Nous comparons cette vitesse avec celles mesurées lors des expériences utilisant le colorant comme un traceur passif (*cf* 4.3.2, page 76), et celles calculées dans l'hypothèse d'un écoulement Couette sans vortex. La vitesse moyenne mesurée à partir de la fréquence d'oscillation des interfaces est plus faible que celle calculée dans le cas d'un écoulement Couette, ce qui est conforme à nos prévisions du chapitre précèdent. Cependant ces fréquences des interfaces sont légèrement plus élevées que celles mesurées au cours des expériences en traceur passif. La précision sur la fréquence d'oscillation des interfaces est très bonne car d'une part, la fréquence d'acquisition des images par la caméra est environ dix fois plus élevée que la fréquence mesurée, d'autre part, le nombre de périodes d'acquisition est également très grand (> 1000). Enfin si l'on compare les fréquences mesurées pour les différentes expériences à Reynolds constant (série A), l'erreur maximale est de 0.33 cm.s^{-1}. A contrario, lors des expériences en traceur passif le nombre de périodes mesuré utilisable est faible ($\sim 5 - 20$). Il est d'autant plus petit que la vitesse de rotation est grande car les gradients de concentration en colorant disparaissent plus vite (figures 4.3, page 70 et 4.7, page 74). De plus le colorant étant injecté depuis le bord extérieur, sa vitesse moyenne pourrait-être légèrement plus faible. Ainsi la vitesse de rotation moyenne est mieux estimée à partir de la fréquence des oscillations de l'interface principale.

D'un point de vue plus global, l'augmentation de la vitesse de rotation réduit la quantité d'énergie nécessaire pour l'étape 2. Au cours de cette étape (et en régime turbulent), le mélange est contrôlé par l'érosion de la stratification interfaciale : en proportion il y a peu de fluide échangé au travers de l'interface par rapport à l'action de la diffusion axiale qui maintient l'homogénéité de chacune des couches. De légers

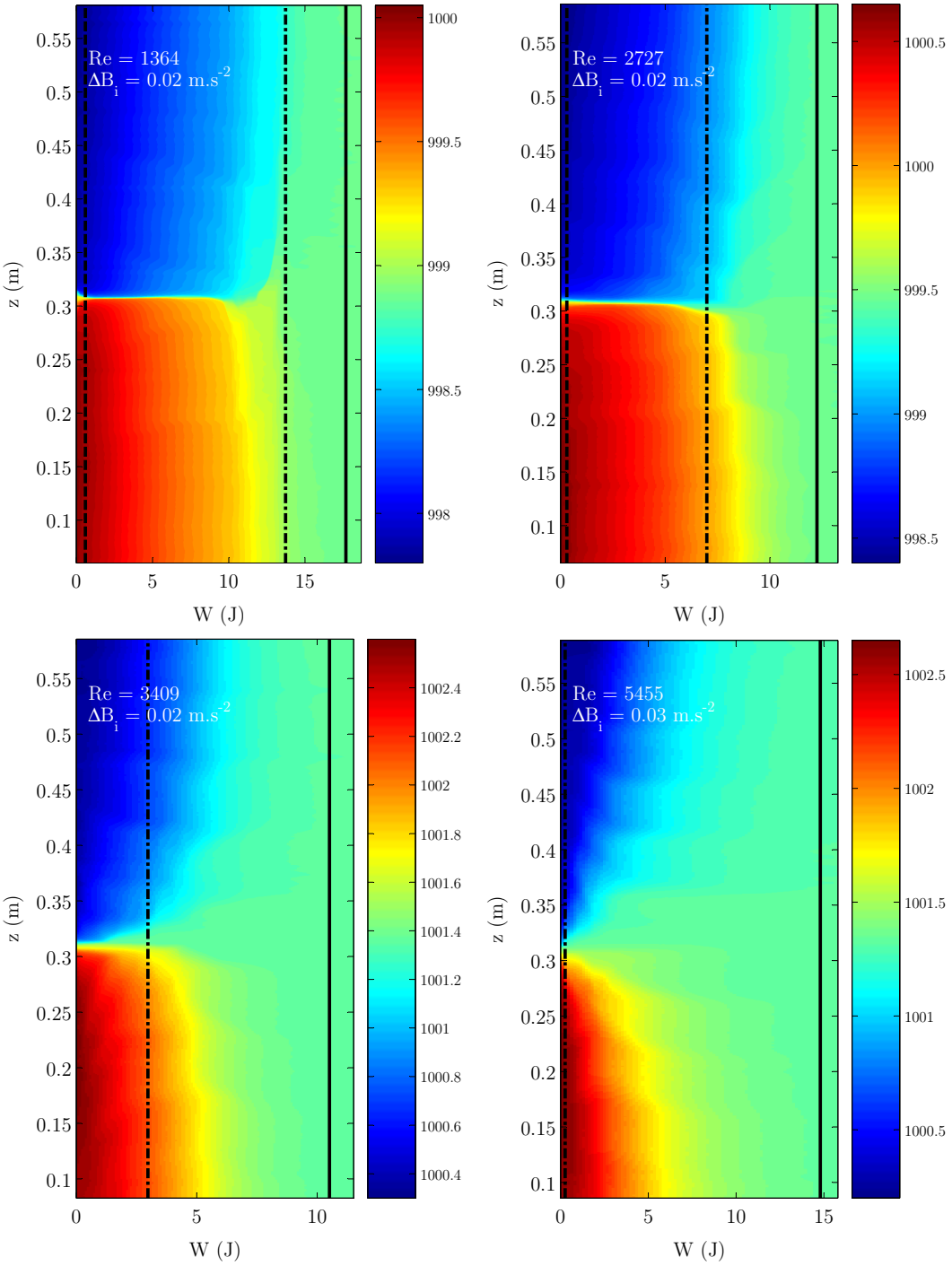

FIG. 5.11 – *Évolution spatio-temporelle de la densité selon le nombre de Reynolds pour un écart de densité initial $\Delta B = 0.023$ m.s^{-2}. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (−·) : fin de la phase 2,(–) fin de l'expérience.*

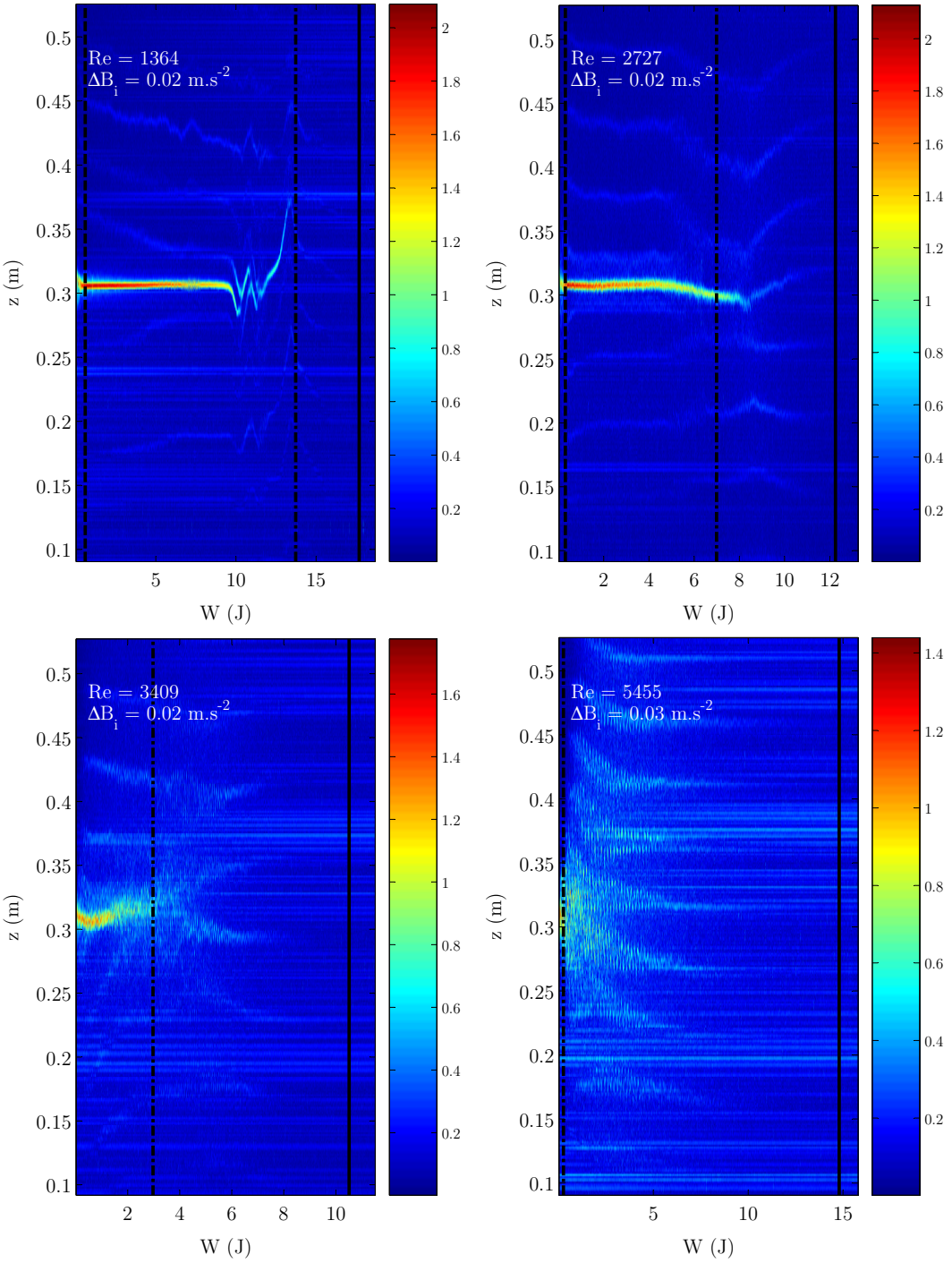

FIG. 5.12 – *Évolution spatio-temporelle de la stratification selon le nombre de Reynolds pour un écart de densité initial $\Delta B = 0.023$ m.s^{-2}. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (−·) : fin de la phase 2,(–) fin de l'expérience.*

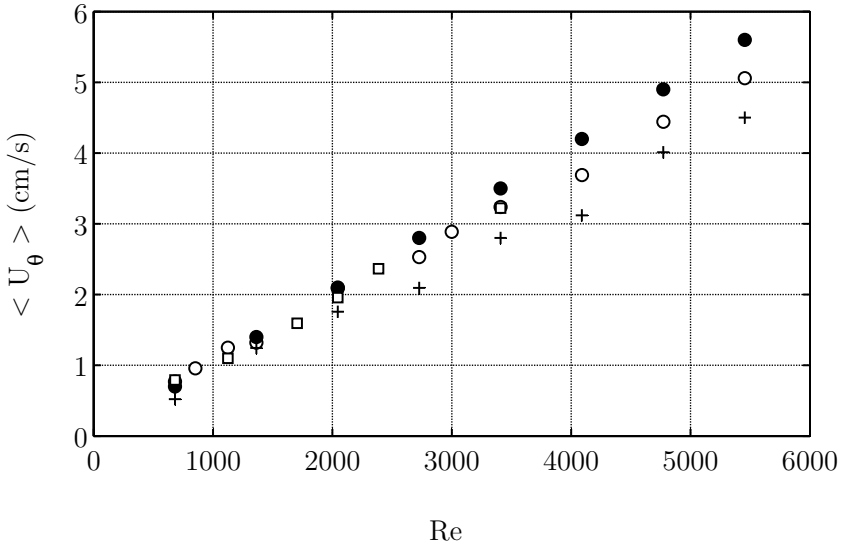

FIG. 5.13 – *Vitesse moyenne de l'écoulement azimutal selon la valeur du nombre de Reynolds : (∘) bicouche* $\Delta B = 0.023$ *m.s*$^{-2}$*, (□) bicouche* $\Delta B = 0.006$ *m.s*$^{-2}$*, (+)* $< U_\theta >$ *calculée à partir de la fréquence de retour du colorant (Expériences traceur passif),(•)* $< U_\theta >$ *calculée dans l'hypothèse d'un écoulement Couette sans vortex.*

pics de stratifications secondaires apparaissent quand même, par effet de continuité. La valeur de Δ_B au moment de la brisure de l'interface augmente avec le nombre de Reynolds. Le calcul du nombre de Richardson global correspondant montre que la brisure se produit quand $\mathrm{Ri_o} = 3 - 5$. ($\mathrm{Ri_o} = \Delta B d / U_\vartheta$)

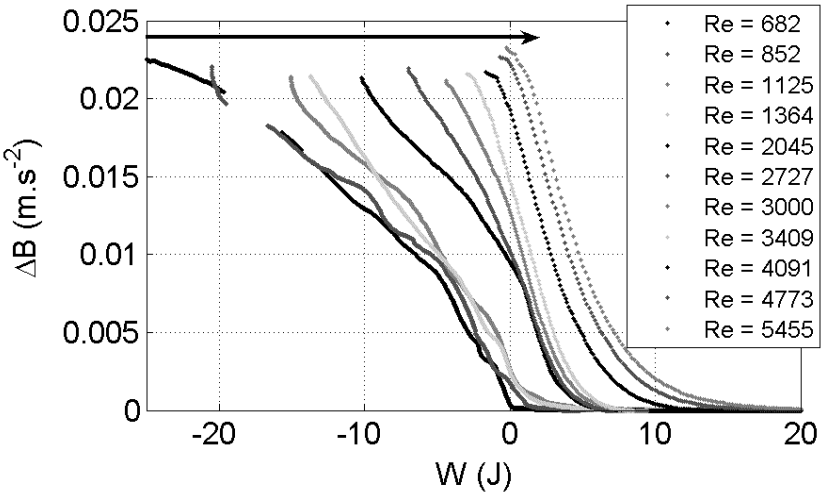

FIG. 5.14 – *Variations de l'écart de densité relatif (ΔB) en fonction de l'énergie consommée pour les expériences de la série B ($\Delta B_i = 0.023$). Le zéro de l'énergie consommée W a été centré, pour chacune des expériences, à la fin de la phase 2 : W < 0 : phase 1 et 2; W > 0 : phase 3. La flèche noire indique le sens croissant du nombre de Reynolds.*

Les figures 5.14 et 5.15 montrent que l'énergie fournie durant la phase 2 diminue avec l'augmentation de la vitesse de rotation : $W_2 \approx \mathrm{Re}^{-m}$ avec $m \geq 0$. Le mélange sera donc plus efficace durant la phase 2 pour de fortes vitesses de rotation puisqu'il nécessite moins d'énergie. Une façon d'expliquer la diminution de l'énergie W_2 avec l'augmentation du nombre de Reynolds est donnée par Akonur & Lueptow [2003]. Il montre en effet que le cisaillement horizontal entre deux couches de vortex est plus important à fort nombre de Reynolds. La présence de gradients de vitesse et de densité est donc propice au développement d'instabilités du type Kelvin-Helmholtz ou Hölmböe. Si on prend à présent en compte les effets respectifs de ΔB_i et Re sur le travail fourni durant les phases 1 et 2, l'expression de $W_1 + W_2$ est donnée ci-dessous (n=1.25 ou 4 selon la valeur de ΔB_i).

$$W_1 + W_2 = \frac{\alpha \Delta B_i^n}{\mathrm{Re}^{-m}} \tag{5.7}$$

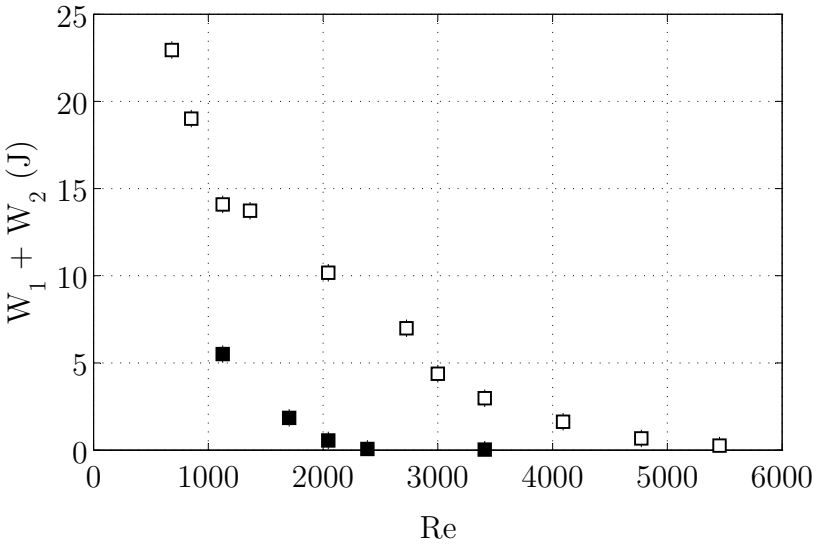

FIG. 5.15 – *Variations de l'énergie consommée durant la phase 1 et 2 selon le nombre de Reynolds : (□) $\Delta B_i = 0.023$, (■) $\Delta B_i = 0.006$ $m.s^{-2}$.*

5.2.3 Phase 3 : Brisure de l'interface et homogénéisation

Expériences à nombre de Reynolds constant :

Lorsque l'interface se brise, les vortex stratifiés redeviennent homogènes ce qui entraîne le déplacement inverse des vortex (figure 5.8). L'énergie consommée durant la phase 3 (figure 5.16) est la même pour toutes les expériences (même profil de densité et même vitesse de rotation au moment de la rupture de l'interface).

Expériences à stratification constante :

Durant cette phase, l'homogénéisation est réalisée par diffusion effective axiale (chaotique ou non). Lorsque l'interface casse, il n'y a plus de barrière potentielle au mélange et seule l'efficacité du mécanisme de diffusion effective axiale est importante. Les écarts de densité sont à présent suffisamment faibles pour ne plus constituer d'obstacle au mélange. Les vortex voisins de l'interface centrale perdent la légère stratification acquise et retrouvent les rapports d'aspect correspondant à des vortex homogènes. Concernant l'énergie W_3 nécessaire, nous pouvons nous reporter à la figure 5.17 qui représente l'évolution de W_3 en fonction du nombre de Reynolds pour différents ΔB_i initiaux. Nous avons également reporté sur ce graphique l'énergie nécessaire pour le cas où $\Delta B_i = 0$. Il s'agit de l'énergie calculée à partir des coefficients de diffusion effectifs mesurés dans le chapitre 4. L'énergie W_3 augmente

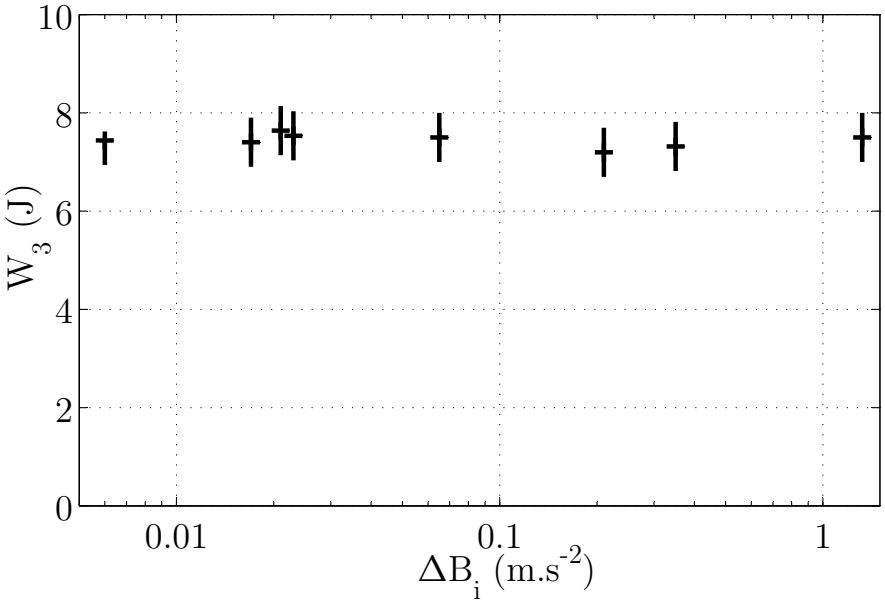

FIG. 5.16 – *Variation de l'énergie consommée durant la phase 3 en fonction de la valeur du saut de flottaison initial* ΔB_i *pour* $\mathrm{Re} = 3409$.

d'abord doucement, puis plus fortement au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente (loi en $10^{\gamma \mathrm{Re}}$). On note une bonne concordance entre les résultats des expériences en bicouche stratifiée et ceux des expériences en traceur passif. Pour les plus fortes valeurs du nombre de Reynolds, l'énergie calculée en fluide homogène est légèrement inférieure à celle des expériences en bicouche. Ainsi, le mélange s'effectue au cours de cette phase sous le contrôle de la diffusion effective, avec toutefois encore un effet dû à la stratification.

En résumé, nous avons montré que le mélange d'une stratification bicouche en régime turbulent est contrôlé principalement par trois mécanismes : la réduction de l'épaisseur de l'interface, l'érosion de la stratification interfaciale et la diffusion effective. L'importance relative de ces mécanismes dépend des valeurs du nombre de Reynolds et de l'écart relatif de densité. Pour un écart de densité fixé, l'énergie nécessaire pour la réduction de l'épaisseur de l'interface et l'érosion de l'interface diminue avec le nombre de Reynolds alors qu'elle augmente lorsque c'est le processus de diffusion effectif qui contrôle l'écoulement (le taux de transfert de fluide étant plus important pour des faibles nombre de Reynolds (*cf* 4.3.3, page 78)). Pour un nombre de Reynolds fixe, $W_1 + W_2$ diminue quand ΔB_i diminue alors que W_3 n'est pas influencée d'une façon significative par ΔB_i. Dans la suite de ce chapitre, l'efficacité globale est mesurée et analysée d'un point de vue purement énergétique. Puis, une

plus grande attention est portée aux mécanismes d'érosion de l'interface par une étude plus locale (en un point et à un instant de l'écoulement).

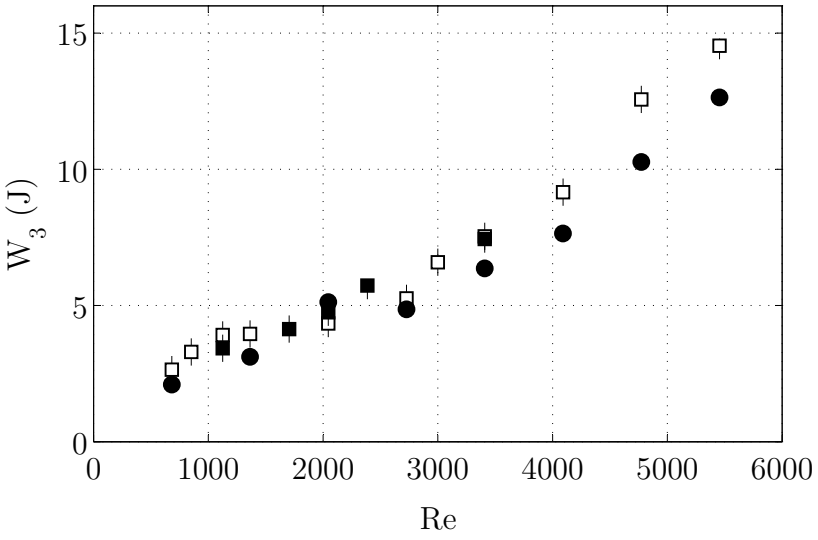

FIG. 5.17 – *Variations de l'énergie consommée durant la phase 3 selon le nombre de Reynolds : (□) $\Delta B_i = 0.023$, (■) $\Delta B_i = 0.006$, (•) $\Delta B_i = 0\, m.s^{-2}$ (traceur passif).*

5.3 Mélange

5.3.1 Efficacité Globale du mélange

Le nombre de Richardson de flux a été présenté dans le chapitre 2. Rappelons qu'il représente le rapport entre le gain en énergie potentielle (énergie de mélange) et l'énergie utilisée pour générer l'écoulement : $\mathrm{Ri_f} = \Delta Ep/W$.

En considérant les variations d'énergie potentielle sur l'intégralité du volume de fluide et sur toute la durée de l'expérience t_m (état final homogène), ce paramètre constitue une mesure globale de l'efficacité du mélange d'une expérience ($\overline{\mathrm{Ri_f}}$).

$$\overline{\mathrm{Ri_f}} = \frac{g\pi(\mathrm{b}^2 - \mathrm{a}^2)\int_0^h \rho(z,t_m) - \rho(z,0)dz}{W(t_m)} \tag{5.8}$$

Il permet de comparer les expériences entre-elles, les paramètres de contrôle étant le nombre de Reynolds et l'écart relatif de densité initial. Le nombre de Richardson global n'est pas utilisé comme paramètre de contrôle car ΔB évolue au cours d'une expérience et les effets de cette évolution ne sont pas linéaires au cours du mélange, comme le montre l'équation 5.9, déterminée à partir des expressions de W_1, W_2 et W_3 ($n = 1.25$ ou 4 selon la valeur de ΔB_i, $m > 1$, $\alpha, \gamma \geq 0$) :

$$\overline{\mathrm{Ri_f}} \propto \frac{\Delta B_i}{\alpha \Delta B_i^n \mathrm{Re}^{-m} + 10^{\gamma \mathrm{Re}}} \tag{5.9}$$

Si le saut de flottaison ΔB_i est initialement inférieur $\Delta B_{brisure}$, l'efficacité diminue quand ΔB_i diminue ou quand le nombre de Reynolds augmente. Dans le cas contraire, l'efficacité augmente puis diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ces variations sont représentées sur les figures 5.18 et 5.19 selon qu'il s'agit des expériences à ΔB_i constant ou à Reynolds constant. Dans les deux cas, l'efficacité passe par un maximum qui résulte du meilleur compromis entre les deux phases du mélange. L'efficacité mesurée est très faible : moins d'1%. Nous expliquons ces faibles valeurs par le fait que le mélange est généré par un écoulement secondaire (les vortex). L'essentiel de l'énergie injectée pour générer l'écoulement est utilisé par l'écoulement primaire azimutal qui n'a qu'une très faible action sur le mélange. Nous pouvons construire un nombre de Richardson de flux secondaire $\overline{\mathrm{Ri_f}}^{II}$ basé sur l'énergie des vortex moyennant une approximation très forte : L'énergie W nécessaire pour maintenir l'écoulement est proportionnelle à l'énergie cinétique de l'écoulement, ce qui implique que la dissipation visqueuse soit induite également en proportion de l'énergie cinétique. L'énergie secondaire utile W^{II} ainsi que l'efficacité

secondaire $\overline{\mathrm{Ri_f}}^{II}$ s'écrivent alors selon les relations 5.10, où $< U_\vartheta >$ et $< U_\theta >$ sont respectivement la vitesse moyenne des vortex et la vitesse moyenne de l'écoulement azimutal.

$$W^{II} = W.\left(\frac{< U_\vartheta >}{< U_\theta >}\right)^2 \qquad et \qquad \overline{\mathrm{Ri_f}}^{II} = \mathrm{Ri_f}.\left(\frac{< U_\theta >}{< U_\vartheta >}\right)^2 \tag{5.10}$$

L'efficacité secondaire maximale atteint 20%, ce qui correspond bien aux valeurs d'efficacités mesurées dans les expériences de mélange, celles de Linden [1979] par exemple.

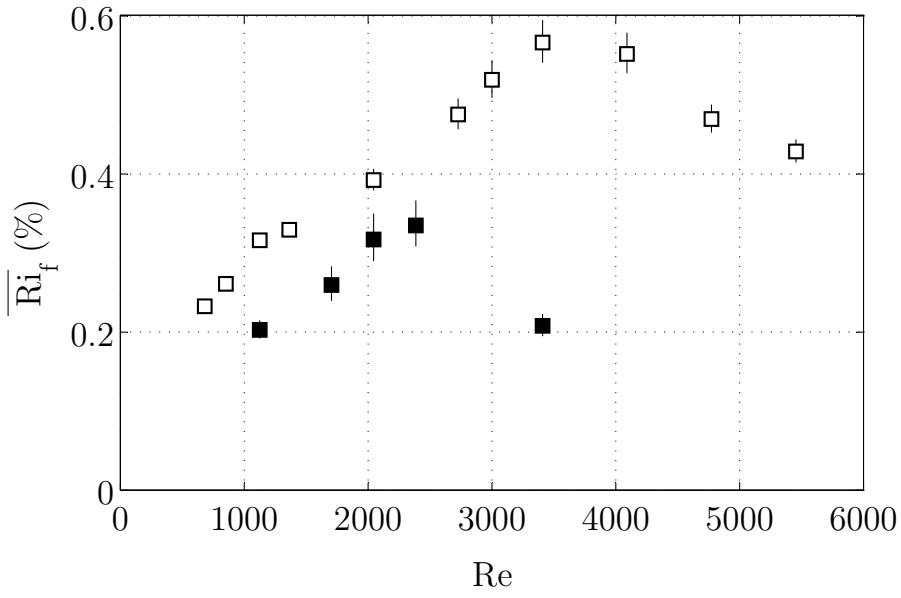

FIG. 5.18 – *Variations de l'efficacité de mélange totale en fonction de* Re *pour des sauts de flottaison initiaux identiques :* ■ $\Delta B_i = 0.006$, □ $\Delta B_i = 0.023\, m.s^{-2}$.

Jusqu'à présent, les résultats des différentes expériences (bicouche mince ou épaisse, tricouche) ont été analysés sous un aspect global. Les propriétés des vortex des écoulements Taylor - Couette ont été mises à contribution pour interpréter nos résultats, par exemple la diminution de l'épaisseur des interfaces stratifiées en présence d'écoulements plus intenses dans les zones homogènes. Dans la section suivante, les expériences sont étudiées au niveau local afin de déterminer quels sont les liens entre les différents paramètres, gradient de densité, flux de densité... Puis après une étape d'adimensionnalisation, les résultats sont comparés avec ceux de la littérature.

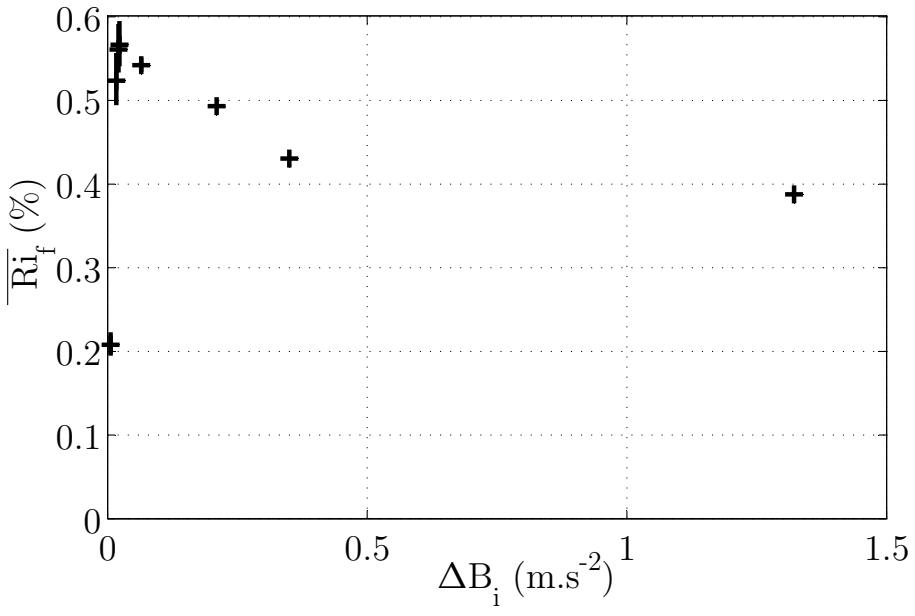

FIG. 5.19 – *Variations de l'efficacité de mélange totale en fonction de ΔB_i pour un nombre de Reynolds constant (*$\mathrm{Re} = 3409$*).*

5.3.2 Processus locaux de Mélange

L'idée à présent est d'évaluer, sur des temps courts et des zones spatiales réduites, les modifications des profils de densité. Dans la partie consacrée à ces expériences, la figure 5.8 représente l'évolution spatio-temporelle de la stratification. Cette figure met en évidence les dérivés spatiales de la densité mais ne permet pas de quantifier les variations temporelles de la densité ($\delta\rho/\delta t$) en temps et en espace. Le calcul de $\delta\rho(r,t)/\delta t$ s'effectue entre des profils de densité moyennée sur une période de rotation azimutale afin de limiter le bruit de mesure. Pour distinguer les variations selon z de $\delta\rho/\delta t$, nous avons calculé les flux verticaux de densité. Ce paramètre est important du point de vue du mélange comme nous avons pu le voir dans le chapître 2.

$$F(z,t) = \int_z^h \frac{\delta\rho(z,t)}{\delta t} dz$$

Ce flux est nul en z=0 (limite inférieure de la couche d'eau salée) par conservation de la masse et en z=h (limite supérieure de la couche d'eau douce). Dans la couche d'eau dense, il augmente car la densité de l'eau diminue, inversement il diminue dans la couche d'eau légère dont la densité augmente. Le flux est maximum au niveau de l'interface stratifiée. Il est toujours d'un ordre de grandeur plus élevé que le flux moléculaire.

$$F_{mol} = D_{mol}\frac{\partial\rho}{\partial z} \qquad avec \qquad D_{mol} \approx 1.37.10^{-9}\, m^2/s$$

Pour les expérience à Re = 3409, le miminum de flux interfacial est mesuré pour un ΔB de 0.17 m.s^{-2}. L'épaisseur de l'interface est alors d'environ 3 mm. Si par exemple la densité moyenne est de 1010 kg.m^{-3}, le flux moléculaire est de 8.10^{-6} kg.m^{-2}.s^{-1} alors que le flux interfacial mesuré est de 5.10^{-4} kg.m^{-2}.s^{-1}.

L'observation des images spatio-temporelles du flux de densité indique également qu'un écart de flux important accompagne le passage de l'interface lorsque celle-ci se déplace vers le haut ou le bas. Ce déplacement résulte d'un déséquilibre entre les énergies cinétiques de chacune des couches. En moyenne, le flux est plus élevé dans la couche dont l'épaisseur s'agrandit. En l'absence de déplacement vertical de l'interface, le profil vertical du flux de densité F(z,t) ne présente pas de décrochement. Ce phénomène s'explique simplement : le déplacement de l'interface entraîne le passage d'un volume de fluide d'une couche à l'autre avec une forte modification de la densité. Sur la figure 5.22 est représenté le flux de densité entre deux états. Un état intermédiaire fictif est défini, pour lequel la densité de l'une des couches n'est pas modifiée. Il permet de décomposer le profil vertical de densité en deux parties, correspondant au flux induit avec ou sans déplacement de l'interface.

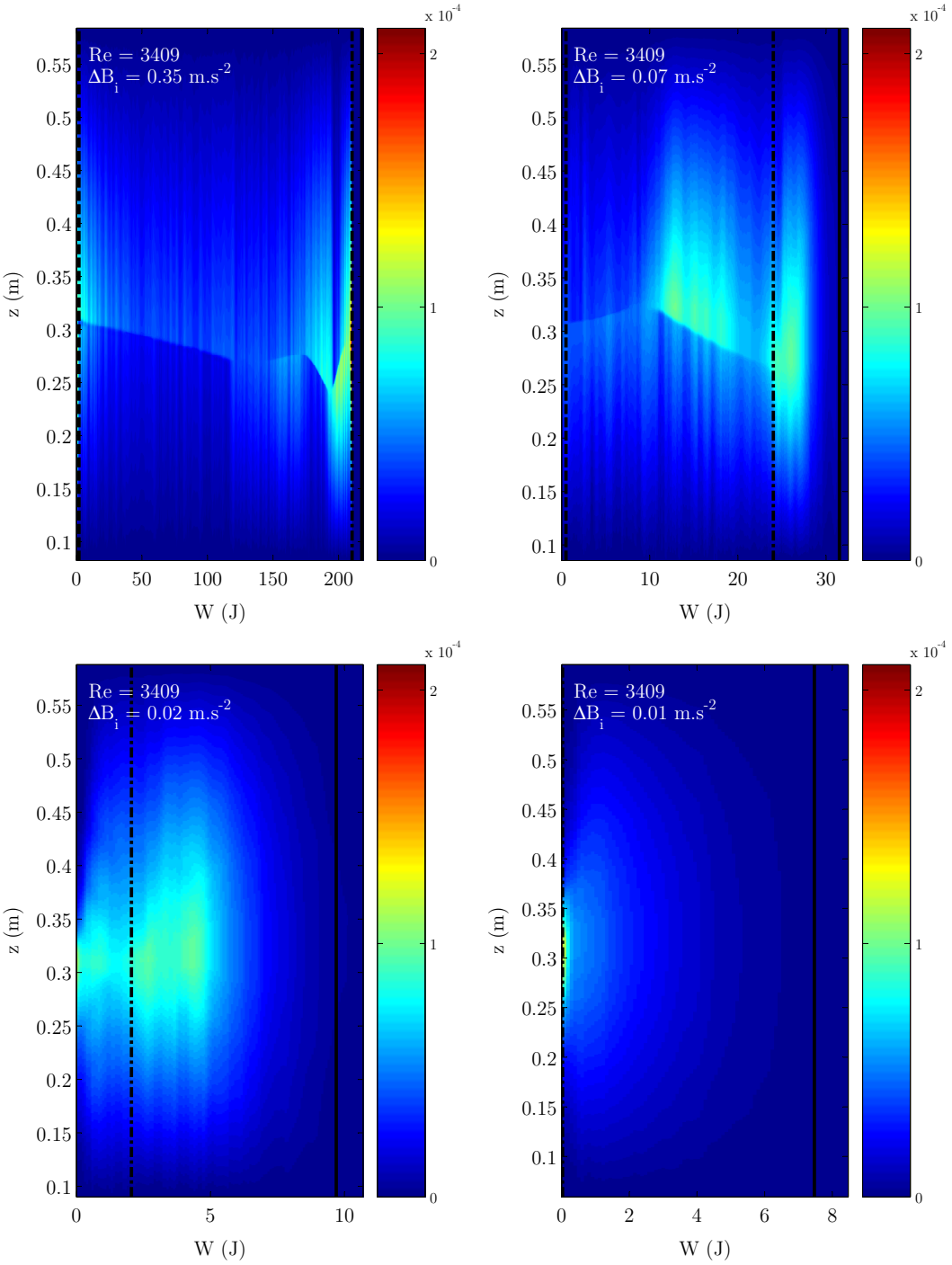

FIG. 5.20 – *Évolution spatio-temporelle du flux de densité (échelle de couleur, en $kg.m^{-2}.s^{-1}$) selon l'écart de densité initial pour un nombre de Reynolds de 3409. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (—·) : fin de la phase 2,(–) fin de l'expérience.*

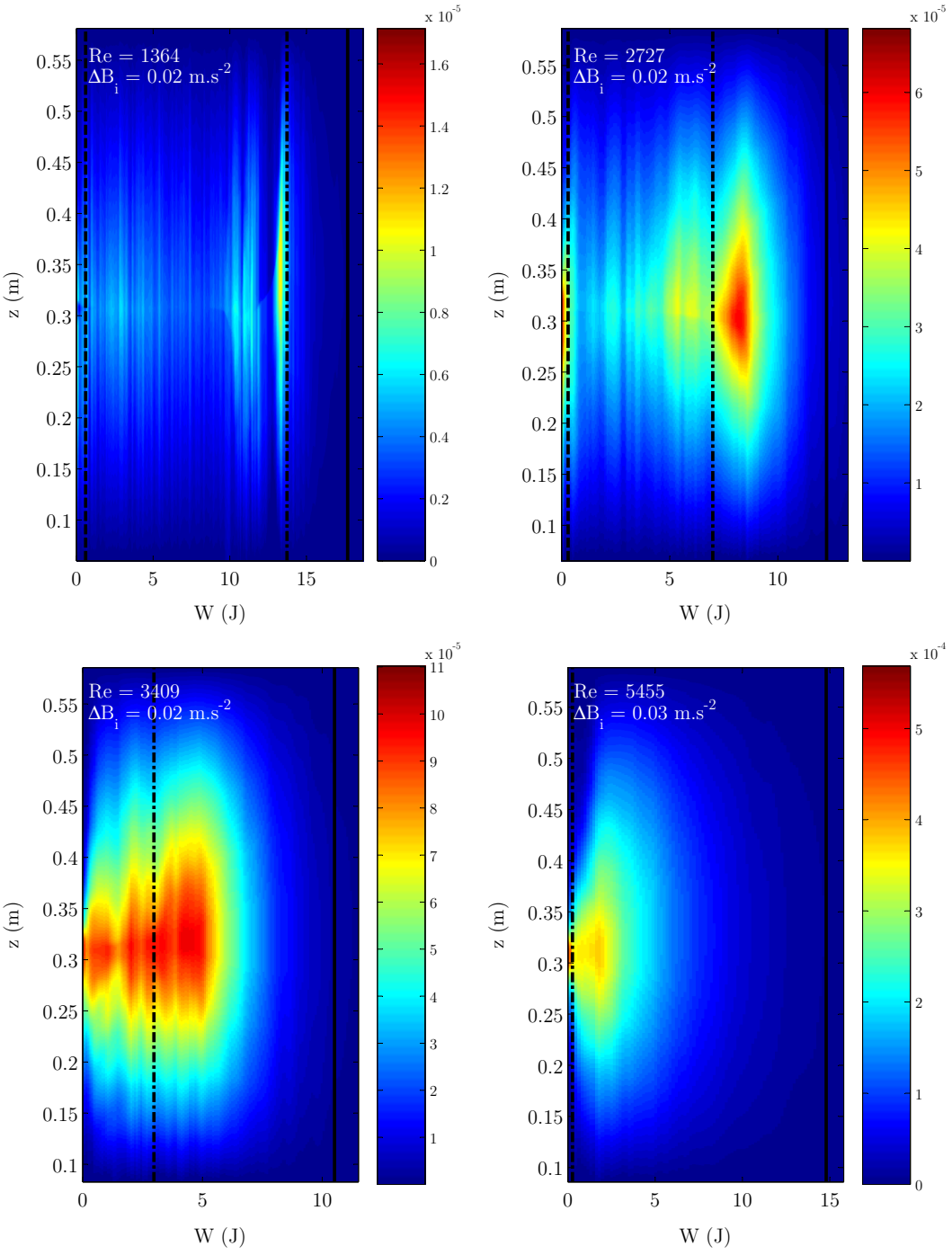

FIG. 5.21 – *Évolution spatio-temporelle du flux de densité (échelle de couleur, en* $kg.m^{-2}.s^{-1}$*) selon le nombre de Reynolds pour un écart de densité initial* $\Delta B_i = 0.023\, ms^{-2}$*. Ligne (- -) : fin de la phase 1, (−·) : fin de la phase 2,(−) fin de l'expérience.*

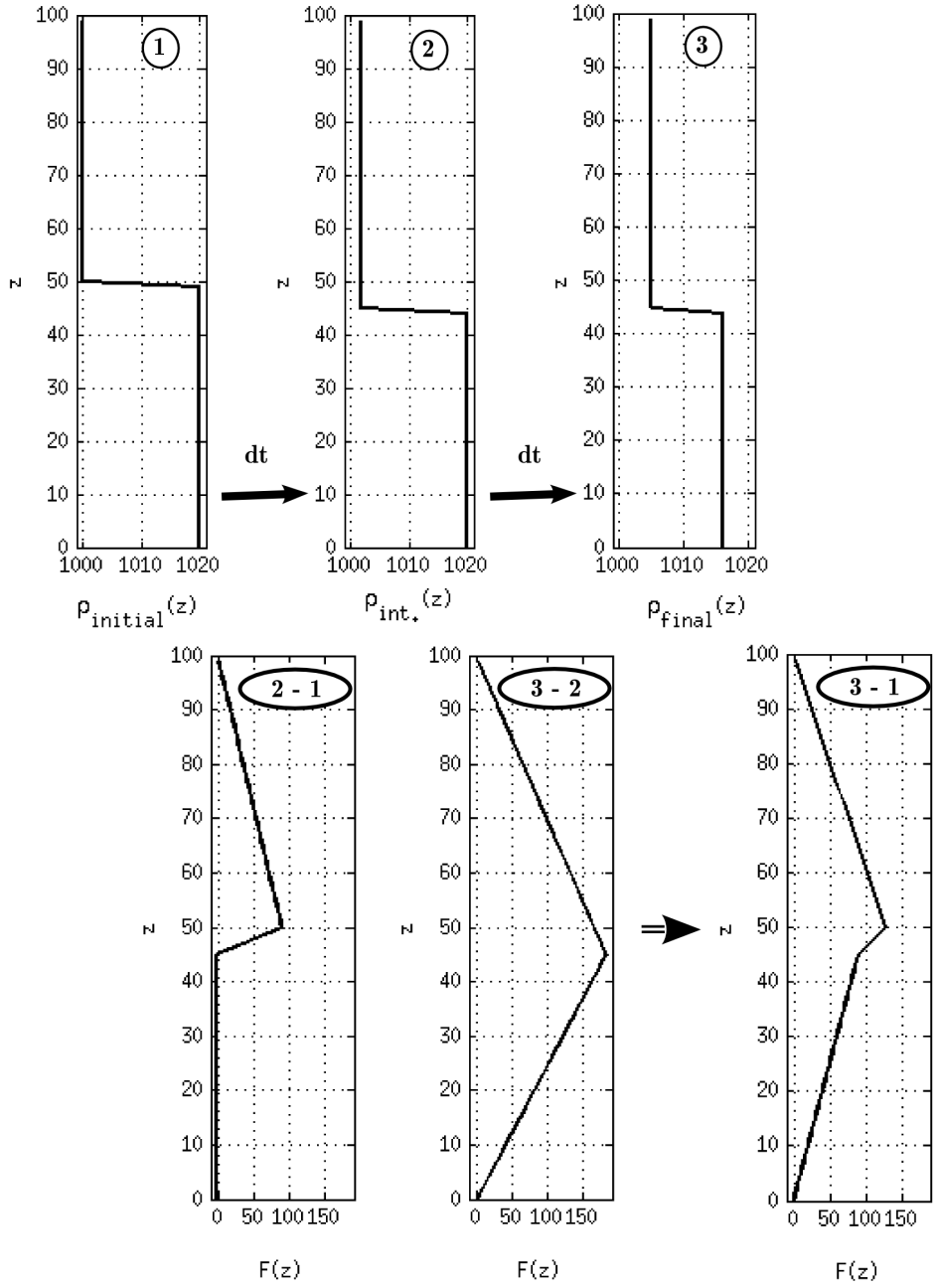

FIG. 5.22 – *Cas d'école : Profils verticaux du flux de densité (2-1, 3-2, 3-1) correspondant au changement des profils de densité (1,2,3). Le passage de l'état 1 à 2 correspond à un déplacement de l'interface vers le bas sans modification de la densité de l'eau dense alors que le passage de l'état 2 vers l'état 3 se fait sans déplacement de l'interface. La courbe 3-1 montre les variations du flux de densité pour la transition de l'état 1 vers 3. On retrouve les deux composantes du flux. Unités arbitraires*

Le déplacement de l'interface est un moyen d'action sur le mélange. Plus la vitesse de déplacement est importante, plus le flux de densité est important. Le déplacement de l'interface n'a été observé que pour les expériences à fortes stratifications (Re = 3409). La vitesse de l'interface change au cours du mélange mais est définie sur une échelle de temps beaucoup plus grande que la période de rotation de l'écoulement. La comparaison des expériences de la figure 5.20 (Re = 3409) montre que la brisure de l'interface s'accompagne ou non d'un déplacement de l'interface.

Lors de l'étude bibliographique du chapître 2, il a été mis en évidence que le flux de densité au travers d'une interface dépend du gradient de densité qu'il traverse. En terme de grandeurs adimensionnelles, cela correspond à la relation reliant le nombre de Richardson de flux au nombre de Richardson global. Ces grandeurs sont à présent mésurées localement. Pour établir les valeurs de ces deux paramètres nous utilisons les expressions 1.3, 1.4 et 1.5 (page 21 et 24) . Le flux interfacial (flux maximum) divisé par la valeur de l'écart de densité à l'instant considéré permet de calculer la vitesse d'entrainement U_e. La vitesse et l'échelle intégrale sont exprimées en première approximation respectivement par la vitesse "rms" des vortex (U'_ϑ) et par le diamètre des vortex d_ϑ.

$$\mathrm{Ri_o}(t) = \frac{d_\vartheta \Delta B(t)}{{U'_\vartheta}^2} \tag{5.11}$$

$$E(t) = \frac{U_e(t)}{U'_\vartheta} = \frac{F_{int}(t)}{\Delta\rho(t)\, U'_\vartheta} \tag{5.12}$$

$$\mathrm{Ri_f}(t) = \frac{d_\vartheta\, \Delta B(t)\, U_e(t)}{{U'_\vartheta}^3} = E(t)\, \mathrm{Ri_o}(t) \tag{5.13}$$

On considère dans un premier temps que le diamètre des vortex d_ϑ est égal à la largeur de l'entrefer d. Les graphiques de la figure 5.23 représentent les variations de la vitesse d'entrainement adimensionnée en fonction du nombre de Richardson global pour les différentes expériences réalisées. Le graphique du haut regroupe les résutats de l'ensemble des expériences réalisées avec un nombre de Reynods de 3409, alors que celui du bas rassemble les données concernant les expériences dont la stratification initiale est proche de 1 rad.s^{-1}. Les expériences de plus faible nombre de Reynolds, celles qui ne sont pas dans le régime T.V. (< 2045), ne sont pas représentées. Même en moyennant sur une période, l'intensité de la vitesse d'entrainement est très faible et est masquée par les fluctuations (bruit) ambiantes.

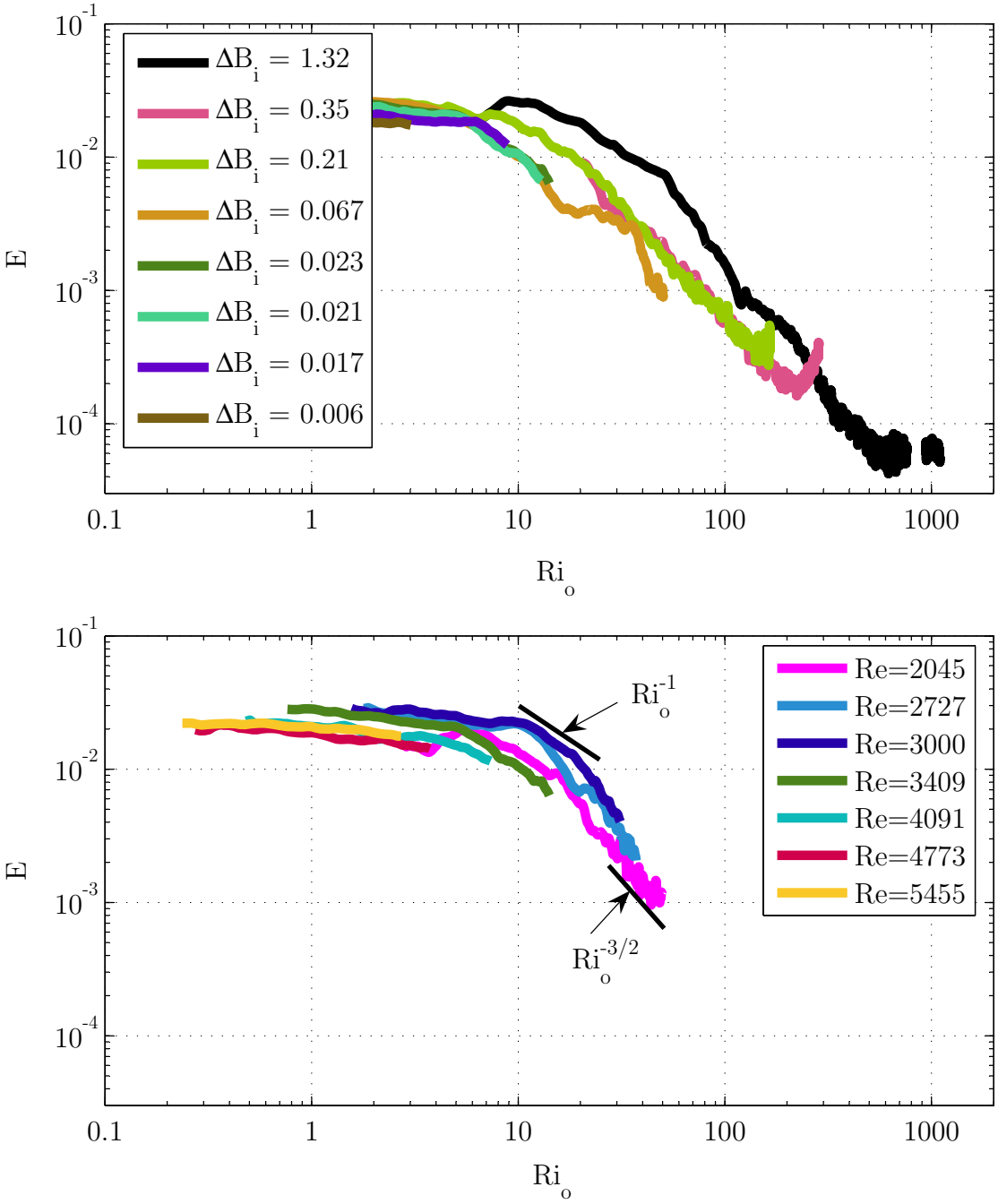

FIG. 5.23 – *Variations de la vitesse d'entrainement selon la valeur du nombre de Richardson, $d_\vartheta = d$, ΔB_i est exprimé en ms^{-2}. En haut :* $\mathrm{Re} = 3409$, *en bas* $\Delta B_i = 0.023\, m.s^{-2}$.

D'une façon générale, les courbes $E = \mathcal{F}(\mathrm{Ri_o})$ sont proches de celles obtenues dans la littérature (*cf* 1.6, page 26). Pour $\mathrm{Ri_o}$ inférieur à environ 7, les effets de la stratification sont peu importants, ils ne limitent pas le mélange. La vitesse d'entrainement est constante et le mélange est équivalent à celui réalisé en présence d'un traceur passif. On retrouve les points de mesure obtenus après la brisure de l'interface. Lorsque $\mathrm{Ri_o}$ est plus grand que 7, la vitesse d'entrainement diminue à mesure que $\mathrm{Ri_o}$ augmente. La stratification est de plus en plus limitante, il y a moins d'échange de fluide de part et d'autre de l'interface. La valeur de l'indice n, représentant la puissance à laquelle E décroit (figure 1.6, page 26), varie suivant les expériences et la gamme de valeur de $\mathrm{Ri_o}$. Il est plutôt égal à 1 pour les faibles $\mathrm{Ri_o}$ et égal à 3/2 pour les fortes valeurs de $\mathrm{Ri_o}$.

Il existe un certain décalage entre les courbes selon les différentes expériences. Celui-ci ne semble pas lié à la valeur du nombre de Reynolds comme le montre la figure 5.23 du bas. Par contre, il apparaît que, plus le saut de densité initial est important, plus la vitesse d'entrainement est importante pour une valeur de $\mathrm{Ri_o}$ donnée. Différentes explications peuvent être avancées pour interpréter ce décalage. Les expériences sont comparées sur la base de la valeur locale du nombre de Richardson. Deux expériences sont considérées équivalentes lorsqu'elles présentent une même valeur de $\mathrm{Ri_o}$. Une différence de saut de flottaison est compensée par des échelles caractéristiques différentes. Or si L_H est pris égal à d (constant), lorsque deux expériences de la série à Reynolds constant (= 3409) passent dans des états de même $\mathrm{Ri_o}$, cela signifie qu'elles présentent aussi le même ΔB. Or on constate que la vitesse d'entraînement peut différer entre les deux expériences. L'échelle L_H choisie ne permet donc pas de prendre en comptre de façon satisfaisante les autres différences, notamment la différence de hauteur de la couche supérieure. L'échelle L_H représente la dimension caractéristique des vortex. Lorsque la hauteur de la couche supérieure change, on peut supposer que, soit la dimension spatiale d'un seul vortex s'ajuste, soit celles de l'ensemble des vortex. Pour mesurer cette dernière hypothèse, on a considéré que $d_\vartheta(t) = D(t)/6$. En effet D(t) étant voisin de 30 cm, il y a $m = 6$ vortex répartis sur la hauteur de la couche. En première approximation, on suppose que m ne change pas au cours d'une expérience. Les résultats sont présentés sur la figure 5.24. Les courbes $E = \mathcal{F}(\mathrm{Ri_o})$ sont plus proches mais diffèrent encore les unes des autres.

Les écarts entre les courbes ne peuvent non plus être imputés à des épaisseurs d'interface différentes (du moins pour $\mathrm{Ri_o} > 5$), car une fois passée la réduction initiale (phase 1), l'épaisseur δ_b reste constante, environ 2-3 mm jusqu'à ce que l'interface se brise. Les points de mesures initiaux pour lesquels $\delta_b > 3\,mm$ ne sont pas représentés sur les figures 5.23 et 5.24. Finalement la seule explication qui nous

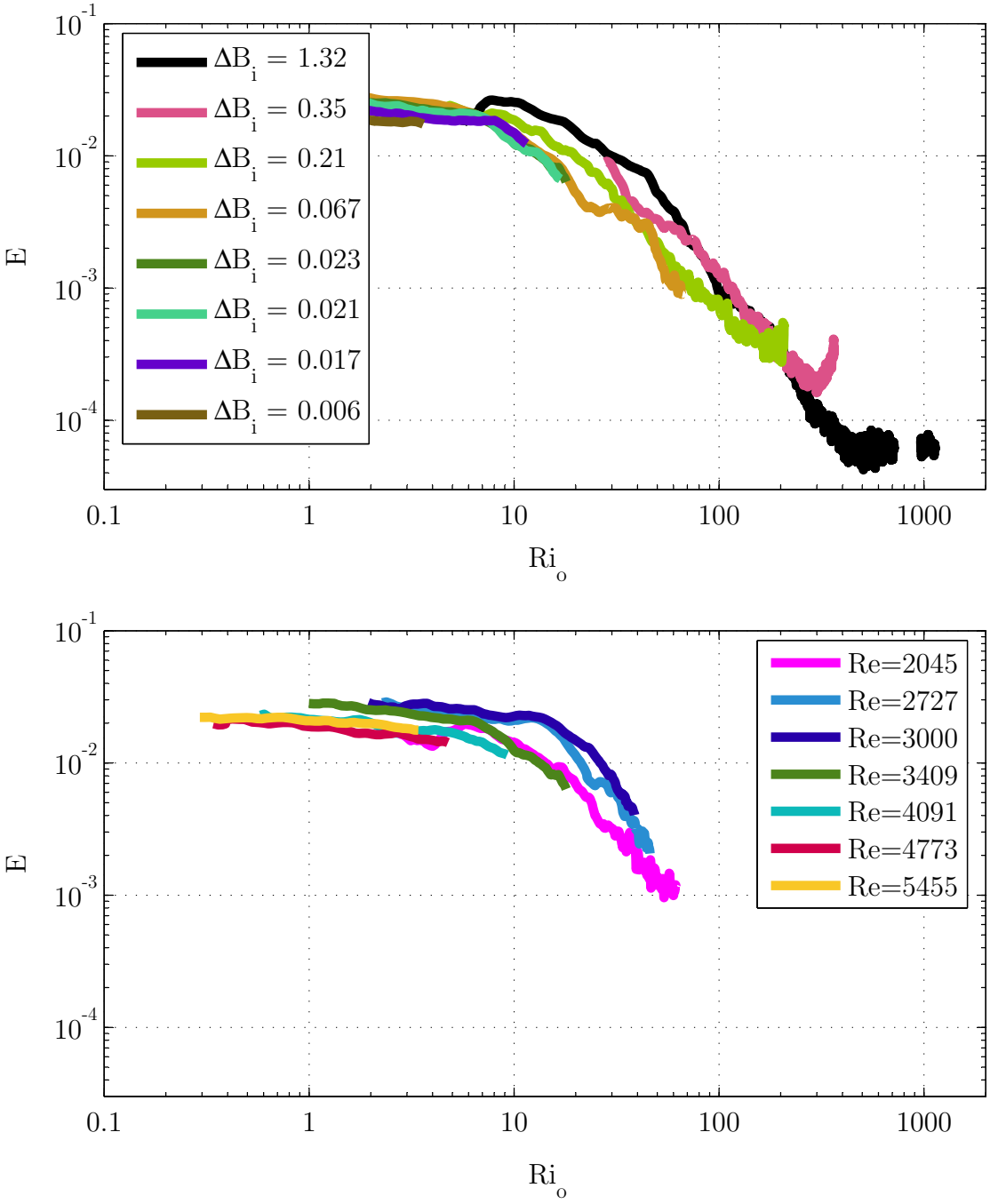

FIG. 5.24 – *Variations de la vitesse d'entrainement selon la valeur du nombre de Richardson,* $d_\vartheta(t) = D(t)/6$, ΔB_i *est exprimé en* $m.s^{-2}$. *En haut :* $\mathrm{Re} = 3409$, *en bas* $\Delta B_i = 0.023\, m.s^{-2}$.

semble plausible se base sur la présence de phénomènes d'hystérésis au sein des écoulements Taylor-Couette. Suivant le protocole de mise en place de l'écoulement d'une expérience, le nombre de vortex présents peut différer, modifiant ainsi l'échelle de longueur L_H. La diminution progressive de la densité au cours du temps présente ainsi de légères différences suivant les expériences.

Un autre point important qui doit être remarqué concerne les expériences à Re = 3409 et dont le saut de flottaison initial est important ($\Delta B_i > 0.07$ m.s^{-2}). Pour ces trois expériences, on constate que la vitesse d'entrainement est initialement ralentie. Par exemple, quand $\Delta B_i = 0.35$ m.s^{-2}, E diminue quand $\mathrm{Ri_o}$ décroit de 400 vers 300. Ces variations conduisent à des valeurs d'efficacité $\mathrm{Ri_f}$ croissantes pour les très grandes valeurs de $\mathrm{Ri_o}$, comme le montre la figure 5.25 (on prend $L_H = D(t)/6$, mais l'autre possibilité donne des résultats équivalents). L'efficacité $\mathrm{Ri_f}$ est plus élevée pour les forts $\mathrm{Ri_o}$ mais ne dépasse néanmoins pas la valeur maximale de $\mathrm{Ri_f}$. Celle-ci varie entre 15 et 35 % pour un nombre de Richarson compris entre 7 et 40. Les expériences décrites dans la bibliographie présentent des valeurs analogues. La comparaison de ces résultats avec ceux de la littérature (cf chapître 2 27) montre également que le mélange engendré se fait (selon la théorie de Balmforth *et al.* [1998]) avec un forçage par équipartition. Un tel forçage peut être envisagé dans le cadre des expériences présentées ici, dans la mesure où les échelles de longueur caractéristiques ne sont pas imposées L_H, elles s'adaptent en permanence. Ainsi ces expériences vont dans le sens de la théorie développée par Balmforth *et al.* [1998].

Intéressons nous à présent aux mécanismes responsables du mélange. Pour cela, l'étude des photos de l'écoulement au cours du mélange peut nous apporter des renseignements. Ainsi pour l'expérience à ΔB_i=0.35 m.s^{-2} et Re = 3409, la figure 5.26 représente plusieurs séquences d'images de l'écoulement. Ces séquences correspondent à différents instants du mélange et donc à différentes valeurs du nombre de Richardson global.

Pour les nombres de Richardson $\mathrm{Ri_o}$ = 138 et 81, on se place dans la partie décroissante de $\mathrm{Ri_f}$ en fonction de $\mathrm{Ri_o}$. Les perturbations de l'interface apparaissent plus symétriques. L'entraînement de fluide est induit par le cisaillement radial des vortex (de Taylor) situés de part et d'autre de l'interface. A mesure que $\mathrm{Ri_o}$ diminue, les déformations de l'interface s'accentuent. Ce mécanisme de mélange ressemble aux mécanismes de cisaillement et brisure d'onde décrits dans le premier chapître (21).

Pour les deux séquences du haut de la figure 5.26 à $\mathrm{Ri_o}$ = 275 et 234, on se trouve dans la partie finale des courbes flux-gradient pour laquelle le nombre de Richardson de flux réaugmente avec le nombre de Richardson global. On observe que l'interface est pertubée par la présence de structures turbulentes de petites dimensions, environ

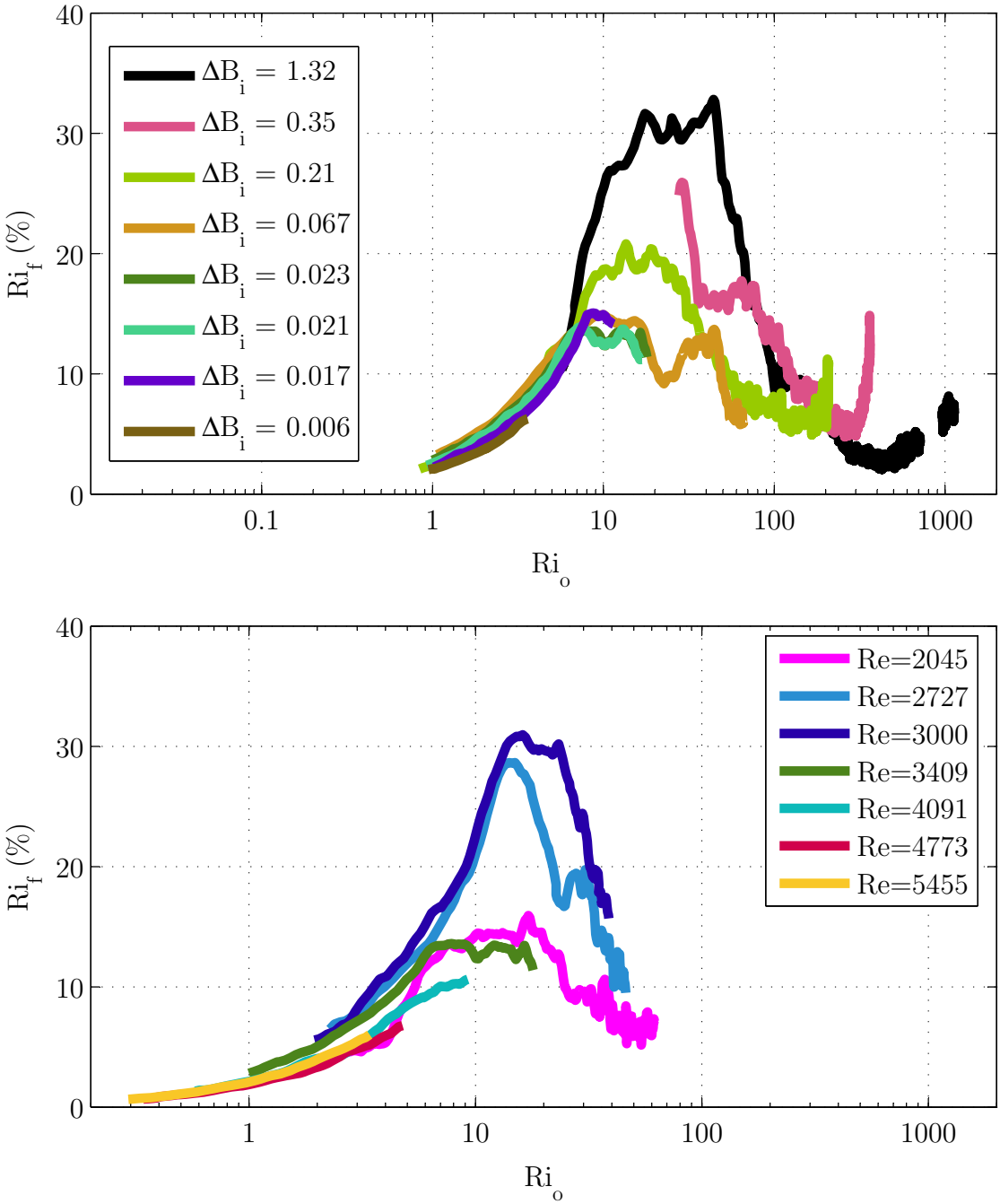

FIG. 5.25 – *Variations du nombre de Richardson de flux en fonction de la valeur du nombre de Richardson,* $L_H(t) = D(t)/6$, ΔB_i *est exprimé en* $m.s^{-2}$. *En haut :* $\mathrm{Re} = 3409$, *en bas* $\Delta B_i = 0.023$ $m.s^{-2}$.

2-3 mm de hauteur. Elles apparaîssent régulièrement en dessous de l'interface au niveau du cylindre intérieur et se déplacent vers l'extérieur (en s'amincissant). Elles disparaissent généralement avant d'avoir atteint le cylindre extérieur. Elles induisent des gradients horizontaux (selon le rayon) de densité (légère inclination des lignes isodensités au milieu de l'interface). Sur les photos, ces structures turbulentes sont parfois soulignées. Localement, les rayons lumineux du laser se concentrent, par réfraction, en dessous de l'interface, en raison des gradients horizontaux de densité au voisinage de l'interface. Les molécules de rhodamine sont alors soumises à une source d'excitation plus importante et émettent une fluorescence de plus forte intensité. Dans la couche supérieure, des filaments fluides se détachent de l'interface par déferlement d'ondes créant des structures de petites échelles au dessus de l'interface. Ces structures sont capables d'arracher du fluide dense au travers de l'interface car leurs faibles dimensions induisent un déplacement sur une faible hauteur. Il est ensuite plus facile pour les vortex (de plus grandes dimensions) de mélanger le fluide extrait de l'interface. L'efficacité du mélange est ainsi plus importante.

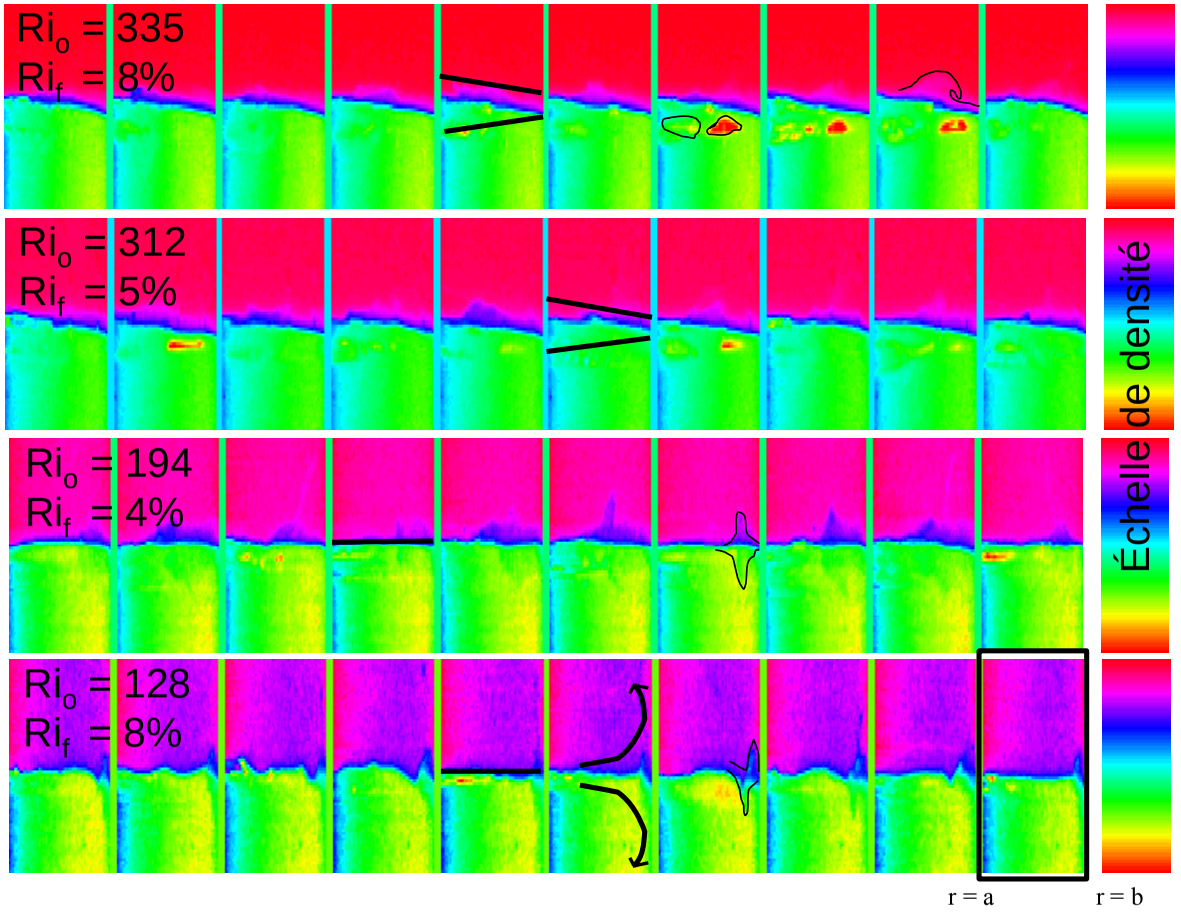

FIG. 5.26 – *Photos de l'expérience à ΔB_i=0.35 m.s^{-2} et* $\mathrm{Re} = 3409$ *pour différents instants du mélange. Le temps entre chaque image est : Δt = 1.1 s* $\mathrm{Ri_o} = 275$, Δt = *10 s pour* $\mathrm{Ri_o} = 234$, *138 et 81. Les lignes en trait noir souligne des caractéristiques de l'interface. L'échelle de couleur est inversée : l'eau salée de la couche inférieure est colorée en vert-jaune et l'eau de la couche supérieure est colorée en rouge-rose-violet.*

5.3.3 Analogie avec la circulation de Langmuir

Dans le premier chapître, nous avons décrit les caractéristiques de la circulation de Langmuir. La structure de cet écoulement présente de fortes analogies avec l'écoulement de Taylor-Couette en présence d'une interface de densité. Quelques différences peuvent paraître importantes. Dans le cas de la circulation de Langmuir, les tourbillons ne sont présents que d'un seul côté alors qu'avec le dispositif Taylor-Couette, ils se répartissent des deux côtés. Cependant Fernando & Hunt [1997] montrent dans leur étude que le mélange est très similaire entre des cas de forçage turbulent réalisé d'un seul coté, ou des deux, de l'interface. Il n'y a pas de corrélation entre les structures turbulentes au travers de l'interface. Les multiples rangées de vortex de la circulation de Langmuir sont pris en compte dans les expériences en Taylor - Couette par les parois qui constituent des conditions aux limites périodiques (effet miroir).

Un des points importants en océanographie a été de déterminer dans quelles conditions la couche de mélange s'approndit en présence de vortex de Langmuir. Un critère basé sur le nombre de Froude ($\mathrm{Fr} = w_{max}/\sqrt{h\Delta B}$, page 15) impose l'arrêt de l'augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange h lorsque Fr dépasse une valeur comprise entre 0.5 et 1 (selon les études de la littérature considérée). Si comme dans nos expériences, la vitesse w' ("rms") des vortex de Langmuir est 1.8 fois plus faible que la vitesse maximale, le seuil sur le nombre de Froude est alors fixé entre 0.27 et 0.55. Cela correspond à un nombre de Richarson $\mathrm{Ri}_{\mathrm{olg}} = \mathrm{Fr}^{-2}$ =4 à 13.

La figure 5.27 nous indique que, pour les expériences au sein du dispositif Taylor-Couette, cette gamme de Ri_{o} correspond à la fin de la partie croissante de Ri_{f} (avec Ri_{o}). Selon les expériences, le maximum d'efficacité est atteint ou non. Si c'est le cas, la vitesse d'entraînement commence à diminuer. Ainsi l'arrêt de l'approfondissement de la couche de mélange en présence de vortex de Langmuir correspond en première approximation, au moment où les vortex de Taylor ressentent l'effet limitant de la stratification. Pour des nombres de Richardson plus élevés, le flux de densité diminue mais n'est pas nul. Ainsi tant que le forçage de la circulation de Langmuir est maintenu, en théorie la hauteur de la couche de mélange augmente continuellement même au delà de $\mathrm{Ri}_{\mathrm{olg}}$. Cependant le flux de densité au travers de l'interface étant de plus en plus faible, cette augmentation d'épaisseur est de plus en plus lente. Dans le contexte géophysique, la durée de vie de la circulation de Langmuir varie en générale entre 4h et 10h. Ces périodes sont trop courtes pour constater la poursuite de l'approfondissement de la couche de mélange.

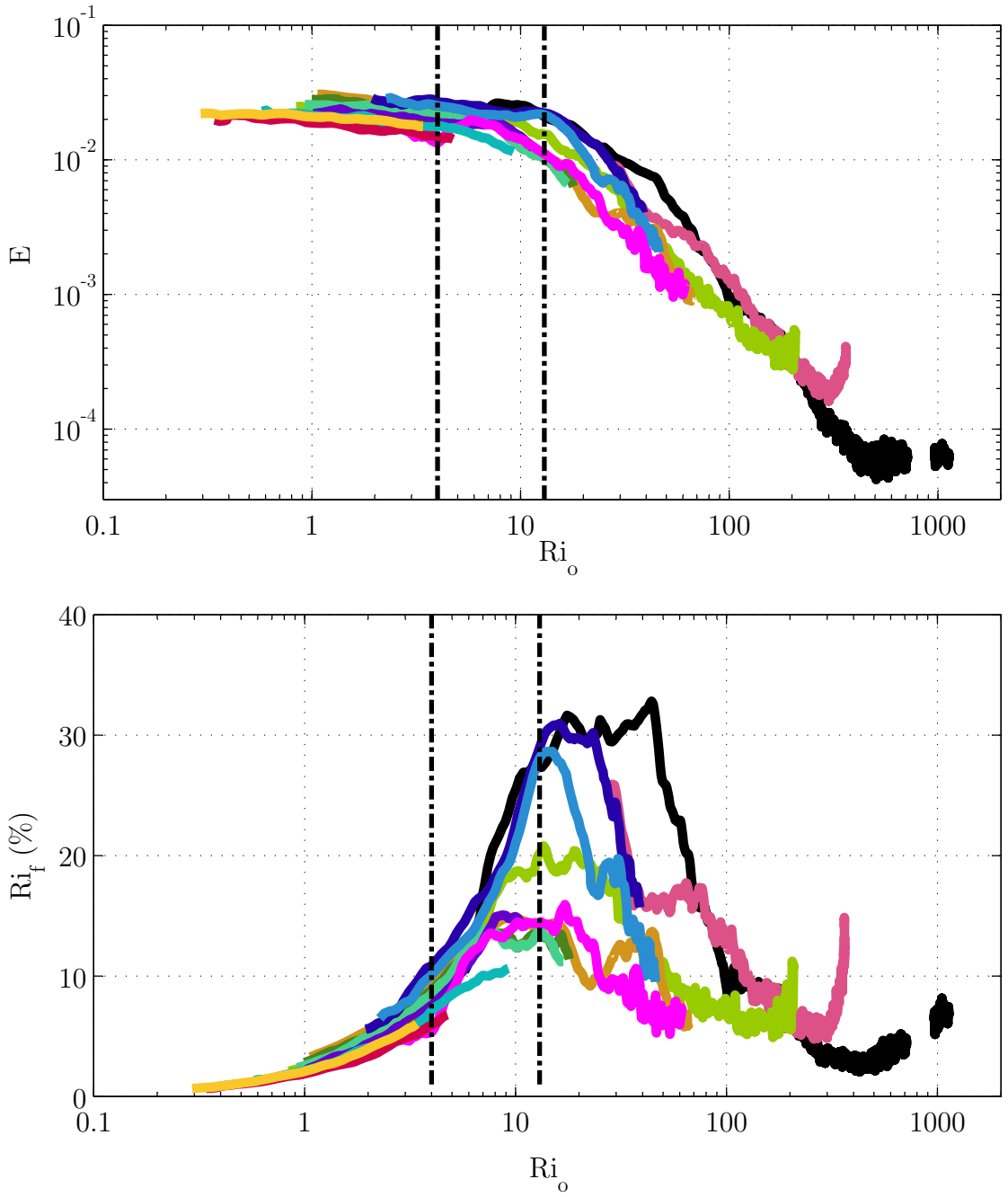

FIG. 5.27 – *Variations du nombre de Richardson de flux en fonction de la valeur du nombre de Richardson, $L_H(t) = D(t)/6$. Code de couleur identique aux figures précédentes. Les lignes en trait mixte indique la gamme de valeur de $\mathrm{Ri_o}$ au delà de laquelle la circulation de Langmuir ne permet plus l'approndissement de la couche de mélange.*

Chapitre 6

Evolution d'interfaces de densité et mélange : Ecoulement laminaire

6.1 Introduction

L'objectif de ce chapître est d'étudier l'effet de la présence d'interfaces de densité dans un écoulement plus laminaire. Pour cela, le petit dispositif Taylor - Couette est utilisé. On se rapelle que les régimes d'écoulement, qui peuvent se mettre en place dans les zones homogènes ou stratifiées, sont plus proches, du point de vue du niveau de turbulence (cf paragraphe 2.3).

Au cours de ce chapitre, une étude qualitative du mélange est présentée à partir des données spatio-temporelles de densité et de stratification. Au préalable, les conditions d'expérimentation sont résumées. Puis un phénomène de couplage entre la stratification des interfaces et la vitesse de rotation du cylindre intérieur est mis en évidence. Enfin comme dans le cas du grand dispositif Taylor-Couette, l'influence du nombre de Reynolds, et de la stratification initiale sur l'efficacité globale, sera discutée.

6.2 Conditions initiales des expériences

Deux séries d'expériences ont été réalisées pour deux valeurs de stratification interfaciale (2 et 6 rad.s^{-1}) ; l'effet des variations du nombre de Reynolds étant examiné à chaque fois. Le tableau 3.4 page 3.4, page 57 regroupent l'ensemble des caractéristiques de ces expériences. Dans les deux cas, le dispositif est rempli par une bicouche dont l'épaisseur initiale de l'interface est d'environ 2.5 cm. Les expériences de la série D (exceptée l'expérience à Re = 364) n'ont été filmées que sur une hauteur de 16 cm, centrée à mi-hauteur, au niveau de l'interface initiale. Cela permet de mieux distinguer les détails des vortex dont la hauteur maximale est 1 cm. Dans le cas de la série E, les expériences observées sur toute la hauteur du dispositif afin de pouvoir mesurer les flux de densité. En effet lorsque l'on filme sur une hauteur réduite, il n'est ensuite pas possible de connaître la quantité de matière qui a traversée la zone observée.

Etant donnée le faible volume de fluide présent dans l'entrefer des deux cylindres (V = 1.58 l), la mise en place de la bicouche de densité est plus difficile (par rapport au cas du grand dispositif). L'arrivée de fluide ne se faisant que par deux orifices, lorsque le fluide dense est inséré, il se mélange en partie avec l'eau plus légère située au dessus. Ainsi les profils initiaux de densité (ou de stratification) ne correspondent pas exactement aux conditions d'une bicouche avec deux zones homogènes. Ceci est mis en évidence par les figures 6.1 et 6.2 qui représentent les conditions initiales des différentes expériences réalisées. Les mesures de stratification n'ont pas été filtrées afin de ne pas diminuer la valeur de la stratification maximale. Ainsi de part et d'autre de l'interface, le bruit de mesure est amplifié. La valeur moyenne donne une estimation de la stratification réelle.

Pour les deux séries d'expériences, la couche inférieure présente une légère stratification, surtout dans sa partie supérieure. La diminution du pic de stratification est ralentie. Cet effet est plus important dans le cas de la série E, expériences pour lesquelles l'écart de densité est plus important. La figure 6.2 du haut montre que la densité augmente encore de façon significative jusquà plus de 10 cm en dessous du plus fort gradient de densité. La stratification de la couche d'eau salée est d'environ 0.5 rad/s sur cette hauteur. C'est faible en comparaison de la valeur maximale du pic de stratification. Néanmoins cette valeur est suffisament élevée pour que l'écoulement dans cette couche ressente les effets de la stratification (cf carte des régimes TC :2.3, page 35). Dans le cas de la série D, les valeurs de stratification des couches homogènes sont en moyenne inférieures à 0.25 rad.s^{-1}.

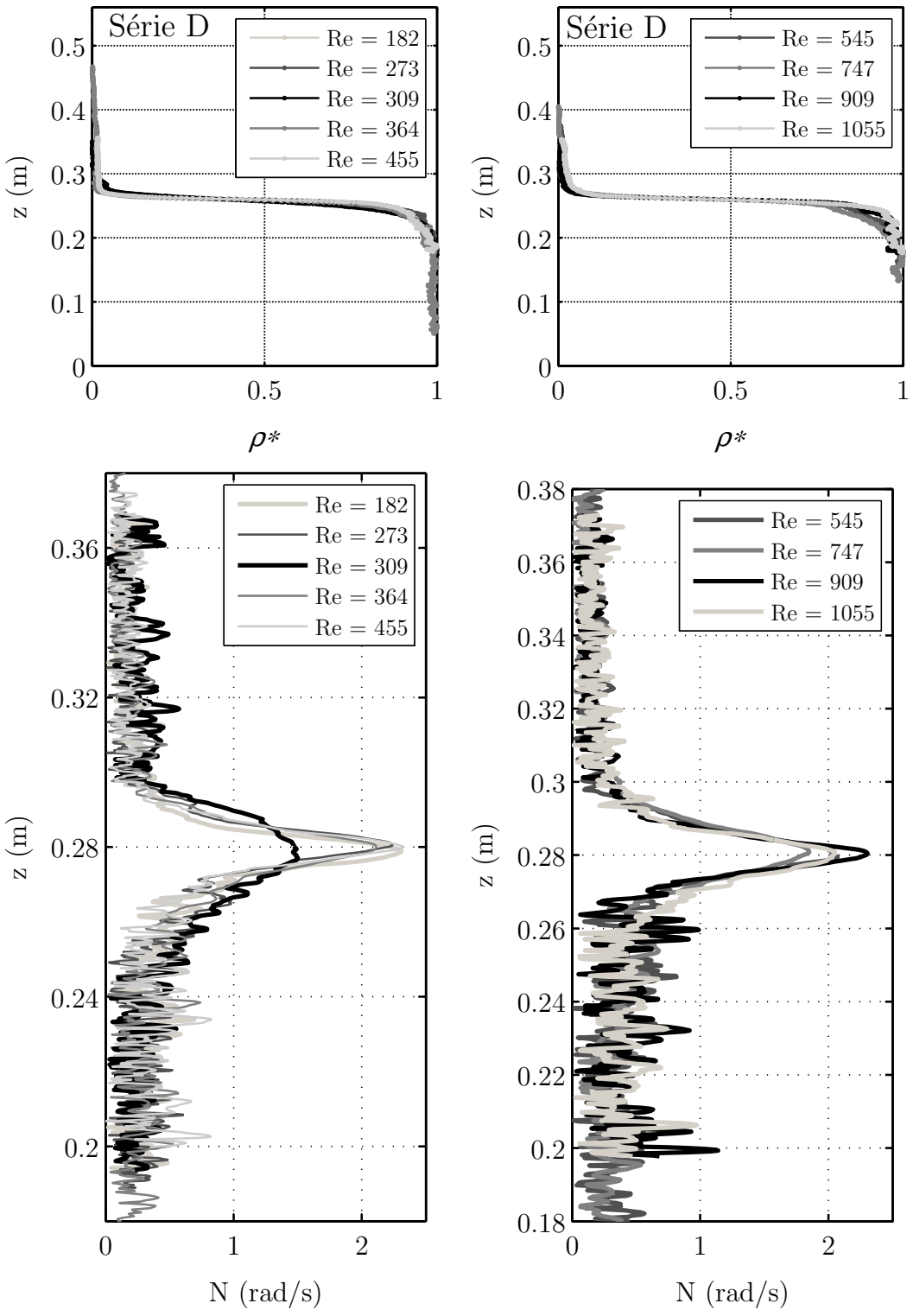

FIG. 6.1 – *Expériences de la série D.* **En haut :** *Profil initial de densité,* $\rho* = (\rho(z) - \rho_e)/\Delta\rho$. **En bas :** *Profil initial de stratification* $N(z)$

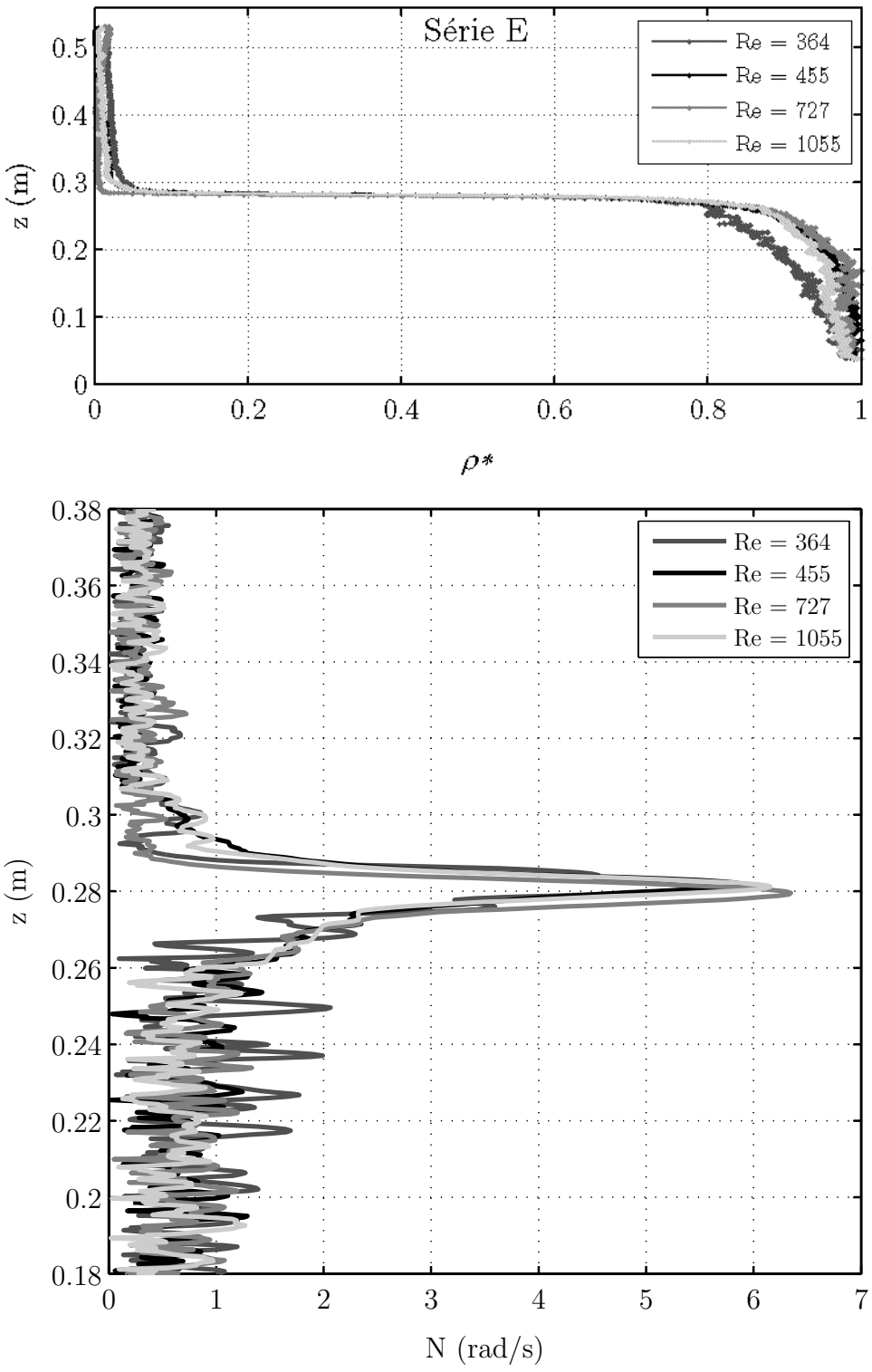

FIG. 6.2 – *Expériences de la série E.* **En haut :** *Profil initial de densité,* $\rho* = (\rho(z) - \rho_e)/\Delta\rho$. **En bas :** *Profil initial de stratification* $N(z)$.

6.3 Évolution spatio-temporelle de la densité

L'évolution spatio-temporelle de la structure, en densité, des expériences réalisées dans le petit Taylor - Couette est relativement complexe. En effet des interfaces stratifiées se forment, dans tous les cas, entre les vortex. Leur intensité varie selon leur position verticale dans le dispositif. Elle est d'autant plus faible qu'éloignée de la position à mi-hauteur. Selon les cas, il n'y a ou non une forte différence entre la stratification des interfaces centrales et celles de la périphérie. On peut également observer une dissymétrie de part et d'autre de l'interface. L'évolution temporelle est mesurée comme dans le chapître 5 par l'énergie nécessaire pour faire tourner le cylindre intérieur. On rappelle sa définition ci-dessous. L'expression du couple M correspond toujours à celle des travaux de Dubrulle & Hersant [2002]. Son utilisation est étendue à des nombres de Reynolds de 200.

$$W = M\Omega t \qquad (J) \tag{6.1}$$

$$M = 1.45\frac{\eta^{3/2}}{(1-\eta)^{7/4}}\mathrm{Re}^{3/2}\mathrm{Pr}^{1/6}\overline{\rho}h\nu^2 \tag{6.2}$$

6.3.1 Expériences à faible nombre de Reynolds

On considère ici les expériences des séries D et E dont le nombre de Reynolds est compris entre 200 et 700. Sur cette gamme de nombres de Reynolds, l'écoulement Taylor - Couette en fluide homogène correspond à des **Wavy Vortices**.

Les figures 6.3 et 6.4 représentent l'évolution spatio-temporelle de la densité et de la stratification pour un nombre de Reynolds de 364 et un écart de densité initial ΔB_i de 0.35 (en haut) ou de 0.06 m.s^{-2} (en bas).

Dans le cas d'un fort gradient de densité, le mélange s'effectue en plusieurs étapes. Dans un premier temps, l'interface centrale domine l'écoulement avec un niveau de stratification élevé. Des interfaces secondaires (cinq fois moins stratifiées) sont rayonnées depuis le centre vers les bords supérieurs et inférieurs. Leur vitesse de progression verticale est d'abord très rapide. Puis elle diminue à mesure que la position des interfaces s'approche des bords. Ces interfaces naissent de bifurcations : une interface faisant place à deux interfaces ou encore deux interfaces remplacées par trois interfaces stratifiées.

La figure 6.5 montre clairement ce phénomène. Elle représente l'évolution temporelle de la position des interfaces au sein de l'écoulement. Une dissymétrie entre les parties supérieures et inférieures est observée. Les interfaces sont très rapprochées jusqu'à cinq centimètres au dessus de l'interface principale. Des bifurcations ont lieu

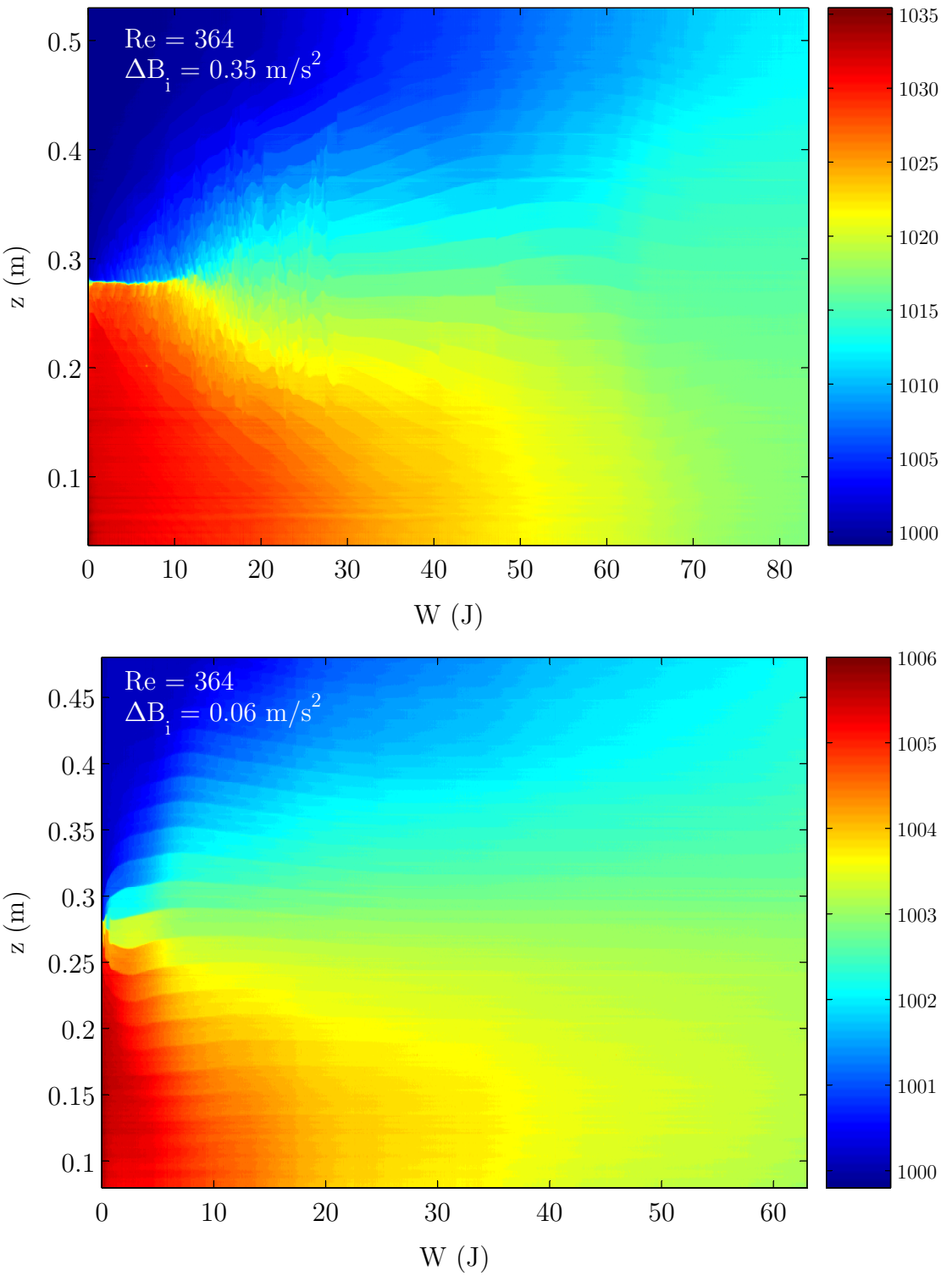

FIG. 6.3 – *Evolution spatio-temporelle de la densité pour un nombre de Reynolds de 364.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

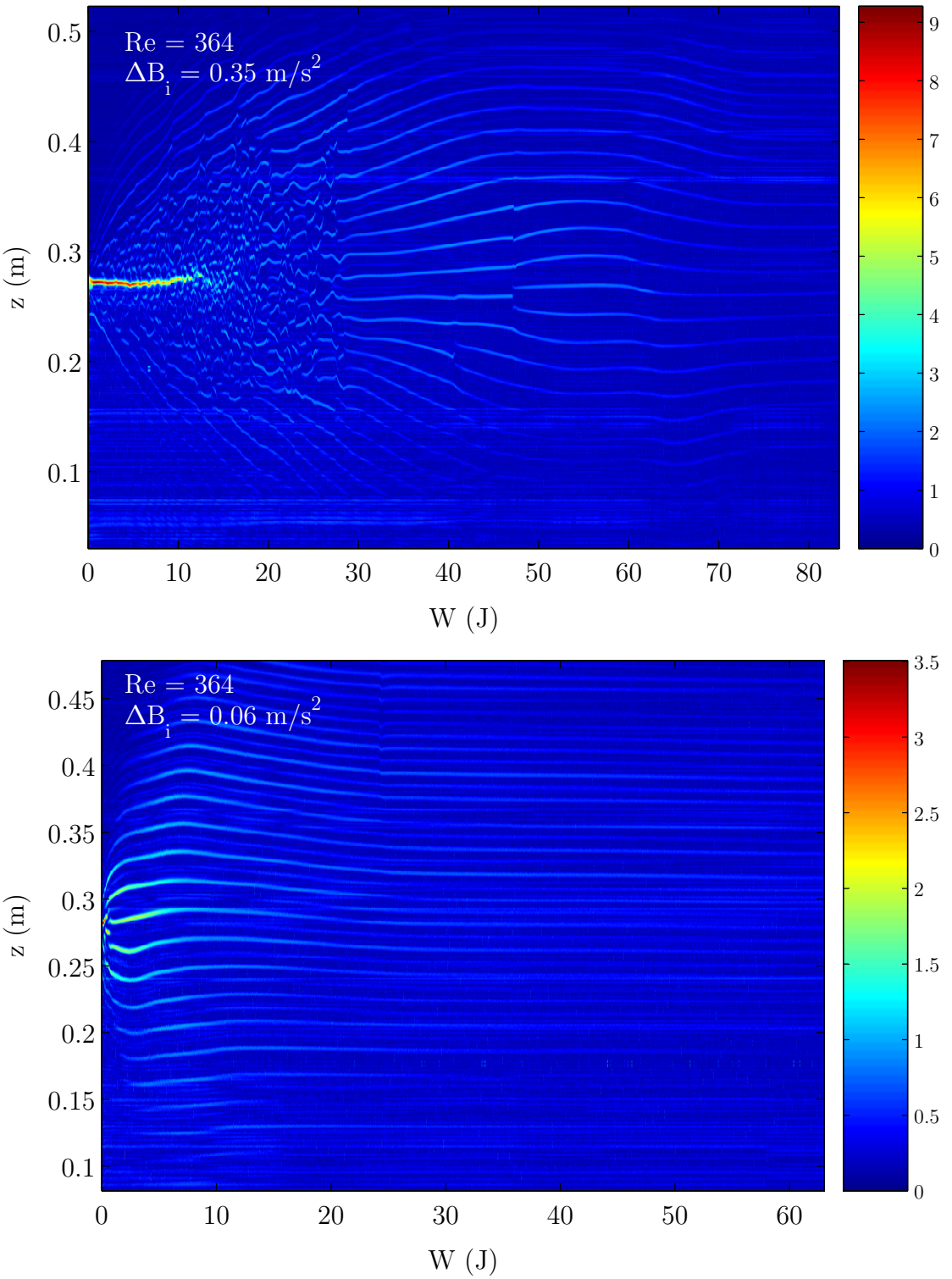

FIG. 6.4 – *Evolution spatio-temporelle de la stratification pour un nombre de Reynolds de 364.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

environ toutes les trentes minutes. En dessous de l'interface, elles sont plus espacées et bifurquent moins souvent. Cette différence de comportement est la conséquence de la dissymétrie initiale du profil de stratification. On note également que l'interface principale est périodiquement excitée par des ondes (oscillations verticales de l'interface). Cela se produit à chaque fois lorsqu'une interface adjacente vient fusionner avec l'interface principale (cf figure 6.5 et 6.4).

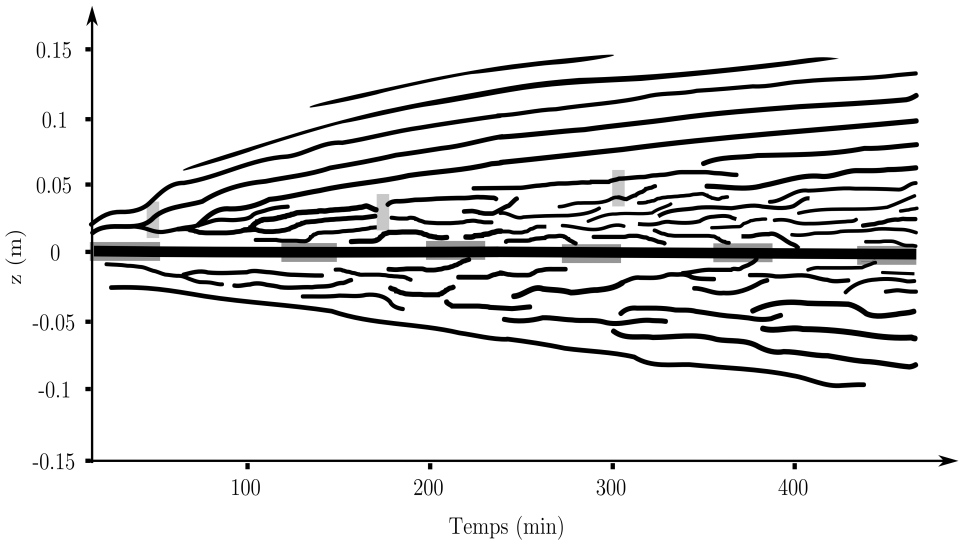

FIG. 6.5 – *Position des interfaces stratifiées au cours des 500 premières minutes de mélange. Expérience de la série E :* $\Delta B_i = 0.35$ *m.s*$^{-2}$, $\mathrm{Re} = 364$. *Les rectangles gris clair et gris foncé représentent des zones de l'écoulement présentant des oscillations verticales.*

Lorsque la stratification principale est inférieure à 6 rad.s^{-1}, l'interface se brise. Il s'en suit une phase plus chaotique dans la zone centrale, qui correspond à la mise en place de multiples gradients de densité. L'écart de densité entre les deux couches se répartit maintenant sur une dizaine de centimètres. Dans la zone centrale, les interfaces changent très rapidement de position grâce à de nombreuses bifurcations. En périphérie, les interfaces formées dès le début de l'expérience ne sont pas perturbées. Puis petit à petit, l'écoulement tend vers un état stable. Cela semble coïncider avec le moment où des interfaces stratifiées atteignent les extrémités supérieures et inférieures du dispositif. La dernière phase du mélange correspond à la diminution progressive de l'intensité de toutes les interfaces stratifiées. Le profil vertical de la densité ressemble à un escalier avec des marches régulièrement espacées mais de hauteur variable. Les écarts locaux de densité sont en effet toujours plus importants dans la zone centrale. Pour une phase de mélange comprise entre 30

et $37J$, on observe une alternance spatiale d'interfaces fortement et faiblement stratifiées. La distance moyenne entre les interfaces correspond à la largeur de l'entrefer d. Ces indications sont la marque du régime T observé par Boubnov *et al.* [1995] en fluide linéairement stratifié (cf figure 2.3, page 35). La stratification globale varie en effet sur cette période entre 0.8 rad.s^{-1} et 0.5 rad.s^{-1}. Au delà, la distance entre les vortex est proche de 2.5d. L'écoulement est constitué par des vortex dans le régime C.T. Cet état persiste durant une longue période (plus de la moitié de la durée de l'expérience), la stratification tendant lentement vers zéro. On note que cette expérience a été arrêtée trop tôt puisqu'une légère stratification est mesurée à la fin de l'expérience.

Examinons à présent l'effet de l'écart initial de densité. L'expérience de la série D présentée sur les figures 6.3 et 6.4 démarre avec un écart relatif de densité de ΔB_i=0.06 m.s^{-2}. Cette écart de densité est atteint dans le cas de l'expérience de la série E pour une énergie consommée de 67 J (écart mesuré entre la valeur minimale et maximale de la densité). L'expérience à faible stratification initiale (série D) évolue directement vers un profil de densité en marche d'escalier. Au bout de 1.2 J d'énergie consommée, son profil vertical de densité est tout à fait semblable à celui de l'expérience de la série E (atteint en 78.7 J), comme le montre la figure 6.6 qui compare les profils de densité des deux expériences.

Ainsi ces deux expériences, à même nombre de Reynolds, convergent vers le même état stable bien qu'initialement leur écart de densité diffère. Dans le cas de l'expérience à faible stratification initiale, la mise en rotation de l'écoulement induit immédiatement une bifurcation de l'interface initiale. Afin de mieux observer ce phénomène, la figure 6.7 retrace l'évolution de la position des interfaces stratifiées dans les premiers instants du mélange. Après moins d'une dizaine de bifurcations, l'écoulement est en place avec des interfaces régulièrement espacées. Certaines sont issues des bifurcations centrales, d'autres apparaissent spontanément en périphérie. Leurs apparitions sont d'autant plus retardées, qu'elles se situent à la proximité des bords supérieurs et inférieurs du dispositif. Ceci s'explique simplement. Dans cette expérience, le fluide entrainé au travers de l'interface initiale est piégé successivement au sein des vortex qui constituent la couche. Ainsi les zones supérieures et inférieures ne changent pas de densité au début, le temps que le transfert de fluide s'effectue entre tous les vortex. Les autres expériences de la série D, effectuées à des nombres de Reynolds plus faibles, évoluent de façon analogue à celle présentée ici.

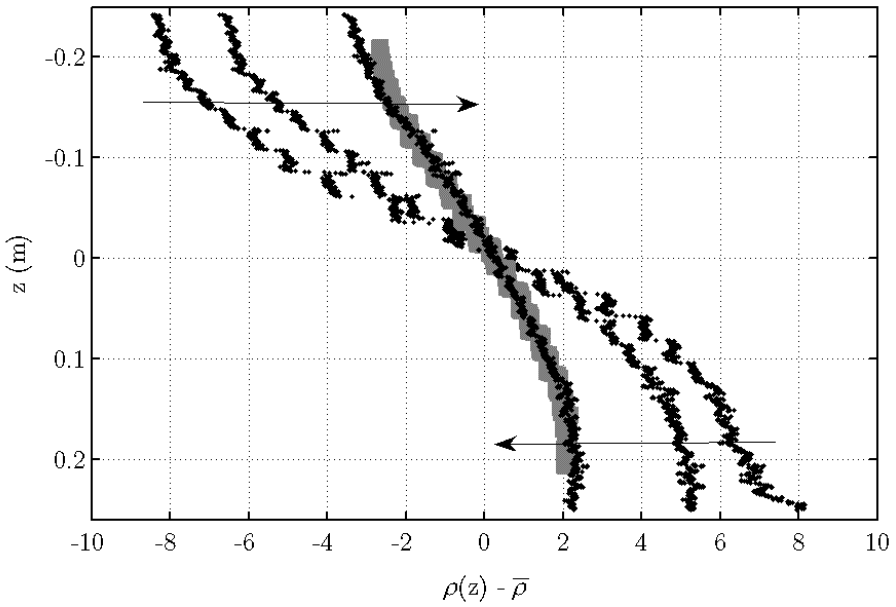

FIG. 6.6 – *Comparaison des profils de densité pour un nombre de Reynolds de 364. La courbe grise correspond à l'expérience de la série D ($\Delta B_i = 0.06$) à W = 1.2 J. Les courbes noires correspondent à l'expérience de la série E ($\Delta B_i = 0.35$) à W = 49.2, 59 et 78.7 J. Les flèches noires indiquent le sens d'évolution de la densité.*

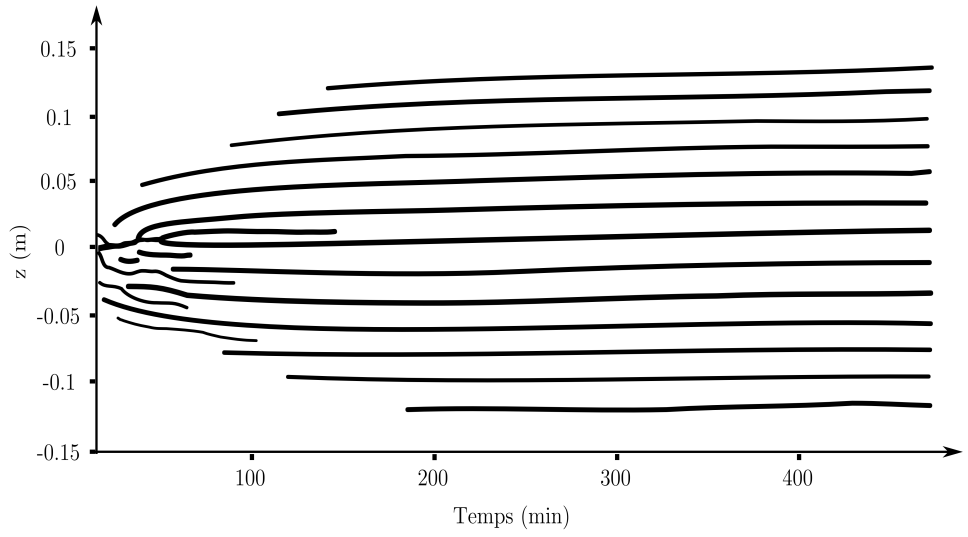

FIG. 6.7 – *Position des interfaces stratifiées au cours des 1.2 premier joules consommés. Expérience de la série D : $\Delta B_i = 0.06$ $m.s^{-2}$, $\mathrm{Re} = 364$.*

Pour un nombre de Reynolds légèrement plus élevé (Re = 455), l'évolution spatio-temporelle de la densité change de façon plus ou moins importante selon la valeur de la stratification initiale. Les figures 6.8 et 6.9 représentent ces évolutions pour deux écarts de densité initiaux différents ($\Delta B_i = 0.06$ ou 0.36 m.s^{-2}).

A forte stratification initiale, la modification du nombre de Reynolds ne change pas qualitativement l'évolution de la densité. Pour un nombre de Reynolds de 455, l'interface principale est à nouveau renforcée, puis lorsque sa stratification passe en dessous d'une valeur seuil, elle se brise. On retrouve de part et d'autre des interfaces discontinues dans le temps, présentant des bifurcations très fréquentes. Contrairement au cas précedent (Re = 347 ,$\Delta B_i = 0.35 ms^{-2}$), toutes les interfaces, qui se forment, ne prennent pas naissance à mi-hauteur. Elles apparaissent principalement lorsque l'interface centrale se rompt, avec un léger retard à mesure que l'on s'éloigne du centre. Il s'agit à nouveau de la signature d'un transfert de masse vortex par vortex. Après cette phase de transition, l'écoulement présente un ensemble d'interfaces stratifiées réparties sur toute la hauteur, dont l'espacement d'environ $2d$ indique la présence de vortex dans le régime C.T. A nouveau l'intensité de stratification des interfaces décroit lorsque l'on s'éloigne du centre. Les interfaces de la zone inférieure disparaissent plutôt que celles situées dans la zone supérieure. Leur disparition s'accompagne d'une réaugmentation de la stratification de l'interface située à mi-hauteur, qui sépare cette zone de la partie supérieure. Durant cette phase de l'expérience, le fluide qui est entrainé dans la partie inférieure s'homogénéise tout de suite avec le milieu ambiant. Dans la partie supérieure, la présence d'interface stratifiée implique un transfert de masse limité à la hauteur d'un vortex. Finalement l'expérience se finit avec la disparition quasi-simultannée de toutes les interfaces de la zone supérieure.

A faible stratification initiale, l'interface principale bifurque dans les premiers instants du mélange pour donner naissance à plusieurs interfaces. Cependant il y a cette fois deux interfaces de stratification majeurs en comparaison du niveau de stratification des autres interfaces. Ces dernières ne sont pas rayonnées depuis le centre. Le mélange évolue ensuite avec le maintien des deux interfaces principales jusqu'à une valeur seuil de stratification (environ 2.5 rad.s^{-1}). Au delà, de fortes interactions entre les vortex se produisent, interactions mises en évidence par la présence d'oscillations rapides et de grandes amplitudes. Cette phase induit la destruction de toutes les interfaces de densité. On peut dès à présent remarquer que le passage du nombre de Reynolds de 347 à 455 a permis de réduire le temps de mélange d'un facteur dix. La description de cette expérience montre des différences importantes avec les expériences à même stratification initiale mais dont les nombres de Reynolds sont plus faibles. Par contre la comparaison avec l'expérience de la

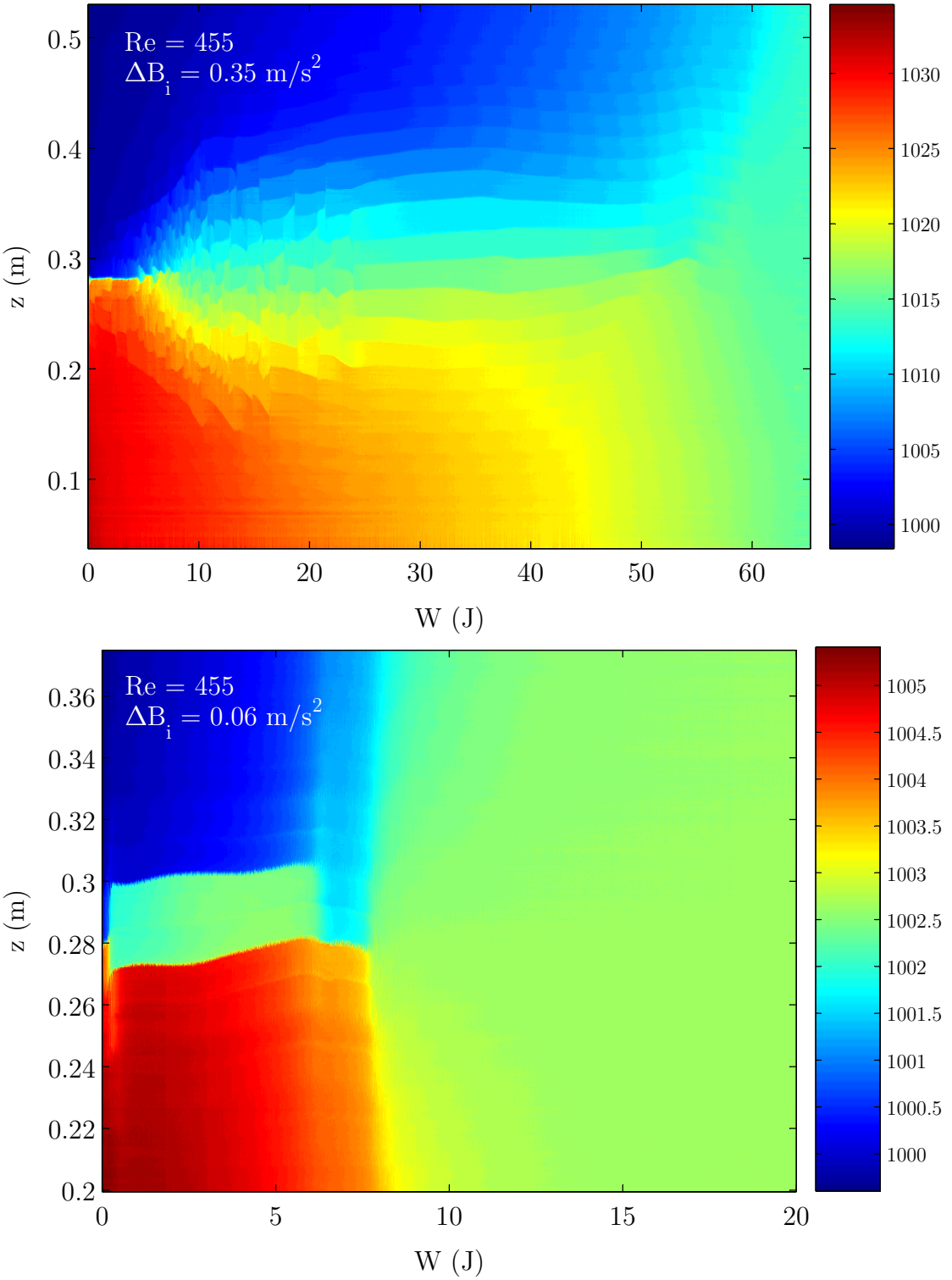

FIG. 6.8 – *Evolution spatio-temporelle de la densité pour un nombre de Reynolds de 455.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

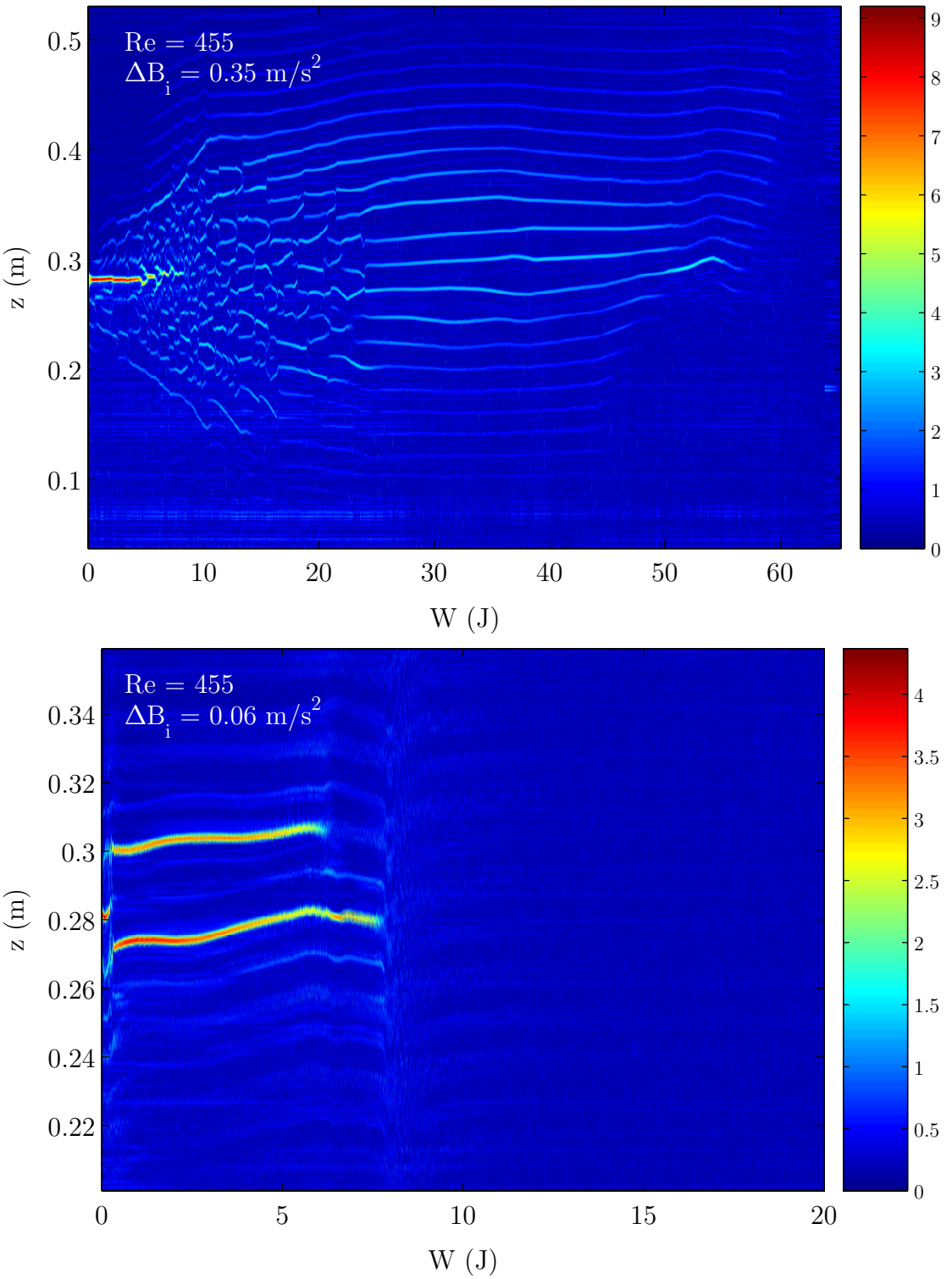

FIG. 6.9 – *Evolution spatio-temporelle de la stratification pour un nombre de Reynolds de 455.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

serie E à même nombre de Reynolds (Re = 455) met en lumière des analogies. On avait en effet constaté un renforcement de la stratification d'une des interfaces dans le cas de la série E. La figure 6.10 permet de comparer les profils de densité des deux expériences à nombre de Reynolds de 455. Les profils sont différents mais l'on retrouve dans les deux cas, un saut de densité du même ordre de grandeur.

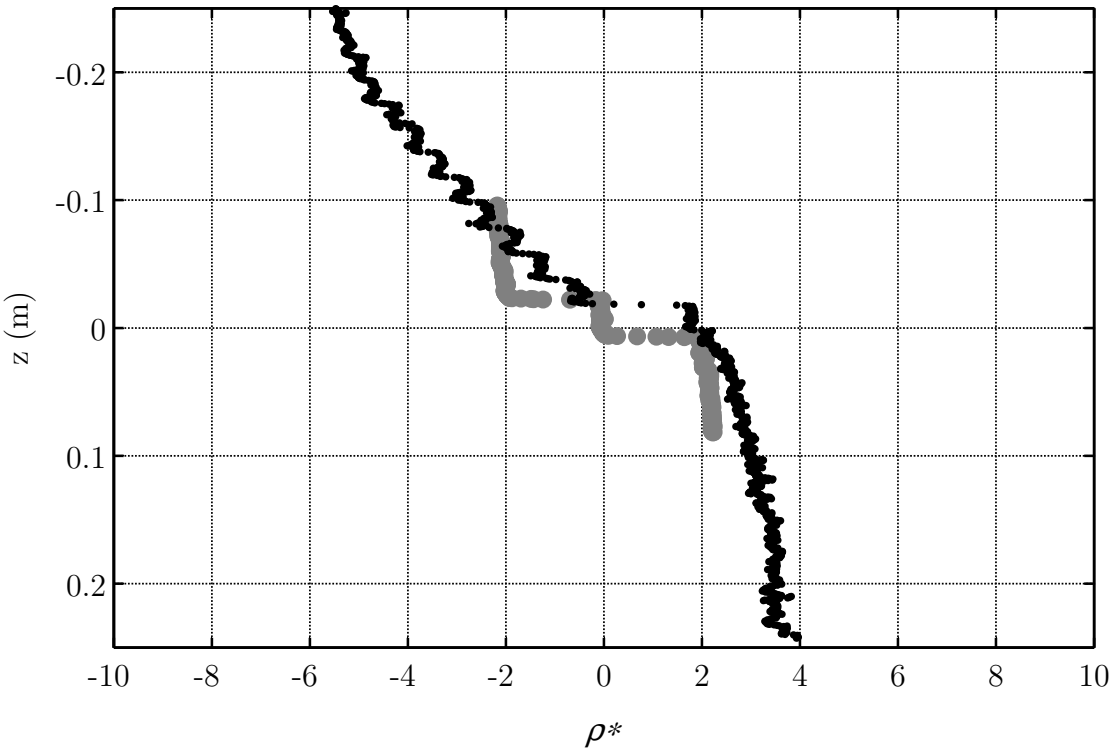

FIG. 6.10 – *Comparaison des profils de densité pour un nombre de Reynolds de 455. La courbe grise correspond à l'expérience de la série D (ΔB_i = 0.06) à W = 6.8 J. La courbe noire correspond à l'expérience de la série E (ΔB_i = 0.35) à W=13.9 J.*

6.3.2 Expériences à nombre de Reynolds modéré

On considère ici les expériences des séries D et E dont le nombre de Reynolds est compris entre 700 et 1100. Sur cette gamme de nombres de Reynolds, l'écoulement Taylor - Couette en fluide homogène correspond à des **Modulated Wavy Vortices**. Quatre expériences caractéristiques sont utilisées pour présenter le mélange des bicouches initiales. Leur nombre de Reynolds vaut soit 727, soit 1055 et leur écart initial de densité est soit de 0.06, soit de 0.35 $m.s^{-2}$. Les évolutions spatio-temporelles

de leur densité ou de leur stratification sont représentées sur les figures 6.11, 6.12, 6.13, et 6.13.

On remarque que la majorité des interfaces sont soumises à des oscillations. Celles-ci caractérisent le mélange sur cette gamme de nombres de Reynolds. Pour toutes ces expériences, la mise en rotation du cylindre intérieur, induit très rapidement la formation d'interfaces stratifiées sur toute la hauteur du dispositif. Celles-ci ne sont plus rayonnées depuis la zone centrale.

Les deux expériences à faible stratification initiale évoluent de façon tout à fait analogue. Le profil de densité en marche d'escalier,qui fait suite à la bicouche initiale, présente des écarts de densité plus importants à mi-hauteur. Puis les oscillations des interfaces favorisent les échanges de matière et conduisent à une harmonisation de l'écoulement avec des pics de stratification de même intensité. L'écoulement est alors dans le régime C.T. En effet le couplage des vortex se traduit par la présence d'interfaces dont l'amplitude d'oscillation est alternativement faible ou importante. La fin des expériences correspond ensuite à la diminution très lente de la stratification moyenne.

Pour une forte stratification initiale et un nombre de Reynolds de 1055, l'interface située à mi-hauteur garde un niveau de stratification beaucoup plus important que les autres. Puis sa stratification chute brutalement entrainant une réaugmentation du niveau de stratification des interfaces voisines. Cette diminution ne modifie pas la position des interfaces, aucune bifurcation ne se produit. Seule l'amplitude des oscillations (plus importante) accompagne ce changement de stratification. La fin de l'expérience correspond toujours à une diminution lente de la stratification moyenne.

Si l'on étudie à présent le cas à forte stratification initiale et dont le nombre de Reynolds est de 727, il apparait que cette expérience constitue un cas transitoire dans le mode d'évolution de la densité. Elle fait le lien avec les expériences dont le nombre de Reynolds est soit plus faible soit plus important. A faible nombre de Reynolds, les étapes du mélange sont : une phase avec une interface principale, une phase de bifurcation et une phase avec un profil de densité en marche d'escalier. A fort nombre de Reynolds, l'étape intermédiaire est absente. Pour le cas transitoire (Re = 727), l'étape intermédiaire est marquée par un enchainement de bifurcations. Néanmoins, quelques interfaces centrales restent beaucoup plus stratifiées que les autres.

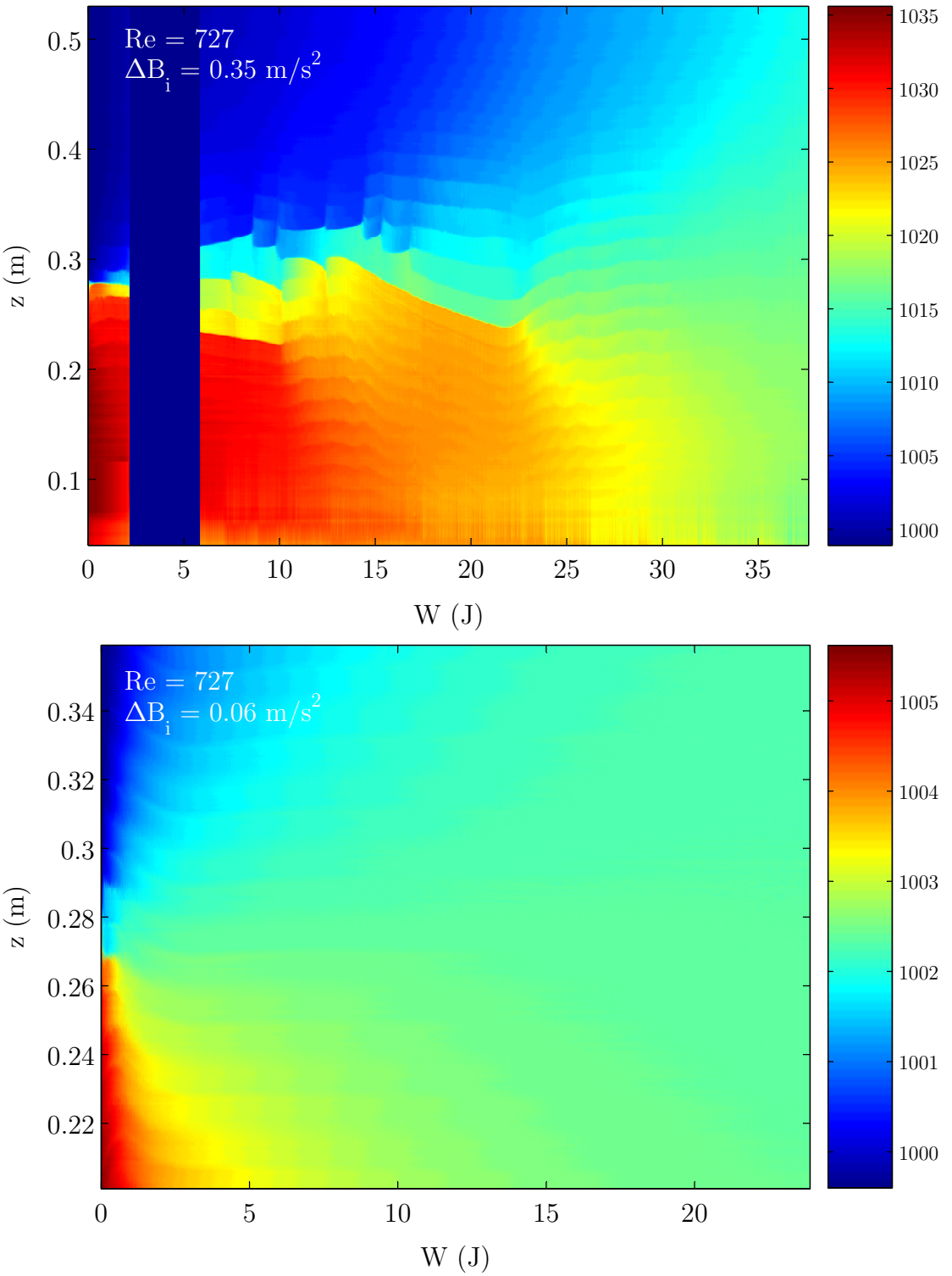

FIG. 6.11 – *Evolution spatio-temporelle de la densité pour un nombre de Reynolds de 727.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

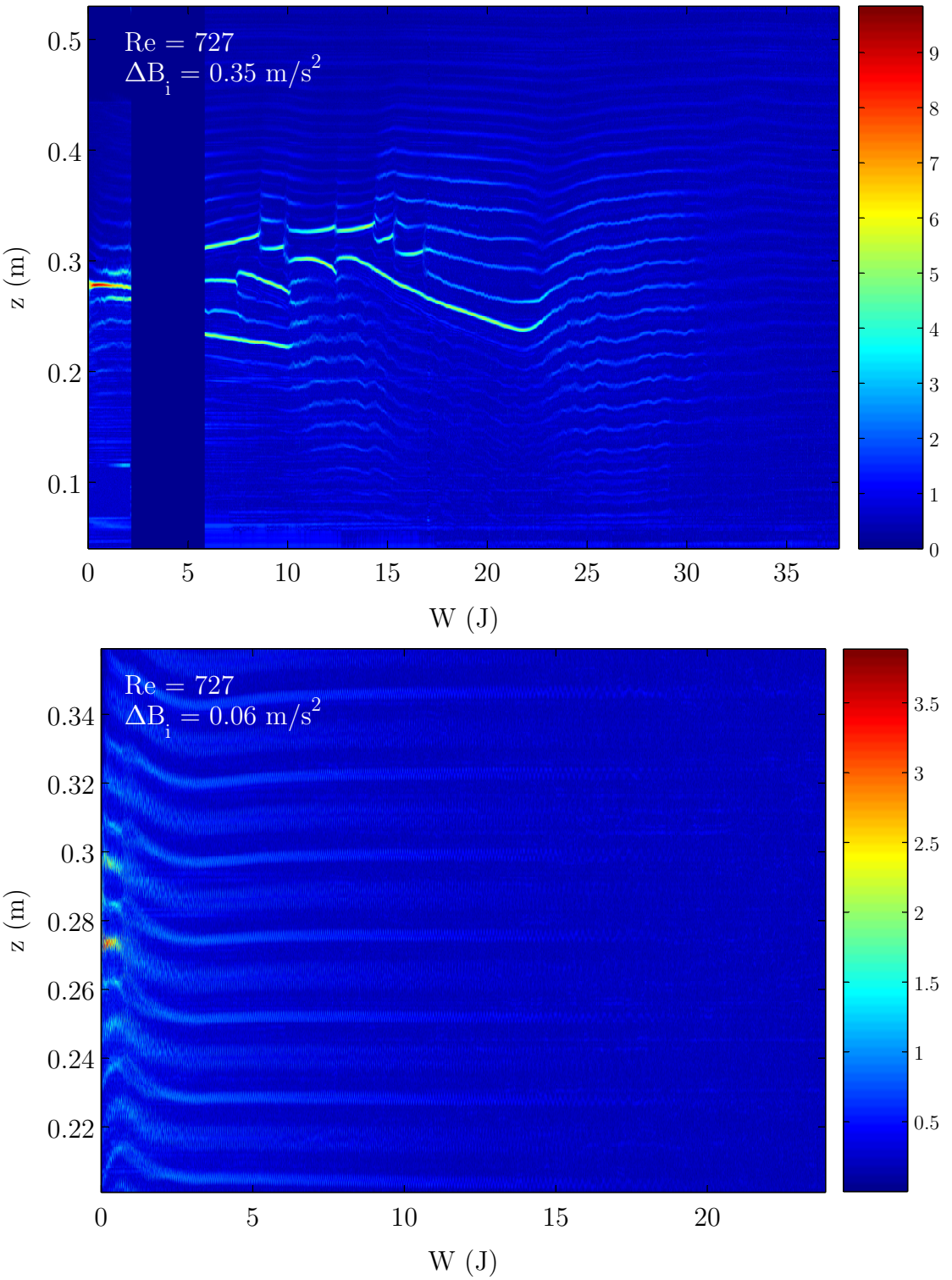

FIG. 6.12 – *Evolution spatio-temporelle de la stratification pour un nombre de Reynolds de 727.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

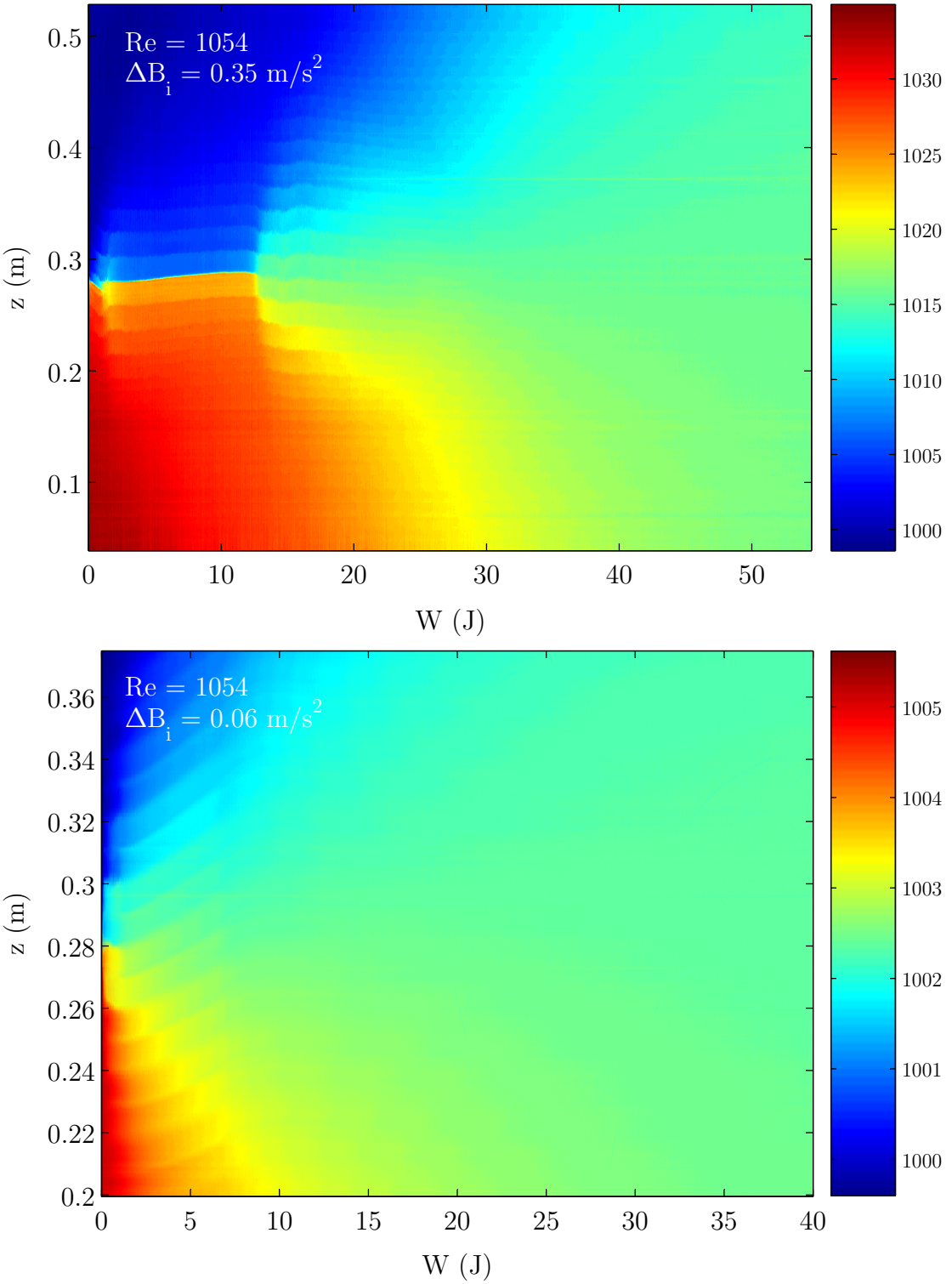

FIG. 6.13 – *Evolution spatio-temporelle de la densité pour un nombre de Reynolds de 1055.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D.*

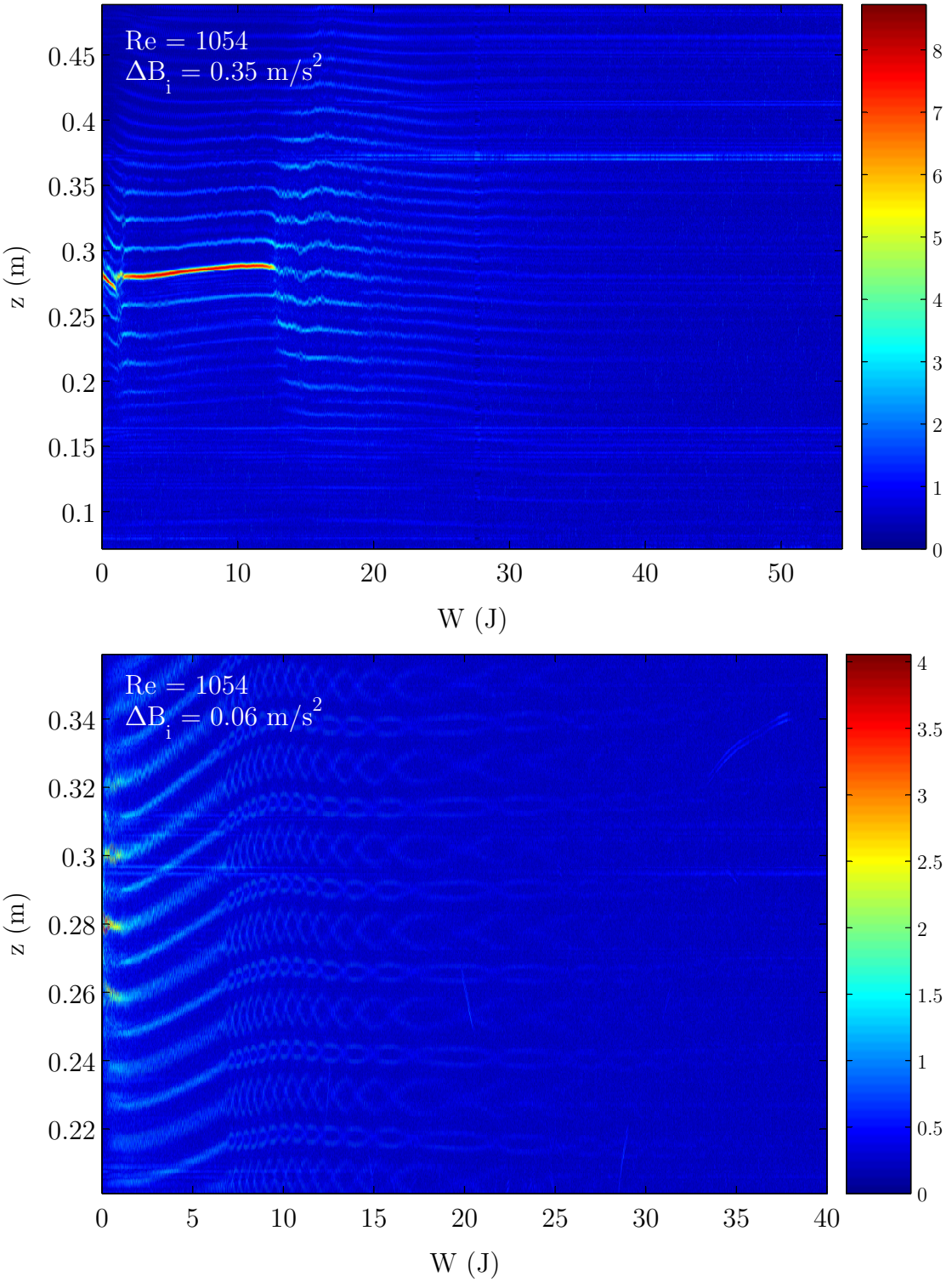

FIG. 6.14 – *Evolution spatio-temporelle de la stratification pour un nombre de Reynolds de 1055.* **En haut :** *Série E.* **En bas :** *Série D. On observe un effet d'aliasing au niveau de la fréquence d'oscillation des interfaces.*

6.4 Efficacité globale du mélange

Comme dans le cas des expériences réalisées en régime turbulent (grand dispositif), une première analyse du mélange est effectuée en considérant l'efficacité globale du mélange. Cela permet de comparer entre elles toutes les expériences. Cette méthode est particulièrement intéressante dans le cas des expériences en régime laminaire car la structure en densité est plus complexe. La présence de multiples interfaces stratifiées ne permet généralement pas de déterminer une relation entre flux et gradient de densité. La mesure de l'efficacité globale permet de caractériser l'écoulement dans son ensemble (avec toutes ces interfaces). La définition de l'efficacité globale correspond toujours au nombre de Richardson de flux qui représente le rapport entre le gain en énergie potentielle (énergie de mélange) et l'énergie utilisée pour générer l'écoulement : $\overline{\mathrm{Ri_f}} = \Delta Ep/W$. La figure 6.15 représente son évolution en fonction du nombre de Reynolds et selon la valeur de l'écart initial de densité.

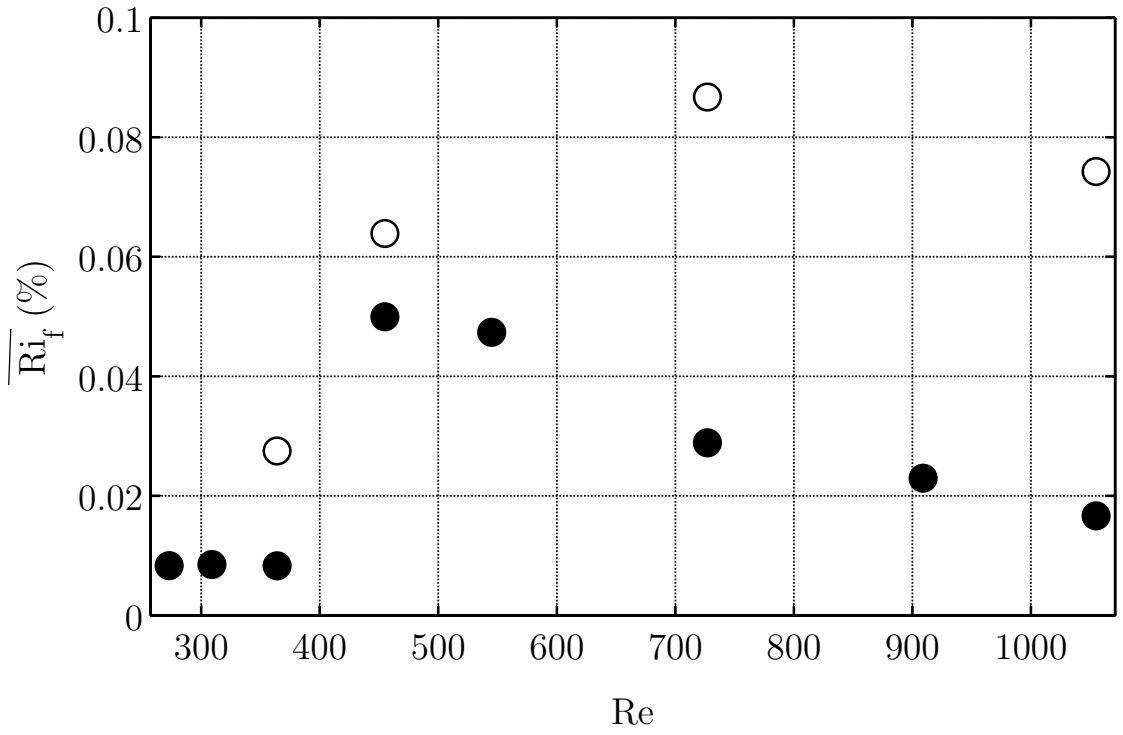

FIG. 6.15 – *Evolution de l'efficacité globale du mélange en fonction du nombre de Reynolds :* $\circ \Delta B_i = 0.35$, $\bullet \Delta B_i = 0.06$ $m.s^{-2}$.

Pour un écart initial de densité fixe, l'efficacité augmente avec le nombre de Reynolds, passe par un maximum puis rediminue. Le maximum d'efficacité est atteint,

à faible stratification initiale pour un nombre de Reynolds de 455. A forte stratification initiale, il vaut 727. Il s'agit dans les deux cas, d'un écoulement avec une ou deux interfaces dont la stratification est plus élévée. Lorsque l'écart de densité est initialement faible, l'augmentation avec le nombre de Reynolds est discontinue : d'abord très lente (jusqu'à Re = 364), elle est ensuite très importante (passage de Re = 354 à 427). Dans le cas d'une stratification initiale plus importante, l'augmentation est plus régulière mais celle-ci n'a été mesurée qu'à partir de Re = 354. Pour des nombres de Reynolds plus faibles, on s'attend à une efficacité présentant les mêmes variations qu'à faible stratification initiale. En effet, sur cette gamme de nombres de Reynolds (Re $\in$ [200 400]), la majeure partie de l'énergie utilisée W sert à faire disparaître totalement la légère stratification linéaire qui se forme sur toute la hauteur de l'écoulement. Dans le cas des expériences à Re=354, lorsque les profils de densité sont identiques, la stratification moyenne est de 0.36 rad.s^{-1}.

Pour mieux comprendre les phénomènes impliqués, nous représentons sur la figure 6.16 l'augmentation du gain en énergie potentielle au cours du mélange. Il est normalisé par sa valeur maximale.

$$\Delta {E_{pot}}^* = \frac{\overline{\rho} h - \int_0^h \rho(z, W(t)) z dz}{\overline{\rho} h - \int_0^h \rho(z, 0) z dz}$$

Ces courbes montrent que lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 400, le gain en énergie potentielle est ralenti lorsqu'il atteint 90% du mélange. Après une longue période de stagnation, il augmente brusquement (disparition des interfaces) et achève ainsi le mélange. Pour des nombres de Reynolds plus élevé, l'augmentation du gain en énergie potentielle se fait sans rupture de pente. Le décalage des courbes d'efficacité entre les expériences à faible ou à forte stratification initiale s'explique simplement. L'efficacité instantannée du mélange n'est pas constante au cours d'une expérience. Ainsi suivant les proportions entre les différentes phases de l'écoulement, l'efficacité globale est modifiée. On observe toutefois qu'un écart de densité initial important conduit à des plus grandes valeurs de l'efficacité du mélange. Cela veut dire qu'il est plus facile pour l'écoulement de réduire l'intensité d'un fort gradient de densité que de faire disparaitre complètement un léger pic de stratification.

L'efficacité instantanée est mesurée par le rapport entre la variation d'énergie potentielle et l'énergie utilisée W sur une durée très courte. Celle-ci est choisie de telle façon que l'énergie utilisée soit de 0.05 J sur cette période. Cela permet de filtrer le signal et de comparer les expériences entre elles. Les figures 6.17 montrent l'évolution de l'efficacité instantanée pour deux expériences à forte stratification initiale l'une à Re = 354, l'autre à Re = 727. L'analyse de ces graphiques (en comparaison avec les images spatio-temporelles de stratification des expériences

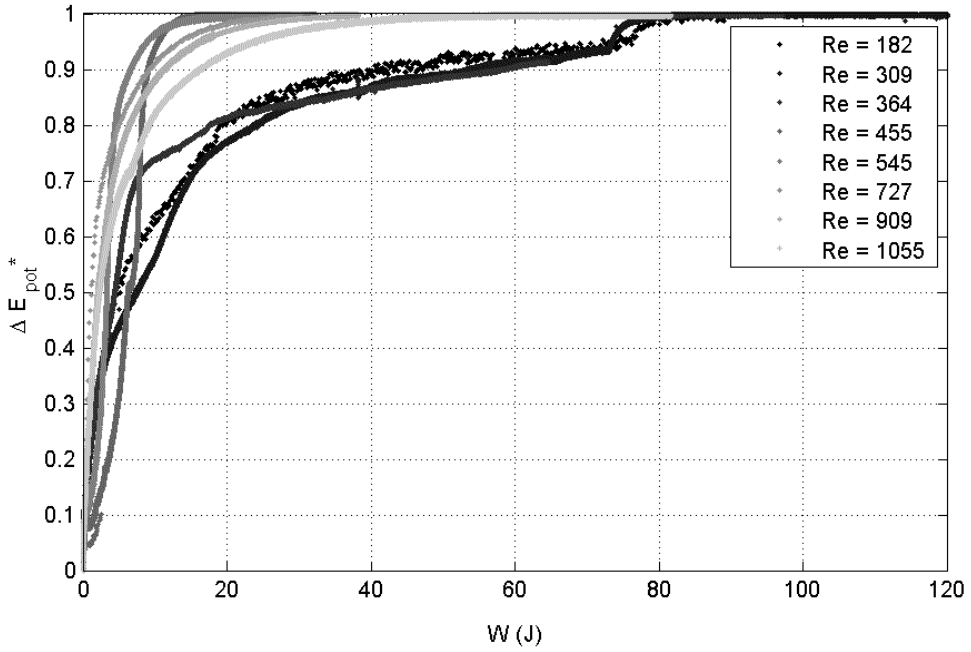

FIG. 6.16 – *Evolution du gain en énergie potentielle au cours du mélange : Expérience à faible stratification initiale ($\Delta B_i = 0.06$ $m.s^{-2}$).*

correspondantes) montre bien que l'efficacité instantanée évolue dans le temps et dépend de l'ensemble des interfaces présentes dans l'écoulement. Elle est bien sûr amplifiée losque la stratification d'une interface chute rapidement. Les maxima d'efficacité instantanée correspondent dans les deux cas à une phase qui suit la suppression d'une stratification dominante (W $\in$ [10 20] pour Re = 354 et W $\in$ [23 28] pour Re = 727). Les maxima secondaires correspondent à des changements de position des interfaces (induits par une bifurcation). On remarque que, par moments, l'efficacité est négative. Cela correspond à une diminution de l'énergie potentielle, causée par le déplacement vers le bas de l'interface la plus stratifiée.

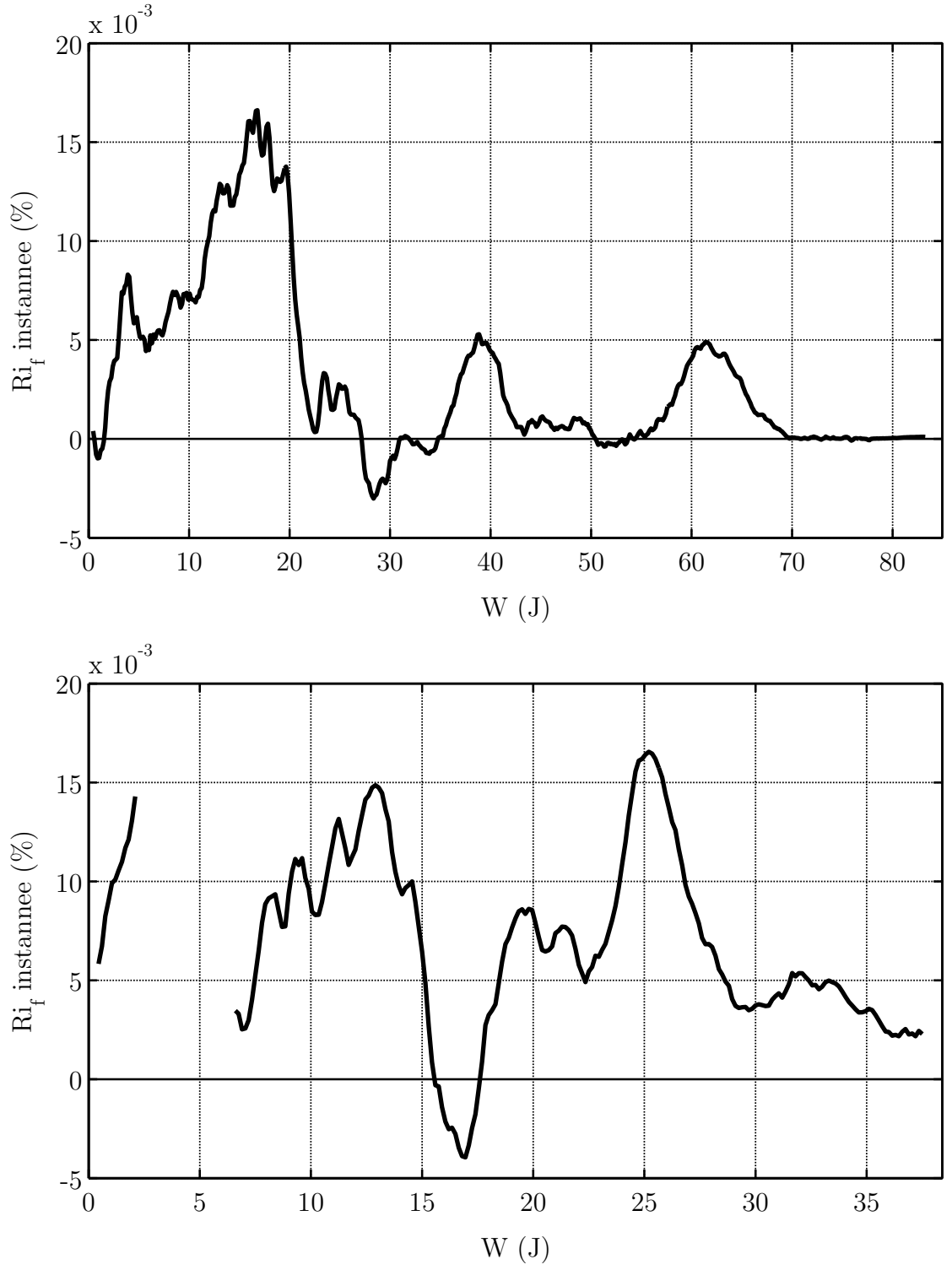

FIG. 6.17 – *Evolution de l'efficacité instantanée en fonction de l'énergie consommée pour un nombre de Reynolds de 354 (en haut) et de 727 (en bas). L'écart initial de densité est : ΔB_i=0.36 m.s^{-2}*

6.5 Couplage de la stratification

En régime turbulent, l'évolution des gradients de densité est contrôlée par une relation qui fixe la valeur des flux de densité associée à chaque gradient (figure 1.12 dans le cas général, figure 5.25 en Taylor-Couette turbulent). En régime laminaire, il n'en va pas de même. Le flux de densité ne dépend plus à présent uniquement du gradient de densité qu'il traverse. Caton *et al.* [2000] montrent par exemple qu'en fluide linéairement stratifié, le colorant utilisé pour visualiser l'écoulement peut être piégé dans les cœurs des vortex. Son déplacement vertical est régi par des lois statistiques de type marche aléatoire [Bouchaud & Georges, 1990]. Des phénomènes de diffusion anormale (selon une puissance différente de 1/2) sont mesurés. Afin de mieux comprendre quels peuvent être les paramètres agissant sur les gradients de densité, il est judicieux de suivre l'évolution temporelle, au cours du mélange, de la stratification des interfaces. Les figures 6.18 et 6.19 représentent ces variations pour différentes expériences respectivement à forte ou faible écart de densité initial. Dans le cas de la figure 6.18 nous avons mesuré en réalité l'évolution du maximum de stratification sur toute la hauteur du dispositif. Cela est plus aisé en raison des nombreuses bifurcations qui s'opèrent sur les interfaces. Sur les axes verticaux mesurant la stratification N, les graduations correspondent à des multiples de la vitesse de rotation Ω. On observe que, très souvent, l'intensité de la stratification des interfaces varie, au cours du temps, par paliers. Elle fixe sa valeur à un multiple ou sous-multiple entier de la vitesse de rotation Ω. Ce phénomène particulièrement visible dans le cas des expériences à forte stratification initale. En effet, il y alors plus de possibilités pour que la stratification soit un multiple de Ω. Tous les multiples de la vitesse de rotation n'induisent pas un accrochage de la stratification. Celle-ci vaut préférentiellement 2 ou 3Ω. A faible stratification initiale, ce phénomène d'accrochage de la fréquence de stratification est observé pour $\mathrm{Re} = 454$ et 545.

Dans le cas de l'écoulement Taylor-Couette en régime laminaire, l'évolution des gradients de densité semble donc contrôlée en partie par la vitesse de rotation Ω. Un phénomène de couplage entre ce dernier et la stratification des interfaces est la cause de cette dépendance.

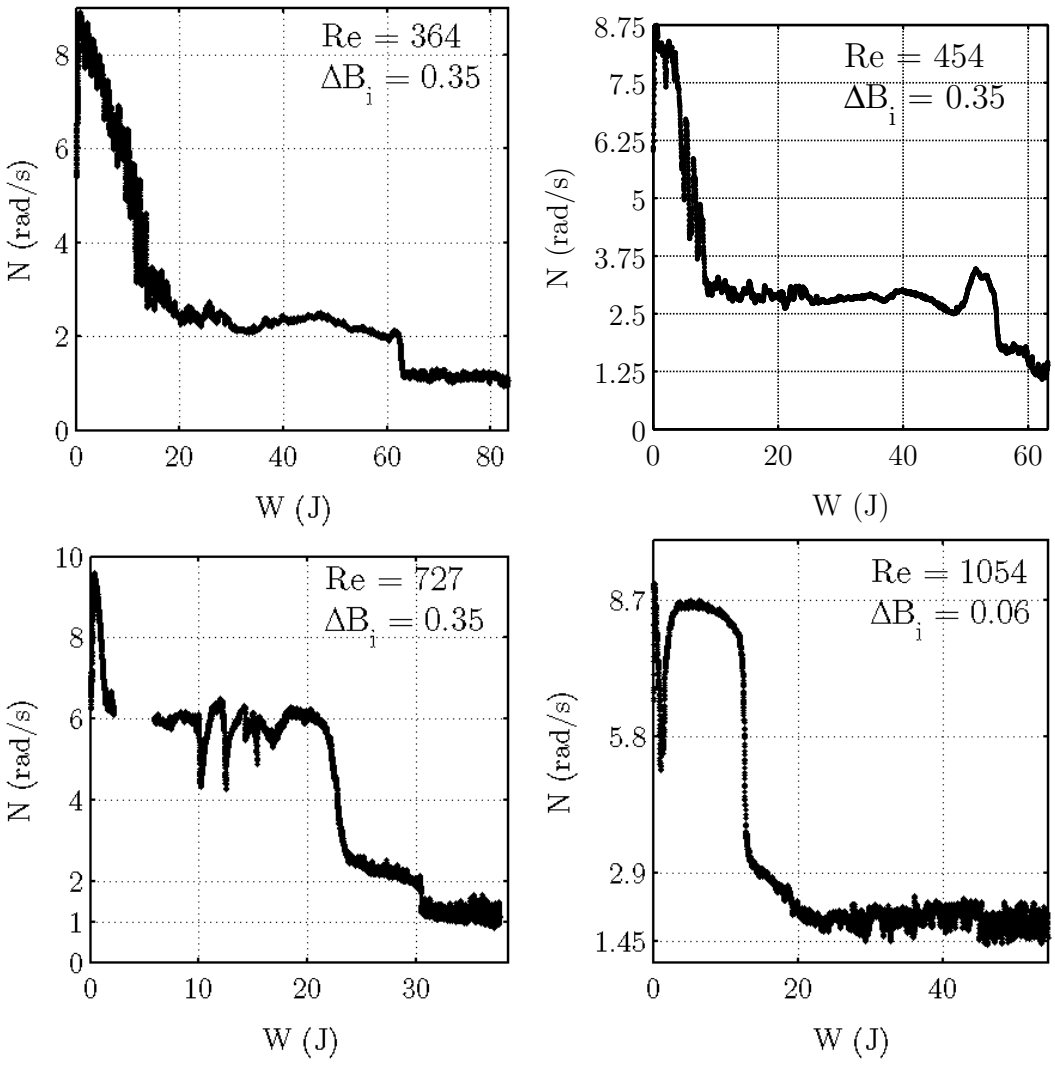

FIG. 6.18 – *Variations de la stratification maximale au cours du mélange. Expériences de la série E : $\Delta B_i = 0.35$ m.s^{-2}. Les axes des ordonnées (stratification) sont gradués par des multiples de la fréquence de rotation du cylindre intérieur Ω. L'incertitude sur N est d'environ 0.5 rad.s^{-1}.*

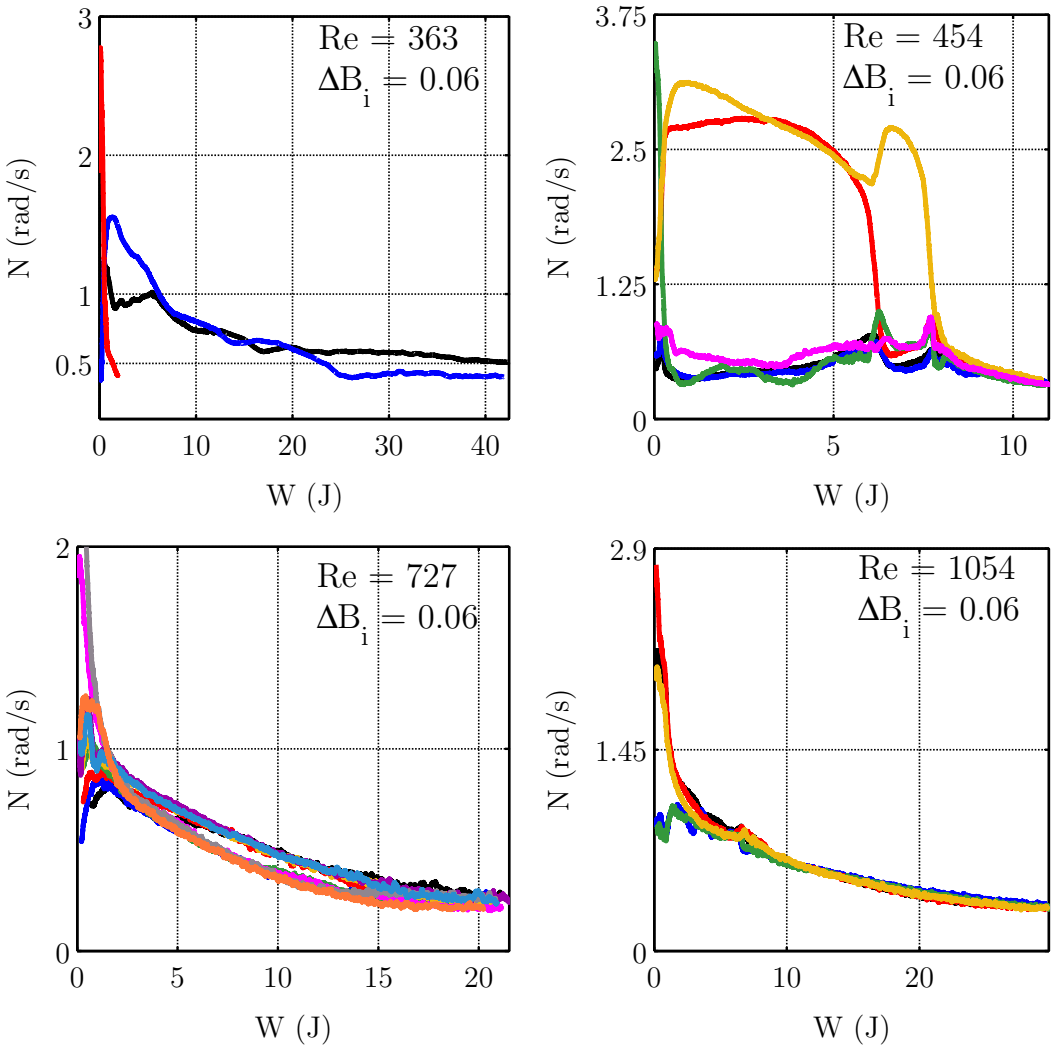

FIG. 6.19 – *Variations de la stratification des interfaces au cours du mélange. Expériences de la série D : $\Delta B_i = 0.06$ m.s^{-2}. Les axes des ordonnées (stratification) sont gradués par des multiples de la fréquence de rotation du cylindre intérieur Ω. L'incertitude sur N est d'environ 0.5 rad.s^{-1}. Pour $\mathrm{Re} = 727$, la stratification des interfaces alterne entre deux valeurs. Une interface sur deux a le même niveau de stratification.*

6.6 Conclusion

Le mélange d'une bicouche de densité en régime laminaire induit la formation de profils de densité en marche d'escalier, avec des sauts de densité généralement plus importants à mi-hauteur (position initiale de l'interface). Ce type d'évolution est l'inverse de celui observé en régime turbulent en présence d'une couche centrale stratifiée dont l'épaisseur diminue avec le mélange et la fusion d'interfaces. Par ailleurs en régime laminaire, la stratification d'une des interfaces peut être couplée à la vitesse de rotation de l'écoulement Ω, ce qui n'est pas possible en régime turbulent. Par la suite, il s'agira d'approfondir l'étude afin de déterminer les conditions qui favorisent le couplage. Du point de vue de l'efficacité du mélange, les maxima sont atteints lorsque le mélange de la bicouche considérée s'effectue avec une longue période de couplage des interfaces.

Conclusion Générale et Perspectives

Ce travail nous a permis de traiter différents sujets d'étude : principalement les écoulements Taylor-Couette et le mélange en présence d'interfaces de densité. Tout d'abord, d'un point de vue fondamental, les caractéristiques des champs de vitesse des écoulements Taylor-Couette ont mis en évidence un changement de comportement associé au passage en régime turbulence (TV). Ce changement se retrouve également dans les expériences de mélange d'un traceur passif. La mesure de la dispersion de ce dernier a permis la détermination des coefficients de diffusion effective en fonction du nombre de Reynolds. A partir de ces coefficients, nous avons pu montrer que la phase d'homogénisation en régime turbulent (phase 3), observée lors des expériences en bicouche de densité, suit des lois proches de celle de la diffusion effective d'un traceur passif.

Le mélange a été étudié en détail, à partir des expériences réalisées en bicouche de densité. En régime laminaire, les bicouches de densité ne peuvent être maintenues car le transport dans les zones initialement homogènes n'est pas assez rapide par rapport au flux de matière arrachée au niveau de l'interface. Le système évolue vers une configuration avec de multiples interfaces de densité. Les flux de densité résultent alors de l'action combinée de l'ensemble des gradients interfaciaux. L'évolution croissante du nombre d'interfaces rappelle les transitions vers le chaos. D'autres part, la présence de multiples interfaces au sein de l'écoulement Taylor-Couette permet la comparaison avec les structures tourbillonaires observées en dessous des jets équatoriaux. L'évolution de l'épaisseur de la couche de surface, ainsi que de l'intensité de la pycnocline, dépend du taux de transfert de fluide entre les vortex. Nous montrons qu'en régime laminaire, la présence de vortex sousmis à une solicitation ondulatoire (wavy vortex), induit un taux de mélange plus important. On observe alors un phénomène de résonnance entre la valeur de stratification et la vitesse de retournement des vortex.

En régime turbulent, les résultats de nos expériences se comparent bien avec ceux de la littérature sur le mélange. Une des questions était de savoir quel serait l'effet d'une turbulence anisotrope, générée par un écoulement secondaire. Quels changements par rapport aux autres expériences de mélange (grille, cisaillement ...) ? Nos résultats montrent, en première lecture, qu'il n'y a pas de modification majeure dans le contrôle de l'évolution des gradients de densité. L'efficacité globale du mélange doit être évaluée à l'échelle de l'énergie apportée par écoulement secondaire. Elle atteint alors jusqu'à 20 % de conversion de l'énergie cinétique en énergie potentielle. Localement, on trouve une relation entre flux et gradient de densité qui prédit un flux maximum pour des nombres de Richardson d'environ 10. Les mécanismes de mélange différent selon que l'expérience considérée s'effectue en-dessous ou au-dessus de cette valeur seuil. Pour des valeurs plus faibles du nombre de Richardson, le mélange est localement plus efficace lorsque les gradients de densité sont importants. Au delà de $\mathrm{Ri}_{\mathrm{oc}}$, l'efficacité diminue et les gradients de densité sont renforcés. Ces résultats sur le mélange en régime turbulent anisotrope sont mis en correspondance avec les observations sur la circulation de Langmuir. On montre que l'arrêt de l'appronfondissement de la couche de mélange correspond au même seuil sur le nombre de Richardson.

Un autre point important concerne le regain d'efficacité observé pour les très grandes valeurs de Ri_{o}. Pour différentes expériences à forte stratification initiale (par rapport à l'énergie de la turbulence), l'efficacité du mélange est plus intense quand les gradients de densité sont maximums. Ces résultats vont dans le sens de la théorie de Balmforth *et al.* [1998] qui prédit une telle variation de l'efficacité du mélange. L'observation des images de l'écoulement par la méthode de fluorescence induite par laser, indique une activité intense des ondes qui naissent et se brisent au niveau de l'interface. Par la suite, il s'agira toutefois de mieux comprendre les conditions nécessaires à la formation de ces ondes afin d'expliquer les différences entre les expériences. Selon les expériences, l'augmentation du nombre de Richardson flux pour les grands nombres de Richardson ne se produit pas pour les mêmes valeurs de Ri_{o}.

Finalement cette étude a permis de mieux distinguer les différents régimes de mélange en présence d'interfaces de densité. En particulier, les résultats suggèrent fortement qu'un effet clé dans les processus de mélange est l'interaction entre les ondes, ou entre les ondes et les tourbillons. Ces interactions pourraient expliquer le maximum d'efficacité de mélange trouvé en fonction du nombre de Reynolds (figure 6.15) en régime laminaire et l'augmentation du mélange pour les très grands nombres de Richardson en régime turbulent.

Bibliographie

A. Akonur et R. Lueptow 2002, Chaotic mixing and transport in wavy Taylor-Couette flow. *Physica D*, 167, p. 183–196.

A. Akonur et R. Lueptow 2003, Three-dimensional velocity field for wavy Taylor-Couette flow. *Physics of Fluids*, 15(4), p. 947–960.

C. Andereck, S. Liu, et H. Swinney 1986, Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 164, p. 155–183.

N. Balmforth, S. Llewellyn Smith, et W. Young 1998, Dynamics of interfaces and layers in a stratified turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 428, p. 349–386.

P. Billant et J. Chomaz 2000, Experimental evidence for a new instability of a vertical columnar vortex pair in a strongly stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 418, p. 167–188.

C. Blanquet 2006, Cours d'optique géométrique. http ://www.sciences.univ-nantes.fr/physique/perso/blanquet/synophys/35opged/35opged.htm, Université de Nantes.

B. Boubnov, E. Gledzer, et E. Hopfinger 1995, Stratified circular Couette flow : instability and flow regimes. *Journal of Fluid Mechanics*, 292, p. 333–358.

B. Boubnov et E. Hopfinger 1997, Experimental study of circular Couette flow in a stratified fluid. *Fluids Dynamics*, 32(4), p. 520–528.

J. Bouchaud et A. Georges 1990, *Anomalous diffusion in disordered media : statistical mechanisms, models and physical applications.* Physics Reports 195.

D. Broomhead et S. Ryrie 1988, Particle paths in wavy vortices. *Nonlinearity*, 1, p. 409–434.

G. Bust, B. Dornblaser, et E. Koschmieder 1995, Amplitudes and wavelengths of wavy Taylor vortices. *Physics of Fluids*, 28, p. 1243–1247.

D. Carruthers et J. Hunt 1997, Turbulence, wave motion and entrainment at inversion layers. *Submitted to Journal of Fluid Mechanics.*

F. Caton 1998, *Ecoulement de Taylor-Couette Stratifie : Regimes, Bifurcation et Transport.* Thèse de doctorat, Université J. Fourier - Grenoble I.

F. Caton, B. Janiaud, et E. Hopfinger 2000, Stability and bifurcations in stratified Taylor-Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 419, p. 93–124.

S. Chandrasekhar 1961, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability.* Oxford University Press.

E. Cowen, K. Chang, et Q. Liao 2001, A single-camera coupled P.T.V. and L.I.F. techniques. *Experiments in fluids*, 31, p. 63–73.

J. Crank 1979, *The mathematics of diffusion.* Oxford at the Clarendon Press.

P. Crapper et P. Linden 1974, The structure of turbulent density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 65, p. 45.

J. Crimaldi 1997, The effect of photobleaching and velocity fluctuations on single-point L.I.F. measurements. *Experiments in fluids*, 23, p. 325–330.

W. Dahm, C. Scheil, et G. Tryggvason 1989, Dynamics of vortex interaction with a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, 205, p. 1–43.

R. Di Prima et H. Swinney 1981, Instabilities and transition in flow between concentric rotating cylinders. *Topics in Applied Physics*, 45, p. 139–180.

B. Dubrulle et F. Hersant 2002, Momentum transport and torque scaling in Taylor-Couette flow from an analogy with turbulent convection. *European Physical Journal B*, 26, p. 379–386.

X. E et E. Hopfinger 1986, On mixing across an interface in stably stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 166, p. 227–244.

C. Eckart 1948, An analysis of the stirring and mixing processes in incompressible fluids. *Journal of Marine Research*, 7, p. 265–275.

S. Edouard, B. Legras, F. Lefèvre, et R. Eymard 1996, The effect of small-scale inhomogeneities on ozone depletion in the arctic. *Nature*, 384, p. 444–447.

E. Ermanyuk et J. Flór 2005, Taylor-Couette flow in a stratified fluid with pycnocline : Instabilities and mixing. *Dynamics of atmospheres and Oceans*, 40, p. 57–69.

H. Fernando 1991, Turbulent mixing in stratified fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23, p. 455–493.

H. Fernando 1995, Migration of density interfaces subjected to differential turbulent mixing. *Journal of Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 78, p. 1–20.

H. Fernando et J. Hunt 1997, Turbulence, waves and mixing at shear-free density interfaces. part 1. a theorical model. *Journal of Fluid Mechanics*, 347, p. 197–234.

E. Firing 1987, Deep zonal currents in the central equatorial Pacific. *Journal of Marine Research*, 45, p. 791–812.

K. Galanulis 2002, Drivers pour le contrôle de caméra sous linux. http ://itifg.sourceforge.net/, GOM GmbH Braunschweig, Allemagne.

I. Gorieu 1999, *Etude de la stratification d'une interface épaisse en convection naturelle double-diffusive : application aux cuves de stockage de GNL*. Thèse de doctorat, Université de Nantes.

I. Hannoun et E. List 1988, Turbulent mixing at an shear-free density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, 189, p. 211–234.

E. Hopfinger 1987, Turbulence in stratified fluids : a review. *Journal of Geophysical Research*, 92, p. 5287–5303.

B. Hua, S. Le Gentil, et P. Orlandi 1997a, First transitions in circular Couette flow with axial stratification. *Physics of Fluids*, 9(2), p. 365–375.

B. Hua, D. Moore, et S. Le Gentil 1997b, Inertial nonlinear equilibration of equatorial flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 331, p. 345–371.

B. Janiaud, F. Caton, et E. Hopfinger 2000, Waves, vortices and mixing in stratified Taylor-Couette flow. *Proceedings of 5(th) Int. Symp. Stratified Flows*, 1, p. 79–84.

C. Jones 1985, The transition to wavy Taylor vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 157, p. 35.

G. King, Y. Li, W. Lee, H. Swinney, et P. Marcus 1984, Wave speeds in wavy Taylor-Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 141, p. 365–390.

I. Langmuir 1938, Surface motion of water induced by wind. *Science*, 87(2250), p. 119–123.

B. Legras, B. Joseph, et F. Lefèvre 2003, Vertical diffusivity in the lower stratosphere from lagrangian back-trajectory reconstructions of ozone profiles. *J. Geophys. Res*, 108(D18), p. 4562.

S. Leibovich 1983, The form and dynamics of Langmuir circulations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15, p. 391–427.

M. Li et C. Garrett 1993, Cell merging and the jet/downwelling ratio in the Langmuir circulation. *Journal of Marine Research*, 51, p. 737–769.

M. Li et C. Garrett 1997, Mixed layer deepening due to Langmuir circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 27, p. 121–132.

M. Li, C. Garrett, et K. Zahariev 1995, Role of Langmuir circulation in the deepening of the ocean surface mixed layer. *Science*, 270, p. 1955–1957.

D. Lide 1987, *Handbook of chemistry and physics*, volume 68. Crc press ï¿½ition.

P. Linden 1973, The interaction of a vortex ring with a sharp density interface : a model for turbulent entrainment. *Journal of Fluid Mechanics*, 60, p. 467–480.

P. Linden 1979, Mixing in stratified fluids. *Journal of Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 13, p. 3–23.

P. Linden 1980, Mixing across a density interface produced by grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 100, p. 691–703.

R. Lueptow, A. Docter, et K. Min 1992, Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder. *Physics of Fluids*, 4(11), p. 2446–2455.

J. McGrath, H. Fernando, et J. Hunt 1997, Turbulence, waves and mixing at shear-free density interfaces. part 2. laboratory experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 347, p. 235–261.

W. K. Melville, R. Shear, et F.Veron 1998, Laboratory measurements of the generation and evolution of langmuir circulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 364, p. 31–58.

Y. Noh et H. Fernando 1993, The role of molecular diffusion in the deepening of the mixed layer. *Dynamics of atmospheres and Oceans*, 17, p. 187–215.

Y. Park, J. Whitehead, et A. Gnanadeskian 1994, Turbulent mixing in stratified fluids : layer formation and energetics. *Journal of Fluid Mechanics*, 279, p. 279–311.

W. Peltier et C. Caulfield 2003, Mixing efficiency in stratified shear flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35, p. 135–167.

M. Perera, H. Fernando, et D. Boyer 1994, Turbulence mixing at an inversion layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 267, p. 275–298.

O. Phillips 1971, Turbulence in a strongly stratified fluid- is it unstable ? *Deep-Sea Research*, 19, p. 79–81.

R. Pierrehumbert 1991, Large-scale mixing in planetary atmospheres. *Physics in Fluids*, 3, p. 1250–1260.

A. Plueddemann, J. Smith, D. Farmer, R. Weller, W. Cranwford, R. Pinkel, S. Vagle, et A. Gnanadeskian 1996, Structure and variability of Langmuir circulation during the surface waves processes program. *Journal of Geophysical Research*, 101(C2), p. 3525–3543.

A. Plueddemann et R. Weller 1999, Structure and evolution of the oceanic surface boundary layer during the surface waves processes program. *Journal of Marine System*, 21, p. 85–102.

R. Pollard 1977, *Observations and theories of Langmuir circulations and their role in the near surface mixing.* A voyage of discovery : George Deacon 70th Anniversary Volume, pergamon press ï¿½ition.

E. Posmentier 1977, The generation of salinity finestructure by vertical diffusion. *Journal of Physical Oceanography*, 7, p. 298–300.

C. Poulain 1999, L'écoulement de Taylor-Couette stratifié : Etudes des ondes internes à partir de visualisations. D.E.A. mécanique des fluides et transferts, Université Joseph Fourier - Grenoble I.

L. Rayleigh 1916, On the dynamics of revolving fluids. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 93, p. 148–154.

M. Rudman 1998, Mixing and particle dispersion in the wavy vortex regime of Taylor-Couette flow. *AIChE Journal*, 44(5), p. 1015–1026.

D. Skyllingstad et W. Denbo 1995, An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer. *Journal of Geophysical Research*, 100(C5), p. 8501–8522.

J. Smith 1992, Observed growth of Langmuir circulation. *Journal of Geophysical Research*, 97(C4), p. 5651–5664.

J. Smith 1998, Evolution of Langmuir circulation during a storm. *Journal of Geophysical Research*, 103(C6), p. 12.649–12.668.

C. Staquet et J. Sommeria 2002, Internal gravity waves : From instabilities to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34, p. 559–593.

E. Strang et H. Fernando 2001, Entrainment and mixing in stratified shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 428, p. 349–386.

W. Tam et H. Swinney 1987, Mass transport in turbulent Couette-Taylor flow. *Physical review A*, 36(3), p. 1374–1375.

S. Thomson et J. Turner 1975, Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *Journal of Fluid Mechanics*, 67, p. 349.

J. Turner 1973, *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press.

G. Wang et H. Fiedler 2000, On high spatial resolution scalar measurement with L.I.F. - part 1 : Photobleaching and thermal blooming. *Experiments in fluids*, 29, p. 257–264.

R. Weller et J. Price 1988, Langmuir circulation within the oceanic mixed layer. *Deep-Sea Research*, 35(5), p. 711–747.

S. Wereley et R. Lueptow 1998, Spatio-temporal character of non-wavy and wavy Taylor-Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 364, p. 59–80.

C. Wunsch et R. Ferrari 2004, Vertical mixing and the general circulation of the ocean. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36, p. 281–214.

Titre : Mélange d'interfaces de densité en écoulements de Taylor - Couette

Résumé : Cette thèse est une étude expérimentale sur le mélange par des écoulements anisotropes turbulents en fluide stratifié. Elle s'inscrit dans un projet sur l'étude globale de la structure de l'océan, principalement de sa couche supérieure. Le mélange est étudié en détail, à partir d'expériences réalisées en bicouche de densité dans un dispositif Taylor - Couette. En régime laminaire, le transport dans les zones initialement homogènes est moins intense que le flux de matière arrachée au niveau de l'interface. De multiples interfaces de densité apparaissent et leur action combinée contrôle les flux verticaux de densité. En régime turbulent, on trouve une relation entre flux et gradient de densité qui prédit un flux maximum pour des nombres de Richardson $\mathrm{Ri_o}$ d'environ 10. Un regain d'efficacité est observé pour les très grandes valeurs de $\mathrm{Ri_o}$. Ces résultats vont dans le sens de la théorie de Balmforth *et al.* [1998]. Pour ces fortes valeurs de $\mathrm{Ri_o}$, l'observation de l'écoulement par L.I.F., indique une activité intense des ondes et la présence de structures turbulentes de très petites échelles.

Mots-clés : Efficacité de Mélange. Fluide stratifié. Ecoulements Taylor - Couette. Circulation de Langmuir. Turbulence anisotrope

Title : Mixing of density interfaces in Taylor - Couette flows.

Abstract : The aim of this work is to study the mixing of stratified fluid by anisotropic turbulent flows. It's part of a larger project on the mixing of the ocean upper layer. Details on the mixing have been obtained using measurements on the evolution of a two-layer Taylor - Couette flow. In the laminar regime, the vertical transport in the homogeneous layer is smaller than the interfacial flux and several density interfaces appear at different heights. Their interaction (bifurcation or merging) controle the subsequent density flux. In the turbulent regime, the results compare well with the literature on mixing : The relation between density flux and density gradient exhibit a maximum for a Richardson number $\mathrm{Ri_o} \approx 10$, and an increase in efficiency is observed for high $\mathrm{Ri_o}$, corresponding to the theory of Balmforth *et al.* [1998]. For these high $\mathrm{Ri_o}$, observations highlight the presence of wave-breaking events and related small-scale turbulence near and within the interface.

Keywords : Mixing efficiency. Stratified fluid. Taylor - Couette flows. Langmuir Circulation. Anisotropic turbulence

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
BP 53 – 38041 Grenoble Cedex 9