

# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par

**Johan PINAUD**

Le 25 novembre 2020

**Etude expérimentale d'anneaux tourbillonnaires impactant une stratification : dynamique tourbillonnaire et génération d'ondes internes**

---

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Dynamique des fluides**

Unité de recherche :

**IMFT - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse**

Thèse dirigée par

**Pierre BRANCHER et JULIE ALBAGNAC**

Jury

**M. Philippe ODIER**, Rapporteur

**M. Paul BILLANT**, Rapporteur

**M. Michael LE BARS**, Examineur

**M. Lionel THOMAS**, Examineur

**M. Michel Rieutord**, Examineur

**M. Pierre BRANCHER**, Directeur de thèse

**Mme Julie ALBAGNAC**, Co-directrice de thèse



---

*C'est pas parce qu'ils sont nombreux à avoir tort qu'ils ont raison.*

Coluche, 1995

*“Ah bah ça va, excusez moi d'avoir paniqué...  
Finalement c'est pas des démons. C'est juste  
les pires bestioles de tout l'univers. Mettons  
deux gardes là devant et allons boire un coup !”*

Bohort, Kaamelott, Livre II, 93

*Colchiques dans les prés  
Fleurissent fleurissent  
Colchiques dans les prés  
C'est la fin de l'été.  
La feuille d'automne emportée par le vent  
En ronde monotone tombe en tourbillonnant.*

Colchiques dans les prés - J. Debatte

*A ma grand-mère*



## Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier mes directeurs de thèse qui ont rendu ces trois années très riches scientifiquement et humainement. Merci Julie pour ta présence, ton aide sur les manips, et les codages à “quatre mains” ainsi que les discussions informelles autour d’un café. Merci Pierre pour ton calme a toute épreuve et ta positivité qui nous a permis de toujours voir le côté positif. Merci à tous les deux pour vos relectures attentives, votre humanité et pour la liberté que vous m’avez donné durant ces trois années. Merci également Dominique pour ton aide sur les manips et l’analyse des résultats ainsi que pour toutes les conversations que l’on a eu. Profite bien de la retraite (je ne m’en fais pas pour ça) et à bientôt, peut-être à Estadens qui sait?

Je souhaite bien évidemment remercier les rapporteurs Paul Billant et Philippe Odier pour la lecture approfondie de ce manuscrit ainsi que tous les membres du jury. Je souhaite également à remercier l’IMFT qui m’a accueilli durant ces trois années (et demi) et pour tous les instants de convivialité. Merci à Sébastien, Zeinab, Moïse et Hervé de signaux et images pour leur aide sur la manip. Merci plus particulièrement à Sébastien et Zeinab pour le déploiement de la 4D-PTV et le traitement de données: ce furent 3 mois très intenses et difficiles mais le succès était au rendez-vous à la fin.

Merci aux techniciens: Christophe, Greg, Jean-Dominique, Maiko, Julien pour leur aide sur les manips ainsi que l’atelier pour les pièces, et tout particulièrement Ruddy et sa bonne humeur. Merci à Nadine pour l’organisation des journées de convivialité du groupe ASI et pour toute son aide administrative. Plus largement, je souhaite remercier les membres du groupe ASI pour leur accueil et leur sympathie.

I also wish to thank Michael Allshouse, Guilherme Salvador-Vieira, Aravind and every other from Northeastern University for welcoming me the month I spent there and enlighthened this stay. Shawshank redemption is definitely a better movie with chimichangas!

Merci à tous les doctorants et stagiaires avec qui j’ai partagé les repas et des moments de détente autour d’un verre. Merci plus particulièrement à Karim, Marc, Aurélie et Loïc pour les discussions philoso-calembouresques et pardon pour tous les mauvais jeux de mots que j’ai pu faire.

Je souhaite tout particulièrement remercier mes acolytes de Doct’eau, Guillaume (Doudou-Pépito) et Marie(nette). Merci pour tous ces moments, ces fou-rires, ces galères que l’on a partagé et surmonté ensemble. Vous resterez pour moi ma plus belle rencontre de mon temps à l’IMFT et je suis certain que ça continuera encore longtemps.

Merci à ma famille et à mes proches d’avoir suivi de plus ou moins loin ces trois années dont le sujet a pu vous sembler très abstrait. Je ne suis pas sur que vous lirez ce manuscrit mais vous pourrez au moins le feuilleter: il y a des jolies images c’est promis! Merci à ma maman a qui je disais vouloir faire de la recherche quand j’étais petit et qui m’a toujours encouragé dans les études. Merci à François pour ses conseils et ses relectures du manuscrit: tu peux également m’appeler doc maintenant!

Merci également à ma belle famille qui a toujours été très curieuse de ce que je faisais et une mention spéciale pour Bertrand pour ces relectures, même si on n’a jamais pris le temps de les regarder en détail (et merci à Marie d’avoir gardé Lucien avec ses 40° de fièvre le jour de la soutenance!).

Enfin, dernier mot mais pas des moindres, je tiens à remercier ma femme, Sophie, pour tout ce qu’elle m’a apporté durant cette thèse et ce qu’elle m’apporte au quotidien. Ces trois années n’ont pas été faciles mais sache que je t’admire d’avoir été et d’être encore si forte. Merci pour ton soutien sans faille durant ces trois années riches en changement pour nous. Merci d’avoir fait de moi le plus

heureux des hommes en m'épousant et le plus heureux des papas avec Lucien. Merci d'être une maman merveilleuse et de me rappeler ce qui est essentiel au quotidien. Merci Lucien pour la joie que tu m'apportes tous les jours: tes sourires sont le meilleur des remèdes après une nuit approximative ou en période de stress rédactionnel. Merci pour les câlins et de ne jamais rechigner sous mes avalanches de bisous. Je vous aime mes zouzous et merci.

## Résumé

Cette thèse porte sur l'interaction entre des structures tourbillonnaires modèles et observées dans de nombreux types d'écoulement, les anneaux tourbillonnaires, et un milieu linéairement stratifié en densité. Un anneau tourbillonnaire constitué d'un fluide homogène léger pénètre sous l'effet de son inertie dans une stratification. Les paramètres de contrôle sont les dimensions de l'anneau, sa vitesse de propagation, son orientation par rapport à l'axe vertical, le gradient de densité de la stratification linéaire et la densité du fluide constituant l'anneau tourbillonnaire. Aux temps courts, lors de la phase de pénétration, la distorsion des isopycnes par l'anneau tourbillonnaire est responsable de la génération de vorticité barocline. Aux temps longs, la stratification se relaxe et des ondes internes sont g n r es. La dynamique de l'anneau est considérablement affect e par son interaction avec le milieu stratifié et la vorticité est amen e à se réorganiser sur des échelles de temps et d'espace qui dépendent des paramètres de contrôle. Différents verrous scientifiques sont abordés au fil des chapitres. Quelle est la profondeur maximale de pénétration de l'anneau et quels sont les mécanismes précurseurs de l'arrêt de la structure tourbillonnaire avant retour en arrière? Quelles sont les échelles de temps associ es à la réorganisation tourbillonnaire et à la génération d'ondes internes? Quelles sont les caractéristiques des ondes internes forc es par l'impact ponctuel d'une structure tourbillonnaire localis e et comment les décrire? Quelle est l'influence de l'angle de propagation de l'anneau tourbillonnaire sur la réorganisation de l'écoulement? Comment est-ce que l'écoulement est modifié lorsque deux anneaux tourbillonnaires sont générés consécutivement? Existe-t-il une influence du délai de génération entre les deux anneaux tourbillonnaires sur la profondeur de pénétration et sur les ondes internes g n r es? Des campagnes expérimentales où des mesures qualitatives (visualisations) et quantitatives (vélocimétrie par image de particule 2D et vélocimétrie par suivi de particules 4D) ont été r alis es pour répondre à ces questions.

## Abstract

In this work, the interaction between model vortex structures observed in many flows, vortex rings, and a linearly stratified fluid is studied. A light homogeneous vortex ring is generated and penetrates by inertia into a density stratification. The resulting interaction depends on several control parameters which are: the dimensions of the vortex ring, its propagating speed, its orientation relative to the vertical, its initial density and the density gradient of the stratification. For short times, baroclinic vorticity is generated as the vortex ring pushes isopycnal during the penetration phase. The vortex ring dynamics is highly affected by its interaction with the stratified zone leading to reorganisation of the vorticity distribution depending on the control parameters. For long times, internal gravity waves are generated as the stratification relaxes. Several key points are addressed throughout the chapters. What is the maximum penetration depth a vortex ring can reach? What is the mechanism for the vortex ring recoil? What are the time scales of the vorticity reorganisation and generation of internal waves? What are the characteristics of the internal waves generated by the impact of such a localized fluid structure and how to quantify them? What is the influence of the angle of propagation of the vortex ring on the reorganisation of the flow? How is the flow modified when two vortex rings are launched consecutively? What is the role of the time delay between the generation of the vortex rings on the penetration depth reached and the internal waves generated? Qualitative (visualizations) and quantitative (2D-Particles Image Velocimetry and 4D-Particle Tracking Velocimetry) have been deployed to answer these questions.







# Sommaire

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Préambule . . . . .	1
1.2	Les anneaux tourbillonnaires . . . . .	2
1.3	Milieux stratifiés et ondes internes . . . . .	10
1.4	Anneaux tourbillonnaires et milieux stratifiés . . . . .	19
1.5	Objectifs et plan de la thèse . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Méthodologie expérimentale</b>	<b>25</b>
2.1	Dispositif expérimental . . . . .	25
2.1.1	Générateur d’anneaux tourbillonnaire . . . . .	26
2.1.2	Remplissage stratifié de la cuve . . . . .	28
2.1.3	Paramètres sans dimension . . . . .	35
2.2	Techniques de mesure . . . . .	35
2.2.1	Caractéristiques du banc expérimental pour l’implémentation des différentes métrologies . . . . .	36
2.2.2	Visualisation en volume du fluide léger transporté par l’anneau tourbillonnaire	37
2.2.3	Visualisation du cœur de l’anneau . . . . .	38
2.2.4	Visualisation dans la stratification . . . . .	39
2.2.5	Vélocimétrie par image de particules (PIV-2D) . . . . .	41
2.2.6	Vélocimétrie par suivi lagrangien de particules 3D résolue en temps (4D-PTV)	44
2.3	Caractérisation des anneaux tourbillonnaires générés en milieu homogène . . . . .	52
2.3.1	Dimensions caractéristiques . . . . .	53
2.3.2	Vitesse de propagation de l’anneau . . . . .	54
2.4	Méthodes et outils pour l’étude des structures tourbillonnaires impactant une stratification	55
2.4.1	Champ de vorticité et circulation . . . . .	55
2.4.2	Profil de vitesse verticale . . . . .	57
2.4.3	Détection de structures tourbillonnaires avec le critère $\lambda_2$ . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Impact normal</b>	<b>61</b>
3.1	Dynamique de la pénétration : déformation d’isopycne . . . . .	61
3.1.1	Influence du nombre de Froude sur la pénétration . . . . .	62
3.1.2	Transport de masse par l’anneau tourbillonnaire . . . . .	66
3.2	Dynamique de la pénétration : évolution de la vorticité . . . . .	66
3.2.1	Description de l’écoulement : illustration pour $Fr = 1.8$ . . . . .	67
3.2.2	Génération de vorticité barocline : analyse locale . . . . .	69
3.2.3	Evolution de la circulation : analyse globale . . . . .	76
3.3	Réponse de la stratification . . . . .	79
3.3.1	Génération d’ondes internes en milieu stratifié . . . . .	79
3.3.2	Caractérisation des ondes internes générées . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Dynamique 3D de l’impact d’un anneau tourbillonnaire incliné</b>	<b>93</b>
4.1	Préambule . . . . .	93

4.2	Introduction . . . . .	95
4.3	Experimental setup and 3D time-resolved metrology . . . . .	97
4.3.1	Experimental facility . . . . .	97
4.3.2	4D-PTV technique and validation . . . . .	99
4.3.3	Control parameters . . . . .	104
4.4	Vortex ring propagation . . . . .	105
4.5	Analysis of the vorticity field . . . . .	106
4.5.1	Normal impact ( $\theta = 0^\circ$ ) . . . . .	106
4.5.2	Inclined impact ( $\theta = 30^\circ$ ) : from donut to pancake . . . . .	109
4.6	Internal gravity wave generation . . . . .	113
4.7	Conclusion . . . . .	118
4.8	Caractéristiques du dipôle pour $Ri = 0.39$ . . . . .	120
4.9	Cas d'une faible perturbation ( $\theta = 5^\circ$ ) . . . . .	124
4.10	Influence du nombre de Richardson pour $\theta = 30^\circ$ . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Influence de l'angle de tir et du nombre de Froude : étude paramétrique</b>	<b>131</b>
5.1	Influence de l'angle de tir et du nombre de Froude sur la pénétration de l'anneau tourbillonnaire dans la stratification . . . . .	132
5.2	Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité . . . . .	136
5.2.1	Dynamique locale pour $Fr = 0.9$ . . . . .	136
5.2.2	Dynamique locale pour $Fr = 1.8$ . . . . .	137
5.2.3	Bilan global de circulation pour $Fr = 1.8$ . . . . .	138
5.2.4	Comportement de la stratification à un temps intermédiaire ( $t_m^* + 8$ ) . . . . .	141
5.3	Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité aux temps longs . . . . .	142
5.3.1	Dimensions caractéristiques du dipôle Q2D . . . . .	142
5.3.2	Dissipation du dipôle Q2D . . . . .	144
5.4	Influence de l'angle de tir sur les ondes internes générées . . . . .	145
<b>6</b>	<b>Double tir d'anneaux tourbillonnaires en homogène et en stratifié</b>	<b>149</b>
6.1	Phénomène de leapfrog en fluide homogène . . . . .	149
6.1.1	Mise en évidence du phénomène . . . . .	150
6.1.2	Influence du délai entre deux générations d'anneau tourbillonnaire $d\tau^*$ . . . . .	151
6.2	Dynamique de pénétration de deux anneaux tourbillonnaires consécutifs en fluide stratifié	153
6.2.1	Régimes observés . . . . .	153
6.2.2	Dynamique de réorganisation du champ de vorticité . . . . .	155
6.2.3	Profondeur maximale de pénétration . . . . .	158
6.3	Influence de deux tirs consécutifs sur les ondes internes générées . . . . .	161
6.3.1	Amplitude maximale des ondes internes . . . . .	162
6.3.2	Nombre d'onde et pulsation caractéristiques . . . . .	163
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>165</b>
7.1	Conclusions . . . . .	165
7.2	Perspectives . . . . .	167
<b>A</b>	<b>Détermination de la masse volumique <math>\rho_3</math> nécessaire au remplissage stratifié</b>	<b>173</b>
<b>B</b>	<b>Conditions nécessaires au leapfrog</b>	<b>175</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>184</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

1.1	Préambule . . . . .	<b>1</b>
1.2	Les anneaux tourbillonnaires . . . . .	<b>2</b>
1.3	Milieux stratifiés et ondes internes . . . . .	<b>10</b>
1.4	Anneaux tourbillonnaires et milieux stratifiés . . . . .	<b>19</b>
1.5	Objectifs et plan de la thèse . . . . .	<b>24</b>

---

### 1.1 Préambule

Les anneaux tourbillonnaires (AT) sont des structures tourbillonnaires cohérentes très présentes dans notre environnement immédiat car générées dès lors qu'un mouvement impulsif dans un fluide a lieu. De nombreux travaux théoriques, expérimentaux et numériques ont été menés sur ces structures en tant que telles mais aussi sur leur comportement au contact d'une perturbation plus ou moins importante (collision avec un autre AT, interaction avec une paroi, un milieu de densité différente, ...). Par ailleurs, les AT sont des structures tourbillonnaires modèles souvent employées dans le but de comprendre des écoulements tourbillonnaires plus complexes, notamment les écoulements turbulents.

Les milieux stratifiés sont omniprésents dans l'environnement, que ce soit dans l'atmosphère, les océans ou les étoiles, mais également dans de nombreux domaines industriels. La stratification peut être souhaitée dans certaines applications de stockage d'énergie solaire (Tinaikar *et al.* [2016]) ou au contraire considérée comme problématique dans le contexte de chauffage domestique et du stockage de gaz liquéfié (Degawa *et al.* [2017], Degawa *et al.* [2018], Degawa et Uchiyama [2018]). Une stratification non souhaitée peut même avoir des conséquences dramatiques dans le cas d'accident nucléaire où l'accumulation de gaz léger inflammable peut mener à une explosion si la limite d'explosivité est dépassée (Studer *et al.* [2012], Yanez *et al.* [2015]).

Les milieux géophysiques stratifiés sont également en contact avec des mouvements convectifs intenses et bien souvent turbulents. L'interaction entre ces écoulements et les zones stratifiées donne lieu à des échanges qu'il est nécessaire d'étudier et de modéliser afin d'améliorer la compréhension de ces systèmes. Les échanges mènent au mélange du milieu stratifié, soit directement au niveau de l'interface entre les zones convective et stratifiée, soit au sein de la stratification via la génération d'ondes spécifiques aux milieux stratifiées, les ondes internes (OI).

Les OI ont un rôle essentiel dans les bilans globaux d'énergie de l'océan (Fritts et Alexander [2003], Munk et Wunsch [1998], Wunsch et Ferrari [2004], Kunze [2017]) mais aussi de l'atmosphère, et leur génération par des structures cohérentes ou turbulentes a fait et continue à faire l'objet de nombreuses

études (Lane *et al.* [2001], Lane [2008], Ansong et Sutherland [2010], Le Bars *et al.* [2015], Lecoanet *et al.* [2015], Couston *et al.* [2018b], Brandt et Shipley [2019], Léard *et al.* [2020a]).

Dans ce contexte, l’objectif général de cette thèse est l’étude de la dynamique d’impact d’AT sur un milieu stratifié en densité et de la génération d’OI associée. Ce chapitre introductif a pour but de présenter en détail les AT et leurs propriétés, les milieux stratifiés et les OI qui peuvent s’y développer ainsi que les études existantes sur l’interaction entre un AT et un milieu stratifié.

## 1.2 Les anneaux tourbillonnaires

Les AT sont des structures cohérentes générées par un mouvement impulsif de fluide, un panache thermique ou de densité ou encore un jet par enroulement d’une couche limite de vorticité. Ce sont des structures tourbillonnaires toroïdales se propageant par effet auto-induit le long de leur axe de révolution. Ces structures sont observables à l’échelle géophysique sous la forme d’anneau de fumée lors d’éruption volcanique mais également présentes dans les mouvements convectifs internes des étoiles de type solaire sous la forme de panaches, que l’on peut associer à un AT en première approximation (Dintrans *et al.* [2005]). Dans la nature, les AT peuvent être générés délibérément dans l’eau par certaines espèces de cétacés pour jouer (fig. 1.1a) sous la forme d’anneaux d’air se propageant dans l’eau ou bien sur terre par des fumeurs expérimentés sous la forme de ronds de fumée. Mais les AT peuvent également être présents dans des endroits inattendus, comme illustré sur la figure 1.1 (b). La photographe Kathrin Swoboda a immortalisé en 2019 le chant d’un carouge à épaulettes dont l’écoulement d’air provoqué par son chant laisse apparaître des AT visibles par condensation. Les AT jouent également un rôle dans la nage des méduses et des poissons (Lauder et Drucker [2002], Shadden *et al.* [2006]), les mouvements du corps de l’animal générant des AT (fig. 1.1c). Les AT ne sont cependant pas l’apanage du règne animal. Cummins *et al.* [2018] ont montré qu’un AT se formait dans le sillage des graines de pissenlit lorsque celles-ci se dispersent sous l’effet du vent. Un AT est présent en aval de l’écoulement traversant la graine (fig. 1.1d), stabilisant sa trajectoire et jouant ainsi un rôle dans la reproduction de la plante. Chez l’homme, l’écoulement sanguin au travers de la valve mitrale dans le ventricule gauche du cœur prend la forme d’un AT généré par l’impulsion des battements cardiaques. Gharib *et al.* [2006] ont montré qu’un indicateur de la santé cardiaque d’un patient pouvait être obtenu à partir de l’étude des propriétés de l’AT généré lors des battements cardiaques.

Les AT sont souvent utilisés comme écoulement modèle d’écoulements tourbillonnaires plus complexes, notamment grâce à leur facilité de génération contrôlée et de leur reproductibilité. La génération de telles structures tourbillonnaires au laboratoire a fait l’objet de nombreuses études.

La formation d’AT par chute d’une goutte dans un liquide est sûrement la méthode la plus simple de génération d’AT. Lors de l’entrée de la goutte dans le liquide, de la vorticité est générée de façon axisymétrique donnant lieu à l’émergence d’un AT capable de se propager par conservation de la quantité de mouvement (Baumann *et al.* [1992], Peck et Sigurdson [1994]). La forme de l’écoulement est très semblable à celle d’un champignon atomique (figs. 1.2a-b). Chapman et Critchlow [1997] ont montré qu’il existait une hauteur optimale pour la génération d’AT à partir de gouttes en chute libre (2.4 cm pour une goutte d’eau dans de l’eau) correspondant à la plus grande distance parcourue par l’AT dans le fluide que pour toute autre hauteur de lâcher. Baumann *et al.* [1992] ont observé la formation d’AT lors de la chute libre d’une goutte d’huile de silicone dans de l’huile de cartame, deux fluides non miscibles : le phénomène de génération d’AT par chute libre est robuste et peu sensible aux fluides utilisés. Récemment, An *et al.* [2016] ont utilisé ce principe de génération d’AT dans le but de produire massivement des particules dont la forme est une forme dérivée d’un AT (Vortex Ring-derived Particles (VRP)). Des milliers de gouttelettes sont générées par électro-spray (fig. 1.2c) en chute libre au-dessus d’un bain soigneusement préparé. En utilisant des fluides, pour les gouttes

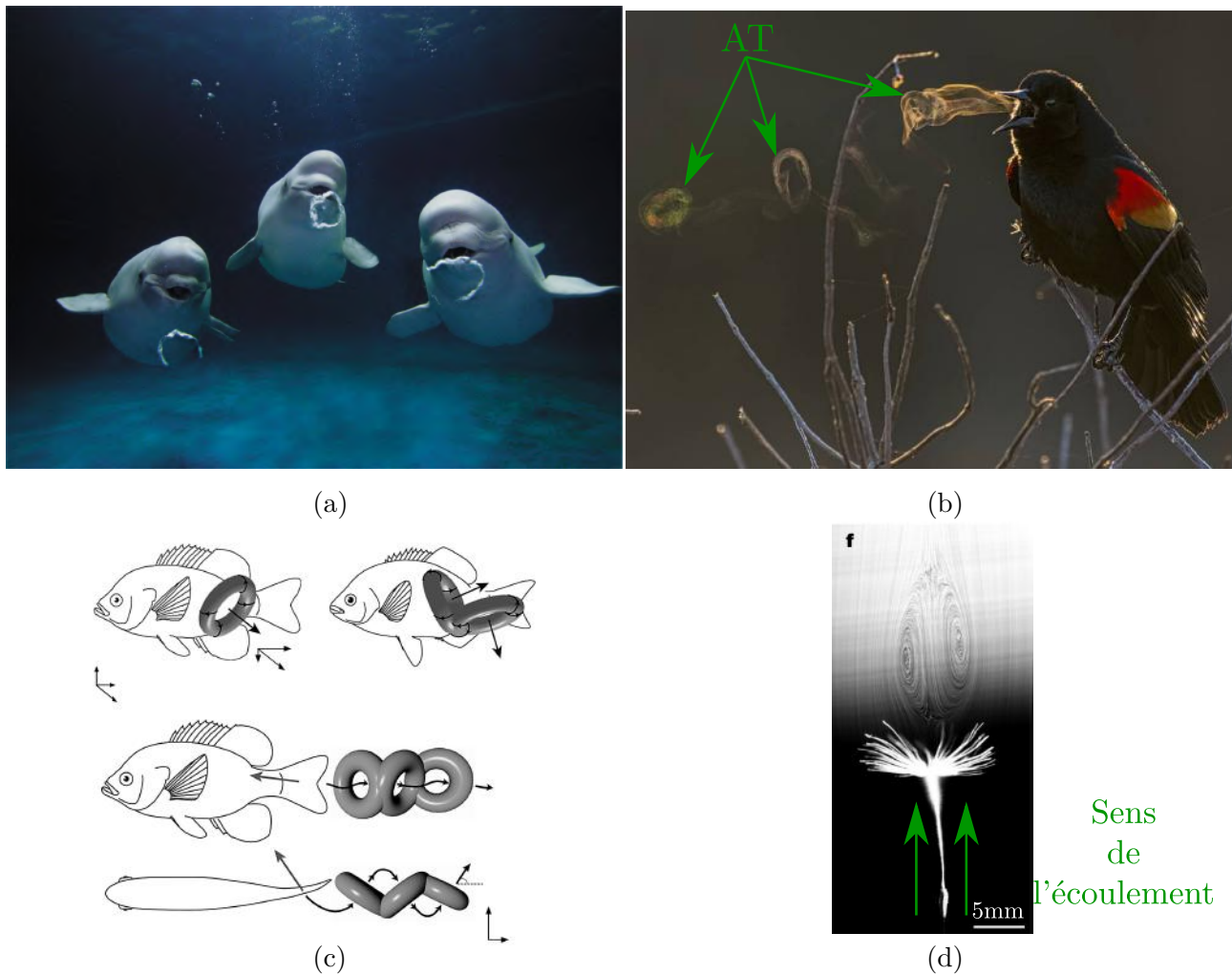


FIGURE 1.1: (a) Bélugas jouant avec des AT d'air dans l'eau (crédit : Hiroya Minakuchi). (b) Carouge à épaulettes en train de chanter (crédit : Kathrin Swoboda). (c) Génération d'AT par les battements de corps ou de queue de poisson. Un train d'AT est produit à mesure que le poisson bat des nageoires ou de la queue (d'après [Lauder et Drucker \[2002\]](#)). (d) Génération d'AT dans le sillage d'une graine de pissenlit. Ici, seule une coupe transversale de l'AT est visible (d'après [Cummins \*et al.\* \[2018\]](#)).

et pour le bain, possédant des propriétés gélifiantes, il est possible de stopper la formation des AT générés lors de l'entrée dans le bain à différents stades. La taille des particules ainsi obtenues varie de la centaine de microns au millimètre. La [figure 1.2 \(d\)](#) présente des VRP issues de ce procédé sous la forme de tores (reproduit d'après [An \*et al.\* \[2016\]](#)). Les VRP sont intéressantes en science des matériaux car leur forme leur confère un meilleur rapport surface/volume, une meilleure diffusion in situ et une meilleure déformabilité que leur équivalent sphérique. Par ailleurs, cette méthode permet de générer des particules assez peu polydisperses, de procéder à de la bioencapsulation ainsi que la génération de VRP mixtes (composées de deux principes actifs par exemple).

Une autre méthode permettant de générer des AT de façon contrôlée consiste à utiliser un système piston-cylindre (SPC) ou assimilé. Les premiers systèmes permettant de générer volontairement des AT par ce principe remontent au 19<sup>ème</sup> siècle ([fig. 1.3](#)). P. G. Tait a créé un générateur d'AT constitué d'une boîte rectangulaire dont une des faces est remplacée par une membrane en caoutchouc et l'autre face percée d'une ouverture circulaire. L'expérimentateur frappe la membrane au fond de la boîte ce qui génère un écoulement de fluide. Au niveau du trou, un AT se forme par enroulement de la vorticité

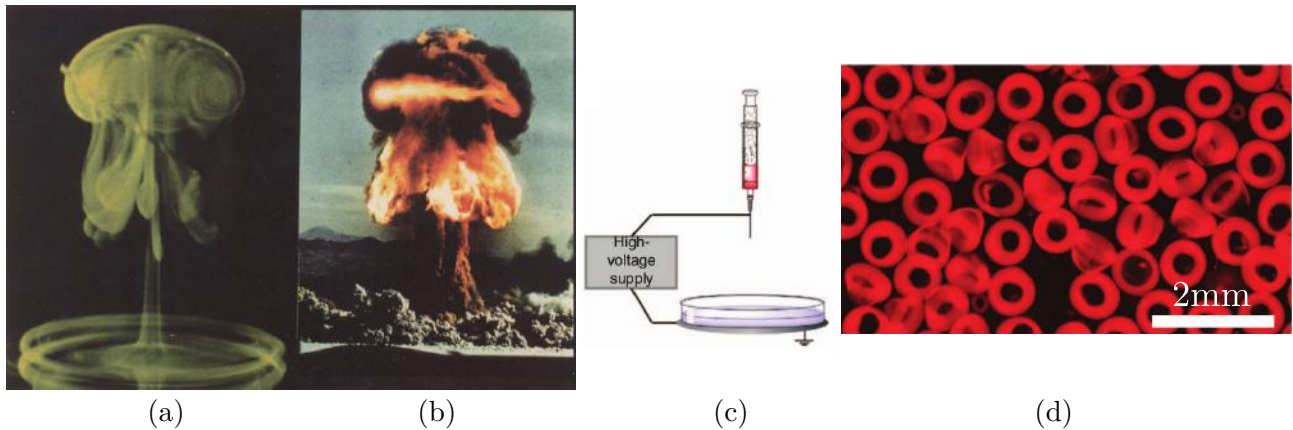


FIGURE 1.2: (a) AT généré par la chute d'une goutte colorée dans de l'eau claire. L'AT se propage du bas vers le haut (direction verticale inversée) d'après [Peck et Sigurdson \[1994\]](#). (b) Photographie d'un champignon atomique après l'explosion d'une bombe nucléaire. (c) Schéma de principe du système expérimental permettant de générer un électro-spray. (d) Exemple de VRP produits pour une gélification "tardive", où les VRP ont une forme d'AT (d'après [An et al. \[2016\]](#)).

de couche limite de paroi. Afin de pouvoir visualiser les AT, un mélange d'ammoniac, de sel et d'acide sulfurique est placé au préalable dans la boîte et produit une épaisse fumée noire qui marque l'AT. Si des systèmes similaires ont été utilisés dans certaines études fondatrices sur les propriétés des AT ([Maxworthy \[1972\]](#), [Linden \[1973\]](#)), ces systèmes de génération à membrane frappée ont rapidement été remplacés par des SPC actionnés par des moteurs, permettant une génération mieux contrôlée des AT ([Maxworthy \[1977\]](#), [Yamada et Matsui \[1978\]](#), [Didden \[1979\]](#), [Yamada et Matsui \[1979\]](#), [Gharib et al. \[1998\]](#)). Dans ces systèmes, le mouvement d'un piston de diamètre  $d$  dans un cylindre de même diamètre intérieur rempli d'eau ou d'air engendre un écoulement prenant la forme d'un AT, par enroulement de la vorticité de couche limite de paroi à la sortie du cylindre.

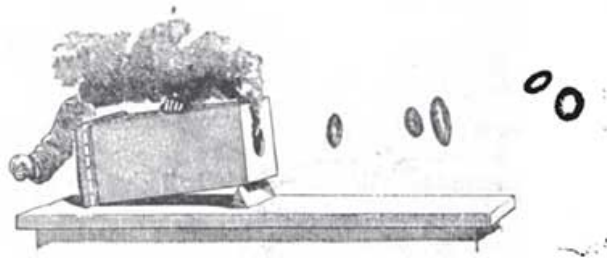


FIGURE 1.3: Illustration du premier système de génération d'AT de Peter Guthrie Tait (1878). Une boîte perc e d'une ouverture circulaire d'un côté et dont l'autre face a été remplac e par une membrane en caoutchouc est remplie de fum e. L'expérimentateur frappe la membrane ce qui met en mouvement la fumée à travers le trou. Des AT de fumée sont générés à la sortie de la boîte.

Dans les SPC, le mouvement du piston a une forte influence sur les AT générés. Le piston accélère, se déplace sur une distance  $L$  à une vitesse  $V_p$  constante, décélère, puis s'arrête, le tout sur une durée  $t_p \simeq L/V_p$ . Avec un tel système, différents écoulements parasites sont susceptibles d'être cr es en plus de l'AT, notamment les tourbillons de piston et d'arrêt qui ont été largement étudiés dans la littérature ([Maxworthy \[1977\]](#), [Didden \[1979\]](#), [Glezer \[1988\]](#), [Allen et Auvity \[2002\]](#), [Cater et al. \[2004\]](#), [Das et al. \[2017\]](#)). La [figure 1.4](#) illustre la définition des différents tourbillons en jeu. Lorsque le piston coulisse dans le cylindre, du fluide est éjecté sous forme d'une nappe de vorticité qui s'enroule sur elle-même à la sortie du cylindre pour créer l'AT (en vert). Lors de son mouvement, le piston racle également la couche limite sur la paroi du tube et génère un deuxième tourbillon appelé tourbillon de piston

(en bleu), co-rotatif à l'AT primaire (Glezer [1988], Allen et Auvity [2002], Cater *et al.* [2004]). Enfin, lorsque le mouvement du piston s'arrête, l'AT primaire peut induire la formation d'un AT secondaire de circulation opposée (en rouge) connu sous le nom de tourbillon d'arrêt (Maxworthy [1977], Didden [1979], Weigand et Gharib [1997]). La génération du tourbillon d'arrêt est fortement corrélée à la durée de décélération du piston,  $T_{dec}$ . Si l'impulsion sur la phase de décélération est inférieure à 85% de l'impulsion totale injectée, alors aucun tourbillon d'arrêt ne se forme (Das *et al.* [2017]). Dans le cas où un tourbillon d'arrêt se forme, il est d'autant plus intense que l'arrêt est brutal ( $T_{dec}$  petit).

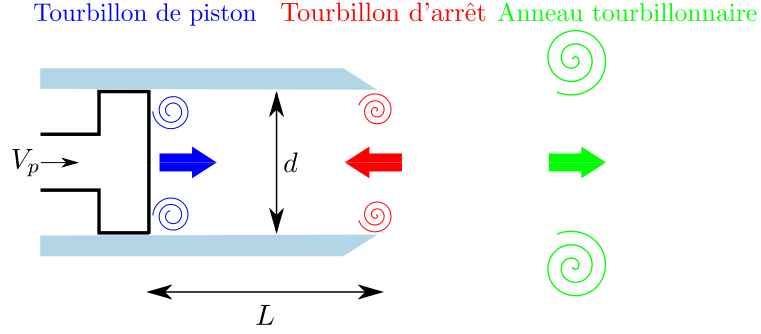


FIGURE 1.4: Détail du SPC et illustration des différents tourbillons générés.

Enfin, un des principaux paramètres de contrôle de la génération des AT est la longueur de course du piston,  $L$ , qui contrôle notamment le volume de fluide éjecté. Il existe une longueur de course optimale pour la génération d'AT telle que  $L/d \sim 3 - 4$  (Gharib *et al.* [1998], Linden et Turner [2001], Das *et al.* [2017]). Au-delà de cette valeur, le mouvement du piston peut entraîner la génération de deux AT consécutifs ou encore d'un AT suivi d'un jet de sillage duquel l'AT n'arrive pas à se détacher. Pour des valeurs plus faibles de  $L/d$ , le mouvement de piston permet de générer un unique AT, éventuellement suivi d'un sillage mais dont l'AT se détache rapidement et dont l'intensité décroît rapidement vers 0. Cette valeur critique correspond à la génération d'un AT optimal dans le sens où il possède une impulsion, une circulation et un volume maximal pour un apport d'énergie donné (Linden et Turner [2001]).

Les AT sont constitués d'une zone de vorticité azimutale toroïdale intense, appelée cœur de l'AT, de rayon  $a$ , souvent petit devant le rayon de l'AT lui-même,  $R$ , défini comme la distance entre le centre de l'AT et le centre du cœur comme illustré sur la figure 1.5. La circulation  $\Gamma$  associ e à l'AT est définie à partir du champ de vitesse  $\mathbf{u}^1$  comme  $\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l} = \iint_{\mathcal{S}} \nabla \wedge \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, dS = \iint_{\mathcal{S}} \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} \, dS$  où  $\mathcal{C}$  est un contour de vecteur tangent  $d\mathbf{l}$  entourant le cœur de l'AT,  $\mathcal{S}$  la surface s'appuyant sur ce contour, et  $\boldsymbol{\omega}$  la vorticité. La coupe du cœur de l'AT dans un plan vertical de symétrie  $(x, y)$  de l'AT correspond à deux zones de vorticité de signe opposé et correspondant à deux zones contra-rotatives. Si la structure est suffisamment compacte, les champs de vitesse induits par ces deux zones de vorticité contribuent dans le même sens au centre du tore où la vitesse est maximale et dirig e selon l'axe de révolution de l'AT.

Thomson [1867] a montré que dans le cas non visqueux, la vitesse de propagation de la structure,  $U$ , pouvait s'écrire :

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \log \frac{8R}{a} - \frac{1}{4} + o\left(\frac{a}{R}\right) \right) \quad (1.1)$$

avec  $a$  le rayon du cœur de l'AT. Cette formule est obtenue en faisant l'hypothèse d'une distribution de vorticité uniforme dans le cœur de l'AT. Le cas des AT générés dans un fluide visqueux a également été considéré par Saffman [1970] en utilisant une distribution gaussienne de vorticité dans le cœur de

<sup>1</sup>Les vecteurs sont notés en gras dans la suite du manuscrit



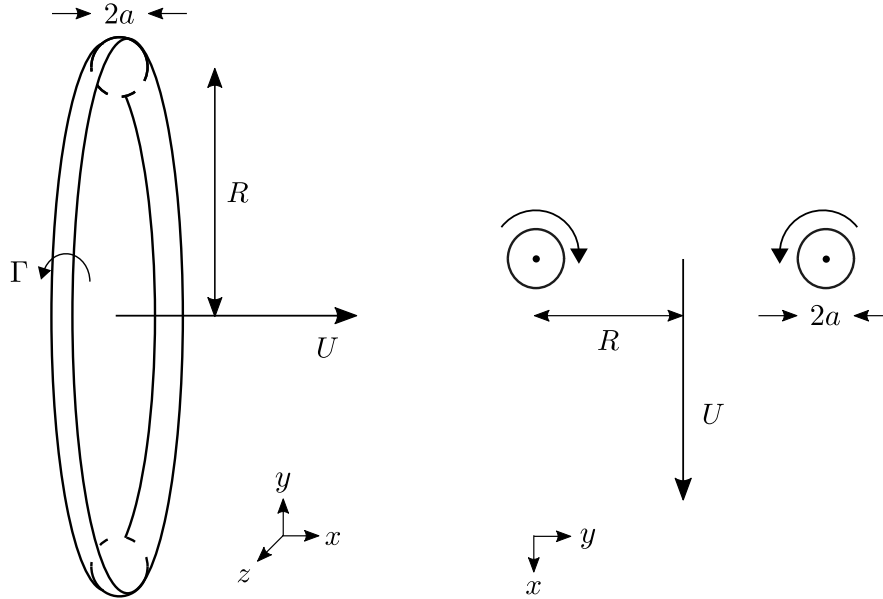


FIGURE 1.5: Schéma d'un AT de rayon  $R$ , de circulation  $\Gamma$ , de cœur de rayon  $a$  et de vitesse de propagation  $U$ . Gauche : vue de côté. Droite : vue de face. La rotation du cœur de l'AT induit un écoulement horizontal à la vitesse  $U$ .

l'AT  $\omega_\theta(r,t) = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} \exp\left(\frac{-r^2}{4\nu t}\right)$  avec  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide,  $t$  le temps et  $r$  la position radiale par rapport au centre du cœur de l'AT. La vitesse de propagation de l'AT,  $U_\nu$ , en fonction de la circulation devient alors :

$$U_\nu = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \log \frac{8R}{\sqrt{4\nu t}} - 0.558 \right) \quad (1.2)$$

Dans cette expression, la valeur de la circulation dépend des conditions de génération. De nombreuses études se sont intéressées à la détermination de cette grandeur à partir des caractéristiques de génération des AT. Le modèle le plus couramment utilisé est le modèle de flux-vorticité (ou "slug-flow model") proposé par Maxworthy [1977]. L'hypothèse est faite que la variation de la circulation  $\Gamma_0$  de l'AT en cours de formation est égale au flux de vorticité à travers le plan de sortie du tube générateur d'AT. La variation de la circulation s'écrit :

$$\frac{d\Gamma_0}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S \omega_a dS = \int_\delta \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} dy = - \int_\delta u \frac{\partial u}{\partial y} dy = \frac{1}{2} u_{ext}^2 \quad (1.3)$$

avec  $\omega_a$  la vorticité azimutale,  $u$  la composante de vitesse selon l'axe du tube  $x$ ,  $dS$  l'élément de surface élémentaire,  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite et  $u_{ext}$  la vitesse sur le bord extérieur de la couche limite. En faisant l'hypothèse que la vitesse  $u_{ext}$  est égale à la vitesse de déplacement du piston  $V_p(t)$ , cela mène à  $\Gamma_0 = \int_0^T \frac{1}{2} V_p(t)^2 dt$ . Pour un mouvement idéal où la vitesse du piston atteint immédiatement une valeur de consigne constante  $V_p = L/T$ , sans phase d'accélération ni de décélération, on obtient l'expression  $\Gamma_0 = L^2/2T$ . Ce premier modèle proposé par Maxworthy [1972] donne le bon ordre de grandeur de la circulation totale de l'AT mais la surestime systématiquement. Didden [1979] ainsi que Pullin [1979] ont proposé des corrections à ce modèle. Didden [1979] l'a corrigé de façon empirique en prenant en compte la formation d'un tourbillon d'arrêt de circulation opposée à celle de l'AT sur les bords extérieurs du tube générateur d'AT. Pullin [1979] a amélioré le modèle en prenant en compte la géométrie du système générateur d'AT en utilisant une méthode de similarité entre la génération d'un AT et la formation d'un tourbillon sur un bord tranchant sous un écoulement impulsif (Saffman [1978]). Ces deux modèles permettent une meilleure prédiction de la valeur de la circulation de l'AT en fonction des paramètres utilisés pour la génération d'AT et ont été utilisés avec succès sur des données expérimentales obtenues par vélocimétrie par image de particules 2D (PIV-2D) et par anémométrie

laser doppler (LDA) par [Weigand et Gharib \[1997\]](#).

Les nombres sans dimension usuellement utilisés pour caractériser les AT sont le nombre de Reynolds,  $Re$ , la longueur de course adimensionnée,  $L/d$ , et le rapport de forme de l'AT,  $a/R$ . Le nombre de Reynolds compare les effets inertiels aux effets visqueux et se définit de deux manières différentes selon les études. Dans les études analytiques et numériques, le nombre de Reynolds est généralement défini à partir de la circulation initiale de l'AT une fois formé,  $\Gamma_0$ , tel que  $Re_\Gamma = \Gamma_0/\nu$ . L'avantage de cette définition est son indépendance vis-à-vis des paramètres du générateur d'AT. La deuxième définition fréquemment utilisée dans les études expérimentales, comme c'est le cas de cette thèse, est  $Re_p = V_p d/\nu$ . Cette définition est construite à partir d'une vitesse caractéristique associée à l'AT (la vitesse du piston), une taille caractéristique de l'AT (le diamètre du tube générateur) et la viscosité cinématique du fluide. Le rapport de forme  $a/R$  permet de distinguer les AT épais ( $a/R \sim 1$ ) des AT fins ( $a/R \ll 1$ ).

J. J. Thomson ([Thomson \[1883\]](#)) a démontré que les AT sont des structures tourbillonnaires stables vis-à-vis de perturbations à grandes longueurs d'onde ( $\lambda \gg a$ ). En 1939, [Krutzsch \[1939\]](#) met en évidence expérimentalement l'existence d'une instabilité azimuthale à courte longueur d'onde sur les AT ( $\lambda \sim a$ ). Dès la génération de l'AT, cette instabilité se développe et gagne en intensité avant de rendre l'AT turbulent ce qui mène à sa destruction. La [figure 1.6](#) reproduit un exemple de visualisation d'AT devenant instable d'après [Krutzsch \[1939\]](#). Sur la [figure 1.6 \(a\)](#), une visualisation du cœur de l'AT vue de face est présentée. Le cœur de l'AT est déformé et prend la forme d'une étoile à neuf lobes. La [figure 1.6 \(b\)](#) représente l'AT vu de côté et met en évidence l'aspect tridimensionnel de cette instabilité. [Widnall et al. \[1974\]](#) ont démontré théoriquement l'existence de cette instabilité et caractérisé son taux de croissance. L'instabilité résulte de l'interaction du cœur de l'AT avec le champ de contrainte auto-induit par l'AT sur lui-même. [Maxworthy \[1977\]](#) et [Saffman \[1978\]](#) ont montré que le nombre de sommets observés sur l'instabilité dépendait du nombre de Reynolds de l'AT. Le nombre de lobes est proportionnel au rapport de forme  $a/R$  et augmente avec le nombre de Reynolds de façon non linéaire. Le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel au taux de cisaillement auto-induit de l'AT sur lui-même. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus la transition de l'AT vers la turbulence (et sa destruction) se produit rapidement.

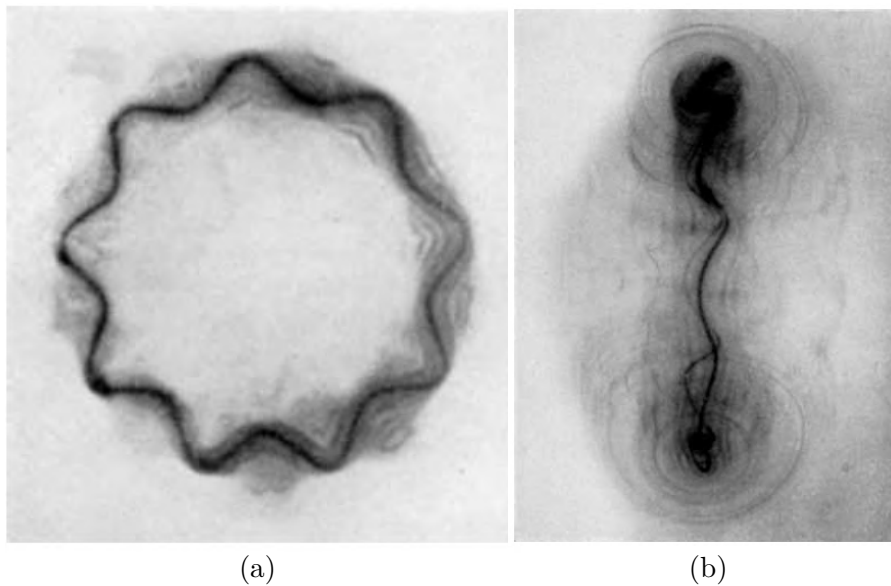


FIGURE 1.6: (a) Vue de face d'un AT ayant développé une instabilité de type Widnall ( $n = 9$  lobes). (b) Vue de côté du même AT (d'après [Krutzsch \[1939\]](#)).

Les AT se propageant par effet auto-induit, ce sont de bons candidats pour les applications de

transport de masse, de quantité de mouvement, ou encore de chaleur. Lorsqu'un AT est généré, le volume de la poche de fluide qu'il entraîne augmente au cours du temps : de la masse autre que celle initialement éjectée est alors transportée par l'AT. Maxworthy [1972] propose un mécanisme d'entraînement basé sur la diffusion de la vorticité contenue dans l'AT. Lorsque la vorticité diffuse jusqu'en dehors de la poche de fluide transportée par l'AT, la fine couche de fluide entourant l'AT, jusqu'alors irrotationnelle, ne l'est plus. Localement, cela se traduit par une diminution de la pression dans cette couche de fluide qui se retrouve entraînée à l'intérieur de l'AT. Une partie de la vorticité ayant diffusée en dehors de la poche de l'AT se retrouve de nouveau entraînée par l'AT tandis que le reste contribue à former un sillage à l'AT. Dabiri et Gharib [2004] se sont int eress es expérimentalement à l'étude de l'entraînement de fluide lors de la génération d'AT. Un AT est g en er e dans de l'eau à l'aide d'un SPC, le champ de vitesse est d etermin e par PIV-2D et la fraction de fluide entra n e par l'AT,  $\epsilon$ , est calculée comme

$$\epsilon(t) = 1 - \frac{\Omega_J(t)}{\Omega_B(t)} \quad (1.4)$$

où  $\Omega_J(t) = \frac{\pi d^2}{4} \int_0^t V_p(\tau) d\tau$  correspond au volume de fluide d elivr e par le générateur d'AT avec  $d$  le diamètre du tube générateur,  $V_p$  la vitesse du piston à tout instant,  $t$  le temps, et  $\Omega_B(t)$  le volume de la poche de fluide entraînée. Dabiri et Gharib [2004] ont montr e qu'entre 30% et 40% du volume total de la poche de fluide est constitu e par du fluide extérieur à celui de l'AT initial. Par ailleurs, à l'aide d'une procédure de contre-écoulement permettant de garder l'AT plus longtemps dans la fenêtre de mesure, il est montr e que  $\epsilon$  peut augmenter jusqu'à 65% à mesure que le temps passe. Un modèle d'entraînement bas e sur le mécanisme propos e par Maxworthy [1972] est d evelopp e, en bon accord avec les données expérimentales.

La quantité de mouvement transportée par un AT s'écrit (Sullivan *et al.* [2008]) :

$$P_v = \rho\pi R^2\Gamma \quad (1.5)$$

où  $\rho$  correspond à la masse volumique du fluide dans lequel l'AT est g en er e. Sullivan *et al.* [2008] ont mesur e la quantité de mouvement transportée par un AT à l'aide d'un pendule ballistique pour  $L/d = [0.6; 1.2]$ . Un AT est tir e à l'horizontale sur un pendule constitu e d'une plaque d'aluminium trois fois plus grande que l'AT et la quantité de mouvement transférée au pendule est obtenue à partir des oscillations de ce dernier. Un bon accord est trouv e entre la quantité de mouvement mesurée et la quantité de mouvement obtenue en utilisant l'équation (1.5). Cette quantité de mouvement correspond (aux incertitudes de mesure pr es)   la quantité de mouvement initialement injectée dans le système par le générateur d'AT, qui s'écrit  $P_i = \rho\pi(d/2)^2LV_p$ . Il est à noter que ce bon accord n'est possible que parce que la longueur de course du piston  $L/d$  est inférieure à la valeur critique  $L/d \sim 4$ , au-delà de laquelle tout le volume de fluide  ject e ne peut prendre la forme d'un AT unique.

La capacité des AT à transporter de la quantité de mouvement a initi e un projet militaire américain appel e Vortex Ring Gun (VRG) vers la fin des années 90. Jasper *et al.* [1998] ont produit des données sur la génération d'AT subsoniques ou supersoniques dans le but de créer une arme non-létale, utilisable lors de manifestations ou d'émeutes à une cinquantaine de mètres de distance. Le VRG devait permettre notamment de frapper la cible pour la neutraliser mais également de transporter d'éventuels agents chimiques colorants ou paralysants. Le projet a été abandonn e au profit du développement d'autres armes non létales, notamment à cause de la faible portée et de la forte sensibilité à l'environnement des AT g en er es. Plus récemment, le groupe Disney a d evelopp e un système appel e AIREAL utilisant des AT pour des attractions   réalité augmentée. Sodhi *et al.* [2013] présentent un dispositif haptique (*ie* associ e au sens du toucher) coupl e à une interface graphique permettant à l'utilisateur de ressentir les mouvements d'animations projetées sur un écran (fig. 1.7). Le procède utilise un générateur d'AT capable de suivre les mouvements du joueur et de tirer des AT d'air sur celui-ci afin qu'il ressente des sensations, comme celle de taper dans une balle par exemple.

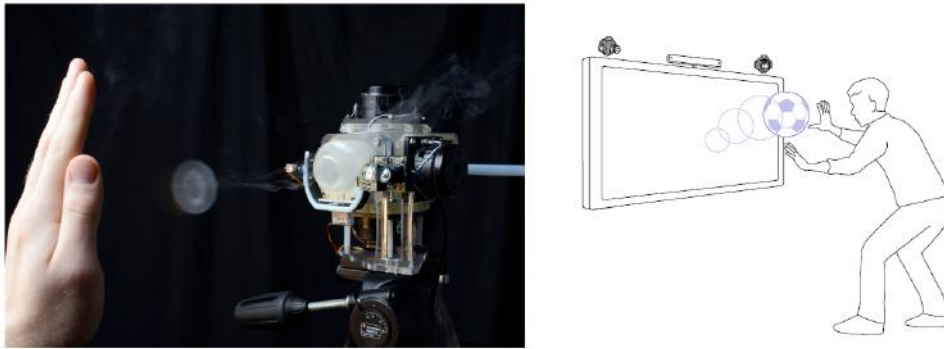


FIGURE 1.7: Gauche : dispositif AIREAL générant un AT en direction de la main de l'utilisateur. Droite : schéma de l'intégration de plusieurs dispositifs AIREAL pour que l'utilisateur ait la sensation d'interagir avec des objets virtuels (d'après [Sodhi et al. \[2013\]](#)).

La génération d'écoulement pour évacuer la chaleur dans les systèmes électroniques est sûrement une des méthodes de transfert de chaleur les plus utilisées. Récemment, des études se sont intéressées au comportement du flux de chaleur sous l'effet de l'écoulement instationnaire de dipôles tourbillonnaires ou d'AT. [Martin et Zenit \[2008\]](#) se sont intéressés à l'impact normal d'une paire de tourbillons contra-rotatifs sur une plaque chauffée à l'aide de simulation 2D et sans convection naturelle (plaque horizontale). La dynamique tourbillonnaire du dipôle impactant la plaque chauffée est la même que dans le cas d'une plaque non chauffée ([Walker et al. \[1987\]](#), [Fabris et al. \[1996\]](#), [Munro et Dalziel \[2009\]](#)). Lorsque le dipôle tourbillonnaire s'approche de la plaque, son diamètre augmente. De la vorticité secondaire de signe opposé à la vorticité primaire constituant le dipôle se forme autour de la structure cohérente sous la forme d'un deuxième dipôle. Puis, de la vorticité tertiaire de même signe que la vorticité primaire est produite sous la forme d'un autre dipôle qui englobe le tout. Pour une plaque chauffée, [Martin et Zenit \[2008\]](#) montrent que le taux de transfert de chaleur augmente fortement lors de l'impact du dipôle mais également lors de la génération des dipôles secondaire et tertiaire, qui contribuent donc à évacuer la chaleur. [Arévalo et al. \[2007\]](#) se sont intéressés expérimentalement au cas d'une plaque verticale chauffée uniformément et subissant l'impact d'un AT d'air (voir [fig. 1.8](#)).

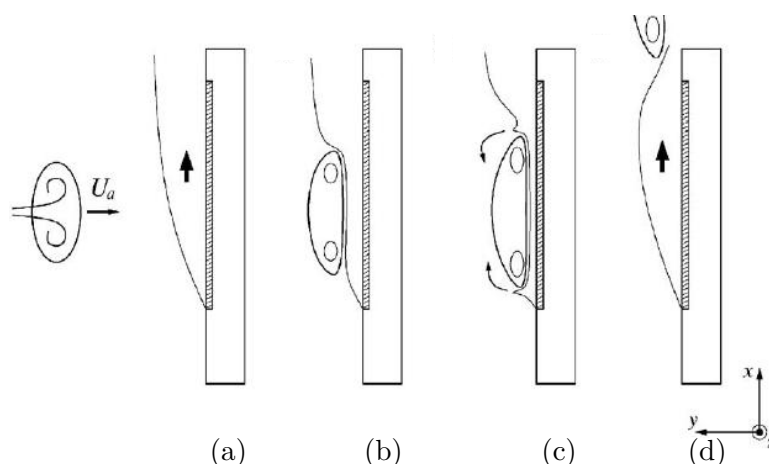


FIGURE 1.8: Illustration du comportement d'un AT se propageant à l'horizontale en direction d'une plaque verticale chauffée uniformément, le long de laquelle se développe une couche limite de convection naturelle associée à un écoulement principalement dirigé vers le haut (d'après [Arévalo et al. \[2007\]](#)).

Dans cette configuration, et contrairement à l'étude de [Martin et Zenit \[2008\]](#), une couche limite convective se forme dont l'écoulement est dirigé vers le haut ([fig. 1.8a](#)). A mesure que l'AT pénètre la

couche limite thermique (figs. 1.8b-c), de la vorticité secondaire et tertiaire sont g n r es mais de façon asymétrique entre le haut et le bas. Les structures tourbillonnaires sont ensuite  vacu es vers le haut par l'écoulement de la couche limite (fig. 1.8d). Une augmentation des transferts de chaleur est observ e lors de l'arrivée de l'AT sur la plaque, d'autant plus importante que le nombre de Reynolds de l'AT est élevé. Palacios-Morales *et al.* [2014] ont montré qu'il existait également une asymétrie des échanges de chaleur dans cette configuration, la partie de l'AT se trouvant dans la partie haute étant dans un écoulement localement plus intense. Arévalo *et al.* [2010] ont complété leur étude à l'aide de mesures de champs de vitesse par PIV-2D pour montrer que la distribution de vorticité et le cisaillement proche de la paroi sont les principaux ingrédients de l'augmentation des transferts thermiques. Hubble *et al.* [2013] ont montré que l'augmentation des transferts thermiques était fortement influenc e par la quantité de mouvement, la taille et la position de l'AT par rapport à la couche limite thermique g n r e par convection. Enfin, Jabbar et Naguib [2019] se sont intéressés numériquement à l'efficacité des transferts thermiques lors de l'impact de deux AT successifs sur une plaque chauffée uniformément en présence de couche limite convective. Lorsque deux AT se trouvent suffisamment proches l'un de l'autre, un processus de fusion a lieu, menant à la formation d'un AT unique, plus grand et gros que chacun des AT pris séparément. L'efficacité des transferts thermiques est maximale dans le cas où la fusion des AT se produit au moment où le premier AT atteint la plaque. L'efficacité des transferts est alors supérieure au cas d'un AT seul ou au cas de deux AT ayant préalablement fusionné.

### 1.3 Milieux stratifiés et ondes internes

Les milieux stratifiés en densité sont omniprésents dans l'environnement, que ce soit dans l'atmosphère, les océans ou encore dans les étoiles. La stratification peut être li e à des gradients de température et/ou de salinité et être stable  $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$  ou instable  $\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0$ , où  $\rho(z)$  désigne la masse volumique et  $z$  la direction verticale ascendante.

Dans un milieu stratifié stable incompressible comme représenté sur la figure 1.9 (a), une particule fluide P de masse volumique  $\rho_P$  initialement situ e à son niveau isodense est d plac e verticalement de façon adiabatique d'une distance infinitésimale  $\xi$    la position  $P'$ . Elle se retrouve dans un environnement localement plus ou moins dense de densité  $\rho_{P'} = \rho_P + \frac{\partial \rho}{\partial z} \xi$ . Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule de fluide s'écrit alors selon  $z$  :

$$\rho \frac{d^2 \xi}{dt^2} = g \rho_{P'} - g \rho_P = g \frac{\partial \rho}{\partial z} \xi$$

et se r ecrit :

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + N(z)^2 \xi = 0 \tag{1.6}$$

où  $N(z) = \sqrt{-\frac{g}{\rho(z)} \frac{\partial \rho(z)}{\partial z}}$  est la fréquence de Br nt-Väissälä.<sup>2</sup> Il s'agit de l'équation d'un oscillateur harmonique à une dimension dont la fréquence naturelle d'oscillation est d termin e par le gradient de densité local.

La structure générale de l'atmosphère terrestre est stratifi e, en lien ici avec les variations de la température avec l'altitude (fig. 1.9b). La troposphère, qui se situe sur les 10 premiers kilomètres, est principalement chauffée par les infrarouges restitués par la surface terrestre. Le bas de la troposphère

<sup>2</sup>Le terme **fréquence** de Br nt-Väissälä est abusif : il s'agit plutôt d'une **pulsation** (homogène à des rad/s). Cet abus de langage est utilisé dans cette thèse pour rester en accord avec la littérature.

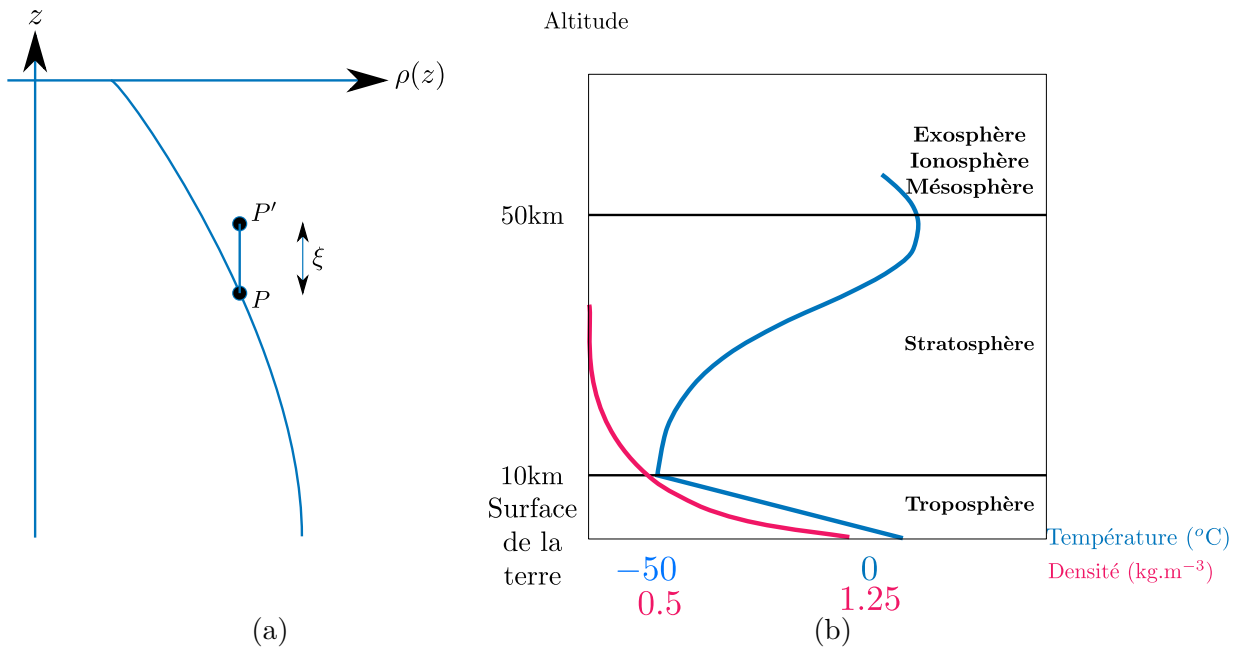


FIGURE 1.9: (a) Schéma de principe des oscillations dans un milieu stratifié de densité  $\rho(z)$ , et stable ( $\frac{\partial\rho}{\partial z} < 0$ ). Une particule fluide  $P$  est déplacée de sa position d'équilibre  $z$  selon la verticale d'une distance  $\xi$  à une nouvelle position  $P'$ . (b) Profil de température (bleu) et de densité (rouge) en fonction de l'altitude dans l'atmosphère terrestre.

est plus chaud que le haut ce qui crée des cellules de convection à l'échelle du globe, notamment étudiées dans le domaine de la météorologie. Cette zone stratifiée peut être stable si le gradient de verticale de température est tel que  $dT/dz \geq -g/C_p$  où  $C_p$  est la capacité thermique massique de l'air ou instable dans le cas contraire. De 10 km à 50 km s'étend la stratosphère où la température augmente de façon continue (mais non linéaire) avec l'altitude. Cette zone est donc stratifiée stablement en température. Cette variation de température est associée à la production d'ozone sous l'effet des rayonnements ultra-violettes solaires. Au-delà de 50 km se trouve la mésosphère caractérisée par une forte diminution de la température avec l'altitude, associée à la raréfaction de l'air : il s'agit d'une zone stratifiée en température pouvant être stable ou instable.

Dans les étoiles de type solaire, le noyau nucléaire entretient une zone stratifiée stable radiative épaisse. Cette zone stratifiée est surmontée par une zone de convection instable, elle-même surmontée par une zone peu épaisse superficielle.

Concernant les océans, la situation est légèrement différente. Pour les grandes latitudes, l'eau peut devenir si froide et dense qu'elle coule jusqu'au fond marin. En l'absence de toute autre influence, cette eau finirait par remplir entièrement le bassin océanique, jusqu'à ce que le niveau de l'eau froide lourde ne se trouve qu'à quelques dizaines de mètres de la surface libre (Sandström [1908]). L'eau au-dessus de ce niveau serait alors chauffée par les rayons du soleil, donnant lieu à l'existence d'une circulation océanique faible, au-dessus d'une colonne de fluide homogène lourd. Toutefois, les observations sur le terrain montrent que la situation est bien différente. La figure 1.10 présente l'évolution de la densité de l'eau avec la profondeur dans le cas de l'océan pacifique pour une coupe transverse allant de l'Antarctique aux îles Aléoutiennes (d'après Wunsch et Ferrari [2004]). L'abscisse correspond à la latitude et l'ordonnée à la profondeur. Les zones noires représentent la topographie sous-marine. Cette figure met en évidence l'augmentation de la densité avec la profondeur ainsi que l'existence d'une zone peu profonde de densité uniforme sous la surface de l'océan (en rouge). L'océan est ainsi constitué d'une couche de fluide léger homogène proche de la surface, régit par la turbulence océanique

associée aux vents notamment, surmontant une zone stablement stratifiée dont la frontière supérieure est appelée pycnocline. La fréquence de Brünt-Väissälä dans les océans varie fortement en fonction de la profondeur et de la position sur le globe ( $N_{ocean} \in [10^{-5} - 10^{-1}] \text{ rad.s}^{-1}$ ). La remontée de fluide froid prédit par Sandström [1908] est également accompagnée d'un processus de mélange menant à une stratification, comme prédit par Jeffreys [1925]. Paradoxalement, la stratification océanique n'est possible que parce qu'il existe du mélange dans l'océan profond. L'existence de mélange est en accord avec les connaissances actuelles sur la dynamique des océans qui n'est pas un environnement "statique" mais est le lieu d'écoulements turbulents intenses et intermittents résultant des vents et des marées.

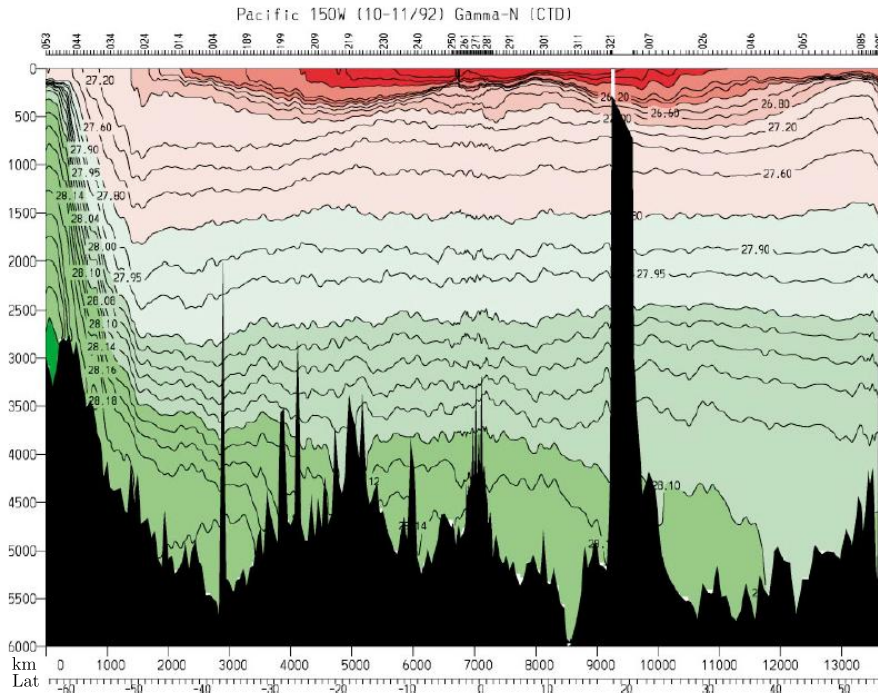


FIGURE 1.10: Densité moyenne,  $(\sigma - 1000) \times 10^3 \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$ , de l'océan Pacifique en fonction de la profondeur le long d'une section courant de l'Antarctique aux îles Aléoutiennes. Les zones noires indiquent la topographie sous-marine (d'après Wunsch et Ferrari [2004]).

Depuis plusieurs décennies maintenant, l'estimation de l'énergie nécessaire au maintien de la stratification océanique, l'identification des sources de cette énergie et des différents transferts en jeu ont fait l'objet d'un nombre considérable de travaux. L'énergie nécessaire pour maintenir la stratification des océans a été estimée à 2 TW (Munk et Wunsch [1998], Kunze [2017]). Cette valeur, bien que communément admise par la communauté, est entachée d'une incertitude assez grande ( $\pm 0.7 \text{ TW}$ ). Les sources permettant de fournir une telle énergie sont aujourd'hui identifiées mais la contribution de chacune au bilan global continue de faire l'objet d'études.

Les deux principales sources d'énergie dans les océans sont les marées (lunaires : 3 TW, solaires : 0.5 TW) ainsi que les vents à la surface des océans (1.2 TW). Une grande partie (2.6 TW) de l'énergie des marées est dissipée dans les eaux peu profondes proches des côtes, et ne contribue donc pas ou peu au bilan global du mélange océanique. En eau profonde et loin de toute topographie ou de turbulence de surface, les seules sources d'énergie permettant de réaliser du mélange sont les marées. Les marées génèrent des OI par interaction avec la topographie qui contribuent au mélange en déferlant ou en interagissant entre elles.

Ces ondes sont propres aux milieux stratifiés et sont liées au comportement oscillant que pos-

sède une particule de fluide déplacée de sa position d'équilibre dans un milieu stratifié (fig. 1.9a). Considérons un fluide parfait, incompressible, stratifié linéairement en densité ( $N(z) = N = \text{cste}$ ), sans rotation, infini et caractérisé par l'état de base  $\mathbf{U} = \mathbf{0}$ ,  $\rho = \rho(z)$ ,  $p = p(z)$ , où  $\mathbf{U}$  représente le champ de vitesse,  $\rho$  le champ de densité,  $p$  le champ de pression et tel qu'à l'équilibre hydrostatique  $dp/dz = -g\rho$ . Si le fluide est soumis à des petites perturbations en vitesse  $\mathbf{u} = (u, v, w)$ , en pression  $p'$  et en densité  $\rho'$ , il est possible de dériver l'équation d'onde suivante (voir Lighthill [1978] p. 288, Kundu et Cohen [2008] p. 268) dans un repère cartésien  $(x, y, z)$  où  $z$  correspond à la direction verticale :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_H^2 w = 0 \quad (1.7)$$

où  $t$  désigne le temps,  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  correspond au laplacien total et  $\nabla_H^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  est le laplacien horizontal. Il est important de noter que cette équation est dérivée dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, à savoir que les fluctuations de densité  $\rho'$  sont petites devant la densité du milieu ( $\rho'/\rho \ll 1$ ) de sorte que les termes associés aux fluctuations de densité n'apparaissent que dans le terme de flottabilité. Si on considère une solution à l'équation (1.7) sous la forme d'une onde plane 3D pour la composante verticale de vitesse de la forme  $w = w_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$  où  $w_0$  correspond à l'amplitude,  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$  représente le vecteur d'onde,  $\omega$  la pulsation de l'onde et  $\mathbf{r}$  le vecteur position, on obtient la relation de dispersion :

$$\omega = N \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}} = N \frac{k_H}{K} \quad (1.8)$$

avec  $k_H = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  le nombre d'onde horizontal et  $K = \|\mathbf{k}\|$  la norme du vecteur d'onde. Si l'on se place dans un repère sphérique  $(r, \alpha, \phi)$  où  $r$  désigne la position radiale,  $\alpha$  la latitude et  $\phi$  la longitude, le nombre d'onde s'écrit :

$$\mathbf{k} = K \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \phi \\ \cos \alpha \sin \phi \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

En réinjectant l'équation (1.9) dans l'équation (1.8), on obtient :

$$\omega = N \cos \alpha \quad (1.10)$$

L'angle  $\alpha$  correspond à l'angle fait par les faisceaux d'ondes avec la direction verticale c'est-à-dire à l'angle fait par  $\vec{k}$  avec la verticale ou encore par  $\vec{v}_g$  avec l'horizontale. Cette relation de dispersion est caractéristique des OI. Il s'agit d'une relation de dispersion anisotrope, caractère mis en évidence par le nombre d'onde horizontal,  $k_H$  (eq. 1.8). Cette anisotropie est liée à la stratification en densité qui impose une non équivalence entre les directions horizontales et la direction verticale. Par ailleurs, la pulsation des OI est indépendante de l'amplitude de  $\mathbf{k}$  (eq. 1.10) et dépend uniquement de l'orientation du vecteur d'onde, c'est-à-dire de l'angle fait par  $\mathbf{k}$  avec la direction horizontale. Cette relation de dispersion donne également une limite supérieure en pulsation pour l'existence des OI : ces dernières ne peuvent exister et se propager que si la pulsation du forçage  $\omega$  est inférieure ou égale à la fréquence de Brünt-Väissälä,  $N$ . En trois dimensions, les surfaces de pulsation constante sont des doubles cônes d'angle au sommet  $\alpha = \text{constante}$  comme représenté sur la figure 1.11 (a). Sur cette figure, différentes isosurfaces  $\omega^* = \omega/N = \text{constante}$  sont représentées, les fronts d'onde sont des plans  $k_x x + k_y y + k_z z = \text{constante}$ , perpendiculaires au vecteur d'onde, et inclinés d'un angle  $\alpha$  avec la verticale, comme représenté sur la figure 1.11 (b). Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, l'équation de continuité



s'écrit :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \Leftrightarrow k_x u + k_y v + k_z w = 0 \Leftrightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.11)$$

Le champ de vitesse du fluide est donc perpendiculaire au vecteur d'onde : il s'agit d'onde transverse. La vitesse de phase  $\mathbf{v}_\phi = \omega/\mathbf{k} = \omega\mathbf{k}/K^2$  et la vitesse de groupe  $\mathbf{v}_g = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$  s'écrivent ;

$$\mathbf{v}_\phi = N \frac{k_H}{K^3} \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

$$\mathbf{v}_g = N \frac{k_z}{k_H K^3} \begin{pmatrix} k_x k_z \\ k_y k_z \\ -k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

La vitesse de phase est alignée avec le vecteur d'onde et orthogonale à la vitesse de groupe. Il s'agit là d'une propriété caractéristique des OI liée au caractère anisotrope du milieu. L'énergie des OI se propage à la vitesse de groupe  $\mathbf{v}_g$ , orthogonalement au vecteur d'onde.

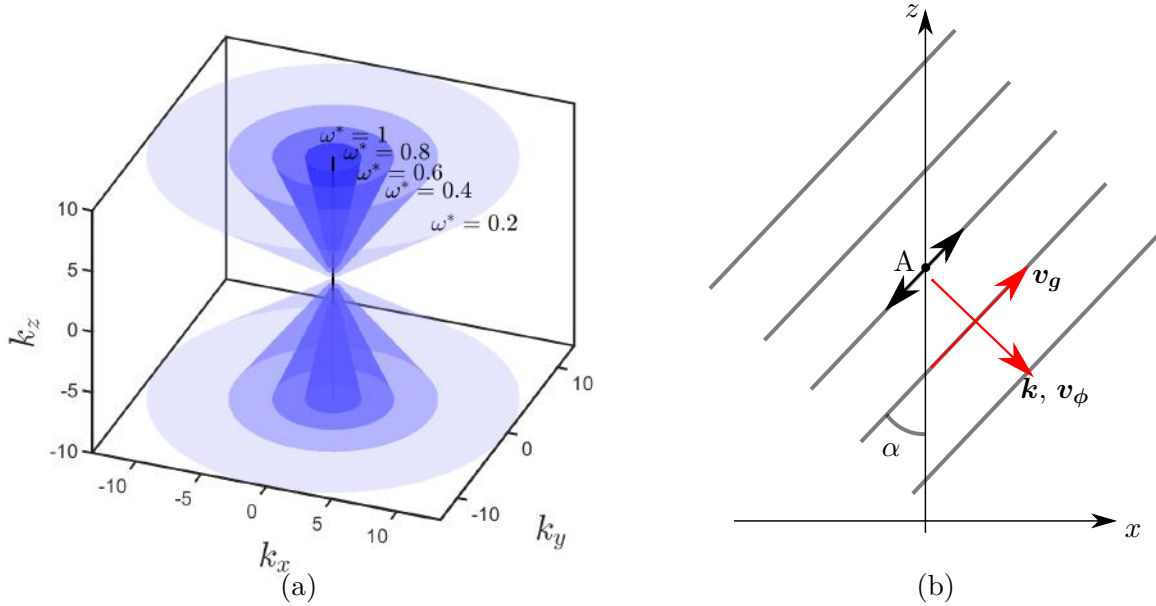


FIGURE 1.11: (a) Représentation de la relation de dispersion (eq. 1.8) pour différentes valeurs de  $\omega^* = \omega/N$  dans l'espace  $(k_x, k_y, k_z)$ . Chaque isosurface correspond à une valeur de  $\omega^*$ . (b) Schéma d'un faisceau d'OI dans le plan vertical  $y = 0$ . Toute particule fluide A appartenant à un faisceau d'onde incliné d'un angle  $\alpha$  par rapport à la verticale se déplace le long des fronts d'onde, perpendiculairement au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

Les OI et la façon de les générer ont été largement étudiées depuis le travail précurseur de [Mowbray et Rarity \[1967b\]](#). Dans cette étude, une sphère rigide initialement placée dans une stratification linéaire stable de fréquence de Brünt-Väissälä  $N$  est soumise à un mouvement oscillant vertical à une certaine pulsation  $\omega$  et de petite amplitude  $\xi$ . Le champ d'ondes résultant dans un plan vertical de symétrie de la sphère est obtenu par ombroscopie. Les figures 1.12 (a-b) mettent en évidence l'existence de quatre faisceaux d'ondes, émis au niveau de la sphère oscillante et prenant la forme d'une croix dite de Saint-André d'angle au sommet  $\alpha$  (coupe 2D du double cône de la fig. 1.11a). La figure 1.12 (a) est associée à un rapport  $\omega_1/N = 0.366$  tandis que la figure 1.12 (b) est associée à un rapport  $\omega_2/N = 0.699$ . L'angle au sommet de la croix de Saint-André est plus grand pour le cas à faible valeur de  $\omega/N$  ( $\alpha_1 > \alpha_2$ ), en accord avec la relation de dispersion (eq. 1.10).

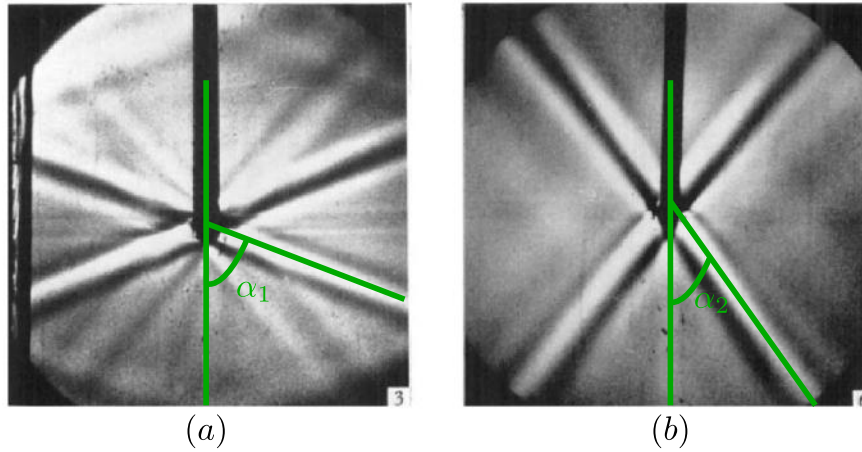


FIGURE 1.12: Observation par ombroscopie des OI générées par une sphère oscillant verticalement à une pulsation  $\omega$  donnée dans une stratification linéaire de fréquence de Brünt-Väissälä  $N$  constante. (a)  $\omega_1/N = 0.366$ . (b)  $\omega_2/N = 0.699$ . D'après Mowbray et Rarity [1967b].

Dans les écoulements géophysiques, le forçage des OI se fait de manière plus complexe. La figure 1.13 reproduite de Mackinnon *et al.* [2017] est un schéma de principe représentant les différentes sources d'OI, responsables du mélange océanique. On distingue trois types d'OI responsables de ce mélange.

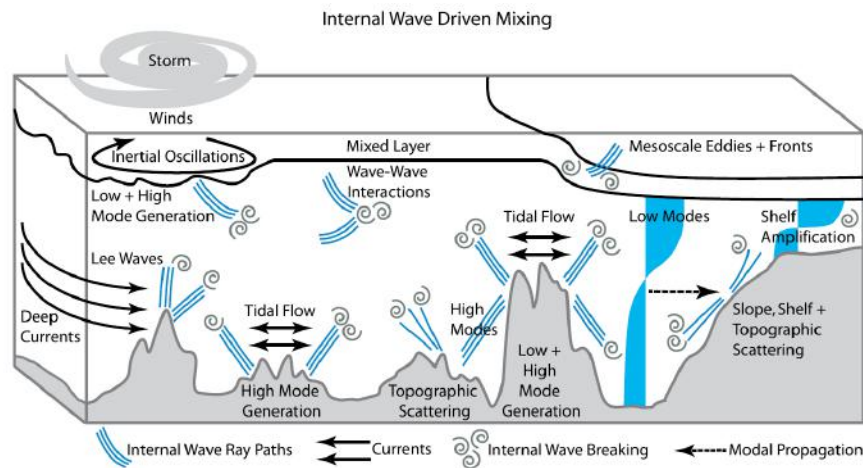


FIGURE 1.13: Schéma du mélange océanique par les OI. L'interaction des marées avec les différentes topographies génèrent des OI de marée. Les oscillations inertielles associées au vent de surface génèrent des OI de gravité quasi-inertielles. Les courants océaniques au-dessus de fortes topographies génèrent des ondes orographiques (ondes de Lee). D'après Mackinnon *et al.* [2017].

Sur les 2 TW nécessaires au maintien de la stratification océanique, on estime qu'environ 1 TW est associé aux OI de marée excitées à la fréquence des marées lunaires et solaires. Ces ondes sont générées à des endroits spécifiques, associés à de fortes topographies sous-marines (Egbert et Ray [2000], Egbert et Ray [2001]) et résultent du mouvement de va-et-vient généré par la marée sur les topographies. Ces OI correspondent à des oscillations quasi-verticales de la colonne d'eau à une période de 12h30 (pulsation de  $1.4 \times 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ) pour les marées semi-diurnes lunaires. Le deuxième type d'OI océaniques sont les OI de gravité quasi-inertielles. Ces OI sont forcées par le vent et les tempêtes à la surface de l'eau et se propagent de la surface des océans vers le fond (en haut à gauche de la figure 1.13). Ces ondes sont caractérisées par une fréquence proche de la fréquence de Coriolis,  $f_c = 2\Omega \sin \phi$  où  $\Omega = 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  est la vitesse de rotation de la Terre, et  $\phi$  correspond à la latitude. On attribue à ces OI une puissance comprise entre 0.2 – 1.1 TW (Alford [2003], Subeesh et Unnikrishnan [2015], Alford *et al.*

[2016], Kunze [2017]). La génération de ces ondes est intermittente dans la mesure où elle dépend de phénomènes atmosphériques à la surface des océans comme les vents ou encore de tempêtes localisées. Il s'agit d'OI associées à des vitesses de groupe plus lentes que les OI de marée, leur laissant plus de temps pour interagir avec les écoulements à méso-échelle. Enfin, les courants océaniques profonds sont susceptibles de générer des ondes orographiques (aussi appelées ondes de Lee) dont la contribution au mélange océanique est estimée à 0.2–0.7 TW. L'écoulement passant au-dessus d'une forte topographie se retrouve dévié de sa trajectoire initiale. Si le milieu est stratifié, des oscillations se produisent en aval de la topographie, donnant lieu à des OI de gravité. Ce type d'onde existe aussi bien dans l'océan que dans l'atmosphère ce qui est illustré sur la figure 1.14 où l'écoulement d'air au-dessus de l'île Amsterdam dans l'océan Indien génère des ondes de Lee, visibles grâce à la présence de nuages.



FIGURE 1.14: Génération d'ondes orographiques par l'île Amsterdam dans l'océan indien visibles via l'observation des nuages en aval de l'île par le satellite Terra. Crédit : Nasa Earth Observatory, 19 décembre 2005.

Bien que les principales OI (OI de marée et OI de gravité quasi-inertielle) soient générées à des fréquences précises, toutes les fréquences sont représentées dans le spectre fréquentiel des océans (Alford *et al.* [2016]). Cela vient notamment du fait que les OI sont associées à un fort cisaillement vertical, ce qui peut mener à la déstabilisation de la colonne d'eau et à la turbulence (Garrett et Kunze [2007]), répartissant l'énergie sur l'ensemble du spectre. Les OI peuvent également interagir entre elles de façon non linéaire, et mener à la turbulence par déferlement.

Dans l'atmosphère, les OI ont été identifiées depuis les années 70 comme ayant un rôle prépondérant dans l'oscillation quasi-biennale (OQB) terrestre. Lindzen et Holton [1968] et Holton et Lindzen [1972] ont montré que le changement de direction de propagation des vents stratosphériques au niveau des tropiques résultait de l'interaction entre les vents tropicaux et des OI générées au bas de la stratosphère se propageant vers le haut et transportant de la quantité de mouvement (Dunkerton [1997], Fritts et Alexander [2003]). On distingue trois grandes sources d'OI dans l'atmosphère (Fovell *et al.* [1992]), à savoir : les écoulements au-dessus de topographie, l'ajustement géostrophique (Zhu et Holton [1987]) et la convection profonde. La convection profonde fait référence au mélange turbulent piloté par des effets thermiques transportant de l'air de la basse atmosphère vers la haute atmosphère sur de grandes distances. Il existe trois façon de générer des OI par convection profonde. L'**effet d'obstacle** dans lequel une tempête convective agit comme une barrière pour un écoulement de fond : ce dernier est alors dévié de sa trajectoire initiale et si le milieu est stratifié, des oscillations se mettent en place et donnent lieu à la génération d'OI. Ce mécanisme est assez proche de celui de la génération d'ondes orographiques à la différence près que l'élément convectif évolue dans le temps et les OI générées sont instationnaires, contrairement aux ondes de Lee (Clark *et al.* [1986], Pfister *et al.* [1993], Beres *et al.* [2002]). L'**effet de chauffage profond** dans lequel le dégagement de chaleur au sein de la tempête convective produit un écoulement vertical responsable de la génération d'OI (Salby et Garcia [1987], Pandya et Alexander [1999]). L'**effet d'oscillateur mécanique** dans lequel les vents ascendants et descendants au contact d'une zone stratifiée génèrent des OI par déplacement des lignes isentropiques,

d'une manière similaire à la façon dont des OI sont générées par un oscillateur mécanique placé dans un milieu stratifié (Clark *et al.* [1986], Fovell *et al.* [1992]).

Afin de modéliser les OI générées aux échelles géophysiques, de nombreuses études expérimentales et numériques portant sur la génération d'OI par mouvements convectifs ont été réalisées. Le lien entre l'écoulement convectif et les OI générées, la pulsation des OI générées ou encore la quantité d'énergie transmise de l'écoulement aux OI font partie des questions auxquelles ces études cherchent à répondre. Parmi ces études, on distingue : la génération d'OI par panache impulsif (Maclaren *et al.* [1973], Cerasoli [1978], Lane [2008], Brandt et Shipley [2019]), par panache continu (Ansong et Sutherland [2010]) et par convection turbulente (Linden [1975], Clark *et al.* [1986], Michaelian *et al.* [2002], Dintrans *et al.* [2005], Le Bars *et al.* [2015], Lecoanet *et al.* [2015], Couston *et al.* [2018b], Couston *et al.* [2017], Couston *et al.* [2018a], Léard *et al.* [2020b]).

Une des premières études expérimentales portant sur la nature des OI générées par l'interaction entre un panache et une stratification a été proposée par Maclaren *et al.* [1973]. Dans cette étude, un panache de fluide léger est libéré depuis le fond d'une cuve stratifiée en densité et remonte jusqu'à atteindre son niveau isodense où un mouvement oscillant se met en place. Des OI sont alors générées dont les caractéristiques sont étudiées à partir de l'analyse de trajectoires de traceurs passifs. Les OI ainsi générées sont multifréquentielles et instationnaires contrairement aux OI générées par une source oscillante monochromatique entretenue. Ces résultats ont été corroborés par Cerasoli [1978] dans le cas d'un lâcher instantané de fluide lourd dans une stratification ainsi que récemment par Brandt et Shipley [2019] dans le cas d'un panache lourd généré juste en dessous de la surface libre d'une zone linéairement stratifiée en densité. Ces deux dernières études se sont notamment intéressées à la proportion d'énergie cinétique et potentielle initiale convertie en OI. Cerasoli [1978] a estimé que l'énergie des OI générées représentait de l'ordre de 20 – 25% de l'énergie potentielle injectée dans le système lors de la chute du fluide lourd tandis que Brandt et Shipley [2019] ont estimé que les OI contenaient entre 6% et 10% de l'énergie initiale du panache. Dans le cas d'un panache lourd alimenté en continu et généré dans une zone homogène surmontant une stratification, Ansong et Sutherland [2010] ont étudié la génération d'OI se propageant depuis le niveau isodense du panache vers le fond de la cuve (fig. 1.15a). Les OI sont multifréquentielles mais l'étude des déplacements verticaux met en évidence une pulsation caractéristique  $\omega \sim 0.7N$ . Par ailleurs, les auteurs estiment à 4% en moyenne la conversion d'énergie du panache en OI. Le mécanisme en lui-même de génération des OI par un panache a été étudié numériquement par Lane [2008]. Des simulations numériques 2D d'un panache se propageant vers le haut dans une zone homogène en densité et rencontrant une stratification linéaire en température ont été réalisées. L'auteur s'intéresse à l'évolution du champ de vorticité et montre la génération de vorticité barocline lors de la pénétration du panache dans la zone stratifi e qui initialise la génération d'OI (fig. 1.15b).

Pour des zones convectives au contact de zones stratifi es, la génération d'OI se fait de manière légèrement différente. Michaelian *et al.* [2002] se sont intéressés à la génération d'OI dans une stratification linéaire lorsque celle-ci est subitement chauffée par en dessous. Une zone convective de mélange se développe dans le bas de la cuve par instabilité de Rayleigh-Bénard et envahit peu à peu l'ensemble de la cuve. Des OI sont g n r es par les mouvements associés à la zone convective et dont les caractéristiques évoluent avec le temps. A mesure que l'épaisseur de la zone stratifi e diminue, la pulsation des OI augmente linéairement avec le temps.

Le Bars *et al.* [2015] et Lecoanet *et al.* [2015] ont récemment étudié les propriétés des OI g n r es par une zone convective naturelle au contact d'une zone linéairement stratifi e en température dans une configuration quasi-bidimensionnelle. Une cuve est remplie sur une certaine épaisseur avec une couche d'eau à la température de 4 C et surmont e d'une zone linéairement stratifi e en température. Tirant parti de la propriété de l'eau d'avoir une densité maximale pour une température de

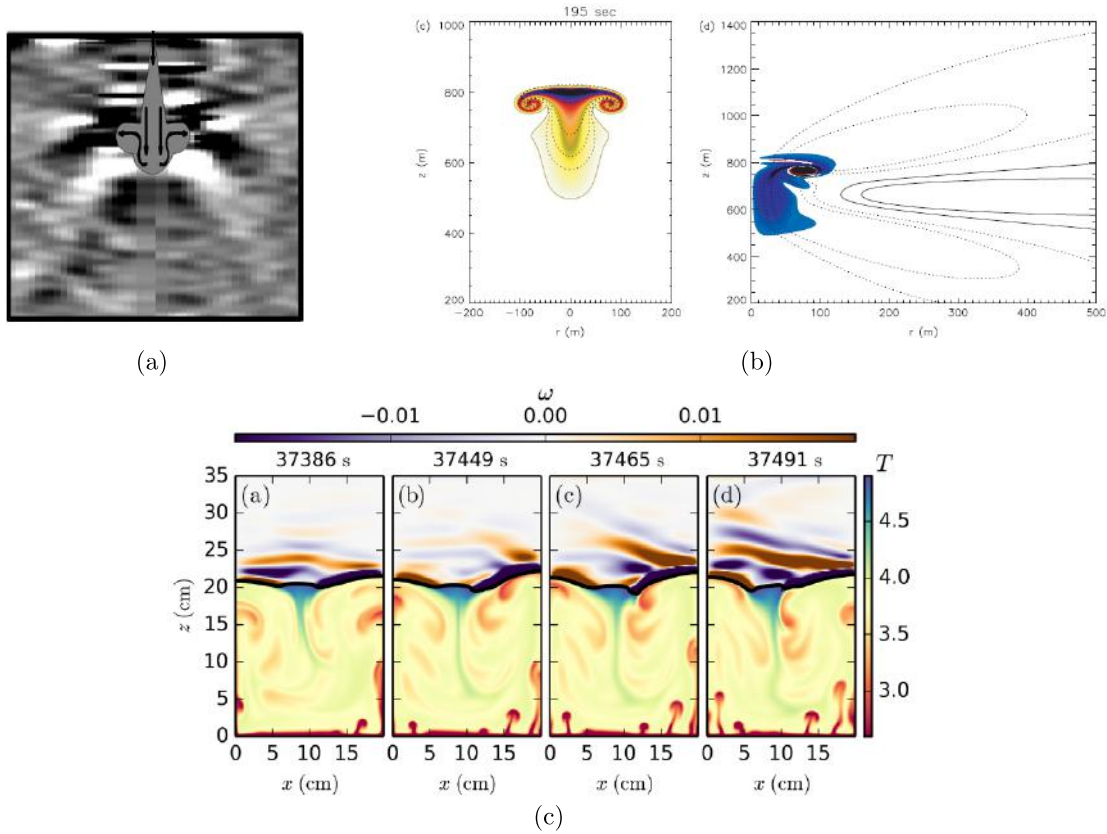


FIGURE 1.15: (a) Champ de perturbation de densité obtenu par Schlieren synthétique lors de la pénétration d'un panache lourd dans une zone stratifiée. Les OI sont visibles par l'alternance de blanc et de noir autour du panache (d'après [Ansong et Sutherland \[2010\]](#)). (b) Gauche : champ de concentration de traceurs passifs (couleur) et contour du champ de perturbation en température. Le panache prend la forme d'un champignon qui remonte dans la zone stratifiée. Droite : superposition d'isocontours de vorticité azimutale (bleu : négative, rouge : positive) et de lignes de courant (noir) obtenues par simulation numérique 2D (d'après [Lane \[2008\]](#)). (c) Champ de température d'une zone convective ( $z < 20$  cm) et champ de vorticité ( $z > 20$  cm) dans la zone stratifiée d'après [Lecoanet et al. \[2015\]](#). Le champ de température illustre la convection de Rayleigh-Bénard tandis que le champ de vorticité illustre les OI générées par les fluctuations turbulentes au niveau de l'interface à  $z = 20$  cm.

4°C ([Townsend \[1964\]](#)), le bas de la cuve est refroidi à une température de 0°C, ce qui donne lieu à l'établissement d'une zone convective instable en dessous de la stratification. Des panaches légers viennent alors impacter régulièrement la stratification. Des OI de faible pulsation et grande longueur d'onde sont observées près de l'interface tandis que des ondes de pulsation plus importante et de plus courte longueur d'onde sont identifiables loin de l'interface. Contrairement aux résultats de [Ansong et Sutherland \[2010\]](#), aucune sélection de pulsation particulière n'est observée. Les auteurs attribuent cela aux faibles amplitudes des OI générées dans cette configuration. Un exemple du champ de température dans la zone convective (bas) et du champ de vorticité dans la zone stratifiée (haut) pour différents instants et obtenu par simulation numérique est reproduit de [Lecoanet et al. \[2015\]](#) sur la [figure 1.15 \(c\)](#). Sur cette figure, la génération de panaches légers (en rouge) proche de la paroi basse refroidie à 0°C est clairement visible ainsi que l'existence d'une zone d'eau lourde (bleu) au centre de la cuve, signe de la plongée du fluide et de la cellule de convection en place. Dans la zone stratifiée, le champ de vorticité pour différents instants illustre la propagation d'OI. L'étude numérique de [Lecoanet et al. \[2015\]](#) a permis de mettre en évidence que ce sont les fluctuations turbulentes associées au tenseur de Reynolds qui excitent les OI et non pas la déformation de l'interface sous l'impact des différents

panaches. Des travaux récents de Léard *et al.* [2020b] sur une configuration 3D axisymétrique ont également permis de mettre en évidence l'existence d'un écoulement horizontal changeant de direction dans le temps, contrôlé par une zone tampon entre la zone convective et la zone stratifiée.

## 1.4 Anneaux tourbillonnaires et milieux stratifiés

Linden [1973] est le premier à avoir considéré l'interaction entre un AT et un fluide stratifié dans le but de modéliser le mélange associé à la turbulence stratifiée. Suite aux résultats de l'étude de Turner [1968] portant sur la modélisation du mélange d'un bicouche par de la turbulence de grille, Linden [1973] propose d'étudier le mélange **élémentaire** associé à un tourbillon unique. L'idée est que le mélange global par la turbulence peut être considéré comme la somme des contributions d'un grand nombre de tourbillons. Les AT sont alors considérés comme des briques élémentaires de la turbulence dans l'étude du mélange d'un bicouche. La configuration expérimentale utilisée par Linden [1973], qui sera reprise par un grand nombre d'études, est présentée sur la figure 1.16 afin de poser les notations. La cuve est stratifiée en densité avec une couche homogène de fluide léger,  $\rho_1$ , séparée d'une couche homogène de fluide lourd à la densité  $\rho_2$  par une stratification linéaire d'épaisseur  $\delta$ . L'AT est généré par un SPC ou assimilé dans la couche de fluide léger et se propage verticalement par effet auto-induit en direction de la pycnocline. L'AT est constitué du même fluide que la couche supérieure légère.

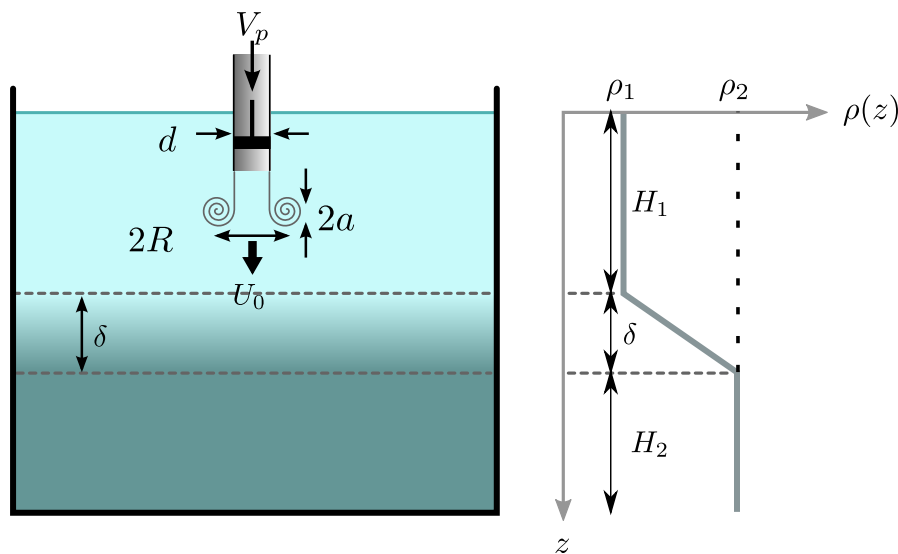


FIGURE 1.16: Schéma de la configuration expérimentale "type" des études passées et récentes d'AT impactant une stratification.

La capacité de l'AT à franchir le saut de densité ( $\delta/d \ll 1$ ) ou la zone stratifiée ( $\delta/d \geq 1$ ) va dépendre de l'importance relative de son énergie cinétique vis-à-vis de l'énergie potentielle gravitationnelle du système. Le nombre sans dimension permettant de caractériser ce rapport d'énergie est le nombre de Froude, défini dans Linden [1973] comme  $Fr_{linden} = U_0/\sqrt{2Rg\Delta\rho/\bar{\rho}}$  où  $U_0$  est la vitesse de propagation de l'AT,  $R$  son rayon,  $g$  l'accélération de pesanteur,  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$  le saut de densité et  $\bar{\rho} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$  la densité moyenne du fluide. A mesure que l'AT pénètre dans la stratification, il ralentit et son diamètre évolue jusqu'à ce que l'AT s'arrête sous l'effet des forces de flottabilité et remonte dans la couche supérieure (Linden [1973], Maxworthy [1977]).

Dans le cas d'un bicouche, la profondeur maximale de pénétration de l'AT,  $z_{max}$ , varie de façon quadratique avec le nombre de Froude (Linden [1973]). Pour des AT générés dans une cuve stratifiée

linéairement entre la surface libre et le fond, la profondeur maximale de pénétration varie linéairement avec le nombre de Froude ([Orlandi et al. \[1998\]](#)) où ce dernier est défini comme  $Fr_{Orlandi} = 2U_0/dN$  avec  $N$  la fréquence de Brünt-Väissälä associée à la stratification. Ces deux résultats sont, à première vue incompatibles, mais la contradiction résulte simplement du choix de la définition du nombre de Froude.

On peut en effet adapter la loi d'échelle de [Linden \[1973\]](#) au cas stratifié continu en remarquant que dans le cas du bicouche, l'AT s'arrête dans un fluide environnant de densité  $\rho_2$  (donc une différence de densité  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$ ) alors que dans le cas stratifié continu, l'AT s'arrête dans un fluide environnant de densité  $\rho(z_{max})$ , associé à une différence de densité  $\Delta\rho = \rho(z_{max}) - \rho_1 = \alpha z_{max}$ , où  $\alpha$  désigne le gradient de densité. La fréquence de Brünt-Väissälä s'écrit  $N = \sqrt{g\alpha/\bar{\rho}}$ . Dans le cas stratifié continu, la loi d'échelle de [Linden \[1973\]](#) peut donc s'écrire  $z_{max}/l \sim Fr_{Linden}^2 = u^2/(\Delta\rho gl/\bar{\rho})$  avec  $l \sim d/2$ ,  $u \sim U_0$  et  $\Delta\rho = \alpha z_{max}$ , d'où  $z_{max}/d \sim U_0^2/(\alpha z_{max} g d \bar{\rho})$ . On en déduit  $z_{max}^2/d^2 \sim U_0^2/(\alpha d^2/\bar{\rho})$ , d'où la loi d'échelle  $z_{max}/d \sim Fr_{Orlandi}$ . On retrouve bien la loi d'échelle linéaire en  $Fr$  et le désaccord avec la loi d'échelle proposée par [Linden \[1973\]](#) n'était qu'apparent. Cette dépendance linéaire de la profondeur de pénétration avec le nombre de Froude a été dérivée initialement par [Sarpkaya \[1983\]](#) dans le cadre de tourbillons de sillage générés en bout d'aile et évoluant dans un milieu stratifié. La validité de ce modèle pour les bicouches comme les milieux linéairement stratifiés indique une certaine robustesse de la loi d'échelle. Récemment, pour une configuration où l'AT est généré dans une zone homogène mais impacte une zone linéairement stratifiée peu épaisse ( $\delta \sim 2R$ ), [Advait et al. \[2017\]](#) ont également trouvé une profondeur maximale de pénétration proportionnelle au nombre de Froude mais uniquement pour  $Fr < 6$ , sans que les auteurs n'apportent plus de précision sur le changement de comportement à partir de  $Fr = 6$ .

Dans le cas d'une stratification linéaire, la durée nécessaire pour atteindre la profondeur maximale de pénétration est propre à la stratification considérée, indépendamment du nombre de Froude et vaut environ  $Nt = 2.5$  où  $t$  dénote le temps à partir du début de la génération de l'AT ([Orlandi et al. \[1998\]](#)). Ce résultat correspond également au temps caractéristique d'effondrement de sillage dans un fluide stratifié observé par [Chomaz et al. \[1993\]](#). Dans le cas d'un volume de fluide libéré instantanément sous la forme d'une paire de tourbillons dans une stratification linéaire, [Cerasoli \[1978\]](#) a trouvé une durée de pénétration pour atteindre la position maximale de  $Nt = 4.4$ , ce qui est du même ordre de grandeur.

La déformation de l'AT lors de son interaction avec le milieu stratifié est due à l'écart de densité existant entre l'AT et le fluide dans lequel il se propage. Lorsque l'AT pénètre la stratification, les isopycnes sont perturbées par rapport à leur état de base et le terme barocline de l'équation de vorticité,  $\dot{\omega}_b = \frac{1}{\rho} \nabla \rho \times \mathbf{g}$  où  $\rho$  est le champ de densité et  $\mathbf{g}$  l'accélération de pesanteur, peut devenir non nul. Cela a été mis en évidence pour la première fois par [Dahm et al. \[1989\]](#) à partir de simulations numériques de dipôles tourbillonnaires inviscides impactant un bicouche (soit 16 ans après l'étude de [Linden \[1973\]](#)). Comme conjecturé par [Maxworthy \[1977\]](#), de la vorticité barocline est bien générée autour de la structure primaire et traduit le transfert de l'énergie cinétique de l'AT à la stratification : la vorticité barocline est alimentée par la vorticité primaire contenue dans l'AT dont le diamètre diminue jusqu'à la disparition de la structure primaire. Là encore, le nombre de Froude joue un rôle critique sur la dynamique de réorganisation de l'écoulement. La situation est différente entre les faibles valeurs du Froude pour lesquelles l'AT pénètre très peu le milieu stratifié et les grandes valeurs où l'AT peut pénétrer complètement le milieu. Dans le cas d'un bicouche, [Dahm et al. \[1989\]](#) ont identifié différents régimes de pénétration en fonction d'un paramètre sans dimension,  $AtR_{Dahm}$ , où  $At = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$  est le nombre d'Atwood,  $R_{Dahm} = (2R)^3 g/\Gamma^2$  avec  $\Gamma$  la circulation initiale de l'AT. Ce paramètre est l'équivalent de l'inverse d'un nombre de Froude au carré  $AtR_{Dahm} = 1/Fr^2$  et correspond donc à un nombre de Richardson,  $Ri$ . Pour les grandes valeurs de  $AtR_{Dahm}$ , l'interaction de l'AT avec la stratification est similaire à celle d'un AT impactant un mur avec génération d'un AT secondaire, puis d'un AT tertiaire ([Walker et al. \[1987\]](#), [Fabris et al. \[1996\]](#), [Munro et Dalziel](#)

[2009]). A l'inverse, pour les petites valeurs de  $AtR_{Dahm}$ , l'AT pénètre dans la stratification comme représenté sur la [figure 1.17](#) (d'après [Dahm \*et al.\* \[1989\]](#)). La prise en compte des effets visqueux pour une paire de tourbillons contra-rotatifs a pour conséquence de réduire la durée de vie de la structure tourbillonnaire primaire par diffusion croisée avec la vorticité barocline ([Tryggvason et Unverdi \[1991\]](#), [Marcus et Bell \[1994\]](#)), ce qui est également vrai pour des simulations d'AT 3D ([Stock \*et al.\* \[2008\]](#)).

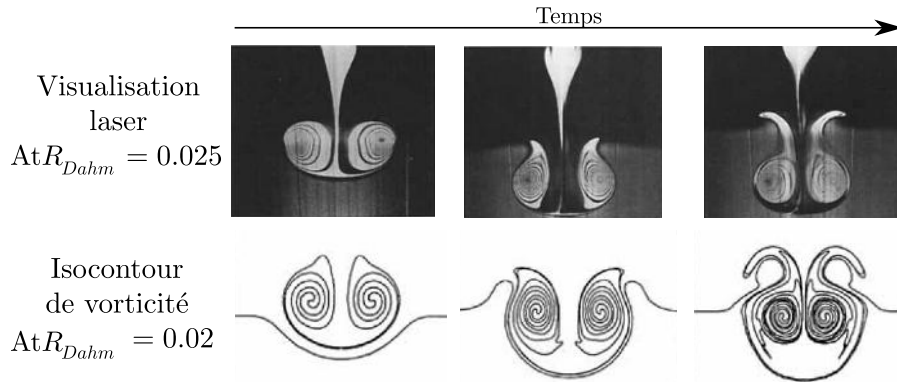


FIGURE 1.17: Haut : visualisation d'un AT léger p  ntrant un fluide lourd pour une valeur du paramètre  $AtR_{Dahm} = 0.025$  et à différents instants. Bas : visualisation du champ de vorticité 2D obtenu par simulation numérique pour une valeur similaire du paramètre  $AtR_{Dahm} = 0.02$  (d'après [Dahm \*et al.\* \[1989\]](#)).

La partie haute de la [figure 1.17](#) correspond à des visualisations dans un plan vertical de symétrie d'un AT léger p  ntrant dans une couche lourde à différents instants. L'AT descend, s'arrête et remonte en se déformant (forme proche d'une tête d'ail). Le bas de la figure correspond à des simulations numériques pour une valeur du paramètre  $AtR_{Dahm}$  proche de celui utilisé pour les visualisations et aux mêmes instants. Cette figure présente des isocontours de vorticité et montre que la déformation de l'AT est associ  e à la génération de vorticité barocline, de signe opposé à la vorticité primaire. Aux temps longs, la vorticité barocline prend la forme d'une corolle axisymétrique qui se propage vers le haut. Ces résultats ont été confirmés par des études expérimentales pour une stratification d'épaisseur  $\delta \sim 2R$  sur une grande gamme de nombres de Reynolds ([Advait et al. \[2017\]](#),  $Re_p \in [1500, 6000]$ ) et [L  ard \*et al.\* \[2020a\]](#),  $Re_p \in [400, 2000]$ ).

Des mesures 3D, obtenues par une méthode de PIV scann  e, du champ de vitesse ont permis de reconstruire l'interaction entre l'AT et la vorticité barocline g  n  r  e en fonction du nombre de Richardson pour un AT impactant un bicouche ([Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#)). Les mesures 3D mettent en évidence l'existence d'une instabilité de type Widnall de faible amplitude sur l'AT primaire tandis qu'une instabilité de grande amplitude se développe sur la structure barocline 3D ([fig. 1.18a](#)). L'instabilité de Widnall est du même type que celle qui se développe sur un AT se propageant en homogène à grand nombre de Reynolds, la stratification ayant ici pour effet d'accélérer son apparition et sa croissance. L'instabilité sur la corolle barocline, préalablement illustr  e par [Tsunoda et Hosaka \[2011\]](#) ([fig. 1.18b](#)), est semblable à une instabilité de Crow observ  e sur l'AT secondaire qui se forme lorsqu'un AT impacte un mur ([Harris et Williamson \[2012\]](#)). La croissance de l'instabilité de Widnall a pour conséquence d'accélérer la croissance de l'instabilité de Crow dont le taux de croissance varie ici comme  $Ri^{-1}$ .

L'étude du mélange associé à l'impact de l'AT sur le milieu stratifié et l'influence du nombre de Froude (ou du Richardson) restent la motivation première de l'étude de [Linden \[1973\]](#) qui a conduit à tous les travaux précédemment cités. Pour des AT très énergétiques, on s'attend à une augmentation du mélange global dans la mesure où la stratification va être fortement perturb  e. Afin de caractériser



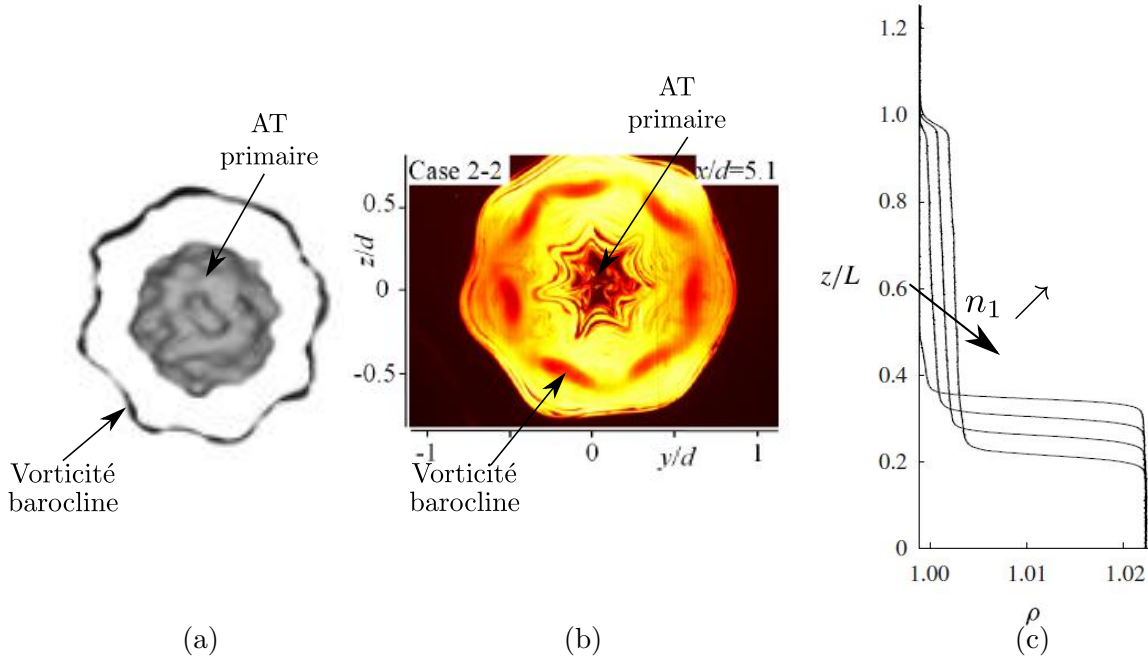


FIGURE 1.18: (a) Isosurfaces de la composante verticale de vitesse en vue de face pour le cas du régime non pénétratif (d'après Olsthoorn et Dalziel [2017a]). (b) Visualisation de face d'un AT après impact sur un bicouche (d'après Tsunoda et Hosaka [2011]). (c) Evolution du profil vertical de densité en fonction de l'altitude adimensionnée. Une courbe est tracée tous les 200 tirs d'AT (d'après Olsthoorn et Dalziel [2015]). L'altitude  $z/L = 1$  correspond à l'altitude de la section de sortie du tube générateur des AT.

le mélange élémentaire associé à un AT, plusieurs approches sont possibles. La première consiste à définir un taux d'entraînement,  $u_e$ , de la même manière que dans les études sur le mélange stratifié turbulent (Turner [1968]). Le taux d'entraînement correspond au rapport entre l'énergie cinétique injectée dans le système et la production d'énergie potentielle lors de la remontée de fluide lourd dans la zone légère. Linden [1973] a proposé un modèle prédisant un taux d'entraînement proportionnel au nombre de Froude au cube. Ces résultats sont cohérents avec les résultats de Turner [1968] où une dépendance en fonction du nombre de Richardson à la puissance  $-3/2$  a été trouvée ainsi qu'avec les résultats de Baines [1975] où l'entraînement causé par un panache impactant un bicouche a été mesuré.

Une autre approche, plus globale, consiste à analyser la variation d'énergie potentielle totale suite à l'impact d'un AT via l'évolution du champ de densité. Comme le mélange associé à l'impact d'un AT unique est faible, on s'intéresse à l'effet de l'impact de  $n_1$  AT tirés à intervalles de temps réguliers (Olsthoorn et Dalziel [2015]). L'évolution du profil vertical de densité en fonction de la profondeur adimensionnée est reproduite sur la figure 1.18 (c). Une courbe est représentée tous les 200 tirs d'AT. A mesure que le nombre d'AT tirés  $n_1$  augmente, la densité de la couche homogène supérieure augmente et l'altitude du saut de densité diminue. Cette évolution est associée au mélange résultant de l'interaction de l'AT de fluide léger avec le bicouche où du fluide lourd est entraîné par l'AT dans la zone homogène supérieure. Il existe une phase d'ajustement plus ou moins longue au-delà de laquelle l'impact de chaque AT induit la même variation d'énergie potentielle. Après la phase d'ajustement, la position de l'interface au cours du temps évolue comme  $Ri^{-1}$ . Ici, le nombre de Richardson,  $Ri = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \frac{2R}{U_0^2}$ , évolue en fonction du temps étant donné que la densité de la couche homogène supérieure,  $\rho_1$ , évolue. Par ailleurs, l'efficacité de mélange associée à l'impact d'un AT,  $\eta$ , est déterminée comme le rapport de la variation d'énergie potentielle de gravité,  $\delta PE$ , et de l'énergie cinétique d'un AT,  $\delta KE$  :  $\eta = \frac{\delta PE}{\delta KE}$ . Pour une gamme de paramètres donnée, il est montré que l'efficacité de mélange est constante en fonction du nombre de Richardson de transition,  $Ri_T$ , nombre de Richardson cor-

respondant à la fin de la phase d’ajustement. [Olsthoorn et Dalziel \[2017b\]](#) proposent des simulations numériques et une modélisation 1D de la même configuration expérimentale. Le modèle 1D capture les principaux canaux de transfert d’énergie lors de l’impact de l’AT, à savoir la densité d’énergie associée à l’AT, la densité d’énergie d’agitation (« stirring ») et la densité d’énergie potentielle de la stratification. Notamment, il est montré que la turbulence résultant de l’instabilité azimutale se développant sur l’AT et identifiée par [Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#) est primordiale pour modéliser correctement le terme d’agitation.

Les simulations numériques peuvent également être mises à profit pour quantifier le mélange élémentaire induit par l’impact d’un AT unique ([Degawa et Uchiyama \[2018\]](#)). Pour une configuration « inverse », *ie* où un AT de fluide lourd se propage vers le haut sur un saut de densité, [Degawa et Uchiyama \[2018\]](#) ont étudié l’influence du nombre de Reynolds sur le mélange. Il est montré que pour la plus faible valeur du nombre de Reynolds ( $Re = 4000$ ), le mélange résulte de l’entraînement de fluide léger dans le fluide lourd lorsque l’AT retombe dans la couche lourde. Pour une valeur intermédiaire  $Re = 6000$ , l’AT s’effondre dans la couche supérieure légère, donnant lieu à du mélange. Pour la plus grande valeur de Reynolds,  $Re = 8000$ , l’AT traverse entièrement la zone légère et frappe la paroi supérieure du domaine de calcul. Le mélange se produit alors dans la couche supérieure homogène à mesure que l’AT s’effondre de manière similaire à celle d’un AT impactant un mur.

Tous ces résultats concernent uniquement le cas d’AT se propageant à la verticale sur un bicouche ou une zone linéairement stratifiée. Cependant, dans la nature, les structures convectives peuvent interagir avec les milieux stratifiés avec n’importe quel angle d’incidence. Comment ces résultats sont-ils modifiés lorsque l’AT arrive avec un angle non nul par rapport à la verticale ?

D’un point de vue purement balistique, la trajectoire d’un AT incliné va être déviée à mesure que l’AT subit les effets des forces de flottabilité et il a été observé que l’AT subit une réfraction à la traversée de l’interface, différemment de la loi optique de Snell-Descartes ([Kuehn \*et al.\* \[2010\]](#)).

L’influence de l’angle de tir sur la réorganisation du champ de vorticité ou sur les propriétés de pénétration de l’AT n’a été   tudi  e que numériquement par [Tryggvason et Unverdi \[1991\]](#) et [Stock \[2006\]](#) pour un angle de tir  $\theta = 45^\circ$  par rapport à la verticale. Pour la plus faible valeur du nombre de Froude, de la vorticité barocline est g  n  r  e de façon asymétrique tandis que pour la plus grande valeur de Froude, aucune vorticité barocline n’est observ  e pour les instants présentés (ces simulations numériques s’arrêtent avant la fin de vie de l’AT). L’influence de l’angle de tir sur cette réorganisation, la description fine de l’asymétrie résultante ou encore le comportement de l’AT à des temps plus longs ne sont, à notre connaissance, pas document  s.

Bien que les études de [Maxworthy \[1977\]](#), [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#) et [Advaith \*et al.\* \[2017\]](#) considèrent des stratifications linéaires, aucune observation d’OI suite à la perturbation que représente l’AT n’a été rapport  e, ce qui est surprenant. Pourtant, des OI sont bien g  n  r  es lorsqu’un AT se propage dans une stratification linéaire ([Scase \[2003\]](#)). Ces OI sont multifréquentielles et instationnaires et devancent l’AT à mesure que celui-ci ralentit. Récemment, [L  ard \*et al.\* \[2020a\]](#) ont mis en évidence la génération d’OI sous l’effet de l’impact d’un AT sur une zone stratifi  e. Les auteurs ont étudié la réponse de la stratification à l’impact de l’AT pour différents nombres de Richardson. Aux temps longs, il est montré que des OI sont g  n  r  es et que leur propriétés sont fortement li  es à l’extension finie de la zone stratifi  e : seules quelques pulsations particulières sont excit  es, et dépendent du nombre de Richardson.

## 1.5 Objectifs et plan de la thèse

La dynamique d'impact d'AT sur une stratification de type bicouche est bien documentée dans le cas de l'impact normal. Quelques résultats numériques sur la réorganisation du champ de vorticité existent également sur le cas d'un tir incliné d'un angle de  $45^\circ$  par rapport à la verticale. Toutefois, l'effet de l'angle de tir sur cette réorganisation ou encore l'influence du nombre de Froude sur la profondeur de pénétration n'a pas été explor e.

  notre connaissance, très peu d'études se sont int ress es au cas d'une stratification linéaire épaisse (  l'exception de Maxworthy [1977], Orlandi *et al.* [1998], Advait *et al.* [2017] et L ard *et al.* [2020a]) et toujours pour le cas d'un impact normal. Pourtant, si l'on envisage une modélisation des écoulements géophysiques, le cas d'une stratification épaisse est à considérer, tout autant que la possibilité d'un impact incliné d'un angle quelconque. De plus, le cas d'une stratification épaisse (linéaire ou non) est la seule configuration permettant de caractériser d'éventuelles OI g n r es suite à l'impact d'un AT. La façon dont ces OI sont g n r es et leurs caractéristiques sont également susceptibles d'être influenc es par le nombre de Froude et l'angle d'impact. Par ailleurs, le délai entre deux  v nements convectifs (panaches, jets) impactant une zone stratifi e peut avoir une influence sur les OI g n r es tout autant que sur la capacité de ces  v nements   pénétrer profondément dans la zone stratifi e.

Dans cette thèse, nous considérons le cas d'une stratification linéaire épaisse surmont e d'une couche légère homogène, où des AT peuvent être g n r es. Un dispositif expérimental utilisant un SPC inclinable a été développé dans le but d'étudier la dynamique d'impact pour différents angles de tir et permet également la génération de deux AT successifs. Nous abordons dans cette étude différents verrous scientifiques. Quelle est la profondeur maximale de pénétration de l'AT et quels sont les mécanismes précurseurs à l'arrêt de la structure tourbillonnaire avant retour en arrière? Quelles sont les échelles de temps associ es à la réorganisation tourbillonnaire et à la génération d'OI? Quelles sont les caractéristiques des OI forc es par une structure tourbillonnaire localis e et comment les décrire? Quelle est l'influence de l'angle de propagation de l'AT sur la réorganisation de l'écoulement? Comment est-ce que l'écoulement est modifié lorsque deux AT sont g n r es consécutivement? Existe-t-il une influence du délai de génération entre les deux AT sur la profondeur de pénétration et sur les OI g n r es?

Le [chapitre 2](#) présente le dispositif expérimental ainsi que les différentes métrologies utilis es durant cette thèse. Dans le [chapitre 3](#), le cas de l'impact normal d'AT sur une stratification linéaire est considéré avec notamment l'utilisation d'une nouvelle métrologie 3D de suivi de particules résolue en temps. Au [chapitre 4](#), des mesures 3D permettent de mettre en évidence le rôle de la brisure de symétrie sur la dynamique tourbillonnaire lors de l'impact incliné mais également sur la dynamique d'OI. Le [chapitre 5](#) contient une étude paramétrique portant sur l'influence de l'angle de tir sur la dynamique tourbillonnaire et vient compléter les résultats obtenus au [chapitre 4](#). Le [chapitre 6](#) est dédié à l'étude de l'impact normal de deux AT successifs sur une stratification linéaire. Une étude paramétrique est r alis e sur l'intervalle de temps entre la génération des AT. Le [chapitre 7](#) présente les différentes conclusions de cette thèse ainsi que des perspectives possibles.

# Chapitre 2

## Méthodologie expérimentale

### Sommaire

---

2.1	Dispositif expérimental . . . . .	<b>25</b>
2.1.1	Générateur d'anneaux tourbillonnaire . . . . .	26
2.1.2	Remplissage stratifié de la cuve . . . . .	28
2.1.3	Paramètres sans dimension . . . . .	35
2.2	Techniques de mesure . . . . .	<b>35</b>
2.2.1	Caractéristiques du banc expérimental pour l'implémentation des différentes métrologies . . . . .	36
2.2.2	Visualisation en volume du fluide léger transporté par l'anneau tourbillonnaire	37
2.2.3	Visualisation du cœur de l'anneau . . . . .	38
2.2.4	Visualisation dans la stratification . . . . .	39
2.2.5	Vélocimétrie par image de particules (PIV-2D) . . . . .	41
2.2.6	Vélocimétrie par suivi lagrangien de particules 3D résolue en temps (4D-PTV)	44
2.3	Caractérisation des anneaux tourbillonnaires générés en milieu homogène . . . . .	<b>52</b>
2.3.1	Dimensions caractéristiques . . . . .	53
2.3.2	Vitesse de propagation de l'anneau . . . . .	54
2.4	Méthodes et outils pour l'étude des structures tourbillonnaires impactant une stratification . . . . .	<b>55</b>
2.4.1	Champ de vorticité et circulation . . . . .	55
2.4.2	Profil de vitesse verticale . . . . .	57
2.4.3	Détection de structures tourbillonnaires avec le critère $\lambda_2$ . . . . .	57

---

### 2.1 Dispositif expérimental

Dans cette section, le dispositif expérimental développé et utilisé durant cette thèse est présenté (voir [figure 2.1](#)). Ce dernier permet d'étudier la dynamique de l'interaction d'un AT avec une stratification linéaire quasi-infinie. L'influence de l'angle d'attaque de l'AT par rapport à la verticale ainsi que la réponse de la stratification au passage de l'AT sont au cœur de cette étude. Il est détaillé dans la suite le fonctionnement et les caractéristiques du générateur d'AT, ainsi que le protocole et les caractéristiques du remplissage stratifié de la cuve. Enfin, les différents outils expérimentaux et d'analyses utilisés seront également présentés.

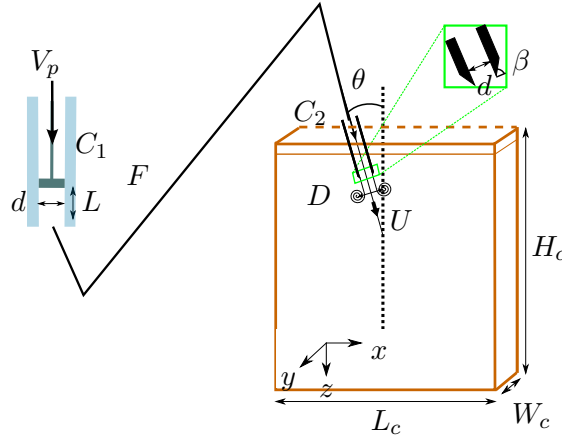


FIGURE 2.1: Schéma du dispositif expérimental avec notamment le SPC permettant de générer les AT (pas à l'échelle).

## 2.1.1 Générateur d'anneaux tourbillonnaire

### 2.1.1.1 Principe général de fonctionnement d'un système piston-cylindre pour la génération d'anneau tourbillonnaire

Les AT sont générés par un SPC représenté sur la [figure 2.1](#). Un piston, dont le diamètre  $d$  correspond au diamètre intérieur d'un cylindre, peut être translaté le long de son axe de révolution qui coïncide avec celui du cylindre. Ici, le piston est mis en mouvement par un moteur. Par étanchéité du SPC, lorsque le piston se déplace, il pousse un volume de fluide vers la sortie libre du cylindre. De par la symétrie de révolution du cylindre, le volume de fluide éjecté s'organise à la sortie sous la forme d'un AT. Ce dernier va alors se propager le long de son axe de révolution, qui correspond aussi à celui du SPC, par effet auto-induit. Piloter la direction de propagation de l'AT revient donc à choisir l'orientation du système piston-cylindre.

Le mouvement du piston est le suivant : il accélère, se déplace sur une longueur  $L$  à une vitesse  $V_p$  constante, décélère, puis s'arrête. Les phases d'accélération et de décélération durent une centaine de millisecondes sur un déplacement total de l'ordre de la seconde. Avec un tel système, différents écoulements parasites sont susceptibles d'être créés en plus de l'AT, notamment les tourbillons de piston et d'arrêt qui ont été largement étudiés dans la littérature ([Maxworthy \[1977\]](#), [Didden \[1979\]](#), [Glezer \[1988\]](#), [Allen et Auvity \[2002\]](#), [Cater \*et al.\* \[2004\]](#), [Das \*et al.\* \[2017\]](#)) comme présenté au [chapitre 1](#) (voir [fig. 1.4](#)). Dans le dispositif développé dans le cadre de cette thèse, le SPC est déporté : le mouvement du piston se fait toujours à la verticale dans un cylindre connecté par un flexible à un deuxième cylindre identique à celui où coulisser le piston et à la sortie duquel l'AT est généré. Le tourbillon de piston est donc généré dans le tube où coulisser le piston et n'atteint jamais la sortie du tube d'où sort l'AT. Le choix de déporter le SPC a été fait afin d'éviter d'avoir à monter l'ensemble moteur-piston-cylindre sur un axe pivot pour des expériences de tirs d'AT inclinés, ce qui posait des problèmes d'encombrement. Par ailleurs, lorsque le mouvement du piston s'arrête, l'AT primaire peut induire la formation d'un tourbillon d'arrêt ([Maxworthy \[1977\]](#), [Didden \[1979\]](#), [Weigand et Gharib \[1997\]](#)). Dans notre cas, la durée de décélération est de l'ordre de 100 ms ce qui est suffisamment important pour qu'aucun tourbillon d'arrêt ne soit généré ([Das \*et al.\* \[2017\]](#)).

Enfin, un des principaux paramètres de contrôle de la génération des AT est la longueur de course du piston,  $L$ , qui contrôle notamment le volume de fluide éjecté. Pour les expériences des [chapitres 3](#), [4](#), et [5](#), ce paramètre est fixé à  $L = 6$  cm soit une longueur adimensionnée de course  $L/d = 3$ . Ce choix correspond à une longueur de course optimale pour la génération d'AT ([Gharib \*et al.\* \[1998\]](#), [Linden et Turner \[2001\]](#), [Das \*et al.\* \[2017\]](#)).

### 2.1.1.2 Validation du dispositif de l'étude

Le dispositif expérimental de la [figure 2.1](#) et ses caractéristiques sont ici présentés de manière exhaustive. Un cylindre creux  $C_1$  en plexiglas est connecté à un tube flexible  $F$  de 1.5 m de long connecté à sa deuxième extrémité à un cylindre  $C_2$ , identique à  $C_1$ . Le tube  $C_2$  est immergé de  $5d$  dans une cuve de dimension  $L_c \times W_c \times H_c = 50 \times 50 \times 90 \text{ cm}^3$  dans un fluide homogène de densité  $\rho_1$  afin d'éviter tout effet lié à la surface libre. Le système ( $C_1 + F + C_2$ ) est en charge, rempli de fluide à la densité  $\rho_1$ . Un piston de diamètre  $d = 20 \text{ mm}$ , correspondant au diamètre interne de  $C_1$  et  $C_2$ , peut coulisser dans  $C_1$  selon son axe de révolution vertical. Le cylindre  $C_2$  est monté sur une platine tournante permettant d'incliner le tube générateur d'AT d'un angle  $\theta$  par rapport à la verticale. L'angle  $\theta$  peut varier entre  $0^\circ$  (impact normal) et  $45^\circ$ . Le piston est connecté à un moteur pas à pas dont le mouvement est piloté en position et en vitesse par ordinateur. Pour la génération d'AT, le piston bouge à la vitesse de plateau  $V_p$  sur une distance  $L$  à partir d'une position donnée : ce sont les paramètres d'entrée donnés au programme pilotant le moteur. Pour les vitesses de piston considérées, l'écoulement généré peut-être considéré comme incompressible : tout le volume de fluide  $V_1 = \pi(\frac{d}{2})^2 L$  déplacé par le piston est éjecté à la sortie de  $C_2$ . Le bord extérieur de  $C_2$  est biseauté avec un angle  $\beta \sim 75^\circ$  pour faciliter le détachement de l'AT du cylindre. L'AT se forme alors par enroulement de la vorticité de couche limite de paroi à la sortie du cylindre  $C_2$  comme représenté sur la [figure 2.2 \(a\)](#). Le cœur de l'AT est représenté par les deux zones circulaires très sombres entour es par une poche de fluide dont l'enveloppe extérieure est proche d'une ellipse. Ce type de visualisation est obtenue en ajoutant un colorant fluorescent sur les parois du tube générateur de l'AT (voir [section 2.2.3](#)). La longueur de course  $L/d = 3$  choisie permet bien de ne générer qu'un seul AT qui n'est pas perturbé par son sillage ([fig. 2.2b](#)).

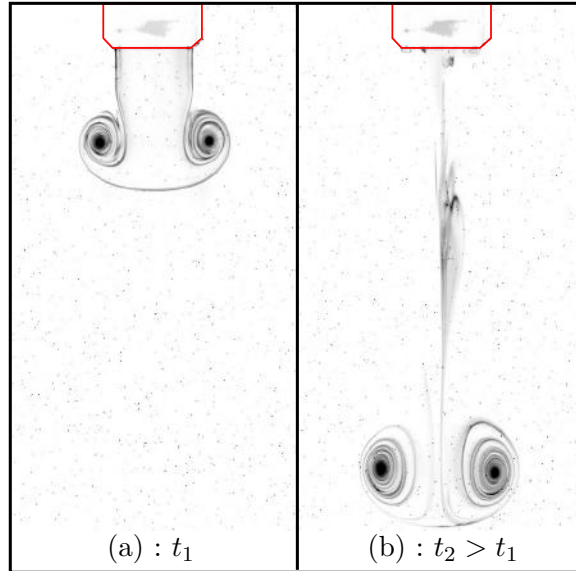


FIGURE 2.2: Visualisation par fluorescence avec éclairage laser dans un plan de symétrie du tube  $C_2$  de la formation d'un AT (a) et du même AT et de son sillage un instant plus tard (b). La ligne rouge marque le contour de l'extrémité libre du cylindre  $C_2$

La position du piston au cours du temps est enregistr e à l'aide d'une règle magnétique et permet de vérifier que la réponse réelle du piston correspond à la consigne. La fréquence d'acquisition de la règle magnétique est fix e    $f_r = 1000 \text{ Hz}$  et n'est pas modifiable. Pour une vitesse de déplacement  $V_p \simeq 1 \text{ cm.s}^{-1}$ , une prise de point est donc r alis e tous les  $10^{-3} \text{ cm}$ . Les donn es constructeur du moteur pas à pas précisent un déplacement du moteur minimum de  $10^{-2} \text{ cm}$  : il y a donc sur-échantillonnage. La [figure 2.3 \(a\)](#) présente la position  $z_r$  de la règle en fonction du temps (courbe noire) superpos e à une position filtr e  $z_f$  (courbe rouge), obtenue en faisant une moyenne glissante de la position sur des

fenêtres successives de 30 ms. La figure ne permet pas de le voir mais la position  $z_r$  est assez bruitée ce qui rend l'opération de moyenne nécessaire pour calculer proprement la vitesse. L'instant auquel le piston se met en mouvement,  $t_d$ , est mis en évidence par le marqueur vert. L'instant de la fin du mouvement du piston,  $t_{p1}$ , est mis en évidence par le marqueur cyan. L'origine des temps  $t_0 = 0$  est choisie afin de correspondre à la fin du mouvement du piston. Le déplacement du piston est linéaire comme voulu mais la consigne en position n'est pas parfaitement respectée. En effet, il y a une erreur de l'ordre de 1% entre la valeur de consigne de  $L = 60$  mm et la valeur réelle. Sur la [figure 2.3 \(b\)](#), le profil de vitesse consigne idéal  $V_{pc}$  (resp. expérimental filtré  $V_{pf}$ ) est représenté en bleu (resp. rouge). Le signal idéal dans ce cas correspond à une fonction porte entre  $-2$  s et  $0$  s avec un plateau de vitesse à  $30$  mm/s. Le profil de vitesse expérimental  $V_{pf}$  a été calculé à partir de la position filtrée afin d'éviter les trop grandes fluctuations du signal brut sur-échantillonné. Le moteur met un temps  $d\tau \simeq 0.1$  s pour atteindre la consigne en vitesse et également pour s'arrêter. Néanmoins, la consigne en vitesse est bien respectée dans ce cas avec une erreur très faible entre la consigne et la vitesse réelle. La [figure 2.3 \(c\)](#) présente la valeur réelle de vitesse,  $V_{pf}$ , atteinte par le piston en fonction de la vitesse de consigne,  $v_{cons}$ . La vitesse réelle est obtenue comme la moyenne de la vitesse du piston entre  $t_d$  et  $t_{p1}$ . Les barres d'erreur (à peine visibles sur la figure) correspondent à l'écart-type de la vitesse réelle sur ce même intervalle. La courbe noire correspond à une réponse idéale  $V_{piston} = V_{consigne}$ . Il y a un très bon accord entre la vitesse réelle et la vitesse de consigne avec des barres d'erreur très faibles, parfois invisibles. Dans toute la suite du manuscrit, on considérera que la vitesse de déplacement du piston est égale à la vitesse de consigne.

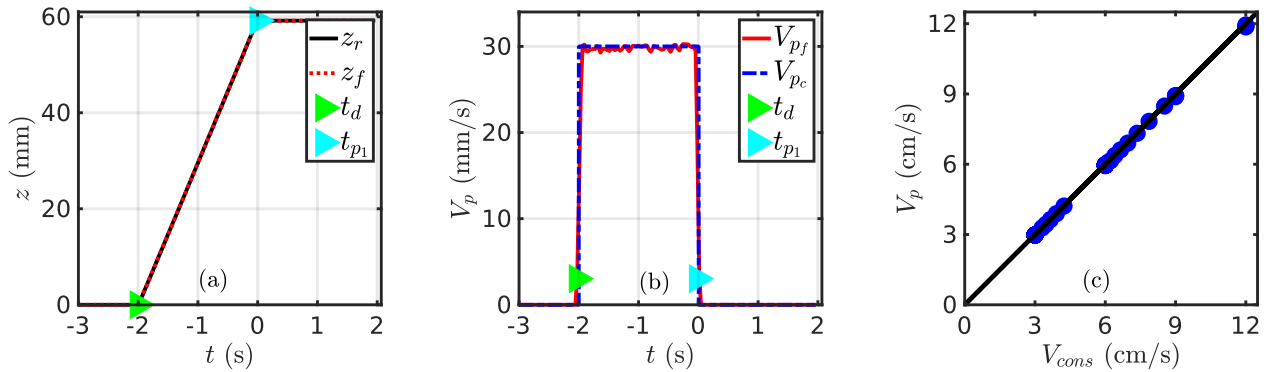


FIGURE 2.3: Validation du mouvement du piston par rapport aux valeurs de consigne :  $L = 6$  cm et  $V_p = 3$  cm/s. (a) Déplacement du piston au cours du temps. (b) Vitesse de déplacement correspondante. L'instant auquel le piston se met en mouvement,  $t_d$ , (resp. l'instant de la fin du mouvement du piston,  $t_{p1}$ ) est mis en évidence par le marqueur vert (resp. cyan). (c) Vitesse réelle de déplacement du piston en fonction de la vitesse de consigne. Les barres d'erreur représentent l'écart-type de la vitesse expérimentale filtrée  $V_{pf}$  et sont souvent si petites qu'elles sont confondues avec les points de mesure.

### 2.1.2 Remplissage stratifié de la cuve

L'objectif des expériences étant d'étudier l'interaction d'un AT avec une stratification linéaire, un protocole précis de remplissage a été mis en place afin de satisfaire un certain nombre de contraintes. Trois zones distinctes avec des densités différentes ont été définies et sont représentées sur la [figure 2.4](#). Tout d'abord, une zone homogène légère de densité  $\rho_1$  et d'épaisseur  $h = 20$  cm constitue la couche supérieure de la cuve. Les AT seront générés directement dans cette zone. L'épaisseur de cette zone a été choisie afin que les AT soient bien formés et encore dans leur phase inertielle, c'est-à-dire sans effet lié à la viscosité, avant d'arriver à la zone stratifiée qui constitue la seconde couche de fluide. Cette zone stratifiée est créée de telle sorte qu'un profil linéaire de densité soit obtenu, permettant ainsi de fixer une fréquence de Brunt-Väissälä  $N$  pour les expériences. Son épaisseur est fixée pour toutes les expériences à la même valeur que celle de la zone homogène,  $h$ . Ainsi, la zone stratifiée est beaucoup

plus épaisse que la dimension caractéristique de l'AT,  $d$ , et on peut considérer que la stratification vue par l'AT est quasi-infinie. Enfin, le remplissage de la cuve se termine par la création d'une couche homogène épaisse de fluide lourd à la densité  $\rho_2$  et d'épaisseur  $h_2 = 48$  cm sous la stratification. De nombreux remplissages de cuve ayant été effectués durant cette thèse, il a été nécessaire d'établir des méthodes pour la préparation des fluides afin d'être le plus efficace possible. Elles seront présentées dans la suite. Par ailleurs, la plupart des diagnostics réalisés pour étudier l'interaction d'un AT avec la stratification se basent sur des méthodes optiques. Un indice optique homogène dans l'ensemble de la cuve est donc nécessaire afin d'éviter toute distorsion de l'image liée à d'éventuels gradients d'indice et une méthode permettant d'atteindre cet objectif sera également détaillée. Enfin, la qualité du remplissage stratifié par rapport au profil idéal souhaité a été contrôlée. Pour cela, une sonde conductimétrique montée sur un axe vertical de translation motorisé a été utilisée afin de réaliser des profils de densité. Le principe de fonctionnement de cette sonde ainsi que les profils de densité obtenus seront également présentés.

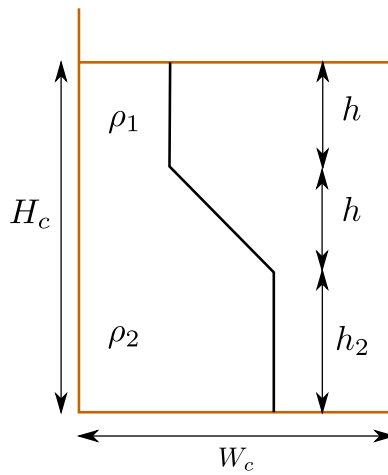


FIGURE 2.4: Profil idéal de densité que l'on cherche à réaliser dans la cuve.

Le protocole de remplissage de la cuve en stratifié basé sur la méthode des deux bacs décrite par Oster [1965] est illustré sur la figure 2.5. Le remplissage se fait par le fond de la cuve (par le trou de vidange) et cette dernière est d'abord remplie sur une hauteur  $h$  avec un fluide à la densité  $\rho_1$  à l'aide d'une pompe péristaltique  $P$ . Une plaque  $P_c$  est placée juste au-dessus du trou de vidange et sert de diffuseur radial, afin que l'écoulement du fluide entrant dans la cuve soit le plus horizontal possible et minimise le mélange. Une fois la couche homogène en place, le remplissage stratifié peut commencer. On dispose de deux bacs (a) (resp. (b)) rempli avec un volume  $V_1$  à la densité  $\rho_1$  (resp. volume  $V_3$ , densité  $\rho_3$ ). On se place à l'équilibre hydrostatique de sorte à respecter la relation  $\rho_1 h_1 = \rho_3 h_3$  où  $h_1$  et  $h_3$  représentent la hauteur du fluide dans chaque bac. L'équilibre hydrostatique impose donc que  $V_1 \geq V_3$ . Dans les faits, l'écart en densité étant relativement faible, on se place de sorte à avoir  $V_1 \simeq V_3$ . Un agitateur mécanique ( $M$ ) muni d'une pale de mélange est placé dans le bac (a) et les deux bacs sont mis en vases communicants via un tuyau  $T$ . La pompe péristaltique prélève le fluide du bac (a) et l'envoie dans la cuve avec un très faible débit  $Q_a$ . Le niveau du fluide dans le bac (a) diminue et, les deux bacs étant en vases communicants, un écoulement est créé du bac (b) vers le bac (a) ayant pour débit volumique  $Q_b$  pour compenser cet écart de volume. Tout se déroulant à petit débit, le niveau des fluides dans les deux bacs évolue en même temps et on peut raisonnablement considérer qu'il y a la relation suivante entre les débits :

$$Q_b = \frac{Q_a}{2}$$



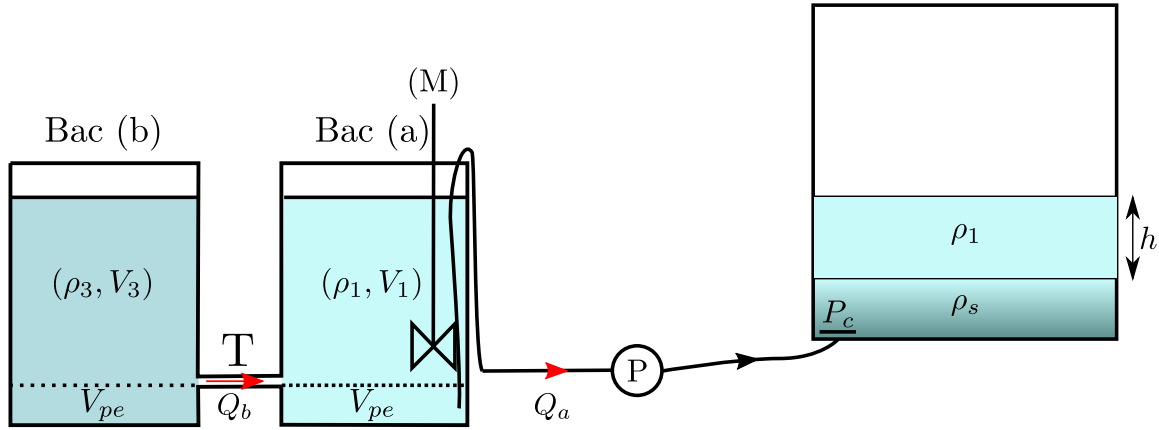


FIGURE 2.5: Illustration de la méthode des deux bacs utilisée pour le remplissage en stratifié de la cuve.

L'agitateur mécanique (M) mélange dans le bac (a) le fluide à la densité  $\rho_3$  venant du bac (b) avec le fluide à  $\rho_1$  du bac (a). La densité dans le bac (a) va alors augmenter progressivement et si le pompage est suffisamment lent, l'agitateur a le temps de mélanger efficacement de façon à ce que le bac (a) puisse être considéré comme ayant une densité homogène à tout instant  $\rho(t) \in [\rho_1, \rho_2]$ . La connexion entre les deux bacs permettant leur communication se trouve à quelques centimètres de leur fond. De ce fait, un certain volume de fluide est perdu ( $V_{pe} \simeq 8$  l) et qu'il faut prendre en compte. Afin d'obtenir une stratification linéaire entre les densités ciblées  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , il faut donc partir d'un fluide à la densité  $\rho_1$  et d'un fluide de densité  $\rho_3 > \rho_2$ . La densité  $\rho_3$  s'exprime en faisant un bilan de masse comme (voir annexe A) :

$$\rho_3 = \rho_2 + \frac{2}{V_s} \Delta\rho (V_{pe} + V_{\rho_2}) \quad (2.1)$$

Il s'agit d'une relation simple permettant, à partir de la différence de densité  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$  souhaitée de connaître la densité  $\rho_3$  du fluide lourd à utiliser.

### 2.1.2.1 Préparation des fluides

Le protocole permettant de préparer les fluides de différentes densités est présenté ici. Deux cuves de stockage d'une capacité de  $1 \text{ m}^3$  ont été utilisées afin de réaliser rapidement des mélanges d'eau et de sel à différentes densités. La première cuve contient de l'eau douce à la densité  $\rho_{dou} = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  et la deuxième une eau saturée en sel (saumure) de densité  $\rho_{sat} = 1190 \text{ kg.m}^{-3}$ . Cette densité est obtenue en ajoutant une grande quantité de sel jusqu'à atteindre la limite de dissolution. A partir d'eau douce et de saumure, il est très simple d'obtenir un volume  $V_{\rho_2}$  de fluide de densité  $\rho_2$  en utilisant la relation :

$$V_{sat} = V_{\rho_2} \left( \frac{\rho_2 - \rho_{dou}}{\rho_{sat} - \rho_{dou}} \right)$$

$$V_{dou} = V_{\rho_2} - V_{sat}$$

où  $V_{sat}$  et  $V_{dou}$  sont les volumes de saumure et d'eau douce à mélanger. Le remplissage des cuves de stockage peut se faire en avance des expériences ce qui permet à l'eau de se thermaliser à la température du hall expérimental et également d'être dégazée ce qui évite la formation de bulles sur les parois de la cuve de mesure. Un inconvénient reste la prolifération de micro-organismes dans les cuves avec le temps. Pour limiter cela, un produit d'entretien utilisé pour les piscines (dichloro-cyanurate de sodium) est ajouté dans chaque cuve, ces dernières étant régulièrement brassées avec une pompe

immergée.

L'indice optique d'une solution augmente considérablement avec la concentration en sel : sans précaution particulière, l'indice optique  $n_1$  de la couche homogène de densité  $\rho_1$  est donc inférieur à l'indice optique  $n_3$  de la solution de densité  $\rho_3$  utilisée pour le remplissage. Afin d'avoir un indice optique uniforme dans l'ensemble de la cuve de mesure, de l'éthanol pur est utilisé afin d'ajuster les indices optiques. L'éthanol présente l'intérêt d'être plus léger que l'eau ( $\rho_{et} = 789 \text{ kg.m}^{-3}$ ) tout en ayant un indice optique plus élevé ( $n_{et} = 1.3594 > n_{eau} = 1.3330$ ). En mélangeant de l'éthanol à une solution de densité  $\rho_{ini} \geq \rho_1$  et d'indice optique  $n_{ini} \leq n_2$ , on peut diminuer sa densité tout en augmentant son indice optique pour avoir une densité finale  $\rho_f = \rho_1$  et un indice optique  $n_f = n_1 = n_2$ . Un travail préparatoire a été réalisé afin de connaître les proportions des mélanges à effectuer pour obtenir la correspondance en indice optique et densité. A partir d'une solution de densité initiale  $\rho_{ini}$  et d'indice optique  $n_{ini}$  connus, un certain pourcentage d'éthanol est ajouté. Après homogénéisation, les nouvelles valeurs de densité et d'indice optique ont été mesurées. Ces expériences ont été réalisées pour des densités initiales comprises entre  $1000\text{kg.m}^{-3}$  et  $1160\text{kg.m}^{-3}$ . Les figures 2.6 (a-b) montrent les deux cartes de correspondance ( $\rho = f(\% \text{ éthanol})$  et  $n = f(\% \text{ éthanol})$ ) ainsi obtenues. Si l'on souhaite obtenir un fluide à la densité  $\rho = 1060 \text{ kg.m}^{-3}$  et d'indice optique  $n = 1.3570$ , il suffit de trouver l'intersection entre les cartes (fig. 2.6c). Les fluctuations sont liées à des variations de température. Lors du mélange de l'éthanol à l'eau, un dégagement de chaleur se produit (réaction exothermique) menant à une augmentation de la température de la solution. Les mesures de densité et de température ont donc été réalisées sur des mélanges à des températures légèrement différentes. En toute rigueur, il aurait été nécessaire d'attendre le refroidissement des mélanges pour réaliser les mesures à température constante. L'idée étant ici d'obtenir un simple ordre de grandeur du pourcentage d'éthanol à utiliser pour réaliser un mélange donné, ces mesures approximatives étaient suffisantes pour la préparation des différents mélanges.

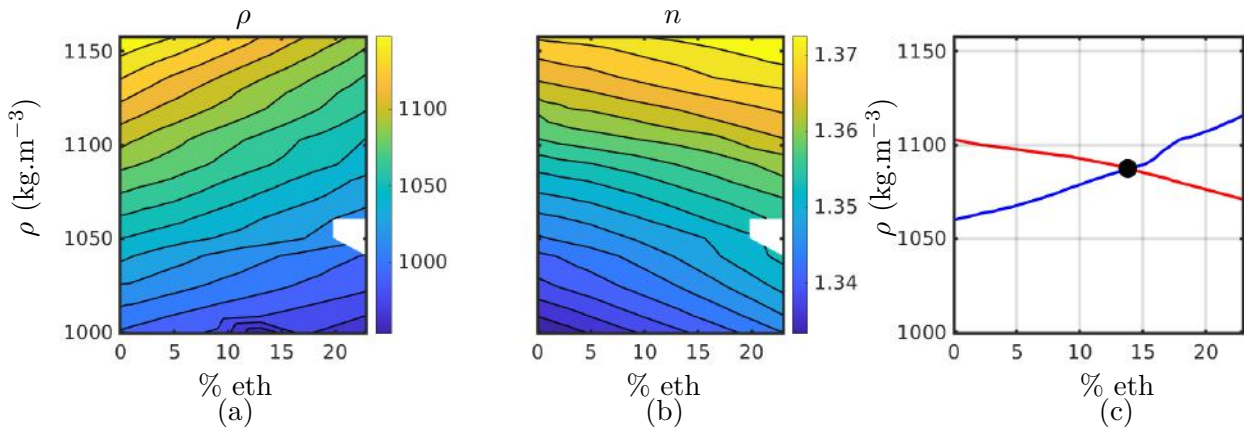


FIGURE 2.6: (a) Carte de correspondance entre la densité et la concentration en éthanol en fonction de la densité initiale du mélange. (b) Carte de correspondance entre l'indice optique et la concentration en éthanol en fonction de la densité initiale du mélange. (c) Illustration de l'obtention du point de fonctionnement (noir). Rouge : iso- $n = 1.3570$ . Bleu : iso- $\rho = 1060 \text{ kg.m}^{-3}$ .

### 2.1.2.2 Caractérisation du profil de densité réalisé

Afin de caractériser la stratification réalisée avec la méthode des deux bacs présentée précédemment, des profils de densité sont réalisés à intervalle de temps régulier. Pour cela, une sonde MicroScale Conductivity Temperature Instrument - Model 125 (MSCTI 125) est montée sur un banc de translation vertical motorisé et piloté par ordinateur afin de réaliser des profils verticaux de densité. Le principe de fonctionnement de la sonde de mesure ainsi que le protocole de calibration nécessaire à

son utilisation sont détaillés ci-dessous.

La chaîne de mesure est constituée de la sonde en elle-même ainsi que d'un amplificateur de tension de gain  $G$  et d'une carte d'acquisition Measurement Computing USB 201 reliée à l'ordinateur. En sortie de la carte d'acquisition, une tension proportionnelle à la conductivité de la solution est récupérée :

$$V - V_{off} = G\sigma$$

avec  $V$  la tension mesurée,  $V_{off}$  une tension d'offset ( $V_{off} \simeq -5$  V),  $\sigma$  la conductivité en  $\text{S.m}^{-1}$  et  $G$  le gain en  $\text{V}^2.\text{m.A}^{-1}$ . La conductivité d'une solution est reliée à la concentration en ions dans cette solution. Dans le cas présent, les ions majoritaires sont les ions chlorure  $\text{Cl}^-$ , sodium  $\text{Na}^+$  provenant du sel ainsi que les ions éthanoates  $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O}^-$  et hydrogène  $\text{H}^+$  provenant de l'éthanol utilisé pour la correction d'indice optique. La conductivité d'une solution s'écrit comme la somme de la contribution de chacun des ions présents en solution, la contribution de chaque ion étant proportionnelle à sa concentration (loi de Kohlrausch). On écrit alors :

$$\sigma = \lambda_{\text{Cl}^-}[\text{Cl}^-] + \lambda_{\text{Na}^+}[\text{Na}^+] + \lambda_{\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O}^-}[\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O}^-] + \lambda_{\text{H}^+}[\text{H}^+]$$

où  $\lambda_i$  est la conductivité molaire ionique de l'ion  $i$  en  $\text{S.m}^2.\text{mol}^{-1}$ , et  $[\text{X}_i]$ , la concentration molaire de l'espèce  $\text{X}_i$  en  $\text{mol.m}^{-3}$ . Ainsi, selon la zone de la cuve où se trouve la sonde de conductivité, la concentration en ions sera différente, et modifiera la conductivité. Grâce à une calibration adaptée, la densité de la solution peut être reliée à la valeur de conductivité, ce qui permet de contrôler l'état de la stratification.

ion	$\lambda^0$ ( $\text{mS.m}^2.\text{mol}^{-1}$ )
$\text{Cl}^-$	7.63
$\text{Na}^+$	5.01
$\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O}^-$	4.09
$\text{H}^+$	34.96

TABLE 2.1: Table récapitulative des conductivités molaires ioniques associées aux différents ions présents en solution aqueuse très diluée et pour une température de 25°C.

La densité dans la cuve évolue entre la valeur de la densité de la couche homogène supérieure  $\rho_1$  (contenant du sel et de l'éthanol à environ  $\simeq 20\%$ ) et la valeur de la densité de la couche homogène basse  $\rho_2$  qui est de l'eau salée, sans éthanol. La calibration de la sonde doit prendre en compte le fait que les concentrations en sel et en éthanol varient dans la cuve. Pour ce faire, 5 échantillons  $E_{i=1..5}$  de fluide sont préparés. Les échantillons  $E_1$  et  $E_5$  correspondent respectivement à l'eau du bac (a) ( $\rho_{E_1} = \rho_1$ ) et du bac (b) ( $\rho_{E_5} = \rho_3$ ). Les 3 autres échantillons sont obtenus comme des mélanges d'eau des bacs (a) et (b) dans les proportions suivantes :  $E_2 = 25\%E_1 + 75\%E_5$ ,  $E_3 = 50\%E_1 + 50\%E_5$  et  $E_4 = 75\%E_1 + 25\%E_5$ . La densité des différents échantillons varie donc de  $\rho_1$  à  $\rho_3$  avec une variation en concentration de sel mais aussi d'éthanol afin de reproduire ce qu'il se passe dans la stratification.

La sonde de conductimétrie est rincée à l'eau claire, et plongée dans l'échantillon de conductivité la moins élevée ( $E_1$ ). La valeur de la tension donnée par la cellule de conductivité est relevée et la valeur de la densité est mesurée à l'aide d'un densimètre portable Anton Paar. L'opération est répétée en changeant d'échantillon, la sonde étant rincée à l'eau claire entre chaque mesure. La [figure 2.7](#) présente la densité des 5 échantillons de la calibration en fonction de la tension donnée par la sonde. La plus grosse source d'incertitude vient ici de la mesure de densité, précise à  $\pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$ . Une régression polynomiale du deuxième ordre des données expérimentales est effectuée. Les coefficients du polynôme

sont stockés puis réutilisés pour avoir la correspondance tension/densité lors de la réalisation de profil de densité. Il est à noter que cette calibration doit être refaite toutes les 8 h (données constructeur).

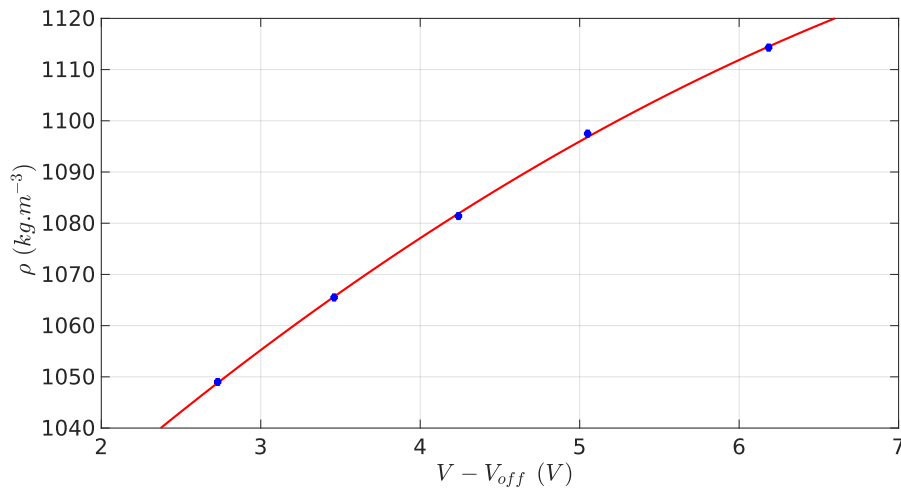


FIGURE 2.7: Courbe de calibration reliant la mesure de densité et la tension donnée par la sonde.

Une fois la calibration de la sonde effectuée, des profils de densité peuvent être réalisés afin de contrôler l'état de la stratification. Pour cela, l'extrémité de la sonde est positionnée au niveau de la surface libre puis est descendue à la vitesse de 5 mm/s sur 40 cm environ ce qui permet de traverser la stratification sans trop la perturber. Le programme pilotant le mouvement de la sonde permet également d'enregistrer la tension au cours du temps à une fréquence fixée de 1000 Hz. A l'aide de la calibration précédente, la conversion tension/densité est effectuée, ce qui permet d'obtenir les profils de densité de la [figure 2.8](#).

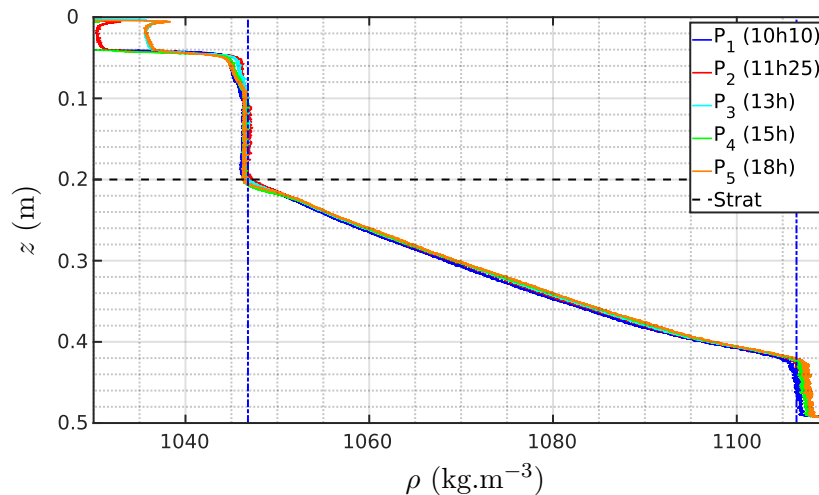


FIGURE 2.8: Exemple de profil de densité en fonction de l'altitude pris à différents instants de la journée.

Sur cette figure, l'altitude dans la cuve dont l'origine est située au niveau de la surface libre est représentée en fonction de la densité. Cinq profils de densité réalisés à différents instants de la journée sur un intervalle de 8 h (durée de validité de la calibration) sont tracés. Les différents profils, excepté sur les 6 premiers centimètres, se superposent quasi parfaitement. L'écart au début de l'acquisition est lié au fait que la sonde part dans l'air et met un certain temps avant de s'adapter à son changement de

milieu et de donner une mesure fiable de la conductivité. On peut distinguer la zone homogène légère qui s'étend de  $z = 0$  m à  $z = 0.2$  m (au-dessus de la ligne horizontale en tirets noirs). Cette zone est suivie d'une zone linéairement stratifiée qui s'étend de  $z = 0.2$  m à  $z = 0.4$  m et enfin d'une deuxième zone homogène lourde à  $\rho_2 = 1106 \text{ kg.m}^{-3}$  qui s'étend de  $z = 0.4$  m jusqu'au fond de la cuve. Le début de la stratification est repéré comme l'altitude de rupture de pente du profil de densité et correspond bien à ce qui est attendu. L'incertitude associée à cette mesure est de l'ordre de  $\Delta h = 5$  mm. La densité moyenne correspondant à chacune des zones homogènes expérimentales  $\rho_{1e} = 1046.8 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $\rho_{2e} = 1106 \text{ kg.m}^{-3}$  est tracée en bleue. Le densimètre portable indiquait quant à lui une valeur de densité de  $1048 \pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $1104.4 \pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$  respectivement dans ces deux zones particulières. Les erreurs liées au densimètre se répercutant sur la calibration, il n'est pas étonnant de trouver un écart plus grand entre la valeur attendue et le résultat de la conversion tension/densité. Cela indique notamment que la mesure de densité avec la sonde est précise à  $pm2 \text{ kg.m}^{-3}$ . Cela correspond tout de même à une très bonne précision de l'outil de mesure. En effet, l'écart relatif entre les valeurs mesurées par la sonde et attendues est de l'ordre de 0.3%. L'écart en densité réalisé dans les expériences est relativement grand ( $\Delta\rho = 56.4 \text{ kg.m}^{-3}$ ). Une erreur de mesure par la sonde de  $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$  représente alors une erreur de 4% sur la mesure de  $\Delta\rho$ . L'écart en densité  $\Delta\rho$  est utilisé notamment dans la définition de la fréquence de Brunt-Väissälä de la stratification,  $N$ , définie comme :

$$N = \sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\rho_1 h}} \quad (2.2)$$

avec  $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ ,  $\Delta\rho = 56.4 \text{ kg.m}^{-3}$ , l'écart en densité entre les deux couches homogènes, et  $h = 0.2$  m, l'épaisseur de la stratification. Pour les profils expérimentaux présentés sur la [figure 2.8](#), la fréquence de Brunt-Väissälä vaut  $N = (1.66 \pm 0.02) \text{ rad/s}$ . L'incertitude absolue sur la fréquence de Brunt-Väissälä  $\Delta N$  est obtenue par la méthode de la dérivée logarithmique et vaut environ  $\Delta N = 0.02 \text{ rad/s}$ . Dans la suite du manuscrit, l'origine du repère ( $O, x, y, z$ ) sera telle que la stratification commencera à l'altitude  $z = 0$ , et que le point  $(x, y) = (0, 0)$  se trouve dans un plan vertical de symétrie et au milieu du champ caméra, excepté au [chapitre 5](#). La [table 2.2](#) regroupe les caractéristiques des différentes stratifications qui ont été réalisées durant cette thèse.

Chapitre	$\rho_1$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\rho_2$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$N$ (rad/s)	$\Delta N$ (rad/s)	$\mu \times 10^{-3}$ (Pa.s)	$\nu \times 10^{-6}$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
3-4	1002	1074	1.84	0.02	1.8	1.9
3-5	984	1040	1.65	0.02	2	1.9
6	1048	1104	1.60	0.02	2	2

TABLE 2.2: Tableau récapitulatif des différentes conditions expérimentales utilisées pour les remplissages stratifiés avec les valeurs associées de la fréquence de Brunt-Väissälä  $N$ , de la viscosité dynamique  $\mu$  et cinématique  $\nu$  pour le fluide léger.

Il est à noter que la grande concentration en éthanol des solutions à la densité  $\rho_1$  modifie de façon significative la valeur de la viscosité. Des mesures de viscosité dynamique pour les différents fluides légers ont été réalisées à l'aide d'un rhéomètre Mars III de Thermo scientifique. Chaque mesure a été répétée 10 fois et c'est la valeur moyenne à  $20^\circ\text{C}$  qui est donnée dans la [table 2.2](#). La viscosité cinématique est environ deux fois plus grande que celle de l'eau à  $20^\circ\text{C}$ . Le remplissage stratifié de la cuve implique également l'existence d'un gradient de viscosité, la concentration en éthanol diminuant avec la profondeur. Par exemple, pour une stratification avec  $\rho_2 = 1104 \text{ kg.m}^{-3}$ , la valeur de la viscosité cinématique tout en bas de la cuve est d'environ  $1.3 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$ .

### 2.1.3 Paramètres sans dimension

Le dispositif expérimental présenté est caractérisé par 9 paramètres ( $\rho_1, \rho_2, h, \theta, V_p, L, d, \nu, g$ ) et par 3 dimensions (longueur, temps, masse) : il y a donc 6 paramètres sans dimension régissant le problème d'après le théorème de Vaschy-Buckingham. Ces paramètres sont l'angle de tir  $\theta$ , la longueur de course adimensionnée du piston  $L/d$ , le nombre d'Atwood  $At = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$ , l'épaisseur adimensionnée de la zone stratifiée  $h/d$ , le nombre de Reynolds  $Re = V_p d/\nu$  et le nombre de Froude  $Fr = V_p/Nd$ . L'angle de tir pourra varier entre  $0^\circ$  (tir vertical d'AT) et  $45^\circ$ , la vitesse du piston entre 3 et 12 cm/s tandis que la valeur de  $h/d = 10$  est fixée dans tout ce manuscrit avec  $d = 2$  cm. La longueur de course adimensionnée est fixée à  $L/d = 3$ , excepté dans la première partie du [chapitre 6](#). Le nombre de Reynolds compare les effets inertiels aux effets visqueux et varie entre 300 et 1200 en fonction des expériences. Le nombre de Froude caractérise l'importance relative de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle et varie entre 0.9 et 3. On aurait tout aussi bien pu considérer le nombre de Richardson  $Ri = 1/Fr^2$ , souvent utilisé dans les études sur le mélange en milieu stratifié où le cisaillement est une composante dominante. Dans la suite, les longueurs seront adimensionnées par une taille caractéristique lié à l'AT,  $d$ , les vitesses seront adimensionnées par la vitesse de piston  $V_p$ . Le temps adimensionné le sera soit par un temps advectif  $d/V_p$ , noté  $t^* = tV_p/d$  soit par un temps caractéristique associé à la stratification et sera noté  $Nt$ . On notera que  $t^* = Fr Nt$ .

## 2.2 Techniques de mesure

Dans cette section, les différentes techniques expérimentales optiques non intrusives qui ont été déployées pour caractériser la dynamique d'impact d'AT sur une zone stratifiée sont présentées. Afin de suivre la dynamique tourbillonnaire du début de l'enroulement de la couche limite de vorticité jusqu'à la destruction de la structure, des techniques de visualisation qualitatives mettant en évidence le cœur de l'AT ont été mises en place ainsi que des mesures de champs de vitesse 2D et 3D. L'obtention de champs de vitesse permet notamment de dériver la vorticité, quantité adapt e au suivi des structures tourbillonnaires.

Afin de mieux comprendre le transport de masse assuré par un AT, des visualisations permettant de mettre en évidence soit la poche de fluide léger formant l'AT soit le passage de l'AT dans la stratification ont été mises en place. Pour la première méthode, l'intérieur de l'AT est ensemené avec du fluide coloré tandis que pour la deuxième méthode, c'est la zone stratifi e qui est color e. Dans les deux cas, ces méthodes permettent d'identifier l'ensemble de la poche de fluide léger transport e par l'AT ainsi que son devenir aux temps longs.

Le temps caractéristique associé à la dynamique de l'AT est un temps advectif,  $t_{adv} = L/V_p \sim 1$  s, basé sur la vitesse du piston et la longueur de pouss e du piston. La résolution temporelle de la prise d'image a été choisie à partir de ce temps caractéristique et vaut dans la pratique  $f_{ac} \sim 100$  Hz. La fréquence caractéristique associ e à la réponse de la stratification à l'impact de l'AT est la fréquence de Brunt-Väissälä,  $N$ , associ e à une période  $T_N$  environ trois fois plus grande que  $t_{adv}$ . Afin d'étudier la dynamique tourbillonnaire et la dynamique de la zone stratifi e à partir d'une seule expérience, toutes les acquisitions sont prises en séquentiel avec une fréquence d'acquisition bas e sur le temps advectif,  $f_{ac}$ . Cette fréquence est bien adapt e pour résoudre correctement la dynamique rapide associ e à la dynamique tourbillonnaire mais est largement sur- chantillonn e par rapport à la dynamique de la zone stratifi e. Pour les mesures quantitatives par PIV-2D ou 4D-PTV, les donn es sont adapt es temporellement en réalisant les calculs en ne considérant qu'une image sur deux, trois ou plus selon la vitesse de l'écoulement dans la zone stratifi e afin que le déplacement d'une image sur l'autre soit de l'ordre de 5 pixels.

Concernant la résolution spatiale, la dimension verticale du champ a été choisie pour que l'AT soit

visible depuis sa génération (dans la zone homogène) jusqu'à sa fin de vie (dans la zone stratifiée). La largeur du champ de visualisation a été choisie du même ordre de grandeur que l'extension verticale afin de pouvoir étudier aussi bien la dynamique tourbillonnaire que la dynamique de la zone stratifiée, bien plus grande que l'AT en lui-même.

L'inconvénient est que les résolutions spatiales et temporelles ne sont pas simultanément optimales pour les deux aspects de notre étude. Pour la dynamique tourbillonnaire, la résolution temporelle est optimale tandis que l'extension radiale du champ est largement surdimensionnée. Pour la dynamique de la stratification, la fréquence d'acquisition n'est pas directement bien adaptée tandis que les dimensions du champ permettent d'étudier complètement la réponse de la stratification. Le choix présenté ci-dessus correspond donc à un compromis entre ces différentes contraintes.

### 2.2.1 Caractéristiques du banc expérimental pour l'implémentation des différentes métrologies

Pour chaque expérience, une (ou des) caméra est positionnée afin de visualiser un plan vertical de symétrie de l'AT (ou un volume centré autour de l'AT). La structure tourbillonnaire étant à symétrie de révolution, une observation dans un plan vertical de symétrie est représentative de l'évolution de la structure complète. Le début de l'acquisition est déclenché par la mise en mouvement du piston qui envoie un signal à la caméra. Il y a donc un décalage entre la première image et le début du mouvement du piston compris entre 0 et l'inverse de la fréquence d'acquisition  $f_{acq}$  des caméras ( $\sim 10$  ms).

Pour certaines techniques, il était nécessaire d'ensemencer le tube générateur d'AT afin de visualiser ces derniers. Le cas échéant, 15 ml d'une solution colorée ou concentrée en particules de PIV était injectée à l'aide d'un tuyau coudé dans le tube. Cette solution était préparée toutes les 30 minutes à partir d'eau de la couche supérieure de la cuve, afin qu'il n'y ait pas d'écart en densité ou en température entre l'eau d'ensemencement et le milieu de propagation de l'AT. Des tests préliminaires ont en effet montré que même un faible écart en température ( $\sim 0.2^\circ\text{C}$ ) était suffisant pour que des effets de flottabilité affectent la formation des AT pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds. L'injection de fluide a été réalisée en perturbant le moins possible la cuve et un temps d'attente de 2 min a été observé avant de réaliser le tir d'AT. Un temps d'attente de 5 min entre la fin de l'expérience et le début d'une nouvelle (ensemencement, attente, tir) est suffisant pour que la cuve soit de nouveau au repos. Chaque expérience a été réalisée au moins deux fois pour s'assurer de sa reproductibilité. Toutefois, il est à noter que cette dernière est excellente, tant sur les propriétés de l'AT (dimension, vitesse de propagation) que sur la dynamique de l'interaction avec la stratification.

Une dernière spécificité du banc expérimental est liée à l'utilisation de quantités importantes d'éthanol, composant chimique très volatil. Afin de limiter l'évaporation de l'éthanol avec le temps au niveau de la surface libre, des plaques en plexiglas ont été usinées spécialement aux dimensions de la cuve afin de chapeauter cette dernière. Sans cette précaution, il a été observé au début de la thèse d'importants mouvements de convection naturelle dans la cuve menant à la déviation des AT comme illustré sur la [figure 2.9](#).

Des expériences de PIV-2D, dont le principe est présenté dans la [sous-section 2.2.5](#), ont été réalisées dans une cuve homogène remplie d'un mélange d'eau et d'éthanol (10% en volume) afin d'observer le champ de vitesse dans un plan vertical au cours du temps dans la cuve. Sur les [figures 2.9 \(a-b\)](#), des isocontours de la composante verticale  $w$  de vitesse superposée à un champ de vitesse vectoriel  $(u, w)$  pour un instant donné sont représentés pour (a) une cuve non couverte et (b) une cuve couverte. La fréquence d'acquisition des images est la même que celle utilisée pour les calculs de PIV-2D (1 Hz) et chaque acquisition a été réalisée sur 1 h. Pour la cuve non couverte (a), des vitesses verticales de l'ordre de 0.2 cm/s positives et négatives sont observées, montrant une agitation globale dans la cuve

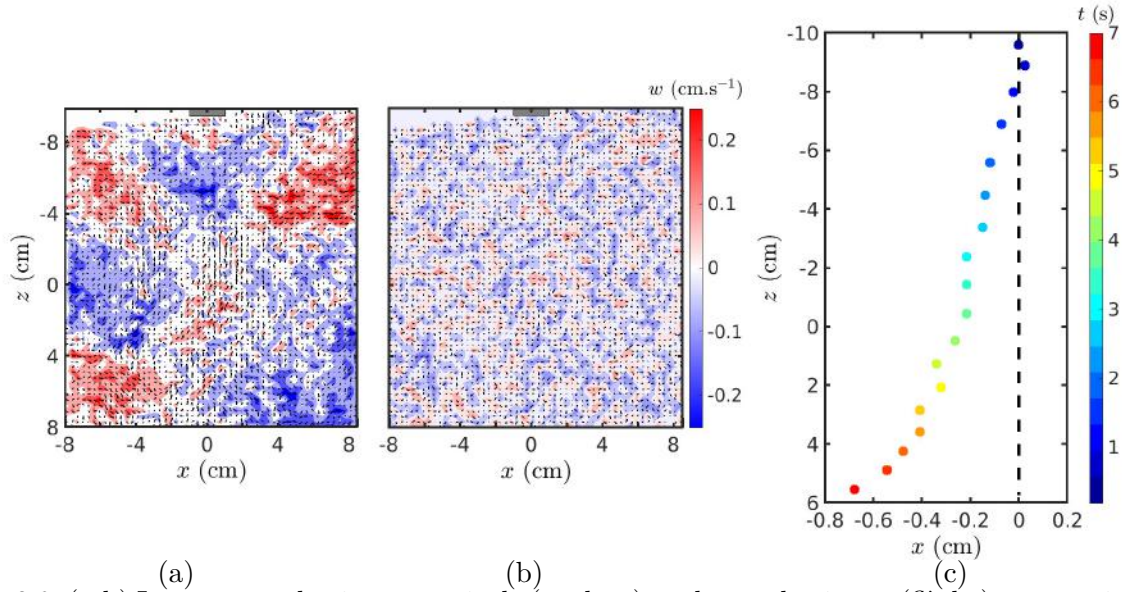


FIGURE 2.9: (a-b) Isocontours de vitesse verticale (couleur) et champ de vitesse (flèche) pour un instant donné dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  dans une cuve homogène remplie avec un mélange d'eau et d'éthanol (10% en volume). La sortie du tube générateur est mise en évidence en haut de chaque champ. (a) Cuve non couverte. (b) Cuve couverte. (c) Trajectoire du centre d'un AT dans une cuve non couverte avec  $V_p = 3 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $L/d = 3$ .

avec des mouvements cohérents. Pour le cas couvert (b), l'intensité de la composante horizontale de la vitesse est beaucoup plus faible sans aucune structure cohérente identifiable.

La [figure 2.9 \(c\)](#) illustre la trajectoire d'un AT en présence de convection dans la cuve pour  $V_p = 3 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $L/d = 3$ . La position de l'AT a été déterminée en pointant manuellement la position du centre de l'AT. Une nette déviation de la trajectoire est mise en évidence. Quand la vitesse de l'AT est faible, les mouvements de convection sont suffisamment importants pour influencer sa trajectoire. Ce genre de comportement n'a plus été observé dès lors que la cuve a été systématiquement couverte par les plaques de plexiglas.

### 2.2.2 Visualisation en volume du fluide léger transporté par l'anneau tourbillonnaire

Dans le but de suivre la poche de fluide léger transporté par l'AT au cours du temps, l'AT a été coloré et éclairé en lumière blanche. Cette méthode a été employée afin de voir comment la poche de fluide léger est affectée par l'interaction avec la stratification mais aussi afin de voir où cette masse finit une fois que la cuve est de nouveau au repos. La configuration expérimentale est illustrée sur la [figure 2.10](#) en vue de dessus.

Une caméra est positionnée face à la cuve et la netteté est effectuée sur un plan vertical de symétrie du tube générateur d'AT. Un panneau de LED, dont la lumière est stabilisée avec une alimentation continue, est placé à l'arrière de la cuve, face à la caméra. Le tube estensemencé selon la méthode décrite dans la [sous-section 2.2.1](#) avec une solution d'ensemencement préparée en diluant deux gouttes d'encre rouge dans 100 ml d'eau. La [figure 2.11](#) est un exemple de visualisation d'AT en phase de propagation dans la couche homogène. L'AT ainsiensemencé prend la forme d'une ellipse grise (en nuance de gris) dont le contour est net. Des enroulements du fluide coloré sont également visibles et illustrent l'aspect tourbillonnaire de la structure. L'avantage de cette technique est sa simplicité de mise en œuvre. L'inconvénient est que le colorant finit par se déposer au niveau de l'interface entre la



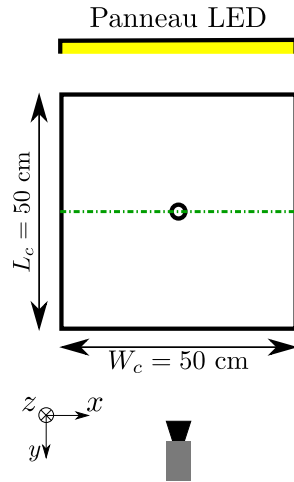


FIGURE 2.10: Schéma de la configuration expérimentale pour réaliser des visualisations en lumière blanche.

zone homogène et le début de la stratification, ce qui peut cacher la dynamique de la zone d'intérêt (environ 30 expériences peuvent être réalisées avant que cet effet ne soit trop marqué).

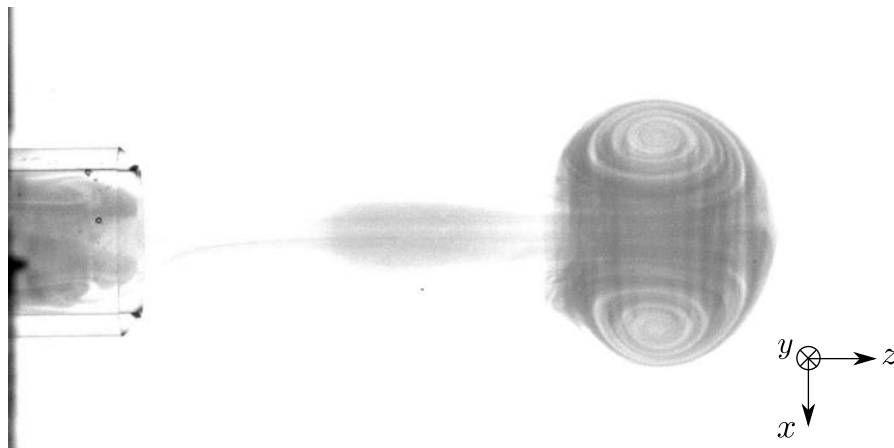


FIGURE 2.11: Exemple de visualisation d'un AT coloré (en gris) pour  $V_p = 5 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $L/d = 3$ . Attention, l'axe vertical descendant  $z$  de la cuve est représenté horizontalement de gauche à droite sur cette figure.

### 2.2.3 Visualisation du cœur de l'anneau

Afin de suivre l'évolution de la dynamique tourbillonnaire au cours du temps, une méthode permettant de mettre en évidence le cœur de l'AT a été employée. Aux temps courts, suivre le cœur de la structure tourbillonnaire est un bon moyen de suivre la trajectoire de l'AT. Pour cela, de la peinture fluorescente est déposée à l'intérieur du tube générateur d'AT, proche de son extrémité libre. Lors du mouvement du piston, la couche limite se développant sur les parois internes du cylindre entraîne le colorant ce qui résulte en une concentration en colorant très marquée au niveau du cœur de l'AT.

La peinture fluorescente est obtenue en mélangeant de la peinture acrylique blanche à de la fluorescéine en poudre et de l'eau (respectivement : 5.8 g, 0.386 g, 1.67 g). Cette peinture est alors appliquée de la façon la plus homogène possible au pinceau sur un bandeau d'environ 1 cm à l'extrémité du tube générateur d'AT et laissée à sécher pendant 24 h. Un fixateur (laque pour cheveux) est ensuite

appliqué afin de ralentir la diffusion du colorant dans l'eau. Cette technique se base notamment sur la très faible solubilité de la fluorescéine dans l'eau (0.3 g/l) : les grains de fluorescéine piégés dans la peinture vont diffuser en continu dans l'eau du tube générateur, permettant ainsi d'effectuer plusieurs tirs avec un seul tube peint. Un éclairage spécifique permettant l'excitation de la fluorescéine est à mettre en place afin d'avoir des images bien contrastées. L'éclairage peut se faire à l'aide d'un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda_0 = 532$  nm sous forme d'une nappe éclairant un plan vertical de symétrie du tube générateur (voir fig. 2.12). Cela donne les visualisations de la figure 2.2 : le cœur de l'AT est alors symbolisé par deux points noirs. Il est également possible d'éclairer en volume avec quatre néons ultra-violetés disposés autour de la cuve. Le résultat est illustré sur la figure 2.13. La partie haute de la figure 2.13 présente un AT après avoir parcouru  $3d$ . La ligne verticale noire correspond à la zone de plus haute vorticité (cœur de l'AT) dans laquelle le colorant est le plus concentré. L'éclairage étant en volume et la profondeur de champ de la caméra de l'ordre du diamètre de l'AT, on observe dans le plan caméra la projection orthogonale de tout le fluide coloré éclairé, quelle que soit sa position  $y$ . Cela se traduit par une ligne verticale pour le colorant piégé dans le cœur de l'AT. La partie basse de la figure 2.13 présente le même AT à un instant ultérieur, après avoir parcouru  $7d$ . On peut observer que la ligne noire s'est totalement d form e et présente des oscillations. Cela traduit la présence d'une instabilité azimuthale sur l'AT qui croit au cours de la propagation de l'AT. L'éclairage en volume permet de détecter ce genre de structure 3D bien que n'utilisant qu'une seule caméra tandis que l'éclairage au laser plan est totalement aveugle de cet aspect 3D de la dynamique mais offre un meilleur contraste.

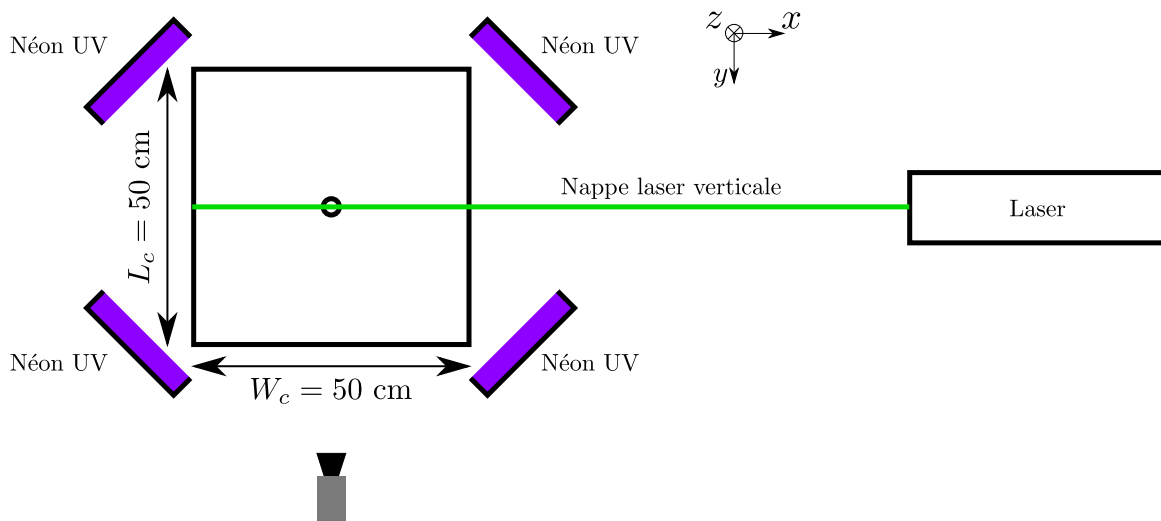


FIGURE 2.12: Schéma de la configuration expérimentale pour réaliser des visualisations par fluorescence.

#### 2.2.4 Visualisation dans la stratification

La dernière technique de visualisation pr sent e vise à observer la réponse de la stratification à l'impact de l'AT. Un colorant fluorescent est ajouté lors du remplissage stratifié pour colorer uniquement la zone stratifi e de la cuve. Le tout est éclairé dans un plan vertical de symétrie par une nappe laser et film  par une caméra.

Lors du remplissage de la cuve, au moment de la mise en vases communicants des deux bacs (début du remplissage de la zone stratifi e), 300 mg de poudre de fluorescéine est ajouté dans chaque bac. Cette quantité étant mise dans le même volume de fluide, on s'assure que la coloration dans chacun des bacs est la même, permettant ainsi d'éviter d'avoir un gradient de coloration dans la cuve. Toute la fluorescéine se dissout dans l'eau des bacs avec une coloration finale assez intense, le pouvoir colorant de la fluorescéine étant très élevé. La cuve est ensuite  clair e avec un laser vert sous la forme

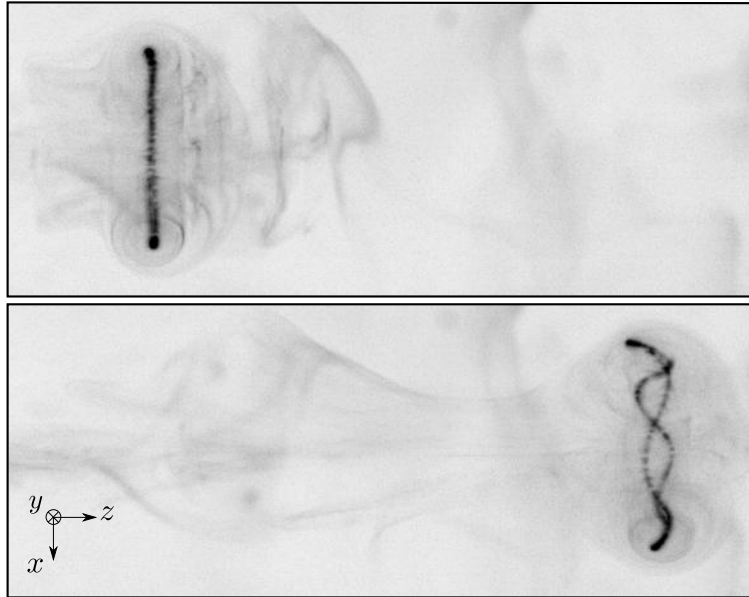


FIGURE 2.13: Mise en évidence par visualisation en volume (éclairage UV) du développement d'une instabilité azimutale de type Widnall pour  $Re = 1400$ . La première photo a été prise lorsque l'AT a parcouru  $3d$  et la deuxième lorsque l'AT a parcouru environ  $7d$ . On notera que l'axe vertical descendant  $z$  de la cuve est représenté de gauche à droite sur cette figure.

d'une nappe afin d'éclairer un plan vertical centré sur le tube générateur d'AT et une caméra est placée orthogonalement à ce plan. Le résultat d'une telle méthode de visualisation est illustré sur la [figure 2.14](#). Une zone sombre qui correspond à la zone homogène sans colorant et une zone en gris clair correspondant à la stratification contenant du colorant sont visibles. La ligne pointillée rouge correspond à la position  $z = 0$  et coïncide avec la limite supérieure de la zone stratifiée lorsque la cuve est au repos. Cette convention sera utilisée dans la suite de cette thèse. L'AT étant formé par du fluide de la zone homogène, il est visible seulement lorsqu'il rentre dans la stratification et correspond à la poche sombre de fluide léger en dessous de la ligne pointillée rouge. Un des avantages de cette technique est notamment qu'elle permet de voir si du fluide lourd de la stratification est entraîné dans la zone homogène.

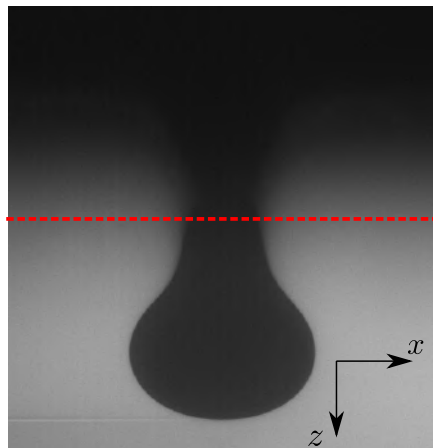


FIGURE 2.14: Visualisation d'un AT en interaction avec la stratification. Le fluide homogène léger apparaît noir et la zone stratifiée en gris clair. La poche de fluide transportée par l'AT est visible dans la zone stratifiée dont le début est symbolisé par la ligne pointillée rouge.

### 2.2.5 Vélométrie par image de particules (PIV-2D)

La PIV-2D est une méthode optique de visualisation et de mesure permettant de reconstruire le champ eulérien de vitesse d'un écoulement. Le fluide estensemencé par des traceurs passifs, des petites particules sphériques dont la vitesse de sédimentation est faible devant les vitesses caractéristiques de l'écoulement. Une nappe laser éclaire un plan (vertical dans le cas présent) contenant l'axe de révolution du tube générateur de l'AT. Les traceurs restituent la lumière (par diffusion ou par fluorescence) et une caméra placée perpendiculairement au plan de la nappe laser permet de suivre leur mouvement au cours du temps. Dans le cas des mesures par fluorescence, le laser excite les particules à une certaine longueur d'onde  $\lambda_1$  et celles-ci restituent de la lumière à une autre longueur d'onde  $\lambda_2$ . Dans ce cas, un filtre passe-bande centré autour de  $\lambda_2$  est ajouté devant l'objectif de la caméra pour ne récupérer que le signal de fluorescence et ne pas prendre en compte la lumière diffusée par d'éventuelles impuretés présentes dans la cuve. La caméra et le laser sont synchronisés afin que la prise d'images corresponde au maximum d'intensité lumineuse fournie par le laser. Les images ainsi obtenues sont traitées avec un logiciel commercial de LaVision<sup>©</sup> (Davis 840) afin d'obtenir les champs de vitesse.

Chaque image est segmentée en petites boîtes appelées fenêtres d'interrogation contenant chacune un motif de particules au nombre compris entre 5 et 10 en moyenne. Un algorithme de corrélation croisée est alors appliqué à deux images prises à deux instants consécutifs pour identifier les déplacements et déformations de chaque motif de particules. On obtient ainsi une carte de corrélations pour chaque fenêtre d'interrogation dont la valeur maximale donne la valeur du déplacement des particules entre deux instants consécutifs. La taille des boîtes de corrélation est importante puisque elle est directement liée à la résolution spatiale de la mesure. On cherche à avoir des boîtes de corrélation les plus petites possibles tout en contenant entre 5 et 10 particules afin d'avoir un vecteur déplacement associé le plus fiable possible. La taille des boîtes de corrélation correspond à la taille d'une maille eulérienne,  $\delta_m$ , et conditionne donc la résolution de la mesure. Une calibration est nécessaire afin d'obtenir la correspondance entre pixel (px) et mètre et ainsi convertir le champ de déplacement en px en champ de vitesse en m/s. La question de l'ensemencement est cruciale pour réaliser des mesures PIV de qualité. S'il y a trop de particules d'ensemencement, le laser risque de ne pas avoir assez d'énergie pour éclairer toutes les particules dans la nappe laser, l'énergie étant rapidement absorbée par les particules proches de l'entrée du laser dans la cuve. Par ailleurs, une trop grande concentration en particules peut modifier la rhéologie du fluide et donc l'écoulement que l'on étudie. D'un autre côté, une trop faible concentration en particules diminuera la résolution de la PIV : les fenêtres d'interrogation devront être plus grandes pour contenir suffisamment de particules.

Dans la configuration expérimentale étudiée où le fluide est stratifié, cette problématique est d'autant plus marquée que l'on ne peut pas brasser la cuve pour mettre en suspension les particules. L'objectif des mesures de PIV-2D est d'étudier à la fois la dynamique de la structure tourbillonnaire, caractérisée par le temps advectif,  $t_{adv}$ , ainsi que la réponse plus lente de la stratification à l'impact caractérisée par la fréquence de Brunt-Väissälä,  $N$ . Ces contraintes ont imposé, comme évoqué dans la [section 2.2](#), une fréquence d'acquisition basée sur le temps advectif,  $t_{adv}$  avec une taille de champ pour la caméra  $l_x \times l_y \simeq 30 \times 30 \text{ cm}^2$ .

Le laser utilisé (Quantronix 2000) possède une longueur d'onde  $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$  et peut fonctionner entre 100 Hz et 10 kHz. Le faisceau laser est éclaté sous forme d'une nappe laser dont l'épaisseur est de l'ordre du millimètre. Il a été nécessaire de placer un miroir plan sur la face de la cuve opposée à l'entrée du faisceau laser afin de renvoyer la nappe laser en sens inverse et ainsi récupérer plus d'énergie dans la cuve pour avoir un signal plus intense. Une caméra rapide PCO-DIMAX (2016  $\times$  2016 px) est utilisée pour enregistrer 6000 images à une fréquence  $f_{acq} \simeq 100 \text{ Hz}$  pour la majorité des expériences. Durant cette thèse, trois ensemencements différents ont été utilisés et sont listés dans la [table 2.3](#).

Particules sphériques	Densité ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	Diamètre ( $\mu\text{m}$ )	Surfactant	Méthode	Type	Longueur d'onde (nm)
Verre creux	1100	10	Triton TX100	PIV-2D	Diffusion	Visible
Polyamide	1030	50	Tetenal Mirasol 2000	PIV-2D	Fluorescence (rhodamine)	572
Polyéthylène	1050	53-63	Triton TX100	4D-PTV	Fluorescence (inconnu)	575

TABLE 2.3: Tableau récapitulatif des différents ensemencements utilisés.

Les deux premières lignes sont associées à des expériences de PIV-2D par diffusion et fluorescence. La troisième ligne est associée à des expériences de 4D-PTV dont le principe sera présenté dans la [section 2.2.6](#). Dans tous les cas, une solution d'ensemencement concentrée est préparée en mettant en suspension des particules de PIV (sous forme de poudre initialement) dans de l'eau et en y ajoutant un surfactant afin d'éviter une agrégation des particules. Une petite partie de cette solution mère est ensuite prélevée par pipette et injectée dans le fluide à ensemenecer. Le remplissage de la cuve étant long ( $\simeq 8$  h), on ne peut pas ajouter directement les particules de PIV aux bacs de remplissage : elles auraient le temps de sédimenter. Pour cette raison, la cuve a été systématiquement remplie sans ensemencement, ce dernier étant ajouté ultérieurement dans la couche homogène et laissé à sédimenter plusieurs heures afin d'obtenir une concentration de particules homogène dans tout le domaine de visualisation. Des ajouts de particules sont effectués tout au long de la journée afin de maintenir une concentration homogène dans la cuve. Il est nécessaire d'avoir des particules dont la densité soit proche de celle du fluide constituant l'écoulement pour avoir une répartition homogène des particules dans la cuve et que leur position isodense soit à la limite basse du champ de visualisation des caméras. Ainsi, pour l'utilisation des particules de rhodamine encapsulée de densité  $1030 \text{ kg.m}^{-3}$  (deuxième ligne de la [table 2.3](#)), les paramètres de la stratification ont été adaptés : une densité  $\rho_1 = 984 \text{ kg.m}^{-3}$  et une densité  $\rho_2 = 1040 \text{ kg.m}^{-3}$  sont choisies pour que seulement 2 à 3 cm du champ de visualisation soit perdus, comme illustré sur la [figure 2.15](#).

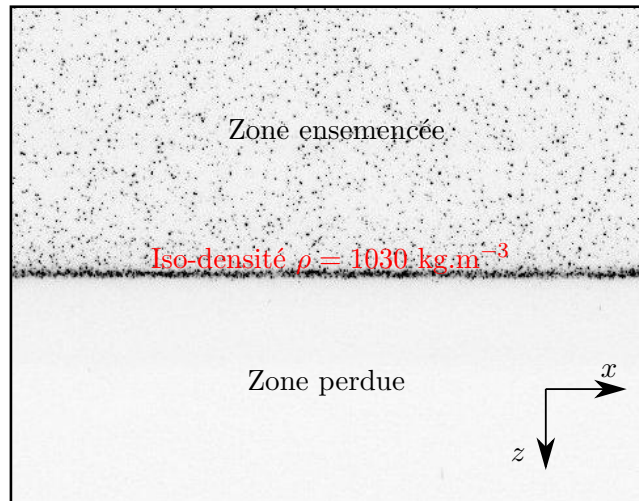


FIGURE 2.15: Exemple d'un négatif d'image brute utilisée pour la PIV.

Par ailleurs, une calibration du système a été effectuée au début et à la fin des campagnes expérimentales afin d'avoir la correspondance pixel/mètre du système. La calibration est réalisée deux fois afin de vérifier que les réglages du dispositif n'ont pas évolué au cours de la campagne expérimentale, étalée sur plusieurs semaines. Aucune différence significative n'a été trouvée entre les calibrations de

début et de fin de campagne. Pour réaliser la calibration, la cuve est remplie d'une eau de même indice optique que l'indice optique qui est utilisé pour les stratifications, et une mire est placée dans la cuve. La mire est une plaque de PVC recouverte de papier millimétré fixée sur le tube du générateur d'AT afin que le plan de la mire corresponde au plan de symétrie du tube, confondu avec le plan focal objet de la caméra. La calibration permet d'obtenir la résolution de la prise d'image, indiquée dans la [table 2.4](#).

Avant de calculer les champs de vitesse, les images brutes sont pré-traitées pour homogénéiser l'intensité des différentes particules, pour supprimer d'éventuelles erreurs récurrentes (tache sur la cuve par exemple) et pour supprimer le bruit de fond du capteur CCD de la caméra. Les calculs de PIV ont été réalisés avec deux fréquences différentes pour s'adapter à la dynamique de l'AT ou à la dynamique de la zone stratifiée. Pour l'étude de la dynamique de l'AT, les paramètres du logiciel ont été choisis tels que le déplacement entre deux images successives soit de l'ordre de 15 à 20 px, ce qui est optimal pour des calculs PIV. Cela se traduit pour la plupart des expériences par une fréquence de calcul de l'ordre de  $f_{acq}$ . Pour la zone stratifiée, le déplacement induit par l'impact de l'AT est beaucoup plus faible. Pour cette raison, un facteur 1/10 par rapport à  $f_{acq}$  est souvent employé, ce qui permet d'avoir des déplacements maximum de l'ordre de 5 px. La taille des boîtes de corrélation est comprise entre  $16 \times 16$  px et  $32 \times 32$  px, avec un recouvrement de 75%, selon la qualité de l'ensemencement des expériences. La résolution des mesures  $\delta_m$  des champs de vitesse est directement corrélée à la taille des boîtes de corrélation et à la calibration. La [table 2.4](#) récapitule les différents paramètres expérimentaux et de calcul PIV utilisés.

Chapitre	$l_x \times l_z$ (cm × cm)	Résolution (px/cm)	Fenêtre (px × px)	Recouvrement %	$\delta_m$ (mm)	$f_{calc}$ AT (Hz)	$f_{calc}$ strat (Hz)
3, 5	$30.85 \times 30.85$	65.2	$16 \times 16 / 32 \times 32$	75	0.61 / 1.22	50	10
6	$21.8 \times 21.8$	92.5	$16 \times 16$	75	0.42	50	5

TABLE 2.4: Tableau récapitulatif des caractéristiques des calculs de PIV-2D réalisés.

Avant d'obtenir les champs de vitesse définitifs, un post-traitement a été systématiquement appliqué aux résultats donnés par le logiciel Davis afin de corriger les éventuels vecteurs faux. Pour cela, la norme et l'orientation de chaque vecteur est comparée à celle de ses 8 plus proches voisins. Si son amplitude (resp. orientation) diffère de plus de 100% (resp.  $45^\circ$ ) de celle de ses voisins, on remplace le vecteur faux par un vecteur moyen calculé à partir des 8 plus proches voisins. La [figure 2.16](#) donne un exemple de champ de vitesse issu de la PIV permettant de caractériser l'AT (a) et la réponse de la stratification (b) dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ .

Sur la [figure 2.16 \(a\)](#), l'AT se situe à  $z/d = -0.5$  et n'a pas encore atteint la stratification. Une structure ellipsoïdale se devine avec deux zones de forte rotation de part et d'autre de l'axe  $x/d = 0$  ainsi qu'une vitesse maximale dirigée selon l'axe  $z/d$  pour  $x/d = 0$ . Les zones de rotation sont associées au cœur de l'AT qui induit un fort écoulement vertical sur son axe de révolution. Loin de l'AT, le champ de vitesse est nul, signe que la cuve est au repos. La [figure 2.16 \(b\)](#) présente le champ de vitesse pour un temps  $t_2 > t_1$ , une fois que l'AT a interagi avec la stratification. L'écoulement est principalement au repos dans la zone  $z/d \in [-4; -1]$  avec toutefois un écoulement parasite vers  $(x/d, z/d) = (-2, -4)$ . Cet écoulement est associé à un mouvement convectif du fluide dans la zone homogène. Dans la zone  $z/d \in [-1; 2]$ , le champ de vitesse est désorganisé et correspond à l'écoulement résultant de la destruction de l'AT après son interaction avec la stratification. Enfin, les vecteurs vitesses mettent en évidence des faisceaux inclinés dans la zone  $z/d \in [2; 5.5]$ . Ces structures représentent la réponse de la stratification à la perturbation que représente l'impact de l'AT. Leur origine ainsi que leur signification sera explicitée plus largement au [chapitre 3](#).

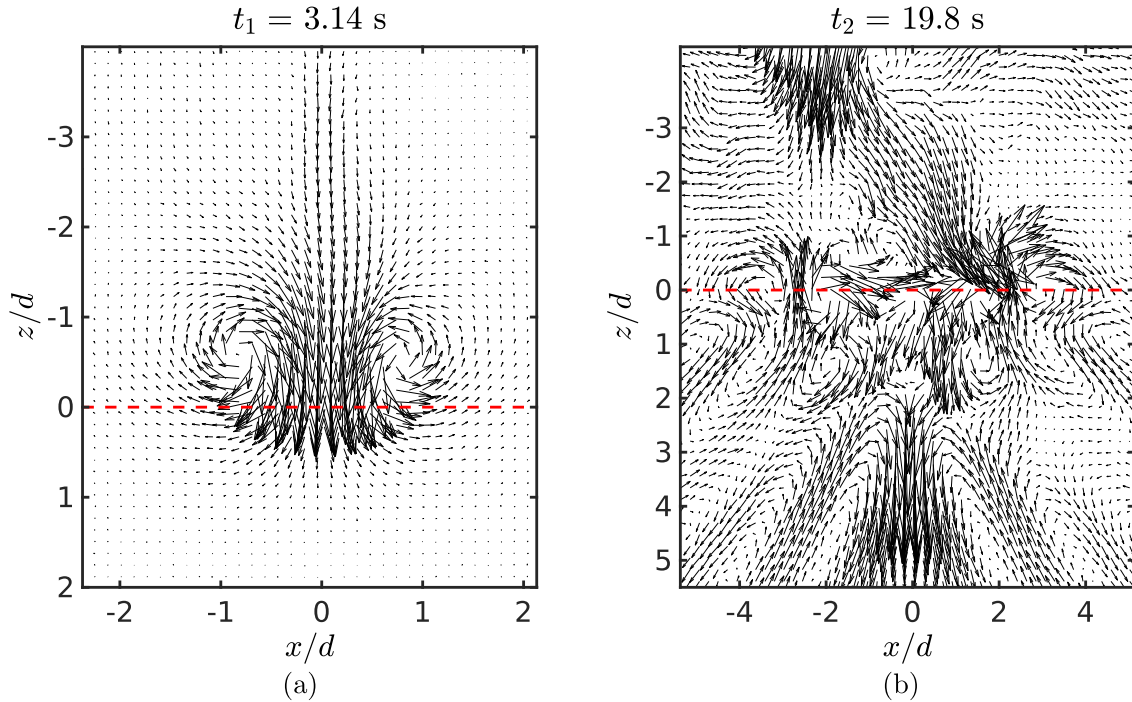


FIGURE 2.16: Champ de vitesse issu de la PIV aux temps courts (a) et aux temps longs (b). (a) Champ de vitesse mettant en évidence l'AT se propageant du haut vers le bas ( $L/d = 3$ ,  $V_p = 5$   $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ) avant son arrivée sur la stratification. (b) Champ de vitesse mettant en évidence l'écoulement dans la stratification aux temps longs, après l'impact de l'AT.

## 2.2.6 Vélocimétrie par suivi lagrangien de particules 3D résolue en temps (4D-PTV)

Durant cette thèse, une opportunité s'est offerte d'utiliser une nouvelle chaîne d'acquisition de la fédération de recherche FERMAT, dont l'utilisation est gérée par l'IMFT. Cette chaîne d'acquisition est une chaîne de vélocimétrie par images de particules permettant de réaliser du suivi lagrangien de particules résolu en temps et en espace (4D-Particles Tracking Velocimetry). Le principe est le suivant : quatre caméras synchronisées observent un même volume de fluide ensemencé par des traceurs passifs et illuminé en volume par un laser. Un algorithme appelé Shake The Box (STB), présenté de façon exhaustive dans Schanz *et al.* [2016], permet de reconstruire les trajectoires de dizaines de milliers de traceurs passifs à chaque instant. Cet algorithme est implémenté dans un logiciel commercial de LaVision<sup>©</sup> (Davis 840) qui permet de mener les calculs. Dans la suite, on décrit le dispositif expérimental (figs. 2.17 et 2.18) ainsi que les différentes étapes de calibration effectuées afin de réaliser le suivi de particules.

### 2.2.6.1 Dispositif de la 4D-PTV

Quatre caméras rapides VEO640 Phantom avec une pleine résolution de  $2500 \times 1600$  pixels sont synchronisées afin d'enregistrer les images pour le calcul STB à des fréquences  $f_a = [100; 150; 300]$  Hz en fonction des expériences. Chaque caméra dispose de 32 Go de mémoire embarquée et peuvent enregistrer chacune jusqu'à 6000 images. Les quatre caméras sont fixées dans un même plan vertical sur un châssis en Norcan se trouvant à environ 1.4 m de la face avant de la cuve. Chaque caméra est montée sur une rotule permettant de régler son orientation. Pour la configuration expérimentale présentée les deux caméras du haut (caméras 2 et 3) sont inclinées de  $20^\circ$  vers le bas tandis que les deux du bas (caméras 1 et 4) sont inclinées de  $20^\circ$  vers le haut. Une monture Scheimpflug est ajoutée

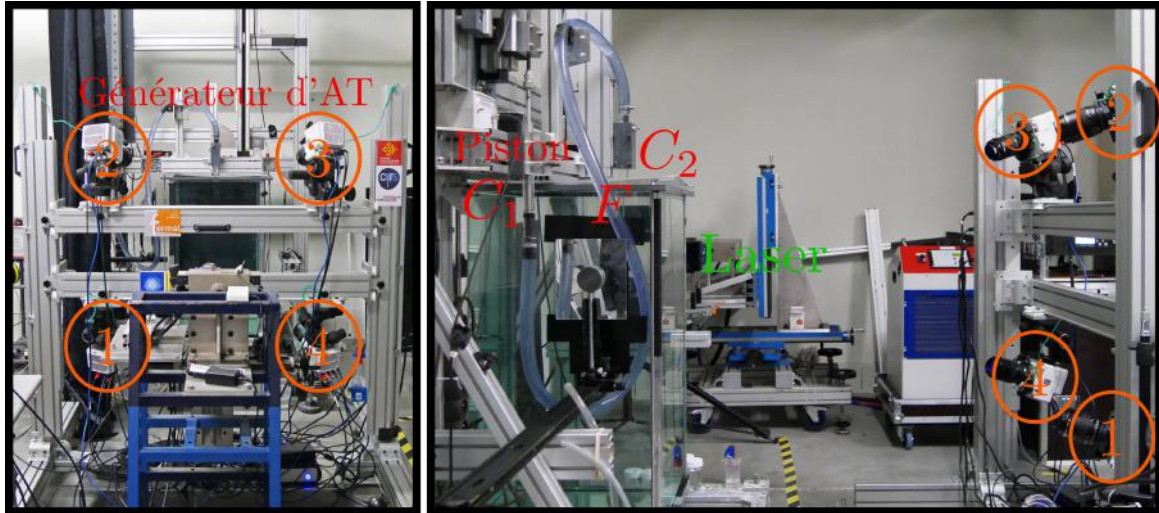


FIGURE 2.17: Photographie du dispositif expérimental. Gauche : vue de face. Droite : vue de côté. Les caméras (orange), le laser (vert) et les différentes parties du générateur d'AT (rouge) sont mis en évidence.

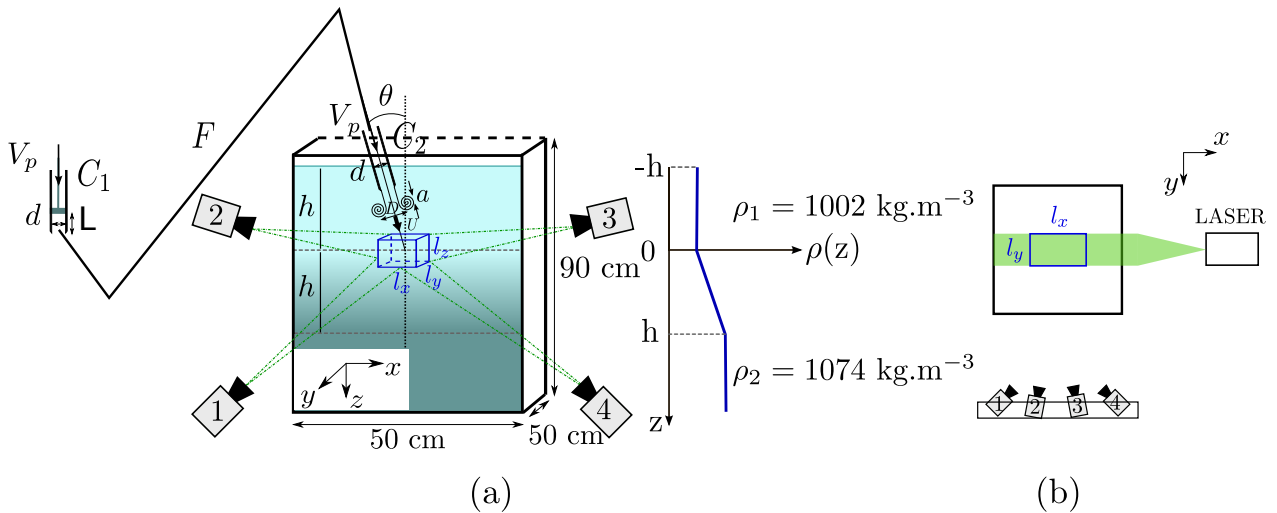


FIGURE 2.18: Schéma du dispositif expérimental pour les expériences de 4D-PTV : (a) vue de face, (b) vue de dessus.

sur chaque caméra entre le capteur CCD de la caméra et l'objectif pour décentrer le plan de l'objectif et le plan du capteur. Ainsi, la profondeur de champ sur laquelle l'image sera nette pour les caméras est quasi-infinie, ce qui permet d'avoir des visualisations 3D de qualité. Les caractéristiques des particules d'ensemencement utilisées sont données dans la [table 2.3](#). Il s'agit de particules sphériques de polyéthylène recouvertes d'un composé fluorescent fourni par Cospheric<sup>®</sup>, émettant une lumière rouge ( $\lambda = 575$  nm) lorsqu'elles sont excitées par un faisceau laser<sup>1</sup>. Le protocole d'ensemencement est le même que celui présenté dans la [sous-section 2.2.5](#). Les particules sont illuminées à l'aide d'un laser Photonics<sup>®</sup> (ref. Dm60-527-DH) de longueur d'onde  $\lambda = 527$  nm, à deux cavités tirant chacune 60 mJ par impulsion laser. Un dispositif optique composé de deux lentilles cylindriques horizontales permet d'éclater le faisceau laser en un volume de taille  $l_x \times l_y \times l_z = 15 \times 10 \times 25$  cm<sup>3</sup>, au centre de la cuve stratifiée et se trouvant à environ 1.5 m de la tête laser. Dans le but de minimiser le bruit de mesure, chaque caméra est équipée d'un filtre passe-bas muni d'une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 540$  nm,

<sup>1</sup>Les caractéristiques du composé fluorescent ne sont pas données par le constructeur.



dans le but que seule la fluorescence des particules soit récupérée. Ces filtres représentent également une sécurité supplémentaire pour les caméras au cas où une bulle d'air traverserait le volume de visualisation, diffusant alors très intensément la lumière et pouvant abîmer les quatre capteurs d'un coup.

### 2.2.6.2 Calibration avec une mire 3D (partie 1)

Comme pour toute mesure quantitative basée sur des mesures optiques, une calibration du système est nécessaire. Cette calibration doit permettre de reconstruire les trajectoires 3D des traceurs passifs et d'obtenir la correspondance pixel/mètre afin d'avoir des mesures quantitatives de vitesse.

Pour réaliser la calibration, la cuve est remplie par un fluide homogène avec un indice optique  $n$  identique à celui de la cuve finale stratifiée ( $n = 1.3553$ ) comme pour la PIV-2D. Ensuite, comme représenté sur la [figure 2.19](#), une mire 3D rainurée de LaVision<sup>©</sup> (ref. 309-15-SSDP) est plongée dans la cuve, parallèlement à la face avant de la cuve. Plus de détails sur les dimensions et le motif de la mire sont donnés sur la [figure 2.19 \(a\)](#).

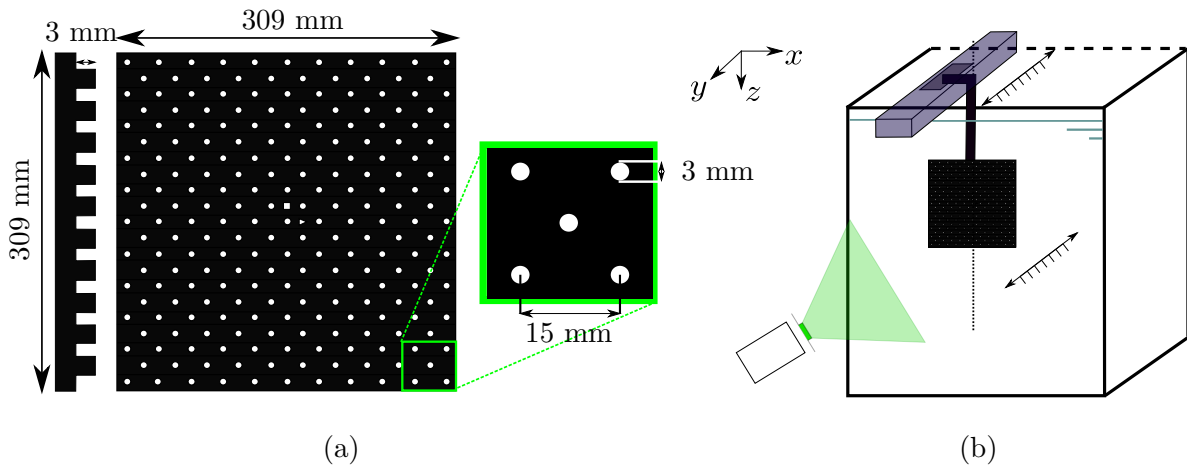


FIGURE 2.19: (a) Schéma et dimensions de la mire 3D. (b) Schéma du dispositif de calibration.

Le motif est constitué de ronds blancs positionnés sur les crêtes et les creux de la mire. La mire est éclairée de façon homogène grâce à une source de lumière blanche couplée à un filtre optique passe-bande centré autour de la longueur d'onde du laser afin d'avoir une condition d'éclairement lors de la calibration proche de celle des expériences. La mire est fixée sur une platine de translation horizontale (précision  $1 \mu\text{m}$ ) pilotée par ordinateur pour scanner tout le domaine de visualisation avec la mire ([fig. 2.19b](#)). La mire est positionnée selon la direction  $y$  à sept positions différentes espacées de 25 mm chacune, de  $-75 \text{ mm}$  à  $+75 \text{ mm}$ , et une centaine d'images est enregistrée par les quatre caméras pour chacune des positions. Le volume éclairé par le laser est compris entre  $y \in [-50; 50] \text{ mm}$  : le volume scanné pour la calibration est donc plus grand que le volume de mesure. Un algorithme de détection automatique est utilisé par le logiciel pour détecter chaque point de la mire. Parmi les ronds blancs de la mire, un carré et un triangle blanc sont gravés au milieu de la mire, et permettent de définir les origines du système d'axe  $(x, z)$ . Enfin, la distance entre les différents points de la mire étant parfaitement connue, le logiciel peut créer une fonction de cartographie ou « mapping function (MF) »  $M_i$  pour chaque caméra. Cette fonction permet de relier la position d'un point sur un capteur de la caméra  $i$ ,  $(x_i, y_i)$ , à la position correspondante dans le volume 3D  $(X, Y, Z)$  selon la relation

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z)$$

Les MF permettent de connaître la position 3D d'une particule dans le volume à partir des images de chaque caméra. Elles permettent donc, à partir d'une distribution de traceurs passifs sur les capteurs de chacune des caméras, de déterminer la position tridimensionnelle de chaque particule. Une fois

cette première étape de calibration effectuée, la cuve est vidée et remplie avec la stratification désirée. Un soin particulier est alors apporté pour éviter tout mouvement de la cuve mais aussi des caméras et de leur support pour que la calibration reste valable.

### 2.2.6.3 Calibration avec les particules : "self-calibration" (partie 2)

L'étape de calibration avec la mire 3D ne correspond par réellement aux conditions expérimentales (imprécisions sur le déplacement de la mire, éclairement, ensemencement, cuve stratifiée). Par ailleurs, le système optique global (comprenant les caméras, les différents dioptries et l'indice optique des fluides) est susceptible d'être modifié légèrement lors de la vidange et du remplissage stratifié de la cuve. Pour ces raisons, une deuxième étape de calibration est nécessaire une fois la cuve remplie en stratifié, en condition réelle d'éclairement (laser) et d'ensemencement (particules fluorescentes). Cette étape est appelée « self-calibration » (Wieneke [2008]). Cette self-calibration est une manière de rectifier la calibration initiale afin qu'elle corresponde parfaitement à la réalité de la cuve stratifiée.

La self-calibration consiste à identifier certaines particules de référence (typiquement les plus brillantes) dans les images brutes d'une des caméras (positions  $(x_i, y_i)$  sur le capteur). Leurs positions 3D est obtenue par triangulation en utilisant les vues des autres caméras (et les MF obtenues lors de la première étape de calibration). On obtient alors une position 3D pour les différentes particules avec une certaine incertitude sur leur position venant de la triangulation. On détermine la position de ces particules  $(x'_i, y'_i)$  par projection sur le capteur de caméra. La différence existant entre la position réelle des particules et la position projetée est appelée disparité :

$$d_i = (x'_i, y'_i) - (x_i, y_i)$$

Le volume total illuminé est divisé en sous-volume et une disparité pour chaque sous-volume est obtenue. La disparité totale est obtenue en sommant les contributions des sous-volumes dans le but d'assurer la robustesse de la méthode. On obtient alors une carte de disparité par caméra (voir [figure 2.20a](#)). Sur la [figure 2.20 \(a\)](#), les vecteurs représentent la disparité entre la distribution des particules obtenues directement et celle reconstruite via les MF. Plusieurs cartes de disparités obtenues à partir d'une centaine d'image non corrélés entre elles (fréquence d'acquisition faible par rapport à la vitesse de l'écoulement) sont sommées pour avoir une meilleure statistique dans le but de corriger les MF (Wieneke [2008]). L'objectif est d'obtenir des distributions de particules aussi proches que possible l'une de l'autre. Si la calibration était parfaite, la carte de disparité serait un ensemble de vecteur nul. Dans les faits, on obtient une carte avec des vecteurs de déplacement non nuls et tous orientés selon la même direction, ce qui indique un mouvement du système optique global du coin en bas à gauche vers le coin en haut à droite de 1.88 pixels d'amplitude.

Des nouvelles MF basées sur les premières et corrigées à partir des cartes de disparité sont alors calculées. Après cette correction, une nouvelle carte de disparité est construite et représentée sur la [figure 2.20 \(b\)](#). Si les déplacements sont de l'ordre de  $10^{-1}$  pixels, ce qui est le cas ici avec une amplitude moyenne de 0.08 pixels, la nouvelle MF devient celle qui sera utilisée pour la reconstruction des trajectoires. Dans le cas contraire, une troisième MF est calculée afin de corriger la deuxième et ainsi de suite, jusqu'à obtenir des déplacements de l'ordre de  $10^{-1}$  pixels. Une fois que le processus a convergé, une Fonction de Transfert Optique (FTO) est générée à partir des nouvelles MF. Cette FTO tient notamment compte de la forme de groupes de particules dans les sous-volume pour chaque caméra ce qui est très utile pour le suivi lagrangien de particules en facilitant la reconnaissance des particules sur des images successives (Schanz *et al.* [2013a]).

### 2.2.6.4 Calcul de trajectoire avec l'algorithme STB

Une fois le système calibré, la 4D-PTV à haute densité de particules peut être déployée à l'aide de l'algorithme STB. Ce dernier fonctionne en trois phases : phase d'initialisation, phase de convergence

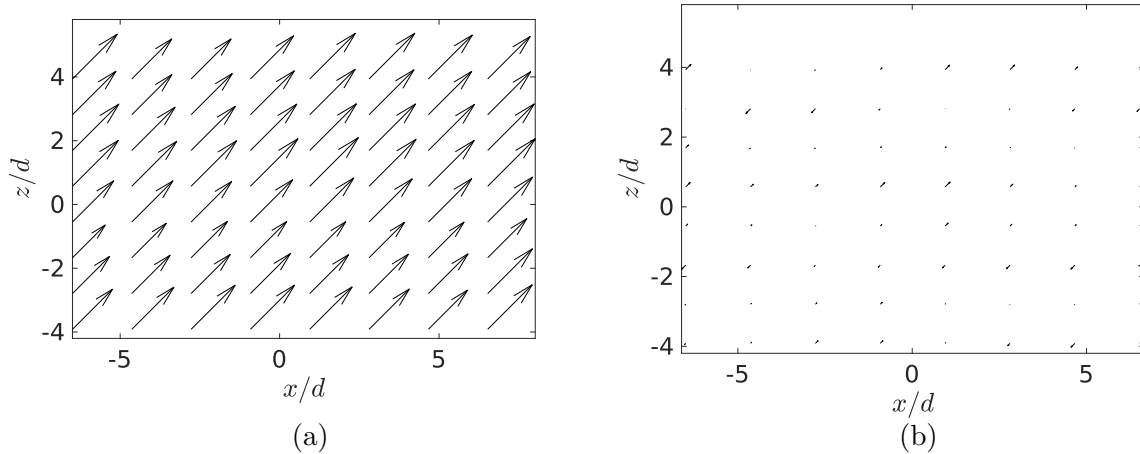


FIGURE 2.20: Exemple de carte de disparité obtenue pour une des quatre caméras (a) avant la self-calibration, (b) après la self-calibration.

et phase convergée. Durant la phase d'initialisation, seules les  $n_{init}$  premières images sont utilisées. Les particules sont identifiées par une méthode de triangulation itérative (IPR) sur ces  $n_{init}$  images (Schanz *et al.* [2016]). Si une même particule est détectée sur chacune des  $n_{init}$  images, elle est considérée comme une vraie particule et sa trajectoire est enregistrée, sinon, elle est considérée comme une particule fantôme et est laissée de côté. Dans l'étude présente,  $n_{init} = 4$  et de ce fait, une trajectoire de particule est considérée seulement si elle a été détectée sur au moins quatre images consécutives. Durant la phase de convergence, l'algorithme prédit la position des particules à l'instant  $N + 1$  avec  $(N + 1) > n_{init}$  à l'aide d'une régression polynomiale d'ordre 2 sur chacune des portions de trajectoire suivies jusqu'alors. La position prédite de chaque particule est proche de sa position réelle. Elle est alors raffinée en utilisant le "shaking", une méthode permettant de minimiser l'image résiduelle entre l'image réelle et l'image prédite. L'utilisation de l'histoire de chaque particule pour prédire sa position à l'instant suivant rend l'algorithme efficace, tant en terme de vitesse d'exécution que de précision. Une dernière étape de correction est réalisée, basée sur un critère d'intensité lumineuse pour supprimer les particules fantômes. Après ces étapes de prédiction et de correction, d'éventuelles nouvelles particules sont identifiées dans l'image résiduelle et seront éventuellement considérées comme des vraies particules si elles existent sur quatre images consécutives pour les quatre caméras. Après quelques itérations temporelles, l'algorithme converge vers un état stable où le nombre total de particules suivies ne change plus significativement et entre dans la phase convergée où les changements dans le nombre de particules suivies à chaque instant sont principalement dus aux particules entrant ou sortant du domaine de visualisation. De plus amples informations à propos de la technique peuvent être trouvées dans Schanz *et al.* [2013a] et Schanz *et al.* [2016]. L'algorithme STB peut fonctionner pour des écoulements très fortementensemencés et suivre des centaines de milliers de particules par instant et donc un grand nombre de particules par pixel (ppp) (jusqu'à 0.125 ppp d'après Schanz *et al.* [2016], même si 0.05 ppp est une concentration plus standard). Dans notre cas, l'ensemencement est bien moins dense, allant de 0.002 ppp à 0.007 ppp, ce qui n'affecte en rien la qualité du calcul de trajectoire. Cette densité de particules aurait pu être beaucoup plus élevée sans un certain nombre de problèmes rencontrés lors du déploiement de la 4D-PTV (voir sous-section 2.2.6.7).

### 2.2.6.5 Paramètres de calcul et format des données obtenues

Les données obtenues à la suite du calcul STB sont les trajectoires lagrangiennes 3D pour chaque particule détectée, ainsi que leur vitesse et accélération. La figure 2.21 montre un exemple de trajectoire 3D obtenue par calcul STB pour un AT se propageant à la verticale et une vitesse de piston  $V_p = 6 \text{ cm.s}^{-1}$ . La trajectoire représentée est associée à une particule existant pendant 697 instants consécutifs.

tifs. Au début de sa détection, la particule se propage selon la direction  $z$  avec une trajectoire rectiligne à  $x/d \simeq -0.5$  et avec une vitesse de l'ordre de 1.5 fois la vitesse du piston : cette particule appartient au centre de l'AT, où la vitesse est maximale et principalement verticale. Après un certain temps, la particule est entraînée par le cœur de l'AT et sa trajectoire devient hélicoïdale. Cette particule, tout en ayant un déplacement moyen vertical en direction de la stratification, fait deux boucles autour du cœur de l'AT à  $z/d = -2$  puis à  $z/d = 0$ . La trajectoire s'arrête approximativement à l'entrée de la stratification  $z/d = 0$  où la particule est perdue de vue par les caméras.

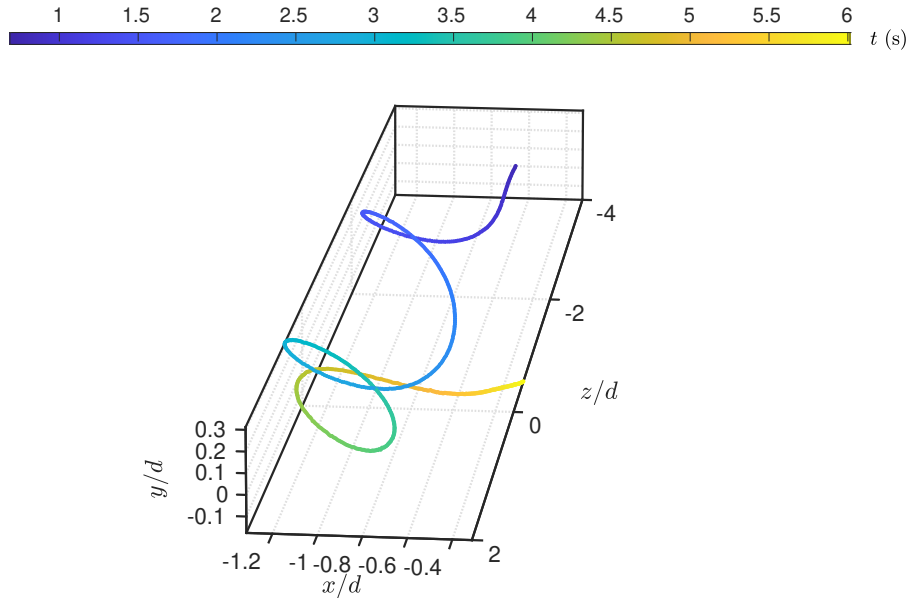


FIGURE 2.21: Exemple d'une trajectoire de particule appartenant à l'AT. La couleur indique le temps.

Les données lagrangiennes sont projetées sur une grille eulérienne fixe de maille cubique  $100 \times 100 \times 100$  px. Dans chaque maille et dès lors qu'au moins 3 particules sont détectées, la vitesse moyenne des particules est calculée et sert à définir un vecteur déplacement pour l'instant considéré. La grille est alors décalée de 25 px et un nouveau champ de déplacement est obtenu sur cette grille. L'opération est répétée trois fois en tout, ce qui correspond à un recouvrement de 75% et à un maillage  $25 \times 25 \times 25$  px, et à des mailles de 3.13 mm de côté. Cette projection est particulièrement utile pour obtenir des données eulériennes comme la vorticité, qui est une grandeur bien appropriée pour notre étude.

La figure 2.22 présente le champ de vitesse lagrangien (gauche) et eulérien (droite) créé par un AT dans un fluide homogène dans le plan vertical de symétrie. Sur les figures 2.22 (a-b) (resp. figs. 2.22c-d), la composante de vitesse verticale  $w$  (resp. horizontale  $u$ ) est représentée à un instant où l'AT est dans la zone homogène. Pour les figures lagrangiennes, les trajectoires sur 25 instants consécutifs des particules sur l'ensemble de la profondeur  $y/d \in [-2.5, 2.5]$  sont projetées dans le plan  $y/d = 0$ .

### 2.2.6.6 Validation de la technique 4D-PTV

Il existe différents diagnostics permettant de caractériser les calculs de 4D-PTV et leur reprojexion sur une grille eulérienne. La figure 2.23 (a) est un histogramme (échelle verticale logarithmique) de la longueur des trajectoires des particules détectées par l'algorithme. Un identifiant est associé par l'algorithme à chaque particule détectée sur au moins  $n_{init}$  images consécutives. Ainsi, la taille minimale des trajectoires pouvant être observées est de 4 tandis que la taille maximale est de 6000, nombre total d'images prises par les caméras. Comme présenté dans Schanz *et al.* [2016] (voir leur figure 13a), la plupart des particules suivies existent sur seulement 4 instants consécutifs. Le nombre de particules

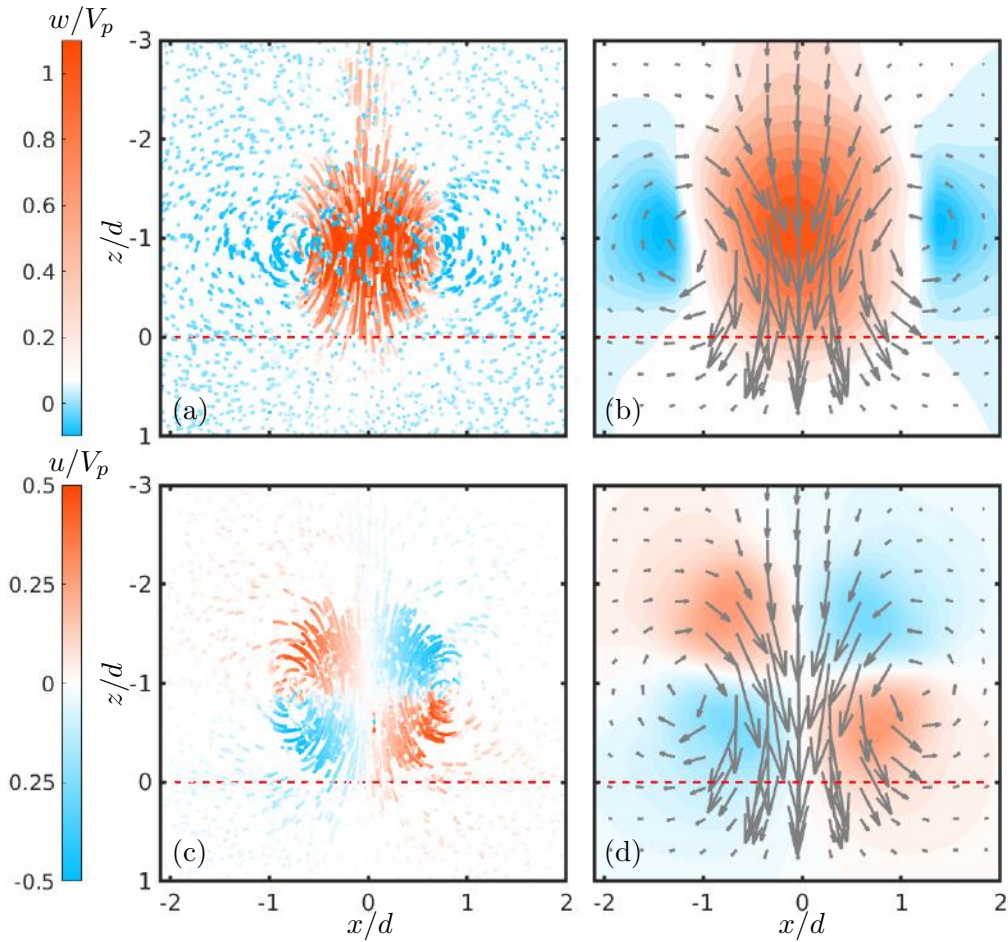


FIGURE 2.22: (a-c) Trajectoires lagrangiennes concaténées sur 25 instants colorées par (a) la composante de vitesse verticale  $w$  et (c) la composante de vitesse horizontale  $u$ . Les trajectoires lagrangiennes des particules sur l'ensemble de la profondeur  $y/d \in [-2.5, 2.5]$  sont projetées dans le plan vertical  $y/d = 0$ . (b-d) Représentation eulérienne de la composante verticale de vitesse (b) et de la composante horizontale de vitesse (d) pour le même instant. Le champ de vitesse  $(u, w)$  dans le plan  $y/d = 0$  est représenté par les flèches grises.

associées à des trajectoires plus longues que 4 instants diminuent fortement avec la longueur de la trajectoire. On constate cependant qu'il y a un nombre important de particules (7000 ici, voir l'insert) qui sont détectées sur 6000 instants consécutifs, c'est à dire sur toute la durée de l'expérience.

Les figures 2.23 (b-c) présentent un diagnostic de la qualité de la reprojction eulérienne à travers la fonction de densité de probabilité (PDF) jointe de  $-\frac{dw}{dz}$  avec  $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$  pour deux instants spécifiques de la dynamique de l'AT : avant impact (b) et après impact (c). Pour un écoulement incompressible, comme c'est le cas ici, la divergence du champ de vitesse est nulle et la PDF jointe devrait être confondue avec la première bissectrice. Ici, comme remarqué par Lüthi *et al.* [2005] et Rosi et Rival [2018], la PDF jointe est ellipsoïdale de par les erreurs de mesure et son rapport de forme (RF) permet d'estimer directement les erreurs sur les gradients spatiaux de vitesse  $E_{\nabla \cdot u}$  avec :

$$E_{\nabla \cdot u} = \frac{rms(\nabla \cdot u)}{\sqrt{2} \times RF} \quad (2.3)$$

Sur les figures 2.23 (b-c), le rapport de forme des ellipses est respectivement  $RF_{(b)} \simeq 3.5$  et  $RF_{(c)} \simeq 6.8$ . Ces rapports de forme sont du même ordre de grandeur que ceux de l'étude de Rosi et Rival [2018] ( $RF \simeq 3$ ), et même deux fois plus grand pour la figure (c) aux temps longs, ce qui indique

une meilleure validation de la condition de divergence nulle. La dynamique aux temps courts de l'AT est associée à des échelles de temps caractéristiques bien plus courtes que celles du mouvement de la zone stratifiée suite à l'impact de l'AT. La fréquence d'acquisition  $f_a$  des images est réglée de façon à ce que la dynamique de l'AT aux temps courts soit bien résolue et de ce fait, la fréquence de calcul des trajectoires ou des champs eulériens est également  $f_a$ . Pour la dynamique aux temps longs, la fréquence de calcul est 10 fois plus faible que  $f_a$  et permet de mesurer des déplacements significatifs dans la zone stratifiée. Afin de tirer profit de toutes les images à disposition, 10 calculs STB sont effectués à la fréquence  $f_a/10$ , chacun commençant un instant plus loin, comme illustré sur la [figure 2.24](#). Dix champs eulériens sont alors obtenus et moyennés afin de diminuer le bruit de mesure, ce qui augmente considérablement la qualité des champs eulériens 3D aux temps longs en diminuant l'erreur sur les gradients de vitesse. Ici, les erreurs sur les gradients de vitesse sont de  $25 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  avant l'impact et de  $7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  après l'impact, ce qui est dix fois moins que pour l'étude de [Rosi et Rival \[2018\]](#).

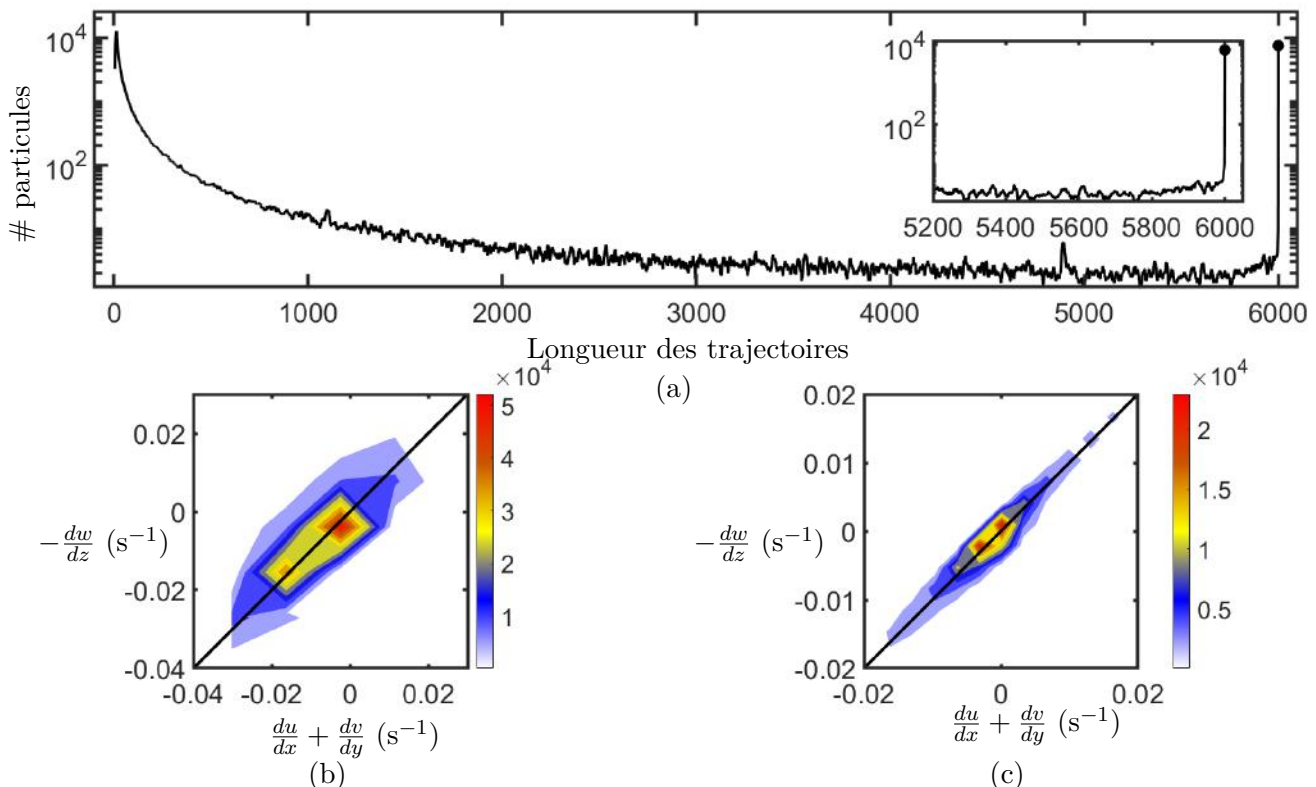


FIGURE 2.23: (a) Histogramme de la distribution de longueur des trajectoires lagrangiennes. (b) PDF jointe de  $-\frac{dw}{dz}$  avec  $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$  avant impact de l'AT sur la stratification. (c) PDF jointe de  $-\frac{dw}{dz}$  avec  $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$  après impact de l'AT sur la stratification.

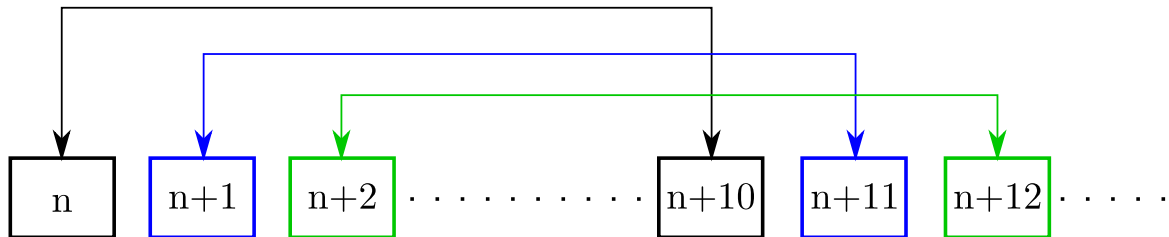


FIGURE 2.24: Principe des calculs de 4D-PTV en décalé. A l'instant  $n$  et au-delà, la dynamique qui nous intéresse est celle de la zone stratifiée qui est au moins 10 fois plus lente que la dynamique initiale de l'AT.

Enfin, la réalisation de mesures de 4D-PTV sur une configuration stratifiée a permis de valider la robustesse de la technique quant aux variations d'indice optique  $n$ . Bien que la correction d'indice optique ait été réalisée de la manière la plus consciencieuse possible, il y avait toujours un faible saut d'indice à l'interface ( $\simeq 2 \times 10^{-4}$ ). On pourrait s'attendre à ce que cette variation d'indice optique soit critique pour des mesures 3D. Pourtant, la reconstruction des trajectoires a bien fonctionné, l'étape de self-calibration permettant de prendre en compte les variations continues de  $n$ .

### 2.2.6.7 Problèmes rencontrés avec la 4D-PTV

Un certain nombre de problèmes ont été rencontrés durant la mise en place des mesures 4D-PTV sur l'étude des AT et les plus importants sont évoqués ici. Le choix de l'ensemencement a été délicat et de nombreux ensemencements ont été testés. Notamment, toute une campagne de mesures a été effectuée avec de l'orgasol, un composé non sphérique polydisperse ayant une densité adaptée à la stratification. Cet ensemencement avait été précédemment utilisé dans une cuve homogène plus petite pour des tests sur la 4D-PTV qui s'étaient montrés concluants. Dans notre cas, la cuve étant plus grande, les particules d'orgasol rendaient la solution très turbide avec beaucoup d'obstruction de particules les unes par les autres, ce qui empêchait l'algorithme STB de fonctionner correctement (temps très long de calcul et trajectoires fausses). Les expériences ont dû être refaites en utilisant les particules fluorescentes en polyéthylène de Cospheric<sup>®</sup>. Cependant, nous avons eu la mauvaise surprise de constater que ces particules relarguaient le composé fluorescent lorsque mises en solution. Lors de l'ensemencement de la cuve, la turbidité de cette dernière augmentait alors sensiblement, ce qui diminuait grandement le rapport signal sur bruit. La solution a été de préparer les solutions d'ensemencement au tout dernier moment, et d'en re préparer fréquemment mais cela a causé de nombreux échecs (cuves inutilisables) lors des manipulations. Ce type d'ensemencement est cependant très bon marché par rapport à des fournisseurs classiques comme Dantec<sup>®</sup>.

Par ailleurs, l'utilisation d'éthanol dénaturé a également ajouté son lot de problèmes. L'éthanol utilisé est pur à 96% et contient 11 ppm de denatonium de benzoate, un composé fluorescent. La fluorescence induite par l'excitation laser a alors diminué le rapport signal sur bruit de nos mesures. Une solution consiste à utiliser de l'éthanol pur non dénaturé afin de réaliser la correction en indice optique. Cela dit, lors de la préparation des fluides, il est nécessaire de faire attention et de mélanger d'abord l'eau douce avec l'éthanol pur puis d'ajouter très progressivement la saumure au fluide tout en mélangeant. Dans le cas où l'éthanol est ajouté dans de l'eau salée, un mélange turbide (et qui le reste dans le temps) se forme rendant les fluides inutilisables. Ce phénomène est potentiellement dû à une précipitation locale du sel lorsque l'éthanol est ajouté, la solubilité du sel dans l'éthanol étant très faible.

Tous ces écueils ont fait que les expériences dont les résultats sont présentés dans cette thèse n'ont pu être réalisées que le dernier jour où la chaîne expérimentale était disponible. Les données ont alors été enregistrées sans trop de recul sur la concentration en traceurs passifs. Malheureusement, la concentration était assez faible par rapport à ce que la 4D-PTV peut faire ce qui donne une résolution des champs eulériens correcte mais qui aurait pu être bien meilleure.

## 2.3 Caractérisation des anneaux tourbillonnaires générés en milieu homogène

Dans cette section, les différentes caractéristiques des AT générés par le SPC en milieu homogène sont présentées. Ces caractéristiques seront utiles pour qualifier l'AT sur sa phase d'établissement lors de sa propagation en milieu homogène avant qu'il n'atteigne la stratification. Dans un plan vertical de symétrie, les AT peuvent être encerclés par une ellipse dont les foyers coïncident avec la position du

cœur de l'AT. Le rapport de forme de cette ellipse ainsi que le diamètre de l'AT sont des dimensions caractéristiques qui ont fait l'objet de nombreuses études. Par ailleurs, la vitesse de déplacement d'un AT est constante tant que les effets visqueux restent négligeables et est directement liée à la circulation de l'AT. Cette vitesse pourra être estimée soit par le suivi de l'enveloppe ellipsoïdale, soit par le suivi des extrema de vorticité pour les mesures quantitatives, soit par la position du maximum de vitesse.

### 2.3.1 Dimensions caractéristiques

Le diamètre d'un AT évolue entre le début et la fin de sa formation. La [figure 2.25](#) regroupe différents jeux de donn  es concernant l'évolution de  $D$  avec la position  $z$ , équivalente au temps (reproduite de [Das et al. \[2017\]](#)). Nos propres points expérimentaux ont été ajoutés en vert. On peut observer sur les points expérimentaux associés à [Weigand et Gharib \[1997\]](#), [Allen et Auvity \[2002\]](#), [Didden \[1979\]](#) qu'après une phase de croissance du diamètre de l'AT, une deuxième phase où le diamètre diminue existe. [Das et al. \[2017\]](#) montrent que cela est lié à la génération d'un tourbillon d'arrêt qui induit un champ de vitesse centripète sur l'AT. Le générateur d'AT que nous avons permet de s'affranchir de ce tourbillon d'arrêt. Ici, le diamètre adimensionné de l'AT augmente jusqu'à une valeur plateau  $D/d = 1.45$  ([table 2.5](#)) et en bon accord avec les mesures de [Das et al. \[2017\]](#), sans influence majeure du nombre de Reynolds pour les valeurs pr  sent  es ici.

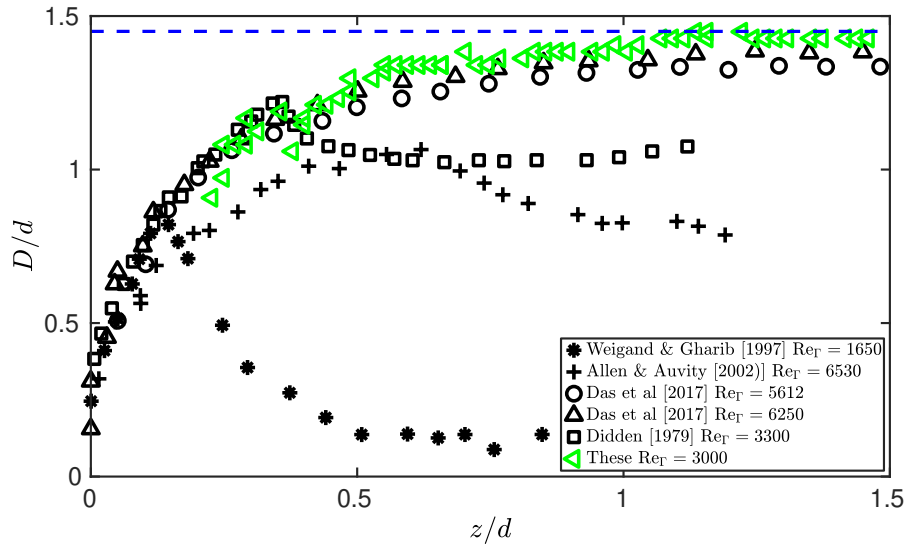


FIGURE 2.25: Evolution du diamètre de l'AT lors de sa propagation, comparaison avec de précédentes études. Points expérimentaux : AT généré dans un fluide homogène avec  $L/d = 3$ ,  $V_p = 5 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $Re_T = V_p L/\nu = 3000$ .

La [figure 2.26](#) est une visualisation par fluorescence d'un AT complètement formé et se propageant dans un liquide homogène. Une ellipse noire a été ajustée à la main sur le contour de l'AT délimité par le colorant. Les différentes dimensions de l'AT, correspondant au petit et grand axe de l'ellipse, ont été mesur  es et leurs valeurs adimensionnées par  $d$  sont donn  es dans la [table 2.5](#).

$2a_x/d$	$2a_z/d$	$2a/d$	$D/d$
1.92	1.48	0.08	1.45

TABLE 2.5: Dimensions caractéristiques d'un AT en homogène pour  $L/d = 3$  et  $Re = 1200$  à  $z = 1d$  du tube générateur.

Les AT générés avec une valeur  $L/d = 3$  sont des ellipsoïdes de révolution. Dans le plan vertical de symétrie, l'AT a une ellipticité  $\gamma = a_z/a_x = 0.77$ , ce qui est un peu plus grand que dans de précédentes



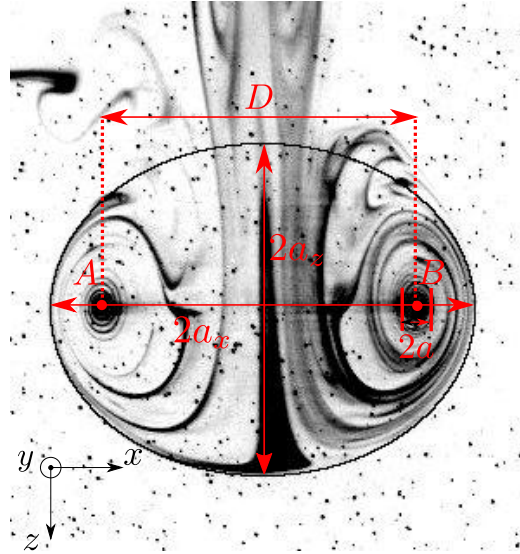


FIGURE 2.26: Visualisation d'un AT par fluorescence avec éclairage laser dans un plan vertical de symétrie. Une ellipse noire a été ajoutée afin de délimiter le contour de l'AT dont les dimensions ont été ajustées à partir des enroulements du colorant. La taille du cœur de l'AT ainsi que les dimensions du petit et grand axe de l'ellipse sont également mis en avant.

études (Sullivan *et al.* [2008],  $\gamma = 0.6$ , Dabiri et Gharib [2004],  $\gamma = 0.63$ ). Pour ces études, la valeur de  $L/d$  est toujours inférieure ou égale à 2, ce qui peut expliquer la différence. Le diamètre de l'AT  $D$  est défini comme la distance  $AB$  et mesure environ 1.5 fois le diamètre du tube générateur. L'ordre de grandeur du diamètre du cœur de l'AT est  $2a \simeq 0.16$  cm, soit environ 6% du diamètre total de l'AT.

### 2.3.2 Vitesse de propagation de l'anneau

On s'intéresse maintenant à la vitesse de propagation de l'AT en fonction notamment de la vitesse du piston  $V_p$ . La figure 2.27 (a) présente l'évolution de la position verticale d'un AT au cours du temps et la figure 2.27 (b) la vitesse associée. La position de l'AT à chaque instant est déterminée comme la position moyenne du maximum et du minimum de vorticité dans le plan vertical, qui sont associés à la trace du cœur de l'AT (voir sous-section 2.4.1). L'évolution de la position de l'AT au cours du temps est quasi linéaire mais la vitesse de l'AT diminue après quelques temps advectifs. Afin de s'affranchir de cet effet, une régression linéaire est r alis e sur la plage temporelle  $[0 : 2t_{adv}]$  afin d'estimer la vitesse de translation de l'AT. Une moyenne glissante sur une fenêtre de 0.2 s est r alis e sur  $z_{AT}$  et la vitesse de translation de l'AT,  $v_{AT}$ , est obtenue comme la différentielle de cette position moyenn e et repr sent e sur la figure 2.27 (b). La vitesse obtenue par la régression linéaire de (a),  $V_{AT}$  vaut  $V_{AT} = 0.63 \times V_p$ . L'AT accélère jusque  $t = 0$  puis possède une vitesse quasi-constante jusque  $t = 2.3$  s avant de décélérer. Ce ralentissement est principalement dû aux effets visqueux (Maxworthy [1977], Sullivan *et al.* [2008]). Il est à noter que la vitesse de propagation de l'AT peut être consid r e comme constante sur une distance de propagation de l'ordre de 10 cm, ce qui correspondra dans la suite à la distance séparant le générateur d'AT du début de la stratification. Les AT arriveront alors en contact avec la stratification et ralentiront mais le ralentissement sera principalement dû à la résistance de la stratification à la pénétration.

La figure 2.27 (c) présente la vitesse moyenne de l'AT tourbillonnaire entre  $t = 0$  et  $t = 2t_{adv}$  pour des vitesses de piston comprises entre 3 cm/s et 15 cm/s et une longueur de course adimensionn e  $L/d = 3$ . Une régression linéaire est r alis e et on obtient la relation  $V_{AT} = (0.59 \pm 0.06) \times V_p$ . Cette valeur est cohérente avec celles de la littérature (Gharib *et al.* [1998], Sullivan *et al.* [2008], Didden

[1979]).

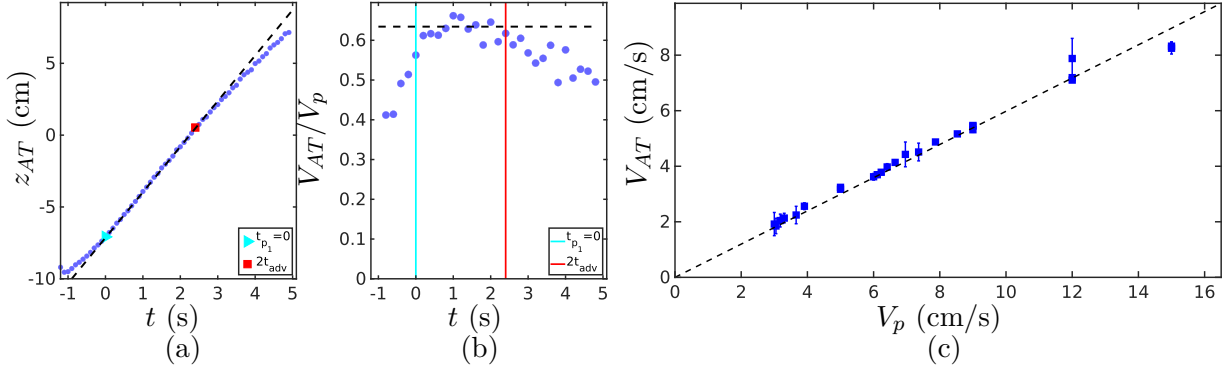


FIGURE 2.27: (a) Position de l'AT au cours du temps. Le marqueur cyan indique la fin du mouvement du piston et le marqueur rouge indique  $2t_{adv}$ . Une régression linéaire entre les deux marqueurs a été représentée en noir. (b) Vitesse de propagation de l'AT,  $V_{AT}$  calculée à partir de (a) à l'aide d'une moyenne glissante. La ligne pointillée noire horizontale indique la valeur de vitesse  $V_{AT}$  obtenue à partir de la régression linéaire de (a). (c) Vitesse de propagation de l'AT en fonction de la vitesse du piston  $V_p$ . La barre d'erreur correspond à l'erreur quadratique moyenne au sens des moindres carrés commise lors des régressions linéaires.

## 2.4 Méthodes et outils pour l'étude des structures tourbillonnaires impactant une stratification

Différents outils ont été utilisés durant cette thèse pour caractériser l'écoulement au cours du temps. A partir des champs eulériens, des profils de vitesse le long de l'axe de propagation de l'AT sont construits. La vitesse au centre de l'AT étant maximale, cette méthode permet de suivre la position de l'AT au cours du temps et aussi d'étudier la réponse de la stratification sous le point d'impact dans le cas de tir d'AT à la verticale. L'étude des champs de vorticité et de la circulation permettra d'analyser la dynamique de réorganisation tourbillonnaire d'un point de vue local (vorticité) et global (circulation). Enfin, un critère de détection tourbillonnaire 3D (critère  $\lambda_2$ , Jeong et Hussain [1995]) a également été utilisé. Ce critère permet notamment de détecter l'ensemble des structures tourbillonnaires dans un écoulement et sera principalement utilisé dans le chapitre 6 où plusieurs AT sont générés.

### 2.4.1 Champ de vorticité et circulation

Les AT sont caractérisés par une zone de vorticité intense qui est communément appel e cœur de l'AT et qui a pour diamètre  $2a/d = 0.08$  (voir fig. 2.26). La vorticité  $\omega$  est calcul e par simple différence finie à partir des composantes du tenseur gradient de vitesse comme :

$$\omega = \begin{cases} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{cases} \quad (2.4)$$

La figure 2.28 présente une isosurface 3D de la norme de la vorticité  $\|\omega\|$  en gris avec en toile de fond la composante azimutale de vorticité adimensionn e dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$

de l'AT pour un tir vertical ( $V_p = 6 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $L/d = 3$ ). L'isosurface 3D est reconstruite à partir des données eulériennes 3D issues de la 4D-PTV et prend la forme d'un tore. Le cœur de l'AT correspond à deux zones de vorticité de signe opposé et d'intensités équivalentes. En effet, dans un plan vertical de symétrie, le sens de rotation de l'écoulement est opposé de part et d'autre de  $x = 0$ . Ces zones de vorticité représentent le cœur de l'AT dans un plan de coupe et permettent de suivre la position de l'AT en calculant la position moyenne de ces deux zones. On peut calculer la circulation  $\Gamma$  de l'écoulement à partir de  $\omega$ . La circulation  $\Gamma$  est définie comme :

$$\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = \int \int \omega \cdot d\mathbf{S} \quad (2.5)$$

La cuve étant initialement au repos, la seule source de vorticité est l'AT, qui est donc également la seule source de circulation. La vorticité associ e à l'AT va évoluer au cours de sa propagation dans la zone homogène mais également lors de sa rencontre avec la stratification. L'impact de l'AT va générer un écoulement et de la vorticité secondaire associ e à cet écoulement pourra être g n r e. La circulation permettra alors d'étudier les transferts existant entre cette vorticité secondaire et la vorticité primaire associ e à l'AT.

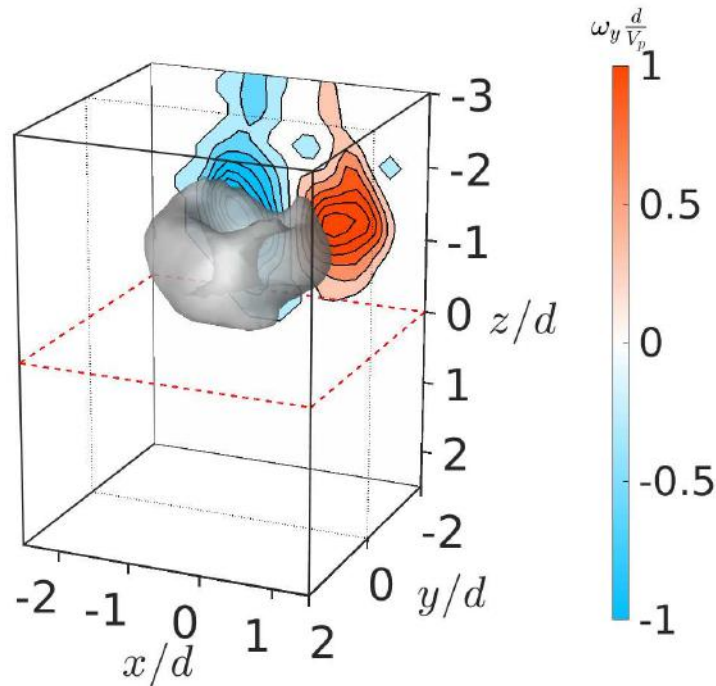


FIGURE 2.28: Isosurface de la norme de la vorticité en gris avec en toile de fond un isocontour de la composante  $\omega_y$  de vorticité dans le plan  $y/d = 0$     $t^* = 5$ , obtenue à partir des mesures de 4D-PTV. Impact vertical ( $V_p = 6 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $L/d = 3$ )

La [figure 2.29](#) présente l'évolution de la circulation au cours du temps  $t^* = tV_p/d$  pour un AT se propageant à la verticale et impactant une stratification pour  $\text{Fr} = 1.8$ .

La circulation est calcul e à partir des champs de vorticité 2D et adimensionn e par la circulation que le piston injecte dans le plan vertical de symétrie  $\Gamma_0 \sim V_p \times L$ . La quantité  $\Gamma_g$  (resp.  $\Gamma_d$ ) est obtenue en intégrant le champ de vorticité à gauche (resp.   droite) de l'axe de propagation de l'AT. Pour chacune de ces zones, on fait également la distinction de la circulation positive et négative, obtenues respectivement en considérant uniquement les zones de vorticité positives et négatives, ce qui donne au total 4 courbes distinctes. L'origine des temps est fix e à la fin du mouvement du piston,

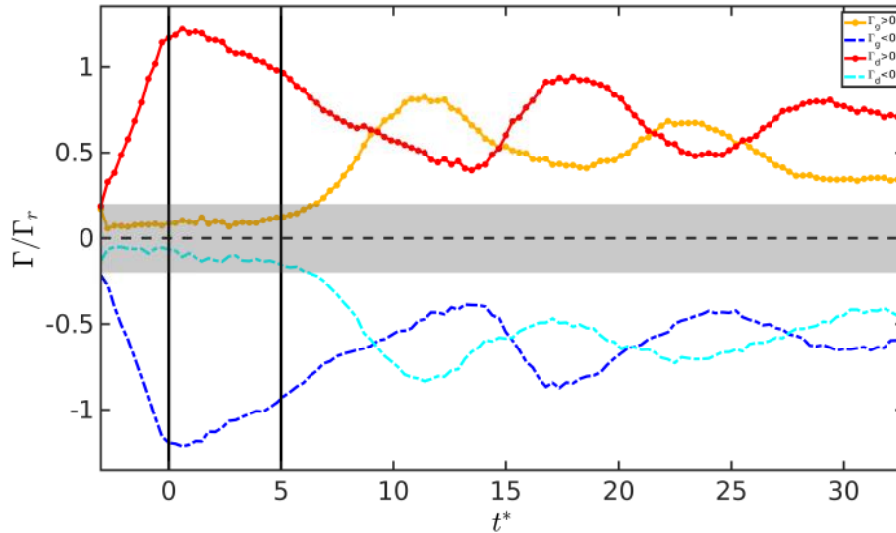


FIGURE 2.29: Evolution de la circulation au cours du temps, calculée à gauche et à droite de l'axe de propagation  $x/d = 0$  à partir des vorticités positives et négatives pour un tir d'AT à la verticale sur une stratification ( $Fr = 1.8$ ). La zone grisée représente le niveau de bruit de mesure.

symbolisée par la ligne verticale noire à  $t^* = 0$ . La circulation positive à droite (resp. négative à gauche) de l'axe de propagation augmente (resp. diminue) jusqu'à la fin du mouvement du piston : c'est la phase de génération de l'AT. Les deux autres courbes de circulation se trouvant dans la zone grisée correspondent à du bruit de mesure aux temps courts. Puis, la circulation diminue par diffusion croisée. L'épaisseur de la couche homogène valant  $h = 5d$  et le temps  $t^*$  étant défini comme  $t^* = tV_p/d$ , l'AT a fini de traverser la zone homogène à  $t^* \simeq 5$ . De la circulation secondaire non négligeable de signe opposée apparaît alors de part et d'autre de l'axe de propagation puis les circulations primaires et secondaires se mettent à osciller. Nous reviendrons plus en détail sur cela dans le [chapitre 3](#).

### 2.4.2 Profil de vitesse verticale

A partir des champs de vitesse obtenus par PIV-2D, les profils de vitesse sont obtenus en réalisant une moyenne de la vitesse verticale autour de l'axe de propagation de l'AT. La [figure 2.30](#) présente un de ces profils de vitesse pour un instant donné : la vitesse moyenne adimensionnée  $w/V_p$  est représentée en fonction de la position verticale adimensionnée  $z/d$ . Le champ de vitesse superposé au champ de vortacité au même instant est représenté dans l'insert. Le profil de vitesse est construit en moyennant la composante verticale de vitesse selon  $z$  et selon  $x$  sur un intervalle  $\Delta x = 0.2d$  centré autour de  $x/d = 0$  (zone verte). La position du maximum de vitesse verticale correspond effectivement à la position verticale du centre de l'AT.

### 2.4.3 Détection de structures tourbillonnaires avec le critère $\lambda_2$

De nombreux travaux ont été réalisés autour de la manière de détecter les tourbillons et il se trouve qu'il s'agit d'un sujet complexe dont la solution n'a pas encore été complètement trouvée, la définition de ce qu'est un tourbillon n'étant pas évidente à poser. Un des critères utilisés durant cette thèse pour suivre l'évolution de la structure tourbillonnaire est le critère  $\lambda_2$ , proposé par [Jeong et Hussain \[1995\]](#). Le critère  $\lambda_2$  est basé sur le concept que la pression induite par un champ de vortacité est minimale dans un tourbillon. Dans un plan, la pression locale atteint un minimum si le gradient de pression est égal à zéro et si la dérivée seconde de la pression selon deux directions orthogonales est positive. [Jeong et Hussain \[1995\]](#) ont proposé un critère qui permet de satisfaire cette condition à partir de la décomposition en parties symétrique et antisymétrique du tenseur gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u} = D + \Omega$ ,

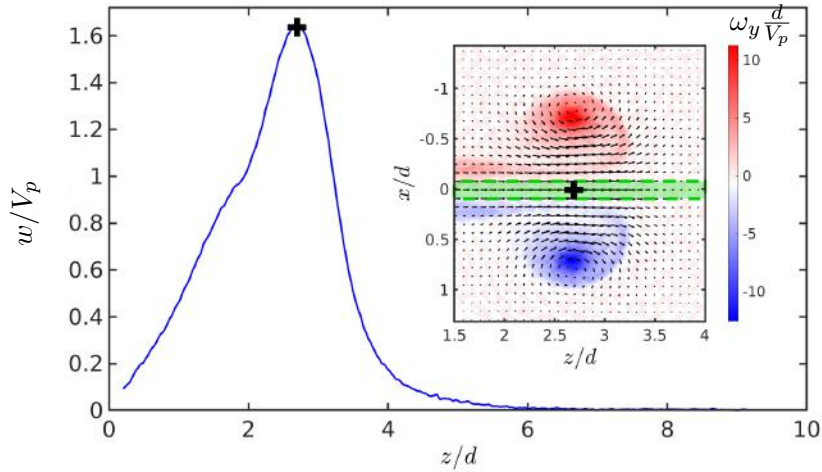


FIGURE 2.30: Profil de vitesse verticale selon l'axe de propagation de l'AT à un instant donné. L'insert dans la figure présente le champ de vorticité superposé au champ de vitesse. La zone verte indique la fenêtre sur laquelle la vitesse verticale est moyenn e dans la direction horizontale transverse à la propagation de l'AT pour construire le profil de vitesse.

où  $D$  est la partie symétrique et  $\Omega$  la partie antisymétrique. Le tenseur  $G$  est construit comme :

$$G = D.D^T - \Omega.\Omega^T \quad (2.6)$$

$G$  est un tenseur symétrique et possède donc des valeurs propres réelles que l'on peut classer comme suit :  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ . Il peut être montré que le minimum de pression est atteint si la seconde valeur propre de  $G$ ,  $\lambda_2$ , est négative ( $\lambda_2 < 0$ ). Ce critère est valable en 3D mais Albagnac [2010] a montré que ce critère était valable en 2D à condition de considérer un plan de symétrie de l'écoulement.

La figure 2.31 présente un isocontour de  $\lambda_2 = -20$  (en noir) superposé à un champ de vorticité pour un instant donné dans le plan  $y/d = 0$ .

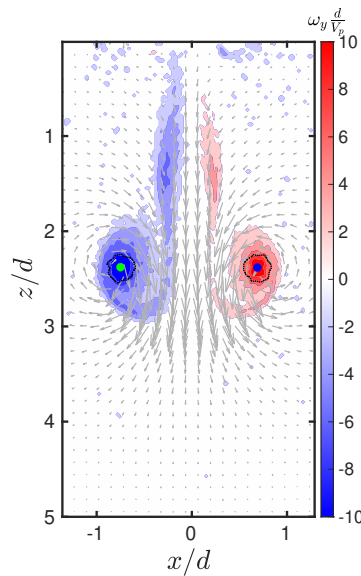


FIGURE 2.31: Champ de vorticité (couleur) et champ de vitesse (flèches) dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . Deux isocontours du champ  $\lambda_2 = -20$  (noir) sont représentés ainsi que les barycentres des zones qu'ils encerclent avec des points vert et bleu.

Dans l'absolu, seul le signe de  $\lambda_2$  est pertinent pour dire si l'on est ou non dans un tourbillon. Toutefois, appliquer un seuil sur la valeur de  $\lambda_2$  permet de filtrer le bruit et ainsi d'avoir des champs de  $\lambda_2$  propres et facilement utilisables. On remarque une très bonne correspondance entre les zones positive et négative de vortacité avec les contours de  $\lambda_2$  tracés. On calcule alors le barycentre des deux isocontours (points vert et bleu) qui coïncident avec la position des extrema de vortacité. Lorsqu'il n'y a qu'un seul AT, le suivi des extrema de vortacité est donc adapté pour suivre la structure tourbillonnaire. Le critère  $\lambda_2$  sera principalement utilisé dans le [chapitre 6](#) où deux AT seront générés.



# Chapitre 3

## Impact normal

### Sommaire

---

3.1	Dynamique de la pénétration : déformation d'isopycne . . . . .	<b>61</b>
3.1.1	Influence du nombre de Froude sur la pénétration . . . . .	<b>62</b>
3.1.2	Transport de masse par l'anneau tourbillonnaire . . . . .	<b>66</b>
3.2	Dynamique de la pénétration : évolution de la vorticité . . . . .	<b>66</b>
3.2.1	Description de l'écoulement : illustration pour $Fr = 1.8$ . . . . .	<b>67</b>
3.2.2	Génération de vorticité barocline : analyse locale . . . . .	<b>69</b>
3.2.3	Evolution de la circulation : analyse globale . . . . .	<b>76</b>
3.3	Réponse de la stratification . . . . .	<b>79</b>
3.3.1	Génération d'ondes internes en milieu stratifi�e . . . . .	<b>79</b>
3.3.2	Caractérisation des ondes internes générées . . . . .	<b>80</b>

---

Dans ce chapitre, la dynamique de la structure tourbillonnaire en interaction avec la stratification linéaire est d taill e pour différents nombres de Froude ( $Fr = [0.9; 1.8; 2.7]$ ) défini comme  $Fr = \frac{V_p}{Nd}$  et pour un unique angle de propagation :  $\theta = 0^\circ$ . Le cas de l'impact normal d'un AT sur une stratification a déjà fait l'objet de nombreuses études, que ce soit sur des bicouches (Linden [1973], Dahm *et al.* [1989], Stock *et al.* [2008], Olsthoorn et Dalziel [2015], Olsthoorn et Dalziel [2017a], Olsthoorn et Dalziel [2017b]) ou des stratifications dont l'épaisseur est non nulle (Advaith *et al.* [2017], L ard *et al.* [2020a]). Dans ce contexte, les objectifs de ce chapitre sont multiples. Le premier objectif est de positionner notre étude par rapport à la littérature, notamment en terme de dynamique de pénétration et de réorganisation de la structure tourbillonnaire. Des résultats issus de mesures 2D (visualisation d'une isopycne, PIV-2D) et 3D (4D-PTV) seront pr sent es afin de fournir une étude la plus complète possible. Cela se traduira par une étude locale de la dynamique de réorganisation de la vorticité et globale via l'étude de la circulation ainsi qu'une étude de l'écoulement dans la zone stratifi e après le passage de l'AT.

### 3.1 Dynamique de la pénétration : déformation d'isopycne

Dans cette section, l'influence du nombre de Froude sur la profondeur de pénétration de l'AT dans la stratification est  tudi e. Orlandi *et al.* [1998] ont montré que pour un AT se propageant dans un fluide stratifi e parallèlement à la direction du gradient de densité, la profondeur de pénétration dépend linéairement du nombre de Froude. La méthode de visualisation pr sent e page 39 sera utilis e pour caractériser la réponse de la stratification à l'arrivée de l'AT et pour mesurer la profondeur de pénétration maximale atteinte par l'AT. Cette technique permet de suivre la poche de fluide léger transport e par l'AT *ie* une ligne isopycne à la densité du fluide léger  $\rho_1$  au cours du temps.



### 3.1.1 Influence du nombre de Froude sur la pénétration

La **figure 3.1** présente pour chacun des trois nombres de Froude la déformation d'une isopycne  $\rho = \rho_1$  au cours du temps après génération d'un AT dans la zone homogène. Les visualisations sont réalisées dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  avec un éclairage laser et du colorant fluorescent dans la stratification (a-f : Fr = 0.9, g-l : Fr = 1.8, m-r : Fr = 2.7). Le fluide léger à la densité  $\rho_1$  apparaît en blanc et le fluide de la zone stratifiée en noir. Les **figures 3.1 (a-g-m)** correspondent à l'arrivée d'une poche de fluide léger à  $t^* = 5$  dans le haut de la zone stratifiée. Cette poche de fluide est associée à l'AT ce qui se traduit par une zone claire symétrique par rapport à l'axe  $x/d = 0$  dans la zone sombre stratifiée. La délimitation entre la zone claire et la zone sombre correspond à l'isopycne de densité  $\rho_1$ . Les **figures 3.1 (b-h-n)** correspondent à l'instant où la poche de fluide léger a atteint sa profondeur maximale de pénétration (croix vertes). Les instants suivants ont été choisis tels qu'un intervalle  $\delta t^* = 2$  sépare les images, sauf pour le dernier instant, séparé de  $\delta t^* = 4$  afin que la dynamique aux temps longs soit observée. La dynamique est globalement similaire pour chacun des cas : la poche de fluide léger descend dans la cuve, atteint une position maximale puis remonte dans la zone homogène. On remarque une excellente symétrie de part et d'autre de l'axe  $x/d = 0$  que ce soit aux temps courts ou aux temps longs. Les observations se faisant dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ , cela traduit une axisymétrie globale de la dynamique, y compris aux temps longs.

Pour la plus faible valeur du nombre de Froude (Fr = 0.9), la profondeur maximale de pénétration est atteinte pour  $t^* = 6.3$  et se situe vers  $z/d = 1$ . L'isopycne a alors une forme simple et ronde. A  $t^* = 8.3$ , la poche de fluide léger est globalement remontée sous l'effet des forces de flottabilité et l'isopycne a commencé à s'enrouler sur elle-même de façon symétrique de part et d'autre de l'axe  $x/d = 0$  vers  $z/d = -0.5$ . Cet enroulement traduit la formation d'une corolle de rayon  $d$  qui va remonter dans la partie homogène. A  $t^* = 10.3$ , l'isopycne se situe désormais entièrement dans la zone homogène. La corolle est visible à  $z/d = -1$ . Par ailleurs, deux autres enroulements de fluide sombre (et donc lourd) sont visibles juste au-dessus de  $z/d = 0$  pour  $x/d = \pm 0.8$ . Ces enroulements sont connectés à une colonne de fluide lourd visible juste sous le début de la stratification et à  $x/d = 0$ . Ces enroulements de fluides continuent à se développer et à se déplacer jusque  $t^* = 16.3$  où ils se délitent tout en conservant une excellente symétrie par rapport à  $x/d = 0$ . A cet instant, la colonne de fluide sombre entre les corolles et la stratification a disparu : elle a été remplacée par une zone plus claire d'intensité similaire à celle loin du point d'impact.

Pour la valeur intermédiaire du nombre de Froude (Fr = 1.8), la profondeur maximale de pénétration est plus importante et vaut environ  $2d$ . De la même manière que pour Fr = 0.9, une corolle de remontée se développe et entraîne du fluide lourd dans la zone homogène. A  $t^* = 14.7$ , une deuxième corolle se forme visible juste en dessous du début de la stratification pour  $z/d = 0.1$  sous la forme d'un enroulement de fluide léger au milieu du fluide lourd de la stratification. A  $t^* = 18.7$ , la corolle dans la zone homogène est complètement développée et se situe vers  $z/d = -2$ . Quant à la corolle se situant dans la stratification, elle est en train de se déliter. Dans la stratification, la colonne de fluide lourd a été remplacée par une zone de fluide plus léger.

Pour la plus grande valeur du nombre de Froude (Fr = 2.7), la profondeur maximale de pénétration a encore augmenté et vaut environ  $3d$ . A la différence des deux autres cas, l'isopycne prend la forme d'une « chaussette » dans la zone stratifiée, avec une extension radiale plus importante pour  $z/d \in [2 : 3]$  que pour  $z/d \in [0 : 2]$ . A  $t^* = 13.9$ , l'extension radiale de la poche de fluide léger s'est homogénéisée sur la hauteur de la colonne de fluide. De la même manière que dans les cas précédents, la poche de fluide léger remonte et une corolle de remontée se forme dans la zone homogène ainsi que des enroulements de fluide à  $z/d = 1.5$  à partir de  $t^* = 15.8$ . L'extension radiale de la « chaussette » diminue alors rapidement et les enroulements de fluide dans la zone stratifiée se délitent assez rapidement. En revanche, la corolle de remontée dans la zone homogène perdure longtemps.

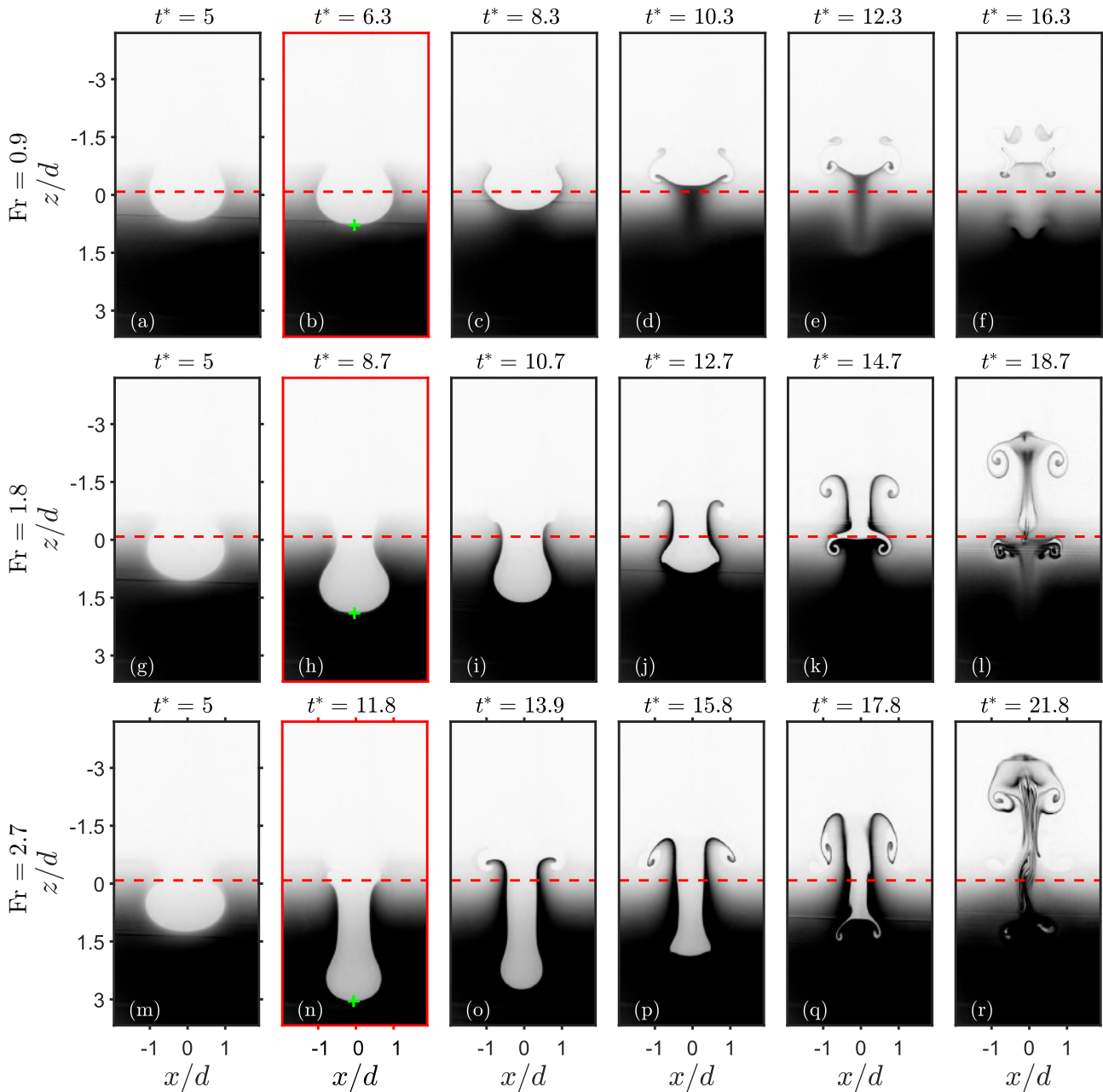


FIGURE 3.1: Visualisation dans un plan vertical de symétrie de l'écoulement dans la couche stratifiée par fluorescence pour différents instants représentatifs de la dynamique et pour trois nombres de Froude. a-f :  $Fr = 0.9$ , g-l :  $Fr = 1.8$ , m-r :  $Fr = 2.7$ . La croix verte sur les figures (b-h-n) indique la profondeur maximale atteinte par la poche de fluide léger transportée par l'AT.

La profondeur maximale de pénétration augmente avec le nombre de Froude. Cela est cohérent avec la définition de ce nombre, qui compare l'importance de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle de pesanteur disponible. Les caractéristiques de la stratification étant fixées, l'augmentation du nombre de Froude est directement liée à une augmentation de l'énergie cinétique injectée dans le système : l'AT a alors suffisamment d'énergie cinétique pour pénétrer de plus en plus profondément dans la stratification. Dans l'étude de [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#), les forces de flottabilité se mettent à dominer la dynamique à partir du temps caractéristique  $t_{orl} = 2.5/N$ . Dans ce cas, les AT sont générés directement dans une zone stratifiée. Si l'on adapte ce critère à notre étude, cela revient à considérer que les

forces de flottabilité dominant la dynamique pour  $t_{flot}^* = t_{impact}^* + 2.5 \times Fr$ , avec  $t_{impact}^* = [4.8; 4.5; 4.2]$  l'instant où l'AT arrive à la stratification. Cet instant a été déterminé pour chaque Froude à partir de visualisations complémentaires de celles de la figure 3.1. Finalement, on obtient  $t_{flot}^* = [7; 9; 10.9]$  pour les trois cas présentés par ordre croissant du nombre de Froude. Ces valeurs sont cohérentes avec les figures 3.1 (b-h-n) pour lesquelles la profondeur maximale de pénétration est atteinte peu de temps avant ou après ces valeurs de  $t_{flot}^*$ . Une fois que les forces de flottabilité dominant la dynamique, le fluide léger remonte dans la zone homogène avec formation de corolle axisymétrique. Pour la plus faible valeur du nombre de Froude, deux corolles dans la zone homogène se forment. Pour les deux autres valeurs de Froude, une corolle se forme dans la zone homogène et une autre dans la zone stratifiée, se propageant toutes deux vers le haut. La corolle de la zone homogène existe pendant longtemps tandis que celle se trouvant dans la zone stratifiée se délite assez rapidement. Par ailleurs, la stratification semble réagir dans son ensemble à l'impact de la poche de fluide léger avec du fluide lourd entraîné vers la zone homogène puis ramené dans la zone stratifiée.

Afin de caractériser l'évolution de la profondeur maximale de pénétration,  $z_m/d$ , en fonction du nombre de Froude, la position de l'isopycne sur l'axe  $x/d = 0$  a été pointée manuellement au cours du temps. La figure 3.2 (a) présente pour chacun des trois cas précédents la position  $z/d$  de l'isopycne sur l'axe  $x/d = 0$  en fonction du temps adimensionné  $t^*$ . La profondeur la plus grande atteinte par l'isopycne correspond à la profondeur maximale de pénétration adimensionnée,  $z_m/d$ .

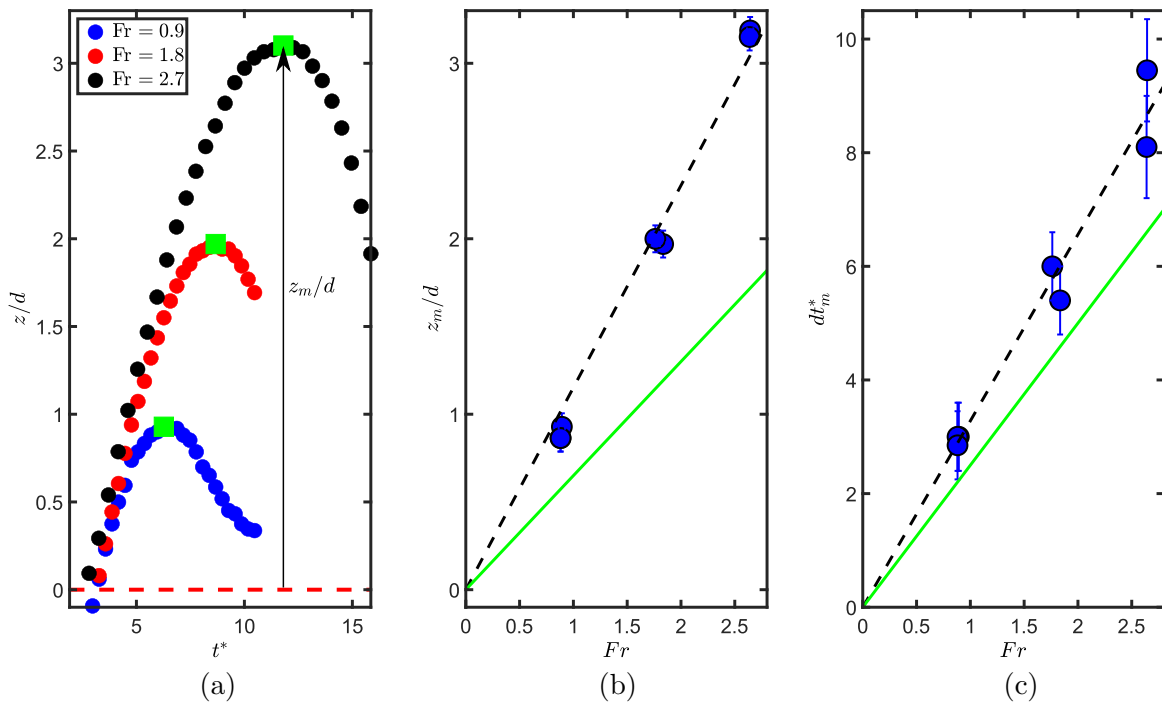


FIGURE 3.2: (a) Position verticale de l'isopycne à  $\rho_1$  sur l'axe  $x/d = 0$  au cours du temps pour différents nombres de Froude ( $Fr = [0.9; 1.8; 2.7]$ ). L'instant où l'AT atteint sa profondeur maximale est symbolisé par les carrés verts. (b) Profondeur maximale absolue de pénétration pour les différentes séquences en fonction du nombre de Froude (points bleus) et régression linéaire sur les points (droite noire pointillée). (c) Durée nécessaire à l'AT pour atteindre la profondeur maximale de pénétration en fonction du nombre de Froude (points bleus) et régression linéaire sur les points (droite noire pointillée). Les résultats obtenus par Orlandi *et al.* [1998] sur la profondeur maximale de pénétration et la durée de pénétration sont représentés en vert sur les figures (b-c).

Dans les trois cas, la profondeur de l'isopycne augmente fortement sur une courte période avant d'atteindre un extremum et de diminuer. Cette décroissance correspond à la remontée de la poche de

fluide léger en direction de la zone homogène sous l'effet des forces de flottabilité.

La [figure 3.2 \(b\)](#) présente la profondeur maximale de pénétration  $z_m/d$  en fonction du Froude pour six expériences différentes (deux par nombre de Froude). Les barres d'erreur verticales sont associées à l'incertitude sur la position du début de la stratification, estimée à 3 mm pour chaque cas. Une dépendance linéaire est observée entre la profondeur de pénétration et le nombre de Froude selon la relation  $z_m/d = (1.15 \pm 0.07) \times Fr$ . Ces résultats sont à mettre en regard avec les études de [Linden \[1973\]](#), [Sarpkaya \[1983\]](#), [Sarpkaya et Johnson \[1982\]](#) et [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#). Comme évoqué au [chapitre 1](#), [Linden \[1973\]](#) prédit une profondeur de pénétration d'un AT sur un bicouche proportionnel à  $Fr^2$  mais équivalent à une loi en Froude avec notre définition de ce nombre sans dimension.

La profondeur maximale de pénétration peut être estimée théoriquement en faisant l'hypothèse que l'AT s'arrête dans la couche stratifiée quand toute son énergie cinétique initiale est transformée en énergie potentielle de pesanteur. Lorsque l'AT est dans la couche homogène légère, l'énergie potentielle de pesanteur (relative) est nulle et son énergie cinétique est donnée par  $E_k \sim \frac{1}{2} \rho_1 \mathcal{V}_1 u_1^2$  où  $\mathcal{V}_1 \sim d^3$  estime le volume de fluide transporté par l'AT et  $u_1 \sim V_p/2$  est sa vitesse de propagation supposée constante dans la zone homogène. Quand l'AT descend dans la couche stratifiée, donc dans un fluide de plus en plus lourd, il acquiert de l'énergie potentielle due à la différence de densité. Cette énergie potentielle à la profondeur  $z$  s'écrit  $E_p(z) \sim \Delta \rho \mathcal{V} g z = [\rho(z) - \rho_1] \mathcal{V} g z$  où  $\rho(z) - \rho_1 = \alpha z$  avec  $\alpha = \partial \rho / \partial z$  le gradient (constant) de masse volumique dans la couche stratifiée et  $\mathcal{V}$  le volume de fluide léger transporté par l'AT dans la couche stratifiée. L'écoulement étant incompressible, et si l'on suppose que l'AT entraîne avec lui tout le fluide qui le composait initialement, alors  $\mathcal{V} \sim \mathcal{V}_1$ . L'énergie potentielle à la profondeur  $z$  s'écrit alors  $E_p(z) \sim \mathcal{V}_1 g \alpha z^2$ . En négligeant toute perte d'énergie par dissipation visqueuse, on peut estimer que l'AT va se propager dans des couches de plus en plus lourdes jusqu'à ce que tout son énergie cinétique initiale soit transférée dans l'énergie potentielle associée à la différence de densité. Cet état limite correspond à une profondeur  $z_{max}$  telle que  $E_k = E_p(z_{max})$ , c'est-à-dire  $\frac{1}{2} \rho_1 \mathcal{V}_1 u_1^2 \sim \mathcal{V}_1 g \alpha z_{max}^2$ , d'où la loi d'échelle :

$$\frac{z_{max}}{d} \sim \frac{u_1}{d \sqrt{g \alpha / \rho_1}} \sim \frac{V_p}{N d} \sim Fr \quad (3.1)$$

Pour un AT généré directement dans une zone stratifiée et se propageant à la verticale, [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#) trouvent un coefficient de proportionnalité  $C_{Orl} = 0.65 \pm 0.05$  (en vert sur la [fig. 3.2b](#)). Les auteurs comparent cette valeur aux résultats obtenus par [Sarpkaya \[1983\]](#) pour la propagation de tourbillons de sillage générés par une aile delta à bouts vif tractée dans un fluide stratifié,  $C_{Sarp} = 0.63 \pm 0.07$ . Toutefois, les données de [Sarpkaya et Johnson \[1982\]](#) pour une aile delta à bouts arrondis donnent un coefficient différent,  $C_{Sarp-John} = 1.2 \pm 0.2$  proche de nos propres mesures. Il semble donc que si un consensus existe sur la dépendance linéaire avec le nombre de Froude de la profondeur maximale de pénétration d'un AT ou d'un dipôle dans un fluide stratifié, une forte dispersion existe sur le coefficient de proportionnalité. Ces différences peuvent être liées aux différences de conditions expérimentales tout comme aux propriétés même des tourbillons considérés. Dans le cas de [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#), l'AT est généré directement dans une zone stratifiée. Il n'est alors pas surprenant de trouver dans notre cas une profondeur de pénétration plus grande pour un même Froude, l'AT ayant le temps de se former complètement avant d'interagir avec le fluide stratifié.

La [figure 3.2 \(c\)](#) présente la durée de pénétration,  $dt_m^*$ , nécessaire à l'AT pour atteindre la profondeur maximale de pénétration une fois qu'il a atteint la stratification. Les barres d'erreur verticales sont de l'ordre de  $\Delta t^* = 0.6$  pour  $Fr = [0.9; 1.8]$  et  $\Delta t^* = 0.9$  pour  $Fr = 2.7$ . Ces incertitudes sont liées au fait qu'il est difficile de déterminer précisément le moment où l'AT atteint la profondeur maximale de pénétration à partir des courbes de la [figure \(a\)](#), les courbes ne présentant pas de pic franc. Une dépendance linéaire est observée entre la durée de pénétration adimensionnée et le nombre de Froude selon la relation  $dt_m^* = (3.3 \pm 0.2) \times Fr$ . [Orlandi \*et al.\* \[1998\]](#) ont observé une pénétration maximale de

l'AT pour  $Nt \simeq 2.5$  (en vert sur la [fig. 3.2c](#)) soit ici  $dt_m^* = [2.2; 4.4; 6.6]$ . Ces valeurs sont globalement inférieures à celles de la [figure 3.2 \(c\)](#) mais reste du même ordre de grandeur. L'écart peut être dû à la différence entre les deux configurations expérimentales mais également à la définition de la durée maximale de pénétration. Ici, le début de la pénétration de l'AT est considéré comme le moment où le nez de la poche de fluide transportée par l'AT atteint le début de la stratification. Si l'on considérait plutôt le moment où le cœur de l'AT atteint la stratification, on trouverait des valeurs légèrement plus petites que celles de la [figure 3.2 \(c\)](#).

### 3.1.2 Transport de masse par l'anneau tourbillonnaire

Sur la [figure 3.3 \(a\)](#), l'AT est mis en évidence par la technique présentée au [chapitre 2, section 2.2.3](#) pour  $t^* = 9.6$ . Le cœur de l'AT correspond aux deux régions très sombres dans la stratification. Sur la [figure 3.3 \(b\)](#), c'est la poche de fluide léger transportée par l'AT qui est mise en évidence, comme sur la [figure 3.1](#). Cet instant a été choisi pour que l'AT soit dans la stratification. La [figure 3.3 \(a\)](#) montre une structure très éloignée de l'AT elliptique initial (voir [chapitre 2, fig. 2.26](#)) qui se trouve à cheval entre la zone stratifiée et la zone homogène. Le cœur initial de l'AT se trouve dans la stratification mais la forme globale de l'AT est déformée. Le contour de cette déformation correspond parfaitement à la "chaussette" de fluide léger mise en évidence par la ligne isopycne sur la figure (b). La frontière entre la zone de fluide léger et la zone stratifiée entoure donc l'AT. Le nez de l'AT peut donc être associé à la position de l'isopycne sur l'axe  $x/d = 0$ . Ainsi, les résultats de la [section 3.1.1](#) sont généralisables pour l'AT en lui-même : la profondeur de pénétration de l'AT varie linéairement avec le Froude. Par ailleurs, c'est dans la zone délimitée par l'isopycne que se joue la dynamique tourbillonnaire liée à l'AT.

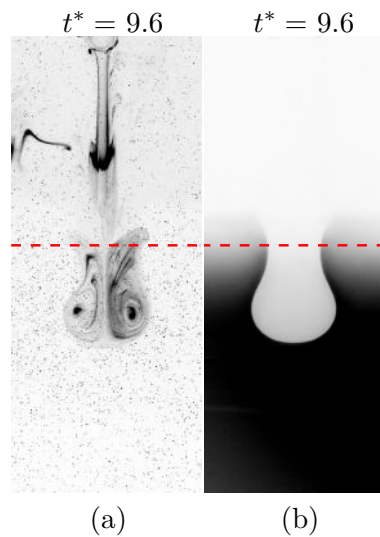


FIGURE 3.3: Visualisations d'un AT au contact d'une stratification  $Fr = 1.8$  à  $t^* = 9.6$ . (a) Visualisation de l'AT par fluorescence (voir [chapitre 2, sous-section 2.2.3](#)). (b) Visualisation de la stratification par fluorescence (voir [chapitre 2, section 2.2.4](#)).

## 3.2 Dynamique de la pénétration : évolution de la vorticité

Des mesures de champs de vitesse 2D et 3D ont été r alis es dans l'objectif d'étudier l'écoulement ainsi que le réarrangement de la vorticité associés à l'impact de l'AT sur la stratification et font l'objet de la [section 3.2](#). L'influence du nombre de Froude sur la dynamique de la pénétration et le réarrangement de la vorticité est  tudi e.

### 3.2.1 Description de l'écoulement : illustration pour $Fr = 1.8$

Dans cette partie, la dynamique de l'écoulement est illustrée pour un AT correspondant à un nombre de Froude intermédiaire ( $Fr = 1.8$ ) à partir des données 3D lagrangiennes obtenues par 4D-PTV. Il a en effet été montré dans la [section 3.1](#) que la dynamique de la poche de fluide léger, associée à l'AT, suivait sensiblement le même schéma indépendamment du nombre de Froude. La description de l'écoulement 3D sur un cas particulier va permettre d'identifier certaines propriétés générales de l'écoulement, valables pour tous les nombres de Froude. La [figure 3.4](#) présente l'évolution temporelle de l'impact d'un AT sur la stratification avec une vision lagrangienne 3D.

Les trajectoires sur 50 instants concaténés (sur 0.33 s) des particules lagrangiennes sont représentées à  $t^* = [4; 8; 12; 16]$ . La [figure 3.4 \(a\)](#) montre l'écoulement au moment où l'AT atteint la stratification. Le seul écoulement dans la cuve correspond à l'AT, la cuve étant globalement au repos. L'écoulement est alors principalement dirigé selon  $z$ . Les particules possédant une vitesse négative sur les bords de l'AT vers  $x/d = \pm 1$  correspondent à des particules en rotation autour du cœur de l'AT et dont le mouvement est dirigé vers le haut à l'instant considéré. La vue de dessus met en évidence l'axisymétrie de la structure.

La [figure 3.4 \(b\)](#) montre l'AT à sa profondeur maximale de pénétration. L'écoulement primaire initialement dirigé principalement vers le bas est maintenant enveloppé par un écoulement secondaire dirigé vers le haut. L'enveloppe de l'écoulement prend la forme d'une tête d'ail avec au centre un écoulement principalement dirigé vers le bas, ce qui est particulièrement visible sur la vue de dessus. Il est à noter que l'extension radiale totale de l'écoulement est la même que pour  $t^* = 4$  et que l'écoulement reste bien axisymétrique.

Sur la [figure 3.4 \(c\)](#), la structure tourbillonnaire est globalement remontée vers la zone homogène et se trouve à cheval entre la zone homogène et la zone stratifiée. L'écoulement est essentiellement dirigé vers le haut. Un contre-écoulement (rouge) dirigé vers le bas se développe autour de l'écoulement principal. L'extension radiale de la structure tourbillonnaire est restée la même et l'axisymétrie est préservée.

Enfin, sur la [figure 3.4 \(d\)](#), il y a une séparation en deux zones distinctes. Dans la zone homogène, l'écoulement est principalement dirigé vers le haut. De plus, des particules se trouvent en mouvement de rotation autour des points  $(x/d, z/d) = (\pm 1, -1)$  et sont notamment visibles grâce aux trajectoires associées à des vitesses positives sur les vues de côté et de face. Cela correspond à la corolle présentée sur les [figures 3.1 \(k-l\)](#). Dans la zone stratifiée, l'écoulement est principalement dirigé vers le bas et localisé le long de l'axe de révolution de l'AT. Bien que le temps soit avancé et que l'AT ait subi une réorganisation importante, l'axisymétrie de l'écoulement persiste remarquablement.

Cette description de l'écoulement vient compléter l'aspect général de la dynamique de l'impact identifié à partir de la [figure 3.1](#). Lors de l'arrivée de l'AT dans la stratification, un contre-écoulement qui entoure la structure tourbillonnaire se développe, principalement dirigé vers le haut, dans le même sens que les forces de flottabilité. Cet écoulement contribue à la remontée de la poche de fluide léger dans la zone homogène et correspond au transport de masse observé dans la section précédente. La formation d'une corolle de remontée a déjà été observée dans de précédentes études 2D ([Advaith et al. \[2017\]](#), [Léard et al. \[2020a\]](#)) mais aussi 3D ([Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#)). Dans cette dernière étude, la corolle 3D avait été reconstruite par stéréo-PIV. Cette méthode avait nécessité alors une soixantaine de tirs d'AT pour reconstruire un champ 3D eulérien associé à l'impact de l'AT et pour un nombre de Froude donné. On note ici la puissance de l'outil 4D-PTV qui à partir d'une seule expérience est capable de capturer la dynamique 3D lagrangienne et eulérienne de l'impact d'un AT sur une stratification.

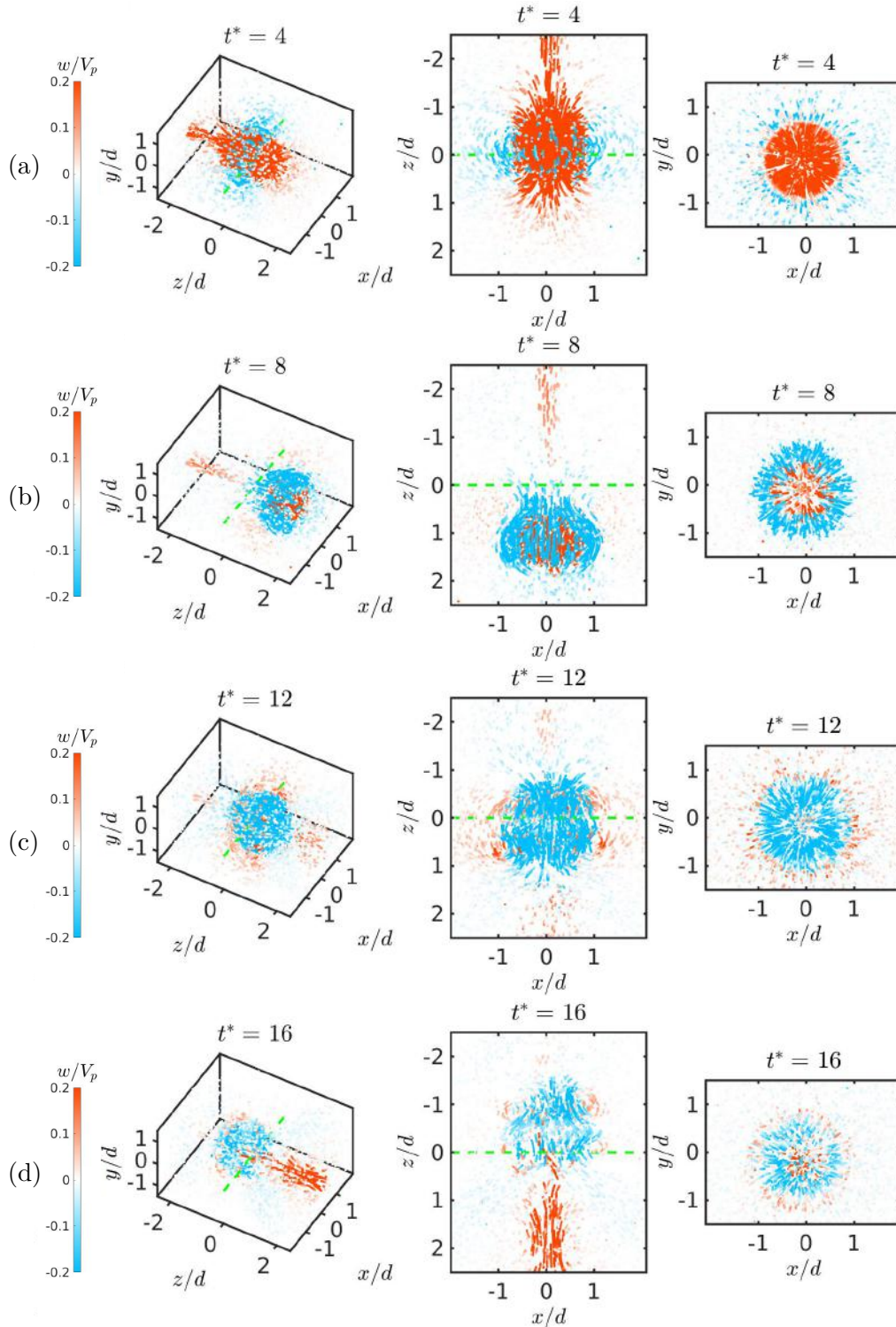


FIGURE 3.4: Evolution temporelle de l'impact d'un AT à partir des trajectoires lagrangiennes obtenues par 4D-PTV pour  $Fr = 1.8$ . La ligne verte pointillée indique la position  $z/d = 0$  correspondant à la frontière supérieure de la stratification lorsque la cuve est au repos. Les trajectoires correspondent à 50 instants concaténés (sur 0.33 s). Chaque point est coloré en fonction de la valeur de la composante de vitesse verticale  $w$  adimensionnée par  $V_p$ . La première colonne montre l'écoulement en perspective. La deuxième (resp. troisième) colonne correspond à une vue de côté (resp. de face) équivalente à une projection orthogonale des trajectoires dans le plan  $(0xz)$  (resp.  $(0xy)$ ).

### 3.2.2 Génération de vorticité barocline : analyse locale

#### 3.2.2.1 Dynamique 3D de réorganisation de la vorticité azimuthale

Comme évoqué au [chapitre 2](#), la vorticité est une quantité bien adapt e pour l'étude des AT. On complète ci-dessous la description 3D lagrangienne de l'écoulement par une description eulérienne bas e sur la vorticité pour trois nombres de Froude différents. L'aspect tridimensionnel de la réorganisation de la vorticité de l'écoulement est mis en évidence sur la [figure 3.5](#)   partir de donn es obtenues par 4D-PTV. Dix isosurfaces de la vorticité azimuthale adimensionn e  $\omega_\theta d/V_p$  sont repr sent es à quatre instants, sur la même gamme temporelle que pour la [figure 3.4](#), et  $Fr = [0.9; 1.8; 3.6]$ . Attention, les deux premières lignes correspondent aux mêmes nombres de Froude ( $Fr = 0.9$  et  $Fr = 1.8$ ) que pour la [section 3.1](#), tandis que la troisième ligne correspond à une valeur de Froude plus  lev e ( $Fr = 3.6$ ) que précédemment ( $Fr = 2.7$ ). Toutefois, la dynamique de pénétration pour ces deux valeurs de Froude est très similaire et les résultats restent donc valables.

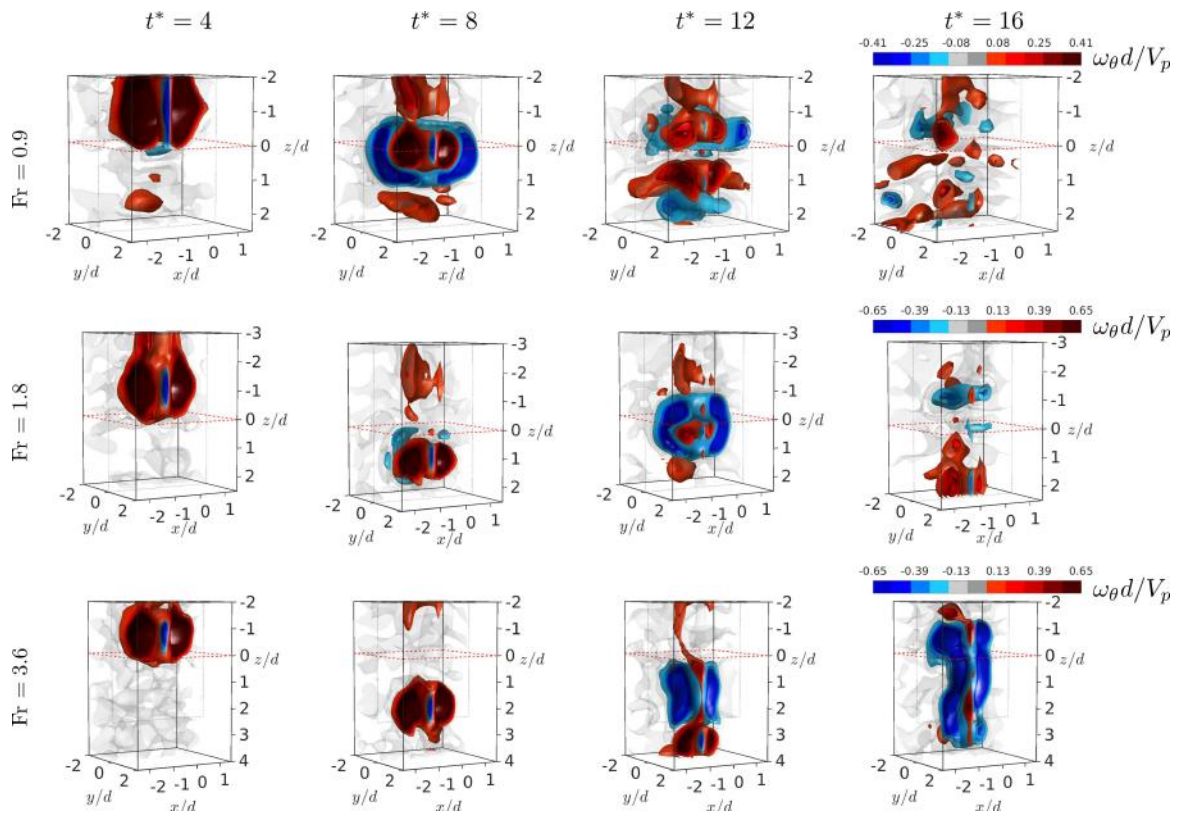


FIGURE 3.5: Isosurfaces de vorticité azimuthale adimensionn e  $\omega_\theta d/V_p$  pour différents instants obtenues par projection des donn es de 4D-PTV sur une grille eulérienne. Chaque ligne correspond à un même nombre de Froude ( $Fr = [0.9; 1.8; 3.6]$ ).

Pour apprécier l'aspect 3D au mieux, les isosurfaces sont trac es pour  $y < 0$  uniquement. Les isosurfaces rouges (resp. bleues) correspondent à une valeur de  $\omega_\theta$  positive (resp. négative). Pour les trois nombres de Froude, à  $t^* = 4$ , le demi-AT est représenté par un demi-tore de vorticité azimuthale positive assez intense.

Pour le plus petit nombre de Froude ( $Fr = 0.9$ ), à  $t^* = 8$ , l'AT se trouve au niveau de la stratification et son extension radiale a diminué. De plus, une zone de vorticité azimuthale négative axisymétrique entoure l'AT primaire. Cette vorticité azimuthale secondaire correspond à de la vorticité barocline qui se développe dès lors que l'AT interagit avec la stratification. A mesure que l'AT pénètre dans la stratification, les isopycnes, initialement horizontales, sont localement d form es. Notre étude se



place dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq ( $At \ll 1$ ) et les isobares restent donc horizontales. L'équation de la vorticité s'écrit :

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \underbrace{\frac{1}{\rho}\nabla\rho \times \mathbf{g}}_{\boldsymbol{\omega}_b} + \nu\Delta\boldsymbol{\omega} \quad (3.2)$$

avec  $\boldsymbol{\omega}$  la vorticité,  $\mathbf{g}$  l'accélération de pesanteur,  $\rho$  le champ de densité et  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse. Durant la pénétration de l'AT, le gradient de densité n'est plus aligné avec le gradient de pression et la contribution barocline  $\boldsymbol{\omega}_b$  devient non nulle. Ce phénomène a déjà été mis en évidence dans de précédentes études (Dahm *et al.* [1989], Advaitth *et al.* [2017], Olsthoorn et Dalziel [2017a]). A  $t^* = 12$ , il y a eu une séparation entre la vorticité azimutale primaire et secondaire se situant dans la zone homogène et la zone stratifi  e. Dans chaque zone, on retrouve deux demi-tores de vorticité primaire et barocline, mais d'intensité moindre que pour  $t^* = 8$ . Enfin, à  $t^* = 16$ , il ne subsiste que de la vorticité azimutale résiduelle.

Pour le nombre de Froude intermédiaire ( $Fr = 1.8$ ), à  $t^* = 8$ , la structure tourbillonnaire a atteint sa profondeur de pénétration maximale tandis que la vorticité barocline est en train de se former. A  $t^* = 12$ , la structure primaire a perdu en intensité et en extension radiale. Elle est complètement entour  e par de la vorticité barocline, se trouvant à cheval entre la zone homogène et la zone stratifi  e. On peut à ce stade noter une corrélation forte entre la position de la vorticité barocline et celle de l'écoulement dirigé vers le haut englobant l'AT mis en évidence sur les [figure 3.4 \(b-c\)](#). Enfin, à  $t^* = 16$ , une structure toroidale de vorticité azimutale négative existe dans la zone homogène vers  $z/d = -2$  et correspond à la corolle de remontée visible sur les donn  es lagrangiennes de la [figure 3.4 \(d\)](#). Par ailleurs, de la vorticité résiduelle existe dans la stratification.

Pour le plus grand nombre de Froude ( $Fr = 3.6$ ), à  $t^* = 8$ , l'AT est encore bien défini et aucune vorticité azimutale de signe opposé n'est visible. En revanche, à  $t^* = 12$ , il apparait dans le sillage de la structure tourbillonnaire (toujours visible à  $z/d = 3.5$ ) une zone de vorticité azimutale négative, associ  e à la vorticité barocline. Cette vorticité barocline prend la forme d'un tube épais. Enfin, à  $t^* = 16$ , le sillage s'est développé et se trouve maintenant à cheval entre la zone homogène et la zone stratifi  e. La structure primaire n'est plus visible (elle a quitté le champ de visualisation du domaine 3D). Les différences temporelles entre les figures 3D aux temps longs et 2D de la [figure 3.1 \(q-r\)](#) sont uniquement dues à la différence entre les nombres de Froude et à la taille de champ. Ce dernier étant plus petit pour l'étude 3D que 2D, et le nombre de Froude étant plus grand, l'AT sort du champ de visualisation. De plus, le sillage de l'AT met plus de temps à se développer, les forces de flottabilité dominant la dynamique un peu plus tard que pour une valeur de Froude  $Fr = 2.7$ .

La pénétration de l'AT dans la stratification s'accompagne de la génération de vorticité secondaire, associ  e à un effet barocline, qui englobe la structure primaire. Pour le cas correspondant au nombre de Froude intermédiaire ( $Fr = 1.8$ ), la localisation de la vorticité barocline correspond également à la position d'un contre-écoulement dirigé vers le haut, et mis en évidence sur la [figure 3.4 \(b-c\)](#). Dans tous les cas, l'axisymétrie est pr  serv  e au cours de l'interaction. Ce résultat est en contradiction avec ceux de Olsthoorn et Dalziel [2017a] qui observent une instabilité 3D à courte longueur d'onde sur la corolle de remontée barocline. Les auteurs argumentent qu'il s'agit d'une instabilité similaire à celle qui se développent sur l'AT sans stratification et que cette dernière la fait se développer plus tôt que dans le cas homogène. Plusieurs facteurs peuvent expliquer la différence entre nos expériences et les leurs. Tout d'abord, les donn  es eulériennes obtenues par stéréo-PIV par Olsthoorn et Dalziel [2017a] sont mieux résolues que les donn  es eulériennes à notre disposition. Il est possible que la résolution de nos mesures ne permette pas de voir ce genre d'instabilité. Cependant, les donn  es lagrangiennes sont elles très bien résolues et devraient permettre de voir une éventuelle instabilité, ce qui n'est pas le cas. Le nombre de Reynolds, qui joue un rôle majeur pour ce genre d'instabilité, vaut dans notre

cas  $Re = V_p d / \nu = 600$  tandis que pour [Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#), le nombre Reynolds est compris entre 2700 et 4000. Pour de telles valeurs du nombre de Reynolds, les AT générés par notre dispositif développent effectivement une instabilité de type de Widnall beaucoup plus rapidement que pour  $Re = 600$ , qui est à la limite du seuil de stabilité ([Maxworthy \[1972\]](#)). Il est donc tout à fait possible qu'aucune instabilité ne se développe dans notre configuration.

### 3.2.2.2 Dynamique de l'écoulement dans un plan vertical de symétrie

La dynamique globale de l'écoulement ainsi que de la vorticité ont été présentés à l'aide de l'outil 4D-PTV. La résolution spatiale de la reproj  ction 3D étant potentiellement limit  e, et les représentations 3D n'étant pas forcément les plus simples à interpréter, une analyse complémentaire de l'écoulement est nécessaire. Pour cela, des champs de vitesse 2D dans un plan vertical de symétrie de l'AT obtenus par PIV-2D sont utilisés. Ces champs de vitesse étant environ cinq fois mieux résolus spatialement que la 4D-PTV projet  e sur une grille eulérienne, une description plus fine de la génération de vorticité barocline et de la réorganisation de l'écoulement va pouvoir être donn  e à l'aide des [figures 3.6, 3.8, 3.9](#). Chacune de ces figures correspond à un des trois nombres de Froude présentés sur la [figure 3.1](#). En première ligne de ces figures, on retrouve la déformation de l'isopycne à  $\rho_1$  au cours du temps de la [figure 3.1](#). En deuxième ligne, on représente la composante adimensionn  e de vorticité  $\omega_y d / V_p$  dans le même plan vertical de symétrie que celui des visualisations laser, superpos  e à un champ de vitesse. Le premier instant représente une coupe de l'AT lors de son arrivée au niveau de la stratification et avant d'être affecté par cette dernière. Dans ce plan de symétrie, le cœur de l'AT s'assimile à deux zones de vorticité de signe opposé, color  es en rouge et bleu. A cet instant, l'AT se trouve environ à la même position et à la même allure indépendamment du nombre de Froude. En troisième ligne des [figures 3.6, 3.8, 3.9](#) sont représentés des profils de vitesse verticale adimensionn  e,  $w / V_p$ , le long de l'axe de propagation de l'AT,  $x / d = 0$ .

La [figure 3.6](#) présente la dynamique de l'impact de l'AT pour la plus faible valeur du nombre de Froude ( $Fr = 0.9$ ). A  $t^* = 5$ , le cœur de l'AT se situe au niveau de la stratification. Le profil de vitesse indique, comme attendu (voir [chapitre 2, sous-section 2.4.2](#)), une vitesse maximale au centre de l'AT. Dans la zone homogène, la vitesse n'est pas rigoureusement nulle. Cela est attribué au sillage de l'AT cr  e lors de sa propagation. Par ailleurs, il est possible de voir que l'écoulement induit par l'AT affecte le haut de la stratification pour  $z / d \in [0; 1]$ , mais au-delà, la cuve est bien au repos. A  $t^* = 6.3$ , l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration. Le cœur de l'AT a à peine pénétré la stratification et se trouve à  $z / d = 0.2$ . Ce régime sera appelé dans la suite **régime non pénétratif**. Le champ de vorticité met en évidence une enveloppe de vorticité secondaire autour de l'AT primaire et de signe opposé. Cette vorticité secondaire est g  n  r  e par effet barocline, comme mentionné à la [sous-sous-section 3.2.2.1](#). Le signe de la vorticité barocline peut aisément se comprendre à partir de  $\boldsymbol{\omega}_b = \frac{1}{\rho} \nabla \rho \times \mathbf{g}$  d'intensité  $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} g$  dans le plan de symétrie, et de la [figure 3.7](#), qui est un zoom sur l'isopycne de la [figure 3.6 \(b\)](#). A gauche (resp. droite) de l'axe de propagation de l'AT, la composante horizontale du gradient de densité est négative (resp. positive), ce qui correspond à un terme barocline positif (resp. négatif). Sur la [figure 3.7 \(b\)](#), la vorticité barocline est repr  sent  e le long de l'isopycne. La vorticité barocline positive (resp. négative) est repr  sent  e en rouge (resp. bleu) en accord avec la [figure 3.7 \(a\)](#). Une zone de vorticité nulle est repr  sent  e en vert sur l'axe de propagation de l'AT (gradient horizontal de densité nul). Par ailleurs, le cœur de l'AT, avec le signe de la vorticité associ  e à chaque pôle, est également représenté. Il est important de noter que le signe de la vorticité barocline g  n  r  e est uniquement lié au produit entre le gradient de pression vertical et le gradient horizontal de densité et pas au signe de la vorticité du cœur de l'AT. Ce schéma de principe est extrêmement similaire à ce qui est observé expérimentalement sur la [figure 3.6 \(h\)](#). Les champs de vitesse indiquent que l'écoulement est principalement dirigé vers le haut au niveau des zones de vorticité barocline. Le profil de vitesse verticale de la [figure 3.6 \(n\)](#) indique quant à lui un ralentissement de l'écoulement sur l'axe de propagation au centre de l'AT. L'ensemble des zones de vorticité composé de la vorticité pri-

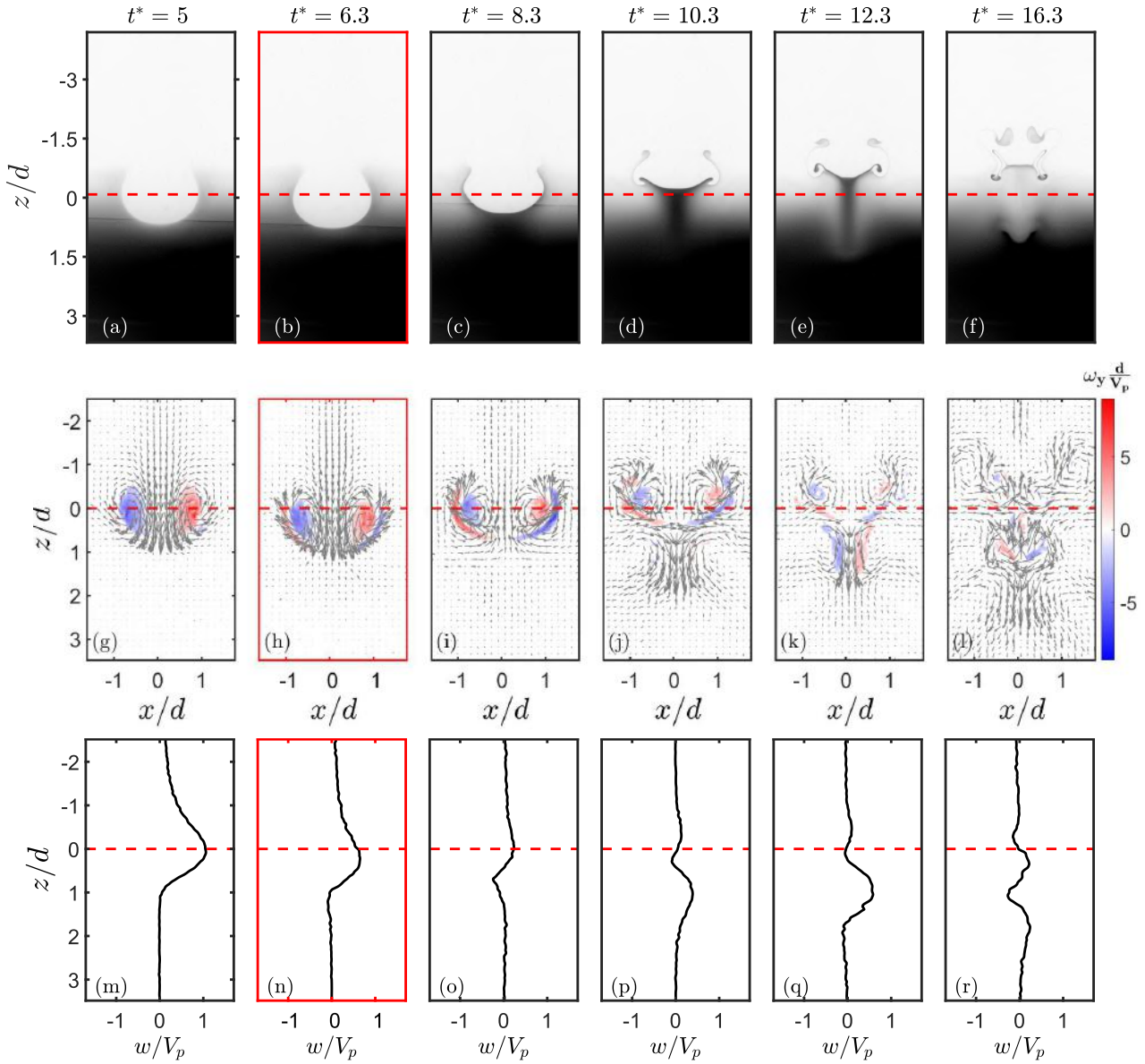


FIGURE 3.6: Cas  $Fr = 0.9$ . (a-f) Visualisation dans la couche stratifiée par fluorescence dans un plan vertical de symétrie pour différents instants représentatifs de la dynamique. (g-l) Champ de vitesse ( $u$ ,  $w$ ) et de vorticité  $\omega_y d/V_p$  dans le même plan vertical de symétrie et pour les mêmes instants. (m-r) : Profil de vitesse verticale adimensionnée  $w/V_p$  le long de l'axe vertical  $x/d = y/d = 0$  aux mêmes instants.

maire de l'AT et de la vorticité barocline est appelé dans la suite structure tourbillonnaire. L'ensemble de cette structure tourbillonnaire remonte vers la zone homogène sous l'effet des forces de flottabilité mais également de l'écoulement associé à la vorticité barocline. Cette dernière a d'ailleurs gagné en intensité aux dépens de la vorticité primaire associée à l'AT initial : un transfert a eu lieu entre ces deux zones.

L'écoulement entre les zones de vorticité de l'AT dans la zone stratifiée est également dirigé vers le haut. Ce changement de direction est d'autant plus visible sur la [figure 3.6 \(o\)](#), avec un minimum de vitesse pour  $z/d = 0.8$  tandis que la vitesse est quasiment nulle à l'entrée de la stratification. A  $t^* = 10.3$ , le cœur de l'AT et la vorticité barocline ont continué leur remontée dans la zone homogène

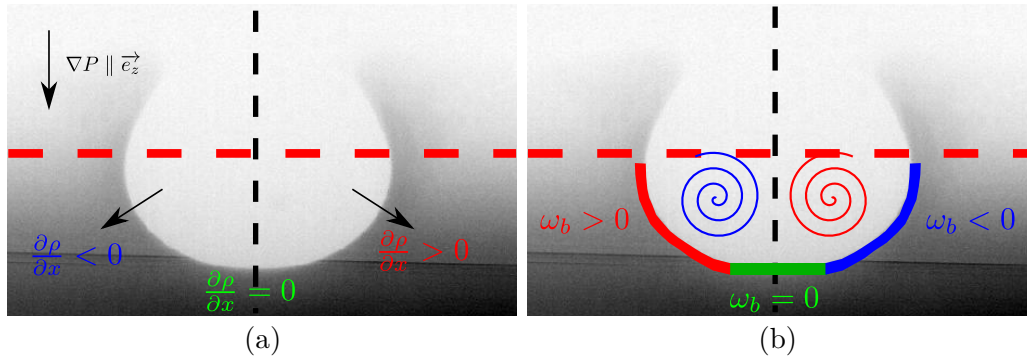


FIGURE 3.7: Zoom sur l'isopycne à  $\rho_1$  pour  $t^* = 6.3$  pour  $Fr = 0.9$ . (a) Schématisation du signe de la composante horizontale du gradient de densité. (b) Schématisation du cœur de l'AT ainsi que de la vorticité barocline associée au gradient de densité, à partir de (a).

tout en perdant en intensité. La taille du cœur de l'AT a nettement diminué par rapport à l'instant précédent. Par ailleurs, dans la stratification, un écoulement sous le point d'impact  $x/d = 0$  et dirigé vers le bas s'est développé. Cela se traduit sur le profil de vitesse associé par une vitesse essentiellement positive dans la stratification avec un maximum pour  $z/d = 1$ . Cet écoulement correspond à la réponse de la stratification qui, après la phase de remontée de la structure tourbillonnaire par effet barocline, se remet globalement en mouvement vers le bas, afin de retrouver sa position initiale. Sur les côtés du champ PIV, on devine la présence de faisceaux inclinés mis en évidence par les vecteurs vitesses, signe que la réponse de la stratification ne se contente pas d'une oscillation selon la verticale. Ce point sera développé dans la [section 3.3](#). A  $t^* = 12.3$ , il ne subsiste que de la vorticité résiduelle dans la zone homogène, reliquat des vorticités primaires et baroclines. La norme des vecteurs vitesse de ces zones de rotation a également perdu en intensité. Néanmoins, les vecteurs vitesse montrent un enroulement autour de deux points focaux dans la zone homogène pour  $(x/d, z/d) = (\pm 0.5, -1)$ . Ces enroulements des vecteurs vitesse sont à mettre en relation avec la corolle de fluide lourd de remontée visible sur la [figure 3.6 \(e\)](#) aux mêmes positions. Attention, il s'agit bien des deux zones très sombres dans la zone homogène, non de la zone contrastée vers  $z/d = -1.5$  ressemblant également à une corolle, mais pas assez intense pour être visible sur les champs de vitesse. Dans la stratification, deux zones de vorticité de signes opposés sont apparues pour  $(x/d, z/d) = (\pm 0.2, 1)$ , au niveau de l'écoulement vertical, qui est d'ailleurs plus intense. Les vecteurs vitesse ne montrent pas de signe d'enroulement autour de points focaux particuliers : cette vorticité n'est donc pas attribuée à l'émergence d'une structure tourbillonnaire mais plutôt au cisaillement local existant dans la stratification. A  $t^* = 16.3$ , la signature de la corolle de remontée dans la zone homogène est bien visible sur les champs de vitesse, l'enroulement des vecteurs vitesse étant plus net. Dans la stratification, un écoulement dirigé vers le bas est toujours présent vers  $z/d = 1.7$  mais il existe également un contre-écoulement dirigé vers le haut pour  $z/d = 1$ , légèrement plus intense. Ce champ de vitesse indique que le comportement de la stratification évolue avec le temps avec des oscillations suite à la perturbation générée par l'AT.

La [figure 3.8](#) présente la dynamique de l'impact pour la valeur intermédiaire du nombre de Froude ( $Fr = 1.8$ ). A  $t^* = 5$ , le cœur de l'AT se situe un peu en dessous du niveau de la stratification, à  $z/d = 0.4$ . L'AT induit un écoulement dans le haut de la stratification pour  $z/d \in [0; 1]$ , plus intense que pour le **régime non pénétratif**. A  $t^* = 8.7$ , l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration. Le cœur de l'AT a complètement pénétré dans la stratification et se trouve à  $z/d = 1.1$ . De la vorticité barocline s'est développée sur le pourtour des zones de vorticité primaire et a une intensité semblable. La vorticité barocline enveloppe totalement la structure primaire, et s'étend même jusqu'au début de la stratification, contrairement au **régime non pénétratif** où la vorticité barocline ne pouvait pas englober complètement la structure. Ce régime sera dans la suite appelé **régime englobant**.

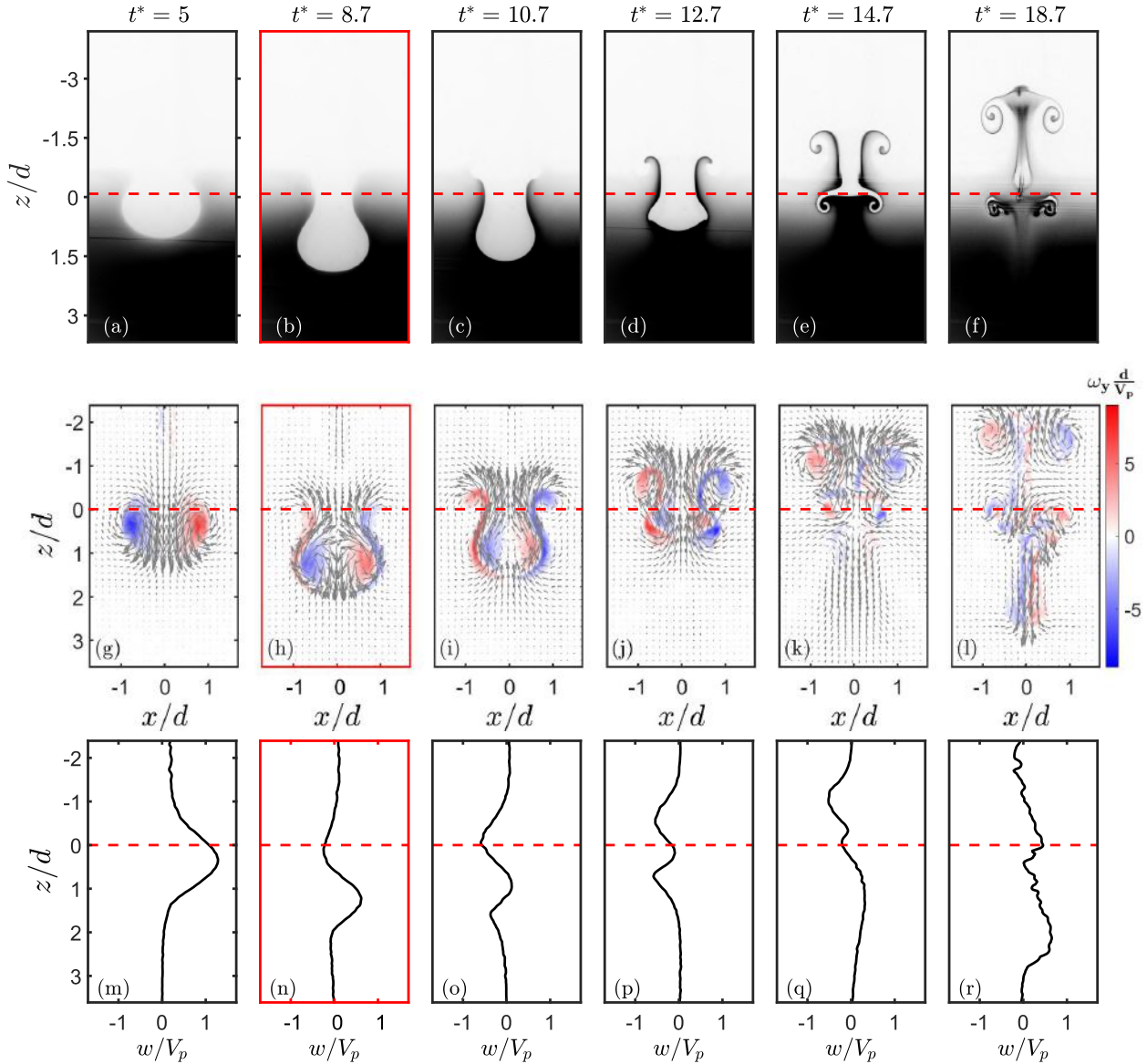


FIGURE 3.8: Cas  $Fr = 1.8$ . (a-f) Visualisation dans la couche stratifiée par fluorescence dans un plan vertical de symétrie pour différents instants représentatifs de la dynamique. (g-l) Champ de vitesse ( $u$ ,  $w$ ) et de vorticité  $\omega_y d/V_p$  dans le même plan vertical de symétrie et pour les mêmes instants. (m-r) : profil de vitesse verticale adimensionnée  $w/V_p$  le long de l'axe vertical  $x/d = y/d = 0$  aux mêmes instants.

Les zones de vorticité barocline sont également le lieu d'un écoulement dirigé principalement vers le haut, jusque dans la zone homogène. L'écoulement sur l'axe  $x/d = 0$  est toujours maximal et dirigé vers le bas au centre de l'AT. Toutefois, un contre-écoulement, lié à l'écoulement dans les zones baroclines, s'est mis en place pour  $z/d \in [0; 0.8]$  et dirigé vers le haut. A  $t^* = 10.7$ , de la même manière que pour le **régime non pénétratif**, il n'est plus correct de parler d'AT et on parlera dans la suite de structure tourbillonnaire. L'ensemble de la structure tourbillonnaire remonte vers la zone homogène. La vorticité barocline a gagné en intensité au détriment du cœur de l'AT, dont l'intensité et le diamètre ont diminué.

On retrouve comme pour le **régime non pénétratif** un transfert entre la vorticité primaire et la vorticité barocline. Cette dernière a d'ailleurs commencé à s'enrouler autour des points  $(x/d, z/d)$

$= (\pm 0.9, -0.2)$ . L'écoulement entre ces deux points focaux est principalement dirigé vers le haut et plus intense qu'à  $t^* = 8.7$  : ces enroulements correspondent à la formation d'une corolle axisymétrique de remontée qui va se propager par effet auto-induit vers le haut, de la même manière qu'un AT.

L'écoulement au centre de l'AT est toujours dirigé vers le bas, signe que l'écoulement auto-induit par le cœur est toujours présent, même si à l'avant et à l'arrière de la structure tourbillonnaire l'écoulement est principalement dirigé vers le haut. A  $t^* = 12.7$ , la corolle de remontée dans la zone homogène s'est développée tandis que le cœur de l'AT a continué à s'affaiblir et à se déformer. La vorticité barocline qui se trouvait sous le cœur de l'AT se trouve à cet instant reli  e uniquement par un faible lien avec la vorticité barocline se trouvant dans la zone homogène, et les vecteurs vitesse montrent qu'il s'agit de nouveaux points focaux de rotation  $(x/d, z/d) = (\pm 0.8, 0.8)$  : une nouvelle structure axisymétrique est en train de se former dans la stratification et va se propager vers le haut également.

Par ailleurs, la vitesse de l'écoulement sur l'axe est purement négative avec des extrema au niveau des nouvelles structures. La zone stratifi  e pour  $z/d \in [1.5; 3.5]$  est au repos. A  $t^* = 14.7$ , la corolle de remontée est pleinement d  velopp  e et s'est d  tach  e du reste de la vorticité barocline. La corolle qui s'est form  e dans la zone stratifi  e se trouve maintenant en  $z/d = 0$  mais a perdu en intensité, bien qu'elle reste visible sur les visualisations. Dans la zone stratifi  e, un écoulement vertical se met en place, principalement dirigé vers le bas, en réponse à l'impact de l'AT, de la même manière que pour le **régime non pénétratif**. Enfin, à  $t^* = 18.7$ , seule la corolle de remontée dans la zone homogène existe encore, celle g  n  r  e dans la zone stratifi  e s'étant d  lit  e. Dans la zone  $z/d \in [-0.5 : 1]$  se trouve de la vorticité résiduelle associ  e notamment à la destruction de cette structure.

La **figure 3.9** présente la dynamique de l'impact pour la plus grande valeur du nombre de Froude ( $Fr = 2.7$ ). A  $t^* = 5$ , le cœur de l'AT se situe un peu en dessous du niveau de la stratification, à  $z/d = 0.6$ . A  $t^* = 11.8$ , l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration. Le cœur de l'AT a pénétré de  $2.8d$  dans la stratification. De la vorticité barocline s'est d  velopp  e dans le sillage de l'AT et prend la forme d'un tube qui englobe l'AT initial, dont l'extension radiale s'est fortement réduite ainsi que le niveau de vorticité. L'écoulement est toujours principalement dirigé vers le bas au niveau de la position des zones de vorticité appartenant à l'AT initial. Toutefois, dans le sillage de l'AT, l'écoulement est dirigé vers le haut sur toute la colonne de fluide travers  e par l'AT, notamment là où la vorticité barocline a été g  n  r  e. A  $t^* = 13.9$ , l'ensemble de la structure tourbillonnaire a commencé sa remontée vers la zone homogène sous l'effet des forces de flottabilité et de l'écoulement dans les zones baroclines. Le cœur de l'AT initial est quasiment détruit tandis que la vorticité barocline a commencé à s'enrouler autour des points focaux  $(x/d, z/d) = (\pm 0.8, -0.5)$ , de la même manière que pour le **régime englobant**     $t^* = 10.7$  : une structure axisymétrique est en train de se former. L'écoulement est essentiellement dirigé vers le haut, avec un extremum situé au niveau de la corolle de remontée. A cet instant, le sillage barocline lié au passage de l'AT est l'écoulement qui domine la dynamique. Pour cette raison, ce régime de pénétration sera appelé dans la suite **régime de sillage**. A  $t^* = 15.8$ , la corolle de remontée continue de se développer en étant aliment  e par la vorticité barocline situ  e dans le tube. Le cœur de l'AT initial n'existe plus. De la même manière que pour le **régime englobant**, une partie de la vorticité barocline se situant à  $(x/d, z/d) = (\pm 0.5, 1.8)$  et initialement sous le cœur de l'AT commence à s'isoler du reste de la colonne barocline. Ces zones sont également associ  es à une zone de rotation mise en évidence par les vecteurs vitesse : il s'agit des prémices de la formation d'une structure axisymétrique semblable à un AT. L'écoulement auto-induit dirigé vers le haut entre ces zones de rotation se traduit par l'existence d'un extremum local de vitesse pour  $z/d = 1.8$  sur le profil de vitesse associé. A  $t^* = 17.8$ , la corolle de remontée a continué sa propagation et sa croissance. Le tube de vorticité barocline sur  $z/d \in [-1 : 0]$  sert de réservoir à la corolle de remontée. La structure tourbillonnaire dans la zone stratifi  e a continué son développement mais a perdu en intensité. Elle reste cependant clairement visible sur la visualisation (e). Enfin, à  $t^* = 21.8$  la corolle de remontée a fini de se développer : il n'existe plus de vorticité barocline dans un tube centré autour de  $x/d$  dans la

zone homogène. Dans la zone stratifiée, plus aucune structure cohérente n'est visible. Un écoulement vertical dirigé vers le bas s'est mis en place tandis que seule de la vorticité résiduelle persiste.

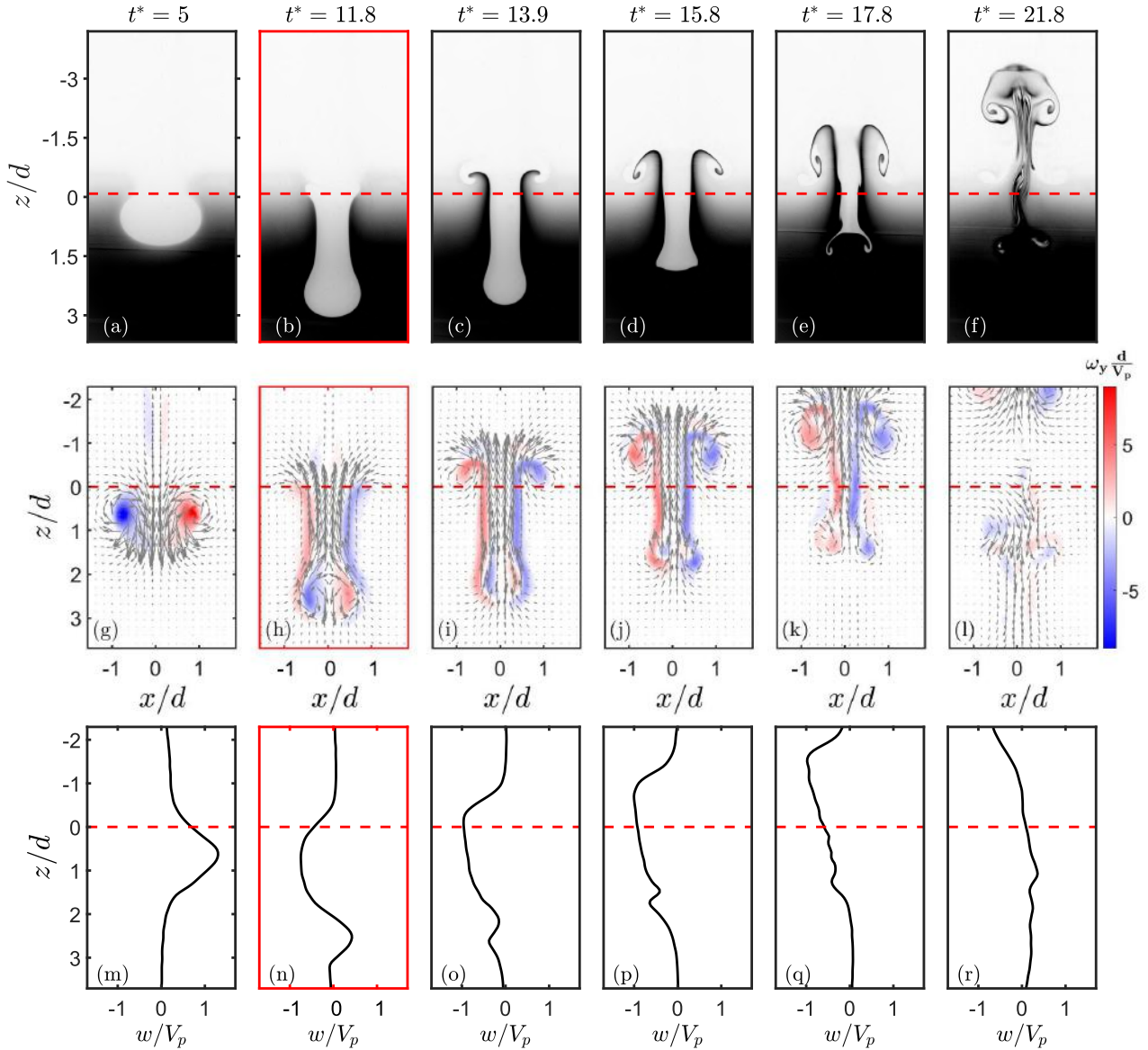


FIGURE 3.9: Cas  $Fr = 2.7$ . (a-f) Visualisation dans la couche stratifiée par fluorescence dans un plan vertical de symétrie pour différents instants représentatifs de la dynamique. (g-l) Champ de vitesse ( $u$ ,  $w$ ) et de vorticité  $\omega_y d/V_p$  dans le même plan vertical de symétrie et pour les mêmes instants. (m-r) : profil de vitesse verticale adimensionnée  $w/V_p$  le long de l'axe vertical  $x/d = y/d = 0$  aux mêmes instants.

### 3.2.3 Evolution de la circulation : analyse globale

La figure 3.10 présente pour les trois régimes de pénétration l'évolution de la circulation adimensionnée par  $\Gamma_r = V_p \times L$  en fonction du temps adimensionné  $t^*$ . Comme il y a une excellente axisymétrie, la circulation n'est calculée et représentée que pour la zone à droite de l'axe de propagation. La circulation est calculée pour trois zones différentes : ensemble du champ PIV (figs. 3.10a-d-g :  $x > 0$ ,  $z$ ), zone homogène (figs. 3.10b-e-h :  $x > 0$ ,  $z < 0$ ), zone stratifiée (figs. 3.10c-f-i :  $x > 0$ ,  $z > 0$ ). Les courbes des figures (a-d-g) sont donc la somme des courbes (b-e-h) et (c-f-i). La circulation positive (resp. négative) à droite de l'axe de propagation est obtenue en considérant uniquement la vorticité

positive (resp. négative) dans cette partie de l'écoulement.

Initialement, les seules contributions à la circulation sont les zones de vorticité associ e à l'AT (en rouge). Pour un impact normal, la vorticité barocline g n r e étant de signe opposé à la vorticité primaire dans la partie  $x > 0$ , l'évolution des courbes bleues est associ e à la vorticité barocline g n r e par l'AT en interaction avec la stratification. L'étude de la circulation au cours du temps dans les différentes zones de l'écoulement permet d'étudier la conversion de vorticité primaire en vorticité barocline secondaire et donc les transferts entre l'énergie cinétique associ e à la structure tourbillonnaire en mouvement et le réservoir d'énergie potentielle de pesanteur que représente le milieu stratifié.

Les **figures 3.10 (a-d-g)** montrent que la circulation primaire augmente jusqu'à la fin du mouvement du piston à  $t^* = 0$  avant de décroître linéairement pendant une certaine durée. Cette décroissance est d'autant plus marqu e que le Froude est faible et donc que le Reynolds est faible ( $d$  et  $N$  étant fixés par ailleurs). A partir d'un certain temps (**régime non pénétratif**  $t^* = 8$ , **régime englobant**  $t^* = 14$ , **régime de sillage**  $t^* = 17$ ), la courbe de la circulation positive se met à osciller. La circulation négative est initialement nulle jusqu'à l'arrivée de l'AT dans la stratification où elle se met à augmenter en norme. Un maximum est atteint (**régime non pénétratif**  $t^* = 8$ , **régime englobant**  $t^* = 12$ , **régime de sillage**  $t^* = 15$ ) avant de rediminuer en norme jusqu'à être confondu avec le niveau de bruit. Pour le **régime englobant**, un léger comportement oscillant est observé. Dans les trois cas, la circulation totale (courbe verte) s'annule au moment où l'AT atteint la profondeur maximale de pénétration. A cet instant, la circulation associ e à la vorticité barocline est égale à la circulation li e à la structure primaire.

Dans la zone homogène, le comportement de la circulation positive est le même que pour les **figures 3.10 (a-d-g)** jusqu'à l'arrivée de l'AT au niveau de la stratification. A ce moment, la circulation positive diminue plus fortement, à mesure que l'AT entre dans la stratification avant d'atteindre un minimum, confondu avec le niveau de bruit. Dans le cas du **régime englobant**, une nouvelle augmentation de la courbe rouge est observ e à partir de  $t^* = 12$  et jusqu'à la fin de la série temporelle. Cela peut se comprendre en observant les champs de vorticité de la **figure 3.8 (1)** où de la vorticité de même signe que celle de l'AT primaire existe dans le sillage de la corolle de remontée. Concernant la circulation négative, une forte augmentation en norme est observ e pour les **régime englobant** et **régime de sillage**   partir du moment où l'AT a atteint la profondeur maximale de pénétration, en relation avec la vorticité barocline qui commence sa remontée dans la zone homogène.

Dans la zone stratifi e, jusqu'à l'arrivée de l'AT, la circulation est nulle. A l'arrivée de l'AT, la circulation positive augmente à mesure que l'AT pénètre dans la stratification. Avec un léger décalage temporel, la circulation négative augmente également en norme, signe que de la vorticité barocline est en train d'être g n r e. La circulation négative, associ e à la vorticité barocline, est maximale une fois que l'AT a atteint la profondeur maximale de pénétration. Il est à noter que cette valeur est d'autant plus proche du niveau maximal de la circulation positive que le nombre de Froude est élevé. Pour le cas du **régime de sillage**, le même niveau est atteint pour  $t^* = 14$ , signe que l'ensemble de la vorticité primaire ayant pénétré dans la stratification a été converti en vorticité barocline à l'intérieur de la stratification. Cela n'est pas possible dans le cas des **régimes non pénétratif** et **englobant** où l'AT ne pénètre pas ou pas assez dans la stratification pour que cette conversion se fasse entièrement dans la stratification. Aux temps longs, les circulations positives et négatives présentent un comportement oscillant. Ce dernier est à mettre en relation avec l'existence de zone de vorticité de même signe que la vorticité de l'AT primaire aux temps longs dans la stratification, et lié à du cisaillement local.



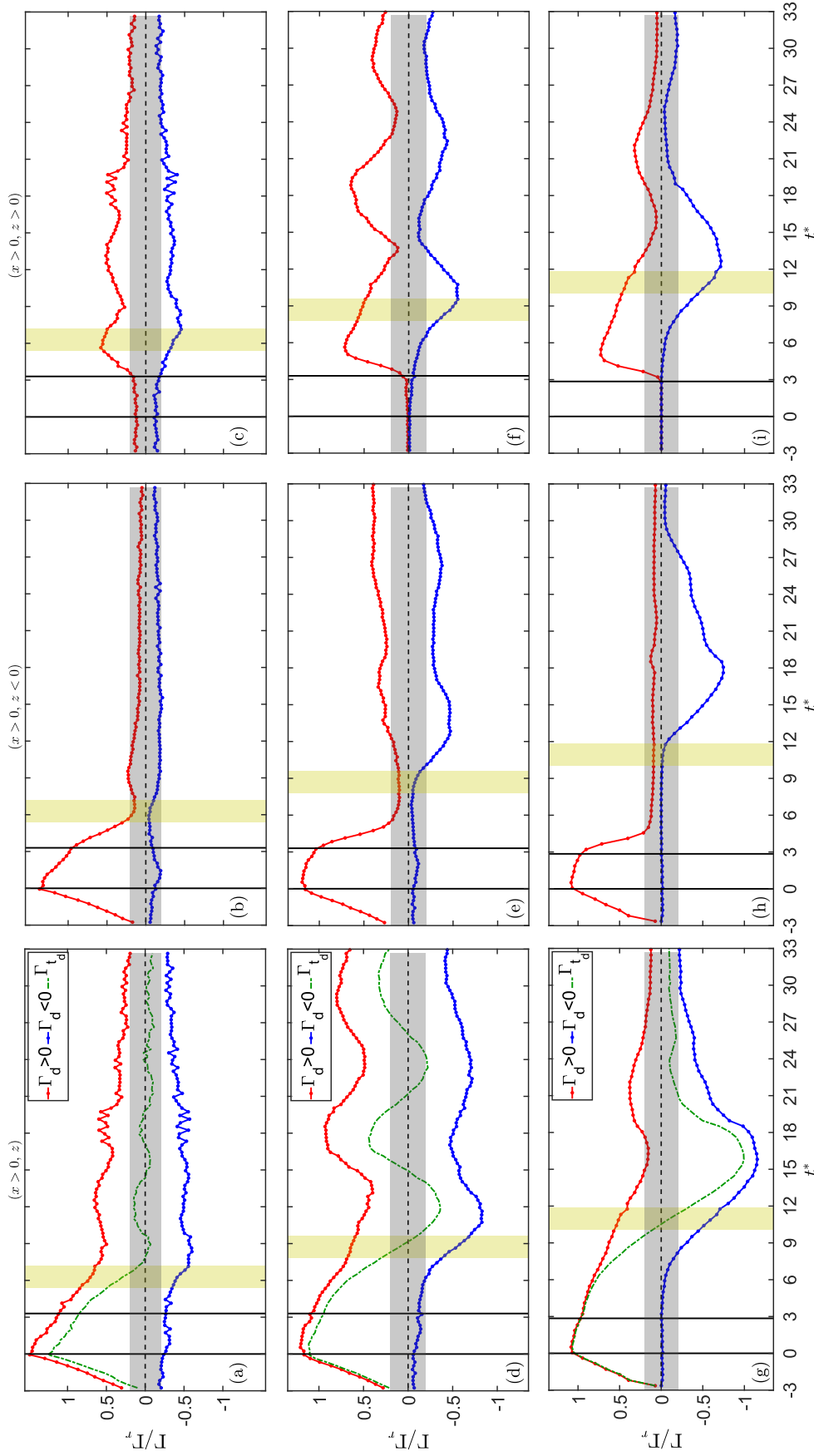


FIGURE 3.10: Evolution de la circulation pour  $x > 0$  en fonction du temps pour les trois régimes de pénétration :  $Fr = 0.9$  : (a-c),  $Fr = 1.8$  : (d-f),  $Fr = 2.7$  : (g-i). (a-d-g) Circulation positive (rouge) et négative (bleu) dans tout le champ de visualisation. La circulation totale est représentée en vert. (b-e-h) Circulation positive (rouge) et négative (bleu) dans la zone homogène uniquement. (c-f-i) Circulation positive (rouge) et négative (bleu) dans la zone stratifiée uniquement. L'instant correspondant à la fin du mouvement du piston ( $t^* = 0$ ) et le moment où l'AT atteint la stratification sont symbolisés par les droites noires verticales. Les zones jaunes sont centrées sur l'instant où l'AT atteint la profondeur maximale de pénétration et leur largeur correspond à l'incertitude sur la valeur de  $dt_m^*$  (voir [sous-section 3.1.1](#)). La zone grisée représente le niveau de bruit de la mesure, associé à la valeur résiduelle de la circulation quand la cuve est au repos.

En conclusion, une fois le mouvement du piston terminé, la circulation associée à la structure tourbillonnaire diminue linéairement avec le temps. Cette décroissance est d'autant plus marquée que le Froude est faible. Une fois que l'AT atteint la stratification, des transferts entre vorticité primaire et barocline se mettent en place et ces transferts sont d'autant plus efficaces que le nombre de Froude est élevé. Cela est principalement corrélé avec la profondeur de pénétration atteinte par l'AT : plus cette dernière est importante, plus le temps d'interaction entre l'AT et la stratification va être important, laissant alors le temps à la vorticité barocline de se développer. Enfin, aux temps longs, de la circulation associ e à de la vorticité de même signe que la structure primaire est g n r e dans la zone stratifi e et montre un comportement oscillant, lié à la réponse de la stratification à l'impact de l'AT (voir [section 3.3](#)).

### 3.3 Réponse de la stratification

Dans un milieu stratifié, les perturbations des isopycnes peuvent mener à la génération d'OI si la fréquence d'excitation est inférieure à  $N$ . Dans le cas de l'impact d'un AT sur une stratification, il s'agit d'une excitation impulsionnelle :   priori, toutes les fréquences peuvent exister. Néanmoins, les champs de vorticité ainsi que l'évolution de la circulation mettent en avant des comportements oscillants aux temps longs qui semblent indiquer l'existence d'OI. Dans cette section, on s'intéresse à la forme de la réponse de la stratification à l'impact de l'AT en se concentrant sur le cas du **régime englobant** ( $Fr = 1.8$ ).

#### 3.3.1 Génération d'ondes internes en milieu stratifié

Les OI excit es par une sphère oscillante dans un milieu stratifié infini prennent la forme d'une croix de Saint-André en 2D ou encore d'un double cône en 3D ([chapitre 1](#)). En 2D, chaque branche de la croix est associ e à un vecteur d'onde  $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$  diff rent dans un plan vertical de symétrie ([Mowbray et Rarity \[1967a\]](#), [Lighthill \[1978\]](#)). Sur la [figure 3.11](#), les quatre faisceaux d'onde possibles sont représentés dans les cadrants A, B, C et D et sont associés à des couples  $[sign(k_x), sign(k_z)]$  différents.

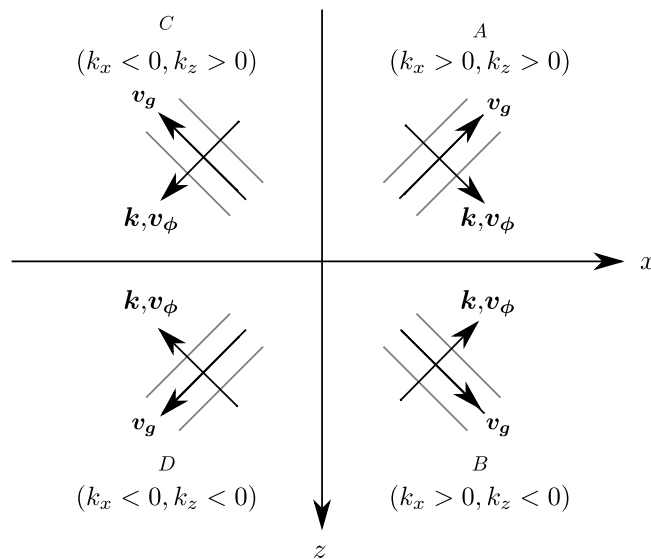


FIGURE 3.11: Schéma des quatre directions de propagation possibles pour une onde sinusoïdale dans un fluide stratifié. Dans l'espace réel, il existe quatre directions de propagation pour les OI de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , de vitesse de phase  $\mathbf{v}_\phi$  et de vitesse de groupe  $\mathbf{v}_g$ . Dans l'espace de Fourier  $(k_x, k_z)$ , chaque faisceau d'onde est associé à un couple  $[sign(k_x), sign(k_z)]$ .

La [figure 3.12](#) présente des isosurfaces de vitesse radiale adimensionnée  $U_r/V_p$  (a) et de vitesse verticale adimensionnée  $w/V_p$  (b) pour un instant particulier,  $Nt = 22$ , soit  $t^* = Fr \times Nt = 41$ . A cet instant, toutes les structures cohérentes se sont délitées. La figure met en exergue des couches coniques coaxiales associées à des vitesses orientées selon la même direction mais de signe opposé. Pour des OI excitées par une sphère oscillante dans un fluide stratifié, un double cône sous la forme d'un sablier dont l'angle au sommet est défini par la fréquence d'oscillation est attendu. Dans la situation présente, il est normal de n'observer qu'un simple cône, la perturbation à l'origine des OI se trouvant à la frontière entre la zone homogène et la zone stratifiée. Contrairement au cas de l'excitation monochromatique, de multiples cônes imbriqués d'angle au sommet différents sont ici observés. Cela est dû à la source des OI qui est différente d'une sphère rigide oscillant à une pulsation donnée : l'AT correspond à une poche de fluide ayant une dynamique complexe et une durée de vie limitée. Il n'est alors pas surprenant d'observer de multiples cônes, chacun correspondant à une fréquence d'excitation différente selon la relation de dispersion ([équation 1.10](#)). Dans sa thèse, [Scase \[2003\]](#) a également observé la génération d'OI par un AT généré dans une stratification linéaire et tiré avec un petit angle ( $\sim 15^\circ$ ) par rapport à l'horizontale. Ces OI prenaient la forme de faisceaux ayant des orientations différentes et donc des pulsations différentes. Les mesures de 4D-PTV permettent ici d'accéder au champ d'ondes tridimensionnel, ce qui est assez rare. A notre connaissance, seuls [Ghaemsaïdi et Peacock \[2013\]](#) ont étudié expérimentalement le champ d'OI généré par une sphère oscillant à l'aide de PIV 3D stéréographique dans trois plan verticaux différents.

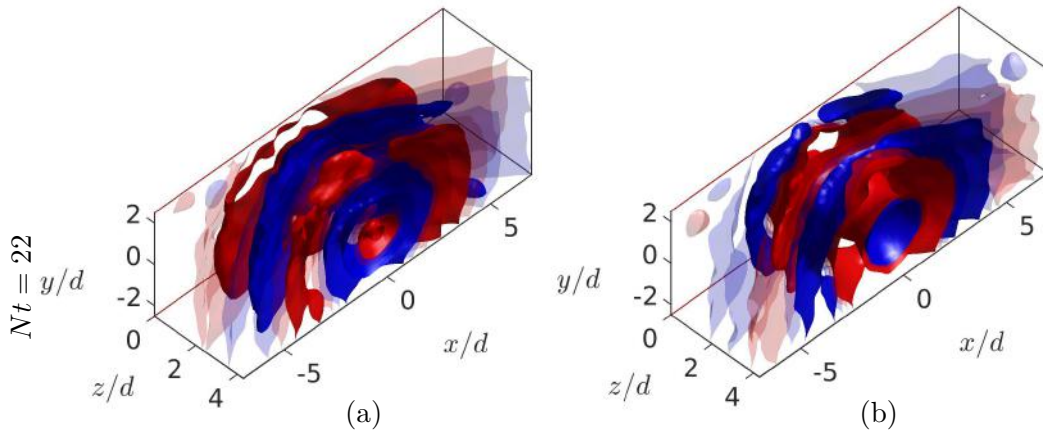


FIGURE 3.12: Illustration de la structure 3D du champ d'OI pour un instant donné et pour  $Fr = 1.8$ . (a) Isosurfaces de vitesse radiale adimensionnée  $U_r/V_p$  (niveaux :  $[-8, -2.7, 2.7, 8] \times 10^{-3}$ ). (b) Isosurfaces de vitesse verticale adimensionnée  $w/V_p$  (niveaux :  $[-5.5, -1.9, 1.9, 5.5] \times 10^{-3}$ ).

### 3.3.2 Caractérisation des ondes internes générées

#### 3.3.2.1 Evolution temporelle des ondes internes

Les OI sont associées à un comportement oscillant et une bonne manière d'étudier leur évolution temporelle est de réaliser des diagrammes spatio-temporels. La [figure 3.13](#) regroupe différents diagnostics allant dans ce sens. La [figure 3.13 \(a\)](#) est un diagramme spatio-temporel de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  dans l'espace  $(x/d, Nt)$  obtenu à partir des données de 4D-PTV. La composante verticale de vitesse sur la ligne horizontale à  $(y/d, z/d) = (0, 2)$  est tracée pour chaque instant entre  $Nt = 10$  et  $Nt = 72$ . Le premier instant,  $Nt = 10$  correspond à  $t^* = 18.7$  et les structures tourbillonnaires ne sont plus que résiduelles (voir [fig. 3.81](#)). Le dernier instant correspond à la fin de l'acquisition temporelle qui est limitée par la mémoire embarquée des caméras. L'altitude choisie pour tracer le diagramme correspond environ à la profondeur maximale de pénétration atteinte par l'AT afin d'éviter de prendre en compte les mouvements résiduels associés à la destruction des structures tourbillonnaires. La vitesse est maximale sous le point d'impact de l'AT à  $x/d = 0$  et ce pour tous les

instants. Une oscillation temporelle entre des vitesses positives et négatives est observée. Par ailleurs, pour un instant donné et sur la largeur du diagramme, la vitesse est également alternativement positive et négative. Cela traduit le caractère oscillant des différents faisceaux d'onde générés qui ne sont pas en phase, et oscillent alternativement vers le haut ou le bas. Enfin, l'intensité de la vitesse verticale diminue progressivement avec le temps avec une valeur maximale de l'ordre de 15% de la vitesse du piston.

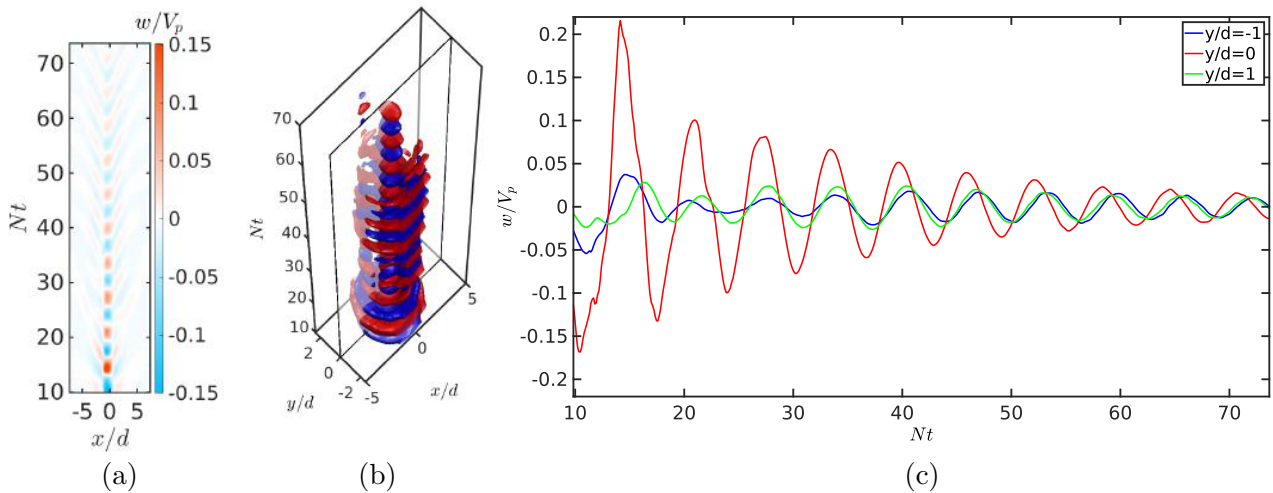


FIGURE 3.13: (a) Diagramme spatio-temporel 1D de la vitesse verticale à  $(y/d, z/d) = (0, 2)$ . (b) Diagramme spatio-temporel 2D de la vitesse verticale  $v/V_p$  dans le plan  $z/d = 2$  (niveaux  $\pm 0.015$ ). (c) Evolution temporelle de la vitesse verticale à  $x/d = 0$  et  $(y/d = [0, \pm 1])$  et  $z/d = 2$ .

La figure 3.13 (b) est un diagramme spatio-temporel obtenu à partir des données eulériennes 3D. Dans le plan  $z/d = 2$ , différentes isosurfaces de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  sont empilées selon la direction verticale, correspondant au temps adimensionné. Ce diagramme est constitué d'une alternance d'isosurfaces de vitesse verticale négative (bleu) et positive (rouge) sous la forme de disques. Pour un instant fixé, chaque disque est obtenu comme l'intersection du plan horizontal  $z/d = 2$  avec les multiples cônes émis lors de l'impact de l'AT et mis en évidence sur la figure 3.12. Le rayon des disques diminue avec le temps et aux temps longs, le seul endroit où la vitesse verticale est encore non négligeable se situe au niveau du point d'impact de l'AT ( $x/d = y/d = 0$ ). Des structures toroïdales de plus faibles amplitudes sont également visibles, centrées autour du point d'impact, et correspondent à l'intersection du plan horizontal avec les cônes associés aux OI émises avec des angles plus importants. La figure 3.13 (c) présente l'évolution temporelle de la vitesse verticale pour trois positions stratégiques  $(x/d, y/d, z/d) = (0; -1, 0, 1; 2)$ , afin d'avoir une mesure de l'intensité de la vitesse dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  et à un diamètre de part et d'autre de ce plan. Cette figure montre que le maximum de vitesse verticale est bien mesuré au niveau de l'axe de propagation de l'AT et qu'il existe une bonne symétrie de part et d'autre du plan  $y/d = 0$ . La vitesse décroît avec le temps, signe d'une instationnarité de l'écoulement. Cette dernière est due au caractère impulsif de l'excitation : les oscillations ne sont pas entretenues. Le taux de décroissance de la vitesse pour  $y/d = 0$  est plus important que pour  $y/d = \pm 1$ .

### 3.3.2.2 Transformée de Fourier et démodulation complexe : principe

Vu le caractère oscillatoire de la dynamique de la zone stratifiée, une analyse spectrale par transformée de Fourier est réalisée afin de mieux caractériser les ondes. Une méthode d'analyse du champ d'ondes multifréquentiel appelée démodulation complexe par transformée de Hilbert est utilisée pour analyser les champs d'OI obtenus expérimentalement. Le but de cette technique est d'extraire des grandeurs

locales comme l'amplitude, la fréquence ou encore les nombres d'onde associés aux OI. Cette technique a été utilisée par [Mercier \*et al.\* \[2008\]](#) afin de décrire les OI générées par un cylindre oscillant dans un milieu stratifié et la réfraction de ces ondes sur une topographie. La méthode employée a été précisément décrite dans la thèse de M. Mercier ([Mercier \[2010\]](#), chapitre 3, section 3.3) et seules les grandes lignes de la méthode sont rappelées ici.

Soit un champ réel  $\psi(x,z,t)$  décrivant l'évolution spatiale et temporelle d'une OI. Ce champ peut être le champ de densité, de pression ou de vitesse, comme ce sera le cas ici. Si on fait l'hypothèse que les ondes décrites par ce champ sont des ondes planes progressives sinusoïdales à coefficient constant, le champ  $\psi(x,z,t)$  peut s'écrire comme :

$$\psi(x,z,t) = A \cos(\omega t - k_x x - k_z z) + B \cos(\omega t - k_x x + k_z z) + C \cos(\omega t + k_x x - k_z z) + D \cos(\omega t + k_x x + k_z z) \quad (3.3)$$

avec  $\omega$ ,  $k_x$ ,  $k_z$ , la pulsation et les composantes horizontale et verticale du nombre d'onde de l'onde. Nous considérons ici que les nombres d'onde  $k_x$  et  $k_z$  sont positifs afin de distinguer plus facilement la direction de propagation de chaque terme. Ainsi, bien que les quatre ondes oscillent à la pulsation  $\omega$ , elles ne se propagent pas dans la même direction (voir [fig. 3.11](#)). A partir d'un tel champ, il est impossible en restant dans l'espace réel d'isoler les ondes les unes des autres. La transformée de Hilbert (ou démodulation complexe) consiste à passer dans l'espace de Fourier afin d'obtenir un champ  $\tilde{\psi}(x,z,t)$  tel que  $Re(\tilde{\psi}) = \psi$ . L'équation (3.3) peut être réécrite en utilisant la représentation complexe des fonctions cosinus et la décomposition en série de Fourier comme :

$$\psi(x,z,t) = \hat{\psi}_1 e^{i\omega t} + \hat{\psi}_2 e^{-i\omega t} \quad (3.4)$$

où  $\hat{\psi}_1 = (Ae^{i(-k_z z - k_x x)} + Be^{i(k_z z - k_x x)} + Ce^{i(-k_z z + k_x x)} + De^{i(k_z z + k_x x)})/2$  et  $\hat{\psi}_2 = \hat{\psi}_1^*$  est le complexe conjugué de  $\hat{\psi}_1$ . Si on élimine le terme associé aux pulsations négatives dans l'équation (3.4), et que l'on multiplie par un facteur 2 le terme résultant, on obtient :

$$\tilde{\psi}(x,z,t) = \tilde{A}(x,z,t) + \tilde{B}(x,z,t) + \tilde{C}(x,z,t) + \tilde{D}(x,z,t) \quad (3.5)$$

avec :

$$\tilde{A}(x,z,t) = A(x,z,t) \exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)] \quad (3.6)$$

$$\tilde{B}(x,z,t) = B(x,z,t) \exp[i(\omega t - k_x x + k_z z)] \quad (3.7)$$

$$\tilde{C}(x,z,t) = D(x,z,t) \exp[i(\omega t + k_x x - k_z z)] \quad (3.8)$$

$$\tilde{D}(x,z,t) = C(x,z,t) \exp[i(\omega t + k_x x + k_z z)] \quad (3.9)$$

Ce champ est bien tel que  $\psi = Re(\tilde{\psi})$ . A partir de ce champ, il est possible de séparer les quatre ondes initialement superposées en regardant leurs composantes de Fourier spatiales. On peut alors extraire les composantes spectrales associées à n'importe quel couple de nombres d'onde ( $k_x$ ,  $k_z$ ) et isoler chacune des 4 ondes. Une fois le filtre réalisé dans l'espace spectral, il est possible de revenir dans l'espace réel en réalisant une transformée de Fourier inverse. Les amplitudes des coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  peuvent dépendre des coordonnées spatiales et temporelles sous l'effet de la dissipation visqueuse notamment.

### 3.3.2.3 Application aux champs de vitesse expérimentaux

Dans la pratique, la démodulation complexe est réalisée en deux étapes sur les champs d'OI obtenus par PIV-2D dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . Dans un premier temps, la transformée de Fourier en temps du champ  $\psi(x,z,t) = u(x,z,t)$  est calculée. La transformée de Fourier est calculée

sur la séquence temporelle du champ de vitesse dans la zone stratifiée entre  $Nt = 10$  et  $Nt = 100$ , ce qui correspond à une plage temporelle entre le début de la réponse de la stratification et la fin de l'acquisition. Cette transformée de Fourier est définie sur un espace où toutes les valeurs de  $\omega$ , positives et négatives sont définies. Conformément à la démarche de la démodulation complexe présentée précédemment, il est nécessaire de ne garder que les composantes de Fourier associées à un seul signe de  $\omega$ . Un filtre passe-bande large permettant de ne garder que les composantes de Fourier associées à des pulsations  $\omega$  positives est appliqué. Après multiplication par un facteur 2, le champ  $\tilde{\psi}$  de l'équation (3.5) est obtenu. Dans un second temps, un filtrage dans l'espace de Fourier ( $k_x, k_z$ ) doit être réalisé.

La transformée de Fourier spatiale du champ  $\tilde{\psi}$  est calculée et présentée sur la figure 3.14 (a) à  $Nt = 55.6$ , ce qui correspond au milieu de la séquence temporelle. Sur cette figure, l'énergie d'agitation dans le domaine spectral,  $\tilde{E}$ , définie à partir des transformées de Fourier sur la vitesse comme  $\tilde{E} = \tilde{U}^2 + \tilde{W}^2$ , est représentée dans l'espace de Fourier spatial ( $k_x, k_z$ ). L'énergie est répartie sur les 4 quadrants possibles ( $k_x, k_z$ ) avec cependant deux quadrants qui contiennent la majeure partie de l'énergie. Il s'agit des quadrants ( $k_x > 0, k_z < 0$ ) et ( $k_x < 0, k_z < 0$ ) pour lesquels la répartition d'énergie est symétrique. Ce résultat est cohérent avec l'axisymétrie observée sur les champs d'OI.

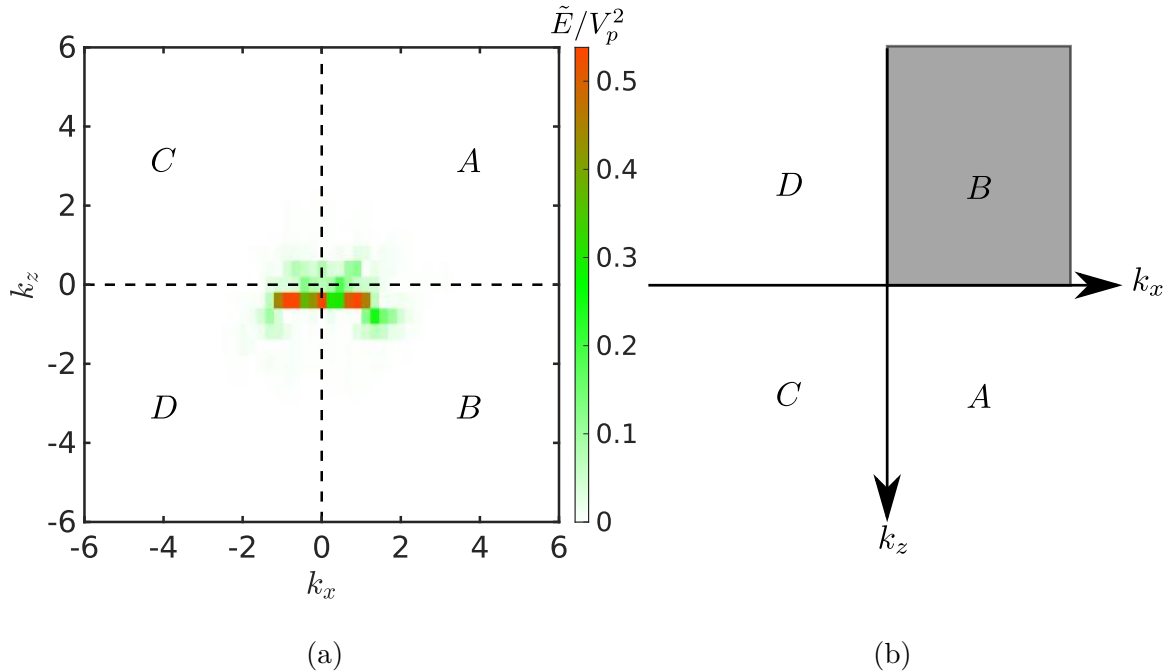


FIGURE 3.14: (a) Spectre de l'énergie adimensionnée  $\tilde{E}/V_p^2 = (\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2)/V_p^2$  du champ de vitesse pour  $Nt = 55.6$  dans l'espace de Fourier ( $k_x, k_z$ ). (b) Espace de Fourier ( $k_x, k_z$ ) utilisé pour la définition du filtre spatial  $k_x > 0, k_z < 0$

Les OI sont générées par l'AT qui pénètre pour le **régime englobant** de  $2d$  dans la stratification. Les ondes possédant une composante verticale de nombre d'onde positif  $k_z > 0$  doivent donc se développer initialement dans une bande d'épaisseur  $2d$  juste en dessous du point d'impact de l'AT. Par ailleurs, cette zone est le lieu de mouvements convectifs importants associés à la destruction des structures tourbillonnaires : ces OI sont marginales. Les OI possédant une composante verticale de nombre d'onde négatif,  $k_z < 0$ , peuvent se développer depuis l'altitude  $z/d = 2$  jusqu'à la fin de la stratification dans un milieu non perturbé par d'éventuels mouvements convectifs et sont les plus intenses.

Afin d'isoler chacune des 4 branches possibles, le spectre spatial de l'énergie de la [figure 3.14](#) est convolué avec un filtre permettant de ne conserver que certaines valeurs du couple  $(k_x, k_z)$  comme illustré sur la [figure 3.14 \(b\)](#). Dans cet exemple, la transformée de Fourier spatiale de  $\tilde{\psi}$  est convoluée avec une matrice remplie de 0 à l'exception de la zone grisée (zone B) ce qui permet de conserver la composante  $k_x > 0, k_z < 0$  et d'isoler un seul des quatre faisceaux d'onde. Une transformée de Fourier inverse spatiale est alors appliquée pour revenir dans l'espace réel et représenter les champs de vitesse associés. Il sera choisi dans la suite de ne montrer les champs que pour l'instant  $Nt = 55.6$ .

Quatre filtres spatiaux dans l'espace de Fourier sont réalisés afin d'isoler les quatre cadrants possibles pour les couples  $(k_x, k_z)$  et dont les résultats après retour dans l'espace réel sont montrés sur la [figure 3.15](#). Sur cette figure, les champs de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  dans l'espace réel sont représentés pour chacun des quatre cadrants à  $Nt = 55.6$ .

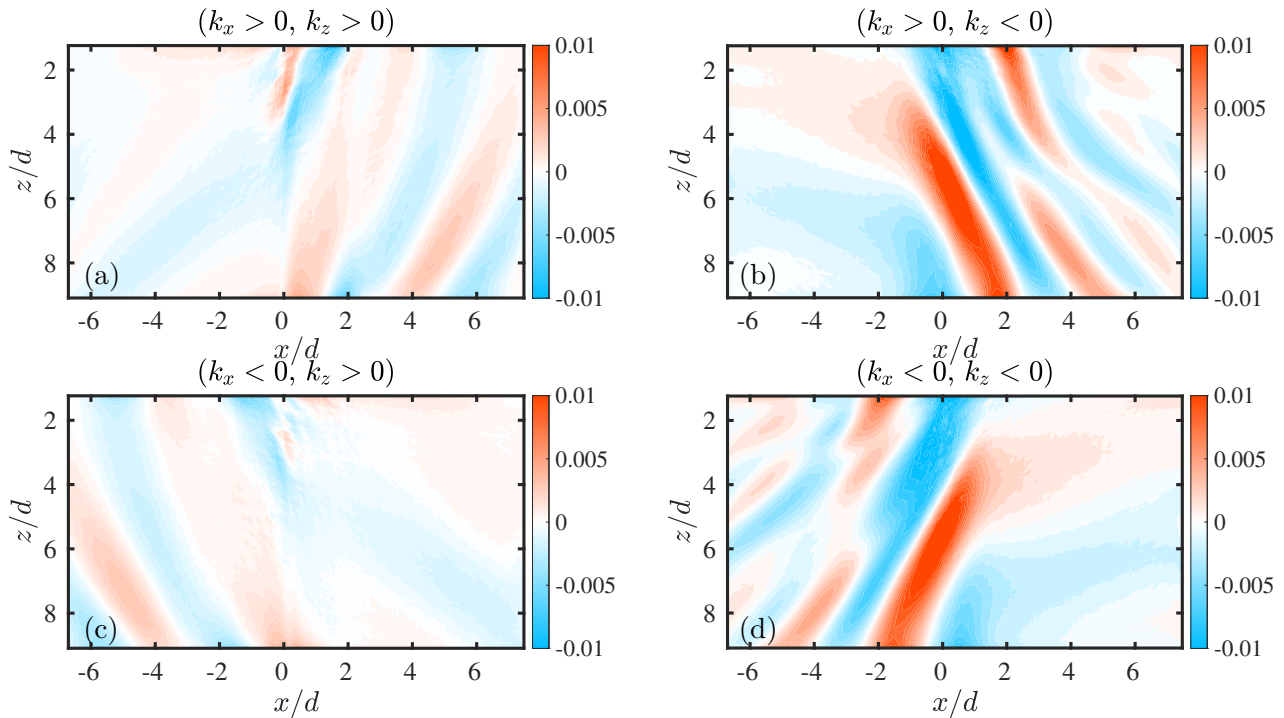


FIGURE 3.15: Champ de vitesse verticale après démodulation complexe et retour dans l'espace réel. (a) Filtre  $k_x > 0, k_z > 0$ . (b) Filtre  $k_x > 0, k_z < 0$ . (c) Filtre  $k_x < 0, k_z > 0$ . (d) Filtre  $k_x < 0, k_z < 0$ .

Les figures (a) et (c) correspondent à des OI générées entre le point de pénétration maximale de l'AT et le début de la stratification se propageant vers le bas ( $k_z > 0$ ). Les figures (b) et (d) correspondent à des ondes se propageant vers le haut ( $k_z < 0$ ). Il est à noter que les composantes continues  $\omega = 0$  et  $k_x = k_z = 0$  ne sont pas conservées par l'opération de filtrage afin de supprimer les éventuelles composantes liées à des mouvements cohérents autres que ceux liés aux OI. Sur la figure (b) (resp. d), des faisceaux alternativement bleus et rouges sont visibles pour les  $x/d > 0$  (resp.  $x/d < 0$ ). Ces faisceaux correspondent à des ondes se propageant vers la droite et la gauche respectivement. L'angle des faisceaux par rapport à la verticale n'est pas le même partout ce qui est une conséquence de l'aspect multifréquentiel des OI. Sur les figures (a) et (c), des faisceaux sont également visibles mais d'intensité moins grande que sur les cadrants (b) et (d). Comme évoqué précédemment lors de l'étude du spectre de la [figure 3.14 \(a\)](#), ces deux cadrants sont associés à des ondes se propageant selon  $+z$  et leur contribution reste faible par rapport aux ondes des cadrants (b) et (d). Il existe une excellente symétrie entre les faisceaux d'onde des figures (b) et (d) comme attendu. Néanmoins, il n'existe pas de symétrie entre les cadrants (a) et (c). On associe cette perte de symétrie aux mouvements convectifs, évoqués dans le paragraphe précédent, existant entre  $z/d = 0$  et  $z/d = 2$  suite à la destruction des

structures tourbillonnaires.

Afin de valider la méthode de démodulation complexe par quadrant utilisée, une comparaison entre le champ brut de vitesse et une reconstruction obtenue en sommant les 4 champs filtrés a été effectuée. Sur la [figure 3.16 \(a\)](#), le champ de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  du champ brut, avant traitement par transformée de Fourier, est représenté pour  $Nt = 55.6$ . Les traits noirs pour  $x/d > 0$  mettent en évidence la structure du champ d'ondes sous la forme de faisceaux. Une deuxième zone particulière est mise en évidence en vert pour  $x/d < 0$ . Sur la [figure 3.16 \(b\)](#), une reconstruction de la composante verticale adimensionnée du champ de vitesse est représentée et calculée comme la somme des quatre composantes obtenues après filtrage de la [figure 3.15](#). Les traits noirs de la figure (a) sont reproduits sur cette figure. Un excellent accord entre les deux champs est obtenu. Les différences existantes sont liées à la perte d'information résultant du filtrage des composantes continues  $\omega = 0$  et  $k_x = k_z = 0$ . Les champs ne sont pas constitués uniquement de faisceaux associés à un seul signe de vitesse verticale, comme sur les champs filtrés de la [figure 3.16](#). Cela est mis en évidence dans la zone encadrée en vert. Dans cette zone, la vitesse est négative pour  $z/d \in [0 : 5]$  puis positive pour  $z/d \in [5 : 8]$  et enfin négative pour  $z/d \in [8 : 10]$ . Cette alternance est due au fait que les différentes ondes générées par l'impact de l'AT ont commencé à interagir avec les ondes ayant eu le temps de rebondir sur les parois de la cuve à  $Nt = 55.6$ . Cette distribution de vitesse est cohérente si l'on superpose les champs de vitesse verticale des [figures 3.15 \(b-d\)](#).

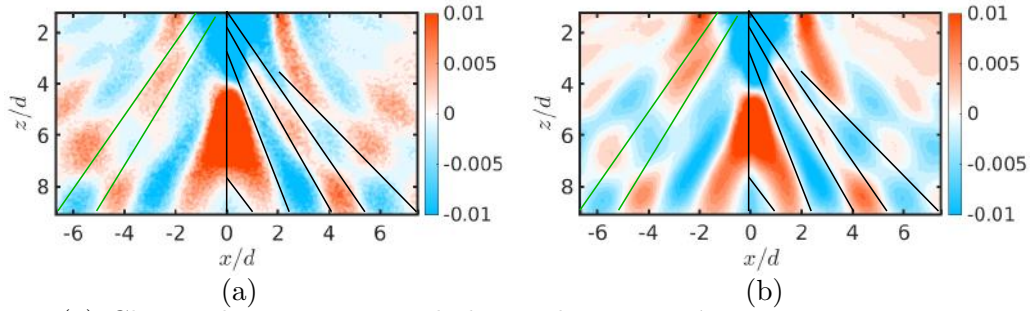


FIGURE 3.16: (a) Champ de vitesse verticale brut adimensionné par  $V_p$  pour  $Nt = 55.6$ . Les traits noirs pour  $x/d > 0$  mettent en évidence la structure du champ sous la forme de faisceaux. La zone verte indique une zone pour laquelle le signe de la vitesse verticale n'est pas unique. (b) Champ de vitesse verticale obtenu en sommant les quatre champs filtrés pour le même instant  $Nt = 55.6$ . Les traits noirs et verts de la figure (a) ont été reproduits à l'identique.

### 3.3.2.4 Contenu fréquentiel des ondes générées

Il est possible d'effectuer la démodulation complexe en réalisant un filtrage temporel autour d'une pulsation donnée  $\omega_n$ . Les champs de vitesse seront alors filtrés en temps de manière sélective et également en espace. L'intérêt du filtrage sélectif autour d'une fréquence est de pouvoir déterminer la répartition de l'énergie des OI sur les différentes pulsations possibles entre 0 et  $N$ . Lors de la première étape de démodulation complexe consistant à passer dans l'espace de Fourier temporel, au lieu de conserver uniquement les pulsations positives  $\omega > 0$ , un filtre centré autour de 18 pulsations  $\omega_n^* = \omega_n/N = [0.15 : 0.05 : 1]$  et de largeur  $2d\omega^* = 0.1$  est appliqué. Ainsi, seules les composantes spectrales associées à l'intervalle  $[\omega_n^* - d\omega^*, \omega_n^* + d\omega^*]$  sont conservées. Sur ces composantes filtrées en temps, la procédure de démodulation complexe permettant de réaliser le filtrage en espace est ensuite appliquée. Les champs réels associés à un quadrant  $(k_x, k_z)$  et une plage de pulsation  $[\omega_n^* - d\omega^*, \omega_n^* + d\omega^*]$  sont alors obtenus. La [figure 3.17](#) présente pour deux pulsations de filtrage  $\omega_n^* = [0.45, 0.9]$  les champs de vitesse verticale pour les quadrants  $(k_x < 0, k_z < 0)$  (a-c) et  $(k_x > 0, k_z < 0)$  (b-d) à  $Nt = 55.6$ . Les figures (a) et (b) sont associées à une pulsation de filtrage  $\omega_n^* = 0.45$  et les figures (c) et (d) à une pulsation de filtrage  $\omega_n^* = 0.9$ . L'angle des faisceaux avec la verticale est représenté sur



les figures (b) et (d) et a été déterminé à la main. L'angle des faisceaux avec la verticale est noté  $\alpha_1$  pour  $\omega_n^* = 0.45$  et  $\alpha_2$  pour  $\omega_n^* = 0.9$ . L'angle  $\alpha_2$  associé à une plus grande pulsation adimensionnée est plus petit que l'angle  $\alpha_1$ , en cohérence avec la relation de dispersion des OI (équation 1.10). Ainsi, la pulsation de filtrage impose un angle particulier pour les faisceaux d'OI.

Cette propriété va être vérifiée en déterminant l'angle fait par les faisceaux d'onde pour chacune des 18 pulsations  $\omega_n^*$ . L'angle  $\alpha$  est défini comme :

$$\alpha = \arccos\left(\frac{u}{\sqrt{u^2 + w^2}}\right) \text{ dans l'espace réel} \quad (3.10)$$

Il peut également être obtenu à partir du spectre spatial dans le repère  $(k_x, k_z)$  à partir de la relation suivante (cf. Lighthill [1978]) :

$$\tilde{\alpha} = \arccos\left(\frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}\right) \text{ dans l'espace de Fourier} \quad (3.11)$$

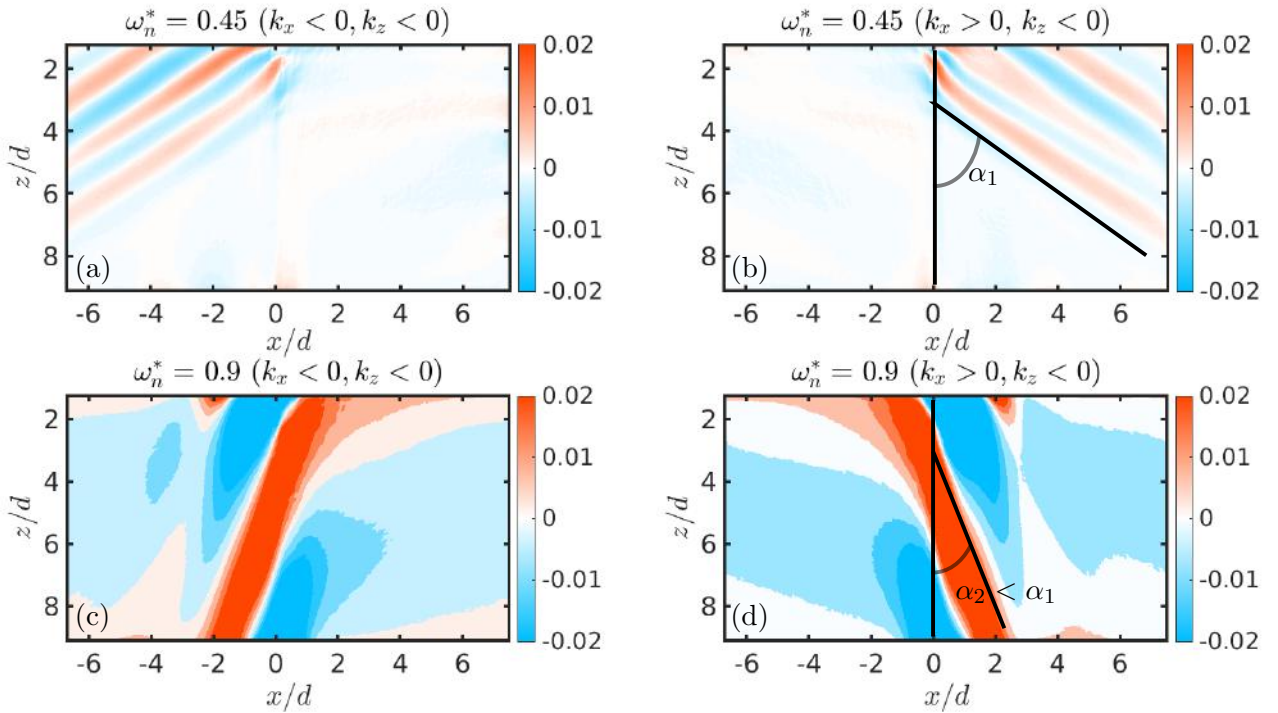


FIGURE 3.17: Champs de la composante verticale du champ de vitesse après démodulation complexe pour une filtre temporel centré autour d'une pulsation  $\omega_n^*$ . (a-b) :  $\omega_n^* = 0.45$ . (c-d) :  $\omega_n^* = 0.9$ . Les figures (a) et (c) (resp. b et d) correspondent au quadrant  $(k_x < 0, k_z < 0)$  (resp.  $k_x > 0, k_z < 0$ ) pour  $Nt = 55.6$ .

Dans la suite, il a été choisi de déterminer l'angle fait par les faisceaux d'onde à partir des données dans l'espace de Fourier spatial, pour éviter d'ajouter un éventuel biais de la transformée de Fourier inverse nécessaire pour le retour dans l'espace réel. Pour les cadrants B,  $(k_x > 0, k_z < 0)$ , et D,  $(k_x < 0, k_z < 0)$ , l'angle des faisceaux d'onde est déterminé pour chaque point à partir de l'équation (3.11). Un histogramme de l'énergie  $\tilde{E}/V_p^2$  dans l'espace  $(k_x, k_z)$  est construit pour chacun des six champs filtrés ce qui permet d'obtenir la répartition de l'énergie sur les angles  $\alpha$  en fonction de la pulsation de filtrage. La figure 3.18 est un exemple d'un tel histogramme pour  $\omega_n^* = 0.45$  à  $Nt = 55.6$ . L'énergie associée à chaque angle  $\tilde{\alpha}$ ,  $\tilde{E}_{\tilde{\alpha}}$ , est représentée pour des angles  $\tilde{\alpha}$  compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . La discrétisation de l'historgramme est telle que deux points successifs sont séparés de  $10^\circ$ . La ligne noire pointillée

verticale indique la valeur de l'angle associée à la pulsation  $\omega_n^* = 0.45$  si l'équation (1.10) est vérifiée, et vaut ici  $63^\circ$ .

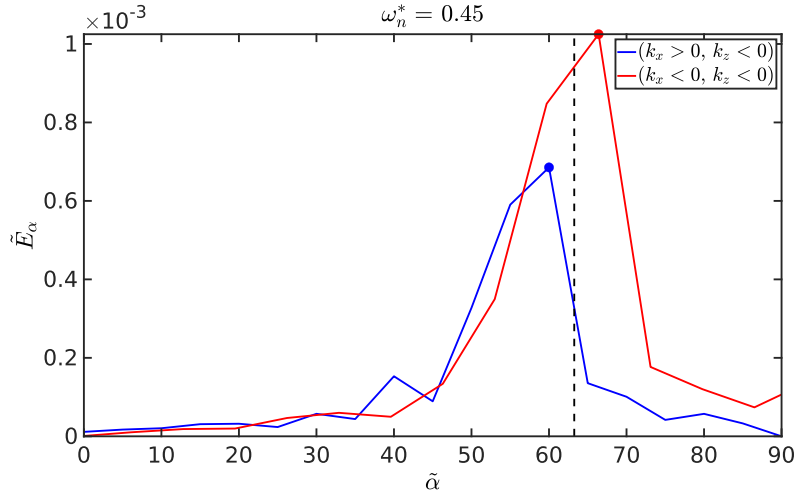


FIGURE 3.18: Histogramme de l'énergie  $\tilde{E}/V_p^2$  en fonction de l'angle  $\tilde{\alpha}$  pour le quadrant B, ( $k_x > 0, k_z < 0$ ) (bleu), et le quadrant D, ( $k_x < 0, k_z < 0$ ) (rouge), pour  $Nt = 55.6$ .

Sur cette figure, l'énergie est maximale pour deux valeurs de  $\tilde{\alpha}$  différentes, à savoir  $\tilde{\alpha} = 60^\circ$  pour le quadrant B et  $\tilde{\alpha} = 66^\circ$  pour le quadrant D. Ces valeurs maximales sont considérées comme l'angle fait par les faisceaux d'onde avec la verticale pour cette pulsation de filtrage. Ces valeurs sont assez peu éloignées de la valeur attendue de  $63^\circ$ . Le filtrage temporel a été fait sur une plage de pulsation centrée autour de  $\omega_n^* = 0.45$  mais d'une largeur  $2d\omega^* = 0.1$ , l'angle attendu est donc compris dans un intervalle  $\tilde{\alpha}_{att} \in [60 : 66]^\circ$ , ce qui correspond aux résultats. La résolution de l'histogramme n'a pas été augmentée ( $10^\circ$ ) car l'incertitude sur l'angle associée à l'intervalle de filtrage est celle qui domine.

L'opération est répétée pour chacune des 18 pulsations de filtrage afin de tracer la figure 3.19 (a). Cette figure représente la pulsation du filtrage  $\omega^*$  en fonction de l'angle  $\tilde{\alpha}$  fait par les faisceaux d'onde avec la verticale pour les quadrants B et D. La relation de dispersion des OI est représentée en noir. Les barres d'erreur verticales sont associées à la taille de la bande passante  $2d\omega^* = 0.1$  du filtre temporel et la barre d'erreur horizontale correspond à l'erreur en angle calculée comme  $err_\alpha = \arccos(\omega_i^* - d\omega^*) - \arccos(\omega_i^* + d\omega^*)$ . Il s'agit de la plus grande source d'erreur parmi l'erreur associée à l'histogramme en énergie et celle de la résolution temporelle de l'échantillon. Il est à noter qu'une valeur  $d\omega^*$  constante correspond à une erreur en angle non constante, évoluant comme un cosinus, de par la forme de la relation de dispersion. L'angle  $\tilde{\alpha}$  est obtenu pour chaque pulsation  $\omega_n^*$  comme étant l'angle pour lequel l'énergie d'agitation dans l'espace de Fourier  $\tilde{E}_{a_i} = \tilde{u}^2 + \tilde{v}^2$  est maximale. Un bon accord est observé entre les points expérimentaux et la relation de dispersion des OI. Il s'agit d'une ultime confirmation que l'AT génère bien des OI lors de l'impact sur la stratification.

Enfin, il est possible de regarder la répartition de l'énergie d'agitation, obtenue par les histogrammes, sur les différentes fréquences  $\omega_n^*$  comme représenté sur la figure 3.19 (b). L'énergie d'agitation pour les deux quadrants d'intérêt adimensionnée par  $V_p^2$  est représentée en fonction des différentes pulsations de filtrage  $\omega_n^*$ . Un comportement similaire pour les deux quadrants est observé, ce qui est cohérent avec l'axisymétrie du problème. L'énergie d'agitation est maximale pour la pulsation  $\omega_n^* = 0.85$  soit un angle  $\tilde{\alpha} = 32^\circ$ . Ce résultat fait écho à l'étude de Ansong et Sutherland [2010] (voir leur figure 15) où les OI excitées par un panache permanent impactant une stratification avaient une fréquence centrée autour de  $\omega^* = 0.7$  et à l'étude de Brandt et Shipley [2019] dans laquelle les OI générées par un panache impulsif généré dans une zone stratifiée ont une pulsation  $\omega^* \sim [0.4 - 0.7]$ .

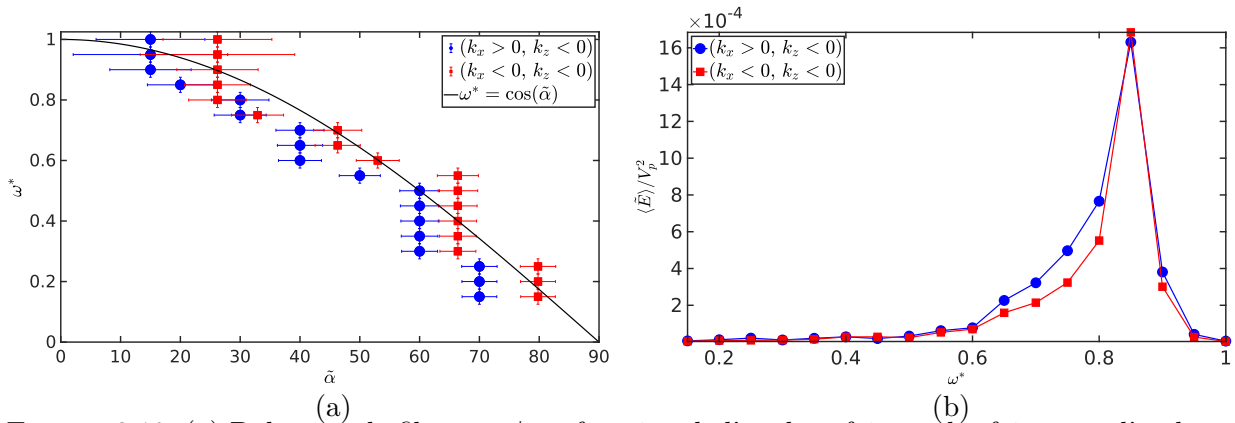


FIGURE 3.19: (a) Pulsation de filtrage  $\omega^*$  en fonction de l'angle  $\tilde{\alpha}$  fait par les faisceaux d'onde avec la verticale. L'opération est effectuée dans les cadrants  $(k_x > 0, k_z < 0)$  et  $(k_x < 0, k_z < 0)$ . La relation de dispersion des OI est représentée en noir. (b) Energie d'agitation adimensionnée associée à chaque pulsation de filtrage  $\omega_i^*$  pour chacun des deux cadrants  $(k_x > 0, k_z < 0)$  (bleu) et  $(k_x < 0, k_z < 0)$  (rouge) sur lesquels la majorité de l'énergie des OI se situe.

L'aspect instationnaire du forçage a été ignoré dans le protocole de démodulation complexe, tout se faisant comme si l'amplitude des ondes étaient constante. Afin de préciser la comportement instationnaire des OI générées, la [figure 3.20](#) présente l'évolution temporelle du champ de vitesse vertical adimensionnée  $w/V_p$  dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ .

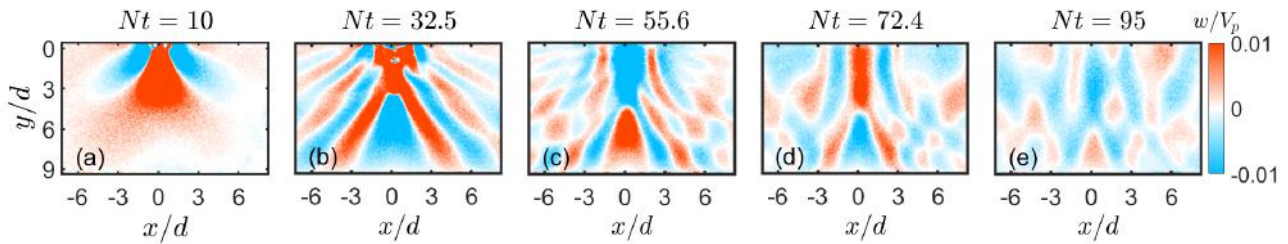


FIGURE 3.20: (a-e) Evolution de la composante verticale adimensionnée du champ de vitesse  $w/V_p$  en fonction du temps dans la zone stratifiée.

A  $Nt = 10$  les OI commencent à se développer avec une très bonne symétrie de part et d'autre de l'axe de propagation de l'AT. A  $Nt = 32.5$ , les faisceaux d'onde sont inclinés d'environ  $40^\circ$  par rapport à la verticale et sont bien définis. La symétrie gauche/droite est encore quasi parfaite. La figure (c), à  $Nt = 55.6$ , est la même que la [figure 3.16 \(a\)](#). Les faisceaux sont moins bien définis avec une superposition des différents types d'ondes générées. Il n'est à ce stade plus possible de définir vraiment d'orientation principale des faisceaux d'onde, à moins d'utiliser la démodulation complexe. L'intensité de la composante verticale de vitesse est plus faible qu'à l'instant précédent et les faisceaux encore visibles forment un angle plus faible avec la verticale. A  $Nt = 72.4$  et  $Nt = 95$ , l'intensité de la vitesse verticale a encore diminué et il n'est plus du tout possible de distinguer une structuration sous la forme de faisceau. A ce stade, les interactions entre les différentes ondes générées sont importantes, rendant la lecture plus compliquée.

La [figure 3.21 \(c\)](#) présente un diagramme spatio-temporel de la composante horizontale de vitesse adimensionnée dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  pour une altitude  $z/d = 3.5$  entre les instants  $Nt = 10$  et  $Nt = 30$  pour un tir normal associé à  $Fr = 1.8$ . L'altitude correspond à  $1.5d$  de plus que la profondeur maximale de pénétration atteinte par l'AT, de sorte à ce qu'aucun mouvement convectif lié à la structure tourbillonnaire ne soit pris en compte. La gamme temporelle a été choisie

pour qu'aucune onde réfléchiée sur les parois n'ait eu le temps de revenir dans le champ de mesure. Cette précaution n'était pas nécessaire dans le cas de la démodulation complexe par transformée de Hilbert. La séparation des ondes en fonction de leur nombre d'onde permet de filtrer les éventuelles non linéarités liées à une réflexion sur les parois.

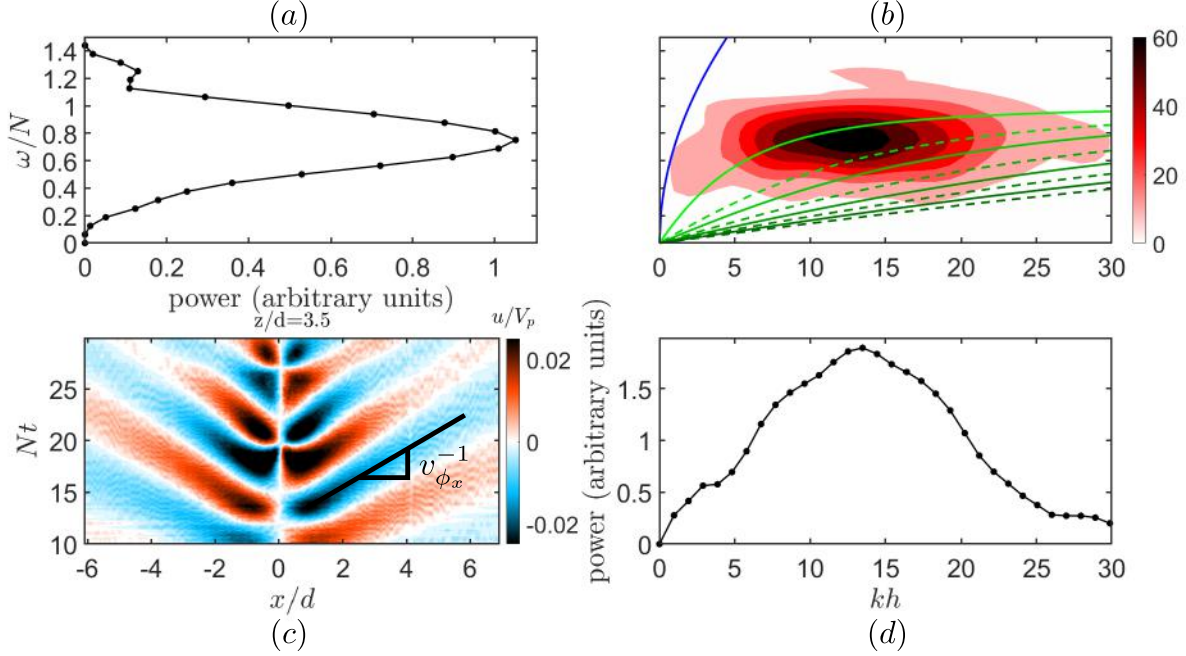


FIGURE 3.21: (a) Spectre en fréquence obtenu en moyennant selon le nombre d'onde horizontal  $k$  de (b), où (b) correspond au spectre moyen des diagrammes spatio-temporels à différentes altitudes. Les solutions de l'équation (3.12) sont représentées en vert. La courbe bleue correspond au cas limite des ondes de surface. (c) Diagramme spatio-temporel de la vitesse horizontale pour  $z/d = 3.5$  entre  $Nt = 10$  et  $Nt = 30$ . (d) Spectre en nombre d'onde obtenu en moyennant selon toutes les pulsations possibles de (b).

Le diagramme spatio-temporel permet d'obtenir une estimation de la composante horizontale de la vitesse de phase,  $v_{\phi_x}$ , cette dernière correspondant à l'inverse de la pente faite par les faisceaux d'ondes sur le diagramme. On trouve une valeur de  $v_{\phi_x} \sim 2 \text{ cm.s}^{-1}$ . Les diagrammes spatio-temporels pour toutes les altitudes comprises entre  $z/d = 3.5$  et  $z/d = 8$  par pas de  $0.1d$  ont été calculés ainsi que leur spectre 2D par transformée de Fourier.

Le spectre moyen dans l'espace  $(kh, \omega/N)$  est obtenu en moyennant les spectres aux différentes altitudes et représenté sur la figure 3.21 (b). Dans le cas d'une stratification peu épaisse ( $h \sim d$ ), Léard *et al.* [2020a] ont dérivé une relation de dispersion pour les OI générées suite à l'impact :

$$2\alpha \cos(\alpha kh) + (1 - \alpha^2) \sin(\alpha kh) = 0 \quad (3.12)$$

où  $\alpha^2 = \left(\frac{N}{\omega}\right) - 1$ ,  $k$  est le nombre d'onde horizontal et  $h$  l'épaisseur de la stratification. Les solutions de cette relation de dispersion sont également tracées sur la figure 3.21 (b).

Le spectre moyen est très étalé selon  $kh$  et condensé selon  $\omega/N$  sur une bande comprise sur l'intervalle  $\omega/N \sim 0.4 - 1$ . L'énergie maximale se trouve pour  $kh \sim 12.5$  et  $\omega/N \sim 0.75$ . Les valeurs de  $kh < 5$  correspondent à des longueurs d'onde supérieures à la taille du champ de mesure : les valeurs d'énergie sur le spectre pour cette gamme de  $kh$  ne correspondent donc à rien de physique. Contrairement à l'étude de Léard *et al.* [2020a], il n'y a pas de sélection d'un mode particulier (et

donc d'une branche de la relation de dispersion). La stratification étant beaucoup plus épaisse que la dimension caractéristique de l'AT, tous les nombres d'onde sont susceptibles d'exister, contrairement au cas confiné de Léard *et al.* [2020a]. Les figures 3.21 (a-d) présentent l'énergie moyenne du spectre en fonction de la pulsation adimensionnée (a) et du nombre d'onde horizontal adimensionné (d), d'une manière similaire à Ansong et Sutherland [2010] (voir leur figure 5). De la même manière que Ansong et Sutherland [2010], une valeur caractéristique de la pulsation adimensionnée,  $\omega_c^*$  et du nombre d'onde adimensionné,  $k_c^*$ , des OI est obtenue en réalisant une moyenne pondérée des courbes (a) et (d). On trouve  $\omega_c^* = 0.68 \pm 0.2$  et  $k_c^* = 14.8 \pm 5$ . La valeur de la pulsation caractéristique est cohérente avec les résultats du filtrage par transformée de Hilbert aux incertitudes près. La pulsation caractéristique correspond à une longueur d'onde horizontale de l'ordre de 8 cm, soit environ deux fois le diamètre de l'AT (chapitre 1).

Cette procédure a été reproduite pour différentes valeurs du nombre de Froude afin de voir l'influence de ce paramètre sur les OI générées. La figure 3.22 présente l'évolution du nombre d'onde caractéristique adimensionné,  $k_c^*$ , (a) et de la pulsation caractéristique adimensionnée,  $\omega_c^*$  (b), en fonction du nombre de Froude. Les barres d'erreur correspondent à la demi-largeur à mi-hauteur des spectres moyens en nombre d'onde et en fréquence (figs. 3.21a-d). Le nombre d'onde caractéristique adimensionné n'est pas affecté par la valeur du nombre de Froude. Cela conforte l'idée que ce sont principalement les dimensions de l'AT qui impose la longueur d'onde. La pulsation caractéristique évolue peu avec le nombre de Froude même si une légère tendance à l'augmentation avec ce dernier est visible (bien que les barres d'erreur soient très larges). Ce comportement est à mettre en relation avec la vitesse de l'AT qui est la source des OI et qui augmente avec le nombre de Froude.

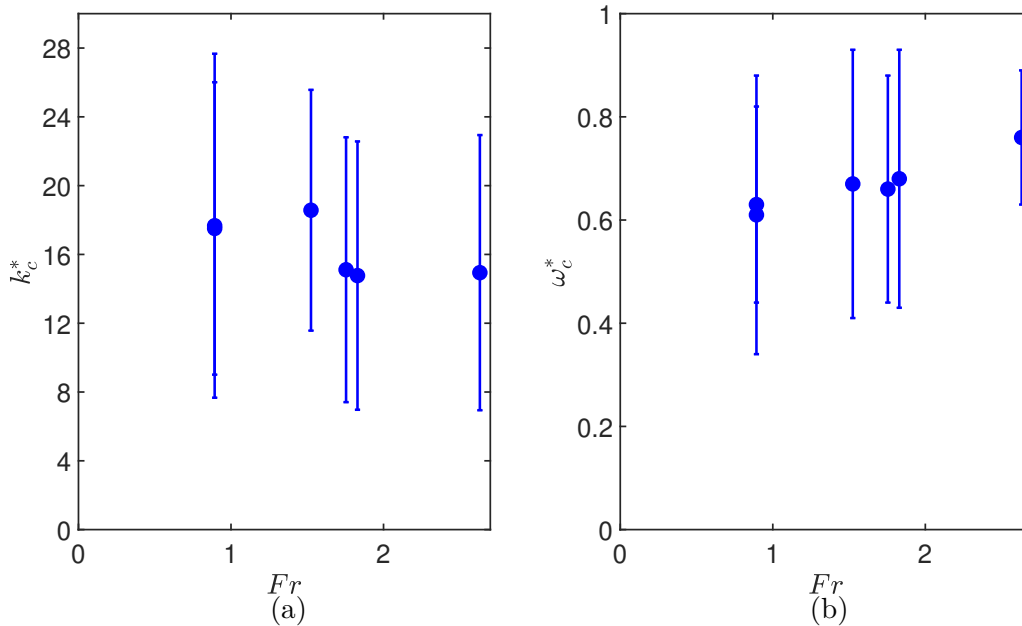


FIGURE 3.22: (a) Evolution du nombre d'onde caractéristique (a) et de la pulsation caractéristique (b) des OI en fonction du nombre de Froude pour l'impact normal.

Pour le **régime englobant**, les différentes mesures de champ de vitesse 2D et 3D ont permis de mettre en évidence une distribution du champ de vitesse sous la forme de cônes imbriqués avec différents angles au sommet. Cette réponse de la stratification est caractéristique d'OI générées par l'impact de l'AT sur la stratification, comme cela a pu être observé lors de l'impact d'un panache (Ansong et Sutherland [2010]) ou d'un AT sur une stratification peu épaisse (Léard *et al.* [2020a]). De par la forme de la relation de dispersion des OI, la présence de cônes ayant des angles différents est signe qu'un continuum de fréquences est excité lors de l'impact de l'AT. Les OI générées présentent une symétrie de révolution que les mesures de 4D-PTV ont permis de mettre en évidence. L'évolution

temporelle des OI est instationnaire avec une amplitude qui décroît. Le contenu spectral des OI a été caractérisé à l'aide de la transformée de Fourier et de la démodulation complexe. La possibilité d'isoler les ondes en fonction du signe des composantes de leur vecteur d'onde a été exploitée afin de quantifier la répartition de l'énergie sur les 4 cadrants de l'espace  $(k_x, k_z)$ . L'exploitation du contenu spectral des champs de vitesse a permis de vérifier la relation de dispersion des OI. Par ailleurs, il a été montré que les OI générées à la pulsation  $\omega^* = 0.85$  étaient les plus énergétiques. Enfin, l'aspect instationnaire des OI a été illustré sur les champs de vitesse. Aux temps longs, les OI associées à différents nombres d'onde se superposent menant à un champ d'ondes que l'on peut difficilement associer à une pulsation particulière.



# Chapitre 4

## Dynamique 3D de l'impact d'un anneau tourbillonnaire incliné

### Sommaire

---

4.1	Préambule . . . . .	<b>93</b>
4.2	Introduction . . . . .	<b>95</b>
4.3	Experimental setup and 3D time-resolved metrology . . . . .	<b>97</b>
4.3.1	Experimental facility . . . . .	97
4.3.2	4D-PTV technique and validation . . . . .	99
4.3.3	Control parameters . . . . .	104
4.4	Vortex ring propagation . . . . .	<b>105</b>
4.5	Analysis of the vorticity field . . . . .	<b>106</b>
4.5.1	Normal impact ( $\theta = 0^\circ$ ) . . . . .	106
4.5.2	Inclined impact ( $\theta = 30^\circ$ ) : from donut to pancake . . . . .	109
4.6	Internal gravity wave generation . . . . .	<b>113</b>
4.7	Conclusion . . . . .	<b>118</b>
4.8	Caractéristiques du dipôle pour $Ri = 0.39$ . . . . .	<b>120</b>
4.9	Cas d'une faible perturbation ( $\theta = 5^\circ$ ) . . . . .	<b>124</b>
4.10	Influence du nombre de Richardson pour $\theta = 30^\circ$ . . . . .	<b>128</b>

---

### 4.1 Préambule

Dans ce chapitre, la dynamique tourbillonnaire et les OI générées sont étudiées dans le cas d'un tir incliné. Peu d'études se sont intéressées à l'impact d'un AT incliné sur un milieu stratifié. [Tryggvason et Unverdi \[1991\]](#) ont effectué des simulations numériques d'une paire de tourbillons contra-rotatifs impactant un bicouche et ont analysé la génération de vorticité barocline asymétrique dans le cas d'un AT incliné de  $45^\circ$  par rapport à la verticale. Plus tard, [Stock \[2006\]](#) a réalisé durant sa thèse des simulations numériques 3D d'AT inclinés de  $45^\circ$  sur un bicouche également en se focalisant sur la dynamique de réorganisation de la vorticité aux temps courts. La perte de symétrie de la réorganisation du champ de vorticité impose l'utilisation de diagnostics tridimensionnels afin de capturer l'ensemble des phénomènes en jeu. D'autre part, [Kuehn et al. \[2010\]](#) ont réalisé des expériences d'AT inclinés et impactant un bicouche pour différents angles de tir et différents sauts de densité. Les auteurs se sont notamment concentrés sur la balistique de l'AT. L'AT est capable de pénétrer l'interface pour les angles de tir inférieurs à  $70^\circ$  et au-delà peut être réfléchi par l'interface. Dans le cas pénétratif, un phénomène de réfraction a été mis en évidence à partir du suivi de l'AT : l'angle fait par l'AT avec la



verticale diminue suite à la traversée de l'interface.

Dans ce chapitre, l'angle de tir est fixé à une valeur de  $\theta = 30^\circ$  et des mesures 3D sont réalisées à l'aide du dispositif de 4D-PTV introduit au [chapitre 2](#) pour une valeur donnée du nombre de Richardson  $Ri = 0.39$ , correspondant à un nombre de Froude  $Fr = 1.8$ . Les champs de vitesse 3D aux temps courts permettent de mettre en évidence la perte de symétrie lors de la reconfiguration du champ de vorticité ainsi que l'influence de cette brisure de symétrie sur les OI générées aux temps longs. Cette étude a fait l'objet d'un article soumis à la revue *Physical Review Fluids* actuellement en cours de révision. Ce chapitre contient la deuxième version de l'article après correction des rapporteurs ainsi que des compléments à cette étude. Il est à noter que dans cet article l'origine des temps,  $t = 0$ , correspond au début du mouvement du piston, contrairement au reste du manuscrit. La [section 4.3](#) est a priori redondante avec le contenu du [chapitre 2](#) et reproduite dans un souci de cohérence par rapport à l'article mais le lecteur peut laisser de côté cette section. Dans la [section 4.8](#), des précisions et des développements supplémentaires concernant les caractéristiques de la réorganisation de l'écoulement sont présentés en fonction des paramètres de génération de l'AT.

# Three-dimensional measurements of an inclined vortex ring interacting with a density stratification.

Johan Pinaud, Julie Albagnac, Dominique Anne-Archard,  
Sébastien Cazin, Zeinab Rida and Pierre Brancher

Under revision for Physical Review Fluids

## Abstract

Vortex rings are generated every time an impulsive jet occurs in a homogeneous fluid, for instance in thermal or density plumes in environmental applications. Those vortical structures, often referenced as building blocks of turbulence, exist on a wide range of scales. The velocity field associated with these toroidal vortical structures makes them self-propagating. Such vortices are likely to carry mass and momentum along their path and are therefore good candidates for mixing. The present experimental study focuses on the dynamics of a light homogeneous and axisymmetric vortex ring impinging, with a given angle  $\theta$  to the vertical, a layer of fluid stably stratified in density. Three-dimensional time-resolved Particle Tracking Velocimetry technique is set up to highlight the response of the stratified layer that is characterized by the generation of baroclinic vorticity and internal gravity waves. For the experimental parameters of the present study, the vorticity generation and reorganisation, as well as the internal gravity waves in the stratified layer are shown to remain axisymmetric for normal impacts, while symmetry breaking is observed when the vortex ring propagation axis is not aligned with the density gradient. For inclined impact, the reorganization of the flow in the form of a vertically flattened dipolar structure is observed and characterized. The internal waves in this case exhibit two intense zones located at the dipole cores.

## 4.2 Introduction

Vortex rings are ubiquitous toroidal coherent structures observed each time an impulsive jet occurs. Consequently, vortex rings can be associated with the main order of many natural phenomena such as smoke rings during volcano eruptive events, plumes in convection zone at planetary or stellar scale [Dintrans \*et al.\* \[2005\]](#), or wakes downstream of beating structures [Lauder et Drucker \[2002\]](#); [Linden et Turner \[2004\]](#). In addition, vortex rings, made of azimuthal vorticity, have the ability of propagating along their symmetry axis by self-induced effect, transporting mass and momentum on their way. Hence, vortex rings evolving in homogeneous fluids have been studied in the minutest detail for decades [Maxworthy \[1972, 1977\]](#); [Saffman \[1978\]](#); [Shariff et Leonard \[1992\]](#); [Widnall \*et al.\* \[1974\]](#) and their behavior in stratified flows are the object of recent studies (see for instance [Advaith \*et al.\* \[2017\]](#); [Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#)). [Olsthoorn and Dalziel \[2017a\]](#) recently depicted the three-dimensional vortex-ring azimuthal instability in the presence of a stratified interface by reconstruction of the whole 3D field thanks to multiple experiments. The transport properties of vortex rings have also been explored in many ways : encapsulation of functional component inside frozen vortex rings [An \*et al.\* \[2016\]](#), jellyfish swimming by reaction [Shadden \*et al.\* \[2006\]](#), or more recently dandelion seed flight [Cummins \*et al.\* \[2018\]](#).

Regarding environmental applications (oceans, atmosphere), most of the flows are stratified due to salinity and/or temperature vertical gradients. In such a background stratification, vertical perturbations of isopycnals can lead to internal gravity wave generation. Indeed, when a solid body oscillates in a density stratification, parcels of fluid that are initially laying at their equilibrium position are vertically displaced, becoming either heavier or lighter than their environment. They will subsequently

fall or ascend in order to return to their equilibrium vertical position, oscillating for a while around this particular position at a given frequency characteristic of the background stratification. This is the Brunt-Väisälä frequency, also called buoyancy frequency and defined as  $N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \left\| \frac{\partial \rho}{\partial z} \right\|}$ , where  $g$  is the gravity acceleration,  $\rho$  is a density of reference, and  $\left\| \frac{\partial \rho}{\partial z} \right\|$  is the absolute value of the vertical density gradient. So-called internal gravity waves are triggered if the solid body oscillates at frequencies  $\omega$  smaller than  $N$  Lighthill [1978]; Mowbray et Rarity [1967a].

In the atmosphere, vertical oscillations of updrafts and downdrafts can trigger internal waves in a way similar to that of an oscillating solid body. This phenomenon has been experimentally studied by Ansong and Sutherland Ansong et Sutherland [2010] who investigated a heavy plume normally impinging a linear stratification. In this case, internal waves were forced by vertical velocity fluctuations at the top of the plume. Recently, Brandt et al. Brandt et Shipley [2019] focused as well on the generation of internal waves by a heavy turbulent plume, this time impulsive, descending into a linear stratification. The plume reaches a maximum penetration depth and goes back up to its density equilibrium level. The authors noticed the generation of a transient internal wave field, carrying up to 10% of the initial energy associated with the forced plume. For vortex rings generated in a stratified layer and propagating quasi-horizontally, Scaze and Dalziel Scase et Dalziel [2006a] described the collapse of the initial vortex ring into a pancake-like dipolar vortex structure. Prior to the collapse, multifrequential internal gravity wave similar to that produced by a towed sphere (Scaze and Dalziel Scase et Dalziel [2006b]) or an horizontally-oscillating torus (Ermanyuk et al. Ermanyuk et al. [2017]) were observed. Internal waves forced by "soft structures" were also pointed out by Dintrans et al. Dintrans et al. [2005] in solar type stars in which cool convection plumes formed in the surrounding mantle impinge the inner radiative (and density stratified) zone, leading to the generation of internal waves likely to transport lithium to the star cores, and consequently acting on the star lifetime.

In most cases, the plumes are aligned with the density gradient. Therefore, several studies involving vortex rings launched along the vertical axis and impacting a stable stratification were undertaken in order to get a better understanding of the subsequent mixing. On the one hand, at small lengthscales, Linden Linden [1973] has suggested that vortex rings could represent elementary bricks of turbulence. He deduced entrainment rate laws for vortex rings generated in a homogeneous fluid and impacting a sharp density jump for several ratios of buoyant to shear forces, quantified by the Richardson number,  $Ri = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2}$ . On the other hand, as a simplification of previously mentioned larger lengthscales plume-like flows, Olsthoorn and Dalziel Olsthoorn et Dalziel [2017b] have submitted a 1-D model for the statistical mixing resulting from hundreds of vortex rings impinging a two-layer stratification Olsthoorn et Dalziel [2015]. The mixing rate, evaluated as the conversion efficiency from kinetic to potential energy, was finally shown to be Richardson independent. Other studies rather focused on the penetration and eventual reorganization of a single vortex ring impinging a stratification. Dahm et al. Dahm et al. [1989] and Stock et al. Stock et al. [2008] proposed a criterion based on *a priori* values of Atwood ( $At = \Delta \rho / 2\bar{\rho}$ ) and Richardson numbers to predict the complete, partial or non penetration of a vortex ring impinging a two-layer stratification. Advait et al. Advait et al. [2017] investigated the same kind of feature for a vortex ring impinging a finite linear stratification. Instabilities of the plume-like impinging structure were revealed for deep penetrative regimes Advait et al. [2017].

In the present study, we investigate the behavior of a single vortex ring impinging a linear density stratification much thicker than its characteristic lengthscales, as a function of its launch angle to the vertical  $\theta$ . The Reynolds number is fixed and ensures the generation of an axisymmetric vortex ring which keeps its axisymmetry as long as it propagates in a homogeneous fluid. The Richardson number as well is fixed and corresponds to a penetrative regime. Measurements are performed thanks to a time-resolved 3D-Particle Tracking Velocimetry technique (4D-PTV) developed recently by Schanz et al. Schanz et al. [2016, 2013b]. The experimental set-up and the measurement technique are detailed in section 4.3. Sections 4.4 and 4.5 give insights on the impinging vortex rings dynamics, respectively in terms of global propagation and vorticity rearrangement. In particular, the 3D reorganization of the primary vortex ring structure with the secondary baroclinic vorticity is examined for the *a priori* axi-

symmetric case associated with the normal impact. For the tilted vortex ring impact, the expected loss of axisymmetry is revealed and the reorganisation of the flow results in the generation of a pancake-like dipolar structure that spatial extension evolution in time is described. In section 4.6, the consequences of the impact of vortex rings in terms of internal gravity wave generation are evaluated as a function of the launch angle to the vertical. The dispersion relation of the excited waves is retrieved and shown to be that of internal gravity waves. For the inclined impact, the three-dimensional measurements reveal the loss of the cone feature of the wave pattern and the appearance of two intense horns located close to the newly generated dipolar vortex cores. Finally, section 4.7 presents the conclusions of the present work and perspectives for future research.

### 4.3 Experimental setup and 3D time-resolved metrology

#### 4.3.1 Experimental facility

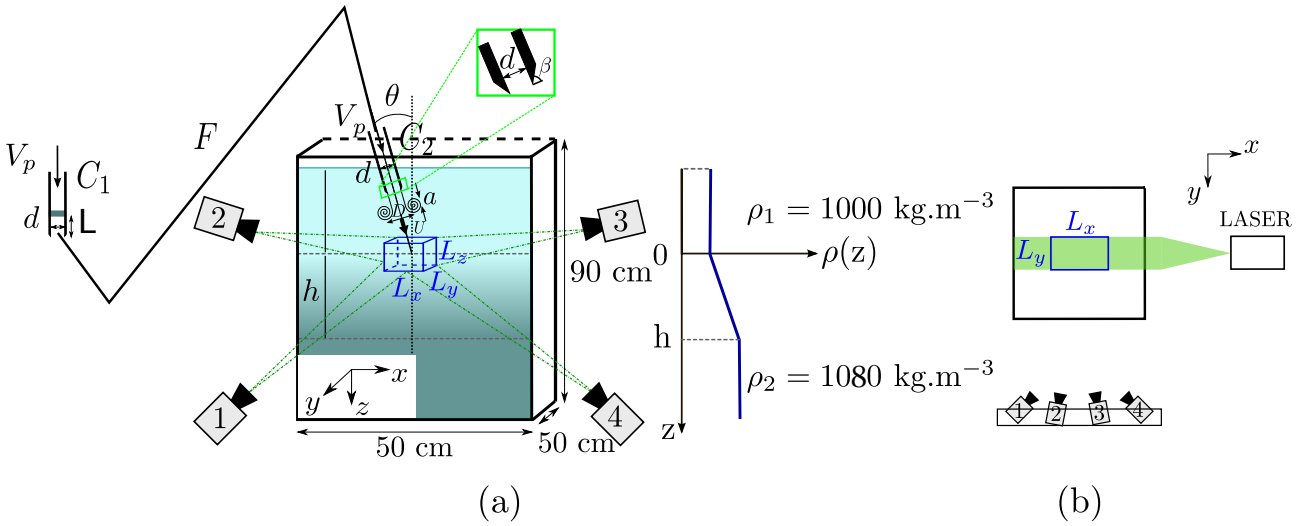


FIGURE 4.1: Sketch (not at scale) of the experimental setup. Complete view (a) and view from above (b).

**Vortex ring generator** Figure 4.1 shows a sketch of the experimental setup. Vortex rings are generated in a  $L \times W \times H = 50 \times 50 \times 90 \text{ cm}^3$  tank thanks to a deported piston-cylinder apparatus. Piston-cylinder apparatus allow to control the generation of vortex rings and have been employed in numerous studies (as an exemple see [Didden \[1979\]](#); [Gharib \*et al.\* \[1998\]](#); [Maxworthy \[1977\]](#)). In the present configuration the system is deported in order to easily adjust the orientation of the vortex ring launcher. A cylinder  $C_1$  (upper left part of figure 4.1(a)) is connected to a flexible tube  $F$ , itself connected to a rigid cylinder  $C_2$ , similar to  $C_1$ . Vortex rings are generated at the exit of  $C_2$  that is immersed in the tank. The whole system ( $C_1 + F + C_2$ ) is filled with the fluid lying in the upper part of the tank. A piston of diameter  $d = 2 \text{ cm}$ , that fits the inner diameter of  $C_1$ , can move up and down into the cylinder along its symmetry axis. The piston is connected to a step motor whose motion is controlled in both position and velocity by a computer. In the present study, the motion of the piston is set to be as close as possible to a gate signal : the piston starts at  $t = 0 \text{ s}$  and reaches its command displacement speed  $V_p$  in a few milliseconds, then it travels with the constant velocity  $V_p$  over a specific stroke  $L$ , and stops in a few milliseconds. The actual piston motion is recorded with a magnetic ruler and the agreement between the piston motion and the displacement command is checked for each run. A single piston velocity ( $V_p = 6 \text{ cm.s}^{-1}$ ) has been used in the present study.

In the following,  $z$  denotes the vertical descending direction and  $z/d = 0$  marks the linear stratification upper boundary. Here,  $x$  and  $y$  are respectively the horizontal direction aligned with the laser beam and the direction orthogonal to it, such that  $\vec{x} \times \vec{y} = \vec{z}$ . Horizontal axis origins ( $x/d = y/d = 0$ ) are located at the mid volume thickness in the two horizontal directions. The measurement volume is positioned so that the origin  $x/d = y/d = z/d = 0$  is aligned with the axis of the vortex ring launcher.

As compressibility is negligible for the piston velocity considered here, when the piston pushes a volume of fluid on a stroke length  $L$  in  $C_1$ , the same volume  $L\pi d^2/4$  is ejected at the exit of  $C_2$ . The stroke length is set to  $L = 3d$  in order to generate a single vortex ring [Gharib et al. \[1998\]](#) and the piston motion duration can reasonably be considered equal to  $t_p = 3d/V_p$ . The exit of  $C_2$  is sharpened by a bevel on the outside of the tube (angle  $\beta \sim 75^\circ$ , see figure 4.1(a)) to help the vortex ring formation through the coiling of the ejected vortex sheet. Once the piston stops at  $t^* = tV_p/d = 3$ , the vortex ring detaches from the exit of  $C_2$  and propagates away along its axis of symmetry by momentum conservation. The vortex ring propagating velocity  $V_{VR}$  is proportional to  $V_p$  :  $V_{VR} \approx 0.6V_p$  and its diameter  $D$  is proportional to the diameter  $d$  of  $C_2$  :  $D \simeq 1.5d$ , in good agreement with previous observations [Didden \[1979\]](#); [Gharib et al. \[1998\]](#).

The vortex ring axis of propagation initially coincides with the orientation of cylinder  $C_2$  that is set on a pivoting system and makes an angle  $\theta$  relative to the vertical. Two orientations are considered in the present study :  $\theta = 0^\circ$  (vertical launching) and  $\theta = 30^\circ$  (large deviation to the vertical). Whatever the orientation of  $C_2$ , the centerline of the tube exit is immersed at  $5d$  below the free surface to avoid any influence of the free surface on the vortex ring generation.

**Density stratification** The tank is filled through its drain hole at the bottom as described hereafter. First, a light homogeneous layer of density  $\rho_1 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  with a thickness  $10d$  is inserted. Then, the two tanks method described by Oster [Oster \[1965\]](#) is used to fill a stably linearly stratified layer of thickness  $11d$  going from  $\rho_1$  at its top to  $\rho_2 = 1080 \text{ kg.m}^{-3}$  at its bottom. A particular care was taken to fill the tank very smoothly in order to minimise mixing, with an injected flow generated by gravity and radially reoriented. Finally, a homogeneous layer of density  $\rho_2$  is gently injected underneath. At the end of the filling, as sketched in figure 4.1 (a), the light layer will extend from  $z/d = -10$  (free surface) to  $z/d = 0$ , the stratified layer will extend from  $z/d = 0$  to  $z/d = 11$  and the heavy homogeneous layer will extend from  $z/d = 11$  to  $z/d \approx 30$  (bottom of the tank). The light fluid of density  $\rho_1$  is a mixture of salted water and ethanol (20% in volume) so that the optical refractive index of the fluids used for the two tanks method are the same ( $n = 1.3553$  with a maximum uncertainty of  $10^{-4}$ ). The optical refractive index,  $n$ , being matched prior to the filling, it ensures that  $n$  is constant in the whole tank. Moreover, a viscosimeter was used to measure the dynamic viscosity of the light homogenous layer  $\mu_1 = 1.8 \text{ Pa.s}$ .

Vertical density profiles were measured with a translating conductivity probe before and after each vortex ring launch. A calibration of the conductivity probe is necessary and realised using five samples  $E_{i=1..5}$  made of different proportions of water, salt and ethanol. Samples  $E_1$  and  $E_5$  are made up of the light fluid at  $\rho_1$  (containing the highest concentration of ethanol) and the heavy fluid at  $\rho_2$  (without ethanol), respectively. The three other samples were obtained by mixing solutions  $E_1$  and  $E_5$  in the following proportions :  $E_2 = 25\%E_1 + 75\%E_5$ ,  $E_3 = 50\%E_1 + 50\%E_5$  and  $E_4 = 75\%E_1 + 25\%E_5$ . The samples density was measured using a portable density meter DMA from Anton-Paar with an accuracy of  $\pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$ . This incertitude spreads to the calibration of the conductivity probe leading to a global accuracy of  $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Olsthoorn and Dalziel [Olsthoorn et Dalziel \[2015\]](#) showed that a hundred launches were necessary to modify significantly the density profile and indeed, no alteration of the stratification was measurable after a single launch. An example of such a density profile measured with the conductivity probe is shown in figure 4.2. These measurements are usefull to properly define the upper boundary of the linear stratification  $z/d = 0$  and the density gradient in the linearly stratified zone. The buoyancy frequency, associated with the linearly stratified layer and defined as  $N = \sqrt{\frac{g}{\rho_1} \frac{\Delta\rho}{h}}$ , with  $g$  the gravity

acceleration,  $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$  and  $h$  the stratified layer thickness, is computed from the density profiles and is kept constant at  $N = 1.88 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ . Furthermore, note that the vortex rings generated in the present study are small and weak enough so that the linearly stratified layer is seen as an infinite one during the propagation of the rings.

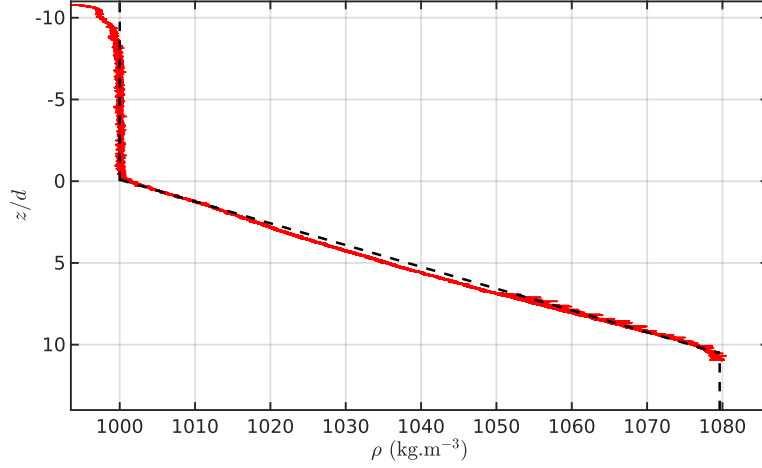


FIGURE 4.2: Vertical density profile targeted (dashed black) and measured with the conductivity probe (red).

#### 4.3.2 4D-PTV technique and validation

For the 3D measurements, a code developed by Davis was used. Nevertheless, it is necessary to be meticulous on numerous points to ensure the reliability of measurements and results obtained. The objective here is to present the various points of vigilance and validation of the calculation implementation.

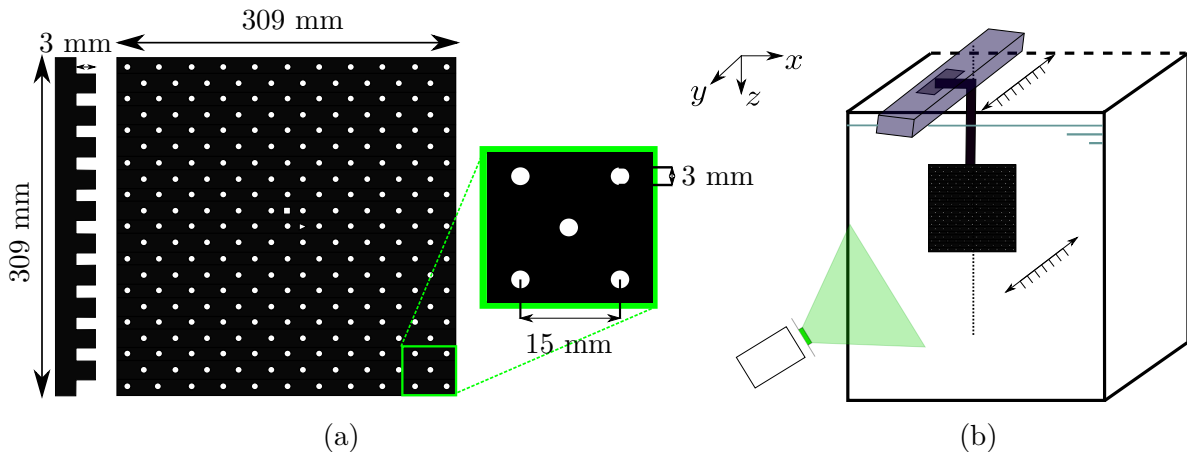


FIGURE 4.3: Sketches of the 3D bi-planar calibration target (a) and calibration setup (b). Figures are not at scale.

**Calibration of the setup (part 1) with a calibration plate** For the 4D-PTV technique, 3D trajectories of seeding particles are tracked by four cameras. The calibration allowing the volumetric reconstruction is of major importance and each step of this process is described hereafter.

First, the tank is filled with a homogeneous fluid with an optical refractive index  $n = 1.3553$ , equal to that of the final stratified tank. Then, as sketched in figures 4.3(a-b), a bi-planar calibration target

from LaVision (ref. 309-15-SSDP) is immersed in the tank alongside the tank front face. Details on the target size and pattern are given in figure 4.3(a). The calibration target, homogeneously illuminated with a white light, is set on a computer-driven translating stage in order to scan the volume of interest for our experiments, with an accuracy of  $1 \mu\text{m}$  on the target displacement. The target is moved along the  $y$  axis, stopping at seven positions spaced 25 mm apart from  $-75$  mm to  $+75$  mm and a hundred images are recorded at each position by the four cameras. For each calibration target position, after an averaging of one hundred images, an automated mark detection method detects each dot on the target. Among white dots, a white square and a white triangle engraved in the middle of the target allow the definition of the  $x$  and  $z$  axis origins. Finally, the spacing between dots being known precisely, the software can create the transfer function (TF) of the setup Schanz *et al.* [2013a]. The TF is the function allowing the reconstruction of the particle 3D position from the 4 frames taken by the 4 cameras. Once the first calibration step is done, the tank is emptied and refilled with the desired density stratification.

**Seeding and imaging** The tracers used in the present study are fluorescent red polyethylene microspheres from Cospheric<sup>©</sup>, diameter  $53 - 63 \mu\text{m}$  and density  $\rho_p = 1050 \text{ kg.m}^{-3}$ . Once the tank is filled with the density stratification, tracers are released in the top light homogeneous layer. After about two hours, tracers have settled and are seeding the linear stratification. In addition, tracers are regularly added in the top light homogeneous part of the tank in order to maintain an adequate amount of tracers in the volume of interest.

Particles are illuminated by a 527 nm,  $2 \times 60$  mJ-per-pulse laser from Photonics<sup>©</sup> (ref. Dm60-527-DH). An optical device expands the laser beam in order to illuminate a volume  $L_x \times L_y \times L_z = 15 \times 10 \times 25 \text{ cm}^3$  (see figure 4.1). Four high speed VEO640 Phantom cameras with a full resolution of  $2560 \times 1600$  pixels are synchronized and record sequences of 4D-PTV images at an acquisition frequency  $f_a = 150$  Hz. The four cameras have embedded memory (72Gb each) and can record more than 12000 images each.

The two top cameras, numbered 2 and 3 in figure 4.1(a), are tilted  $20^\circ$  downwards and the two bottom ones are tilted  $20^\circ$  upwards. All of them are fitted with 2-axis Scheimpflug mounts to deal with the oblique viewing set up and to reach the expected depth of focus. The camera support is standing alongside the tank front face and the optical distance between each camera and the tank is 140 cm. In order to minimize external optical noise, each camera lens (Zeiss 100 mm, f-number 8) is equipped with an optical high-pass filter at 540 nm so that only the fluorescent response of the seeding is received.

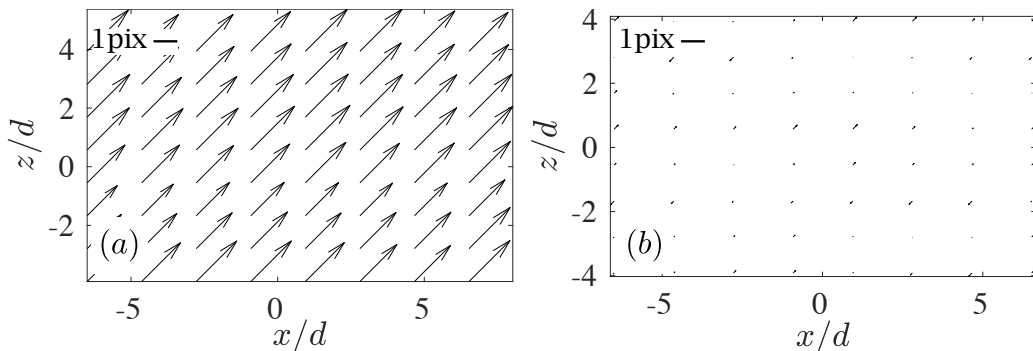


FIGURE 4.4: Example of the disparity maps obtained on one of the four cameras prior to the self-calibration step (a) with a mean magnitude of 1.88 pixels, and after the TF correction (b) with a mean magnitude of 0.08 pixels.

**Calibration of the setup (part 2) with the seeding, ie, "self-calibration" (Wieneke Wieneke [2008])** The calibration obtained with the translating target in the volume of interest is not

perfect due to uncertainties on the plate displacement, on the pattern positions and on potential remaining optical distortions. Moreover, the global optical set up changes slightly for various reasons (vibrations, thermal expansions, etc. . .) and especially, in the present case, during the draining of the homogeneous calibration tank and the filling of the final stratification. A second calibration step, called volume self-calibration, implemented in the Davis software and based on the work of Wieneke [2008] is therefore necessary. The volume self-calibration corrects the first calibration function performed in the homogeneous tank using informations of real particle seeding in the final stratified configuration. The principle of the volume self-calibration consists in identifying referent particles, the brightest ones, in raw images of one of the cameras by triangulating (allowing a given triangulation uncertainty) their world positions as closely as possible using the three other camera's view and associated first mapping functions. Differences between real particle positions in raw camera images and particle coordinates obtained by the back projection of the best matches particles world positions in the volume are called disparities. Disparities are processed summing subvolumes contributions of the illuminated volume in order to ensure the robustness of the correction method. In practice, the stratified tank is seeded with particles and a weak flow is generated using a small grid gently towed in the top homogeneous light layer in order to record images with different particle localisations. Figure 4.4(a) shows displacement corresponding to the disparity, or mismatch, between particle positions measured directly in the raw image and the ones obtained by the triangulation process based on the first calibration function. Several disparity maps from a hundred non-correlated recording are summed for better statistics Wieneke [2008] in order to correct the calibration function. If the calibration was perfect, disparity maps would show zero displacement. Here, displacements are oriented in the same direction and reveal a mean movement of the considered camera from the bottom left corner towards the top right one with a mean magnitude of 1.88 pixels. Then, a new calibration function based on the first one and corrected from the disparity map is calculated. Once this correction applied, a new disparity map is built and shown in figure 4.4(b). After this step, if displacements are of order  $10^{-1}$  pixel, which is the case here with a mean magnitude of 0.08 pixels, the new calibration function becomes the one that will be used for the following computations. Otherwise, a third calibration function is computed to correct the previous one and so on until displacements are less than  $10^{-1}$  pixel for all components. Once the process has converged, an Optical Transfer Function (OTF) is generated Schanz *et al.* [2013a]. This OTF takes into account the shape of groups of particles in subvolumes seen by each camera and is useful for the Lagrangian tracking as it facilitates the recognition of particles in consecutive frames.

**Trajectory computation with the Shake The Box algorithm** Images are acquired using DaVis 8.4.0 software and processed using the state of the art Shake The Box (STB) algorithm developed for the 4D-PTV tracking of particles by Schanz *et al.* [2013a] and implemented in the commercial software of LaVision. The algorithm runs through three phases : initialization phase, convergence phase and converged phase.

During the initialization phase, the first  $n_{init}$  frames of a data-set are used. Particles are identified using an iterative triangulation method (IPR) in the  $n_{init}$  frames Schanz *et al.* [2013a]. If a given particle is found in the whole  $n_{init}$  frames, it is considered as a true particle and its trajectory is recorded, otherwise this particle is considered as a ghost particle and is excluded from the calculation. Here,  $n_{init}$  was fixed to 4. Consequently, there are always at least 4 consecutive tracked positions for each particle trajectory.

During the convergence phase, the algorithm takes benefit from the gained tracks to predict particle positions on the next time-step, *ie*, corresponding to images  $n_{init} + 1$ . The predicted particle positions are close to the real one and their position is refined using 'shaking' : predicted particle positions are slightly shaken to minimize the residual image between the experimental frame and the virtual frame resulting from the predictions.

An additional correction step is performed based on intensity criterion to suppress ghost particles. After these prediction and correction steps, new particles are identified in the residual images and will be eventually considered as true particles if they exist, again, at least in 4 consecutive images on each



camera.

After a few time-steps, the algorithm converges to a stable state where the total number of tracked particles does not change significantly anymore. At this stage, changes in number of tracks is mostly associated with new particles entering or leaving the measurement domain.

The use of the trajectory history to predict the next position of a particle makes the computation very efficient in terms of speed and precision. Hence, STB algorithm can work with highly seeded flows and track hundreds of thousands particles per time step. Schanz et al. [Schanz \*et al.\* \[2016\]](#) showed that the number of particles per pixel (ppp) does not affect the quality of the lagrangian tracking and STB algorithm works well up to 0.125 ppp even if 0.05 ppp is a more standard density. In our case, the seeding is less dense and range from 0.002 ppp to 0.007 ppp.

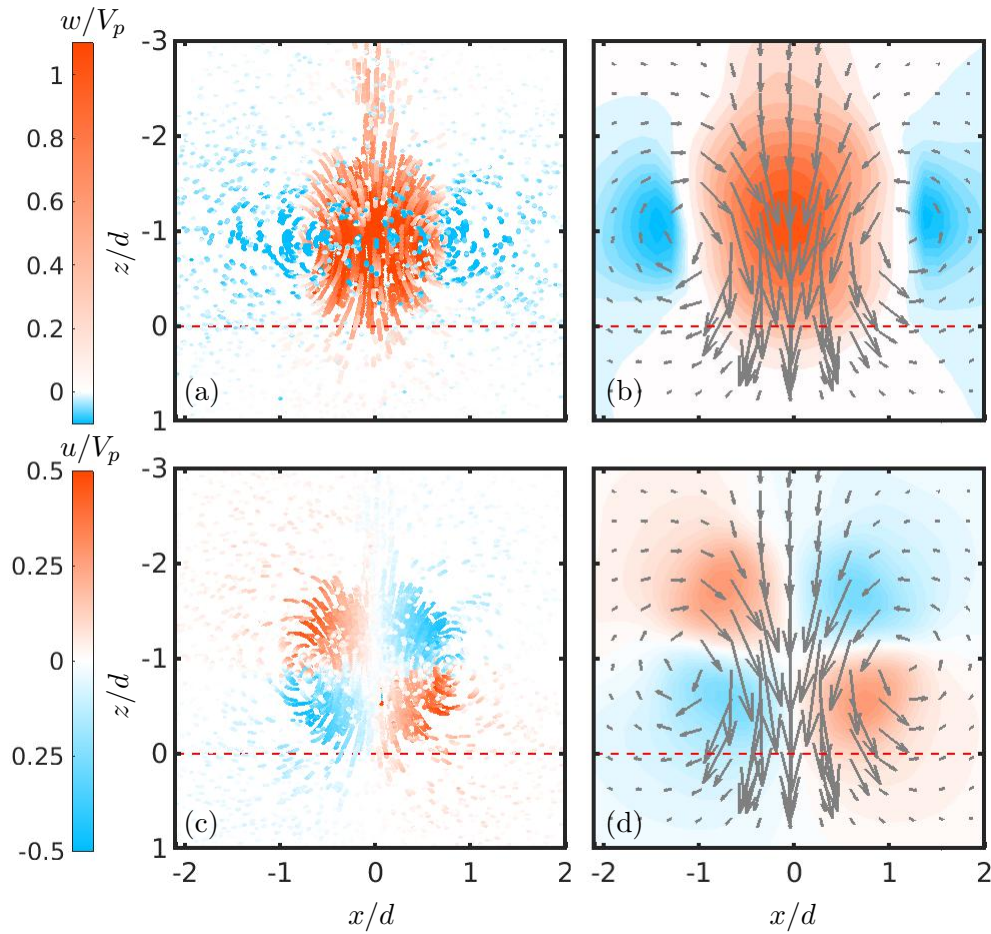


FIGURE 4.5: Vortex ring vertical (top, (a) and (b)) and spanwise (bottom, (c) and (d)) velocity in the vortex ring vertical symmetry plane  $y/d = 0$  before a normal impact ( $\theta = 0^\circ$ ) with the linear stratification. On the left ((a) and (c)), 25 consecutive particle positions extracted from Lagrangian data on the whole volume depth ( $y/d \in [-2.5, 2.5]$ ) are plotted. On the right ((b) and (d)), iso-contours of velocity are derived from Eulerian data, along with the quiver of the velocity ( $u, w$ ). Velocities and positions are non-dimensionalized with the piston velocity  $V_p$  and diameter  $d$ , respectively.

**Processed data format** Data obtained after the processing detailed above are 3D-Lagrangian trajectories, along with their instantaneous velocity and acceleration. Then, a projection of the Lagrangian data on an Eulerian grid is realized using LaVision software Davis 840. The volume is divided in cubic voxels of 100 pixels per side. At each time step, if there is at least 3 particles inside a voxel, the average

velocity is computed and gives a Eulerian velocity vector for this voxel. Then, the voxel is slid by 25 pixels in all the directions (giving an overlap of 75%) and the process is repeated. By the end, Eulerian velocity fields are obtained on a grid with cubic meshes of 25 pixels per side, or equivalently, 3.1 mm per side. This projection is particularly useful to obtain Eulerian quantities such as vorticity that is computed using a simple central finite differencing scheme and is of great interest for our study. In the following, both Lagrangian and Eulerian data will be used to illustrate several phenomena in the impacting vortex ring dynamics and subsequent incidences on the density stratification in term of internal wave generation.

Figure 4.5 illustrates Lagrangian (left) and Eulerian (right) representations of the vortex ring impacting normally the linear stratification, with the same velocity component at the same time. Figures 4.5(a-b) show Lagrangian and Eulerian non-dimensional vertical velocity  $w/V_p$  in a vortex ring vertical symmetry plane  $(x/d, z/d)$ , while figures 4.5(c-d) show the spanwise velocity  $u/V_p$ . Lagrangian trajectory portions show 25 consecutive particle positions preceding the instant at which the Eulerian velocity field is evaluated. During these 25 consecutive images, the vortex ring has traveled over approximately  $0.3d$ . At this time, the vortical structure is still propagating in the top light homogeneous layer and seats at  $z/d \approx -1$ . The two representations are complementary : both sides of the vortex ring core in this symmetry plane are easily identified on Lagrangian representations at  $(x/d, z/d) \approx (\pm 0.8, -1)$ , while the vortex ring symmetry is even more obvious looking at the Eulerian representation.

The early-time dynamics of the vortex ring impacting the linear stratification is associated with characteristic timescales much shorter than that of internal gravity waves triggered by the vortical impinging structure. The early-time dynamics is processed with the acquisition frequency  $f_a$ . On the other hand, the processing frequency for long stage dynamics has to be adapted in order to ensure a good precision of the measurements by measuring non negligible displacements of particles associated with internal waves. For the long stage dynamics, 3D fields are therefore processed by tracking positions of particles every  $10/f_a$  with an over-resolution in time  $1/f_a$  and Eulerian projection are computed. In other words, particles in the 3D field  $n$  are tracked in the 3D field  $n + 10$ , particles in the 3D field  $n + 1$  are tracked in the 3D field  $n + 11$  and so on. Then, up to 10 consecutive computations converted into Eulerian fields are averaged in order to increase the measurement quality.

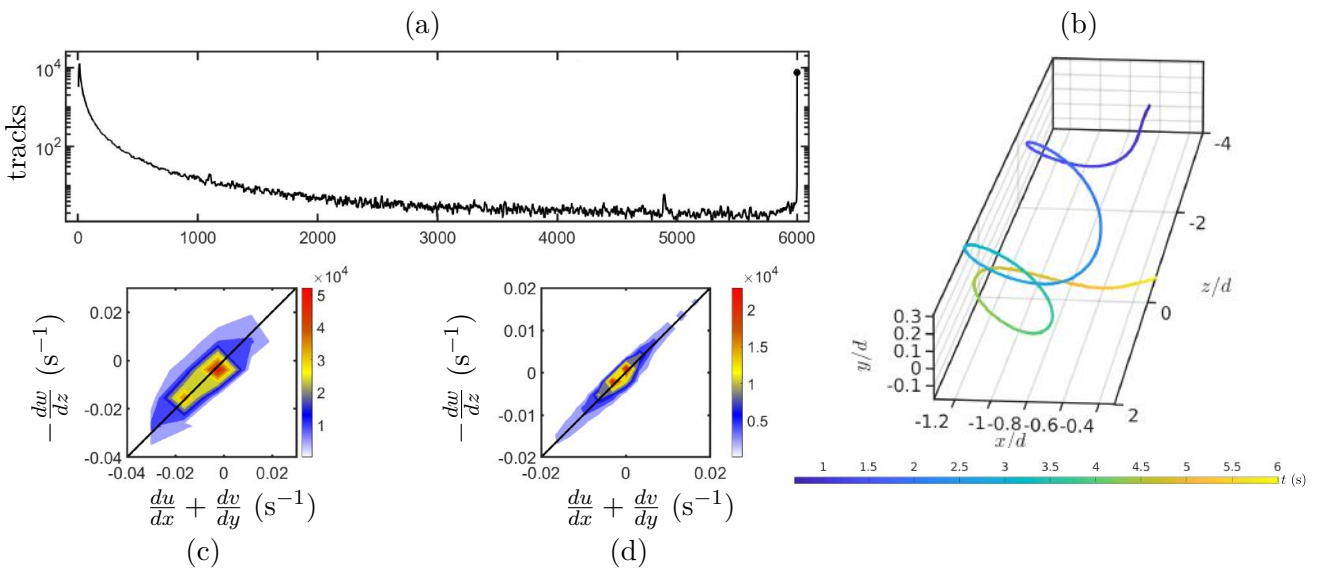


FIGURE 4.6: (a) Histogram of track length (sliding-averaged on 10 frames for clarity) in semi-log coordinates. (b) An example of trajectory colored by the time. Joint PDF of  $-\frac{dw}{dz}$  with  $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$  before (c) and after (d) vortex ring interaction with the stratified layer.

**Validation of the 4D-PTV technique** Figure 4.6(a) shows a histogram of tracked particle trajectory length, or track length. Each detected particle is associated with an identification number as soon as it is tracked in at least  $n_{init} = 4$  consecutive frames. Therefore the minimum trajectory length is 4 and its maximum is 6000, the total number of frames. As noticed by Schanz et al. [Schanz et al. 2016] (see their fig. 13(a)), most of the tracked particles are detected in only 4 consecutive frames. The proportion of longer trajectories is lower except for the longest trajectories (6000 time steps long) which represent an other extremum of the same order as the shortest trajectories.

Figure 4.6(b) presents an example of a 697 time-step long trajectory obtained after the STB calculation. In its early detection, the particle propagates along the  $z$  direction with a rectilinear trajectory at approximately  $x/d = -0.75$ . The particle was chosen close to the vortex ring axis of symmetry, where the vertical velocity is the highest and mainly vertical. After a while, the particle is dragged by the core of the vortex ring and its trajectory becomes helical. For this peculiar particle, the trajectory ends when it reaches the stratification.

Figures 4.6(c-d) present a diagnosis of the Eulerian projection quality through the joint PDF of  $-\frac{dw}{dz}$  with  $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$  at two specific times in the vortex ring dynamics : before and after its interaction with the stratification. For an incompressible flow, as is the case in the present study, velocity divergence is zero and the joint PDF should be concentrated along the first bisector (black line). Here, as noticed in previous studies Lüthi et al. [2005]; Rosi et Rival [2018], the joint PDF is ellipsoidal due to measurement errors. Finally, errors made on spatial velocity gradients  $E_{\nabla \cdot \mathbf{u}}$  are a combination of the PDF aspect ratio (AR), defined as the ratio of its extension along directions  $(x + y)$  and  $(x - y)$ , respectively, and the rms value of  $\nabla \cdot \mathbf{u}$ , with :

$$E_{\nabla \cdot \mathbf{u}} = \frac{rms(\nabla \cdot \mathbf{u})}{\sqrt{2} \times AR}$$

In figures 4.6(c-d) ellipse aspect ratios are respectively  $AR_{(c)} \approx 3.5$  and  $AR_{(d)} \approx 6.8$ . Rosi and Rival [Rosi et Rival 2018] obtained an ellipse aspect ratio  $AR \approx 3$ . Thus, it seems that the velocity averaging on 10 consecutive frames realized for the long term dynamics, *i.e.*, just after the vortex ring enters the stratification, improves the velocity gradient errors. Here, errors on velocity gradients are  $25 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  before vortex ring impacts and  $7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  after the impact.

### 4.3.3 Control parameters

The set-up described previously is characterized by five dimensional parameters for the fluid environment and four parameters for the vortex ring generator, including a dimensionless one. Regarding the fluid environment, the parameters are  $(\rho_1, \rho_2, h, \mu, g)$ , namely, the densities of the lighter and heavier fluid, the thickness of the density stratification, the dynamic viscosity and the gravity acceleration. Regarding the vortex ring generator, the parameters are  $(d, L, V_p, \theta)$ , namely, the generating tube inner diameter, the piston stroke length, the piston velocity, and the launch angle to the vertical. The nine parameters listed above can be expressed with three different units, leading to six dimensionless parameters that are listed in table 4.1 (first six colones). Also, most of the studies refer to the Richardson number, that compares the gravitational potential energy to the kinetic one, to qualify the vortex-ring/stratification interaction Advait et al. [2017]; Olsthoorn et Dalziel [2015]. The value of this number, which corresponds to the inverse of the square Froude number,  $Ri = 1/Fr^2$ , is added to table 4.1.

$\theta$	L/d	At	$h/d$	Re	Fr	Ri
$[0^\circ, 30^\circ]$	3	$3.47 \times 10^{-2}$	10	600	1.6	0.39

TABLE 4.1: Relevant dimensionless parameters of the present study

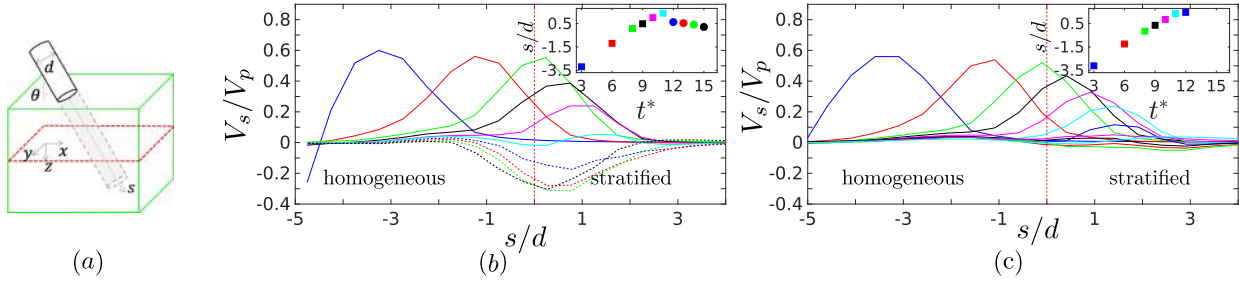


FIGURE 4.7: (a) Sketch of the cylindrical sample volume used to compute the velocity profiles. Axis  $s$  is the vortex ring direction of propagation, the green box represents the lighted fluid volume, the red dashed lines indicate the stratification upper boundary position and the gray cylinder represents the volume used for the calculation in line with the vortex ring launcher. At a given time, particles inside the gray cylinder of diameter  $d$  are detected and their Lagrangian velocities are used to establish the mean velocity  $V_s$  along  $s$ . Time evolution (color) of the velocity profiles  $V_s$  along  $s$  for  $\theta = 0^\circ$  (b) and  $\theta = 30^\circ$  (c). Lines are solid while  $V_s > 0$  (structure going downwards) and dashed when  $V_s < 0$ . The top right inset indicates the velocity extremum position as a function of time (square and circle are used for maximum and minimum, respectively).  $V_s$ ,  $s$  and  $t$  are normalized by  $V_p$ ,  $d$  and  $d/V_p$ , respectively.

## 4.4 Vortex ring propagation

During the propagation of a vortex ring, the maximal velocity along the propagation axis is reached at the level of the vortex ring core. Hence, following in time the position of this maximum of velocity is a way to track the vortex ring trajectory, as it was done for instance in Advait et al. [Advait et al. \[2017\]](#).

Here, Lagrangian velocities have to be considered in a zone including the close neighborhood of the vortex ring propagation axis. For this purpose, a virtual cylinder of diameter  $d$ , identical to that of the piston, in line with the vortex ring launcher of axis  $\vec{s}$ , is defined (gray dashed cylinder in the sketch of figure 4.7). The Lagrangian velocity projected on  $\vec{s}$  of the particles located in this virtual cylinder,  $V_{\text{part}_s}(s)$ , is computed at each time-step. Then, the virtual cylinder is divided into  $0.5 d$  long intervals. The total length of the virtual cylinder, which depends on the angle of the vortex launcher, is divided into 18 intervals  $s_n$  with  $n = 1, \dots, 18$  for the normal impact and into 24 intervals for the inclined one ( $s_n$  with  $n = 1, \dots, 24$ ). The mean velocity  $V_s(s_n) = \langle V_{\text{part}_s}(s_n) \rangle$  is evaluated in each interval  $s_n$ . This procedure provides an instantaneous mean velocity profile along  $\vec{s}$ , directly issued from the Lagrangian data.

Figure 4.7 shows the mean velocity profiles at different times for a vortex ring launched at  $\theta = 0^\circ$  (b) and one launched at  $\theta = 30^\circ$  (c). The top right insets in figures 4.7 (b) and (c) display the successive positions of velocity extrema as a function of dimensionless time  $t^* = tV_p/d \equiv 3t/t_p$ . Velocity profiles are plotted from  $t^* = 3$  (corresponding to the end of the piston stroke) and as long as a coherent structure is detectable. The mean particle velocity  $V_s$  is normalized by  $V_p$  and the position along the launcher axis  $s$  is normalized by  $d$ . Velocity profiles are plotted with solid lines when the velocity extremum is positive (structure going downwards) and with dashed lines when it is negative (structure going upwards). The origin  $s/d = 0$  coincides with the stratification upper boundary and is indicated with a vertical red dashed line. In the insets, marker colors correspond to the color of the velocity profiles. Squares and circles indicate positive and negative velocity extremum respectively.

For the case  $\theta = 0^\circ$  (figure 4.7(b)), three phases can be identified. First, the vortex ring propagates in the homogeneous layer with a constant velocity (blue, red, green). Then, the vortex ring slows down as it penetrates the stratification up to  $s/d = 1.5$  (black, magenta, cyan). Finally, the vortical structure recoils slowly as illustrated by the circles in the inset and the corresponding dashed velocity profiles. The Froude number of the present study,  $Fr = 1.6$ , corresponds to a penetrative regime for

the vortex ring.

For the case  $\theta = 30^\circ$  (figure 4.7(c)), after a propagation phase at constant velocity, the vortex ring penetrates the stratification up to  $s/d \approx 1.5$  which is approximatively the same as for the normal impact. Nevertheless, for the tilted impact, the mean velocity along  $\vec{s}$  remains positive up to  $t^* = 12$ . Once the vortex ring dynamics is no longer dominated by inertia, which acts along  $\vec{s}$ , the main force is the buoyant one which acts upwards. Therefore, the recoil of the penetrative structure is not likely to occur along  $\vec{s}$ .

This kind of simple projection turns out to be useful, at least for the normal impact, in order to follow the coherent structure trajectory, including its deceleration and return in the stratified region. From this big picture, details on the vortex ring dynamics and interaction with the stratification at some characteristic times in its lifetime will be addressed through the analysis of the vorticity and velocity fields in the following.

## 4.5 Analysis of the vorticity field

Temporal evolution of the vorticity field in several flow section planes allows to follow the reorganization of the primary vortical flow with the baroclinic vorticity generated during the penetration of the vortex ring. In particular, the physical mechanisms leading to the baroclinic vorticity production along with the expected loss of symmetry of the vortex ring in the case of tilted launch and its eventual collapse into a vertically flattened dipolar vortex are detailed in this section thanks to vorticity field evolution.

### 4.5.1 Normal impact ( $\theta = 0^\circ$ )

Figure 4.8 shows time evolution of the vorticity. In figures 4.8 (a), iso-surfaces of vorticity  $|\omega d/V_p| = \text{cst} = 0.5 |\omega d/V_p|_{\text{max}}$  are plotted at  $t^* = [6; 11; 15; 20]$  (corresponding to  $|\omega d/V_p| = [1.2; 1; 0.6; 0.3]$ ). Iso-contours of the  $y$ -component of the vorticity,  $\omega_y$ , in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  are shown in figures 4.8 (b) at the same times. In row (b), streamlines computed in the laboratory reference frame are plotted in gray. The red dashed line separates the light homogeneous layer (above) from the linear stratification (below). Snapshots were chosen so that the vortex ring descends vertically in the homogeneous upper layer at  $t^* = 6$ , penetrates the stratification at  $t^* = 11$  and goes back upwards at  $t^* = 15$ . The additional time,  $t^* = 20$ , corresponds to the decay of the coherent structure.

At  $t^* = 6$  (fig. 4.8(a)), the isosurface of vorticity highlights a torus shape characteristic of the vortex ring. The axisymmetry of the vortical structure can be appreciated through the isocontours of vorticity (fig. 4.8(b)) picked at the same time in a 2D diametrical plane of the 3D vortex ring. Isocontours show two anti-symmetric vorticity patches of similar intensity and spatial extension. Moreover, the streamlines are as well fairly symmetrical with respect to  $x/d = 0$ . At this early stage, the vertical position of the vortex ring core, given by the vorticity extrema position, is  $z/d = -1.25$ . Note that this is in agreement with the location of the maximum axial velocity in figure 4.7 (b) ( $z/d = -1.2$ ), the difference given by the two methods being less than a mesh size.

As the vortex ring enters the stratification and penetrates down to  $z/d \approx 1.5$  at  $t^* = 11$ , the toroidal shape is preserved although the vortex ring shrinks progressively as it penetrates the stratified layer. The streamlines and vorticity isocontours in the vertical symmetry plane highlight vorticity patches of higher compacity at  $t^* = 11$  than at  $t^* = 6$ . Also, at  $t^* = 11$ , isocontours of vorticity exhibit an envelope of secondary counter-rotating vorticity enclosing the primary vortex ring. This secondary vorticity is generated through baroclinic effect. As the vortex ring penetrates into the stratification, isopycnals, that are originally horizontal, are locally deformed. In addition, in the scope of the Boussinesq approximation (small  $At$  number), the pressure field is essentially hydrostatic and

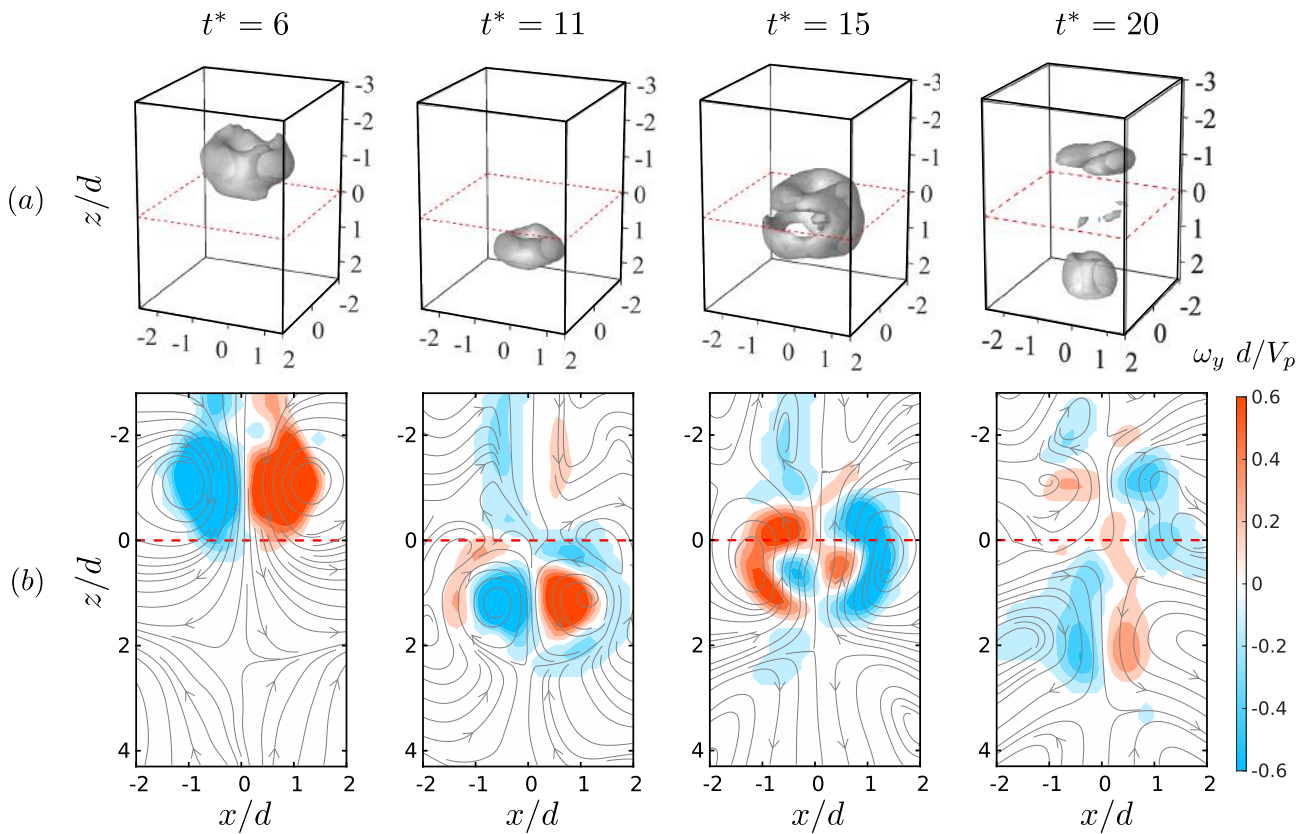


FIGURE 4.8: Vortex ring impacting the stratification vertically at  $t^* = [6,11,15,20]$  (columns from left to right). In the top row (a), the gray envelope indicates the isosurface of vorticity  $\|\omega\| = 0.5 \omega_{max}$ . In the bottom row (b), colors show iso-contours of non-dimensional  $y$ -component of vorticity  $\omega_y d/V_p$  in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ , and gray lines are associated with the streamlines in the laboratory reference frame. The red dashed line marks the stratification upper boundary.

consequently, isobars are and remain horizontal. Therefore, considering the vorticity equation

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \underbrace{\frac{1}{\rho}\nabla\rho \times \mathbf{g}}_{\dot{\boldsymbol{\omega}}_b} + \nu\nabla^2\boldsymbol{\omega}$$

where  $\mathbf{g}$  is the gravity acceleration, the gradients of pressure and density become misaligned and the baroclinic production  $\dot{\boldsymbol{\omega}}_b$  is triggered during the vortex ring penetration. Figure 4.9 presents a schematics of the baroclinic vorticity generation mechanism for a normal impact. The orientation of the density gradient, and in particular the sign of its horizontal component will drive the sign of the baroclinic vorticity generated. It follows that the resulting baroclinic vorticity, made of vorticity of opposite sign, should shield the primary vortex ring and exhibit the same axis of symmetry  $x/d = y/d = 0$ . This feature is actually observed in figure 4.8(b).

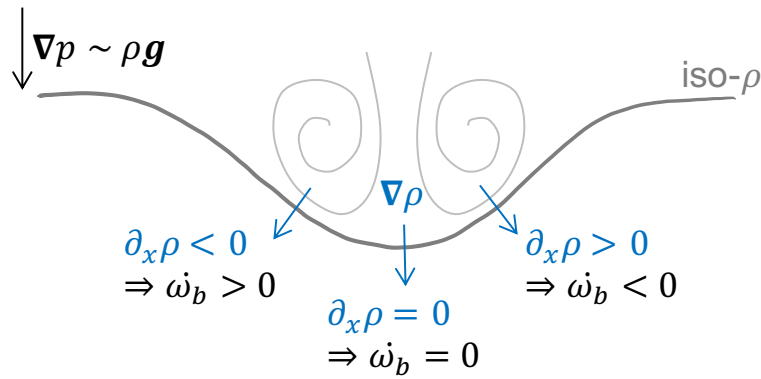


FIGURE 4.9: Schematics of the mechanism of baroclinic vorticity generation by a normal impact of a vortex ring on a density stratification.

The deformation of isopycnals can be interpreted from  $t^* = 6$  by considering the streamlines below the stratification that point out a hyperbolic point at  $z/d \approx 2.5$ . The velocity field associated with a vortex ring evolving in a homogeneous fluid always exhibits an hyperbolic point along the axis of symmetry at the front of the vortical structure. Here, the fact that this hyperbolic point sits in the stratification at  $t^* = 6$ , while the vortex ring core is still in the upper homogeneous layer at this stage, indicates that the vortical structure starts to act on the stratification, pushing downwards isopycnals, even before the vortex core enters the stratified layer. This observation is corroborated with that of figure 4.7 (b) in which the vertical component of the velocity is non-zero over the first diameter of stratification. The other way around, in figure 4.7 (b), from  $t^* = 3$  to  $t^* = 6$ , the velocity profile does not show any significant change. Then, at this stage, the stratification has no measurable impact on the dynamics of the vortex ring.

Isopycnals deformation causes the creation of a growing envelope of baroclinic vorticity of opposite sign, with respect to the vortex ring primary vorticity. This has the effect of peeling away the primary vorticity through cross-diffusion effect, leading to the shrinking of the primary vortex ring as it was previously observed in the cases of two-layers stratifications Dahm *et al.* [1989]; Olsthoorn et Dalziel [2017a]; Stock *et al.* [2008], of a thin linear stratification Advait *et al.* [2017] and of a deep continuous stratification Orlandi *et al.* [1998]. At  $t^* = 15$ , the primary vortex ring has shrunk and is weaker while baroclinic vorticity is now the main vortical structure (see figure 4.8). Hence, at this stage, the gray isosurface of vorticity (see fig. 4.8(a) at  $t^* = 15$ ), associated with the mid value of the maximum of vorticity, surrounds the baroclinic vorticity instead of the primary structure. Such an intense baroclinic envelope was also observed in the three-dimensional reconstruction of Olsthoorn and Dalziel Olsthoorn et Dalziel [2017a]. Also, the complete vortical structure goes back upwards and is located at this stage at  $z/d \approx 0.5$ , in agreement with the peack of negative velocity along the vortex ring axis in figure 4.7 (b). The rise of the coherent structure can be explained by two concomitant effects. From a dynamical

point of view, the fluid composing the vortex ring is lighter than the local stratification and buoyancy effects act vertically to make the structure go up. From a kinematical point of view, streamlines show that, in the close neighborhood of the vortex ring, the velocity field induced by the baroclinic vorticity envelope is directed upwards.

At  $t^* = 20$ , both the vortex ring and the envelope of baroclinic vorticity have decayed and only residual weak vorticity remains. Two weak coherent patches of vorticity are detected at  $z/d = 2$  but streamlines do not roll-up around these vorticity patches. Thus, at this location, vorticity patches are not associated with rotation but with shear.

To conclude, for the vertical impact ( $\theta = 0^\circ$ ), at the specific Froude number considered in the present study, the vortex ring enters the stratification up to  $z/d \approx 1.5$ . During its descent in the stratified layer, baroclinic vorticity is triggered and forms a counter-rotating shield surrounding the primary vortical structure. The interaction of this newly generated vorticity with the primary vortex ring has the effect of shrinking the impinging ring, stopping and pushing it back upwards in the homogeneous light layer. Note that the streamlines inside the stratification present at all times a symmetry with respect to  $x/d = 0$  in the vertical symmetry plane, while they are no longer coherent in the upper homogeneous zone at a late stage.

#### 4.5.2 Inclined impact ( $\theta = 30^\circ$ ) : from donut to pancake

For the inclined impact, the vortex ring quickly loses its coherence and 3D iso-vorticity surfaces do not reveal much on the global dynamics. The loss of axisymmetry can be analyzed by considering two orthogonal planes : the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ , and a horizontal plane at a given  $z/d$  in the stratified region.

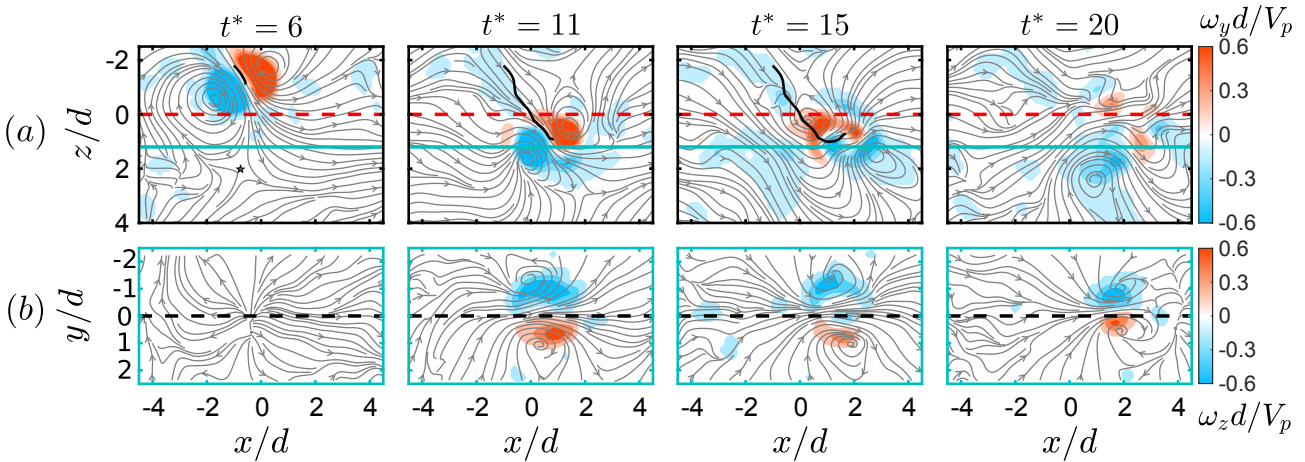


FIGURE 4.10: Vortex ring impacting the stratification with an angle  $\theta = 30^\circ$  to the vertical at  $t^* = [6, 11, 15, 20]$  (columns from left to right). In the top row (a), colors show iso-contours of non-dimensional horizontal vorticity in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ . Solid black lines give the trajectory followed by the vortex ring. In the bottom row (b), iso-contours represent non-dimensional vertical vorticity in the horizontal plane  $z/d = 1.3$ . Gray lines are associated with streamlines in the laboratory reference frame. The red dashed line in figures (a) marks the stratification upper boundary and the cyan solid line indicates the position of the horizontal plane  $z/d = 1.3$ . The black dashed line in figures (b) marks the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ .

Figure 4.10 (a) displays isocontours of horizontal vorticity in the symmetry plane  $y/d = 0$  at  $t^* = [6, 11, 15, 20]$  for a vortex ring impacting the stratification with an angle  $\theta = 30^\circ$  with respect to the vertical. Figure 4.10 (b) shows isocontours of vertical vorticity in the horizontal plane  $z/d = 1.3$  at the same times. The vertical position of the horizontal plane was chosen to be close to the maximum depth reached by the impacting vortical structure (see fig. 4.7 (c)). In each figure, streamlines (gray



lines) are superimposed on the vorticity field. The vortex ring trajectory is followed as long as the position of the vortical structure is obvious and is given in the vertical symmetry plane.

At  $t^* = 6$ , isocontours of horizontal vorticity show the vortex ring just before it enters the stratification. The primary vortical structure is compact and symmetrical around its axis. At this time, streamlines in both the vertical and the horizontal planes highlight the signature of the vortex ring approaching the stratification with a hyperbolic point (pointed out with a star in figure 4.10 (a) at  $t^* = 6$ ) belonging to the vertical symmetry plane at  $(x/d, z/d) \approx (-1, 2)$  and a global centrifugal motion visible in the horizontal plane from  $(x/d, y/d) = (-0.5, 0)$ .

At  $t^* = 11$ , the vortex ring has completely entered the stratified layer. In the vertical symmetry plane, negative baroclinic vorticity is generated in front of the primary structure, just below the red vorticity patch while positive secondary vorticity, although weaker, appears on the top left of the blue vorticity patch. Note that for the inclined impact, the lower part of the vortex ring (ie, the blue patch in figs.4.10 (a)) triggers both counter-rotating baroclinic vorticity on its left and co-rotating baroclinic vorticity on its right as it curves isopycnals in two opposite directions on either side. Figure 4.11(a) presents a schematics of the isopycnal deformation and the subsequent baroclinic vorticity generation for the inclined impact. The shape of the isopycnal surrounding the vortex ring in the symmetry plane could be approximated by a bell-shaped skewed to the right. For the inclined impact, contrary to the normal one, the vertical minimum of the surrounding isopycnal (corresponding to zero horizontal density gradient) is no longer aligned with the vortex ring axis of symmetry. Therefore, the lower part of the vortex ring (blue patch) generates baroclinic vorticity on its left and on its right that exhibit opposite sign in the symmetry plane.

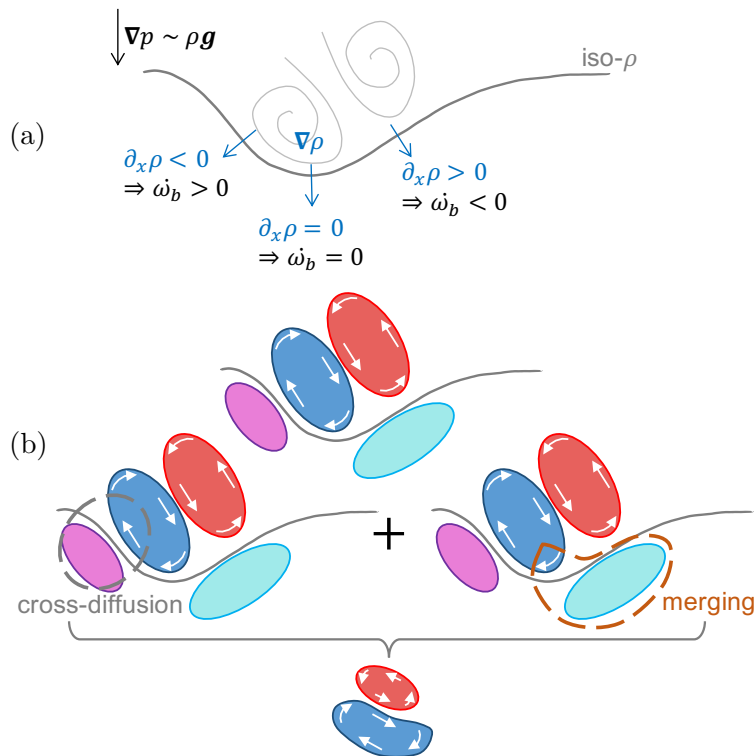


FIGURE 4.11: (a) Schematics of the mechanism of baroclinic vorticity generation by an inclined impact of a vortex ring on a density stratification. (b) Schematic of the subsequent vorticity organization after cross-diffusion and merging of the vortex ring with the baroclinic vorticity.

For an inclined impact the primary vortex ring vorticity has a vertical component proportional to  $\sin \theta$ , while the vorticity was purely horizontal in the case of the normal impact. Furthermore, when the primary structure enters the stratification its vorticity reorganizes with the baroclinic vorticity generated. The lower part of the vortex ring (i.e., blue patch in fig.4.10 (a)) merges with the baroclinic

vorticity of the same sign on its right and is eroded by the baroclinic vorticity of opposite sign on its left part through cross-diffusion effect, while the upper part of the ring is barely affected by the baroclinic vorticity at first (see fig.4.10 (b)). Then, at  $t^* = 15$  (see fig.4.10 (c)), the upper part of the vortex ring is observed to merge with the co-rotating baroclinic vorticity forced by the lower part. These coupled mechanisms, sketched in figure 4.11(b), make the whole vortical structure tilt counterclockwise and the vertical component of the vorticity increase. At the same time, two coherent counter-rotating patches of vertical vorticity can be identified in the horizontal plane  $z/d = 1.3$  (see fig. 4.10 (b) at  $t^* = 11$ ). This vorticity signature is fairly symmetrical with respect to  $y/d = 0$  and the streamlines, associated with the vorticity-induced velocity field, show a global motion of the coherent structure towards positive  $x/d$ .

At  $t^* = 15$ , the primary vorticity and the secondary baroclinic vorticity of same sign have fully merged and the streamlines show that the resulting vorticity patches are principally translating horizontally along the  $x$  direction. At this stage, the vorticity field in the horizontal section plane remains well defined and symmetrical whereas the original vortex ring is barely identifiable in the vertical symmetry plane.

Later, at  $t^* = 20$ , the vortex structure in the vertical plane is even more disintegrated and only residual vorticity remains. Yet, in the horizontal plane, the vertical vorticity is still coherent, compact and, at this stage, stronger than the vorticity measured in the vertical plane.

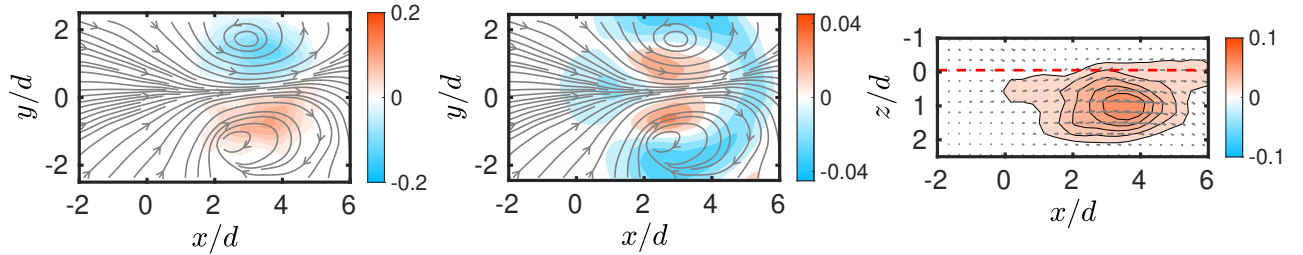


FIGURE 4.12: (a) Non-dimensional vertical vorticity field  $\omega_z d/V_p$ , (b) vertical velocity field  $w/V_p$  in the horizontal plane  $z/d = 1$  and (c) horizontal velocity field  $u/V_p$  in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  for a tilted vortex ring impact at  $t^* = 40$ . For each figure, gray streamlines (a-b) and arrows (c) correspond to the in-plane velocity field.

Figure 4.12 (a) shows the vertical vorticity field in the horizontal plane  $z/d = 1$  at  $t^* = 40$ . At this stage, as seen in figure 4.10, the vortex ring launched with an angle  $\theta = 30^\circ$  to the vertical has turned into a vortical structure mainly composed of vertical vorticity that propagates to the right. Figure 4.12 (b) and (c) show respectively the vertical  $w/V_p$  and the horizontal velocity field  $u/V_p$  in the horizontal plane  $z/d = 1$  and in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  at the same time. Figure 4.12 (c) allows determination of the vertical and streamwise extensions of the sliding vortex structure. At this stage, the initial three-dimensional toroidal structure as turned into a flattened pancake-like dipolar vortex that extend horizontally from  $x/d = 1$  to  $x/d = 5.5$  and vertically from  $z/d = 0$  to  $z/d = 2$ . This kind of two-dimensionalization of the flow under the effect of density stratification was previously observed for instance by Voropayev et al. Voropayev [1987]; Voropayev *et al.* [1991] who have experimentally shown that the background stratification imposes a vertical constraint on the flow, inhibiting vertical motions. Figure 4.12 (b) is representative of the vertical velocity field in any horizontal plane  $z/d \in [0,2]$  and indicates that at this specific time the water column is going upwards close to the vortex dipole cores and downwards all around the propagating vortex structure and in particular at its front.

Characteristics of the dipolar vortical structure are highlighted in figure 4.13 at  $t^* = 45$ , or equivalently at  $Nt = 28$ . At this time, the flow reorganization leading to the generation of a quasi-two dimensional vortex dipole is over. Figures 4.13 (a) and (d) show the horizontal velocity component  $u/V_p$  in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  and in the horizontal plane  $z/d = 1.05$ , respectively. Velocity fields present a fairly intense flow mainly aligned with  $x$  and isocontours in the vertical sym-

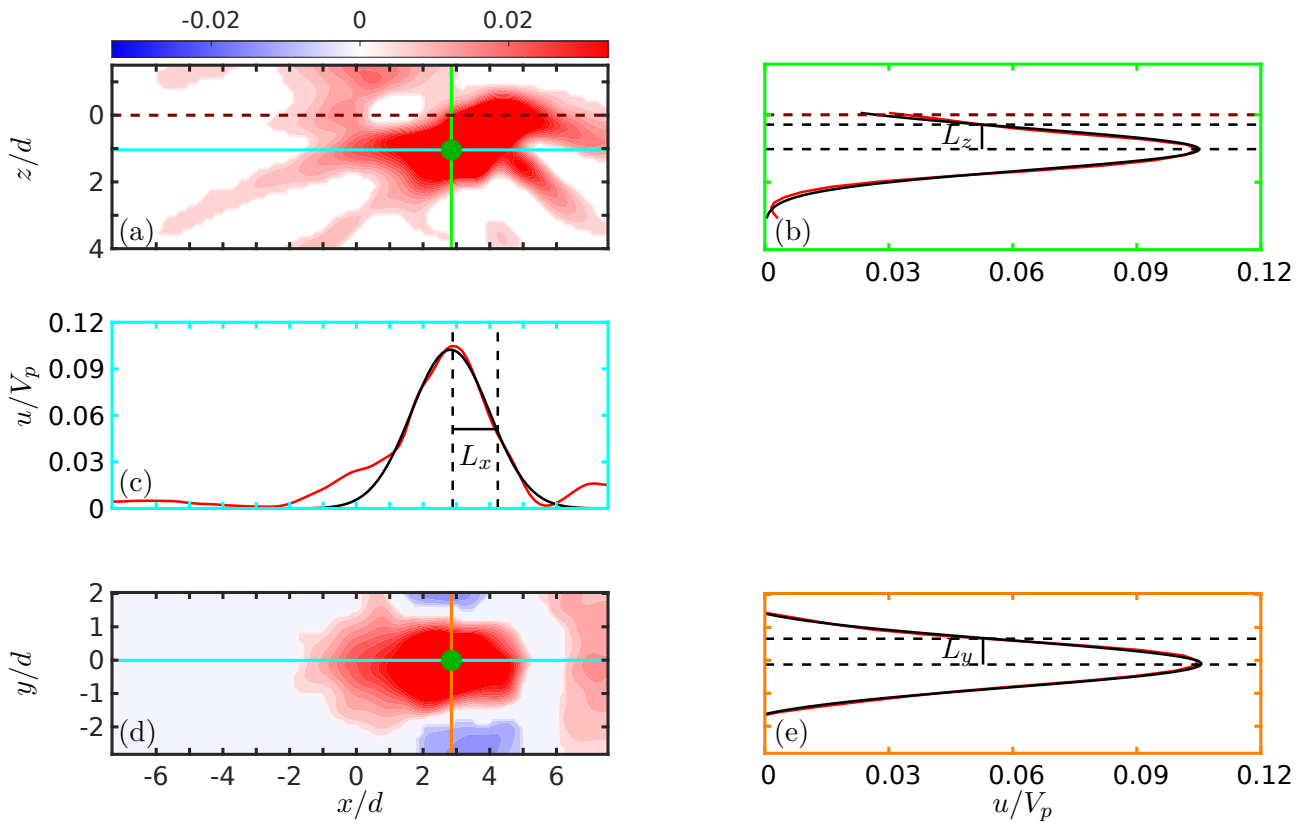


FIGURE 4.13: Characteristics of the vortex dipole at  $t^* = 45$ , or equivalently at  $Nt = 28$ . Horizontal velocity field  $u/V_p$  in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  (a) and in the horizontal plane  $z/d = 1.05$  (d). The green dot located at  $(x/d, y/d, z/d) = (2.85, 0, 1.05)$  marks the position of the horizontal velocity maximum. In (c), (e) and (b) horizontal velocity profiles are plotted along lines containing the green dot and directed by  $x$  (cyan line in (a) and (d)),  $y$  (orange line in (d)) and  $z$  (green line in (a)) in (c), respectively. Horizontal profiles are fitted with a gaussian function centered on the maximum horizontal velocity position (black curves).

metry plane exhibit beams connected to the dipole. In the horizontal plane, the horizontal component of the velocity is mainly positive close to the symmetry plane ( $y/d \in [-1,1]$ ) and negative beyond, which is proper to the velocity field of a vortex dipole.

Profiles of the horizontal velocity component along the three directions of space and containing the maximum velocity position  $(x/d, y/d, z/d) = (2.85, 0, 1.05)$  are plotted in figures 4.13 (b), (c) and (e). Velocity distributions are approximated by a Gaussian function as it had already been done for vortex dipoles evolving in a density stratification Flór et Van Heijst [1994]; Flór et al. [1995]. The Gaussian fits are adjusted over a range of  $4d$  on either side of the maximum velocity position. The vortex dipole extensions along  $x$ ,  $y$  and  $z$ , respectively  $L_x$ ,  $L_y$  and  $L_z$  are computed from the velocity profiles as the half-width at half-height of the Gaussian distributions (see figures 4.13 (b), (c) and (e)). Dimensions of the dipole structure at this time are used in the following as reference lengths and are indexed with a 0 :  $L_{x_0}/d = 1.45$ ,  $L_{y_0}/d = 0.84$  and  $L_{z_0}/d = 0.73$ .

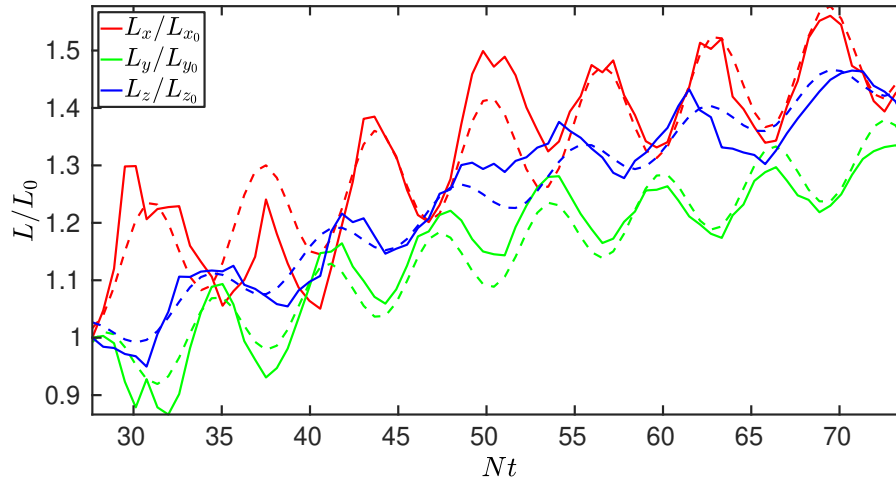


FIGURE 4.14: Time evolution of the vortex dipole characteristic dimensions (solid lines) and fit of the experimental data with a function  $L_i/L_{i_0} = a_i \sqrt{\nu(t - b_i)} + c_i \cos(d_i t + e_i)$  with  $i = \{x, y, z\}$  (dashed lines).

Time evolution of the vortex dipole characteristic dimensions non-dimensionalized by their reference value at  $Nt = 28$  are presented in figure 4.14. The characteristic dipole dimension increases with time in the three directions. This was previously observed for thin vortex dipoles directly generated in linearly stratified fluid Godoy-Diana et al. [2004] for which the spreading is due to viscous effects Flór et Van Heijst [1994]. In the present case, in addition to the overall spread of the structure, large amplitude oscillations are measured in the three directions of space. The fits realized in figure 4.14 allow to extract oscillation frequencies, noted  $d_i$  here. It results that whatever the spatial direction, the value of the frequency oscillation is always  $d_i = 1.8 \pm 0.1 \text{ rad.s}^{-1}$ , which is close to the stratification buoyancy frequency ( $N = 1.88 \text{ rad.s}^{-1}$ ). It can also be noted that the oscillations in  $x$ -direction are out of phase with those in the two others directions. The vortex dipole characteristic lengthscale oscillations are measured at a frequency driven by the background stratification and streamwise expansions (contractions) correspond to spanwise and vertical contractions (expansions).

## 4.6 Internal gravity wave generation

As the vortex ring penetrates the stratification, it pushes isopycnals downwards. The density stratification, initially at rest, is therefore perturbed, leading to oscillations of fluid particles inside the stratification to return to their initial hydrostatic position. This behavior is highlighted in figure 4.15 where iso-surfaces of positive (red) and negative (blue) radial and vertical velocity are shown just after the vortex ring has reached its maximum penetration depth in the case of a normal impact.

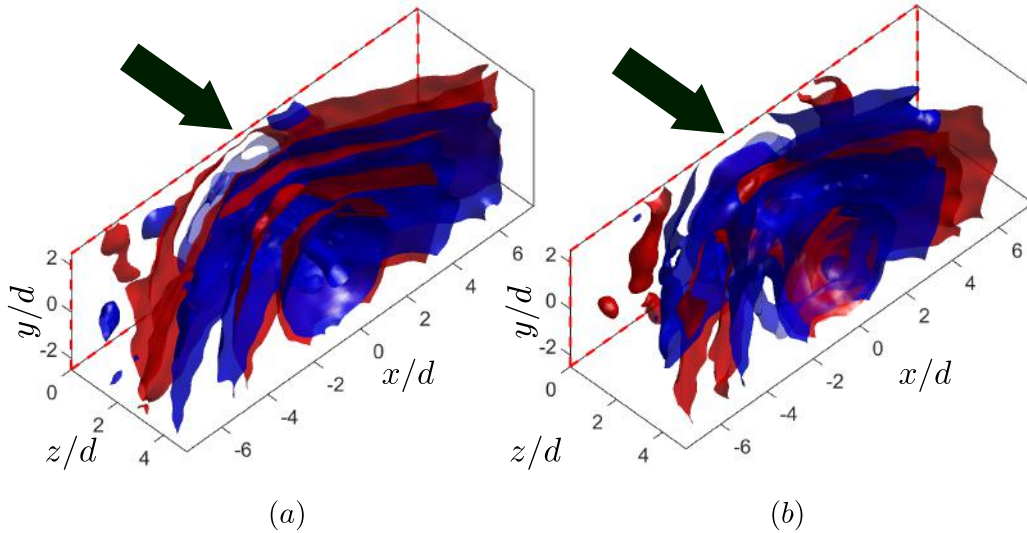


FIGURE 4.15: Iso-surfaces of radial (a) and vertical (b) velocity in the stratified zone subsequent to the vertical impact ( $\theta = 0^\circ$ ) of the vortex ring at  $t^* = 35$ . Red iso-surfaces correspond to centrifugal (a) or downward (b) velocities while blue iso-surfaces correspond to centripetal (a) or upward (b) velocities. The red dashed line points the stratification upper boundary  $z/d = 0$  and black arrows point out the location of the vortex ring impact and direction of propagation when it entered the stratification.

Figure 4.15 exhibits coaxial conical layers associated with velocities having the same direction but alternated orientations. These conical iso-surfaces can be attributed to internal waves as a response of the stratification to the impact of the vortex ring. Indeed, in the experiment of Mowbray and Rarity [Mowbray et Rarity \[1967a\]](#), a sphere oscillating vertically at a given frequency  $\omega$  in an ambient density stratification initially at rest triggers four beams of waves emanating from the sphere in a vertical plane of symmetry. This particular organization of the velocity field in the surrounding of the sphere is referred to as the St Andrew's cross. This phenomenon is obviously three-dimensional with a vertical axis of symmetry including the sphere center and the 3D pattern is then a conical structure. The cone angle  $\alpha$ , or equivalently the St Andrew's cross angle to the vertical, was shown to be coupled with the oscillation frequency  $\omega$  and the background stratification frequency  $N$  through the following dispersion relation [Lighthill \[1978\]](#) :

$$\omega/N = \cos(\alpha)$$

In the present study, the perturbation associated with the vortex ring impact is not monochromatic as was the case for the sphere experiment. Nevertheless, the velocity field in the stratification is organized into several clearly defined coexisting coaxial cones with various angles to the vertical. In the following, the background frequency  $N$ , which is the characteristic frequency for the internal gravity waves, will be used to make time non-dimensional. With this new normalization, and for the launch angles considered here, the front of the vortex ring reaches the upper boundary of the stratification at  $t^* = 6$ , which corresponds to  $Nt = 3.7$ , then the maximum penetration depth is reached at  $t^* = 11$ , or equivalently at  $Nt = 6.7$ , and figure 4.15 corresponds to  $Nt = 22$ .

An analysis of the frequency content after a vortex ring impact onto the stratification was led thanks to a frequency filtering of the velocity field. For this analysis, only the stratified zone is considered (namely,  $z/d \geq 0$ ) from  $Nt = 10$  until  $Nt = 70$  which defines a time series of three-dimensional velocity fields. A temporal Fast Fourier Transform (FFT) is computed on this time series and the Fourier components of the velocity field thus are a function of the associated frequency  $\omega/N \in [0,1]$ . Then, the FFT output is convoluted with a gate signal in frequency of thickness  $\Delta\omega/N = 0.1$  centered on 10 values of  $\omega/N$  linearly distributed in  $[0,1]$ . For each value of  $\omega/N$  considered here, an Inverse FFT (IFFT) is then computed on the frequency-filtered data-set and the resulting velocity field at  $Nt = 40$  (intermediate time of the time series) is reconstructed. Figures 4.16 shows resulting velocity

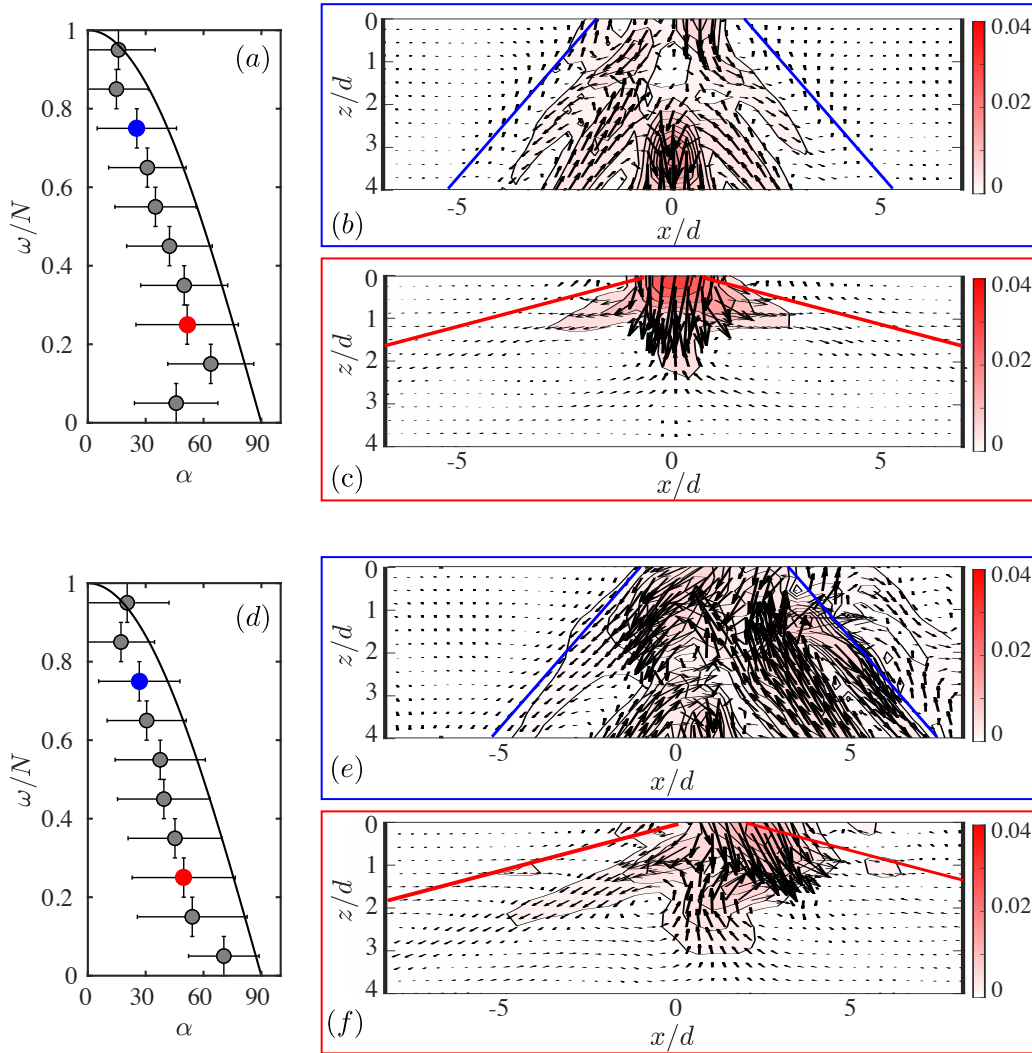


FIGURE 4.16: Mean velocity angle  $\alpha$  with respect to the vertical for  $z/d \geq 0$  at  $Nt = 40$  as a function of the frequency convoluted with a band-pass filter for the normal impact (a) and the inclined one (d). The vertical error bar extension is the frequency bandwidth  $\Delta\omega/N = 0.1$ , and the horizontal one is twice the angle standard deviation. The black line is the analytical internal gravity wave dispersion relation  $\omega/N = \cos(\alpha)$ . (b)-(e) : velocity field filtered at the frequency  $\omega/N = 0.75$  in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$  for the normal and tilted vortex ring impacts respectively. (c)-(f) are similar to (b) and (e) for  $\omega/N = 0.25$ . The color field in (b), (c), (e) and (f) is the velocity magnitude normalized by the piston velocity. The red (resp. blue) solid line is aligned with the internal wave beam angle expected for  $\omega/N = 0.25$  (resp.  $\omega/N = 0.75$ ).

fields after convolution with a frequency gate signal centered on  $\omega/N = 0.25$  (figs. 4.16 (c,f)) and on  $\omega/N = 0.75$  ((figs. 4.16 (b,e))) in the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ . These figures actually highlight some specific velocity angles to the vertical depending on the filtering frequency. The red and blue solid lines in figures 4.16 (b), (c), (e) and (f) show the direction predicted by the dispersion relation for an internal wave beam associated with a forcing oscillation  $\omega/N = 0.25$  and  $\omega/N = 0.75$  respectively. These lines are indeed parallel to the iso velocity-magnitude directions. Nevertheless, note that the velocity field still presents at  $Nt = 40$  a strong component aligned with the initial vortex ring propagation axis direction.

In order to make these observations more quantitative, the velocity angle with regard to the vertical,  $\alpha$ , is evaluated at each meshgrid point of the frequency filtered velocity field, resulting in a map of  $\alpha$  values. The mean value of  $\alpha$  is assumed to be the angle corresponding to the frequency  $\omega/N$  considered and is represented by a circle in figures 4.16 (a) and (d). The standard deviation of  $\alpha$  gives the horizontal extension of the errorbar, while the vertical extension is simply the frequency bandwidth. Independently of the vortex ring launch angle, there is a correct agreement between the angle obtained after the filtering and the one predicted by the internal wave dispersion relation. Furthermore, all frequencies are excited. The discrepancies between the measured mean angles  $\alpha$  and the internal waves dispersion relation along with the large horizontal extension of the error bars can be attributed to at least two effects. First, the strong velocity aligned with the vortex ring propagation direction adds an important contribution to the mean angle  $\alpha$ . Next, when two beams cross each other, trajectories curve at their intersection and velocity vectors of multiple directions exist in these zones. Nevertheless, figure 4.16 indicates that waves triggered by the impacting vortex ring are indeed internal gravity waves whatever the impact angle to the vertical and that all the frequencies  $\omega/N \in [0,1]$  are triggered.

Yet, the phenomenon is unsteady and we observed that the dominant cone angle  $\alpha$  (and therefore the dominant frequency) decreases with time. At  $Nt = 70$ , cone angles are close to  $\alpha = 0^\circ$  (not shown here) and the remaining frequency is very close to the buoyancy frequency. This suggests that internal waves are generated by the impulsive vortex ring with a uniform energy distribution over the frequency range. Indeed, since the group velocity is a decreasing function of the frequency  $\omega$  (the dominant wavenumber being fixed by the vortex ring extension), the energy of the waves at low frequencies (ie, large cone angles  $\alpha$ ) radiates away faster than the one associated with high frequency waves (ie, small cone angles  $\alpha$ ). Hence, the dominant wave features in the fixed volume considered here are cones whose angles straighten with time.

For a more precise description of internal waves behavior, left column of figure 4.17 shows time evolution of isosurfaces of constant vertical velocity in the horizontal plane  $z/d = 2$  after a vertical (a) and an inclined (c) impact. The position of the horizontal plane is chosen below the maximal penetration depth reached by the vortex ring in order to avoid coherent motions directly associated with the vortex ring and to focus on radiated waves. Whatever the vortex ring propagation angle to the vertical, from the early stage of the impact until  $Nt = 70$  (which corresponds to  $t^* = 111.7$ ) alternating negative (blue) and positive (red) vertical velocities are measured in the stratification, signature of persistent internal gravity waves. Figure 4.17 (b) and (d) give the quantitative time evolution of the vertical velocity at three positions in the horizontal plane  $z/d = 2 : (x/d, y/d) = (0, [-1, 0, 1])$  for the normal impact (fig. 4.17 (b)), and  $(x/d, y/d) = (2, [-1, 0, 1])$  for the inclined one (fig. 4.17 (d)) in order to get a measure in the vertical symmetry plane and one diameter away from the vortex ring vertical symmetry plane  $y/d = 0$  on each side of this plane. In figures 4.17 (a) and (c), the vertical plane  $y/d = 0$  has been enlightened by a translucent plane in order to see any possible break of symmetry with respect to this plane.

For the normal impact (fig. 4.17 (a)), at a fixed time, the disk-like structure of the vertical velocity result from the intersection of the horizontal plane  $z/d = 2$  with the multitude of co-axial cones radiated after the vortex ring impact. The disk radius decreases with time, and at late times, the area where the vertical velocity component remains non negligible is localized very close to the initial vortex ring propagation axis ( $x/d = y/d = 0$ ). Toroidal structures of weaker amplitudes are also

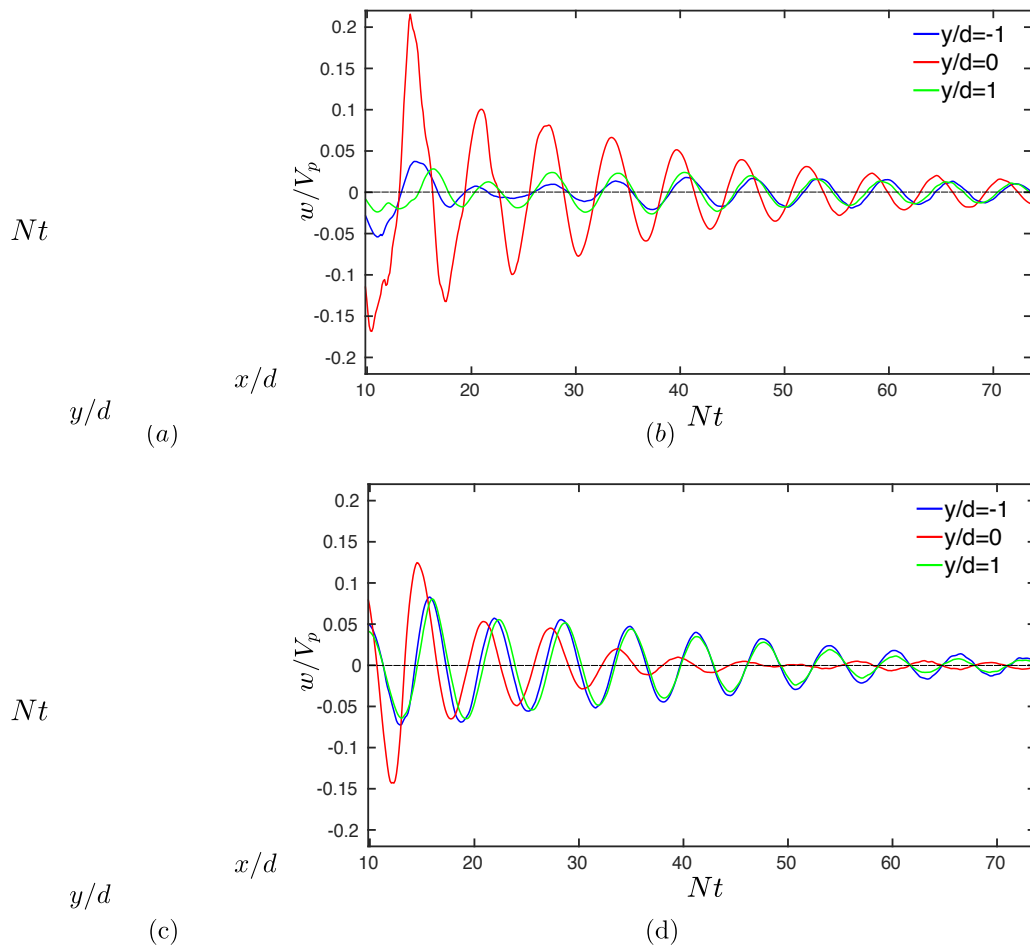


FIGURE 4.17: Spatio-temporal diagram of vertical velocity in the horizontal plane  $z/d = 2$  for the normal (a) and inclined (c) impact. (b) Time evolution of the vertical velocity for the normal impact at  $(x/d, z/d) = (0, 2)$  and three different spanwise locations. (d) Time evolution of the vertical velocity for the inclined impact at  $(x/d, z/d) = (2, 2)$  and three different spanwise locations.



visible, centered around this point, corresponding to a truncation of the cones associated with radiating internal waves with larger angles. In accordance with this observation, figure 4.17 (b) shows that the maximum vertical velocity magnitude is measured on the vortex ring symmetry axis. A fairly good symmetry is measured on each side of the vertical symmetry plane  $y/d = 0$ . The unsteady behavior of the waves can also be appreciated through the decrease in time of the velocity magnitude.

For the tilted impact (figs. 4.17 (c-d)), up to  $Nt = 30$  (i.e., up to  $t^* = 49$ ), the vertical velocity magnitude is about the same at the three spanwise positions  $y/d = -1, 0$  and  $1$  along the line  $x/d = 2$  (fig. 4.17 (d)). At a later stage ( $Nt > 40$ ), the velocity magnitude collapses in the symmetry plane, while two symmetric branches of non-negligible and nearly-equal velocity are maintained on either side of the symmetry plane, one diameter away from it. For  $Nt > 28$ , the coherent dynamics resulting from the vortex ring reorganization into a dipolar vortex is quasi two-dimensional as shown in figures 4.12 and 4.13. On the other hand, internal gravity waves are associated with background radial and vertical motions. By comparing figures 4.12 (a) and (b) with figure 4.17 (c), we observe that the two symmetric branches of vertical velocity are located at the vortex dipole cores. Once the vertically flattened vortex dipole is generated, internal waves are observed to radiate from the dipolar structure cores.

Note that whatever the launch angle, the wave magnitude is about the same, between 2 and 10% of the piston velocity. Moreover, there is a symmetry of the wave amplitude and phase on either side of the vertical symmetry plane (blue and green lines), but the oscillations in the symmetry plane (red line) are in phase quadrature.

## 4.7 Conclusion

The dynamics of a vortex ring generated in a light homogeneous fluid and impacting a density stratification was experimentally studied thanks to a time-resolved 4D-PTV technique. The technique along with the specific setting up of the experiment have been presented in details. The time evolution of the impacting vortical structure and the reaction of the stratification in terms of baroclinic vorticity production and internal gravity wave generation were under the scope of the present work. The vortex ring was launched with two different angles  $\theta$  relative to the vertical, namely  $\theta = 0^\circ$  and  $\theta = 30^\circ$ .

For the normal impact ( $\theta = 0^\circ$ ), the vortex ring propagation and the long stage overall reaction conserve a symmetry about the vertical axis. When the vortex ring penetrates the density stratification, counter-rotating baroclinic vorticity, produced by the misalignment of isopycnals and isobars, surrounds the primary vortex ring. The primary vortical structure then shrinks and goes back upwards due to buoyant effects and the interaction with the baroclinic secondary vorticity. In parallel and until the end of the time series presented here, internal gravity waves are triggered by the impact of the vortex ring on the stratification and are shown to contain the whole spectrum of frequency  $\omega \in [0, N]$ , where  $N$  is the background stratification buoyancy frequency. In the stratified region, the 3D measurements reveal that this results in the existence of a velocity field arranged along co-axial cones of various angles to the vertical.

For the tilted impact, the loss of axisymmetry is observed as the vortex ring penetrates the stratification. At some point, a part of the primary structure is already in the stratification while the other half is still in the upper homogeneous light region. Therefore, secondary baroclinic vorticity is no more produced homogeneously in the surrounding of the primary structure. Once the vortex ring has completely penetrated in the stratification, it interacts with the baroclinic vorticity which makes the newly generated structure of vorticity tilt and flatten in the vertical direction. The two-dimensionalization of the flow is observed through the growth of two counter-rotating poles of vertical vorticity. Finally, the resulting quasi-two-dimensional vortical structure propagates horizontally. As the vortical structure globally spreads in time, its extensions oscillate in the streamwise, spanwise and vertical direction at a frequency close to the background buoyancy one. For the tilted impact also, internal gravity waves are radiated in all directions, i.e., for the whole spectrum of frequency. Nevertheless the wave intensity is not anymore uniform in co-axial cone-like structures and two intense branches emerge on either

side of the vertical symmetry plane and at the location of the dipolar vortex poles. The emergence of these intense wave branches and the reorganization of the three-dimensional donut-like vortex into a quasi-two-dimensional pancake-like one would not have been observed without three-dimensional measurements and one has to keep this flow reorganization in mind to interpret the dynamics of inclined impacts onto a stratification.

This work shows the importance of the impacting angle  $\theta$  to the vertical. Knowing now the global reorganization behavior, a complementary parametric study on the influence of this parameter will be of great interest. In particular, this future work could address the existence of a threshold angle for the tilting and subsequent quasi two-dimensionalization of the primary vortex ring.

**Acknowledgement** The authors would like to thank the FERMAT federation (FR 3089), Université de Toulouse, France - CPER IMATECBIO for the technical support in 4D tomo PIV equipments.

## 4.8 Complément sur le dipôle généré pour $Ri = 0.39$ ( $Fr = 1.8$ )

La réorganisation du champ de vorticité mène à la création d'une structure tourbillonnaire quasi bidimensionnelle se propageant lentement selon  $x$ . On présente ici des mesures quantitatives des différentes dimensions du dipôle ainsi que de leur évolution temporelle à partir des donn  es obtenues par 4D-PTV.

L'écoulement associé au dipôle et ses caractéristiques sont mises en évidence sur la [figure 4.18](#). Les [figures 4.18 \(a-d\)](#) présentent la composante horizontale du champ de vitesse adimensionné,  $u/V_p$ , dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  (a) et dans le plan horizontal  $z/d = 1.05$  (d)    l'instant  $Nt = 28$  ( $t^* = 45.5$ ).    cet instant, la phase transitoire de réorganisation du champ de vorticité est termin  e, le dipôle est en phase de propagation et il s'agit de la seule structure cohérente encore bien définie. Le champ de vitesse met en évidence la présence d'un écoulement assez intense principalement aligné avec  $x$ . Les isocontours de vitesse laissent entrevoir des faisceaux d'OI se propageant dans la stratification et connectés au dipôle. Dans le plan horizontal  $z/d = 1.05$  ([fig. 4.18d](#)), la composante horizontale du champ de vitesse est principalement positive pour  $y/d \in [-1 : 1]$  et négative au-delà. Cette répartition de vitesse est li  e à la nature dipolaire de l'écoulement. Un écoulement auto-induit maximal selon  $x$  est généré au centre du dipôle tandis que l'écoulement en périphérie des zones de vorticité du dipôle est principalement dirigé selon  $-x$  (voir [fig. 4.12a](#)).

Afin de caractériser le dipôle, des profils de la composante horizontale de vitesse le long des trois directions de l'espace et à partir de la position du maximum de vitesse sont réalisés ([figs. 4.18b-c-e](#)). La position du maximum de vitesse horizontale se situe à  $(x/d, y/d, z/d) = (2.85, 0, 1.05)$ . Les distributions de vitesse sont proches de distributions gaussiennes au voisinage du maximum de vitesse. Cette distribution de vitesse gaussienne a été précédemment observ  e par [Fl  r et Van Heijst \[1994\]](#) et [Fl  r et al. \[1995\]](#) dans le cas de la génération de dipôles tourbillonnaires dans un milieu stratifié. Une modélisation gaussienne a été ajustée sur les courbes expérimentales sur une plage de  $4d$  de part et d'autre du maximum de vitesse. Un accord satisfaisant entre le modèle gaussien et les courbes expérimentales est observé.

Les différentes dimensions du dipôle sont obtenues à partir des [figures 4.18 \(b-c-e\)](#) comme la demi-largeur à mi-hauteur des modélisations gaussiennes. L'extension du dipôle selon  $x$  est not  e  $L_x$ , l'extension du dipôle selon  $y$ ,  $L_y$  et l'extension du dipôle selon  $z$ ,  $L_z$ . La [Table 4.2](#) donne les différentes valeurs des dimensions du dipôle à l'instant  $Nt = 28$ . Cet instant sert de référence et la valeur des différentes dimensions à cet instant est indic  e par 0. L'extension du dipôle le long de son axe de propagation  $x$  est environ deux fois plus grande que le long de  $y$  et  $z$ .

$L_{x_0}/d$	$L_{y_0}/d$	$L_{z_0}/d$
$1.45 \pm 0.12$	$0.84 \pm 0.04$	$0.73 \pm 0.06$

TABLE 4.2: Tableau récapitulatif de la valeur initiale des différentes dimensions du dipôle à l'instant  $Nt = 28$  ( $t^* = 45.5$ ). Les incertitudes sont obtenues à partir de l'incertitude sur les coefficients de la modélisation et correspondent à un intervalle de confiance à 95%.

L'évolution temporelle des différents profils de vitesse est pr  sent  e sur la [figure 4.19](#) pour chacun des trois types de profils. Les profils sont tracés pour différents instants compris entre  $Nt = 28$  et  $Nt = 65$ .

Sur la [figure \(a\)](#), la vitesse horizontale maximale diminue et la position  $x/d$  du maximum de vitesse augmente. Les courbes sont de plus en plus proches à mesure que le temps passe : le dipôle ralentit avec le temps. Concernant les profils de vitesse selon la direction  $z$ , la [figure \(c\)](#) montre également une diminution de la composante horizontale de la vitesse ainsi qu'un aplatissement des courbes gaus-

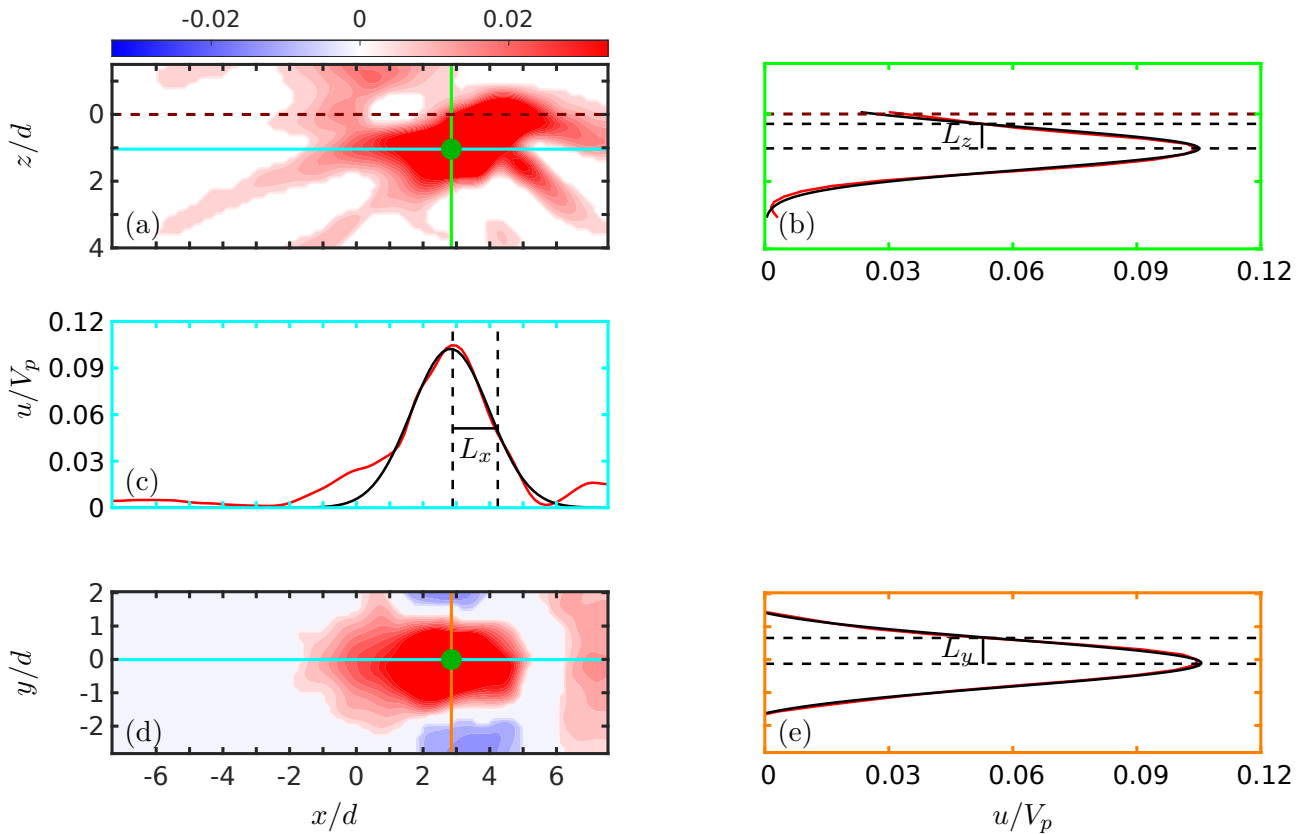


FIGURE 4.18: Définition des dimensions caractéristiques du dipôle à  $Nt = 28$  ( $t^* = 45.5$ ). (a) Composante horizontale du champ de vitesse adimensionnée,  $u/V_p$ , dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . Le point vert indique la position du maximum de  $u/V_p$  pour l'instant considéré. (b) Profil de vitesse de la composante horizontale du champ de vitesse selon la direction  $z$ , correspondant à la droite verte de (a). (c) Profil de vitesse de la composante horizontale du champ de vitesse selon la direction  $x$ , correspondant à la droite cyan de (a). (d) Composante horizontale du champ de vitesse adimensionnée,  $u/V_p$ , dans le plan horizontal  $z/d = 1.05$ . Le point vert indique la position du maximum de  $u/V_p$  pour l'instant considéré. (e) Profil de vitesse de la composante horizontale du champ de vitesse selon la direction  $y$ , correspondant à la droite orange de (d). Sur les figures (b-c-e), les courbes noires correspondent à une modélisation gaussienne d'une portion du profil de vitesse sur une bande de  $4d$  de large centrée autour du maximum de vitesse. Les différentes dimensions caractéristiques du dipôle sont :  $L_z$  dimension verticale du dipôle dans le plan  $y/d = 0$  (b),  $L_x$  dimension longitudinale du dipôle pour  $(y/d, z/d) = (0, 1.05)$  (c) et  $L_y$  dimension transversale du dipôle dans le plan  $z/d = 1.05$  (e).

siennes : le dipôle ne change pas d'altitude mais s'épaissit avec le temps. Selon la direction  $y$  (figure (b)), un comportement similaire est observé. La valeur maximale de la composante horizontale de vitesse diminue avec le temps tandis que les profils de vitesse s'aplatissent, avec une augmentation de la largeur à mi-hauteur.

Les dimensions caractéristiques du dipôle au cours du temps, adimensionnées par leur valeur initiale, sont représentées sur la figure 4.20. Les trois dimensions caractéristiques du dipôle augmentent avec le temps. Cette augmentation a été observée par Godoy-Diana *et al.* [2004] pour des dipôles peu épais générés directement dans un milieu linéairement stratifié. L'augmentation des dimensions du dipôle est dans ce cas liée aux effets de diffusion visqueuse selon le modèle présenté dans Flór et Van Heijst [1994]. L'augmentation de  $L_z/L_{z0}$  et de  $L_y/L_{y0}$  est plus modérée que celle de  $L_x/L_{x0}$ . Des oscillations de grande amplitude sont visibles à partir de  $Nt = 30$  sur la dimension  $L_x$  et plus faibles sur les autres dimensions. La période des oscillations est de l'ordre de 3.4 s ce qui correspond

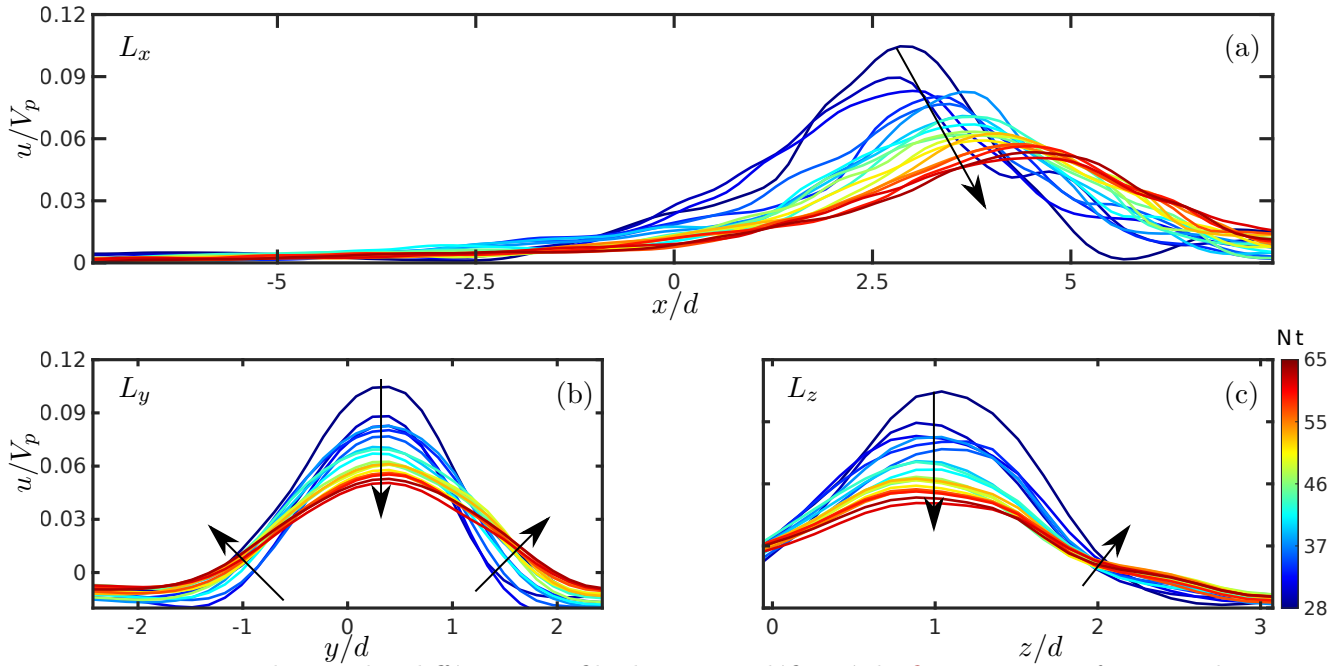


FIGURE 4.19: Evolution des différents profils de vitesse définis à la figure 4.18 en fonction du temps par pas de  $\Delta Nt = 2.5$ . (a) Profils de la composante horizontale du champ de vitesse selon  $x$  pour  $(y/d, z/d) = (0, 1.05)$ . (b) Profils de la composante horizontale du champ de vitesse selon  $y$  dans le plan horizontal  $z/d = 1.05$ . (c) Profils de la composante horizontale du champ de vitesse selon  $z$  dans le plan vertical  $y/d = 0$ . La couleur des courbes est associée au temps. L'évolution temporelle globale des différents profils est indiquée par les flèches noires.

à la période de Brünt-Väissälä de la stratification,  $T_N = 3.41$  s. Les OI générées lors de l'impact à la fréquence de Brünt-Väissälä pourraient affecter l'extension du dipôle. Par ailleurs, les oscillations dans la direction  $x$  sont en opposition de phase avec celles mesurées selon les directions  $y$  et  $z$ .

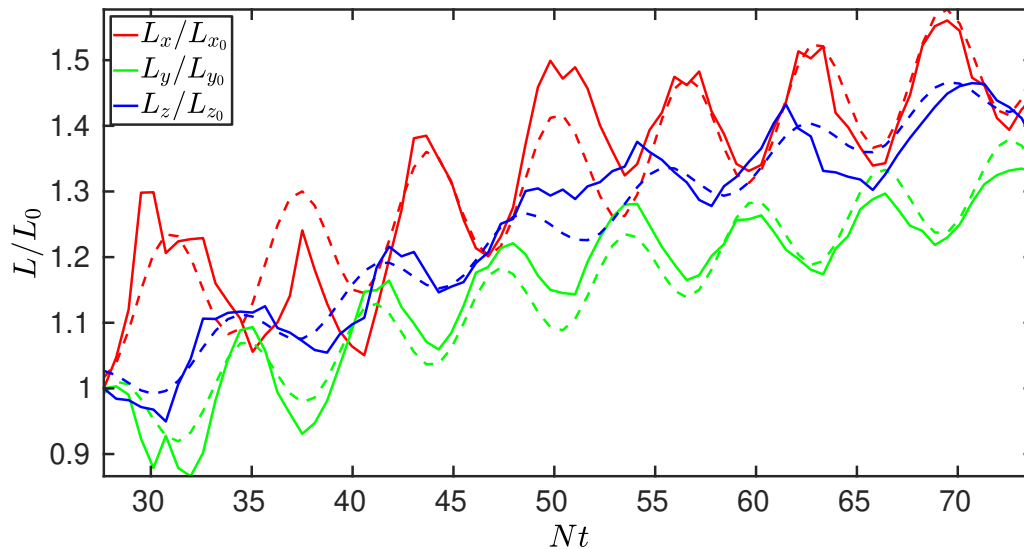


FIGURE 4.20: Evolution des dimensions caractéristiques du dipôle adimensionnées par leur valeur initiale en fonction du temps pour  $\theta = 30^\circ$ . Une modélisation de type  $L_i/L_0 = a_i \times \sqrt{\nu(t - b_i)} + c_i \times \cos(d_i t + e_i)$  avec  $i = [x, y, z]$  a été ajustée sur chaque courbe expérimentale en traits pointillés.

Afin de vérifier le couplage existant entre diffusion visqueuse et oscillation à la fréquence de Brünt-

Vaïssälä, chaque courbe a été modélisée par une loi de type  $L_i/L_0 = a_i \times \sqrt{\nu(t - b_i)} + c_i \times \cos(d_i t + e_i)$  avec  $a_i, b_i, c_i, d_i, e_i$  des paramètres libres et  $i = [x, y, z]$ , dont les valeurs sont données dans la [table 4.3](#). Un accord satisfaisant entre les courbes expérimentales et modèles est obtenu même si les incertitudes sur les différents coefficients sont parfois extrêmement élevées. Le coefficient  $d_i$  qui correspond à la pulsation des oscillations est proche  $1.8 \text{ rad.s}^{-1}$  pour  $L_x$  et  $L_y$  ce qui est très proche de la valeur de la fréquence de Brünt-Vaïssälä de la stratification ( $N = 1.88 \text{ rad.s}^{-1}$ ). Cela marche moins bien pour la dimension  $L_z$  pour laquelle les oscillations sont moins visibles que sur les autres dimensions. Il est difficile de juger de la pertinence des autres paramètres, les valeurs théoriques n'étant pas connues a priori.

	$L_x/L_0$	$L_y/L_0$	$L_z/L_0$
$a_i$	$145 \pm 7$	$130 \pm 10$	$135 \pm 6$
$b_i$	$-13 \pm 5$	$-10.5 \pm 3$	$-6 \pm 2$
$c_i$	$-0.1 \pm 0.01$	$-0.06 \pm 0.01$	$-0.3 \pm 0.01$
$d_i \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}$	$1.8 \pm 0.03$	$1.84 \pm 0.03$	$1.65 \pm 0.1$
$e_i \text{ (rad)}$	$-2 \pm 1$	$0 \pm 0.5$	$4 \pm 1$

TABLE 4.3: Tableau récapitulatif des coefficients des modélisations des dimensions du dipôle pour  $\theta = 30^\circ$  avec  $i = [x, y, z]$ . Les incertitudes correspondent à un intervalle de confiance à 95%.

La trajectoire du dipôle au cours du temps est obtenue à partir de la position du maximum de vitesse à chaque instant. La [figure 4.21](#) présente la position horizontale adimensionnée correspondant au maximum de vitesse horizontale dans la zone stratifiée,  $x|_{U_{max}}/d$  au cours du temps, pour  $(y/d, z/d) = (0, 1.05)$ .

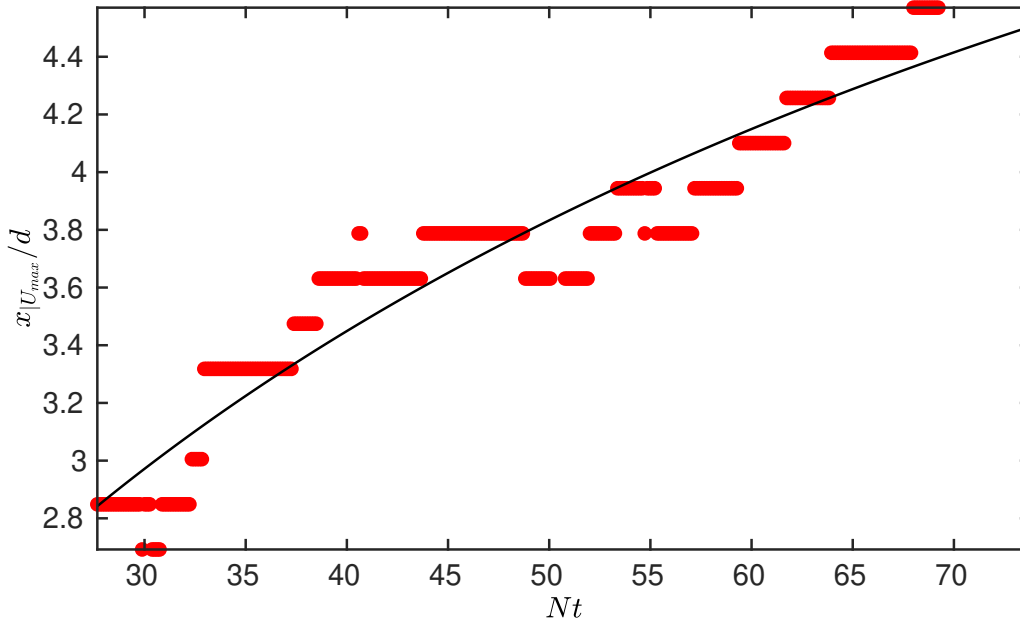


FIGURE 4.21: Trajectoire du dipôle en fonction du temps. Chaque point rouge correspond à la position  $x/d$  du maximum de la composante horizontale du champ de vitesse pour un instant donné,  $x|_{U_{max}}/d$  à  $(y/d, z/d) = (0, 1.05)$ . Une modélisation de type  $x|_{U_{max}}/d = a \times \text{erf}(\sqrt{t/\tau}) + b$  a été ajustée sur les points expérimentaux.

La position du dipôle étant donnée par la position du maximum de vitesse sur les points du maillage et le dipôle se déplaçant lentement, l'évolution de  $x|_{U_{max}}/d$  présente des paliers sur lesquelles la valeur de  $x|_{U_{max}}/d$  est constante sur une certaine durée. La position du dipôle évolue non linéairement avec le

temps et le dipôle ralentit aux temps longs. Ce comportement semble dominé par les effets visqueux, la vitesse du dipôle décroissant exponentiellement avec le temps (Flór et Van Heijst [1994], Flór *et al.* [1995]). Flór *et al.* [1995] prédisent une vitesse du dipôle  $U_{dip}$  se comportant comme :

$$U_{dip} \sim \frac{1}{\sqrt{\nu t}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dif}}\right) \quad (4.1)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide,  $t$  le temps et  $\tau_{dif}$  un temps caractéristique de diffusion. La primitive de l'équation (4.1) donne l'évolution de la position du dipôle au cours du temps sous la forme :

$$x_{dip}(t) \sim \text{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_{dif}}}\right) \quad (4.2)$$

Une modélisation de type  $x|_{U_{max}}/d = a \times \text{erf}(\sqrt{t/\tau}) + b$  avec  $a$ ,  $b$ ,  $\tau$  des paramètres libres a été effectuée et comparée aux résultats expérimentaux (fig. 4.21). Un accord convenable entre les points expérimentaux et la modélisation est obtenu bien que la dispersion des points fait que d'autres modélisations (linéaire, polynomiale) donnent un résultat tout aussi satisfaisant. Les incertitudes étant assez importantes, seule un ordre de grandeur de la valeur du temps de diffusion visqueuse peut être obtenu à partir de la modélisation,  $\tau \sim 60$  s. Il est possible de relier cette valeur à un temps caractéristique de diffusion de la forme  $l^2/\nu$  avec  $l$ , une dimension caractéristique du dipôle. Un ordre de grandeur de  $l$  peut-être donné par l'extension du dipôle selon  $z$  :  $l \sim 0.7d$ . En utilisant la valeur de viscosité cinématique déterminée au chapitre 2,  $\nu = 2.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , on trouve un temps caractéristique estimé  $\tau_{est} \sim 95$  s, ce qui est bien du même ordre de grandeur que le résultat obtenu par modélisation.

## 4.9 Cas d'une faible perturbation ( $\theta = 5^\circ$ )

Le dispositif de 4D-PTV a également été utilisé pour des expériences avec un angle de tir faible ( $\theta = 5^\circ$ ). Cet angle de tir représente une faible déviation au cas de l'impact normal ce qui permet d'étudier l'effet d'une légère brisure de symétrie sur la réorganisation du champ de vorticité mais également sur les OI g en er es par l'impact.

La figure 4.22 (a) présente le champ de vorticité horizontale adimensionnée  $\omega_y d/V_p$  dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$  pour les instants  $t^* = [6, 11, 15, 20]$  pour un angle de tir  $\theta = 5^\circ$  et une valeur du nombre de Richardson  $Ri = 0.39$  ( $Fr = 1.8$ ). La réorganisation du champ de vorticité dans le plan vertical de symétrie est sensiblement la même que pour le cas de l'impact normal pour la même valeur de Richardson. Le faible angle de tir ne perturbe pas sensiblement la formation de vorticité barocline.

La figure 4.22 (b) présente le champ de vorticité verticale adimensionnée  $\omega_z d/V_p$  dans le plan horizontal  $z/d = 1.2$  pour les mêmes instants. La position verticale du plan horizontal a été choisie proche de la profondeur maximale de pénétration atteinte par l'AT. Dans ce plan et pour les instants consid er es, deux zones de vorticité verticales de part et d'autre de l'axe  $y/d = 0$  sont visibles et de signes oppos es bien que les lignes de courants ne mettent pas en évidence de zones contra-rotatives. L'axisymétrie qui semblait préservée à la lecture de la figure 4.22 (a) ne l'est pas, comme l'indiquent les champs de vorticité verticale. Cependant, à  $t^* = 20$ , l'écoulement ne met pas encore clairement en évidence une structure dipolaire.

Afin de vérifier si la légère brisure de symétrie mène à la formation ou non d'un dipôle, il faut s'intéresser aux champs de vitesse et de vorticité à des temps plus longs. La figure 4.23 (a) présente le champ de vitesse  $(u, v)$  superpos e au champ de vorticité verticale pour  $t^* = 62.6$  ( $Nt = 38.5$ ) à l'altitude  $z/d = 1.2$ . A cet instant, une structure dipolaire bien définie existe en  $(x/d, y/d) = (2, \pm 1)$

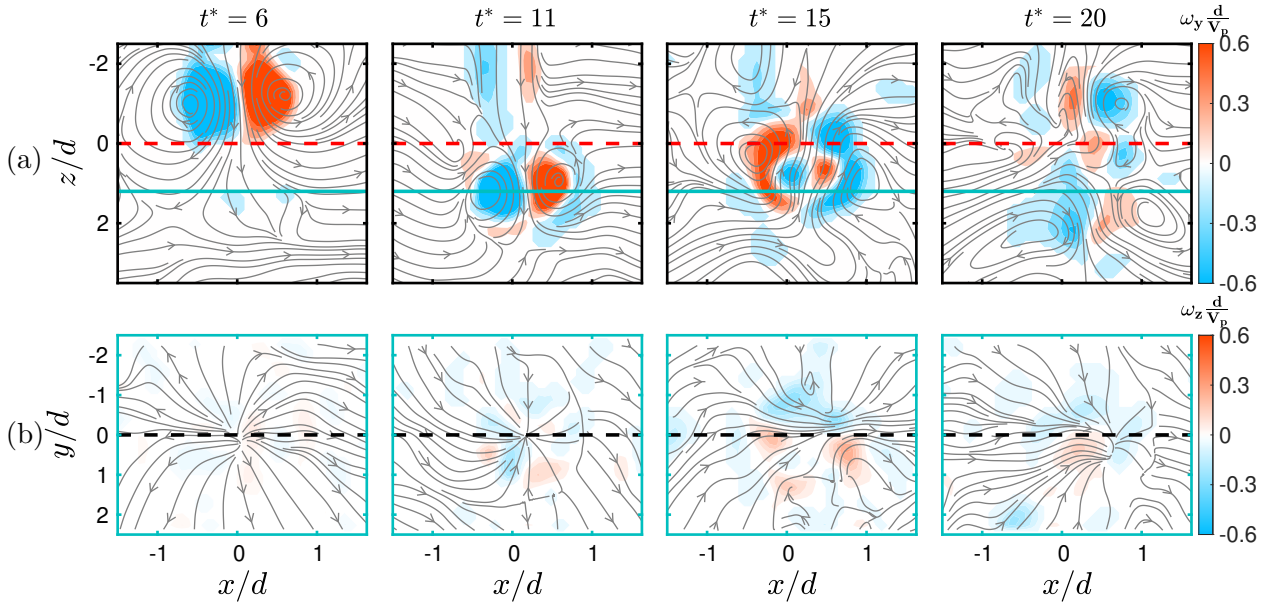


FIGURE 4.22: Impact d'un AT sur la stratification pour un angle de tir  $\theta = 5^\circ$  à  $t^* = [6, 11, 15, 20]$  (de gauche à droite) et  $Ri = 0.39$  ou  $Fr = 1.8$ . (a) Champs de vorticité horizontale  $\omega_y d/V_p$  dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . La ligne cyan sur les figures (a-d) indique la position du plan horizontal  $z/d = 1.2$ . (b) Champs de vorticité verticale  $\omega_z d/V_p$  dans le plan horizontal  $z/d = 1.2$ . La ligne pointillée noire indique la position du plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . Sur chaque figure, les lignes grises correspondent aux lignes de courant de l'écoulement dans le référentiel du laboratoire.

tandis que dans le plan vertical de symétrie aucune zone de vorticité n'est observée (non montré ici).

La [figure 4.23 \(b\)](#) présente le champ de vitesse verticale dans le plan  $z/d = 1.2$  à  $t^* = 62.6$ . Cette figure est similaire à la [figure 4.12 \(b\)](#) et montre l'existence de deux extremums de vitesse de part et d'autre du plan de symétrie  $y/d = 0$ , en  $(x/d, y/d) = (1.9, \pm 1)$ , coïncidant avec la position des cœurs du dipôle.

La structure dipolaire met plus de temps à se développer que dans le cas du tir incliné de  $30^\circ$ . L'écoulement horizontal suite à l'impact de l'AT est plus faible dans le cas à  $5^\circ$  qu'à  $30^\circ$  ce qui entraîne une vitesse de déplacement du dipôle moins importante.

L'écoulement dipolaire, de la même manière que pour le cas à  $\theta = 30^\circ$ , va interagir avec le champ d'OI. Un diagramme spatio-temporel 2D de la composante verticale de vitesse ([fig. 4.24a](#)) a été construit dans le plan  $z/d = 1.2$ , d'une manière similaire à ceux de la [figure 4.17](#). Jusqu'à  $Nt = 30$ , le diagramme est axisymétrique. Au-delà, il apparaît deux branches de part et d'autre du plan  $y/d = 0$  d'intensité non négligeable en plus de la composante verticale de vitesse à la position  $(x/d, y/d) = (0, 0)$ . La [figure 4.24 \(b\)](#) présente l'évolution temporelle de la composante verticale de vitesse pour trois points particuliers du plan  $z/d = 1.2$ . Ces points coïncident avec les extremums de vitesse identifiés sur la [figure 4.23 \(b\)](#) par les carrés noirs. Jusqu'à  $Nt = 25$ , la vitesse est à peu près la même partout. A partir de  $Nt = 30$ , la vitesse devient plus intense en  $y/d = \pm 1$  que dans le plan  $y/d = 0$ .

Les différentes dimensions caractéristiques ont été déterminées par un protocole similaire à celui présenté à la [section 4.8](#). Le dipôle mettant plus de temps à se développer complètement les dimensions du dipôle sont déterminées à  $Nt = 75$  et données dans la [table 4.4](#). Ces dimensions sont similaires à celles du dipôle généré pour un tir à  $30^\circ$ , bien qu'une comparaison plus poussée soit impossible, les



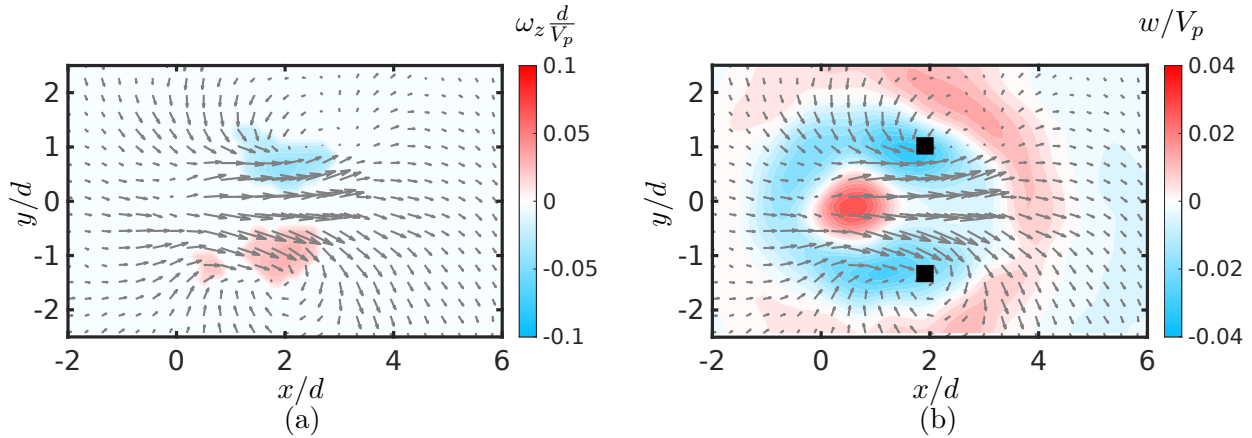


FIGURE 4.23: (a) Champ de vorticité verticale adimensionnée  $\omega_z d/V_p$ . (b) Champ de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  dans le plan horizontal  $z/d = 1.2$  à  $Nt = 38.5$  pour un tir incliné de  $\theta = 5^\circ$  et  $Ri = 0.39$  ( $Fr = 1.8$ ). Sur la figure (b), les carrés noirs indiquent la position de deux minimums locaux de vitesse verticale à la position  $(x/d, y/d) = (1.9, \pm 1)$ . Pour chaque figure, les flèches grisées correspondent au champ de vitesse horizontale  $(u, v)$ .

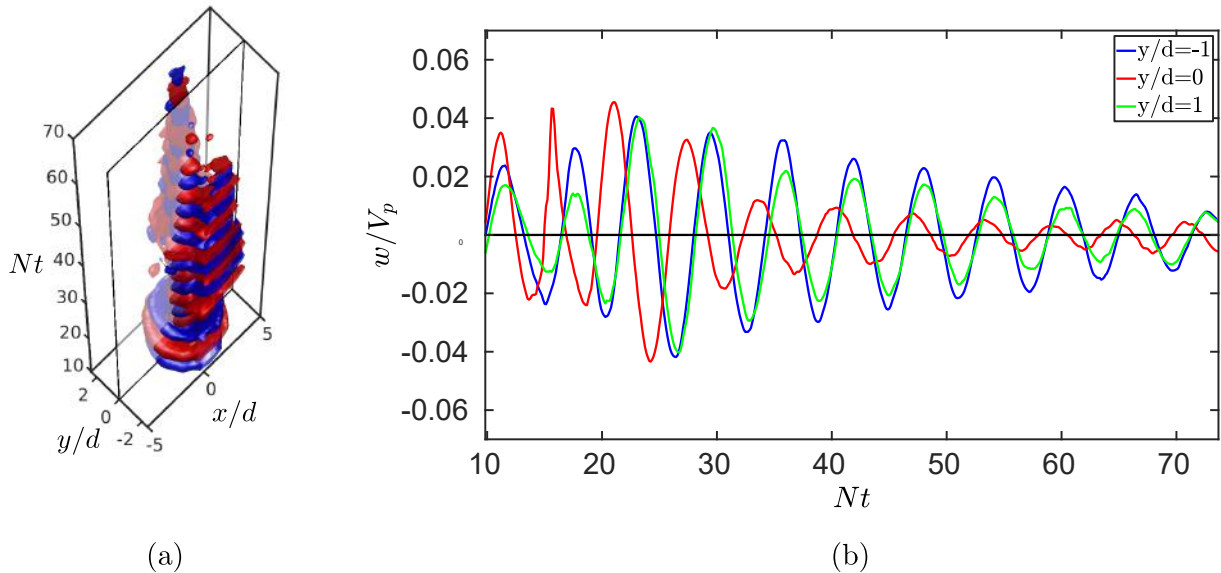


FIGURE 4.24: (a) Diagramme spatio-temporel de la composante verticale de vitesse dans le plan horizontal  $z/d = 1.2$  pour un tir incliné de  $\theta = 5^\circ$  et  $Ri = 0.39$ . (b) Evolution temporelle de la composante verticale de vitesse adimensionnée à  $(x/d, z/d) = (1.9, 1.2)$  et pour trois positions  $y/d$  différentes.

dimensions n'étant pas déterminées aux mêmes instants.

$L_{x_0}/d$	$L_{y_0}/d$	$L_{z_0}/d$
$1.3 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.1$	$0.60 \pm 0.05$

TABLE 4.4: Tableau récapitulatif de la valeur initiale des différentes dimensions du dipôle adimensionnées à l'instant  $Nt = 75$ . Les incertitudes sont obtenues à partir de l'incertitude sur les coefficients de la modélisation et correspondent à un intervalle de confiance à 95%.

Il est toutefois possible de comparer l'évolution temporelle des différentes dimensions du dipôle au cours du temps. De la même façon que la figure 4.20, la figure 4.25 présente l'évolution temporelle des trois dimensions du dipôle adimensionnées par leur valeur initiale. Pour la dimension  $L_x$ , le rapport

des dimensions augmente légèrement au cours du temps et présente des oscillations à la fréquence de Brünt-Väissälä plus piquées et intenses que dans le cas fortement incliné. Un comportement assez différent est observé entre  $L_y$  et  $L_z$  : l'extension du dipôle selon  $z$  augmente de 50% sur la séquence temporelle tandis que l'extension du dipôle selon  $y$  n'augmente quasiment pas.

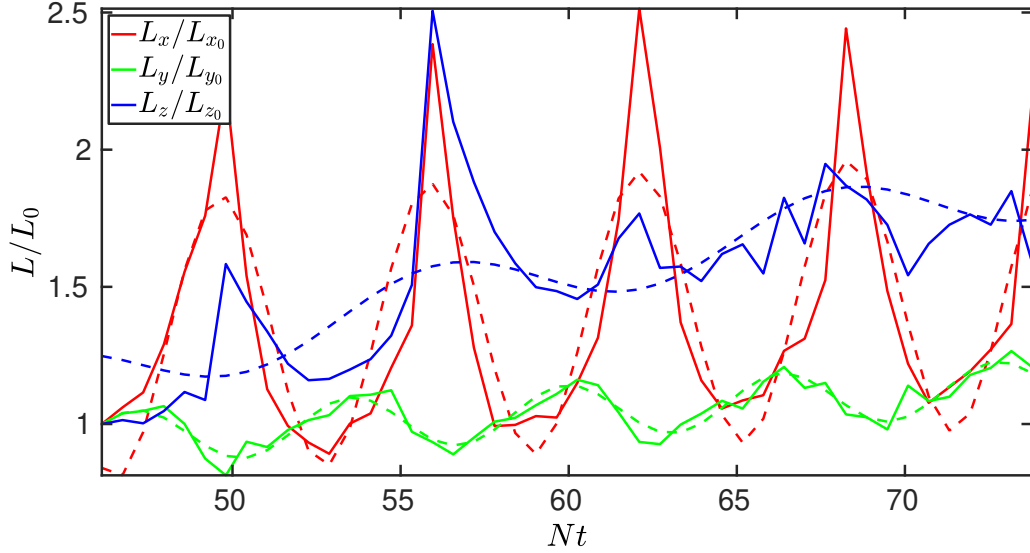


FIGURE 4.25: Evolution des dimensions caractéristiques du dipôle adimensionnées par leur valeur initiale en fonction du temps pour  $\theta = 5^\circ$ . Une modélisation de type  $L_i/L_0 = a_i \times \sqrt{\nu(t - b_i)} + c_i \times \cos(d_i t + e_i)$  avec  $i = [x, y, z]$  a été ajustée sur chaque courbe expérimentale en traits pointillés.

Là encore, chaque courbe a été modélisée par une loi de type  $L_i/L_0 = a_i \times \sqrt{\nu(t - b_i)} + c_i \times \cos(d_i t + e_i)$  avec  $a_i, b_i, c_i, d_i, e_i$  des paramètres libres et  $i = [x, y, z]$  dont les valeurs sont données dans la [table 4.5](#). Un accord satisfaisant est observé entre les courbes expérimentales et modèles pour  $L_x$  et  $L_y$ . Une valeur correcte de la pulsation est obtenue pour ces dimensions. Cela marche moins bien pour la dimension  $L_z$  pour laquelle le modèle proposé ne semble pas pertinent. Le modèle donne une valeur faible de la pulsation ( $1 \pm 0.2 \text{ rad.s}^{-1}$ ). Pourtant, on observe bien 5 pics avec la même période que pour les deux autres dimensions. Par ailleurs, le modèle ne capture pas le côté très piqué de la courbe correspondant à  $L_x$  et l'amplitude qu'il prédit sous-estime largement les mesures expérimentales.

	$L_x/L_0$	$L_y/L_0$	$L_z/L_0$
$a_i$	$130 \pm 90$	$120 \pm 20$	$260 \pm 70$
$b_i$	$-20 \pm 70$	$-8.5 \pm 8$	$-15 \pm 7$
$c_i$	$-0.5 \pm 0.1$	$-0.1 \pm 0.01$	$-0.1 \pm 0.05$
$d_i \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}$	$1.86 \pm 0.05$	$1.8 \pm 0.03$	$1 \pm 0.2$
$e_i \text{ (rad)}$	$-3 \pm 1.5$	$0.9 \pm 0.6$	$23 \pm 7$

TABLE 4.5: Tableau récapitulatif des coefficients des modélisations des dimensions du dipôle pour  $\theta = 5^\circ$  avec  $i = [x, y, z]$ . Les incertitudes correspondent à un intervalle de confiance à 95%.

En résumé, une faible déviation au cas du tir normal n'induit pas de brisure de symétrie notable aux temps courts sur la réorganisation du champ de vorticité. Une enveloppe de vorticité barocline quasi-axisymétrique se développe à mesure que l'AT primaire se réduit et disparaît. En revanche, un écoulement quasi bidimensionnel (Q2D) existe aux temps longs qui interagit avec les OI g n r es. Finalement, la symétrie est bris e, malgré la faible perturbation à l'impact normal.

## 4.10 Dynamique de réorganisation tourbillonnaire pour différents nombres de Richardson pour $\theta = 30^\circ$

Des expériences pour deux autres nombres de Richardson ( $Ri = [0.1, 1.57] \Leftrightarrow Fr = [2.7, 0.9]$ ) ont été réalisées avec le dispositif de 4D-PTV pour un angle de tir fixé à  $30^\circ$ . Des résultats préliminaires sur la réorganisation du champ de vorticité sont présentés pour ces expériences correspondant au cas du **régime non pénétratif** et du **régime de sillage** présentés au [chapitre 3](#) pour le tir normal d'AT.

La [figure 4.26](#) est la même figure que la [figure 4.22](#) mais pour un angle  $\theta = 30^\circ$  et pour un nombre de Richardson  $Ri = 1.57$  ( $Fr = 0.9$ ). De la même manière que pour le cas  $Ri = 0.39$  ( $Fr = 1.8$ ), à  $t^* = 6$ , les isocontours de vorticité horizontale mettent en évidence l'AT juste avant de pénétrer dans la stratification.    $t^* = 11$ , l'AT a pénétré partiellement la stratification. Dans le plan vertical de symétrie, de la vorticité barocline a été g n r e de façon asymétrique. La vorticité secondaire négative a été g n r e préférentiellement en dessous de la zone de vorticité positive associ e à l'AT primaire et s' st reconnect e avec la zone de vorticité primaire négative. La vorticité barocline positive a été g n r e uniquement à gauche de la vorticité primaire négative. Contrairement au cas  $Ri = 0.39$ , la vorticité barocline positive n'est pas capable de se connecter avec la zone de vorticité primaire de même signe, en raison du caractère partiellement pénétratif. Au même instant, on note l'apparition de deux zones de vorticité de signe opposé dans le plan horizontal  $z/d = 0.7$  en  $(x/d, y/d) = (0.2, \pm 1)$ .

De la même manière que pour le cas  $Ri = 0.39$  ( $Fr = 1.8$ ), une structure dipolaire se forme lors de la réorganisation du champ de vorticité 3D.    $t^* = 15$ , la zone associ e à de la vorticité primaire positive est remontée légèrement en direction du haut de la stratification tandis que la zone associ e à de la vorticité barocline négative s' st  tir e le long de  $x$ . Ces deux zones de vorticité ont fortement perdu en intensité.    $t^* = 20$ , seule de la vorticité résiduelle persiste. Dans le plan horizontal en revanche, la structure dipolaire existe toujours et s' st propag e vers la droite.

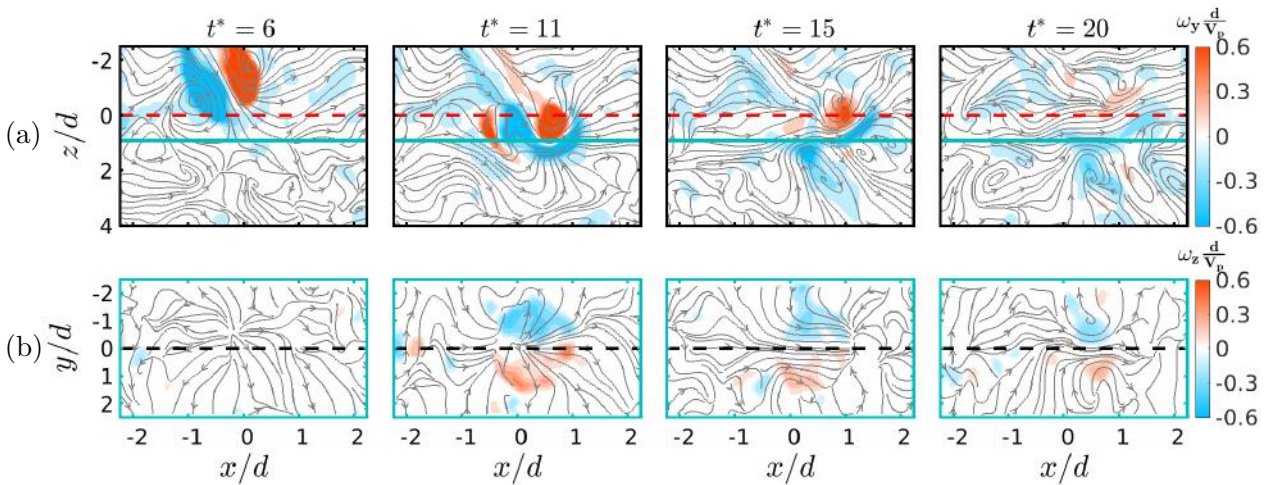


FIGURE 4.26: Impact d'un AT sur la stratification pour un angle de tir  $\theta = 30^\circ$  à  $t^* = [6, 11, 15, 20]$  (de gauche à droite) et  $Ri = 1.57$  ( $Fr = 0.9$ ). (a) Champ de vorticité horizontale  $\omega_y d / V_p$  dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . La ligne cyan sur les figures (a-d) indique la position du plan horizontal  $z/d = 0.7$ . (b) Champ de vorticité verticale  $\omega_z d / V_p$  dans le plan horizontal  $z/d = 0.7$ . La ligne pointillée noire indique la position du plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ . Sur chaque figure, les lignes grises correspondent aux lignes de courant de l'écoulement dans le référentiel du laboratoire.

La [figure 4.27](#) est la même figure que la [figure 4.26](#) mais pour une valeur plus faible du nombre de Richardson,  $Ri = 0.1$  ( $Fr = 2.7$ ).    $t^* = 11$ , l'AT est encore bien défini et a pénétré de  $1.5d$  dans

la stratification. A  $t^* = 15$ , l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration et de la vorticité barocline s'est formée dans le sillage de l'AT. Dans le plan horizontal  $z/d = 2.7$ , on note là encore l'apparition de deux zones de vorticité de signe opposé se propageant vers les  $x$  croissants en  $(x/d, y/d) = (1, \pm 1)$ . Dès cet instant, l'intensité de la vorticité associée à ce dipôle est plus intense que la vorticité primaire et barocline dans le plan vertical de symétrie. A  $t^* = 20$ , la structure dipolaire est encore très intense et se trouve désormais à  $(x/d, y/d) = (1.8, \pm 1)$ . Dans le plan vertical de symétrie, le sillage de l'AT est remonté dans la zone stratifiée. Les zones de vorticité associée à l'AT primaire ne sont plus vraiment visibles car l'AT a partiellement quitté le champ de mesure.

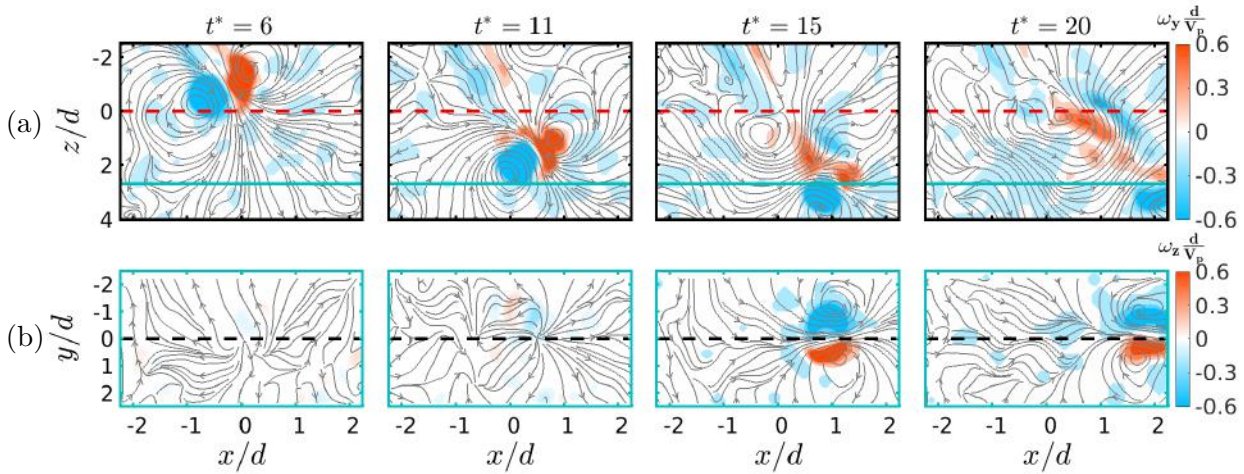


FIGURE 4.27: Même légende que la [figure 4.26](#),  $Ri = 0.1$  ( $Fr = 2.7$ ).

Les dimensions du dipôle sont du même ordre de grandeur que pour le cas  $Ri = 0.39$ . Leur évolution n'est cependant pas présentée ici. Dans le cas associé à la plus grande valeur du Richardson, l'AT étant très peu pénétratif, le dipôle se situe très près du début de la stratification et il est difficile de suivre proprement la structure tourbillonnaire. Dans le cas à faible Richardson, le dipôle sort très rapidement du champ de mesure et il n'est donc pas possible de le caractériser à un moment où les mouvements résiduels associés à l'impact sont dissipés.

Pour un angle de tir important, la réorganisation de l'écoulement en terme de génération de vorticité barocline dépend du nombre de Richardson (ou du nombre de Froude). La réorganisation de l'écoulement 3D sous la forme d'un dipôle Q2D lors d'un impact à  $\theta = 30^\circ$  est observée quelle que soit la valeur du nombre de Richardson. Ce comportement est lié au caractère anisotrope du milieu stratifié qui inhibe les mouvements selon la verticale.



# Chapitre 5

## Influence de l'angle de tir et du nombre de Froude : étude paramétrique

### Sommaire

---

5.1	Influence de l'angle de tir et du nombre de Froude sur la pénétration de l'anneau tourbillonnaire dans la stratification . . . . .	132
5.2	Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité . . . . .	136
5.2.1	Dynamique locale pour $Fr = 0.9$ . . . . .	136
5.2.2	Dynamique locale pour $Fr = 1.8$ . . . . .	137
5.2.3	Bilan global de circulation pour $Fr = 1.8$ . . . . .	138
5.2.4	Comportement de la stratification à un temps intermédiaire ( $t_m^* + 8$ ) . . . . .	141
5.3	Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité aux temps longs . . . . .	142
5.3.1	Dimensions caractéristiques du dipôle Q2D . . . . .	142
5.3.2	Dissipation du dipôle Q2D . . . . .	144
5.4	Influence de l'angle de tir sur les ondes internes g�n�r�es . . . . .	145

---

Le [chapitre 4](#) s'est focalisé sur trois valeurs de Froude ainsi que sur un angle particulier de tir,  $\theta = 30^\circ$ . Dans le [chapitre 5](#), une étude paramétrique de l'influence de l'angle de tir  $\theta$  sur les caractéristiques de l'impact d'AT est pr sent e. Bien que la dynamique soit tridimensionnelle ([chapitre 4](#)), la réponse à un grand nombre de questions peut être fournie avec une étude 2D. Des visualisations et des mesures quantitatives de vitesse par PIV-2D dans un plan vertical de symétrie de l'AT sont utilis es ici. Ce choix a été fait pour des raisons pratiques associ es à la lourdeur du déploiement de méthodes 3D autant qu'au volume de donn es qu'elles génèrent.

L'angle de tir  $\theta$ , défini comme l'angle par rapport à la verticale, varie entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$  par pas de  $5^\circ$ . Les mesures ont été effectu es principalement pour deux nombres de Froude,  $Fr = 0.9$  et  $Fr = 1.8$ , associés au **régime non pénétratif** et **régime englobant** du [chapitre 3](#). En plus de ces mesures, pour chaque angle supérieur à  $10^\circ$ , les mesures ont été compl t es par une mesure à un nombre de Froude plus élevé mais tel que le nombre de Froude normal,  $Fr_n$ , défini comme  $Fr_n = \frac{V_p \cos \theta}{Nd}$ , soit maintenu constant et égal à  $Fr_n = 0.9$  ou  $Fr_n = 1.8$ . Quelques mesures complémentaires ont été effectu es pour une valeur plus  lev e du nombre de Froude ( $Fr = 2.7$ ), associé au **régime de sillage** du [chapitre 3](#) pour  $\theta \in [15, 30, 45]^\circ$  (les expériences à nombre de Froude normal équivalent n'ont pas été r alis es). La fréquence de Brünt-Väissälä est fix e pour toutes les expériences ( $N \sim 1.7 \text{ rad.s}^{-1}$ ). La [table 5.1](#) récapitule l'ensemble des paramètres expérimentaux de l'étude paramétrique. Chaque expérience a été r alis e au moins deux fois et une excellente reproductibilité a été observ e entre les expériences.

Fr/Fr <sub>n</sub>	$\theta(^{\circ})$												N (rad.s <sup>-1</sup> )
Fr = 0.9	0	5	10	×	×	×	20	25	30	35	40	45	1.68
Fr <sub>n</sub> = 0.9	×	×	10	×	×	×	20	25	30	35	40	45	1.68
Fr = 1.8	0	5	10	15	17.5	19	20	25	30	35	40	45	1.64
Fr <sub>n</sub> = 1.8	×	×	10	15	×	×	20	25	30	35	40	45	1.64
Fr = 2.7	0	×	×	15	×	×	×	×	30	×	×	45	1.71

TABLE 5.1: Tableau récapitulatif des différentes expériences de PIV-2D réalisées pour l'étude paramétrique. Les croix indiquent les expériences qui n'ont pas été réalisées.

## 5.1 Influence de l'angle de tir et du nombre de Froude sur la pénétration de l'anneau tourbillonnaire dans la stratification

La profondeur de pénétration est déterminée à partir de visualisations laser (suivi d'isopycne, voir [chapitre 3](#)) ainsi que des images brutes utilisées pour les calculs de PIV-2D sur lesquelles la poche de fluide transportée par l'AT est identifiable. La [figure 5.1](#) présente la profondeur maximale de pénétration adimensionnée,  $z_m/d$ , atteinte pour différentes séries d'expériences et correspondant à trois valeurs de Froude,  $Fr = [0.9, 1.8, 2.7]$ . Pour  $\theta = 0^{\circ}$ , la profondeur de pénétration maximale,  $z_m(\theta = 0^{\circ})/d$ , des différents régimes de pénétration identifiés au [chapitre 3](#) a été ajoutée et sert de référence.

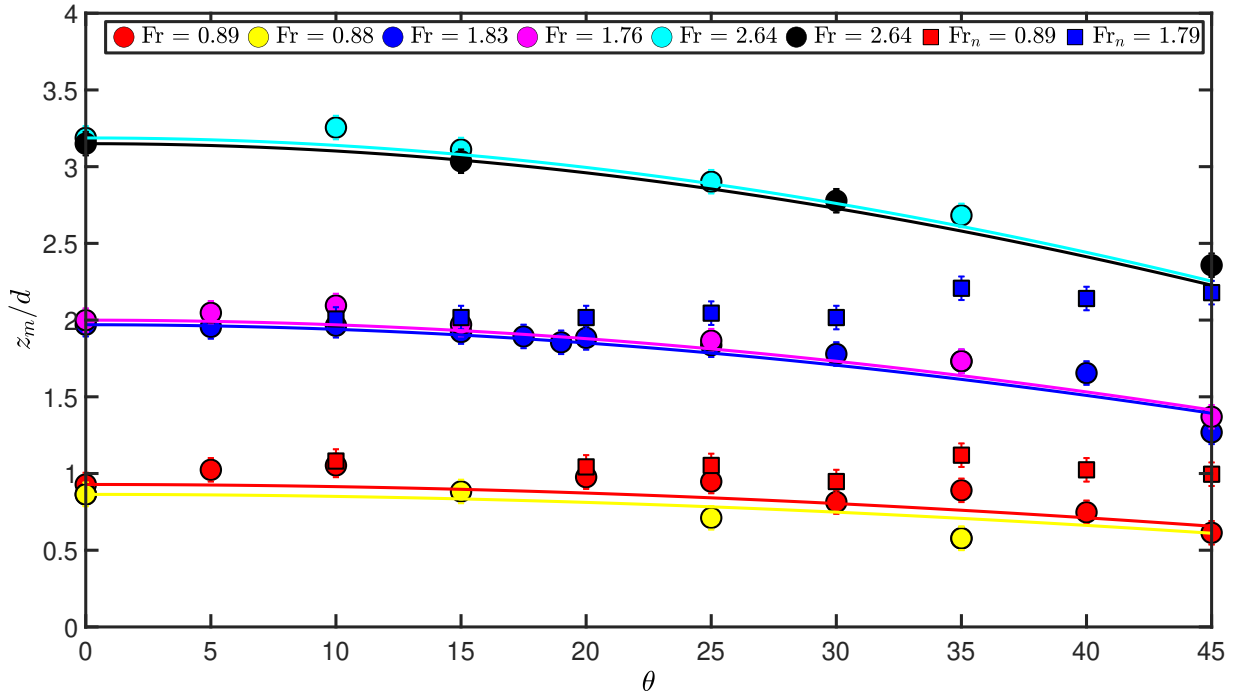


FIGURE 5.1: Evolution de la profondeur de pénétration adimensionnée,  $z_m/d$ , en fonction de l'angle de tir pour différentes séries d'expériences. Les séries pour lequel le nombre de Froude est fixé sont représentées par des marqueurs ronds et celles pour lequel le nombre de Froude normal a été fixé par des marqueurs carrés. Les lignes pleines correspondent à une modélisation du type  $z_m/d = z_m(\theta = 0^{\circ}) \times \cos \theta/d$ .

Pour les points expérimentaux associés à une valeur fixe du nombre de Froude, la profondeur de pénétration diminue globalement avec l'angle de tir. Pour les points expérimentaux associés à une valeur fixe du nombre de Froude normal, la profondeur de pénétration reste à peu près constante, indépendamment de l'angle de tir. La seule différence entre le nombre de Froude et le nombre de Froude

normal étant la dépendance en  $\cos(\theta)$ , il est naturel de réaliser une modélisation de la profondeur de pénétration comme  $z_m/d = z_m(\theta = 0^\circ) \times \cos \theta/d$ . Il existe un bon accord entre les points expérimentaux et les courbes modèles, indiquant une dépendance de la profondeur de pénétration linéaire avec le nombre de Froude normal.

Sur la [figure 5.2](#), les images utilisées pour les calculs de PIV-2D sont utilisées pour illustrer l'AT lorsqu'il atteint sa profondeur maximale de pénétration. Chaque ligne est associée à une valeur du nombre de Froude normal,  $Fr_n = [0.9; 1.8]$  et chaque colonne à un angle de tir particulier. La position maximale de pénétration est déterminée par pointage manuel et n'est pas rigoureusement identique pour chaque image. Cela est dû à une dispersion sur les mesures associée aux incertitudes de pointage, estimées à 10 pixels pour chaque mesure. La profondeur maximale atteinte par l'AT est bien la même, aux incertitudes près, pour tous les angles de tir si la valeur du Froude normal est fixée.

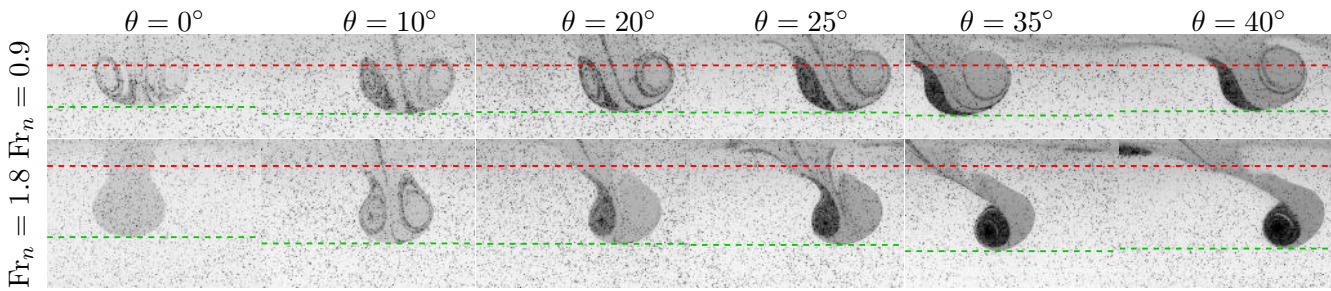


FIGURE 5.2: Illustration de l'influence de  $Fr_n$  sur la profondeur de pénétration. Des images brutes de PIV-2D sont présentées pour différents angles (colonne) et deux valeurs de  $Fr_n$  (ligne) à l'instant où l'AT atteint sa profondeur maximale de pénétration. La profondeur maximale de pénétration est représentée par la ligne pointillée verte.

La [figure 5.3](#) présente l'évolution de la profondeur maximale de pénétration en fonction du nombre de Froude (a) et du nombre de Froude normal (b) pour des tirs d'AT inclinés. Sur la figure (a), pour une même valeur du nombre de Froude, il existe une grande dispersion sur la profondeur de pénétration atteinte. En revanche, les points sont distribués le long d'une droite croissante avec une profondeur de pénétration maximale pour un nombre de Froude normal maximal sur la figure (b). Une régression linéaire a été réalisée d'équation :

$$z_m/d = C_z \times Fr_n \text{ avec } C_z = 1.16 \pm 0.02 \quad (5.1)$$

Cette pente correspond quasiment au coefficient trouvé au [chapitre 3](#) ( $C = 1.14$ , voir p.64) pour l'impact normal. Le paramètre pilotant la profondeur de pénétration d'un AT dans une stratification est donc la composante normale de la vitesse de propagation de l'AT uniquement. L'argumentaire énergétique développé au [chapitre 3, section 3.1](#) tient à condition de considérer que seule la composante normale  $V_p \cos \theta$  est responsable de la variation d'énergie potentielle.

La [figure 5.4](#) présente la durée nécessaire à l'AT pour atteindre la profondeur maximale de pénétration à partir du moment où il commence à pénétrer dans la stratification,  $dt_m^* = t_{flot}^* - t_{impact}^*$  (voir [chapitre 3, section 3.1](#)), en fonction du nombre de Froude (a) et du nombre de Froude normal (b). Contrairement à la profondeur de pénétration, un comportement linéaire de la durée de pénétration avec le nombre de Froude est visible (a) mais pas avec le nombre de Froude normal (b). Une modélisation linéaire d'équation a été réalisée et superposée aux points expérimentaux d'équation :

$$dt_m^* = C_t \times Fr \text{ avec } C_t = 3.38 \pm 0.08 \quad (5.2)$$

Un bon accord avec les points expérimentaux est observé. Si on considère que l'AT parcourt une distance  $l_0$  dans la stratification à la vitesse de l'AT,  $V_{AT} \sim 0.6V_p$ , le long d'une trajectoire oblique



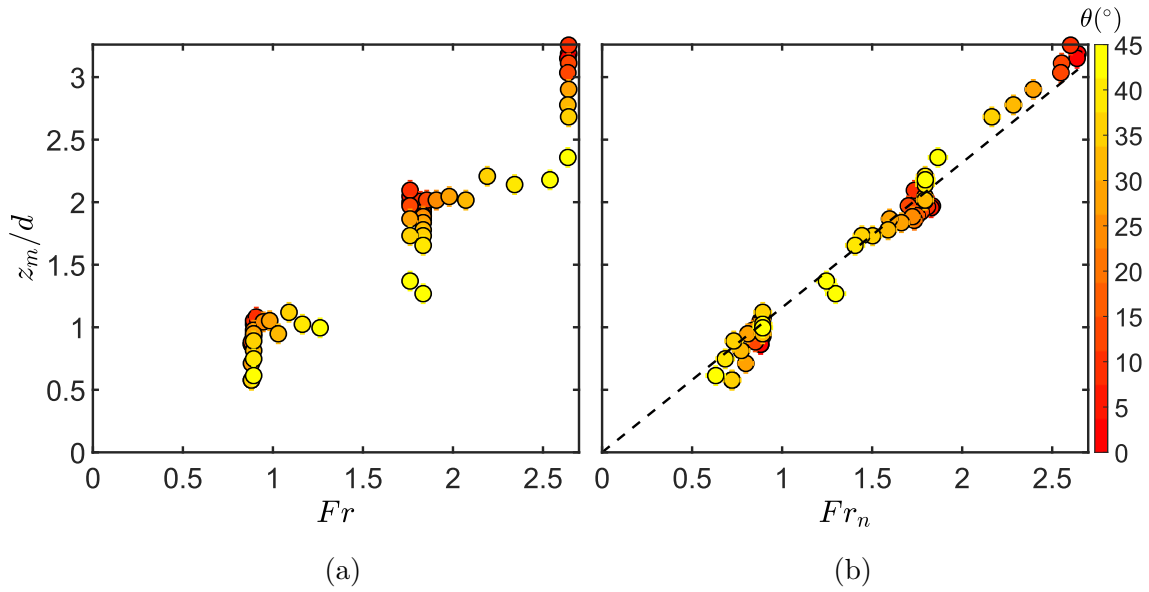


FIGURE 5.3: Evolution de la profondeur maximale de pénétration,  $z_m/d$ , en fonction des nombres de Froude (a) et de Froude normal (b). Chaque point est coloré en fonction de l'angle de tir associé à l'expérience qui varie entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ . Sur la figure (b), une régression linéaire (en noir) est ajustée sur les points expérimentaux.

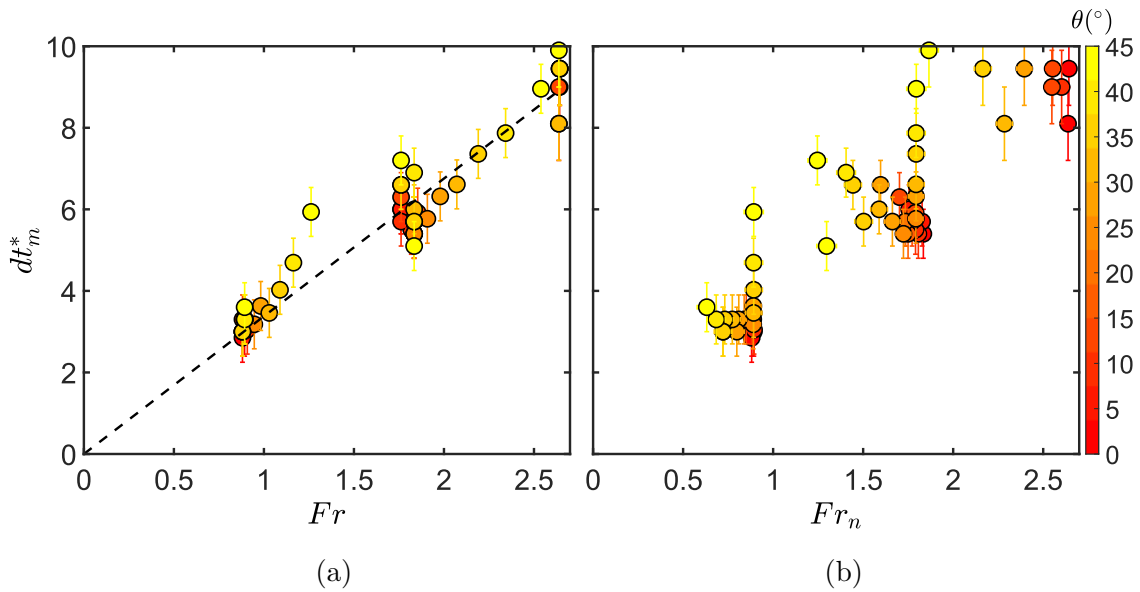


FIGURE 5.4: Intervalle de temps pour atteindre la profondeur de pénétration maximale,  $dt_m^*$ , en fonction des nombres de Froude (a) et de Froude normal (b). Chaque point est coloré en fonction de l'angle de tir associé à l'expérience qui varie entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ . Sur la figure (a), une régression linéaire (en noir) est ajustée sur les points expérimentaux.

inclinée d'un angle  $\theta$  par rapport à la verticale, la distance  $l_0$  s'exprime comme  $l_0 = z_m / \cos \theta$ . La durée de pénétration s'écrit  $dt_m = l_0 / V_{AT} \sim z_m / (V_p \cos \theta)$ . La durée de pénétration adimensionnée s'écrit ainsi :

$$dt_m^* = dt_m \times V_p / d = \frac{z_m}{d \cos \theta} \quad (5.3)$$

En réinjectant l'équation (5.1) dans l'équation (5.3), on obtient :

$$dt_m^* \propto \frac{Fr_n}{\cos \theta} \propto Fr \quad (5.4)$$

Le transport de masse associé à l'AT est évalué en estimant le volume de fluide léger pénétrant la stratification. L'aire de la poche de fluide léger transportée par l'AT dans le plan vertical de symétrie est déterminée à l'instant où l'AT atteint la profondeur de pénétration maximale pour différentes séquences. La figure 5.5 (a) est un zoom sur une image utilisée pour les calculs de PIV-2D à l'instant où l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration ( $Fr = 1.8$ ,  $\theta = 20^\circ$ ). Le contour de l'AT est déterminé par pointage manuel et l'aire totale associée est calculée en utilisant la résolution de la caméra et la calibration px/m.

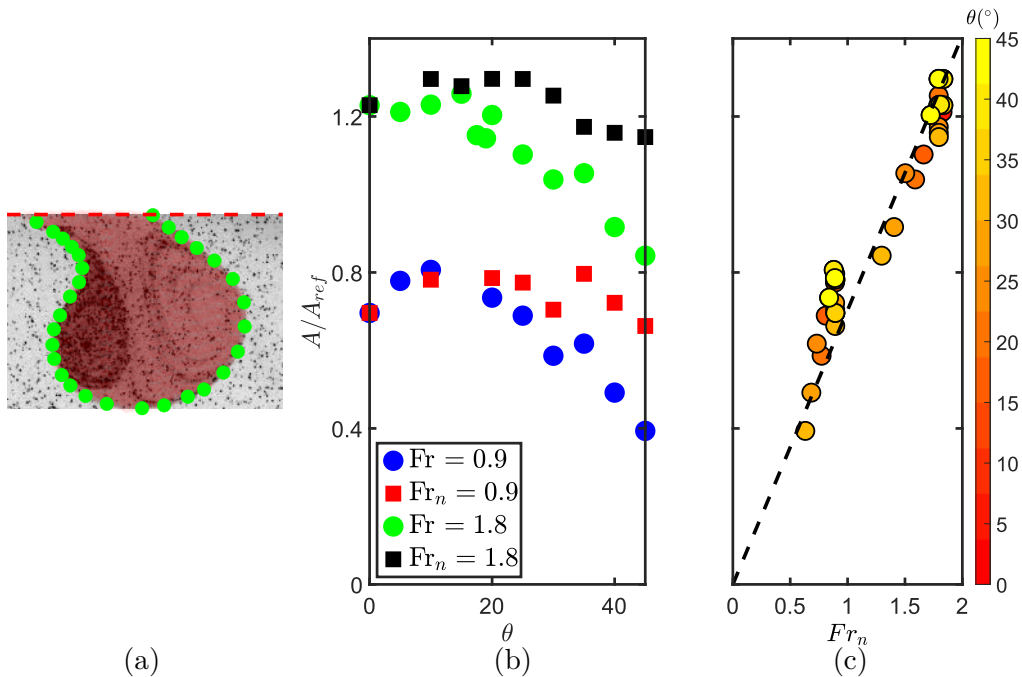


FIGURE 5.5: (a) Détermination de l'aire associée à l'AT pénétrant la stratification. Image brute de PIV lorsque l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration ( $Fr = 1.8$ ,  $\theta = 20^\circ$ ). Le contour de l'AT a été déterminé manuellement par pointage (points verts) et la zone rouge correspond à l'aire englobée par l'AT. (b) Aire englobée par l'AT en fonction de l'angle de tir pour différentes valeurs du Froude (ronds) et du Froude normal (carrés). (c) Evolution de l'aire associée à du fluide léger pénétrant la stratification pour l'instant où la pénétration est maximale en fonction du nombre de Froude normal. Chaque point est coloré en fonction de l'angle de tir associé à l'expérience et varie entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ . Une régression linéaire (en noir) est ajustée sur les points expérimentaux.

La figure 5.5 (b) présente l'évolution de l'aire à  $t_m^*$  adimensionnée par l'aire initiale de l'AT,  $A_{ref}$ , en fonction de l'angle de tir et pour différentes séries d'expériences. Cette aire initiale a été évaluée à  $A_{ref} \sim 9.2 \text{ cm}^2$  à partir de visualisations dans la zone homogène en considérant que la poche de fluide transportée par l'AT est une ellipse. Le rapport de surface diminue en fonction de l'angle pour les expériences à Froude fixé ce qui n'est pas le cas pour les expériences à Froude normal fixé. Pour les faibles valeurs du nombre de Froude, le rapport  $A/A_{ref}$  est plus petit que 1 ce qui est cohérent avec une pénétration partielle de l'AT. Pour les valeurs plus élevées du nombre de Froude, le rapport est supérieur à 1 pour les petits angles car on considère, en plus de l'AT, son sillage. Le rapport  $A/A_{ref}$  diminue en dessous de 1 pour les expériences à grand angle et Froude fixé.

De la même manière que pour la profondeur de pénétration, la figure 5.5 (c) présente l'évolution du rapport de surface  $A/A_{ref}$  en fonction du Froude normal. Un comportement linéaire du rapport

$A/A_{ref}$  avec le nombre de Froude normal est observé et une régression linéaire a été ajustée sur les points expérimentaux d'équation :

$$\frac{A}{A_{ref}} = C_A \times Fr_n \text{ avec } C_A = 0.7 \pm 0.03 \quad (5.5)$$

Ainsi, le volume maximal de fluide léger entraîné dans la zone stratifiée est d'autant plus important que le Froude normal est élevé.

## 5.2 Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité

### 5.2.1 Dynamique locale pour $Fr = 0.9$

La **figure 5.6** présente à  $Fr = 0.9$  l'évolution temporelle du champ de vorticité  $\omega_y d/V_p$  et du champ de vitesse pour quatre angles de tir ( $\theta \in [10, 25, 35, 45]^\circ$ ). Comme il est difficile de maintenir une distance parcourue par l'AT dans la zone homogène rigoureusement identique dès lors que le générateur d'AT est incliné, on choisit comme référence temporelle le moment   l'AT atteint sa profondeur maximale de pénétration. Ainsi, les champs de la deuxième colonne correspondent à l'instant  $t_m^*$ , instant à l'AT a atteint sa profondeur maximale et les autres instants sont espacés de  $\pm \delta t^* = 2$ .

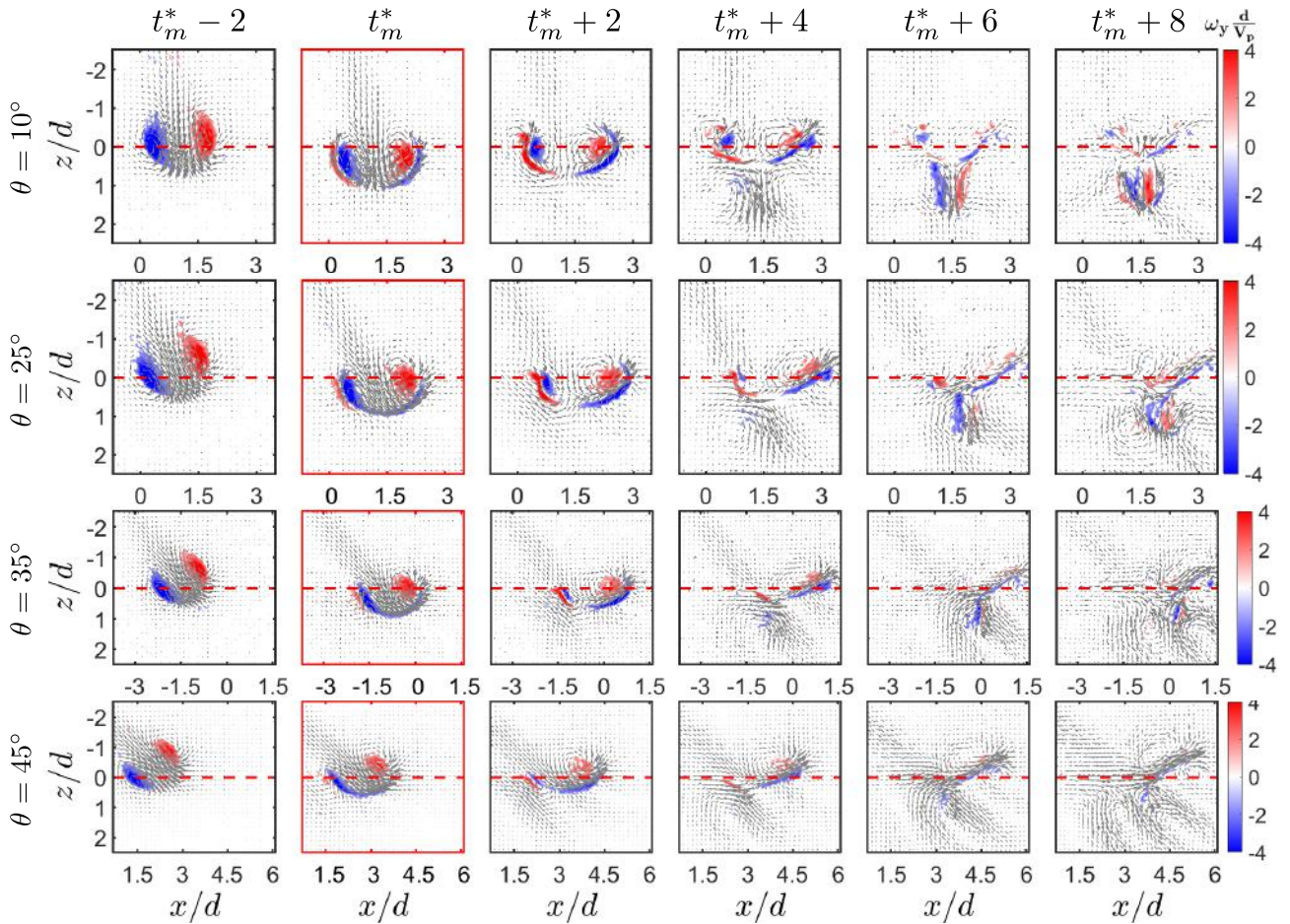


FIGURE 5.6: Evolution de l'écoulement au cours du temps en fonction de  $\theta$  pour  $Fr = 0.9$ . Champ de vitesse ( $u, w$ ) et de vorticité  $\omega_y d/V_p$  dans le plan vertical de symétrie. Chaque ligne correspond à un angle de tir diff rent  $\theta \in [10, 25, 35, 45]^\circ$ . Les figures dont le cadre a été coloré en rouge correspondent à l'instant  $t_m^*$  auquel l'AT a atteint sa profondeur maximale de pénétration.

Dans tous les cas, l'AT pénètre la stratification jusqu'à une profondeur maximale et de la vorticité barocline est g n r e en réponse au déplacement des isopycnes. Les différentes structures cohérentes et nappe de vorticité interagissent entre elles pour finir par se dissiper aux temps longs. A  $t_m^*$ , la partie haute du cœur de l'AT (zone de vorticité positive dans la [figure 5.6](#)) n'a pas eu le temps d'être affect e par la travers e de la frontière supérieure de la stratification. En revanche, la partie basse du cœur de l'AT (zone de vorticité négative) est  tir e, et ce d'autant plus que l'angle de tir est élevé. La structure tourbillonnaire primaire se retrouve envelopp e par une poche de vorticité barocline dont la signature dans le plan vertical de symétrie se traduit par deux zones de vorticité positive et négative, comme observé au [chapitre 4](#). Cette enveloppe n'est pas symétrique par rapport à l'axe de propagation de l'AT et son sommet (partie la plus basse) n'est pas non plus align e avec cet axe. On note que l'intensité de la zone barocline négative est plus grande que celle de la zone barocline positive. Sur les instants suivants, les vorticités primaire négative et barocline positive interagissent et disparaissent par diffusion croisée assez rapidement. La durée de vie de la zone de vorticité primaire positive est plus longue. Cette zone de vorticité se déplace le long de l'interface vers la droite tout en interagissant avec la vorticité barocline adjacente et devient de plus en plus étendue avant de disparaître. Aux temps longs, seule de la vorticité résiduelle existe tandis que le champ de vitesse dans la stratification met en évidence des faisceaux d'OI dirigés vers la droite. Aucun faisceau dirigé vers la gauche du point d'impact n'est observé.

La dynamique de l'écoulement est similaire au cas de l'impact incliné de  $30^\circ$  décrit au [chapitre 4](#), indépendamment de l'angle de tir. L'AT étant peu pénétratif, la vorticité disparaît par diffusion croisée entre la vorticité primaire et la vorticité barocline. La profondeur de pénétration n'évoluant que très peu avec l'angle de tir, le même comportement est observé indépendamment de l'angle de tir pour cette valeur du nombre de Froude.

### 5.2.2 Dynamique locale pour $Fr = 1.8$

On s'intéresse maintenant à l'effet de l'angle de tir sur la dynamique tourbillonnaire pour des AT    $Fr = 1.8$ , plus énergétiques. La [figure 5.7](#) présente de la même manière que la [figure 5.6](#) l'évolution des champs de vitesse et de vorticité en fonction du temps pour cinq angles de tir  $\theta \in [15, 20, 25, 35, 45]$ .

Des similarités existent entre les différents angles de tir. L'AT pénètre la stratification avant d'atteindre sa profondeur de pénétration maximale, et de la vorticité barocline se développe de manière asymétrique. Puis, la vorticité barocline gagne en intensité au détriment de la vorticité primaire et l'ensemble remonte en direction de la zone homogène. Un écoulement horizontal se met en place au niveau de l'interface dirigé vers les  $x$  croissants tandis que la vorticité barocline remonte dans la zone homogène.

A  $t_m^*$ , l'AT a atteint la profondeur de pénétration maximale. L'intensité des zones de vorticité barocline est d'autant plus faible que l'angle de tir est élevé. Cela n'est pas compensé par une génération de vorticité barocline ultérieure puisqu'à  $t_m^* + 2$  le constat est le même : il ne s'agit donc à priori pas d'un effet de délai. A  $t_m^* + 4$ , il y a des différences dans la réorganisation tourbillonnaire. Pour les angles inférieurs à  $20^\circ$ , la vorticité barocline remonte dans la zone homogène et forme une corolle quasi-symétrique qui se propage vers le haut, de la même manière que dans le cas de l'impact normal. La partie droite de la corolle (vorticité négative) est cependant plus compacte que la partie gauche (vorticité positive) dans la vue en coupe. La corolle se propage presque verticalement, même pour un angle de tir de  $20^\circ$ . Il se produit une transition pour  $\theta > 20^\circ$ . A partir de cet angle de tir, la réorganisation de la vorticité barocline ne prend plus la forme d'une corolle quasi-symétrique, et les zones de vorticité barocline forment une « virgule » à cheval entre la zone homogène et la zone stratifi e. Cette « virgule » est entra n e vers la droite du champ de mesure et remonte assez peu dans la zone homogène. La hauteur de remontée est d'autant plus faible que l'angle de tir est élevé. On

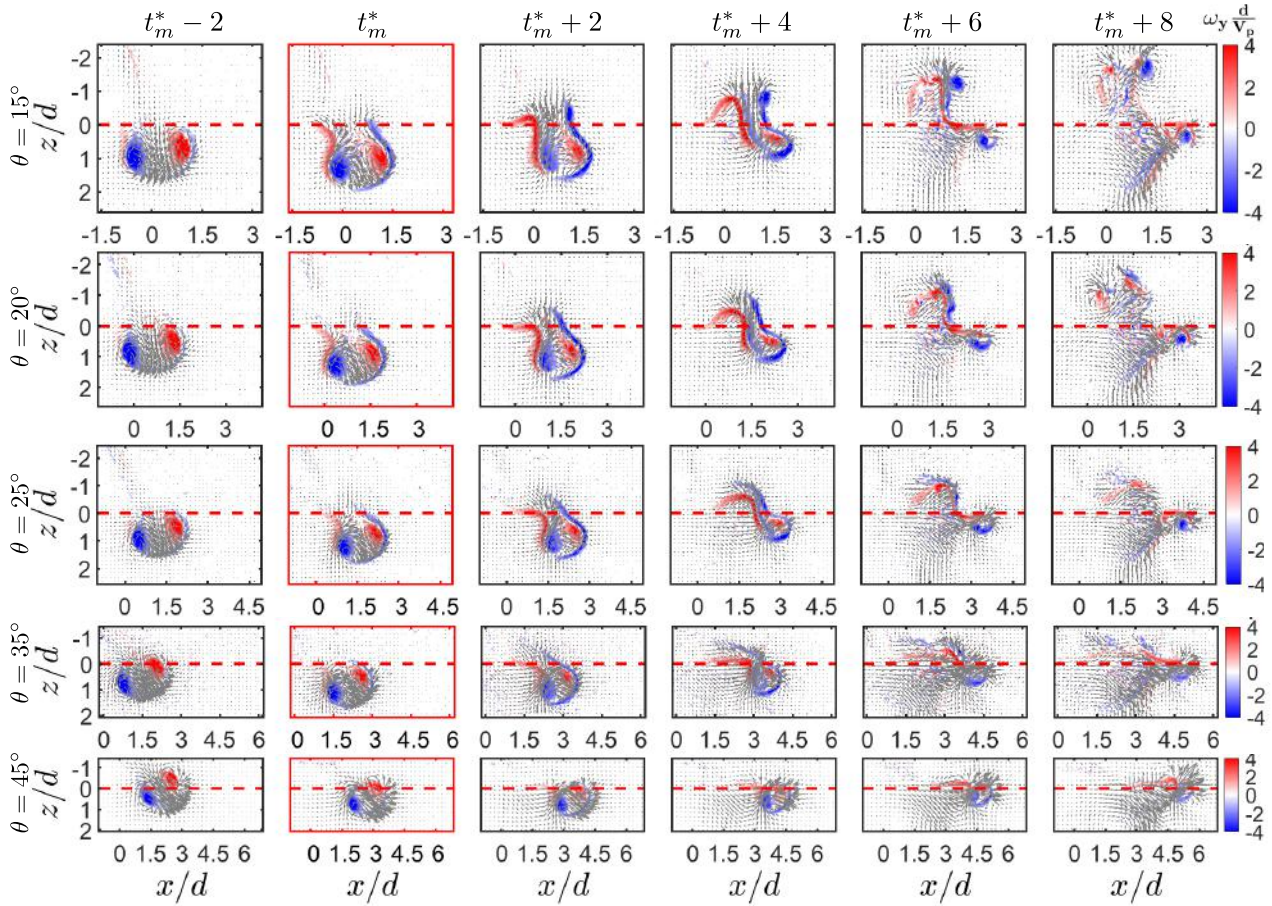


FIGURE 5.7: Evolution de l'écoulement en fonction de  $\theta$  pour  $Fr = 1.8$ . Champ de vitesse ( $u, w$ ) et de vorticité  $\omega_y d/V_p$  dans le plan vertical de symétrie, pour différents instants. Chaque ligne correspond à un angle de tir différent  $\theta \in [15, 20, 25, 35, 45]^\circ$ . Les figures encadrées en rouge correspondent à l'instant auquel l'AT a atteint sa profondeur maximale.

associe ce comportement à l'écoulement horizontal induit par l'impact de l'AT. A partir de  $20^\circ$ , cet écoulement est suffisamment intense pour entraîner la vorticité barocline et empêcher une remontée à la verticale du fluide. Enfin, à  $t_m^* + 8$ , seule de la vorticité résiduelle reste visible dans la zone homogène, à l'exception du cas  $\theta = 15^\circ$  pour lequel la corolle symétrique est encore bien définie. Dans la zone stratifiée, une partie de la vorticité barocline négative n'ayant pas traversé l'interface est encore visible et assez intense. Il existe dans tous les cas la présence d'une zone de cisaillement inclinée entre  $z/d = 0$  et  $z/d = 1.5$ , sur laquelle on reviendra à la [sous-section 5.2.4](#).

### 5.2.3 Bilan global de circulation pour $Fr = 1.8$

Afin de compléter la description de la dynamique tourbillonnaire donnée à la sous-section précédente, on s'intéresse à l'évolution des circulations primaire et barocline en fonction de l'angle de tir. Un protocole d'identification des différentes zones de vorticité au cours du temps dans le cas des tirs inclinés pour  $Fr = 1.8$  a été mis en place permettant de distinguer les zones de vorticité primaire et barocline pour calculer la circulation associée. Pour chaque instant, le champ de vorticité est calculé. A l'aide de la fonction `contourf` de Matlab, la longueur et les coordonnées des différents contours de vorticité associés à une valeur absolue minimale de  $\omega_y \frac{d}{V_p} \sim 1$  sont déterminées. Les quatre contours les plus longs correspondent aux quatre zones que l'on cherche à isoler. Le seuillage est effectué afin d'éviter de prendre en compte des niveaux de vorticité trop faible et de bien séparer les différentes zones de vorticité. Finalement, une étape manuelle d'association de chaque zone avec la quantité qu'elle

représente (vorticité primaire positive/négative, vorticité barocline positive/négative) est effectuée. La circulation des quatre zones ainsi identifiées est calculée comme :

$$\Gamma_{zone} = \sum_{i=1}^{n_{zone}} \omega_i dx dy \quad (5.6)$$

avec  $n_{zone}$  le nombre de point dans une zone donnée,  $dx = dy$  la résolution spatiale du maillage et  $\omega_i$  la valeur de la vorticité associée à chaque point  $i$  appartenant à une zone de vorticité donnée.

La **figure 5.8** présente le champ de vorticité  $\omega_y \frac{d}{V_p}$  pour un angle de tir  $\theta = 19^\circ$ , à l'instant  $t_m^* + 2$  en nuance de gris. Les quatre zones identifiées sont superposées au champ de vorticité. Les zones identifiées par la procédure semi-automatique sont très proches des zones de vorticité qu'un utilisateur pourrait désigner manuellement. Les imperfections viennent du seuillage effectué qui laisse de côté les points associés à une valeur de vorticité trop faible. Diminuer le seuil permettrait de palier à ce problème mais il serait alors nécessaire d'adapter le seuil à chaque instant pour coller au mieux au champ de vorticité. Pour un seuil trop petit, les contours associés à deux zones de vorticité de même signe, mais de nature différente, peuvent fusionner et empêcher la distinction entre primaire et barocline. Dans un souci d'automatisation de la procédure, une valeur satisfaisante du seuil a été choisie et fixée pour tous les instants considérés. L'intérêt de la méthode choisie est d'être objective dans l'attribution des différentes zones de vorticité<sup>1</sup>.

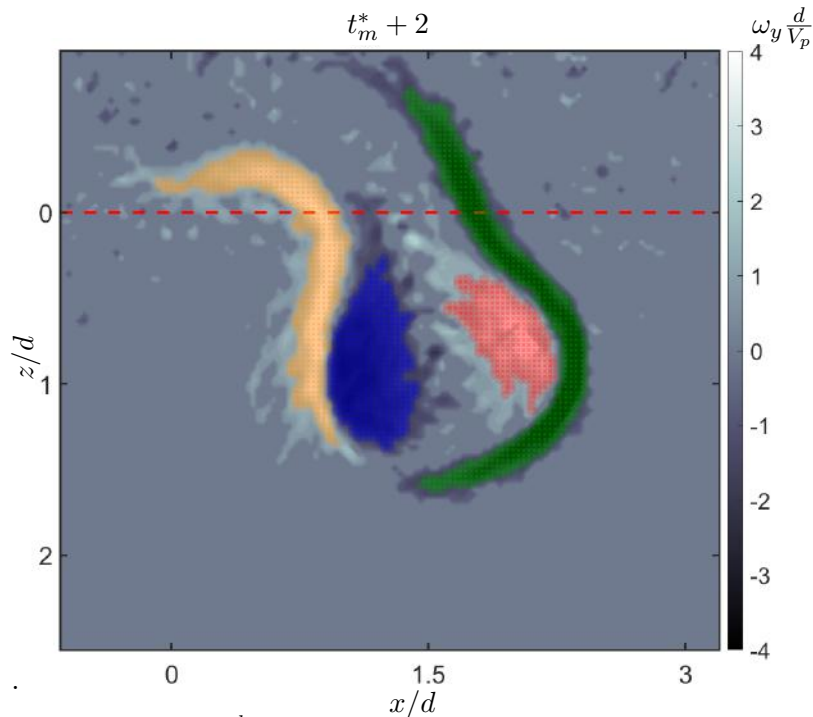


FIGURE 5.8: Champ de vorticité  $\omega_y \frac{d}{V_p}$  en nuance de gris pour  $\theta = 19^\circ$  et  $Fr = 1.8$  à  $t_m^* + 2$ . Les points colorés représentent les nœuds du maillage associés à différentes zones de vorticité. Bleu : vorticité primaire négative, rouge : vorticité primaire positive, orange : vorticité barocline positive, vert : vorticité barocline négative.

La circulation adimensionnée par  $\Gamma_r = V_p L$  de chaque zone est calculée à partir de l'équation (5.6) et représentée sur la **figure 5.9** pour un angle de tir  $\theta = 19^\circ$ . Les courbes associées à la circulation primaire diminuent (en norme) de façon similaire sur toute la séquence temporelle et de façon quasi linéaire. Cela est similaire au cas de l'impact normal où la circulation primaire associée à l'AT initial

<sup>1</sup>Une première tentative de détection automatique basée sur le critère  $\lambda_2$  (chapitre 2, section 2.4.3) a été initialement tentée. Cela s'est révélé non concluant dans la mesure où ce critère ne permet pas d'identifier correctement la vorticité barocline qui ne correspond pas à un tourbillon.

diminue linéairement une fois l'AT complètement formé (chapitre 3, sous-section 3.2.3). A partir de  $t^* = 6$ , les valeurs des circulations baroclines positive et négative se mettent à augmenter (en norme) et atteignent un extremum pour  $t^* = 11$ . La circulation barocline négative est environ 15% plus intense jusqu'à  $t^* = 10$  que la circulation barocline positive et croît également plus rapidement. Au-delà, les normes des deux circulations sont sensiblement identiques.

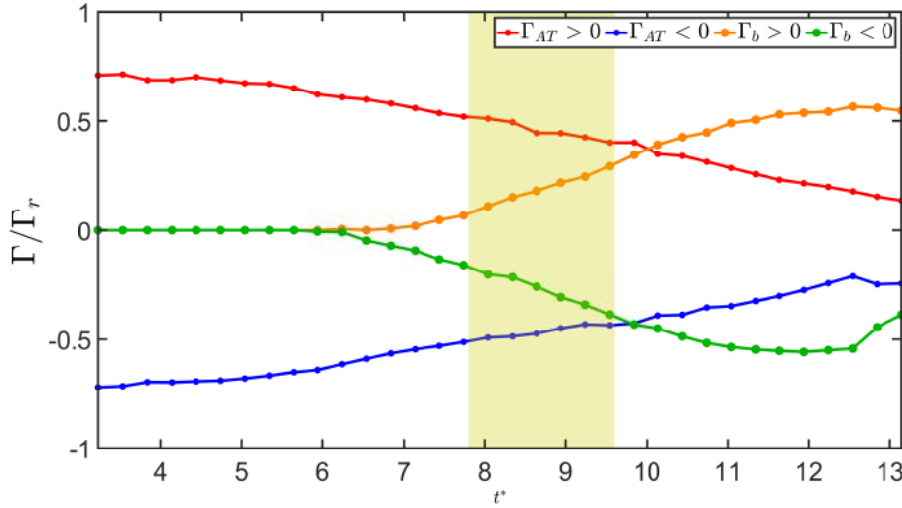


FIGURE 5.9: Circulation adimensionnée par  $\Gamma_r = V_p L$  pour chacune des quatre zones en fonction du temps adimensionné  $t^*$  pour  $\theta = 19^\circ$  et  $Fr = 1.8$ . Bleu : vorticité primaire négative, rouge : vorticité primaire positive, orange : vorticité barocline positive, vert : vorticité barocline négative en référence à la fig. 5.8. L'instant correspondant à la profondeur maximale de pénétration,  $t_m^*$ , correspond au centre de la zone jaune, dont la largeur est égale à l'incertitude sur  $t_m^*$ .

La figure 5.10 présente la valeur des circulations primaires et baroclines pour des angles de tir compris entre  $0^\circ$  et  $35^\circ$  à l'instant  $t_m^* + 2$ . Cet instant correspond à un moment où la vorticité primaire est assez intense et où la vorticité barocline est bien développée. Les circulations primaires sont toutes les deux indépendantes de l'angle de tir et leur valeur moyenne est représentée par les droites horizontales rouge et bleue. Les deux valeurs moyennes sont différentes d'environ 20% avec  $\langle \Gamma_{AT}/\Gamma_r > 0 \rangle = 0.27 \pm 0.03$  et  $\langle \Gamma_{AT}/\Gamma_r < 0 \rangle = -0.33 \pm 0.03$ . L'incertitude sur la moyenne correspond à l'écart-type du jeu de données. Cela indique notamment que la diffusion croisée entre zones de vorticité primaire et barocline n'est pas différente avec l'angle de tir : la zone de vorticité primaire positive ne diffuse pas différemment de la zone de vorticité primaire négative malgré la brisure de symétrie. En revanche, la norme des circulations baroclines positive et négative, pour cet instant particulier, est d'autant plus faible que l'angle de tir augmente, en bon accord avec les champs de vorticité de la deuxième et troisième colonne de la figure 5.7. Une modélisation affine des points expérimentaux est réalisée pour chacune des circulations. Les modélisations donnent les équations de droite suivante (avec  $\theta$  en degré) :

$$\Gamma_b/\Gamma_r = (-0.011 \pm 0.003) \times \theta + (0.65 \pm 0.06) \text{ pour } \Gamma_b > 0 \quad (5.7)$$

$$\Gamma_b/\Gamma_r = (0.009 \pm 0.002) \times \theta - (0.67 \pm 0.04) \text{ pour } \Gamma_b < 0 \quad (5.8)$$

Les valeurs absolues des ordonnées à l'origine sont identiques, en bon accord avec l'axisymétrie observée pour le tir normal. Les pentes associées aux circulations positive et négative sont identiques en valeur absolue, aux incertitudes de mesure près. Si l'on considère les champs de vorticité (fig. 5.7), les formes des deux zones de vorticité baroclines sont différentes mais le bilan global est semblable. La diminution de la norme des circulations baroclines positive et négative en fonction de  $\theta$  se comprend à la lueur de l'évolution de la profondeur de pénétration avec l'angle de tir. A mesure que l'angle de tir

augmente, le contour sur lequel le terme de génération barocline est non nul diminue ce qui implique une production de vorticité barocline de plus en plus faible.

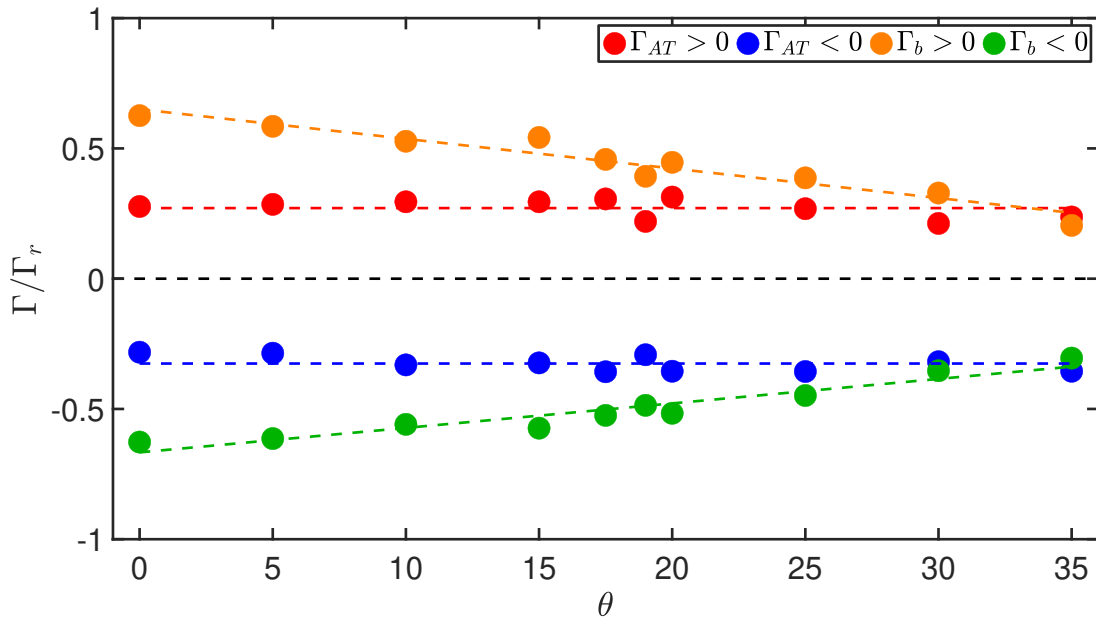


FIGURE 5.10: Evolution des circulations adimensionnées primaire positive (rouge), primaire négative (bleu), barocline positive (orange) et barocline négative (vert) pour des angles de tir compris entre  $0^\circ$  et  $35^\circ$ , à l'instant  $t_m^* + 2$  et pour  $Fr = 1.8$ . La droite rouge et la droite bleue représentent respectivement la valeur moyenne des circulations primaires positive et négative. Un modèle affine a été ajusté sur les circulations barocline positive et négative.

#### 5.2.4 Comportement de la stratification à un temps intermédiaire ( $t_m^* + 8$ )

Dans l'étude des champs de vorticité pour le cas  $Fr = 1.8$ , il a été noté l'existence aux temps longs d'une zone cisailée dans la stratification à  $t_m^* + 8$ . Cet instant est à la charnière entre la fin de la dynamique tourbillonnaire et le début de la dynamique dipolaire et des OI. La figure 5.11 (a) présente à  $t_m^* + 8$  pour  $\theta = 17.5^\circ$  le champ de vorticité, le champ de vitesse et l'angle avec la verticale fait par la zone de cisaillement,  $\alpha_{cis} \sim 37^\circ$ . L'angle est déterminé à la main pour chaque séquence. La figure 5.11 (b) présente l'angle  $\alpha_{cis}$  pour les séquences à Froude fixé ( $Fr = 1.8$ ) et à Froude normal fixé ( $Fr_n = 1.8$ ) en fonction de l'angle de tir. L'incertitude de chaque mesure est de  $\pm 5^\circ$  et résulte du pointage manuel. Un comportement similaire est observé dans les cas à  $Fr$  ou  $Fr_n$  fixé et semblable à une loi de puissance. Une modélisation en loi de puissance de type  $a \times \theta^b$  est effectuée et montre un bon accord avec les points expérimentaux. Les coefficients de la modélisation sont  $a = 10 \pm 3$  et  $b = 0.46 \pm 0.09$  ce qui est proche d'une loi en puissance  $1/2$  aux erreurs de mesure près. L'origine de cette loi de puissance n'est pas comprise, mais l'augmentation de l'angle  $\alpha_{cis}$  avec l'angle de tir peut se comprendre. Dans le cas de l'impact normal, la zone cisailée existe assez longtemps et le signe de la vorticité change une fois sur une période de Brünt-Väissälä. Il est alors naturel d'associer le cisaillement à des OI quasi verticales à la fréquence de Brünt-Väissälä. Dans le cas des tirs inclinés, il faut rajouter à la dynamique d'OI l'existence d'un écoulement horizontal d'autant plus fort que l'angle de tir est élevé pour un Froude donné. L'augmentation de l'angle fait par la zone cisailée avec la verticale correspond à l'augmentation de la vitesse tangentielle avec l'angle de tir. Un écoulement longitudinal se développe qui est suffisamment intense pour dominer l'écoulement induit par les OI.



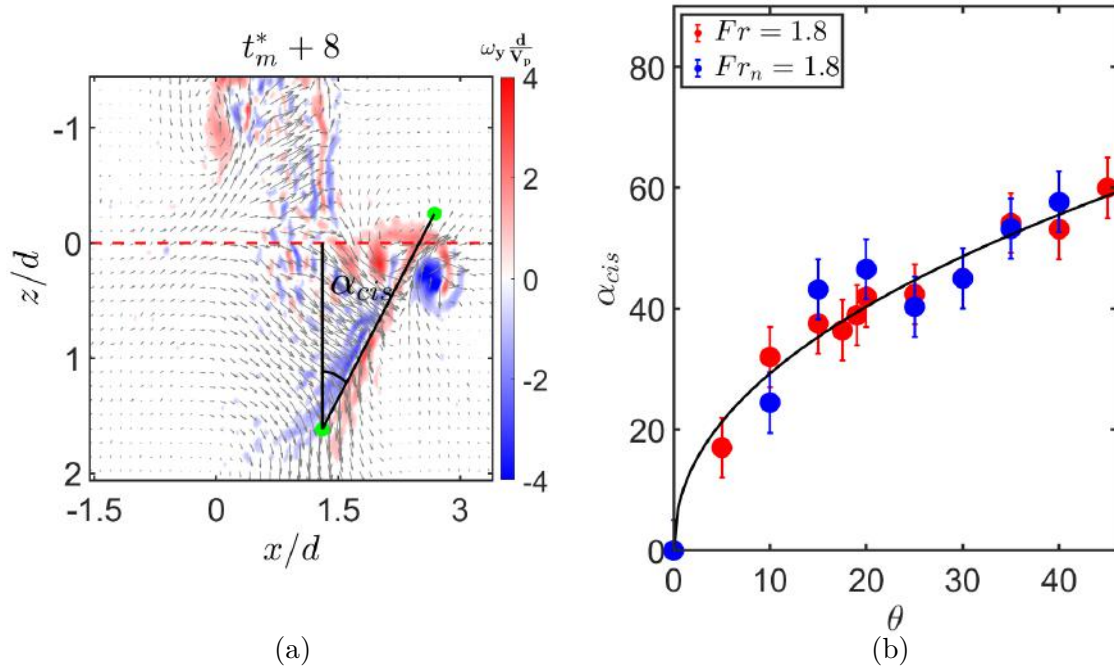


FIGURE 5.11: (a) Champs de vitesse et de vorticité pour  $t_m^* + 8$ ,  $Fr = 1.8$  et  $\theta = 17.5^\circ$ . L'angle fait avec la verticale par la vorticité de cisaillement,  $\alpha_{cis}$  est mis en évidence. (b) Evolution de  $\alpha_{cis}$  avec  $\theta$  pour des expériences à  $Fr = 1.8$  et  $Fr_n = 1.8$ . La courbe noire est une modélisation en loi de puissance de type  $a \times \theta^b$  des points exp riimentaux.

### 5.3 Influence de l'angle de tir sur la dynamique de la vorticité aux temps longs

La réorganisation de la vorticité contenue dans l'AT prend la forme d'un dipôle Q2D se propageant horizontalement (voir chapitre 4). Dans cette section, l'évolution des propriétés du dipôle en fonction de l'angle de tir est  tudi e pour les cas associés à des valeurs intermédiaires du nombre de Froude.

#### 5.3.1 Dimensions caractéristiques du dipôle Q2D

De la même manière qu'au chapitre 4, les dimensions caractéristiques du dipôle sont obtenues à partir de modélisations gaussiennes de la distribution de vitesse horizontale centr e autour de la position du maximum de vitesse horizontale, associ e au centre du dipôle. La figure 5.12 (a) présente l'évolution de la dimension caractéristique verticale du dipôle,  $L_z$ , au cours du temps, pour le cas  $Fr = 1.8$  fixé et différents angles de tir. L'extension verticale du dipôle a été adimensionn e par la valeur  $L_{z_0}$  qui correspond à la valeur de la demi-largeur à mi-hauteur du dipôle à  $t^* = 75$ . Cette instant a été choisi de sorte à ce que le dipôle soit complètement formé et que le temps de référence pour chaque séquence soit la même, à savoir le début de la pénétration.

Le rapport  $L_z/L_{z_0}$  augmente au cours du temps, jusque 150% de l'épaisseur initiale dans certains cas, comme dans le cas d'un dipôle peu épais généré directement dans une stratification (voir Godoy-Diana *et al.* [2004], figure 5a). Les donn es sont assez bruit es et contrairement au cas du chapitre 4, il n'est pas clair qu'un comportement oscillatoire du rapport  $L_z/L_{z_0}$    la fréquence de Br nt-Väissälä existe.

La figure 5.12 (b) présente l'évolution de la dimension caractéristique horizontale du dipôle,  $L_x$ , adimensionn e par sa valeur initiale pour la même valeur de Froude et les mêmes angles de tir. Le

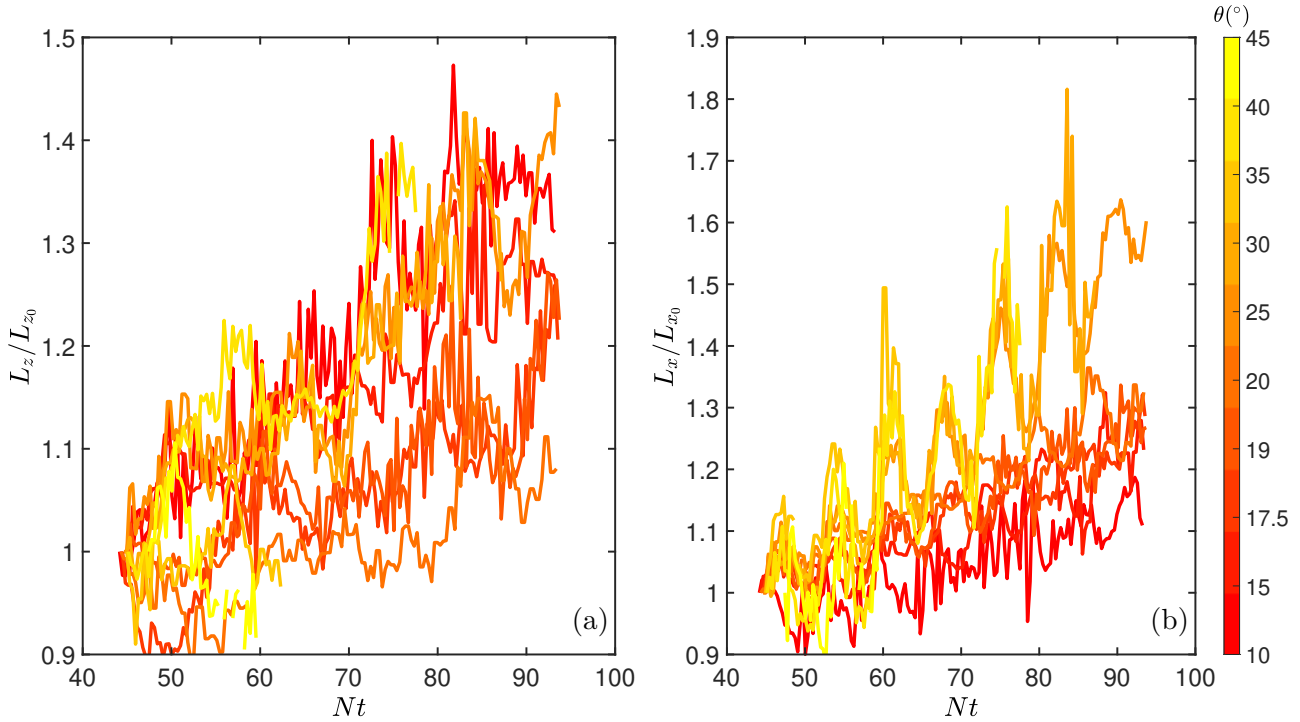


FIGURE 5.12: Cas  $Fr = 1.8$  (a) Evolution de l'extension verticale du dipôle,  $L_z$ , adimensionnée par sa valeur initiale au cours du temps et pour différents angles de tir. (b) Evolution de l'extension horizontale du dipôle,  $L_x$ , adimensionnée par sa valeur initiale au cours du temps et pour différents angles de tir.

rapport  $L_x/L_{x_0}$  augmente au cours du temps et ce d'autant plus que l'angle de tir est élevé. L'augmentation de ce rapport est plus importante que pour l'extension verticale du dipôle. Un comportement oscillant à la fréquence de Brünt-Väissälä est ici visible, notamment pour les grands angles de tir.

La figure 5.13 (a) présente la valeur de la dimension caractéristique verticale initiale du dipôle en fonction de l'angle de tir pour quatre valeurs de Froude ou Froude normal. Les barres d'erreur sont calculées à partir de l'erreur sur l'écart-type de la distribution gaussienne utilisée pour les modélisations de la distribution de vitesse. Le rapport  $L_{z_0}/d$  est quasi constant et centré autour de 0.7 quelle que soit la valeur du Froude et de l'angle  $\theta$ .

La figure 5.13 (b) présente la valeur de la dimension caractéristique horizontale initiale du dipôle en fonction de l'angle de tir et du Froude. Pour les plus petites valeurs du nombre de Froude, l'extension horizontale augmente avec l'angle de tir et le nombre de Froude. Pour les valeurs intermédiaires du nombre de Froude et pour les angles  $\theta \leq 20^\circ$ , le rapport  $L_{x_0}/d$  est quasi constant avec une valeur proche de 1.7. A partir de  $\theta = 20^\circ$ , le rapport se met à augmenter fortement avec l'angle de tir, jusqu'à doubler pour les plus grands angles de tir. L'augmentation est plus forte dans le cas où la valeur du Froude normal est fixée que dans le cas où le Froude est fixé, bien que l'écart semble diminuer avec l'angle de tir. L'extension horizontale du dipôle est jusqu'à 3.5 fois plus grande que l'extension verticale du dipôle pour les plus grands angles de tir.

L'écoulement associé au dipôle étant principalement horizontal, il est intéressant d'introduire le nombre de Froude tangentiel,  $Fr_t$ , défini comme  $Fr_t = V_p \sin \theta / Nd$ . Ce nombre sans dimension compare les effets inertiels associés à l'écoulement horizontal aux effets de flottabilité. La figure 5.13 (c) présente la valeur de la dimension caractéristique horizontale initiale du dipôle en fonction du nombre de Froude tangentiel. La dispersion des points expérimentaux est moins importante que celle de la figure 5.13 (b)

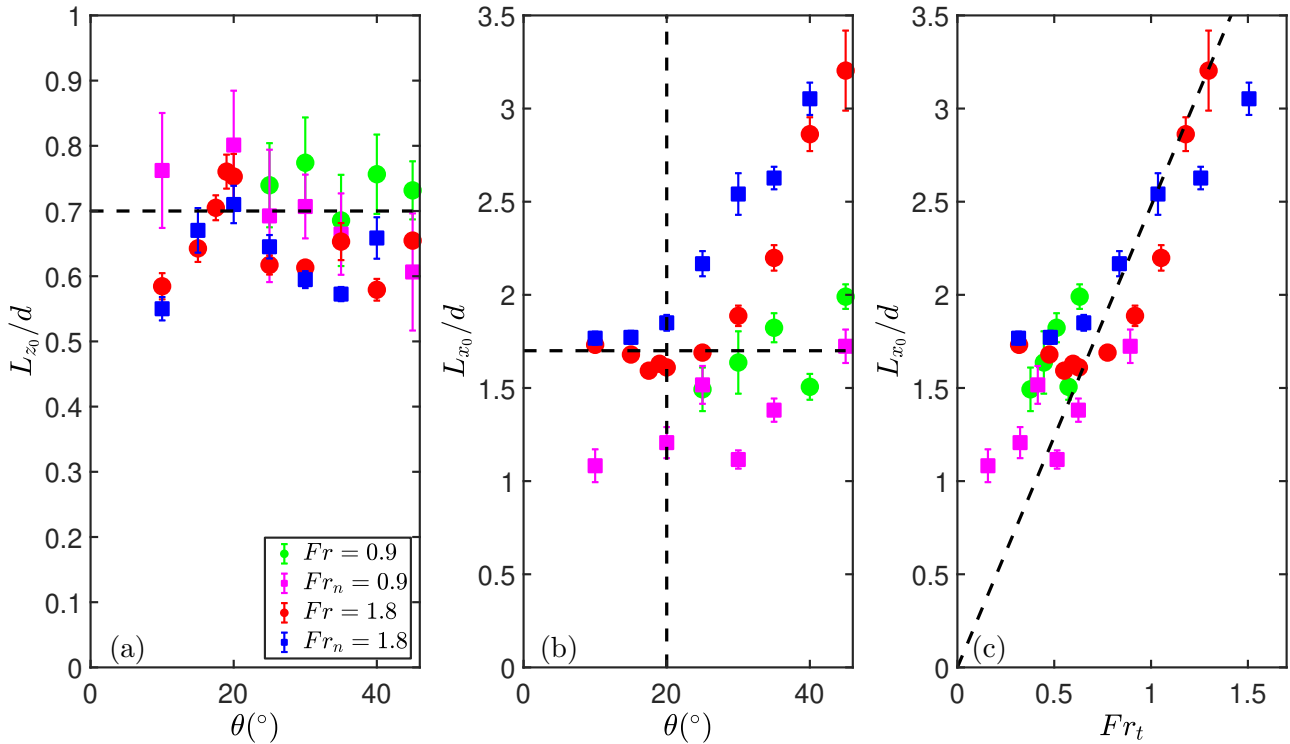


FIGURE 5.13: Evolution de l'extension verticale (a) et longitudinale (b) initiale du dipôle en fonction de l'angle de tir. (a) La droite horizontale noire indique la valeur moyenne de  $L_{z_0}/d$ . (c) Evolution de l'extension horizontale initiale du dipôle adimensionnée par  $d$  en fonction du nombre de Froude tangentiel. Une modélisation affine a été ajustée sur les points expérimentaux.

ce qui indique une potentielle dépendance affine de  $L_{x_0}/d$  avec le Froude tangentiel. Une modélisation linéaire  $L_{x_0}/d = C_{L_x} Fr_t$  a été ajustée sur les points expérimentaux avec  $C_{L_x} = 2.5 \pm 0.3$  et montre un accord satisfaisant avec les points expérimentaux. Ce comportement peut s'interpréter en terme d'entraînement horizontal de fluide de la part du dipôle. Plus l'apport d'énergie est grand selon la direction horizontale, plus l'écoulement tourbillonnaire qui se crée est susceptible d'entraîner une grande quantité de fluide, ce qui se traduit par une augmentation de l'extension longitudinale du dipôle.

### 5.3.2 Dissipation du dipôle Q2D

Un protocole de suivi de la position du dipôle identique à celui présenté au chapitre 4 est utilisé pour caractériser la trajectoire du dipôle au cours du temps via le maximum de vitesse horizontale. La figure 5.14 (a) présente la position horizontale adimensionnée correspondant au maximum de vitesse horizontale dans la zone stratifiée,  $x|_{U_{max}}/d$ , au cours du temps pour  $Fr = 1.8$ .

De la même manière qu'au chapitre 4, une modélisation de type  $x|_{U_{max}}/d = a \times \text{erf}(\sqrt{t/\tau}) + b$  avec  $a$ ,  $b$ ,  $\tau$  des paramètres libres a été effectuée pour chaque jeu de données. Un bon accord est observé entre les points expérimentaux et la modélisation, signe que l'évolution temporelle du dipôle est bien régie par les effets visqueux. Le temps caractéristique d'évolution du dipôle est obtenu à partir des paramètres de la modélisation pour chaque courbe et représenté sur la figure 5.14 (b) en fonction de l'angle de tir  $\theta$ . Les barres d'erreur correspondent à un intervalle de confiance à 95% sur les paramètres de la modélisation. L'ordre de grandeur de  $\tau$  est sensiblement le même ( $\sim 10$  s) pour tous les angles de tir, ce qui est environ 6 fois plus petit que la valeur trouvée au chapitre 4. Les champs de vitesse utilisés ici sont mieux résolus que ceux utilisés au chapitre 4 obtenus par 4D-PTV, ce qui peut expliquer la différence entre les deux valeurs. Cela n'explique en revanche pas la différence entre la

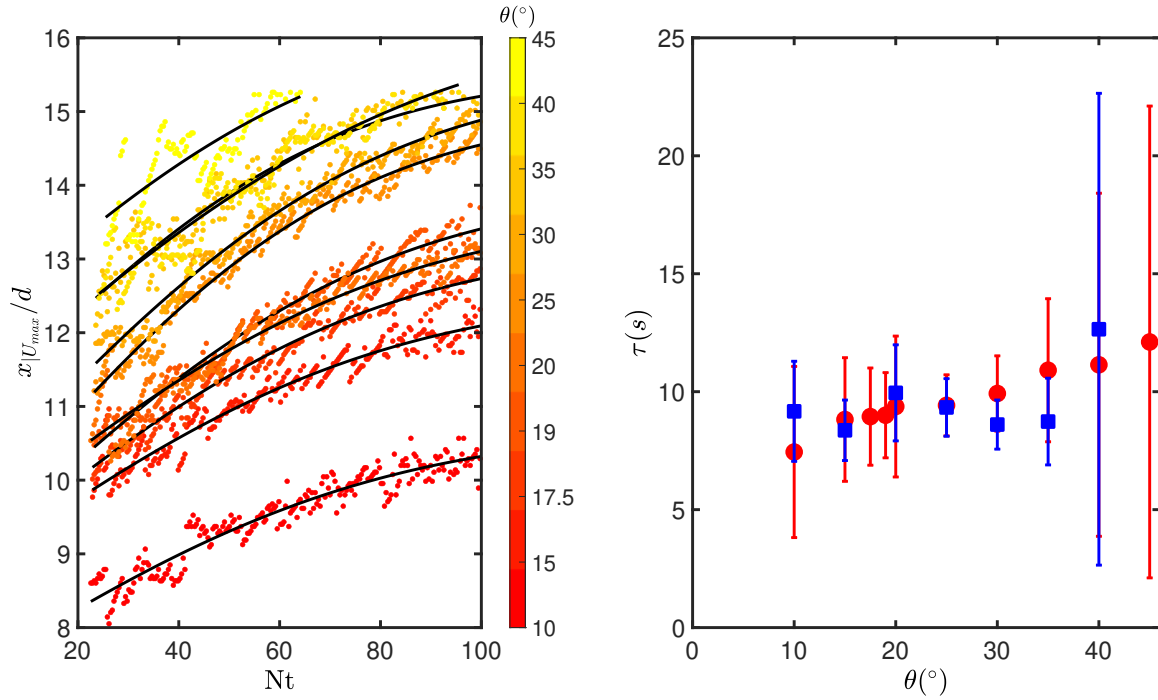


FIGURE 5.14: (a) Trajectoire du dipôle pour  $Fr = 1.8$  repéré par la position  $x/d$  du maximum de vitesse horizontale. La couleur des points correspond à la valeur de l'angle de tir. Une modélisation de type  $x|U_{max}|/d = a \times \text{erf}(\sqrt{t}/\tau) + b$  a été ajustée sur chaque trajectoire (en noir) (b) Evolution du temps caractéristique de dissipation  $\tau$  en fonction de l'angle de tir pour  $Fr = 1.8$  (rouge) et  $Fr_n = 1.8$  (bleu).

valeur issue des modélisations  $\tau \sim 10$  s et la valeur de référence basée sur les dimensions du dipôle et de la viscosité,  $\tau_{dif} = l^2/\nu \sim 100$  s avec  $l = 0.7d$ . Le choix de la taille caractéristique  $l = 0.7d$  pour le dipôle n'est peut être pas le bon choix à faire. Une autre échelle caractéristique possible serait la taille caractéristique des pôles de vorticité de dipôle, plus petite que  $0.7d$  mais dont la valeur exacte n'est pas aisement mesurable à la vue de la résolution des donn es issues de la 4D-PTV. En considérant une taille caractéristique deux fois plus petite,  $l = 0.35d$ , on a  $\tau_{dif} \sim 25$  s ce qui est du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux. Des mesures complémentaires seraient ici nécessaires pour valider cette hypothèse.

## 5.4 Influence de l'angle de tir sur les ondes internes g n r es

En toute rigueur, un diagnostic 3D est nécessaire pour caractériser complètement les OI g n r es dès lors que l'angle de tir est diff rent de zéro ([chapitre 4](#)) mais on propose tout de même une analyse du comportement des OI dans le plan vertical de symétrie.

La [figure 5.15](#) présente, pour quatre angles de tir, des diagrammes spatio-temporels du champ d'OI. Les figures (a-d) correspondent à des diagrammes spatio-temporels de la composante horizontale du champ de vitesse pour une altitude  $z/d = 3.5$  fix e. Cette altitude se situe  $1.5d$  en dessous de la profondeur maximale de pénétration de l'AT afin d'éviter d'éventuels mouvements parasites. Les deuxième et troisième lignes sont des diagrammes spatio-temporels de la composante verticale du champ de vitesse pour des positions  $x/d$  fix es. Ces positions correspondent à la position  $x_m/d \pm 2.5$  avec  $x_m$  la position  $x$  de l'AT au moment où il atteint la profondeur maximale de pénétration. Les [figures 5.15 \(e-h\)](#) sont associ es à la position  $x_m/d - 2.5$  et correspondent à ce qu'il se passe à gauche du point d'impact de l'AT tandis que les [figures 5.15 \(i-l\)](#) sont associ es à la position  $x_m/d + 2.5$  et

représentent l'évolution du champ à droite du point d'impact.

Les figures 5.15 (a-e-i) correspondent au cas de l'impact normal et servent de référence. Pour un même instant, il y a antisymétrie de  $u/V_p$  de part et d'autre du point d'impact (fig. 5.15a). Lorsque l'angle de tir augmente, l'amplitude des OI à gauche du point d'impact diminue, jusqu'à être quasiment nulle pour  $\theta = 45^\circ$  (figs. 5.15b-c-d). En revanche, l'amplitude des OI à droite du point d'impact augmente avec  $\theta$ .

Si l'on considère maintenant les diagrammes spatio-temporels sur la composante verticale de vitesse, on observe dans le cas de l'impact normal une excellente symétrie de part et d'autre du point d'impact (figs. 5.15e-i). Dans la zone  $z/d \in [0 - 2.5]$ , les faisceaux sont légèrement courbés. Il s'agit certainement d'un effet de l'écoulement résiduel après la destruction de l'AT. Au-delà de  $z/d = 2.5$ , les diagrammes spatio-temporels mettent en évidence des faisceaux inclinés parallèles, en phase et de même intensité à gauche et à droite de l'axe de propagation de l'AT. Les diagrammes spatio-temporels à gauche du point d'impact (figs. 5.15f-h) montrent une diminution très rapide du signal avec l'angle de tir. Les faisceaux sont également de moins en moins inclinés. La diminution de l'intensité à gauche est compensée par une augmentation de l'intensité de la composante verticale de vitesse à droite du point d'impact (figs. 5.15j-l). L'augmentation de l'intensité est également associée à une légère diminution de la pente des faisceaux. Lorsque l'angle de tir varie, les OI se propagent préférentiellement vers les  $x$  croissants ( $k_x > 0$ ). L'écart d'énergie entre les OI à  $k_x > 0$  et  $k_x < 0$  est d'autant plus important que l'angle de tir est important.

La pente des faisceaux sur les diagrammes spatio-temporels donne une indication de la vitesse de phase des OI. Sur les diagrammes spatio-temporels (a-d), la pente des faisceaux correspond à l'inverse de la composante horizontale de la vitesse de phase des ondes. On distingue alors (fig. 5.15a) la composante de la vitesse de phase des OI se propageant vers la droite,  $v_{\phi_{xd}}$ , et vers la gauche,  $v_{\phi_{xg}}$ . Sur les diagrammes spatio-temporels (e-i), c'est l'inverse de la composante verticale de la vitesse de phase des ondes se propageant vers la gauche,  $v_{\phi_{zg}}$ , et vers la droite,  $v_{\phi_{zd}}$ , qui est donnée par la pente des faisceaux. Les différentes composantes de la vitesse de phase pour les expériences à valeur intermédiaire du nombre de Froude et du nombre de Froude normal sont déterminées par mesure manuelle de la pente des faisceaux et présentées sur la figure 5.16. Les incertitudes sont estimées à 15% pour chaque mesure, et sont dues principalement aux erreurs lors du pointage manuel sur les diagrammes spatio-temporels. La figure 5.16 (a) présente l'évolution de la composante horizontale de la vitesse de phase,  $v_{\phi_x}$ , en fonction de  $\theta$ . Le comportement est sensiblement le même pour tous les points expérimentaux, indépendamment de la valeur du nombre de Froude. Pour les petits angles,  $v_{\phi_x}$  est de l'ordre de  $1.6 \pm 0.4$  cm/s. Cette valeur augmente progressivement à mesure que l'angle de tir augmente.

La figure 5.16 (b) présente l'évolution de la composante verticale de la vitesse de phase,  $v_{\phi_z}$ , en fonction de  $\theta$ . Pour toutes les ondes,  $v_{\phi_z}$  augmente à mesure que l'angle de tir augmente, et de façon plus forte que pour la composante horizontale de la vitesse de phase.

La figure 5.16 (c) présente l'évolution de l'orientation des faisceaux d'OI avec la verticale,  $\beta$ , définie comme  $\beta = \arctan \frac{v_{\phi_z}}{v_{\phi_x}}$  en fonction de l'angle de tir  $\theta$ . Bien que la dispersion soit assez importante, il semble que l'orientation des faisceaux d'OI augmente globalement avec l'angle de tir : les faisceaux d'OI sont de plus en plus proches de l'horizontale et donc associé à une pulsation de plus en plus faible.

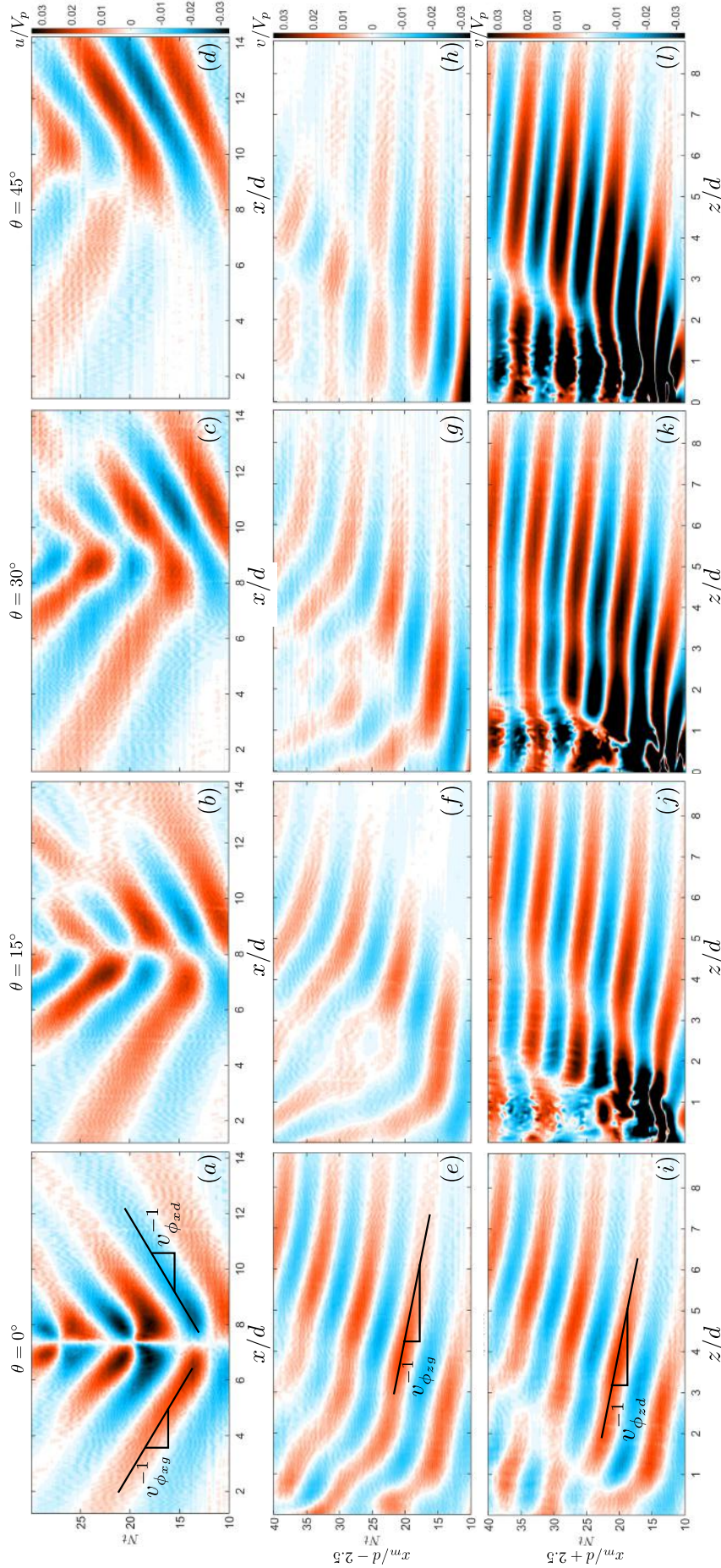


FIGURE 5.15: Diagrammes spatio-temporels des OI générées dans la zone stratifiée. Chaque colonne est associée à un angle de tir,  $\theta \in [0, 15, 30, 45]^\circ$ . (a-d) : diagrammes spatio-temporels de la composante horizontale du champ de vitesse adimensionnée,  $u/V_p$  à  $x/d = z/d = 3.5$ . (e-h) : diagrammes spatio-temporels de la composante verticale du champ de vitesse adimensionnée,  $v/V_p$  à  $x/d = x_m/d - 2.5$ . (i-l) : diagrammes spatio-temporels de la composante verticale du champ de vitesse adimensionnée,  $v/V_p$  à  $x/d = x_m/d + 2.5$ . Sur les figures (a-e-i), les différentes composantes de la vitesse de phase à gauche et à droite du point d'impact sont définies.

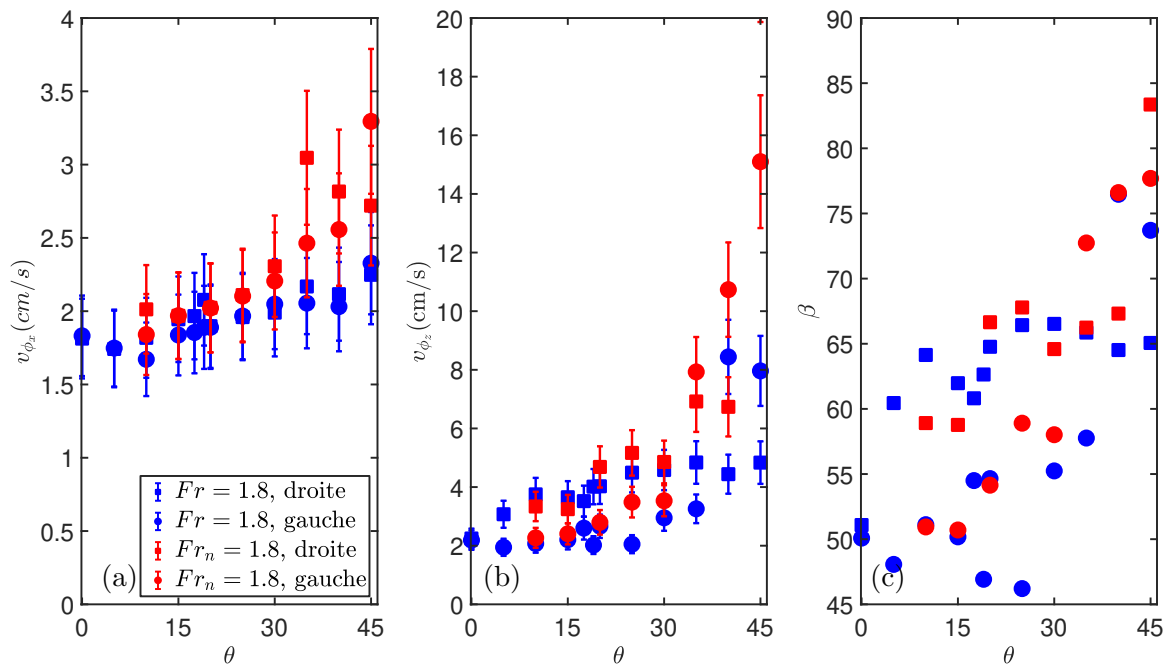


FIGURE 5.16: Evolution des différentes composantes de la vitesse de phase en fonction de l'angle de tir pour  $Fr = 1.8$  et  $Fr_n = 1.8$ . (a) Composante horizontale de la vitesse de phase,  $v_{\phi_x}$ . (b) Composante verticale de la vitesse de phase,  $v_{\phi_z}$ . (c) Angle  $\beta = \arctan(v_{\phi_z}/v_{\phi_x})$  représentatif des faisceaux d'OI. Les marqueurs ronds sont associés aux OI se propageant vers la gauche et les marqueurs carrés aux OI se propageant vers la droite.

# Chapitre 6

## Double tir d’anneaux tourbillonnaires en homogène et en stratifié

### Sommaire

---

6.1	Phénomène de leapfrog en fluide homogène . . . . .	<b>149</b>
6.1.1	Mise en évidence du phénomène . . . . .	150
6.1.2	Influence du délai entre deux générations d’anneau tourbillonnaire $d\tau^*$ . . . . .	151
6.2	Dynamique de pénétration de deux anneaux tourbillonnaires consécutifs en fluide stratifié . . . . .	<b>153</b>
6.2.1	Régimes observés . . . . .	153
6.2.2	Dynamique de réorganisation du champ de vorticité . . . . .	155
6.2.3	Profondeur maximale de pénétration . . . . .	158
6.3	Influence de deux tirs consécutifs sur les ondes internes générées . . . . .	<b>161</b>
6.3.1	Amplitude maximale des ondes internes . . . . .	162
6.3.2	Nombre d’onde et pulsation caractéristiques . . . . .	163

---

Dans ce chapitre, le cas de tirs de deux AT co-axiaux selon la verticale est étudié. Les AT vont alors interagir entre eux, ce qui peut mener au phénomène de « saute-mouton » (leapfrog en anglais). La première section de ce chapitre s’intéresse à ce genre d’interaction et présente quelques résultats expérimentaux sur le phénomène. Le rôle des différents paramètres de génération des AT sur l’observation ou non du phénomène sera présentée. Dans le reste du chapitre, des résultats préliminaires sont présentés concernant le cas de deux AT successifs générés dans une zone homogène au-dessus d’une zone linéairement stratifiée en densité, identique à celle des chapitres précédents.

### 6.1 Phénomène de leapfrog en fluide homogène

Deux AT identiques se déplaçant selon un axe de révolution commun dans un fluide homogène interagissent entre eux. Le champ de vitesse induit par l’AT de tête sur l’AT de queue induit sur celui-ci une vitesse radiale centripète (voir [fig. 6.1a-b](#), d’après [Lim et Nickels \[1992\]](#)). Le diamètre de cet AT diminue ce qui, par auto-induction, le fait accélérer. A l’opposé, le champ de vitesse induit par l’AT de queue sur l’AT de tête induit sur celui-ci une vitesse radiale centrifuge. Le diamètre de cet AT augmente et, par auto-induction, le fait ralentir. Si les conditions sont favorables, le deuxième AT peut rattraper le premier et passer en son centre pour ressortir devant lui. La situation est alors inversée et le processus de leapfrog peut se reproduire à l’infini théoriquement. Dans les faits, les effets visqueux ainsi que le développement d’instabilités sur les AT empêchent la reproduction du phénomène un grand nombre de fois. L’observation du phénomène de leapfrog dépend de trois paramètres principaux : le nombre de Reynolds,  $Re$ , la course du piston adimensionnée,  $L/d$  et le délai



de génération entre les AT,  $d\tau$  (Lim [1997], Cheng *et al.* [2015]). Le délai de génération entre les AT correspond au temps entre la fin de la génération du premier AT et la fin de la génération du deuxième AT (voir fig. 6.1c). Ce temps adimensionné par le temps advectif  $t_{adv}$  est noté  $d\tau^* = d\tau V_p/d$ .

Assez peu d'études expérimentales se sont intéressées au phénomène de leapfrog. Les travaux de Oshima *et al.* [1975], Yamada et Matsui [1978] et Yamada et Matsui [1979] se sont intéressées aux trajectoires des deux AT ainsi qu'à l'évolution de leurs dimensions à partir de visualisations et de simulations numériques et montrent un bon accord avec les prédictions d'un modèle par filaments tourbillonnaires. Lim [1997] a proposé une caractérisation de l'existence du phénomène dans l'espace des paramètres ( $Re$ ,  $d\tau^*$ ) basée sur des observations par ombroscopie pour une valeur de  $L/d$  fixé. Récemment, les techniques de PIV-2D ont été mises à profit pour analyser l'écoulement associé à des AT coaxiaux. Satti et Peng [2013] ont mis en évidence que le sillage de l'AT de tête avait une influence sur l'AT de queue et pouvait inhiber le leapfrog en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . Qin *et al.* [2018] ont utilisé leurs données expérimentales pour analyser l'écoulement en terme de structures cohérentes lagrangiennes (LCS) dans le cas de double (et même plus) tirs d'AT. Un nombre sans dimension est introduit permettant de distinguer des régimes d'interaction forte, menant à du leapfrog, et des régimes d'interaction faible où les AT n'interagissent pas entre eux.

Dans cette section, le phénomène de leapfrog est illustré à partir de l'étude des champs de vorticité. L'influence du délai de génération  $d\tau^*$  sur l'observation ou non du leapfrog sera également discutée.

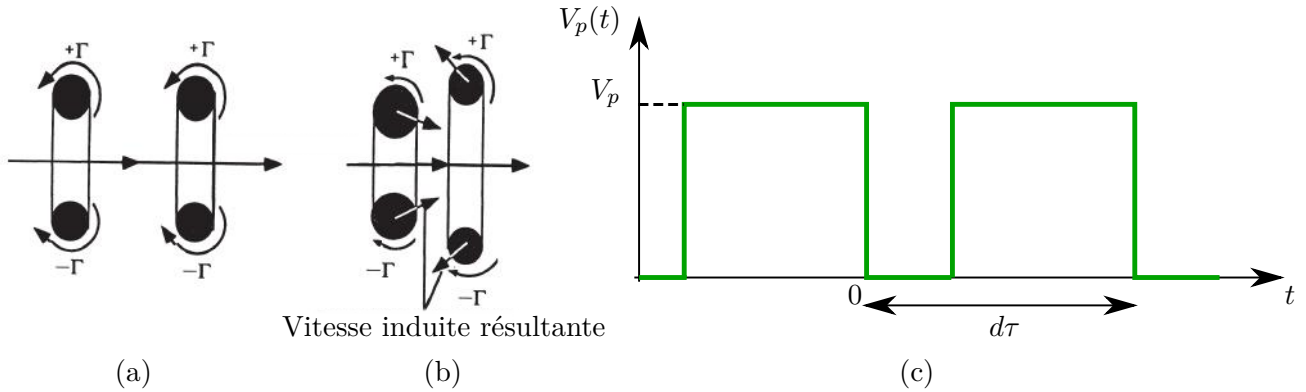


FIGURE 6.1: (a-b) Représentation du phénomène de leapfrog. (a) AT de même circulation se propageant selon le même axe avant interaction. (b) AT en pleine interaction (d'après Lim et Nickels [1992]). (c) Schéma de la vitesse de déplacement du piston pour la génération de deux AT et définition du délai de génération entre deux AT,  $d\tau$ .

### 6.1.1 Mise en évidence du phénomène

La figure 6.2 présente l'évolution temporelle des champs de vorticité et de vitesse lorsque deux AT identiques sont tirés avec les conditions de génération suivantes :  $Re = 1800$ ,  $d\tau^* = 1.25$ ,  $L/d = 1$  dans une cuve d'eau douce. Les cœurs des AT sont détectés automatiquement à chaque instant à l'aide du critère  $\lambda_2$  de détection tourbillonnaire introduit au chapitre 2, section 2.4. En calculant le barycentre de chacun de ces contours, la position des cœurs de chaque AT est obtenue. La trajectoire du cœur des AT en coupe dans le plan vertical de symétrie est également représentée sur la figure 6.2. A  $t^* = 2.7$ , l'AT de tête a un diamètre plus important que l'AT de queue. Cela est dû à l'écoulement induit par le premier AT sur le deuxième. La diamètre de l'AT de queue continue de diminuer et il accélère jusqu'à traverser complètement l'AT de tête à  $t^* = 4.1$ . La situation est maintenant inversée par rapport à l'instant initial et l'AT de queue, qui est le premier AT à avoir été généré, accélère et son diamètre diminue tandis que l'AT de tête, qui est le deuxième AT à avoir été généré, ralentit et son diamètre augmente. Le premier AT passe alors au centre du deuxième et se retrouve de nouveau en tête à  $t^* =$

5.9. La diffusion visqueuse fait que les deux AT fusionnent en une seule structure à partir de cet instant et le phénomène ne se reproduit plus. Les paramètres de génération choisis ici permettent d'observer le phénomène de leapfrog, avec environ 1.5 passage réalisé avant fusion. Les trajectoires observées sont similaires à celles présentées dans l'étude de Yamada et Matsui [1979] portant sur des AT d'air dans de l'air.

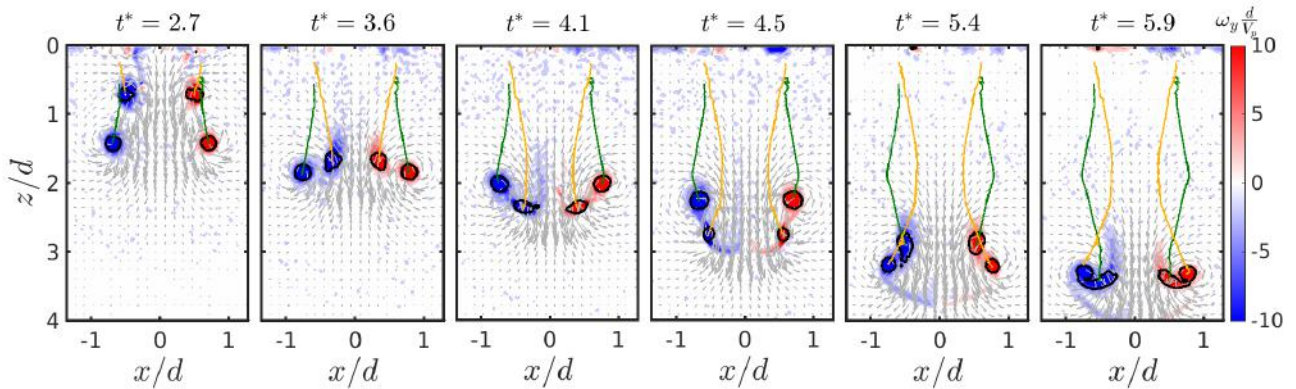


FIGURE 6.2: Mise en évidence du phénomène de leapfrog. Evolution temporelle du champ de vorticité (couleur) et de vitesse (flèche) pour  $Re = 1800$ ,  $d\tau^* = 1.25$ ,  $L/d = 1$ . Sur chaque figure, quatre iso-contours de  $\lambda_2 = -20$  sont représentés en noir et marquent le cœur de chaque AT dans la vue 2D en coupe. Les lignes vertes et orange représentent les trajectoires du premier et du deuxième AT respectivement.

### 6.1.2 Influence du délai entre deux générations d'anneau tourbillonnaire $d\tau^*$

La figure 6.3 présente de la même manière que la figure 6.2 l'évolution temporelle du champ de vorticité pour différentes expériences de double tir d'AT. Pour ces expériences, le délai de génération entre les deux AT  $d\tau^*$  varie :  $d\tau^* = [1.375; 1.75; 2.5; 2.875]$  et  $L/d = 1$ ,  $Re = 1200$ . Dans tous les cas, on observe au moins un passage du second AT à travers le premier. Pour  $d\tau^* = 1.375$ , l'évolution du champ de vorticité est similaire à celle observ e sur la figure 6.2 à l'exception des temps longs. A  $t^* = 3.5$ , le deuxième AT se trouve en tête mais le premier AT est trop faible pour passer au centre du deuxième, contrairement au cas de la figure 6.2. Dans le cas présent, la valeur du nombre de Reynolds est plus faible et le délai de génération  $d\tau^*$  plus grand que pour l'expérience de la figure 6.2, ce qui rend le leapfrog plus difficile à entretenir (Cheng *et al.* [2015]).

Si on compare maintenant les lignes de la figure 6.3, l'influence du paramètre  $d\tau^*$  est mise en évidence. Plus le délai de génération entre deux AT est important, moins le phénomène de leapfrog se développe. A titre d'exemple, pour  $d\tau^* = 1.75$  et  $t^* = 5$ , le deuxième AT se trouve en tête, son cœur a perdu en intensité et il est déformé. A l'instant suivant, le premier AT s'est également dégradé ce qui engendre peu après la fusion de ce qu'il reste des deux AT. Pour des valeurs encore plus importantes de  $d\tau^*$ , la destruction du deuxième AT survient avant que celui-ci ait eu le temps de réaliser le leapfrog ( $d\tau^* = 2.5$ ,  $t^* = 6$  et  $d\tau^* = 2.875$ ,  $t^* = 7$ ). Le délai de génération entre les deux AT augmentant, le deuxième AT met plus de temps à rattraper le premier et la diffusion visqueuse à l'origine de la fusion a donc plus de temps pour agir.

Nos observations expérimentales sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et numériques obtenus dans de précédentes études. Des résultats préliminaires sur l'influence de la course du piston  $L/d$  sur le phénomène de leapfrog sont présentés dans l'annexe B.

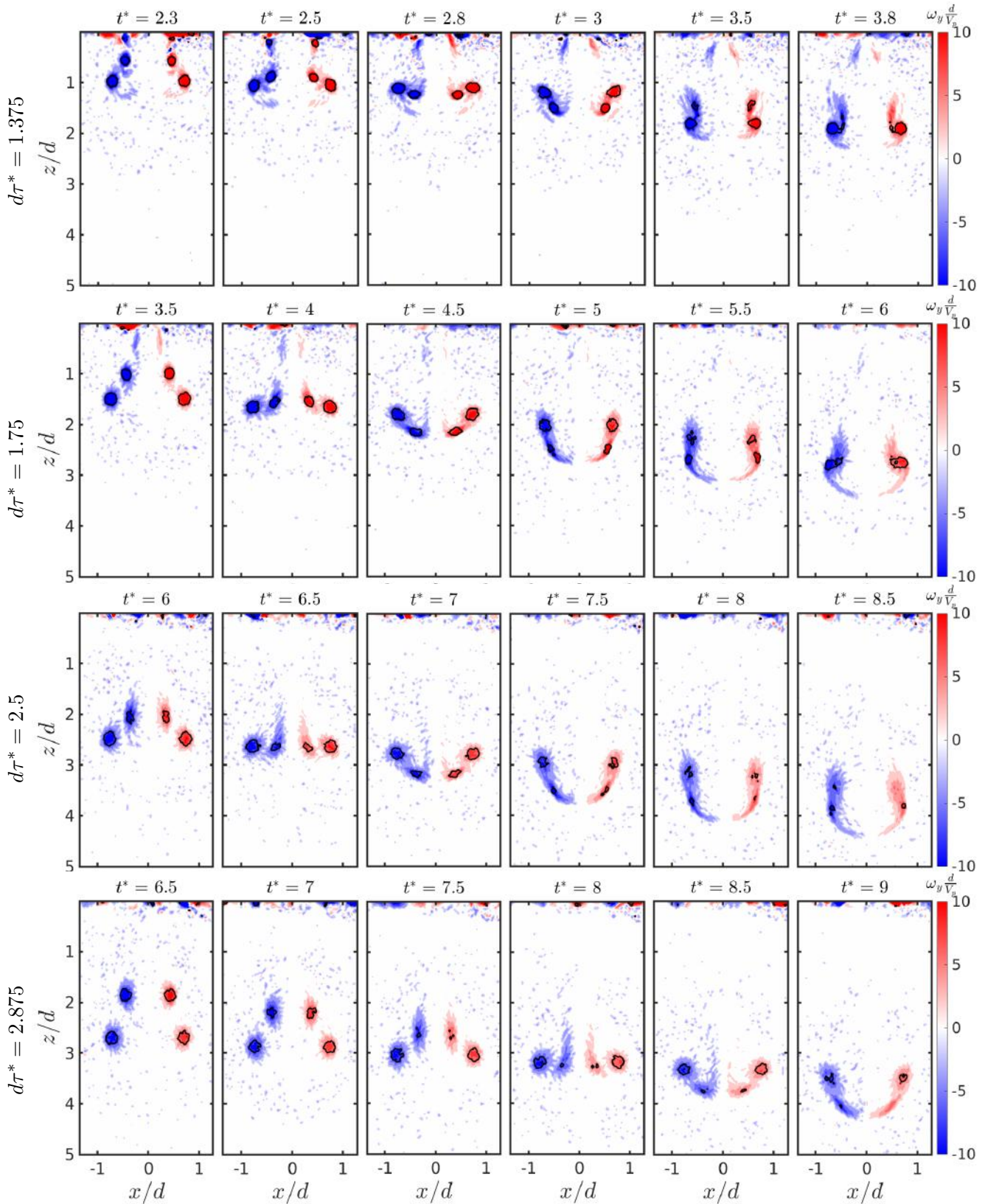


FIGURE 6.3: Mise en évidence de l'influence du délai de génération  $d\tau^*$  sur le phénomène de leapfrog. Evolution temporelle du champ de vorticité (couleur) pour  $Re = 1200$ ,  $L/d = 1$  et  $d\tau^*$  variable. Sur chaque figure, quatre iso-contours de  $\lambda_2 = -20$  sont représentés en noir et identifient les pôles de vorticité des AT dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$

## 6.2 Dynamique de pénétration de deux anneaux tourbillonnaires consécutifs en fluide stratifié

Dans cette section et la suite de ce chapitre, l'impact de deux AT sur une zone linéairement stratifiée est étudié. Le choix a été fait de fixer le nombre de Reynolds ( $Re = 1000$ ), le nombre de Froude ( $Fr = 1.5$ ) et le rapport  $L/d = 3$  afin de n'étudier que l'influence du délai de génération  $d\tau^*$  sur la dynamique d'impact et de génération d'OI. La valeur  $L/d = 3$  correspond à celle utilisée dans les chapitres précédents. Les conditions d'obtention du leapfrog ne sont pas réunies volontairement ( $L/d$  trop grand) et le phénomène ne sera pas observé. Le nombre de Froude correspond au **régime non pénétratif** du [chapitre 3](#). La distance adimensionnée entre la sortie du cylindre  $C_2$  générateur d'AT et le début de la stratification est également fixée à  $h/d = 5$  afin que la distance parcourue par chaque AT avant d'atteindre la stratification soit la même.

### 6.2.1 Régimes observés

Les [figures 6.4](#), [6.5](#), [6.6](#) regroupent des visualisations de tir de double AT sur une zone stratifiée. Les visualisations sont réalisées en ombroscopie (voir [chapitre 2, section 2.2](#)) et permettent d'illustrer la dynamique des poches de fluide transportées par les différents AT.

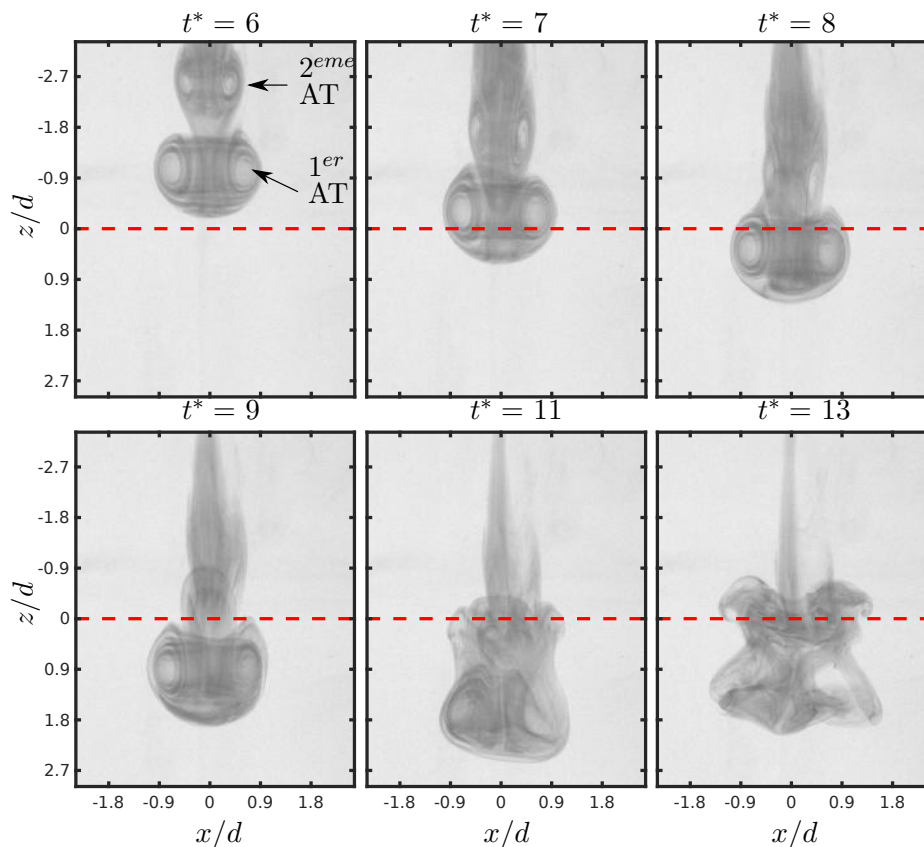


FIGURE 6.4: Visualisation par ombroscopie de l'évolution temporelle de deux AT successifs pour un délai de génération  $d\tau^* = 3.25$ .

La [figure 6.4](#) correspond à un délai de génération  $d\tau^* = 3.25$  entre la génération des deux AT. A  $t^* = 6$ , le premier AT est pleinement formé et il n'a pas encore atteint la stratification. Le deuxième AT se situe à  $z/d = -2.5$ . Son diamètre est plus faible que le diamètre du premier AT, signature de l'influence de l'AT de tête sur l'AT suiveur. A  $t^* = 7$ , le premier AT a atteint la frontière supérieure de la zone stratifiée. Le deuxième AT n'a pas eu le temps de mûrir avant de commencer à se faire

aspirer par le premier AT. A  $t^* = 9$ , une seule structure tourbillonnaire est discernable dans la zone stratifiée. A  $t^* = 11$ , la structure tourbillonnaire a atteint sa profondeur maximale de pénétration et se déforme fortement. A partir de  $t^* = 13$ , l'ensemble du fluide léger remonte en direction de la zone homogène et commence à se déliter en petites structures. Ici, contrairement au cas d'un AT seul pour un nombre de Froude équivalent, la corolle de remontée n'est pas observée. Le comportement décrit sur la [figure 6.4](#) est représentatif des cas associés à  $d\tau^* < 4$  : les AT collaborent pour former une unique mégastructure. On identifiera dans la suite ce régime sous le nom de **régime de mégastructure**.

La [figure 6.5](#) présente le même type de visualisation pour un délai de génération  $d\tau^* = 6$ . A  $t^* = 8$ , le premier AT a atteint la frontière haute de la zone stratifiée. A  $t^* = 11$ , le premier AT commence à subir les effets de flottabilité. Le deuxième AT est complètement formé et se situe dans la zone homogène. L'écoulement résiduel induit par le premier AT affecte la formation du deuxième AT, qui est plus compact et plus sphérique. A  $t^* = 13$ , le deuxième AT rejoint le premier dans la zone stratifiée et se déforme. A cet instant, les deux AT commencent à fusionner. A  $t^* = 15$ , les cœurs des différentes structures tourbillonnaires ne sont plus identifiables. A  $t^* = 17$ , une corolle de fluide est visible à  $z/d = -0.9$ , comme dans le cas du tir d'un AT seul. A  $t^* = 20$ , la poche de fluide initialement compacte se délite en fines volutes. Pour des valeurs  $4 < d\tau^* < 9$ , la dynamique d'impact est globalement la même et correspond à un **régime d'interaction post-pénétration**.

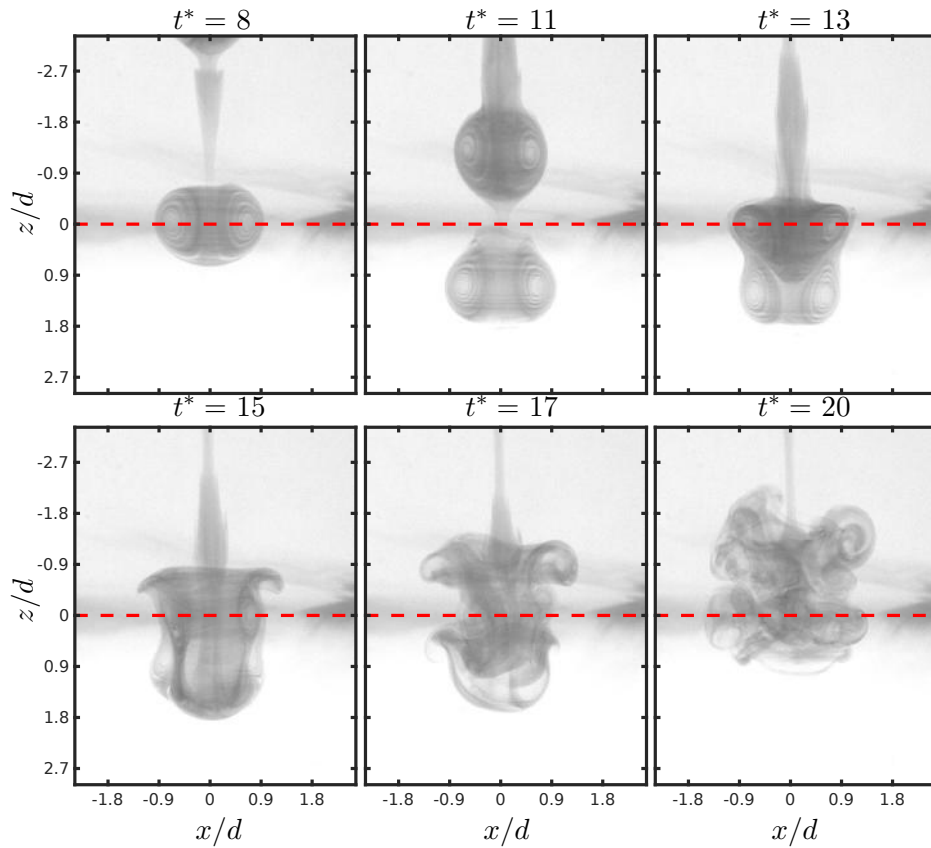


FIGURE 6.5: Visualisation par ombroscopie de l'évolution temporelle de deux AT successifs pour un délai de génération  $d\tau^* = 6$ .

Sur la [figure 6.6](#) le délai de génération entre les deux AT est  $d\tau^* = 9$ . A  $t^* = 8$ , le premier AT a atteint la zone stratifiée. A  $t^* = 14$ , le premier AT a déjà commencé sa remontée en direction de la zone homogène sous l'effet des forces de flottabilité. Le haut de la poche de fluide du premier AT laisse entrevoir le début d'enroulement de fluide menant à la formation d'une corolle de remontée, comme dans le cas du tir d'un AT unique. Le deuxième AT est généré et commence sa descente dans le fluide

homogène. De la même manière que pour  $d\tau^* = 6$ , le deuxième AT est plus sphérique et plus compact que le premier. A  $t^* = 15$ , le deuxième AT se trouve juste au-dessus de la zone stratifiée et pousse sur la corolle de remontée du premier AT. A  $t^* = 16$ , la partie du premier AT dans la zone stratifiée est déformée et proche du début de la zone stratifiée. Les enroulements de fluide de la corolle de remontée sont visibles à  $(x/d, z/d) = (\pm 1.4, -0.5)$  et le deuxième AT à  $(x/d, z/d) = (\pm 0.9, 0.5)$ . A partir de cet instant, le deuxième AT est en forte interaction avec la corolle résultant du premier impact. Le deuxième AT élargit la corolle et la draine vers le haut. Il finit par atteindre la zone stratifiée mais son axe de révolution est fortement incliné (l'origine de cette perte de symétrie n'est pas identifiée). Pour des valeurs  $9 < d\tau^* < 15.5$ , la dynamique d'impact est sensiblement la même avec interaction entre le deuxième AT et la corolle de remontée. Cette corolle est liée aux effets baroclines lors de l'impact du premier AT. On identifiera donc dans la suite ce régime sous le nom de **régime d'interaction barocline**.

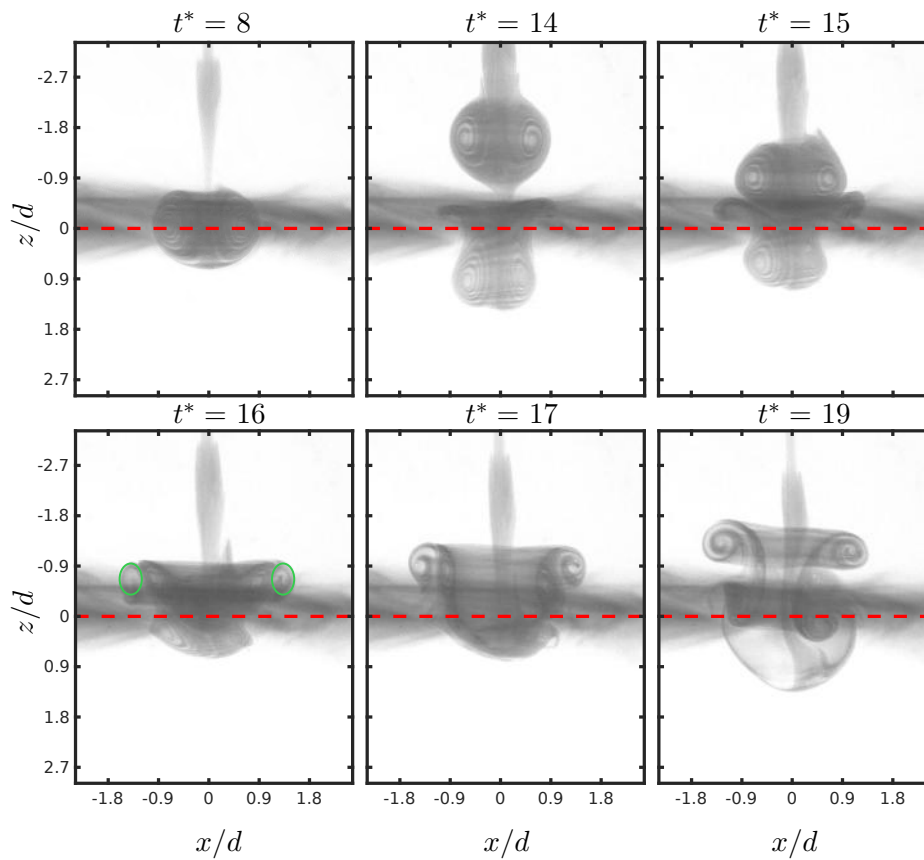


FIGURE 6.6: Visualisation par ombroscopie de l'évolution temporelle de deux AT successifs pour un délai de génération  $d\tau^* = 9$ . A  $t^* = 16$ , les ellipses vertes mettent en évidence un écoulement secondaire prenant la forme d'une corolle.

Enfin, pour une valeur de  $d\tau^* > 15.5$  (non montré ici), les deux AT ont chacun leur dynamique propre : le deuxième AT se comporte comme le premier AT mais se trouve légèrement perturbé par l'écoulement résiduel résultant de la destruction du premier AT. Ce dernier régime d'interaction sera référencé comme le **régime de tirs décorrélés**.

### 6.2.2 Dynamique de réorganisation du champ de vortacité

Dans cette partie, la dynamique de réorganisation de l'écoulement en fonction du délai de génération  $d\tau^*$  pour les différents régimes est analysée à partir de l'évolution temporelle des champs de vortacité et de vitesse dans le plan vertical de symétrie  $y/d = 0$ .

**Régime de mégastructure.** La figure 6.7 présente l'évolution du champ de vorticité pour  $d\tau^* = 3.19$ . A  $t^* = 8$ , le premier AT est visible juste au-dessus du début de la stratification. Pour  $z/d \in [-5 : -1]$ , il existe un sillage de vorticité de même signe que la vorticité du premier AT. Cette zone de vorticité correspond à la combinaison du sillage du premier AT pour  $z/d \in [-2 : -1]$  et de la vorticité du deuxième AT pour  $z/d \in [-5 : -2]$  (voir fig. 6.4). Le délai de génération entre les deux AT étant très court, le deuxième AT ne réussit pas à se former complètement : la nappe de vorticité ne s'enroule pas correctement mais se fait advecter par l'écoulement induit par le premier AT. A  $t^* = 9$ , le premier AT a atteint la stratification et gagné en intensité sous l'effet de la vorticité du deuxième AT qui a été partiellement absorbé par le premier. A  $t^* = 10$ , la mégastructure résultant de la fusion des deux AT est dans la zone stratifiée et de la vorticité barocline a commencé à se développer autour du premier AT. Dans la zone homogène, il existe toujours un sillage dont l'intensité a diminué. Deux zones de vorticité assez intense sont visibles à  $(x/d, z/d) = (\pm 0.5, -1)$  et correspondent à ce qu'il reste du deuxième AT qui n'a pas fusionné avec le premier AT. Sur les instants  $t^* = [11, 12, 13]$ , la vorticité barocline se développe et l'ensemble de la mégastructure remonte vers la zone homogène avec la formation d'une corolle de remontée (la profondeur maximale de pénétration est atteinte pour  $t^* = 12$ ). A  $t^* = 14$ , cette corolle interagit par diffusion croisée avec le sillage de la mégastructure ce qui l'empêche de se développer ultérieurement.

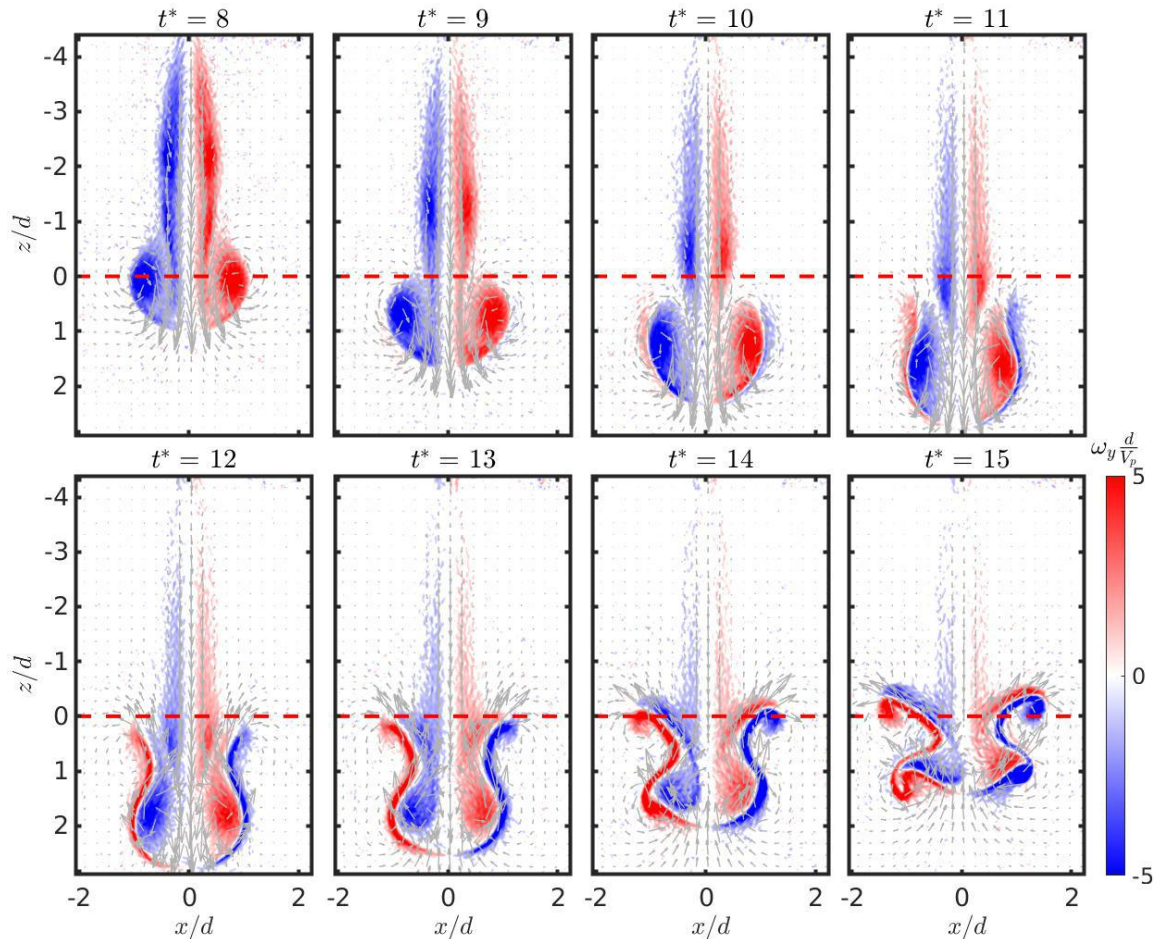


FIGURE 6.7: Evolution temporelle du champ de vorticité et de vitesse pour  $d\tau^* = 3.19$ .

**Régime d'interaction post-pénétration.** La figure 6.8 présente l'évolution du champ de vorticité pour  $d\tau^* = 6$ . Dans ce régime, le deuxième AT est généré suffisamment tard pour que sa formation ne soit que peu affectée par l'écoulement induit par le premier AT. Le second AT atteint la stratification à un moment où la vorticité barocline suite à l'impact du premier AT commence à se développer. Les

zones de vorticité de deuxième AT de même signe que l'AT primaire fusionnent partiellement entre elles tandis qu'une partie de la vorticité primaire du deuxième AT interagit avec la vorticité barocline, empêchant la formation d'une corolle de remontée bien définie et on observe alors une brisure de l'axisymétrie.

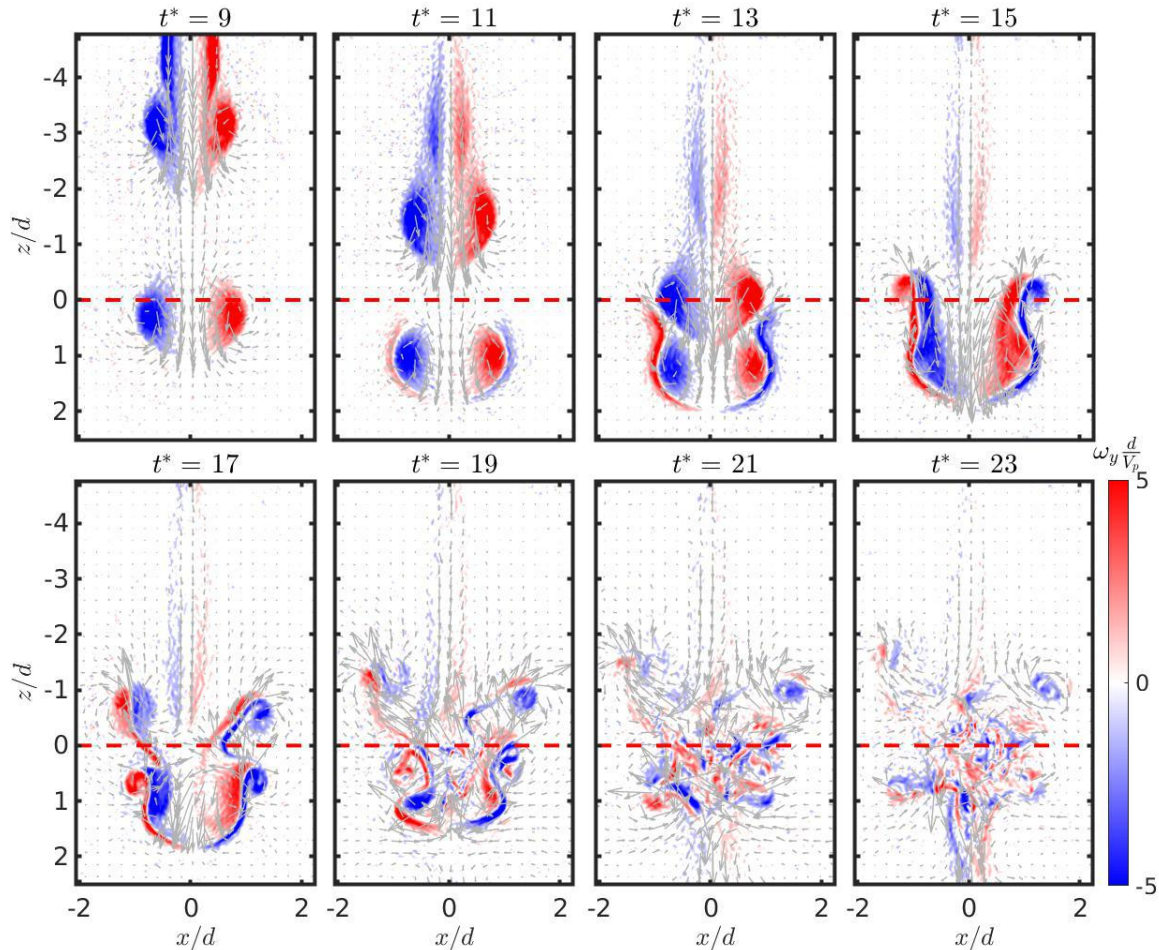


FIGURE 6.8: Evolution temporelle du champ de vorticité et de vitesse pour  $d\tau^* = 6$ .

**Régime d'interaction barocline.** La [figure 6.9](#) présente l'évolution du champ de vorticité pour  $d\tau^* = 9.5$ . Dans ce régime, le second AT n'est pas affecté par l'écoulement induit par le premier. Avant d'atteindre la stratification, le deuxième AT interagit fortement avec la corolle de remontée g n r e suite à l'impact du premier AT. Le diamètre de son cœur augmente avant de diminuer une fois l'obstacle franchi. Cette interaction a pour conséquence de déformer l'AT. La corolle de remontée associ e à un fort écoulement ascendant continue sa remontée. L'AT perturbé finit par atteindre la zone stratifi e où de la vorticité barocline est à nouveau g n r e comme pour le premier AT de façon quasi symétrique. Cependant, cela ne donne pas lieu à une nouvelle corolle de remontée et l'écoulement se désorganise aux temps longs.

**Régime de tirs décorrélés.** La [figure 6.10](#) présente l'évolution du champ de vorticité pour  $d\tau^* = 28$ . Dans ce régime, le deuxième AT est généré après la réorganisation de l'écoulement lié au premier AT. Le deuxième AT se propage alors dans la zone homogène en n'étant perturbé que par un écoulement résiduel faible lié à la corolle de remontée suite au premier impact. Il pénètre la zone stratifi e et les effets baroclines se mettent en place mais de façon asymétrique. Cette déstabilisation empêche la formation d'une nouvelle corolle de remontée et l'ensemble s'effondre. Cela est lié aux OI existantes



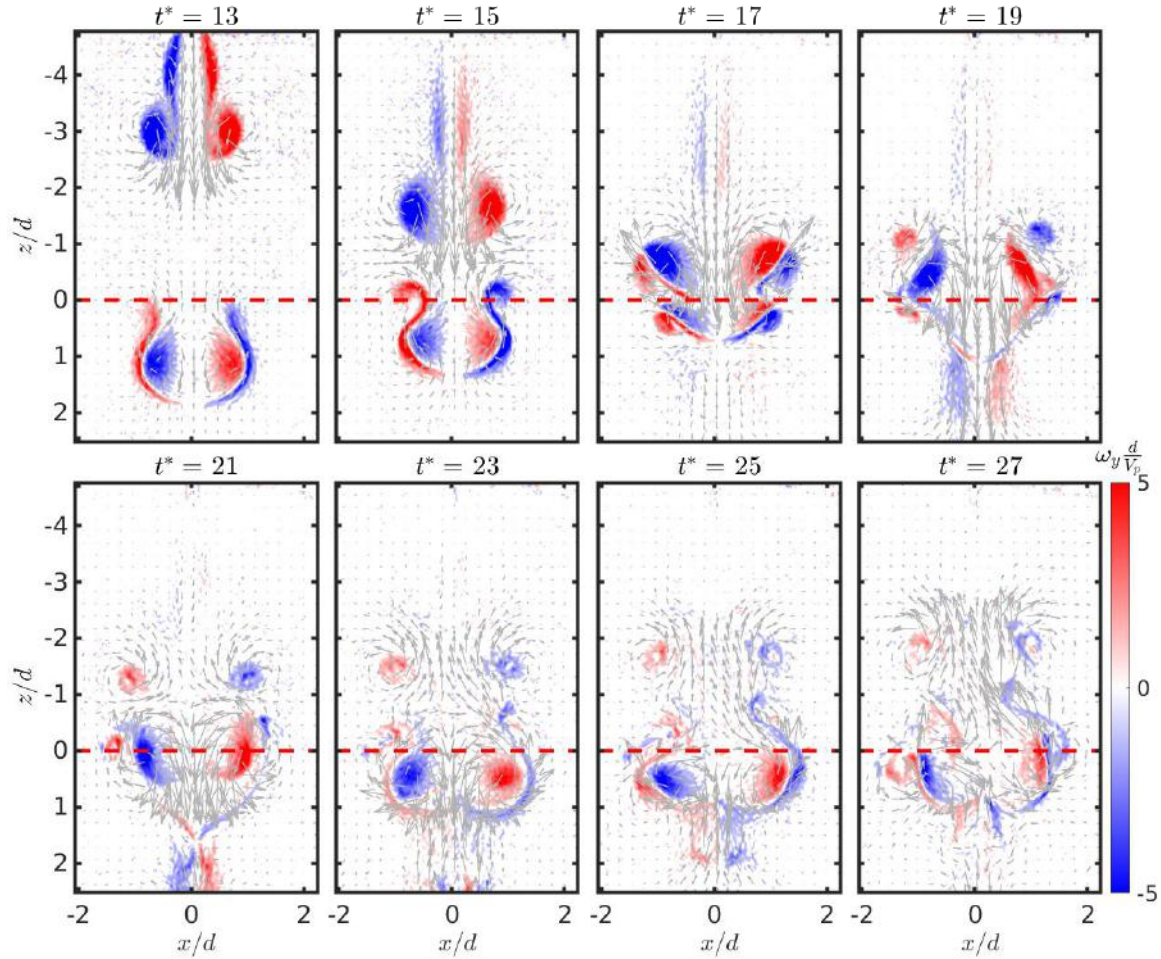


FIGURE 6.9: Evolution temporelle du champ de vorticité et de vitesse pour  $d\tau^* = 9.5$ .

dans la zone stratifi e suite à l'impact du premier AT. L'environnement stratifi e autour du deuxième AT n'est pas au repos ce qui perturbe le développement de la vorticité barocline.

### 6.2.3 Profondeur maximale de pénétration

**Pénétration du premier AT.** On présente ici l'influence du délai de génération entre les deux AT  $d\tau^*$  sur la profondeur maximale de pénétration des AT. De la même manière qu'au [chapitre 3](#), le point le plus bas de la poche de fluide transport e par les AT est point e manuellement sur les images de visualisation en lumière blanche et sur les images utilis es pour les calculs de PIV où la poche de fluide est identifiable sans distinction d'appartenance à un AT ou à un autre. La profondeur maximale atteinte par les poches de fluide dans la zone stratifi e,  $z_m/d$ , est repr sent e en fonction de  $d\tau^*$  sur la [figure 6.11](#) et la profondeur maximale atteinte pour un AT seul,  $z_{m_r}/d = 1.77$ , pour les mêmes conditions de génération sert de référence.

La profondeur maximale de pénétration diminue de façon non linéaire avec le délai de génération entre les deux AT. Elle est maximale pour les plus faibles valeurs de  $d\tau^*$  et jusque  $1d$  supérieure à la valeur de référence. A partir de  $d\tau^* > 15$ , la profondeur de pénétration maximale atteinte est la même que pour le cas d'un seul AT. Deux modélisations de type loi de puissance ont été ajust es sur les points expérimentaux. La première modélisation est une loi de la forme  $z_m/d = a_1 \times d\tau^{*n_1} + b_1$  et montre un accord satisfaisant avec les points expérimentaux. Les coefficients de la modélisation sont  $(a_1, b_1, n_1) = (7 \pm 4, -1.8 \pm 0.4, 1.7 \pm 0.1)$  dans un intervalle de confiance à 95%. Cependant,

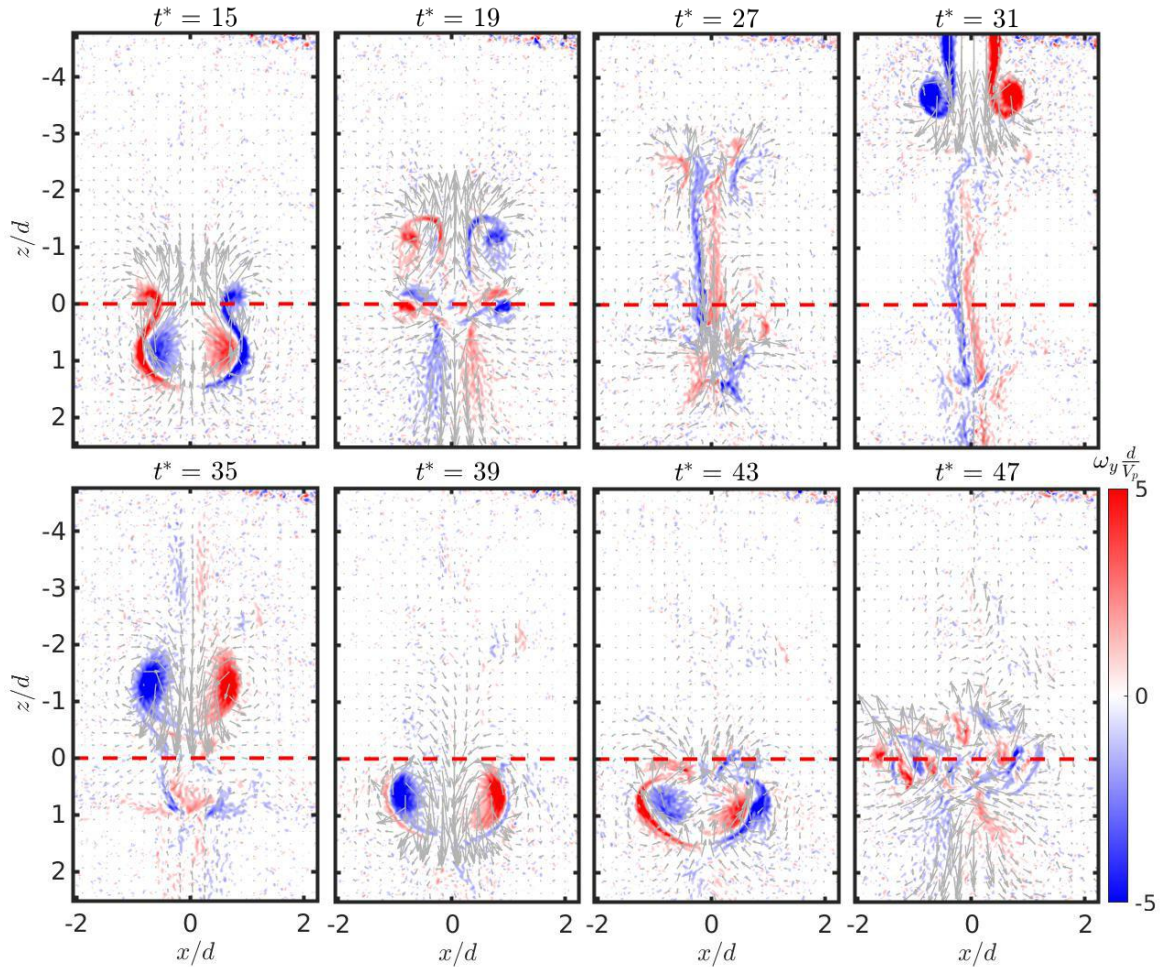


FIGURE 6.10: Evolution temporelle du champ de vorticité et de vitesse pour  $d\tau^* = 28$ .

la valeur limite pour les grands  $d\tau^*$  est sous-estimée par rapport à la valeur réelle. Cette valeur pouvant être prédite par l'équation (5.1) ( $z_m/d = 1.77$  ici), une deuxième modélisation de la forme  $z_m/d = a_2 \times d\tau^{*n_2} + 1.77$  a été ajustée sur les points expérimentaux. Les coefficients sont  $(a_2, n_2) = (10 \pm 3, -2 \pm 0.3)$  dans un intervalle de confiance à 95%. Cette deuxième modélisation correspond mieux aux points expérimentaux et semble mieux adaptée. Dans tous les cas, ces résultats indiquent une évolution de la profondeur de pénétration avec le délai de génération en puissance  $-2$ .

**Pénétration du second AT.** Dans ce paragraphe, on s'intéresse à la profondeur maximale de pénétration atteinte par le deuxième AT,  $z_{m_2}/d$ , lorsque celle-ci est définie. En effet, les **régime de mégastructure** et **régime d'interaction post-pénétration** correspondant à la fusion des deux AT, il n'est pas possible de définir une profondeur maximale de pénétration du deuxième AT. La position verticale du cœur de chaque AT est obtenue par pointage manuel des zones de vorticité correspondant au cœur. Pour un AT unique, cette valeur est inférieure d'environ  $1d$  à la profondeur maximale de pénétration  $z_m/d$ , définie à partir de la poche de fluide transportée par l'AT et non de la position de son cœur.

La figure 6.12 (a) présente la position verticale  $z/d$  de chacun des AT au cours du temps pour  $d\tau^* = 24.25$ . L'évolution de la position du premier AT est la même que pour une expérience avec un AT unique. Le cœur de l'AT pénètre jusque  $z/d = 0.8$  avant de remonter vers la zone homogène. La trajectoire du second AT est sensiblement la même que celle du premier jusqu'à ce qu'il atteigne sa profondeur maximale de pénétration  $z/d = 0.6$  à  $t^* = 34$ . L'AT retourne alors en direction de

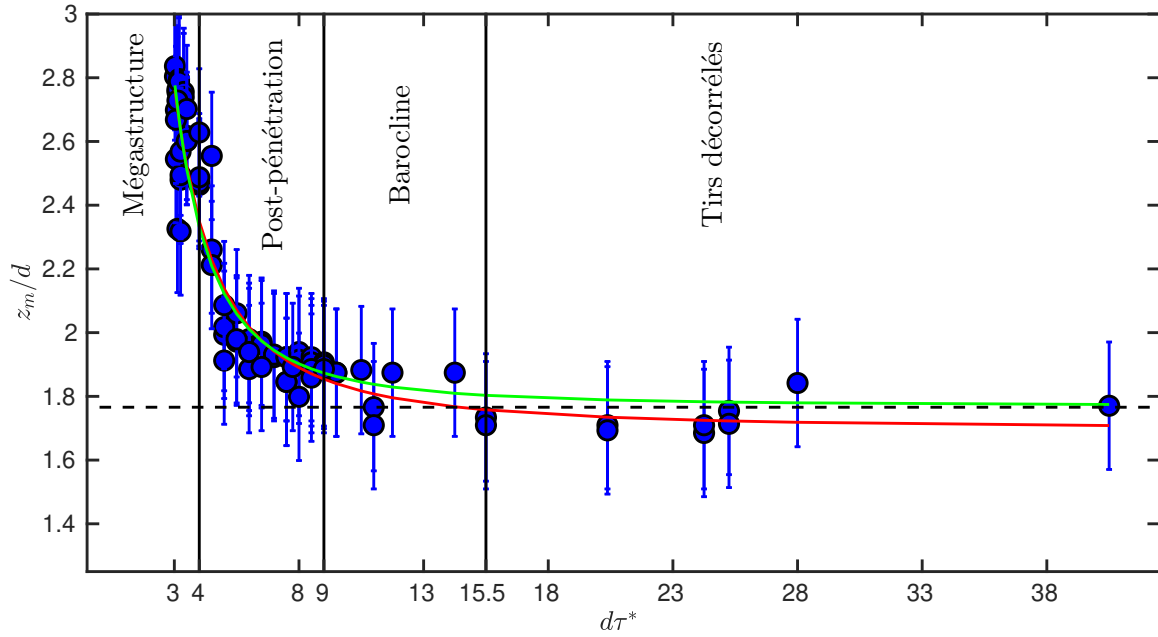


FIGURE 6.11: Profondeur maximale atteinte par la poche de fluide léger en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . La ligne noire pointillée représente la profondeur maximale moyenne atteinte dans le cas d'un AT seul pour  $Fr = 1.5$ . Deux modélisations en loi de puissance ont été ajustée sur les points expérimentaux :  $z_m/d = a_1 \times d\tau^{*n_1} + b_1$  (rouge) et  $z_m/d = a_2 \times d\tau^{*n_2} + 1.77$  (verte).

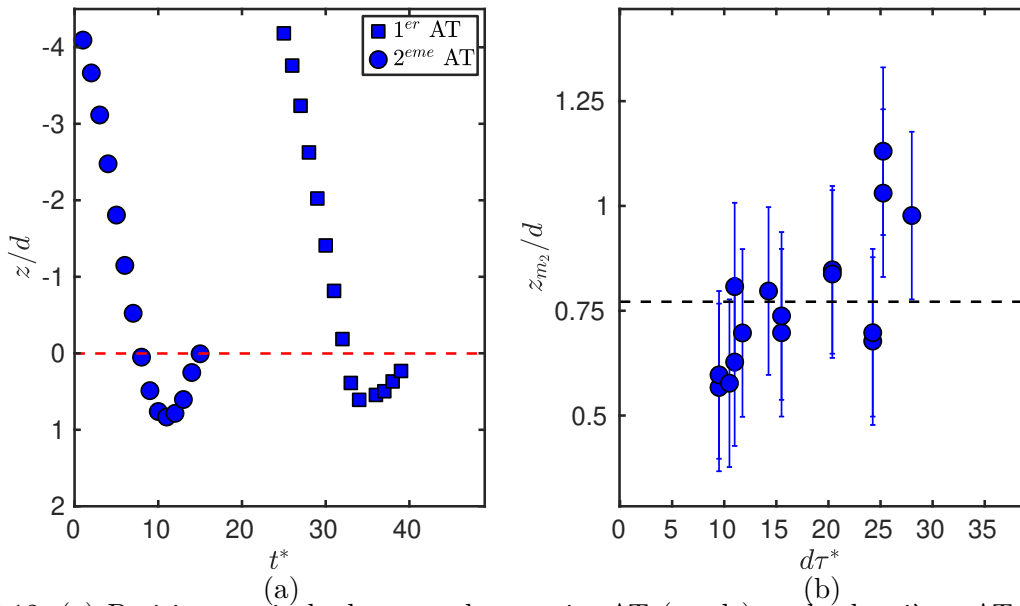


FIGURE 6.12: (a) Position verticale du cœur du premier AT (ronds) et du deuxième AT (carrés) en fonction de  $t^*$  obtenues par pointage manuel des champs de vorticité pour  $d\tau^* = 24.25$ . (b) Profondeur de pénétration maximale du deuxième AT  $z_{m_2}/d$  en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . La ligne pointillée noire indique la profondeur maximale de pénétration atteinte par le cœur d'un AT unique.

la frontière supérieure de la stratification mais moins rapidement que le premier AT. La profondeur maximale atteinte par le second AT,  $z_{m_2}/d$ , est inférieure à celle du premier AT. La procédure est répétée pour l'ensemble des séquences correspondant au **régime d'interaction barocline** et **régime de tirs décorrésés**.

Les valeurs de  $z_{m_2}/d$  associées sont rassemblées sur la [figure 6.12 \(b\)](#). Les incertitudes sont prin-

cipalement liées à l'incertitude sur la position du début de la stratification et à la qualité du pointage manuel. Elles sont évaluées à  $0.2d$ . Pour la majorité des expériences réalisées, la profondeur maximale de pénétration atteinte par le deuxième AT est de l'ordre de celle d'un AT unique, bien que inférieure dans la plupart des cas. Cela dit, une profondeur de pénétration supérieure de 80% à celle d'un AT unique est observée dans certains cas ( $[d\tau^* = 25.25 - 28]$ ).

Afin de comprendre l'augmentation de la profondeur de pénétration du deuxième AT pour certains délais de génération, la composante verticale du champ de vitesse dans la zone stratifiée est étudiée. La **figure 6.13** présente l'évolution temporelle de la composante verticale de vitesse  $w/V_p$  durant la phase de pénétration du deuxième AT pour  $t^* \in [t_{m_2}^* - 5 : t_{m_2}^*]$ , où  $t_{m_2}^*$  désigne l'instant où le deuxième AT atteint sa profondeur maximale de pénétration, pour  $d\tau^* = 25.25$ .

A  $t_{m_2}^* - 5$ , le deuxième AT arrive au niveau de la stratification. La signature de l'AT sur les champs de la composante verticale de vitesse prend la forme d'une zone de vitesse positive assez intense sur l'axe de propagation de l'AT et de deux zones de vitesse de signe opposé sur les bords de l'AT. Au même instant, le champ de vitesse sous le point d'impact est dirigé dans la direction opposée à la direction de propagation de l'AT. L'écoulement dans la zone stratifiée est extrémal pour  $t_{m_2}^* - 4$  avant de perdre en intensité et de changer de signe à  $t_{m_2}^* - 1$  ( $x/d = 0, z/d > 2.5$ ). A  $t_{m_2}^*$ , l'AT a pénétré plus profondément que dans le cas d'un AT isolé. Il apparaît que le champ de vitesse sous le point d'impact influence la capacité du deuxième AT à pénétrer dans la zone stratifiée. Si ce champ de vitesse est en phase avec l'écoulement induit par l'AT lors de son arrivée à la stratification, alors l'AT pénétrera moins que si les deux champs sont en opposition de phase. Si cette analyse semble cohérente avec les champs de vitesse, nous n'avons cependant pas d'information sur le champ de densité. Suite à l'impact du premier AT, la répartition du fluide léger apporté par l'AT n'est pas connue et peut également influencer la profondeur de pénétration du second AT. Par exemple, si l'on considère que l'ensemble du fluide léger apporté par le premier AT se trouve au niveau du point d'entrée du deuxième AT à  $z/d = 0$ , alors celui-ci reste un peu plus longtemps dans du fluide léger avant de subir les effets de flottabilité, ce qui peut l'aider à pénétrer dans la zone stratifiée. Des mesures du champ de densité sont ici nécessaires pour valider complètement ces hypothèses.

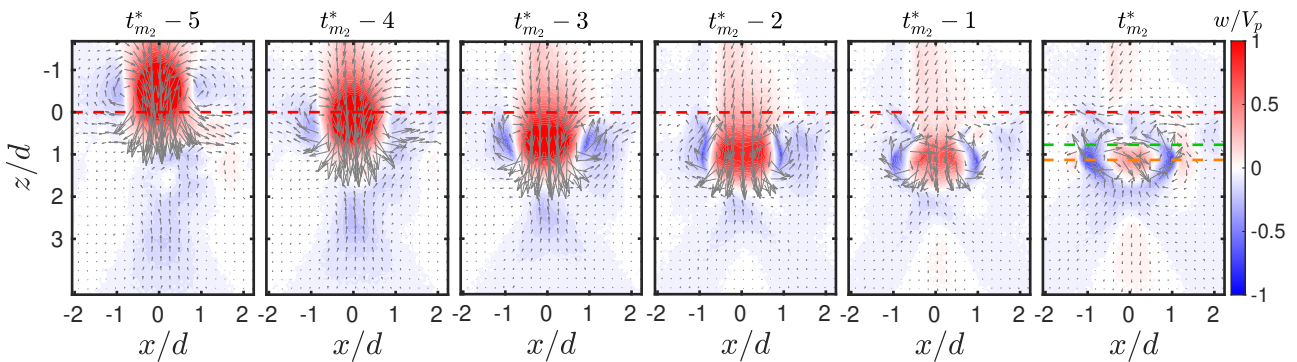


FIGURE 6.13: Champ de la composante verticale de vitesse adimensionnée  $w/V_p$  (couleur) et champ de vitesse (flèches) au cours du temps pour un délai de génération  $d\tau^* = 25.25$ . A  $t_{m_2}^*$ , la ligne pointillée verte indique la profondeur maximale de pénétration atteinte par un AT seul et la ligne pointillée orange la profondeur maximale de pénétration du second AT pour cette valeur de  $d\tau^*$ .

### 6.3 Influence de deux tirs consécutifs sur les ondes internes générées

Dans cette section, les OI issues de l'impact des deux AT successifs sont étudiées. L'objectif est de caractériser l'influence du délai de génération  $d\tau$  sur les propriétés des OI telles que leur amplitude et leur contenu fréquentiel.

### 6.3.1 Amplitude maximale des ondes internes

La figure 6.14 (a) présente, pour différents délais de génération  $d\tau^*$ , l'amplitude maximale atteinte par la vitesse verticale  $w_m/V_p$  à  $z/d = 4$  pour trois positions horizontales,  $x/d = (0, \pm 1)$ . L'altitude  $z/d = 4$  est suffisamment éloignée de la profondeur maximale de pénétration des AT pour que seul le mouvement des OI soit pris en compte. Les différentes positions horizontales permettent de quantifier ce qu'il se passe sur l'axe de propagation des AT et de part et d'autre. La valeur de référence correspond à l'amplitude maximale atteinte lorsqu'un seul AT est tiré,  $w_{m1AT}/V_p = 0.025$ , à  $(x/d, z/d) = (0, 4)$ .

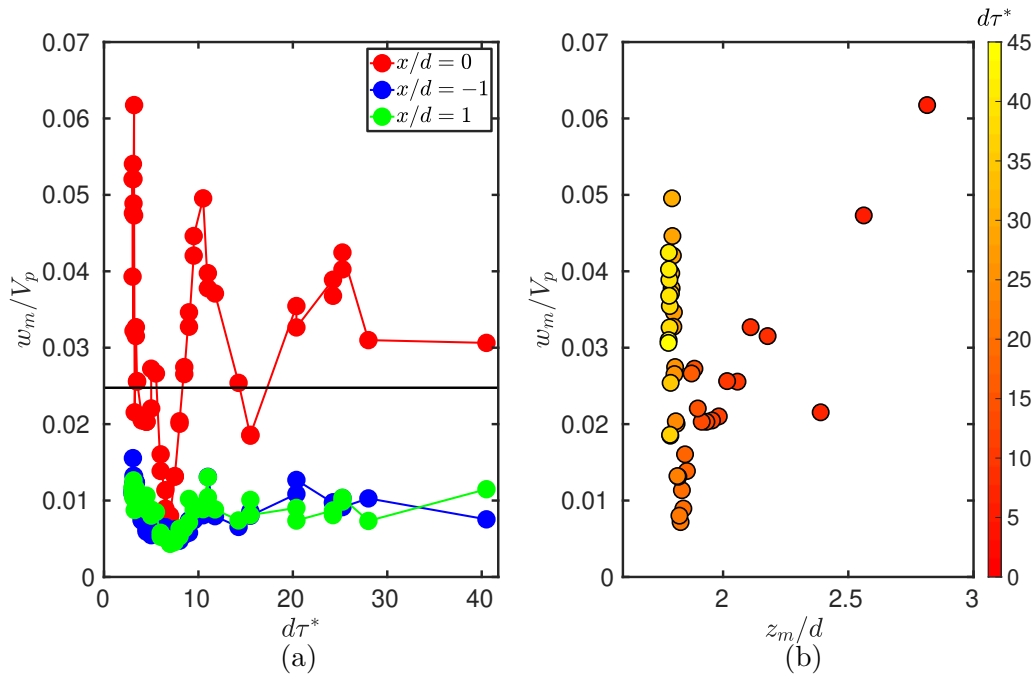


FIGURE 6.14: (a) Maximum de la composante verticale de vitesse  $w_m/V_p$  à  $z/d = 4$  en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . Rouge : sur l'axe de propagation de l'AT  $x/d = 0$ , bleu :  $x/d = -1$ , vert :  $x/d = 1$ . La ligne noire indique le maximum de vitesse atteint dans le cas où un seul AT est tiré. (b) Evolution du rapport  $w_m/V_p$  en fonction de la profondeur maximale de pénétration  $z_m/d$ . La valeur de  $d\tau^*$  est donnée par le code couleur.

La majorité des mesures indique une vitesse maximale supérieure à la valeur de référence et même jusqu'à quatre fois plus grande. La valeur de  $w_m/V_p$  varie avec  $d\tau^*$  de façon non monotone. La vitesse verticale maximale pour  $x/d \pm 1$  est presque constante sur l'intervalle de  $d\tau^*$  présenté. Sur l'axe de propagation des AT, il semble que l'amplitude des OI associées au mode d'oscillation vertical ( $\omega/N = 1$ ) peut être amplifiée ou atténuée selon le moment où le deuxième AT impacte la stratification. Le déphasage entre les OI générées par le premier AT et le deuxième AT au moment de sa pénétration pourrait être à l'origine de ce comportement, des interactions constructives ou destructives ayant lieu en fonction du déphasage.

La figure 6.14 (b) présente l'évolution du rapport  $w_m/V_p$  en fonction de la profondeur maximale de tir  $z_m/d$  déterminée en section 6.2. Il existe une très forte dispersion sur les points expérimentaux, notamment pour les grandes valeurs de  $d\tau^*$ . Pour les plus faibles valeurs de  $d\tau^*$ , la vitesse maximale dans la zone stratifiée augmente avec la profondeur maximale de pénétration.

### 6.3.2 Nombre d'onde et pulsation caractéristiques

La [figure 6.15](#) présente l'évolution du nombre d'onde caractéristique adimensionné  $k_c^*$  (a) et de la pulsation caractéristique adimensionnée  $\omega_c^*$  (b) des OI générées par le double impact des AT en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . Ces grandeurs sont obtenues par une procédure similaire à celle utilisée au [chapitre 3, section 3.3](#). Les diagrammes spatio-temporels de la composante horizontale de vitesse sont calculés pour les différentes altitudes comprises entre  $z_m/d + 1.5$  et  $z/d = 6$  (le bord inférieur du champ de mesure). La transformée de Fourier spatiale et temporelle de ces diagrammes est effectuée et un spectre moyen dans l'espace  $(\omega^*, kh)$  est obtenu. Les valeurs caractéristiques de la pulsation  $\omega_c^*$  et du nombre d'onde  $k_c^*$  sont obtenues en réalisant une moyenne pondérée en temps ou en espace. Les valeurs du nombre d'onde caractéristique et de la pulsation caractéristique obtenues au [chapitre 3](#) dans le cas d'un tir d'AT unique servent de référence. L'ordre de grandeur de  $k_c^*$  et  $\omega_c^*$  est le même que dans le cas d'un tir d'AT unique. Des légères variations de ces deux grandeurs sont visibles en fonction de  $d\tau^*$ . De la même manière qu'au [chapitre 3](#), on peut estimer une incertitude sur la valeur des mesures en considérant la demi-largeur à mi-hauteur des distributions moyennes en nombre d'onde ou en fréquence. Cette incertitude est grande dans les deux cas, environ  $\pm 8$  pour  $k_c h$  et environ  $\pm 0.3$  pour  $\omega_c^*$ . Cela est dû au fait qu'un spectre continu d'OI est excité. A la vue de ces incertitudes (non représentées sur [figure 6.15](#)), aucune interprétation des oscillations autour des valeurs de références pour un AT n'est possible. Les résultats semblent indiquer qu'il n'y a pas de variations notables des grandeurs caractéristiques des OI en fonction de  $d\tau^*$  pour un double tir d'AT. Il serait intéressant de regarder ce qu'il se passe en augmentant le nombre de tirs.

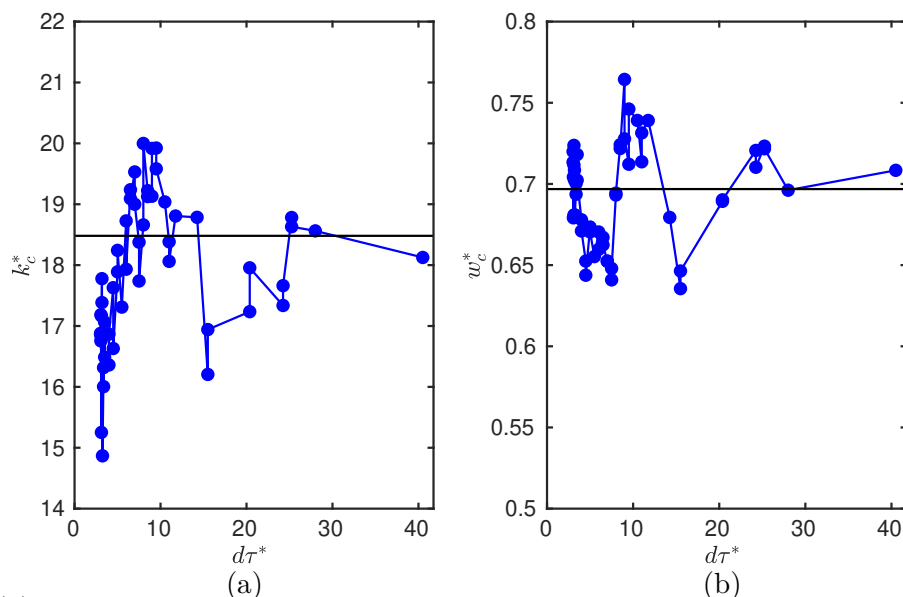


FIGURE 6.15: (a) Nombre d'onde caractéristique  $k_c^*$  et pulsation caractéristique  $\omega_c^*$  des OI en fonction du délai de génération  $d\tau^*$ . Les lignes noires indiquent les valeurs de  $k_c^*$  et  $\omega_c^*$  pour un AT unique.

Pour un grand nombre de tirs, est-ce que les impacts successifs d'AT agissent comme un forçage périodique et génèrent des OI similaires à celles générées par une sphère oscillante à la fréquence de tir entre les AT ?



# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

### Sommaire

---

7.1	Conclusions . . . . .	165
7.2	Perspectives . . . . .	167

---

### 7.1 Conclusions

Cette thèse porte sur l'étude d'un écoulement modèle, l'anneau tourbillonnaire, impactant une zone linéairement stratifiée. L'évolution de l'écoulement se fait sur deux échelles de temps distinctes. La dynamique de réorganisation tourbillonnaire a principalement lieu aux temps courts après l'impact de l'anneau tourbillonnaire. Aux temps longs, c'est la dynamique d'ondes internes qui domine l'écoulement ainsi que celle du dipôle Q2D généré dans le cas de tirs inclinés. Différentes techniques expérimentales optiques ont été déployées afin de caractériser ces dynamiques : des techniques de visualisation et de mesure de vitesse eulérienne (PIV-2D) et une technique de suivi lagrangien 3D résolue en temps (4D-PTV), déployée avec succès pour la première fois dans le cadre d'écoulements stratifiés en densité. Ces techniques (hormis les visualisations) ont été employées pour caractériser à la fois la dynamique tourbillonnaire rapide et la dynamique lente des ondes internes et du dipôle Q2D en adaptant les fréquences de calcul.

L'influence des paramètres de génération des anneaux tourbillonnaires (vitesse de piston  $V_p$ , angle de tir  $\theta$ , longueur de course  $L$  et délai de génération entre deux anneaux  $d\tau$ ) sur l'écoulement a été étudiée. Le cas canonique de l'impact normal a été caractérisé dans un premier temps, notamment à l'aide des mesures 3D. Nous présentons une description lagrangienne 3D expérimentale de l'écoulement induit par un anneau tourbillonnaire généré dans un fluide homogène et interagissant avec un fluide stratifié. La dynamique tourbillonnaire fine a été décrite à partir des champs eulériens et les résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature pour des stratifications de type bicouche (Dahm *et al.* [1989], Olsthoorn et Dalziel [2017a]) ou linéaire de faible épaisseur (Advaith *et al.* [2017], Léard *et al.* [2020a]). Différents régimes de pénétration en fonction du nombre de Froude sont observés et la profondeur de pénétration a une dépendance linéaire avec le nombre de Froude en bon accord avec les études de Linden [1973] et Orlandi *et al.* [1998]. Le coefficient de proportionnalité est cependant différent, ce qui est attribué aux différences entre les configurations expérimentales. La profondeur de pénétration de l'anneau tourbillonnaire est principalement liée à sa capacité à déplacer les isopycnes mais le milieu de génération de l'anneau (fluide homogène ou stratifié) et le type de stratification (bicouche, stratification linéaire épaisse ou non) influent sur la profondeur maximale de pénétration atteignable. Par ailleurs, les mesures 3D ont permis une reconstruction du champ de vitesse 3D des ondes internes générées. Jusqu'à présent, seules des mesures 2D ou stéréoscopiques 2D-3C dans quelques plans verticaux (Ghaemsaidi et Peacock [2013]) avaient été réalisées. L'analyse



des champs d'ondes par transformée de Hilbert a permis de remonter à la relation de dispersion des ondes internes et de montrer que, si les ondes sont multifréquentielles, la majeure partie de l'énergie se répartit sur une gamme étroite de pulsations  $\omega/N \in [0.6 - 0.9]$  en bon accord avec la littérature (Ansong et Sutherland [2010], Brandt et Shipley [2019]).

Des expériences ont été réalisées afin de caractériser l'influence d'une brisure de l'axisymétrie (via l'angle de tir) sur la réorganisation de l'écoulement et les ondes internes générées. Jusqu'à présent, peu d'études sur le cas de tirs inclinés ont été publiées. Les travaux existants se sont intéressés soit à la trajectoire d'un anneau tourbillonnaire lors du passage par un saut de densité (Kuehn *et al.* [2010]) soit à l'étude de la vorticité aux temps courts via des simulations numériques 2D de dipôles tourbillonnaires (Tryggvason et Unverdi [1991]) ou 3D d'anneaux tourbillonnaires (Stock [2006]) impactant un saut de densité. Dans cette thèse, la dynamique du champ de vorticité 3D a été décrite à partir des donn es obtenues par 4D-PTV pour un angle de tir de 30  et trois valeurs du nombre de Richardson (ou du nombre de Froude). L'angle de tir entraîne une brisure de l'axisymétrie de la réorganisation du champ de vorticité qui se traduit par une production asymétrique de vorticité barocline. Si la dynamique de la vorticité est différente en fonction du nombre de Richardson, on observe dans tous les cas une restructuration de l'écoulement passant d'une structure toroïdale axysym trique (« donut »)   une structure dipolaire quasi bidimensionnelle dans un plan horizontal (« pancake »). Cette restructuration de l'écoulement résulte du caractère anisotrope du milieu stratifié où les mouvements verticaux sont inhibés, comme précédemment observé par Voropayev [1987] pour un jet et plus récemment par Scase et Dalziel [2006a] pour un anneau tourbillonnaire dans un milieu stratifié. L'évolution du dipôle et de ses caractéristiques est similaire à celle d'un dipôle peu épais directement généré dans une stratification. Le dipôle s'étend horizontalement et dissipe par diffusion visqueuse (Fl r et Van Heijst [1994], Fl r *et al.* [1995], Godoy-Diana *et al.* [2004]). Il existe également une brisure de l'axisymétrie pour le champ d'ondes internes forcé par l'impact de l'anneau tourbillonnaire. Notamment, une forte corrélation existe entre le dipôle tourbillonnaire et les ondes internes g n r es : la position du maximum de vitesse des ondes internes co cide avec la position des pôles de vorticité de la structure dipolaire. De plus, la dimension longitudinale du dipôle oscille à la fréquence de Br nt-Väissälä.

Les résultats sur la réorganisation de l'écoulement et la génération d'ondes internes pour un angle de tir non nul ont été complétés à l'aide d'une étude paramétrique portant sur l'angle de tir mais également sur le nombre de Froude. A l'aide de mesures de PIV-2D et de visualisations dans le plan vertical de symétrie, il a été montré que la profondeur de pénétration d'un anneau tourbillonnaire dans un fluide stratifié était proportionnelle au nombre de Froude normal *ie* un nombre de Froude basé sur la composante verticale de vitesse de l'anneau tourbillonnaire  $Fr_n = V_p \cos \theta / Nd$ . Ce résultat « balistique » implique notamment une universalité de la profondeur de pénétration pour un angle de tir variable, à condition que le Froude normal soit conservé. Pour les faibles valeurs du nombre de Froude, l'angle de tir n'influence pas la dynamique tourbillonnaire et l'anneau tourbillonnaire s'écrase sur la zone stratifi e avant de dissiper par diffusion croisée avec la vorticité barocline. En revanche, pour des valeurs plus  lev es du nombre de Froude, l'angle de tir influe sur la réorganisation de l'écoulement. Pour des angles de tirs inférieurs à 20 , la vorticité barocline est susceptible de générer une corolle de remontée quasi-symétrique se propageant à la verticale dans la zone homogène. Au-delà, la vorticité barocline ne forme plus de corolle et remonte assez peu dans la zone homogène. En effet, pour un angle de tir supérieur à 20 , le passage de l'anneau tourbillonnaire génère un écoulement horizontal suffisamment intense pour empêcher la formation de la corolle barocline et sa remontée selon la verticale. Concernant les ondes internes, différents diagnostics sont utilisés pour les caractériser dont des diagrammes spatio-temporels. Ces derniers mettent en évidence la dissymétrie du champ d'ondes, les faisceaux d'ondes internes dirigés dans la direction de propagation de l'anneau tourbillonnaire gagnant en intensité avec l'angle de tir. On montre également que l'angle de tir a un impact sur la vitesse de phase des ondes g n r es, qui est d'autant plus faible que l'angle de tir est élevé.

Une autre étude paramétrique sur le cas de deux anneaux tirés successivement et se propageant à la verticale a été réalisée. Dans le cas d'une cuve homogène, le phénomène de leapfrog a pu être observé et caractérisé. Une fois le cas homogène traité, le cas de deux anneaux tirés successivement et impactant une zone linéairement stratifiée a été exploré, en l'absence du phénomène de leapfrog. Quatre régimes d'interaction tourbillonnaire ont été identifiés selon la valeur du délai de génération  $d\tau^*$ . La profondeur de pénétration évolue de façon non linéaire avec  $d\tau^*$  selon une loi de puissance de type  $d\tau^{*-2}$ . Pour des valeurs  $d\tau^* < 15$ , la profondeur de pénétration maximale atteinte par les anneaux est plus importante que celle d'un anneau isolé. Au-delà de  $d\tau^* = 15$ , la profondeur maximale de pénétration est proche de celle d'un anneau tourbillonnaire unique. En général, la profondeur de pénétration du deuxième anneau tourbillonnaire est sensiblement la même que celle du premier anneau tourbillonnaire. Cependant, pour certaines valeurs de  $d\tau^* > 15$ , la profondeur de pénétration du second anneau peut être plus grande que celle du premier. L'origine de résultat n'est pas complètement clarifiée. Cela peut être attribué à un couplage constructif entre le deuxième anneau et le champ d'ondes internes résultant de l'impact du premier anneau mais peut aussi être associé au fluide léger déposé par le premier anneau tourbillonnaire, modifiant localement le champ de densité. Des mesures complémentaires du champ de densité sont à prévoir pour clarifier ce point. Pour le **régime de mégastructure** où les anneaux tourbillonnaires collaborent, l'amplitude des ondes internes est également amplifiée. Cela n'affecte pas les caractéristiques des ondes internes (pulsation, nombre d'onde) qui sont identiques à celles observées pour un tir unique et donc indépendantes du délai de génération  $d\tau^*$ .

## 7.2 Perspectives

**Mélange élémentaire induit par un AT.** L'étude du mélange élémentaire induit par un anneau tourbillonnaire impactant une zone stratifiée n'a pas été abordé. Il s'agit d'une question clé pour la compréhension du processus élémentaire de mélange par des structures convectives à des échelles industrielles ou géophysiques. Le temps a manqué pour s'intéresser à cet aspect-là mais nous proposons différents types de diagnostics et d'expériences qui permettraient de le caractériser. Afin de quantifier le mélange élémentaire induit par un anneau tourbillonnaire, il est nécessaire d'avoir accès simultanément au champ de vitesse et au champ de densité. On peut envisager un protocole expérimental couplant à la fois de la PIV-2D et de la Fluorescence Planaire Induite par Laser (PLIF) de la même manière que [Hu et al. \[2000\]](#). La PLIF permet de mesurer quantitativement et localement un champ de concentration. Pour réaliser de la PLIF, l'écoulement est marqué par un traceur fluorescent et éclairé par une nappe laser à une certaine longueur d'onde. Le traceur fluorescent émet alors de la lumière à une longueur d'onde différente de celle de l'éclairage. En disposant un filtre optique passe-bande centré autour de la fréquence d'émission de la fluorescence devant la caméra d'acquisition, seul le signal lié au traceur fluorescent est récupéré. A partir d'une calibration adaptée, la concentration en traceur peut être obtenue. Dans le cadre de l'étude du mélange lié à l'impact d'anneau tourbillonnaire sur une stratification, le champ de concentration que l'on cherche à mesurer est le champ de densité. Si l'on couple maintenant à cela des mesures de PIV en utilisant des particules de PIV fluorescentes à une longueur d'onde différente de celle du traceur de PLIF, le champ de vitesse est également accessible : toutes les informations sont disponibles pour quantifier le mélange. [Olsthoorn et Dalziel \[2015\]](#) et [Olsthoorn et Dalziel \[2017a\]](#) se sont intéressés au mélange global en quantifiant la variation d'énergie potentielle suite à l'impact d'un grand nombre d'anneaux tourbillonnaires (qui n'interagissent pas entre eux) et ont montré que l'efficacité de mélange est indépendante du nombre de Richardson. La variation d'énergie potentielle associée à un anneau unique a été déterminée en divisant par le nombre total de tir mais cette méthode reste aveugle de la cinétique même du mélange. La réalisation des expériences de PIV/PLIF pourrait permettre de caractériser cette cinétique, notamment dans les configurations de tirs inclinés ou doubles afin de quantifier l'influence des différents paramètres sur le mélange.

**Transport de masse par suivi lagrangien.** Afin de caractériser le transport de masse suite à l'impact d'un anneau tourbillonnaire sur une stratification, la technique de 4D-PTV déjà utilisée du-

rant cette thèse pourrait être mise à profit. A partir des trajectoires lagrangiennes des particules, leur répartition au cours du temps est accessible dans tout le volume de mesure. On peut notamment utiliser cette propriété pour caractériser l'entraînement de particules appartenant initialement à la stratification (resp. à la zone homogène) et terminant dans la zone homogène (resp. dans la zone stratifiée). Cela n'a pu être entrepris durant cette thèse du fait de la faible concentration en traceurs des mesures réalisées. Je suis cependant convaincu que ces expériences pourraient être réalisées à de très hautes concentrations en particules maintenant que les différents écueils liés au déploiement de la technique ont été levés. L'obtention de telles données expérimentales serait particulièrement utile pour la communauté scientifique s'intéressant à la détection des structures cohérentes lagrangiennes où une grande concentration de traceurs est nécessaire, ce qui était impossible expérimentalement jusque-là. Un inconvénient de la 4D-PTV reste la disparition de particules ou l'interruption de trajectoires mais cela peut être compensé en atteignant une densité de particules suffisamment élevée et en utilisant des algorithmes de prolongation de trajectoire. Rosi et Rival [2018] ont récemment utilisé la méthode de 4D-PTV pour caractériser l'entraînement de fluide lors de la génération d'un anneau tourbillonnaire par translation d'un disque dans un fluide au repos. Les données lagrangiennes permettent d'étudier l'entraînement de fluide par la structure tourbillonnaire en utilisant des méthodes type exposants de Lyapunov à temps fini (FTLE) ou basées sur l'étude de l'entrophie. Le domaine de mesure est dans cette étude peu épais (profondeur de 1 mm) et focalisé sur une petite partie de l'anneau tourbillonnaire en formation : la reconstruction de la structure globale à très forte densité de particules n'a à ce jour pas été réalisée.

**Quantification du transport de masse.** Par ailleurs, une approche numérique de l'étude du mélange est envisageable. A partir des champs de vitesse obtenus par PIV-2D durant cette thèse, les trajectoires de milliers de traceurs passifs peuvent être calculées à tout instant par un schéma advectif temporel de type Runge-Kutta. Le suivi des particules au cours du temps permet d'avoir accès à la répartition des particules pendant et après l'impact. Les champs de vitesse obtenus par PIV-2D pour un tir d'anneau avec  $\theta = 0^\circ$  et  $Fr = 2.2$  sont utilisés pour réaliser l'advection d'une grille de 40000 particules fictives initialement réparties de façon homogène entre la zone légère et la zone stratifiée, comme présenté sur la [figure 7.1 \(a\)](#).

Ici, chaque particule est colorée en fonction de son altitude initiale  $z/d \in [-1 : 1]$ . La [figure 7.1 \(b\)](#) illustre l'évolution de la répartition des traceurs fictifs au cours du temps. Le champ de vortacité  $\omega_y d/V_p$  est superposé pour une meilleure lisibilité. La dynamique de la vortacité est la même que celle présentée au [chapitre 3](#) avec génération de vortacité barocline puis formation d'une corolle de remontée constituée de vortacité barocline. Si l'on s'intéresse à la répartition des traceurs passifs, on constate que ceux se trouvant sur le passage de l'anneau se font advecter en direction de la zone stratifiée sans pour autant intégrer la poche formée par l'anneau. A  $t^* = 17.4$ , les zones de vortacité barocline correspondent également à des traceurs passifs appartenant majoritairement à la zone stratifiée initialement mais également à des traceurs se trouvant initialement juste au-dessus de la stratification. A  $t^* = 20.9$  et  $t^* = 24.4$ , la corolle de remontée barocline est bien développée et constituée d'un mélange de particules venant à la fois de la zone stratifiée et du bas de la zone homogène. Les particules en rouge foncé correspondant au fluide le plus lourd sont également entraînées par la corolle barocline mais ne réussissent pas à s'échapper de la zone stratifiée. A  $t^* = 24.4$ , elles sont retombées dans la zone stratifiée et atteignent même une profondeur plus importante que leur position initiale. Ces simulations lagrangiennes nous renseignent sur l'évolution de la répartition des traceurs passifs en fonction de leur position initiale et donc de leur densité, ce qui est une première étape dans la quantification du mélange.

Sur la [figure 7.1 \(a\)](#), huit zones sont représentées. Parmi ces zones, quatre sont associées à des zones dans lesquelles il y a initialement des traceurs passifs (zones homo et strat) et quatre autres sont des zones sans traceur de part et d'autre des zones initialementensemencées (zones top et bot).

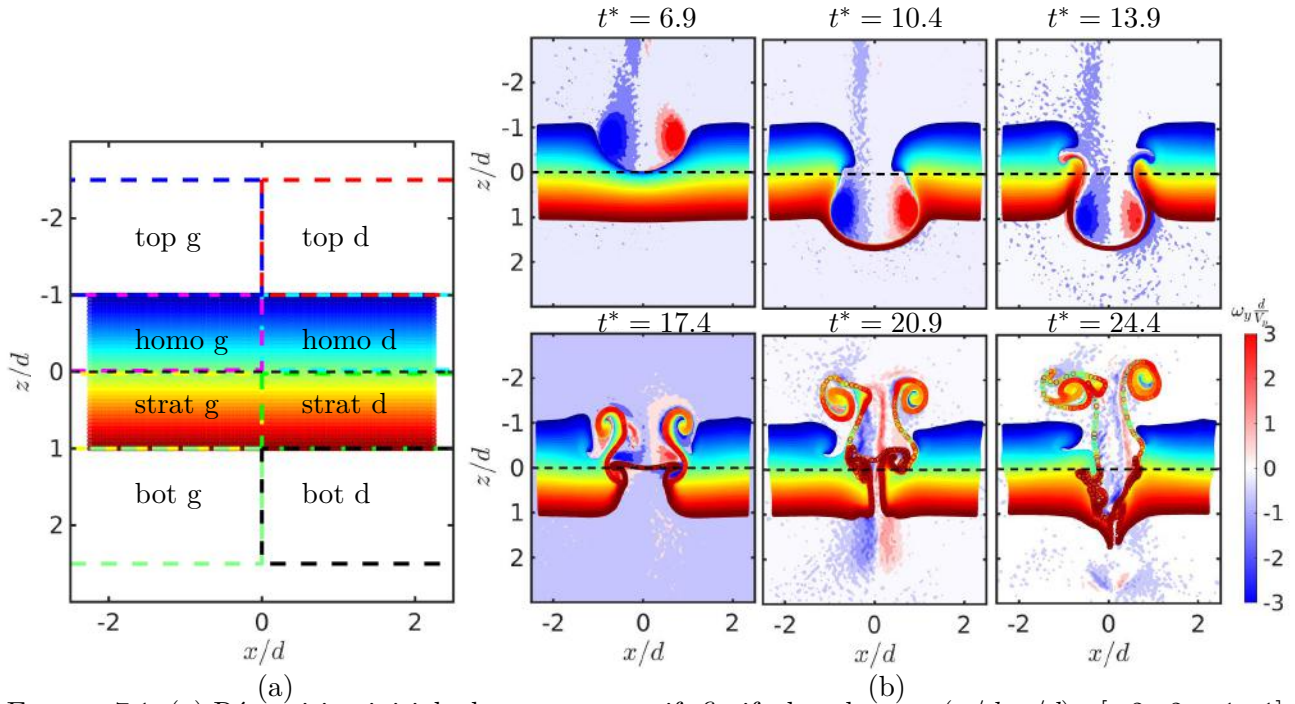


FIGURE 7.1: (a) Répartition initiale de traceurs passifs fictifs dans la zone  $(x/d, z/d) \in [-2 : 2, -1 : 1]$ . La couleur de chaque traceur correspond à son altitude initiale. (b) Evolution temporelle de la position des traceurs lors de l'impact de l'anneau mis en évidence par le champ de vorticité adimensionné  $\omega_y d/V_p$  pour un angle de tir  $\theta = 0^\circ$  et un nombre de Froude  $Fr = 2.2$ . Sur les figures (a) et (b), le début de la zone stratifi e est repr sent e par la ligne pointillée noire

La [figure 7.2](#) présente la proportion des particules qui finissent à  $t^* = 24.4$  dans une des huit zones pr sent es en fonction de la position initiale du traceur passif. La majorité ( $\sim 85\%$ ) des particules commençant dans une des zones homogènes finissent dans la même zone en bon accord avec la [figure 7.1 \(b\)](#). Environ 12% de ces particules terminent dans les zones top et correspondent à des particules entra n es par la corolle de remontée. Concernant les particules initialement dans la zone stratifi e, environ 70% d'entre elles restent dans leur zone d'appartenance initiale. Environ 16% d'entre elles se retrouvent dans les zones top et 3% dans les zones homogènes : il s'agit des particules formant la corolle de remontée et son sillage. Il y a environ autant de particules de fluide léger que de fluide lourd entra n es par la vorticité barocline dans les zones top, ce qui est assez surprenant car le fluide lourd est plus dur à mettre en mouvement que le fluide léger. Cela est dû à la génération de la vorticité barocline qui a lieu dans la zone stratifi e : l'écoulement engendré entraîne principalement le fluide environnant *ie* du fluide lourd. Ce fluide lourd est arraché au niveau de l'interface et envoyé « loin », en zone homogène, par l'écoulement auto-induit de la corolle barocline, et va se mélanger au fluide léger. Un faible pourcentage de particules (5%) initialement dans la zone stratifi e droite finissent en dessous de leur niveau isodense initial, dans la zone bot d. Il faudrait analyser à des temps encore plus grands ce qu'il advient de ces particules. Ces résultats, bien que préliminaires, sont assez encourageants quant à l'étude du mélange. De futures simulations numériques utilisant un schéma advectif temporel plus poussé (Runge-Kutta d'ordre 4), une méthode d'interpolation spatiale polynomiale et un nombre plus grand de traceurs fictifs sont à envisager pour la suite. Par ailleurs, une densité de particules plus importante pourrait permettre de réaliser de la détection de structures cohérentes avec les FTLE ou l'étude des structures cohérentes lagrangiennes afin d'analyser l'entraînement de fluide.

**Caractérisation des ondes internes.** Il serait intéressant de développer un modèle théorique pour la génération d'ondes internes par un anneau impactant une stratification. Cela a été fait par [Scase et Dalziel \[2006a\]](#) pour un anneau en translation dans une stratification mais le cas de l'impact sur une zone stratifi e n'a, à notre connaissance, pas été traité. Notamment, il serait intéressant de voir la

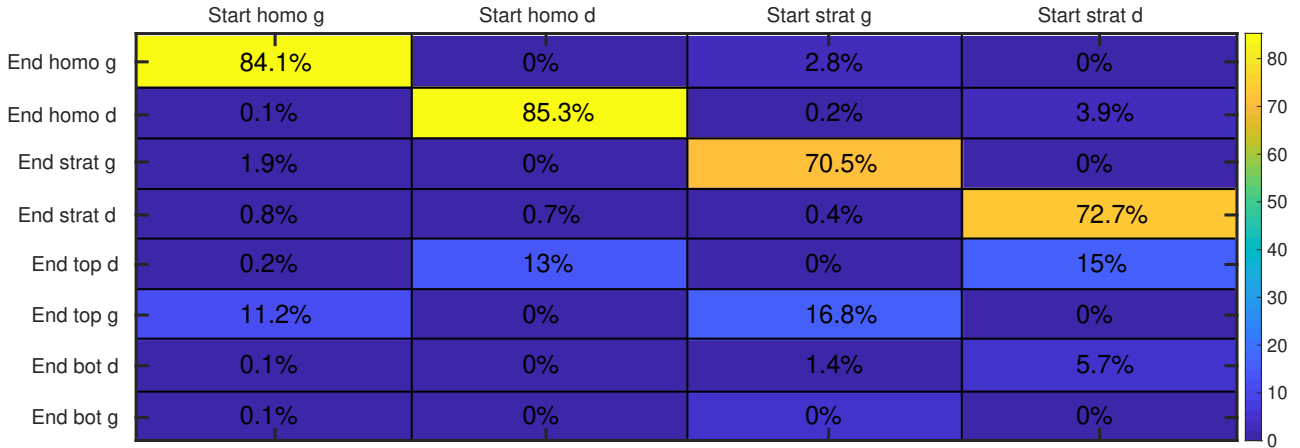


FIGURE 7.2: Tableau de la répartition des traceurs passifs à  $t^* = 24.4$  dans les huit zones définies sur la figure 7.1 (a) en fonction de leur position à l’instant initial pour un angle de tir  $\theta = 0^\circ$  et un nombre de Froude  $Fr = 2.2$ .

dépendance de la pulsation et de la longueur d’onde caractéristique des ondes internes avec l’épaisseur de la stratification, la taille de l’anneau tourbillonnaire ou encore la largeur de la cuve.

Dans les océans et l’atmosphère, l’extension des zones stratifiées, leur degré de stratification, la taille et la vitesse des structures convectives sont extrêmement variées. Pour rappel, la valeur de la fréquence de Brünt-Väissälä dans les océans varie sur 4 décades  $N_{ocean} \in [10^{-5} - 10^{-1}] \text{ rad.s}^{-1}$  et la taille des tourbillons géophysiques peut être comprise entre le mètre et le millier de kilomètres pour les tourbillons atmosphériques. Dans cette thèse, la valeur du gradient de densité a été maintenue constante pour des raisons pratiques liées à l’utilisation de mélange d’eau et de sel et à une valeur très supérieure à celle rencontrée dans les océans. Il serait néanmoins intéressant de comparer les propriétés des ondes internes générées dans notre cas à des données de terrain.

Concernant les ondes internes, il serait intéressant de déterminer la fraction d’énergie transférée de l’anneau tourbillonnaire à la zone stratifiée sous la forme d’ondes internes. Malgré les nombreux jeux de données à notre disposition, il ne nous a pas été possible d’accéder à cette quantité. Une approche basée sur les travaux de Brandt et Shipley [2019] pour calculer la proportion d’énergie initialement injectée convertie en ondes internes a été tentée mais n’a pour l’instant pas abouti. Les auteurs se basent sur des mesures locales de l’amplitude des ondes internes à l’aide de sondes de conductivité et montrent que l’énergie des ondes internes représente entre 6% et 10% de l’énergie initialement injectée dans le cas d’un panache convectif. Bien qu’ayant accès à l’amplitude des ondes internes via les champs de PIV-2D, les résultats préliminaires obtenus à ce jour concernant le transfert d’énergie aux ondes internes restent à consolider. Notamment, il est nécessaire de connaître la vitesse de groupe des OI et de définir proprement le temps de retour des OI ayant tapées sur les parois pour appliquer la théorie de Brandt et Shipley [2019]. Cependant, les OI étant multifréquentielles, il n’est pas évident de définir une unique vitesse de groupe. Par conséquent, il n’est pas aisé de définir un temps de retour de OI ce qui influence fortement le calcul de l’énergie. Il est possible que des mesures complémentaires du champ de densité à l’aide de Schlieren synthétique permettent une meilleure analyse des données sur les ondes internes.

**Tir d’anneaux tourbillonnaires non-coaxiaux.** De nombreuses configurations expérimentales restent à explorer pour compléter la description de la dynamique d’interaction entre un anneau tourbillonnaire et une zone stratifiée. Parmi elles, on peut envisager le cas du tir de deux anneaux tourbillonnaires se propageant côte-à-côte et séparés d’une distance  $d_2$ . La figure 7.3 est un schéma d’une

configuration expérimentale où deux anneaux tourbillonnaires sont générés côte-à-côte avec les mêmes propriétés. Afin de générer les deux anneaux, le flexible  $F$  doit être séparé en deux à l'aide d'un té et prolongé par deux flexibles identiques connectés chacun à un cylindre générateur.

Cette configuration expérimentale promet des résultats riches en terme de dynamique tourbillonnaire mais également d'ondes internes. Pour une distance  $d_2$  faible, les anneaux tourbillonnaires sont susceptibles d'interagir durant leur phase de propagation dans la zone homogène. De la même manière, après leur pénétration, les corolles de remontée barocline générées peuvent être suffisamment proches pour interagir et accélérer le mélange du fluide lourd entraîné dans la zone homogène. D'un autre côté, des ondes internes seront forcées par chaque anneau et pourront interagir entre elles, allant éventuellement jusqu'au déferlement qui jouera un rôle sur le mélange. Un dispositif expérimental composé de deux mâchoires identiques à celles utilisées actuellement et montées sur un système permettant de modifier l'écartement entre elles a déjà été développé. Des tests préliminaires sur la qualité des anneaux générés par ce système à double tube ont été réalisés. Il se trouve que les anneaux ne sont pas générés exactement en même temps et n'ont pas exactement les mêmes vitesses de propagation. Afin d'avoir strictement les mêmes propriétés, il est nécessaire que les flexibles utilisés aient exactement la même longueur ce qui n'était pas le cas lors des tests. Le dispositif laisse également la possibilité de réaliser des tirs inclinés, ce qui permettrait de générer deux anneaux impactant un même point sur la stratification et peut-être d'augmenter ainsi le mélange et le transfert d'énergie aux ondes internes.

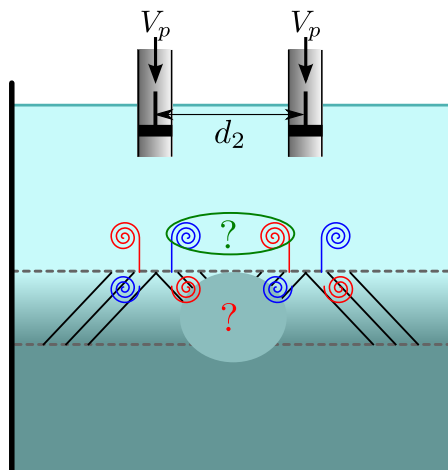


FIGURE 7.3: Schéma d'une configuration expérimentale avec deux tubes générateurs d'anneaux tourbillonnaires côte à côte.

**Caractérisation 3D du leapfrog en fluide homogène.** Concernant le leapfrog, l'observation ou non du phénomène en fonction des paramètres de génération des anneaux (nombre de Reynolds, délai de génération entre les deux anneaux tourbillonnaires, et longueur de course adimensionnée du piston) est une question fondamentale à laquelle il manque encore une réponse claire et complète. Les expériences préliminaires réalisées durant cette thèse seront prochainement complétées par une nouvelle campagne expérimentale centrée sur le leapfrog afin notamment d'établir des cartes dans l'espace des paramètres ( $Re$ ,  $d\tau^*$ ) pour différentes valeurs de  $L/d$ . Enfin, il serait également intéressant de réaliser une campagne expérimentale utilisant la 4D-PTV pour réaliser les premières mesures expérimentales 3D du phénomène, notamment dans le cas où des instabilités 3D se développent sur les anneaux tourbillonnaires, comme observé par Lim [1997].



## Annexe A

# Détermination de la masse volumique $\rho_3$ nécessaire au remplissage stratifié

Soit  $V_{\rho_2}$  le volume de fluide de la couche homogène à la densité  $\rho_2$  et  $V_s$  le volume de fluide dans la zone stratifiée. On fait un bilan de masse dans le bac (a) entre l'instant initial  $t_0$  (démarrage du remplissage en stratifié) et l'instant final  $t_f$  (obtention de la stratification linéaire). On écrit :

$$\begin{aligned}
 \rho(t+dt)V(t+dt) - \rho(t)V(t) &= Q_b\rho_3dt - Q_a\rho(t)dt \\
 \Rightarrow \int_0^{t_f} \frac{d(\rho V)}{dt} dt &= \int_0^{t_f} (Q_b\rho_3dt - 2Q_b\rho(t)dt) \\
 \Leftrightarrow [\rho V]_0^{t_f} &= Q_b \left( \rho_3 t_f - 2 \int_0^{t_f} \rho(t)dt \right) \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

Il faut alors déterminer le temps final de remplissage  $t_f$  pour aller plus loin. Pour cela, on écrit le volume à l'instant initial et l'instant final comme :

$$\begin{aligned}
 V(t_0) &= V_{pe} + V_{\rho_2} + \frac{V_s}{2} \\
 V(t_f) &= V_{pe} + V_{\rho_2}
 \end{aligned}$$

Par ailleurs, on sait que le volume de fluide dans le bac (a) évolue comme :

$$\begin{aligned}
 V(t) &= V(t_0) - Q_a t + Q_b t = V(t_0) - Q_b t \\
 \Rightarrow V(t_f) - V(t_0) &= -Q_b t_f \Rightarrow t_f = \frac{V_s}{2Q_b} \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

Le profil de densité que l'on réalise étant linéaire, on a en posant  $t_0 = 0$  :

$$\rho(t) = At + B \text{ avec : } \begin{cases} \rho(t = t_0 = 0) = B = \rho_1 \\ \rho(t = t_f) = At_f + B = \rho_2 \Rightarrow A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{t_f} \end{cases} \tag{A.3}$$

A partir des équations (A.2) et (A.3), l'équation (A.1) se réécrit :



$$\begin{aligned}
 \rho_2 V(t_f) - \rho_1 V(0) &= Q_b \left( \rho_3 t_f - 2 \left[ \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{2 t_f} t^2 + \rho_1 t \right]_0^{t_f} \right) \\
 &= Q_b t_f [\rho_3 - (\rho_1 + \rho_2)] \\
 &= \boxed{\frac{V_s}{2} [\rho_3 - (\rho_1 + \rho_2)]} \tag{A.4}
 \end{aligned}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
 \rho_2 (V_{\rho_2} + V_{pe}) - \rho_1 (V_{\rho_2} + V_{pe} + \frac{V_s}{2}) &= \frac{V_s}{2} [\rho_3 - (\rho_1 + \rho_2)] \\
 \Leftrightarrow \Delta \rho (V_{\rho_2} + V_{pe}) &= \frac{V_s}{2} (\rho_3 - \rho_2) \\
 \Leftrightarrow \boxed{\rho_3 = \rho_2 + \frac{2}{V_s} \Delta \rho (V_{pe} + V_{\rho_2})} & \tag{A.5}
 \end{aligned}$$

On obtient alors une relation simple permettant à partir du  $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$  souhaité, de connaître la densité  $\rho_3$  de fluide à utiliser.

## Annexe B

# Conditions nécessaires au leapfrog

Lim [1997] a proposé une carte d'observation du phénomène de leapfrog pour un rapport  $L/d = 1.54$  fixé dans l'espace des paramètres  $(Re_{Lim}, Ud\tau/D)$  où  $Re_{Lim} = \frac{UD}{\nu}$  est basé sur la vitesse initiale de translation de l'AT,  $U$ , et son diamètre,  $D$ . La carte de Lim [1997] est reproduite sur la [figure B.1](#) et nos points expérimentaux sont ajoutés pour différentes valeurs du rapport  $L/d$ . Afin d'ajouter nos points expérimentaux, le diamètre initial  $D$  des AT générés a été déterminé par pointage manuel pour chaque séquence et la vitesse de translation initiale a été obtenue par la relation  $U = (0.59 \pm 0.06)V_p$  obtenue au [chapitre 2](#). Lorsque  $L/d = 1$ , nous observons le phénomène de leapfrog sur une plage de  $Ud\tau/D$  beaucoup plus grande que ce que Lim [1997] observe, pour des nombres de Reynolds équivalents. Pour  $L/d = 0.5$  et  $Re = 1370$ , le leapfrog est toujours observé. A contrario, les expériences à  $L/d = 3$  montrent que pour des valeurs de Reynolds et de  $Ud\tau/D$  similaires, le leapfrog n'est jamais observé.

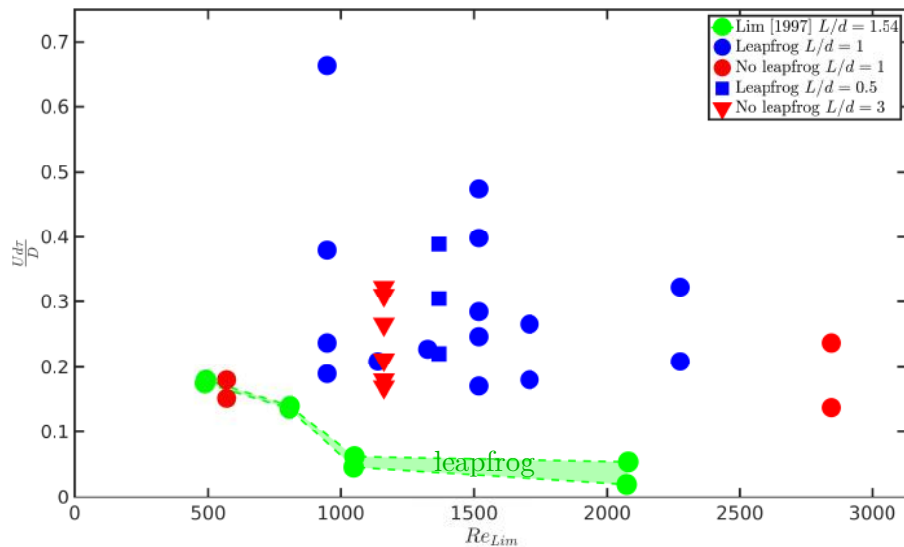


FIGURE B.1: Carte d'existence du phénomène de leapfrog dans l'espace des paramètres  $(Re_{Lim}, Ud\tau/D)$ . Les points verts sont reproduits de Lim [1997] et correspondent à une zone où le leapfrog est observé pour un rapport  $L/d = 1.54$ . Les points bleus (resp. rouges) indiquent l'observation (resp. la non observation) du phénomène pour différentes valeurs de  $L/d$ .

Le paramètre  $L/d$  influe fortement sur la taille du cœur des AT générés : plus il est faible, plus le cœur est petit et compact. Cela retarde le phénomène de fusion des AT et favorise le leapfrog. Par ailleurs, pour une trop grande ou trop faible valeur du nombre de Reynolds et  $L/d = 1$ , le leapfrog n'est pas observé. Pour les grandes valeurs, les AT se déstabilisent trop rapidement pour que le leapfrog ne se produise. Pour les petites valeurs, la diffusion visqueuse est trop intense comparée à la vitesse auto-induite des AT : les AT fusionnent avant que le leapfrog ne puisse avoir lieu. Les résultats pour  $L/d = 1$  indiquent, conformément à l'étude numérique de Cheng *et al.* [2015], que plus le rapport

$L/d$  est faible, plus le phénomène de leapfrog peut se produire sur une grande gamme de  $Ud\tau/D$ . L'objectif n'est pas ici de comparer directement nos résultats avec ceux de [Lim \[1997\]](#) - il faudrait réaliser des expériences pour une même valeur de  $L/d$  - mais de montrer l'influence du paramètre  $L/d$  sur le leapfrog. Les expériences réalisées seront prochainement complétées par une nouvelle campagne expérimentale centrée sur le leapfrog afin notamment d'établir des cartes dans l'espace des paramètres  $(Re, Ud\tau/d)$  pour différentes valeurs de  $L/d$ .

# Bibliographie

- ADVAITH, S., MANU, K.V., TINAIKAR, A., CHETIA, U.K. ET BASU, S. 2017 Interaction of vortex ring with a stratified finite thickness interface. *Physics of Fluids* **29** (9), 086601.
- ALBAGNAC, J. 2010 Dynamique tridimensionnelle de dipôles tourbillonnaires en eau peu profonde. PhD thesis, Université Paul Sabatier de Toulouse.
- ALFORD, M. H. 2003 Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves. *Nature* **423** (6936).
- ALFORD, M. H., MACKINNON, J. A., SIMMONS, H. L. ET NASH, J. D. 2016 Near-inertial internal gravity waves in the ocean. *Annual Review of Marine Science* **8** (1), 95–123.
- ALLEN, J. J. ET AUVITY, B. 2002 Interaction of a vortex ring with a piston vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **465**, 353–378.
- AN, D., WARNING, A., YANCEY, K.G., CHANG, C-T, KERN, V.R., DATTA, A.K., STEEN, P.H., LUO, D. ET MA, M. 2016 Mass production of shaped particles through vortex ring freezing. *Nature communications* **7**, 12401.
- ANSONG, J. K. ET SUTHERLAND, B. R. 2010 Internal gravity waves generated by convective plumes. *Journal of Fluid Mechanics* **648**, 405–434.
- ARÉVALO, G., HERNÁNDEZ, R. H., NICOT, C. ET PLAZA, F. 2007 Vortex ring head-on collision with a heated vertical plate. *Physics of Fluids* **19**, 083603.
- ARÉVALO, G., HERNÁNDEZ, R. H., NICOT, C. ET PLAZA, F. 2010 Particle image velocimetry measurements of vortex rings head-on collision with a heated vertical plate. *Physics of Fluids* **22**, 053604.
- BAINES, W. D. 1975 Entrainment by a plume or jet at a density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **68** (2), 309–320.
- BAUMANN, N., JOSEPH, D.D., MOHR, P. ET RENARDY, Y. 1992 Vortex rings of one fluid in another in free fall. *Physics of Fluids* **567**.
- BERES, JADWIGA H., ALEXANDER, M. JOAN ET HOLTON, JAMES R. 2002 Effects of tropospheric wind shear on the spectrum of convectively generated gravity waves. *Journal of the Atmospheric Sciences* **59** (11), 1805–1824.
- BRANDT, A. ET SHIPLEY, K. R. 2019 Internal gravity waves generated by an impulsive plume. *Physical Review Fluids* **4**, 014803.
- CATER, J. E., SORIA, J. ET LIM, T. T. 2004 The interaction of the piston vortex with a piston-generated vortex ring. *Journal of Fluid Mechanics* **499**, 327–343.
- CERASOLI, C. P. 1978 Experiments on buoyant-parcel motion and the generation of internal gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics* **86**, 247–271.

- CHAPMAN, D.S. ET CRITCHLOW, P.R. 1997 Formation of vortex rings from falling drops. *Journal of Fluid Mechanics* **29**.
- CHENG, M., LOU, J. ET LIM, T.T. 2015 Leapfrogging of multiple coaxial viscous vortex rings. *Physics of Fluids* **27**.
- CHOMAZ, J. M., BONNETON, P. ET HOPFINGER, E. J. 1993 The structure of the near wake of a sphere moving horizontally in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **254**, 1–21.
- CLARK, T. L., HAUF, T. ET KUETTNER, J. P. 1986 Convectively forced internal gravity waves : Results from two-dimensional numerical experiments. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **112** (474), 899–925.
- COUSTON, L-A., LECOANET, D., FAVIER, B. ET LE BARS, M. 2017 Dynamics of mixed convective–stably-stratified fluids. *Physical Review Fluids* **2**, 094804.
- COUSTON, L-A., LECOANET, D., FAVIER, B. ET LE BARS, M. 2018a The energy flux spectrum of internal waves generated by turbulent convection. *Journal of Fluid Mechanics* **854**, R3.
- COUSTON, L-A., LECOANET, D., FAVIER, B. ET LE BARS, M. 2018b Order out of chaos : slowly reversing mean flow emerge from turbulently generated internal waves. *Phys. Rev. Lett* **120**, 244505.
- CUMMINS, C., SEALE, M., MACENTE, A., CERTINI, D., MASTROPAOLO, E., VIOLA, I. M. ET NAKAYAMA, N. 2018 A separated vortex ring underlies the flight of the dandelion. *Nature* **562**, 414–418.
- DABIRI, J. O. ET GHARIB, M. 2004 Fluid entrainment by isolated vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* **511**, 311–331.
- DAHM, WERNER J. A., SCHEIL, CHRISTINE M. ET TRYGGVASON, GRÉTAR 1989 Dynamics of vortex interaction with a density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **205**, 1–43.
- DAS, D., BANSAL, M. ET MANGHNANI, A. 2017 Generation and characteristics of vortex rings free of piston vortex and stopping vortex effects. *Journal of Fluid Mechanics* **811**, 138–167.
- DEGAWA, T., FUKUE, S., UCHIYAMA, T., ISHIKAWA, A. ET MOTOYAMA, K. 2017 Behaviour of jet issuing diagonally upward into two-layer density stratified fluid in a cylindrical tank. *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization* **5**, 51–64.
- DEGAWA, T. ET UCHIYAMA, T. 2018 Numerical simulation of mixing by interaction of a vortex ring with a density interface. *Journal of Energy and Power Engineering* **12**, 565–577.
- DEGAWA, T., UCHIYAMA, T., AOZASA, I., ISHIKAWA, A. ET MOTOYAMA, K. 2018 Numerical simulation of jet issuing diagonally upward into density stratified fluid in cylindrical tank. *Journal of Power and Energy Engineering* **6**, 38–52.
- DIDDEN, N. 1979 On the formation of vortex rings : Rolling-up and production of circulation. *J Applied Mathematics and Physics* **30**.
- DINTRANS, B., BRANDENBURG, A., NORDLUND, A. ET STEIN, R.F. 2005 Spectrum and amplitudes of internal gravity waves excited by penetrative convection in solar-type stars. *Astronomy & Astrophysics* **438**, 365–376.
- DUNKERTON, T. J. 1997 The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **102** (D22), 26053–26076.
- EGBERT, G. D. ET RAY, R. D. 2000 Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature* **405**.

- EGBERT, G. D. ET RAY, R. D. 2001 Estimates of  $m_2$  tidal energy dissipation from topex/poseidon altimeter data. *Journal of Geophysical Research* **106**, 22475–22502.
- ERMANYUK, E., SHMAKOVA, N. ET FLOR, J.B. 2017 Internal wave focusing by a horizontally oscillating torus. *J Fluid Mech* **813**, 695–715.
- FABRIS, D., LIEPMANN, D. ET MARCUS, D. 1996 Quantitative experimental and numerical investigation of a vortex ring impinging on a wall. *Physics of Fluids* **8**, 10.
- FLÓR, J. B. ET VAN HEIJST, G. J. F 1994 An experimental study of dipolar vortex structures in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **279**, 101–133.
- FLÓR, J. B., VAN HEIJST, G. J. F ET DELFOS, R. 1995 Decay of dipolar vortex structures in a stratified fluid. *Physics of Fluids* **7(2)**.
- FOVELL, R., DURRAN, D. ET HOLTON, J. R. 1992 Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. *Journal of the Atmospheric Sciences* **49** (16), 1427–1442.
- FRITTS, D. C. ET ALEXANDER, M. J. 2003 Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews Geophys.* **41**, 1–68.
- GARRETT, C. ET KUNZE, E. 2007 Internal tide generation in the deep ocean. *Annual Review of Fluid Mechanics* **39** (1), 57–87.
- GHAEMSAIDI, S. J. ET PEACOCK, T. 2013 3D stereoscopic piv visualization of the axisymmetric conical internal wave field generated by an oscillating sphere. *Experiments in Fluids* **54**.
- GHARIB, M., RAMBOD, E., KHERADVAR, A., SAHN, D.J. ET DABIRI, J.O. 2006 Optimal vortex formation as an index of cardiac health. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A* **103**, 6305–6308.
- GHARIB, M., RAMBOD, E. ET SHARIFF, K. 1998 A universal time scale for vortex ring formation. *Journal of Fluid Mechanics* **360**, 121–140.
- GLEZER, A. 1988 The formation of vortex rings. *Physics of Fluids* **31(12)**, 3532–3542.
- GODOY-DIANA, R., CHOMAZ, J-M. ET BILLANT, P. 2004 Vertical length scale selection for pancake vortices in strongly stratified viscous fluids. *Journal of Fluid Mechanics* **504**, 229–238.
- HARRIS, D. M. ET WILLIAMSON, C. H. K. 2012 Instability of secondary vortices generated by a vortex pair in ground effect. *Journal of Fluid Mechanics* **700**, 148–186.
- HOLTON, JAMES R. ET LINDZEN, RICHARD S. 1972 An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* **29** (6), 1076–1080.
- HU, H., KOBAYASHI, T., SAGA, T., SEGAWA, S. ET TANIGUCHI, N. 2000 Particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence measurements on lobed jet mixing flows. *Experiments in Fluids* **29**, 141–157.
- HUBBLE, D. O., VLACHOS, P. P. ET DILLER, T. E. 2013 The role of large-scale vortical structures in transient convective heat transfer augmentation. *Journal of Fluid Mechanics* **718**, 89–115.
- JABBAR, H. H. ET NAGUIB, A. M. 2019 A computational study of vortex rings interacting with a constant-temperature heated wall. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **76**, 197–214.
- JASPER, L. J. JR., GEORGE, K. L. JR., THOMAS, J. G. ET LOUIS, E. J. 1998 Us006213024b1. *U.S. Patent* .

- JEFFREYS, H. 1925 On fluid motions produced by differences of temperature and humidity. *Quarterly journal of the royal meteorological society* **51**, 347–356.
- JEONG, J. ET HUSSAIN, F. 1995 On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **285**, 69–94.
- KRUTZSCH, C.-H. 1939 Über eine experimentell beobachtete erscheinung an wirbelringen bei ihrer translatorischen bewegung in wirklichen flüssigkeiten. *Annalen der Physik* **427** (6), 497–523.
- KUEHN, K., MOELLER, M., SCHULZ, M. ET SANFELIPPO, D. 2010 Vortex ring refraction at large Froude numbers. *Physical Review E* **82**.
- KUNDU, P.K. ET COHEN, I.M. 2008 *Fluid Mechanics - Fourth edition*. Elsevier.
- KUNZE, E. 2017 Internal-wave-driven mixing : global geography and budgets. *American Meteorological Society* **47**.
- LANE, T. P. 2008 The vortical response to penetrative convection and the associated gravity-wave generation. *Atmospheric Science Letters* **9** (3), 103–110.
- LANE, T. P., REEDER, M. J. ET CLARK, T. L. 2001 Numerical modeling of gravity wave generation by deep tropical convection. *Journal of the Atmospheric Sciences* **58** (10), 1249–1274.
- LÉARD, P., ALBAGNAC, J., ANNE-ARCHARD, D. ET BRANCHER, P. 2020a Internal waves generated by a vortex ring impacting a stratified layer of fluid. *Physics of Fluids* **Under revision**.
- LÉARD, P., FAVIER, B., LE GAL, P. ET LE BARS, M. 2020b Coupled convection and internal gravity waves excited in water around its density maximum à 4 °C. *Physical Review of Fluids* **5**.
- LAUDER, G.V. ET DRUCKER, E.G. 2002 Forces, fishes, and fluids : hydrodynamic mechanisms of aquatic locomotion. *Physiology* **17**, 235–240.
- LE BARS, M., LECOANET, D., PERRARD, S., RIBEIRO, A., RODET, L., AURNOU, J. M. ET LE GAL, P. 2015 Experimental study of internal wave generation by convection in water. *Fluid Dynamics Research* **47**.
- LECOANET, D., LE BARS, M., BURNS, K. J., VASIL, G. M., BROWN, B. P., QUATAERT, E. ET OISHI, J. S. 2015 Numerical simulations of internal wave generation by convection in water. *Physical Review E* **91**, 063016.
- LIGHTHILL, M.J. 1978 *Waves in Fluids*. Cambridge University Press.
- LIM, T.T. 1997 A note on the leapfrogging between two coaxial vortex rings at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids* **9**, 239–241.
- LIM, T. T. ET NICKELS, T. B. 1992 *Fluid Vortices*. Springer, Dordrecht.
- LINDEN, P.F. 1973 The interaction of a vortex ring with a sharp density interface : a model for turbulent entrainment. *Journal of Fluid Mechanics* **60**, 467–480.
- LINDEN, P.F. ET TURNER, J.S. 2001 The formation of 'optimal' vortex rings and the efficiency of propulsion devices. *Journal of Fluid Mechanics* **427**, 61–72.
- LINDEN, P.F. ET TURNER, J.S. 2004 'optimal' vortex rings and aquatic propulsion mechanisms. *Proceedings : Biological Sciences* .
- LINDEN, P. F. 1975 The deepening of a mixed layer in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **71** (2), 385–405.

- LINDZEN, R.S. ET HOLTON, J.R. 1968 A theory of the quasi-biennial oscillation. *Journal of the Atmospheric Sciences* **25**, 1095.
- LÜTHI, B., TSINOBER, A. ET KINZELBACH, W. 2005 Lagrangian measurement of vorticity dynamics in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* **528**, 87–118.
- MACKINNON, J.A., ZHAO, Z., WHALEN, C. B., WATERHOUSE, A. F., TROSSMAN, D. S., SUN, O. M., ST. LAURENT, L. C., SIMMONS, H. L., POLZIN, K., PINKEL, R., PICKERING, A., NORTON, N. J., NASH, J.D., MUSGRAVE, R., MERCHANT, L. N., MELET, A. V., MATER, B., LEGG, S., LARGE, W. G., KUNZE, E., KLYMAK, J. M., JOCHUM, M., JAYNE, S. R., HALLBERG, R. W., GRIFFIES, S. M., DIGGS, S., DANABASOGLU, G., CHASSIGNET, E. P., BUIJSMAN, M. C., BRYAN, F. O., BRIEGLEB, B. P., BARNA, A., ARBIC, B. K., ANSONG, J. K. ET ALFORD, M. H. 2017 Climate process team on internal wave-driven ocean mixing. *American Meteorological Society* **98** (11), 2429–2454.
- MACLAREN, T. I., PIERCE, A. D., FOHL, T. ET MURPHY, B. L. 1973 An investigation of internal gravity waves generated by a buoyantly rising fluid in a stratified medium. *Journal of Fluid Mechanics* **57**, 229–240.
- MARCUS, D. L. ET BELL, J. B. 1994 Numerical simulation of a viscous vortex ring interaction with a density interface. *Physics of Fluids* **6**, 1505–1514.
- MARTIN, R. ET ZENIT, R. 2008 Heat transfer resulting from the interaction of a vortex-pair with a heated wall. *Journal of Heat Transfer* **130**.
- MAXWORTHY, T. 1972 The structure and stability of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* **51**, 15–32.
- MAXWORTHY, T. 1977 Some experimental studies of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* **81**, 465–495.
- MERCIER, M. J 2010 Etude expérimentale de la génération de structures linéaires et non-linéaires (solitons, solitons) en milieu stratifié. PhD thesis, Université de Lyon - Ecole Normale Supérieure de Lyon.
- MERCIER, M. J., GARNIER, N. B. ET DAUXOIS, T. 2008 Reflection and diffraction of internal waves analyzed with the Hilbert transform. *Physics of Fluids* **20**, 086601.
- MICHAELIAN, M. E., MAXWORTHY, T. ET REDEKOPP, L. G. 2002 The coupling between turbulent, penetrative convection and internal waves. *European Journal of Mechanics - B/Fluids* **21**, 1–28.
- MOWBRAY, D.E. ET RARITY, B.S.H. 1967a The internal wave pattern produced by a sphere moving vertically in a density stratified liquid. *Journal of Fluid Mechanics* **30** (3), 489–495.
- MOWBRAY, D.E. ET RARITY, B.S.H. 1967b A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid. *Journal of Fluid Mechanics* **28** (1), 1–16.
- MUNK, W. ET WUNSCH, C. 1998 Abyssal recipes ii : energetics of tidal and wind mixing. *Deep-sea research* **45**.
- MUNRO, R. J. ET DALZIEL, S. B. 2009 Sediment resuspension and erosion by vortex rings. *Physics of Fluids* **21**.
- OLSTHOORN, J. ET DALZIEL, S. B. 2015 Vortex-ring-induced stratified mixing. *Journal of Fluid Mechanics* **781**, 113–126.



- OLSTHOORN, J. ET DALZIEL, S. B. 2017a Three-dimensional visualization of the interaction of a vortex ring with a stratified interface. *Journal of Fluid Mechanics* **820**, 549–579.
- OLSTHOORN, J. ET DALZIEL, S. B. 2017b Vortex-ring-induced stratified mixing : mixing model. *Journal of Fluid Mechanics* **837**, 129–146.
- ORLANDI, P., EGERMANN, P. ET HOPFINGER, E.J. 1998 Vortex rings descending in a stratified fluid. *Physics of Fluids* **10** (11).
- OSHIMA, Y., KAMBE, T. ET ASAKA, S. 1975 Interaction of two vortex rings moving along a common axis of symmetry. *Journal of the Physical Society of Japan* **38** (4).
- OSTER, G. 1965 Density gradients. *Scientific American* **213**, 70–79.
- PALACIOS-MORALES, C., G., GELDERBLOMN, SOLORIO, F., SALINAS-VÁSQUEZ, M. ET ZENIT, R. 2014 Interaction of a vortex ring with a natural convective layer. *Physics of Fluids* **26**.
- PANDYA, R. E. ET ALEXANDER, M. J. 1999 Linear stratospheric gravity waves above convective thermal forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences* **56** (14), 2434–2446.
- PECK, B. ET SIGURDSON, L. 1994 The three-dimensional vortex structure of an impacting water drop. *Physics of Fluids* **6**.
- PFISTER, L., CHAN, K., BUI, T., BOWEN, S., LEGG, M., GARY, B., KELLY, K., PROFFITT, MICHAEL ET STARR, W. 1993 Gravity waves generated by a tropical cyclone during the step tropical field program - a case study. *Journal of Geophysical Research Atmospheres* **98**.
- PULLIN, D.I. 1979 Vortex ring formation at tube and orifice openings. *Physics of Fluids* **22**, 401–403.
- QIN, S., LIU, H. ET XIANG, Y. 2018 On the formation modes in vortex interaction for multiple co-axial co-rotating vortex rings. *Physics of Fluids* **30**, 011901.
- ROSI, G.A. ET RIVAL, D.E 2018 A lagrangian perspective towards studying entrainment. *Experiments in Fluids* **59**, 59–19.
- SAFFMAN, P.G. 1970 The velocity of viscous vortex rings. *Studies in Applied Mathematics* **XLIX**.
- SAFFMAN, P.G. 1978 The number of waves on unstable vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* **84**(4), 625–639.
- SALBY, M. L. ET GARCIA, R. R. 1987 Transient response to localized episodic heating in the tropics. part i : Excitation and short-time near-field behavior. *Journal of the Atmospheric Sciences* **44** (2), 458–498.
- SANDSTRÖM, J.W. 1908 Dynamische versuche mit meerwasser. *Annals in hydrodynamic marine meteorology* .
- SARPKAYA, T. 1983 Trailing vortices in homogeneous and density-stratified media. *Journal of Fluid Mechanics* **136**, 85–109.
- SARPKAYA, T. ET JOHNSON, S. K. 1982 Trailing vortices in stratified fluids. *Naval Postgrad. School* .
- SATTI, J. ET PENG, J. 2013 Leapfrogging of two thick-cored vortex rings. *Fluid Dynamics Research* **45**, 035503.
- SCASE, M.M. 2003 Vortex rings in a stratified fluid. PhD thesis, University of Cambridge.
- SCASE, M.M. ET DALZIEL, S. B. 2006a An experimental study of the bulk properties of vortex rings translating through a stratified fluid. *European J of Mechanics- B/Fluids* **25**, 302–320.

- SCASE, M.M. ET DALZIEL, S. B. 2006b Internal wave fields generated by a translating body in a stratified fluid : an experimental comparison. *Journal of Fluid Mechanics* **564**, 305–331.
- SCHANZ, D., GESEMANN, S. ET SCHRÖDER, A. 2016 Shake-the-box : Lagrangian particle tracking at high particle image densities. *Exp Fluids* pp. 57–70.
- SCHANZ, D., GESEMANN, S., SCHRÖDER, A., WIENEKE, B. ET NOVARA, M. 2013a Non-uniform optical transfer functions in particle imaging : calibration and application to tomographic reconstruction. *Meas. Sci. Technol.* **24**, 024009.
- SCHANZ, D., SCHRÖDER, A., GESEMANN, S., MICHAELIS, D. ET WIENEKE, B. 2013b 'shake the box' : A highly efficient and accurate tomographic particle tracking velocimetry (tomo-ptv) method using prediction of particle positions. *10th Intern.Symp. on PIV, PIV13, Delft Univ.* .
- SHADDEN, S.C., DABIRI, J.O ET MARSDEN, J.E. 2006 Lagrangian analysis of fluid transport in empirical vortex ring flows. *Physics of Fluids* **18**, 047105.
- SHARIFF, K. ET LEONARD, A. 1992 Vortex rings. *Annu. Rev. FLuid Mech* **24**, 235–79.
- SODHI, R., POUPYREV, I. ET GLISSON, M.AND ISRAR, A. 2013 Aireal : Interactive tactile experiences in free air. *ACM Transactions on Graphics (TOG)* **32**.
- STOCK, M.J., DAHM, W.J.A. ET TRYGGVASON, G. 2008 Impact of a vortex ring on a density interface using a regularized inviscid vortex sheet method. *Journal of Fluid Mechanics* **205**, 1–43.
- STOCK, M. J 2006 A regularized inviscid vortex sheet method for three dimensional flows with density interfaces. PhD thesis, University of Michigan.
- STUDER, E., BRINSTER, J., TKATSCHENKO, I., MIGNOT, G., PALADINO, D. ET ANDREANI, M. 2012 Interaction of a light gas stratified layer with an air jet coming from below : Large scale experiments and scaling issues. *Nuclear Engineering and Design* **253**, 406–412.
- SUBEESH, M. P. ET UNNIKRISHNAN, A. S. 2015 Observed internal tides and near-inertial waves on the continental shelf and slope off Jaigarh, central west coast of india. *Journal of Marine Systems* **157**, 1–19.
- SULLIVAN, Y.S., NIEMELA, J.J., HERSHBERGER, R.E., BOLSTER, D. ET DONNELLY, R.J. 2008 Dynamics of thin vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics* **609**, 319–347.
- THOMSON, J.J. 1883 *A treatise on the motion of vortex rings*. Macmillan, London.
- THOMSON, W. 1867 The translatory velocity of a circular vortex ring. *Phil. Mag.* **33**, 511–512.
- TINAIKAR, A., ADVAITH, S., CHETIA, U. K., VASU, K. V. ET BASU, S. 2016 Spatio-temporal disruption of thermocline by successive laminar vortex pairs in a single tank thermal energy storage. *Applied Thermal Engineering* .
- TOWNSEND, A. A. 1964 Natural convection in water over an ice surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **90** (385), 248–259.
- TRYGGVASON, G. ET UNVERDI, S. O. 1991 Interaction of vortices with a free surface and density interfaces. *Lecture in Applied Mathematics* **28**.
- TSUNODA, H. ET HOSAKA, M.AND AMANO, S. 2011 Visualization of a round vortex ring interacting with a density interface. *Transaction of the Visualization Society of Japan* **31**, 21–26.
- TURNER, J.S. 1968 The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **33**, 639–656.

- VOROPAYEV, S. 1987 Modeling of vortex structures in shear flow using a jet of variable impulse. *Morskoy Hydrof. Zh.* **2**, 33–39.
- VOROPAYEV, S., AFANASYEV, Y. ET FILIPOV, I. 1991 Horizontal jets and vortex dipoles in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **227**, 543–566.
- WALKER, J., SMITH, CHARLES, CERRA, A. ET DOLIGALSKI, T. 1987 The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics* **181**, 99 – 140.
- WEIGAND, A. ET GHARIB, M. 1997 On the evolution of laminar vortex rings. *Experiments in Fluids* **2**, 447–557.
- WIDNALL, S.E., BLISS, D.B. ET TSAI, C-Y 1974 The instability of short waves on a vortex ring. *Journal of Fluid Mechanics* **66** (1), 35–47.
- WIENEKE, B. 2008 Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* **45**, 549–556.
- WUNSCH, C. ET FERRARI, R. 2004 Vertical mixing, energy and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid. Mech* **36**, 281–314.
- YAMADA, H. ET MATSUI, T. 1978 Preliminary study of mutual slip-through of a pair of vortices. *Physics of Fluids* **21**.
- YAMADA, H. ET MATSUI, T. 1979 Mutual slip-through of a pair of vortex rings. *Physics of Fluids* **22**.
- YANEZ, J., KUZNETSOV, M. ET SOUTO-IGLESIAS, A. 2015 An analysis of the hydrogen explosion in the Fukushima-Daiichi accident. *International Journal of Hydrogen Energy* .
- ZHU, X. ET HOLTON, J. 1987 Mean fields induced by local gravity-wave forcing in the middle atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* **44**.