

Table des matières

Remerciements	iv
Table des matières	vi
1 Introduction générale	1
Les échanges côte-large océaniques	1
Structures de petite et de grande échelles	2
Instabilités 3D dans les tourbillons intenses ($Ro > 1, Bu \geq 1$)	3
Interactions d'un tourbillon de surface avec la côte ou la bathymétrie ($Ro \ll 1, Bu < 1$)	7
Objectifs	9
I Modélisations physique et expérimentale	11
2 Notions théoriques	13
2.1 Les équations primitives	13
2.2 Le modèle de Saint-Venant	13
2.3 Conservation de la vorticité potentielle	14
2.4 Equilibre géostrophique	14
3 Modélisation physique	17
3.1 Modélisation bi-couche	17
3.1.1 Stratification océanique	17
3.1.2 Stratification en laboratoire	18
3.2 Comment créer des tourbillons en cuve tournante ?	18
3.3 Prédictions théoriques de l'ajustement d'un patch de PV circulaire	19
3.4 Dispositifs expérimentaux	22
3.4.1 Table tournante et dispositif bi-couche	22
3.4.2 Méthodes de mesures	26
3.4.3 Sillages géophysiques couche-mince en laboratoire	28
4 La méthode de vélocimétrie par image de particules	29
4.1 Principe Général de la PIV	29
4.1.1 Description mathématique de la PIV	30
4.1.2 La corrélation en pratique	34
4.1.3 La corrélation à plusieurs itérations	36
4.1.4 Une notation adimensionnelle de la PIV	38
4.2 La précision des mesures en PIV	38
4.2.1 Précisions des déplacements	38
4.2.2 Corrélations partielles (PIE)	42
4.2.3 Les quantités différentielles	42
4.3 Etude de notre système haute définition	44

4.3.1	Spécificités expérimentales	44
4.3.2	Images expérimentales utilisées dans le cadre de cette étude	46
4.3.3	Intercorrélations à une itération	48
4.3.4	Intercorrélations à plusieurs itérations	54
4.4	Conclusion : ingrédients d'une PIV réussie	57
5	Mesures haute-résolution de vorticité et de PV	59
5.1	Introduction	59
5.2	Ajustement d'un cyclone de faible rapport d'aspect	59
5.2.1	Dispositif expérimental	59
5.2.2	Mesures de l'interface par LIF	60
5.2.3	Mesures de vitesse et de vorticité par PIV	61
5.3	Ajustement d'un cyclone de grand rapport d'aspect	65
5.3.1	Dispositif expérimental	65
5.3.2	Mesures de l'interface par LIF	65
5.3.3	Mesures de vitesse et de vorticité par PIV	69
5.3.4	Mesures de la vorticité potentielle	71
5.4	Conclusion	72
II	Instabilités dans les sillages océaniques	73
6	3D instabilities of a rotating shallow-water Karman Street	75
6.1	Introduction	75
6.2	Article soumis à Dynamics of Atmospheres and Oceans	75
6.2.1	Introduction	76
6.2.2	Experimental setup and physical parameters	79
6.2.3	Results	81
6.2.4	Conclusion	96
III	Tourbillon en interaction avec la côte ou le talus continental	99
7	Données <i>in situ</i> de la campagne EGYPT-1	101
7.1	Le bassin oriental de la Mer Méditerranée	101
7.2	La Campagne EGYPT-1 et les données relatives à LE	103
7.2.1	Données des bouées dérivantes	104
7.2.2	Mesures SST durant l'année 2006	115
7.2.3	Mesures de la structure verticale de LE par CTD	117
7.3	Problématique de la dynamique du tourbillon LE	121
7.3.1	Caractéristiques générales du tourbillon LE	121
7.3.2	Problème de la dérive du tourbillon LE	121
7.3.3	Modélisation expérimentale de LE	122
8	Modélisation en laboratoire	123
8.1	Introduction	123
8.2	Caractéristiques et évolution d'un anticyclone isolé	123
8.2.1	Dispositif expérimental	123
8.2.2	Paramètres	124
8.2.3	Profils de vitesse	124
8.2.4	Evolution dynamique des tourbillons	127
8.2.5	Dissipation dans les structures	132
8.3	Tourbillons en interaction avec une paroi latérale (côte)	133

8.3.1	Introduction	133
8.3.2	Configuration expérimentale et paramètres	133
8.3.3	Profils de vitesse et caractéristiques des tourbillons	135
8.3.4	Influence de la paroi sur la vitesse dans le tourbillon : Effet Miroir	139
8.3.5	Evolution des champs de vitesse et de vorticité	145
8.3.6	Trajectoires et vitesses de dérive	156
8.3.7	Ondes de Kelvin	163
8.3.8	Conclusion	165
8.4	Tourbillons en interaction avec une paroi et une pente topographique	168
8.4.1	Configuration expérimentale et paramètres	168
8.4.2	Tourbillon à la base de la pente	169
8.4.3	Tourbillon très près de la paroi	178
8.5	Conclusion	178
9	Conclusions et perspectives	181
	Instabilités dans les sillages en couche mince	181
	Dynamique d'un tourbillon en interaction avec la topographie	183
	Perspectives	183
	Références bibliographiques	186
	Résumé – Abstract	198

Chapitre 1

Introduction générale

Les échanges côte-large océaniques

Les tourbillons et les écoulements méso-échelles océaniques contribuent de façon importante au transport de masses d'eau et de chaleur dans l'océan. La compréhension de leurs dynamiques, et de leurs interactions avec la topographie, est primordiale pour caractériser les échanges thermohalins, le déplacements d'espèces biologiques ou de polluants. En particulier, les courants et tourbillons de surface, situés dans les cent ou deux cents premiers mètres de profondeur, jouent un rôle capital dans les échanges entre la zone côtière et la zone hautûrière. Les régions côtières constituent un enjeu majeur de l'océanographie de demain : 60% de la population mondiale vit à moins de 80 km des côtes, et 80% de la pêche y est réalisé ¹. C'est un milieu à échelle réduite qui présente des caractéristiques physiques particulières : l'interaction de nombreux phénomènes en fait la complexité (marée, vent, houle, stratification en densité, topographie).

De nombreux mécanismes dynamiques sont à l'origine du mélange ou du transport d'énergie et de matière le long des côtes. Parmi ceux-ci, on distinguera deux nouveaux processus, l'un associé au transport horizontal à méso-échelle, l'autre au mélange vertical à petite échelle. Les courants et les tourbillons peuvent transporter sur une très grande distance des eaux très différentes de celles qui les entourent. Un tourbillon de surface stable et cohérent peut par exemple piéger des eaux peu salées, et les transporter durant des mois (exemples de durées de vie de plusieurs années de certains tourbillons méditerranéens, étudiés par Puillat *et al.* [115] et Hamad *et al.* [58]). D'autre part, certains phénomènes peuvent engendrer du transport vertical, et perturber la stratification océanique. L'*upwelling* côtier et le cœur d'un tourbillon cyclonique sont deux exemples de possibilités de remontées d'eaux froides et riches en nutriments, ayant une incidence capitale sur la biologie en surface des océans. Les instabilités et la turbulence océanique au sein de structures intenses sont aussi une source de mélange actif influant sur les caractéristiques physiques des eaux côtières.

Ces dernières années, de gros efforts ont été réalisés pour mesurer *in situ* les processus dynamiques (on peut citer par exemple en Méditerranée occidentale les campagnes MATER/ELISA, pour des mesures dans le bassin algérien, et MOOGLI, dans le Golfe du Lion). Mais, même si les données sont importantes, les difficultés opérationnelles, associées à la nécessité d'avoir une bonne définition spatiale et temporelle, ne permettent pas toujours d'extraire les dynamiques physiques claires associées aux mélanges verticaux ou aux transports horizontaux. De même, la modélisation numérique océanique connaît un fort développement, notamment en ce qui concerne la prévision des courants, avec l'avènement du système de bouées ARGOS. Ceci dit, les modèles opérationnels ne sont pas encore fiables en partie à cause du manque de données *in situ*. De plus, dans certaines régions, les résolutions actuelles des modèles ne sont pas suffisantes pour décrire des dynamiques de l'ordre du rayon de déformation local, comme pour les tourbillons méso-échelles, ou l'interaction d'écoulements avec la côte. Les mouvements agéostrophiques et

¹Chiffres de l'UNESCO : www.unesco.org

de petites échelles, les mouvements de convergence verticale et non-hydrostatiques, la dissipation turbulente le long d'un talus de forte pente, peuvent être importants pour ce type d'écoulements, alors qu'ils sont modélisés par des paramétrisations sous-maille dans les OGCMs.

Structures de petite et de grande échelles

Pour décrire les écoulement de surface, on introduit une échelle caractéristique qui dépend de la stratification et de la rotation : le rayon de déformation interne R_d^* ou premier rayon de déformation barocline. Ce nombre se définit à partir de la fréquence de Brunt-Väisälä N , de la hauteur de l'écoulement h et du paramètre de Coriolis f :

$$R_d^* = Nh/f.$$

Lorsque l'échelle caractéristique L de l'écoulement ou des structures est plus petite que le rayon de déformation, on considère la dynamique peu sensible à la rotation terrestre. Ceci est généralement vrai hormis pour les instabilités inertielles ou centrifuges. Ainsi, pour décrire la dynamique de petite échelle $L \ll R_d^*$, on prend généralement en compte la stratification mais on néglige souvent la rotation. Par contre, pour les écoulements de grande échelle, $L \geq R_d^*$, on tient compte des effets combinés de la rotation et de la stratification. Le paramètre distinguant petite et grande échelles est le nombre de Burger $Bu = (R_d^*/L)^2$.

Si les structures tourbillonnaires observées ont comme ordre de grandeur V pour la vitesse et L pour leur taille, on peut construire un nombre comparant le temps d'advection de la structure L/V au temps $1/f$, avec $f = 2\omega \sin(\phi)$ le paramètre de Coriolis à la latitude ϕ , et ω la vitesse de rotation de la planète. Le nombre de Rossby ainsi formé caractérise alors le tourbillon :

$$Ro = \frac{V}{Lf}.$$

Les écoulements à petit nombre de Rossby, $Ro \ll 1$, appelés écoulements géostrophiques, satisfont au premier ordre l'équilibre géostrophique entre la force de Coriolis et la force de pression : les cyclones, de vorticité positive, correspondent à une basse pression et les anticyclones, de vorticité négative, à une haute pression. Si $Ro \gg 1$, les termes de Coriolis sont négligeables par rapport aux termes non linéaires. C'est le cas des mouvements à hautes fréquences tels que les vagues ou la houle. Enfin, si $Ro \sim 1$, les temps d'advection sont comparables au temps inertiel $1/f$ (cas de la marée, des ondes internes de grandes longueurs d'ondes, ou des tourbillons intenses).

Les tourbillons peuvent être créés par plusieurs mécanismes. Nous retenons ici essentiellement les instabilités de cisaillement barotropes, ou les instabilités baroclines. De forts cisaillements barotropes peuvent être engendrés par la côte ou la topographie sous-marine. Une île, ou un cap, qui fait obstacle à un courant de surface, va créer des décrochements et de forts cisaillements à petite échelle. Des allées de tourbillons océaniques intenses peuvent ainsi se former au voisinage de ces "obstacles côtiers". Un autre processus de formation couramment observé est la déstabilisation barocline des courants et des jets. En se déstabilisant, les jets forment des méandres qui se pincent pour former des structures cohérentes tourbillonnaires ; c'est un des processus de formation des tourbillons côtiers en Méditerranée par exemple (Milot [91], Taupier-Letage et the EGYPT/EGITTO Teams [146]). Les deux problématiques que nous allons étudier caractérisent deux nouveaux mécanismes associés au transport horizontal ou au mélange vertical. La première problématique est la déstabilisation d'anticyclones dans les sillages océaniques de petite échelle, qui peut engendrer localement un fort mélange vertical. La deuxième concerne la dérive de tourbillons côtiers méso-échelles, en interaction avec la topographie, et qui transportent de la matière sur de grandes distances.

Instabilités 3D dans les tourbillons intenses ($Ro > 1, Bu \geq 1$)

Sillages sans rotation

Dans le cadre d'un écoulement incompressible, homogène, et sans rotation, le sillage derrière un obstacle est contrôlé par un seul paramètre adimensionnel : le nombre de Reynolds Re . Ce paramètre caractérise le rapport entre le terme d'advection, représentant les effets non-linéaires de l'écoulement, et la dissipation visqueuse :

$$Re = \frac{VD}{\nu},$$

où V est la vitesse caractéristique en amont de l'obstacle, D la taille de ce dernier, et ν la viscosité cinématique.

La plupart des études sur le sillage d'obstacle non profilé a considéré le cas d'un cylindre (Williamson [163] fait une revue des instabilités de sillage). Pour $Re \ll 1$, la diffusion visqueuse domine, et l'écoulement reste complètement symétrique entre l'amont et l'aval de l'obstacle. Aucune structure ne se forme donc dans le sillage. Pour $Re \in [5 - 6, 47 - 50]$, l'écoulement reste stationnaire, mais la couche limite formée sur le cylindre décroche en aval, et une cellule de recirculation composée de deux tourbillons contra-rotatifs se forme derrière l'obstacle. La longueur de cette cellule de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds. Lorsque ce paramètre devient supérieur à sa valeur critique, $Re_C \simeq 48$, l'écoulement devient instationnaire, et une allée tourbillonnaire de von Karman se forme en aval de l'obstacle (Fig. 1.1). Ces allées sont formées de tourbillons de signes opposés, créés alternativement au niveau du cylindre, et advectés par l'écoulement. La fréquence d'émission propre F peut s'écrire en utilisant les dimension et vitesse caractéristiques du sillage, relation qui nous donne le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{FD}{V}.$$

Ce nombre de Strouhal augmente rapidement pour des nombres de Reynolds proches du seuil Re_C , et atteint une valeur quasiment constante de $St = 0.2$ pour $Re \geq 100$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente encore, au-delà de $Re \sim 2000$, le sillage devient turbulent, des tourbillons de petite échelle (devant la taille du cylindre) se créent, et l'on ne peut plus définir une fréquence propre d'émission.

Sillages en rotation

Dans un référentiel tournant, les allées de von Kármán sont influencées par la force de Coriolis. Le nombre de Strouhal ne dépend plus du seul nombre de Reynolds, mais varie en fonction du nombre de Rossby. Pour des nombres de Rossby tels que $Ro \notin [1, 10]$, l'allée tourbillonnaire reste stable pour les instabilités tridimensionnelles, tant que le nombre de Reynolds reste inférieur à $Re = 180$.

Pour des nombres de Rossby finis, tels que $1 \leq Ro \leq 10$, les structures anticycloniques sont instables dès que leur vorticité absolue $q = \zeta + f$ devient négative, ζ étant la vorticité relative, et f le paramètre de Coriolis (Stegner *et al.* [136], Leblanc et Cambon [85]). Une classe d'instabilités tridimensionnelles, comme les instabilités centrifuge ou elliptique-inertielle, peut ainsi provoquer une asymétrie dans l'allée tourbillonnaire en déstabilisant de façon transitoire les anticyclones (Fig. 1.2). Pour un sillage océanique de surface, le confinement vertical, caractérisé par le rapport entre l'épaisseur de la couche et l'échelle caractéristique horizontale $\alpha = h/L \ll 1$, doit jouer un rôle stabilisant, et on s'attend à un écoulement hydrostatique. Mais cela n'empêche pas les petites perturbations 3D d'avoir un taux de croissance élevé, et l'impact de la faible épaisseur sur ces instabilités n'a pas été étudié.

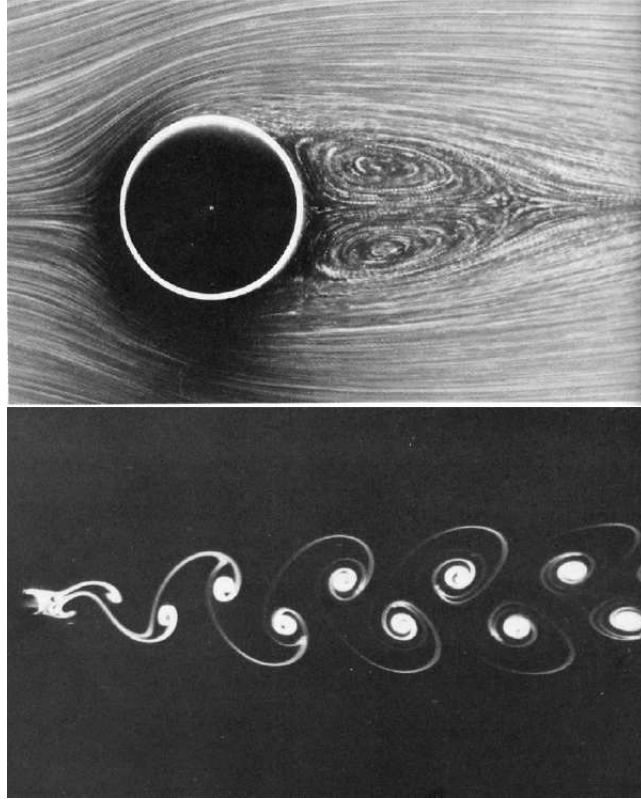


FIG. 1.1: Sillage derrière un cylindre pour $Re = 26$ (en haut), et $Re = 140$ (en bas). L'écoulement vient de la gauche, la première image est réalisée en moyennant des trajectoires de particules, l'écoulement de la deuxième image est réalisé avec du colorant fluorescent (la taille du cylindre est plus petite, de l'ordre de grandeur de la taille des structures). Tiré de van Dyke. M. [153].

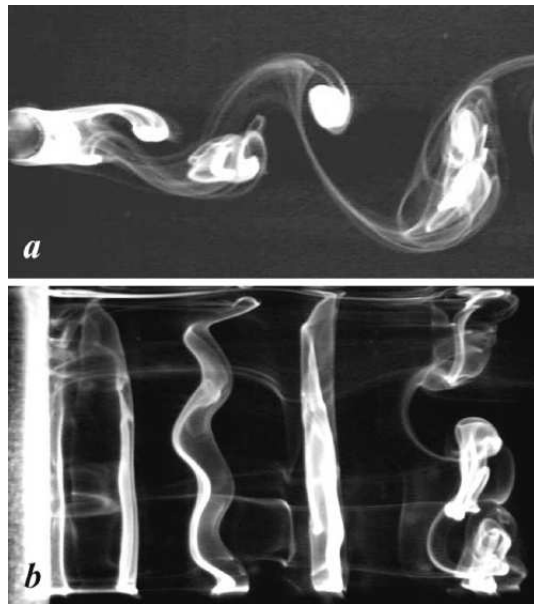


FIG. 1.2: Vues simultanées de dessus (a) et de côté (b) d'instabilités apparaissant dans les anticyclones d'un sillage en rotation, pour $Ro = 2.2$, $Re = 148$, $\alpha = 10$. Tiré de Stegner *et al.* [136].

Mesures *in situ* et modélisations récentes

L'île d'Aoga-Shima, au large du Japon, est une île de petite taille, $L \simeq 3\text{km}$. Cette île en eau profonde interagit avec le Courant Kuroshio, s'écoulant vers l'est. Un sillage développé en cyclones et anticyclones se forme alors derrière. Hasegawa *et al.* [60] ont effectué des mesures autour de l'île : des profils de salinité et de température par CTD (*Conductivity, Temperature, Density*), et des mesures de vitesse de courants horizontaux par ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*). Les auteurs ont montré que la vitesse maximale du courant en amont de l'île pouvait atteindre $V = 1.5\text{m/s}$, et était accélérée jusqu'à $V = 2\text{m/s}$ le long des côtes de l'île. Les mesures ADCP ont permis de réaliser des champs de vorticité dans le sillage de l'île, comme celui à 12 mètres de profondeur présenté à la figure 1.3. Ces champs révèlent une vorticité très élevée, puisque pour les anticyclones elle peut atteindre 15 fois la vorticité planétaire. Le nombre de Rossby basé sur la vitesse du courant et sur le diamètre de l'île est de l'ordre de $Ro \simeq 5$.

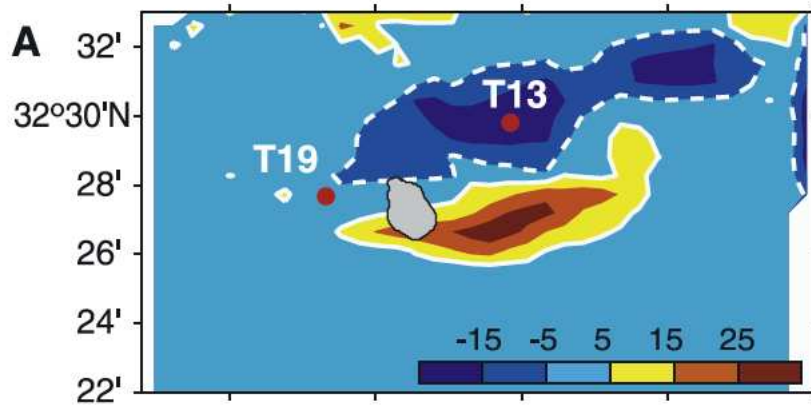


FIG. 1.3: Distribution de la vorticité ζ/f autour de l'île d'Aoga-Shima, au large du Japon. Les mesures sont réalisées par ADCP à 12 mètres de profondeur (Hasegawa *et al.* [60]).

Des mesures de vorticité ont été réalisées récemment dans le sillage de l'île d'Oahu, dans l'archipel d'Hawaï par Chavanne *et al.* [30]. Les auteurs ont utilisé des mesures radar et ADCP pour échantillonner un anticyclone dans le sillage de cette île. La taille de l'île, perpendiculairement au courant incident, est d'environ $L \sim 40\text{km}$. Les sillages sont créés en surface par pompage d'Ekman lorsque les Alizés interagissent avec l'île. Plus particulièrement, des anticyclones d'un diamètre d'environ 40 km de rayon ont été observés, tailles plus petites que le premier rayon de déformation barocline à Hawaï ($R_d^* \sim 60\text{km}$). La vorticité absolue $\zeta + f$ mesurée pour l'un de ces anticyclones (Fig. 1.4), exhibe dans son cœur des valeurs négatives. Ces valeurs négatives ont perduré pendant 4 jours, avant que la vorticité ne décroisse rapidement.

Enfin, dans des expériences numériques récentes, Dong *et al.* [38] ont étudié la dynamique de sillages d'île en eau profonde. Les auteurs ont utilisé le modèle hydrostatique ROMS (*Regional Oceanic Model System*), avec une haute résolution horizontale ($\delta x = 250\text{m}$) et verticale ($\delta z = 25\text{m}$). Cette résolution permet de décrire la dynamique des petites perturbations 3D qui peuvent déstabiliser les régions de vorticité anticyclonique. Pour de hauts nombres de Reynolds, et lorsque les nombres de Rossby et de Burger sont de l'ordre de $Ro \sim 0.5$ et $Bu \sim 1$, la norme de la vorticité peut dépasser la valeur de la vorticité planétaire, comme montré sur la figure 1.5. Des perturbations 3D apparaissent alors dans les régions de vorticité négative. La taille horizontale caractéristique de ces perturbations est de plus en plus petite lorsque le nombre de Reynolds augmente, comme c'est le cas pour l'instabilité inertielle ou centrifuge.

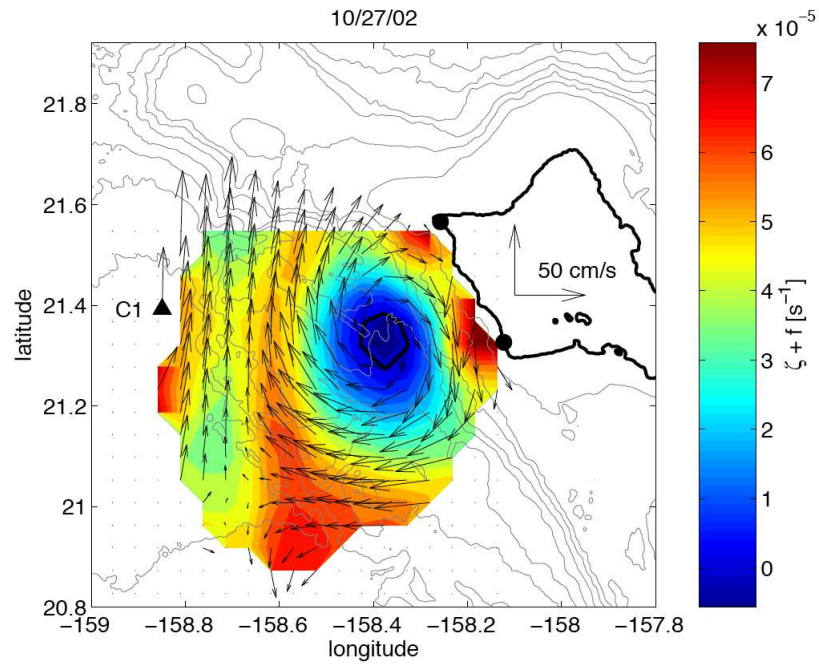


FIG. 1.4: Courants en surface, et champ de vorticité absolue $\zeta + f$, d'un anticyclone dans le sillage de l'île d'Oahu. L'isocontour nul de la vorticité absolue est représenté en noir. D'après Chavanne *et al.* [30].

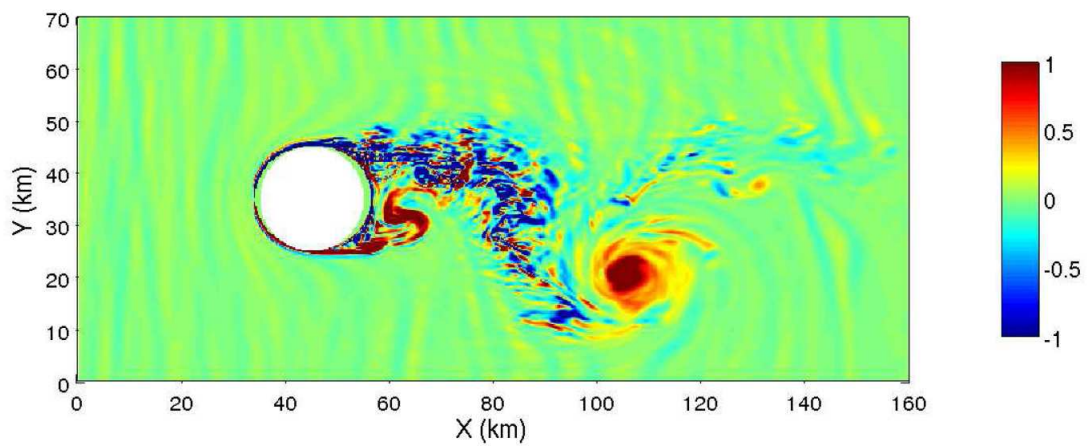


FIG. 1.5: Vorticité normalisée ζ/f , pour $Bu \sim 1$ et $Ro \sim 0.5$. D'après Dong *et al.* [38].

Interactions d'un tourbillon de surface avec la côte ou la bathymétrie ($Ro \ll 1, Bu < 1$)

De nombreuses observations attestent de l'influence de la topographie sous-marine et des côtes sur la création et la dynamique de tourbillons dans l'océan. C'est le cas des anneaux du Gulf Stream dans l'Océan Atlantique, qui se forment le long de la côte ouest de l'Amérique du Nord, par déstabilisation du courant (Evans *et al.* [41]), et des tourbillons libyens dans la Méditerranée orientale qui se forment le long de la côte africaine (Hamad *et al.* [57]). Dans ce dernier exemple, les eaux atlantiques de surface (AW) méandrent le long de la côte en un courant fin ($\sim 50\text{km}$), qui génère par instabilité barocline des tourbillons anticycloniques (Hamad *et al.* [57, 58]). Ces tourbillons ainsi formés ont des comportements encore mal documentés, notamment dans la Méditerranée orientale comme le suggère la récente campagne EGYPT-1 (site de l'Ifremer [128]).

En effet, en avril 2006, un tourbillon libyen (**LE**, formé au nord de la libye) a été observé dérivant vers l'ouest (Taupier-Letage et the EGYPT/EGITTO Teams [146]), alors que toutes les mesures satellitaires des dix dernières années montrent uniquement des dérives vers l'est (Hamad *et al.* [58]). Cet anticyclone robuste (plusieurs mois d'existence), et de grande échelle ($Bu \sim 0.2 - 0.3$), a été suivi grâce aux trajectoires de bouées de surface (15 m) piégées dans le cœur du LE. La trajectoire d'une de ces bouées est représentée sur la figure 1.6. La vitesse de dérive estimée (entre 1 et 2 km/j), vers l'ouest, est très supérieure à la vitesse qu'induirait une dérive par effet β (moins de 0.5 km/j). Des mesures par conductimétrie (CTD : Conductivity, Temperature, Depth), ont permis de caractériser la structure verticale du LE (Fig. 1.7). Les deux zones d'eau peu salée, que l'on voit sur la coupe verticale de la salinité, sont représentatives d'eaux atlantiques, venant de l'ouest. Ces zones, indiquant probablement la présence d'une poche d'eau peu salée de forme annulaire, sont piégées dans LE. Il va transporter cette poche annulaire pendant plusieurs mois vers l'est.

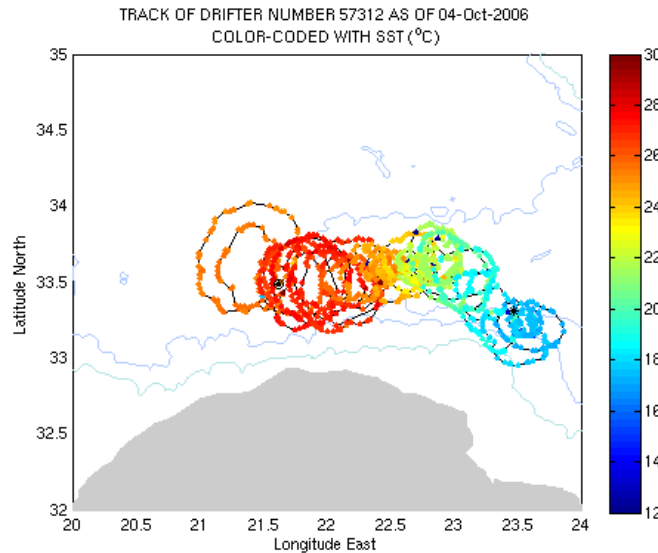


FIG. 1.6: Trajectoire d'une bouée de surface larguée dans le cœur du tourbillon LE, d'avril 2006 (à $23^{\circ}5$ E) à septembre 2006 (Communication personnelle d'I. Taupier-Letage)

Un certain nombre de paramètres entrent en jeu dans l'interaction entre les tourbillons et la côte : d'une part, la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude (effet β planétaire) peut faire dériver les structures cycloniques ou anticycloniques vers l'ouest, d'autre part les courants océaniques peuvent non seulement créer ce type de structures, mais aussi les faire interagir avec le relief terrestre. Nof [101, 102], et Shi et Nof [125, 126], ont étudié théoriquement et

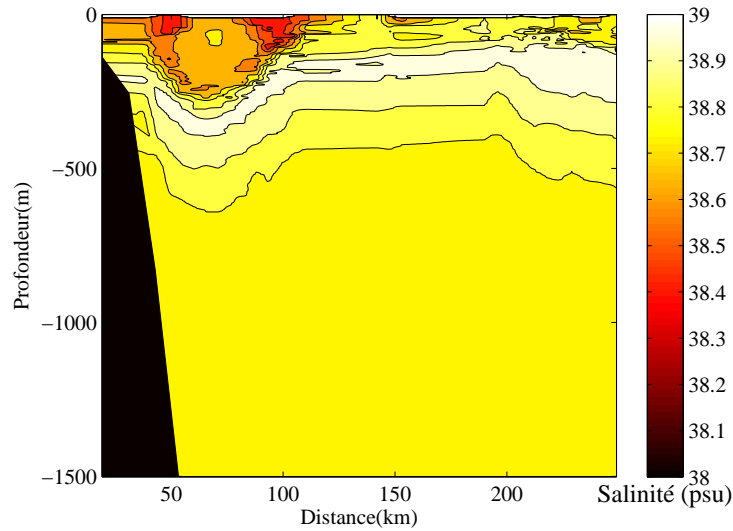


FIG. 1.7: Coupe verticale de salinité, établie lors d'un transect CTD coupant le tourbillon entre 33°N-23.5°E et 34°N-24°E, les 20 et 21 avril 2006 (Communication personnelle d'I. Taupier-Letage).

numériquement les interactions d'un tourbillon barotrope ou barocline avec un mur vertical, en utilisant des modèles à une ou deux couches. Nof [101, 102] considère la collision d'un tourbillon isolé avec la paroi, dans un modèle barotrope et 1-1/2 couche quasi-stationnaire, sur le plan- f . Les structures peuvent perdre de la matière et former un jet le long de la côte, et dériver d'un côté ou de l'autre. Shi et Nof [125] identifient la vitesse induite par l'effet miroir comme étant la principale source de la dérive du tourbillon le long du mur. Shi et Nof [126] ont regroupé dans leur étude les principaux modèles utilisés précédemment pour expliquer l'interaction entre un mur et un tourbillon dans un contexte océanique. D'autre part, l'interaction entre un mur et un tourbillon peut générer des ondes. Minato [93] a étudié l'ajustement géostrophique d'une lentille près d'un mur, en utilisant un modèle linéaire non visqueux 1-1/2 couches, sur le plan- f . Il a montré que cette lentille perdait de la matière lorsqu'elle rencontrait le mur, et émettait des ondes de Kelvin. D'autres études théoriques et numériques (Reznik et Grimshaw [117], Helfrich [61]) confirment le découplage entre une dynamique lente (l'ajustement), et l'émission d'ondes rapides (ondes d'inertie-gravité et de Kelvin linéaires ou non-linéaires).

Lorsqu'un vortex se déplace sur le plan- β , Flierl [45] et McWilliams et Flierl [89] ont montré qu'il perdait rapidement sa cohérence, et qu'il était dispersé sous forme d'ondes de Rossby, lorsque son gradient d'anomalie de vorticité potentielle (PV), était plus faible que la vorticité planétaire f . Dans une situation barotrope, l'effet β -planétaire est comparable à l'écoulement au-dessus d'une pente monotone sur le plan f . Ainsi, lorsqu'un tourbillon se déplace au-dessus d'une topographie sous-marine, des ondes de Rossby topographiques peuvent se développer. Dans ce cadre d'océan homogène, plusieurs études ont été menées. Firing et Beardsley [44], et Grimshaw *et al.* [54] ont ainsi montré la rapide dispersion de structures barotropes sous la forme d'ondes de Rossby topographiques. Récemment, Zavala Sansón et VanHeijst [168] ont étudié expérimentalement, en cuve tournante, la dynamique d'un cyclone au-dessus d'une pente constante. Ils montrent que ce tourbillon grimpe le talus en dérivant avec la côte à sa droite, et qu'il est progressivement érodé : un jet étroit se propageant dans l'autre sens (côte à sa gauche) est créé. Les auteurs ont modélisé numériquement le même cas avec un tourbillon anticyclonique, et montrent que la dérive de la structure est gouvernée là aussi par l'effet β topographique. D'autres études, avec des cas plus spécifiques, comme une topographie en marche d'escalier (Wang [157]), montrent la dispersion due à la création d'ondes de Rossby topographiques.

Concernant le cas d'un océan barocline, la dynamique est plus complexe. L'impact d'une topographie sous-marine ne se fait sentir directement que pour la couche concernée. L'influence d'un talus confiné dans la couche profonde, sur la couche de surface, va donc dépendre de l'influence du tourbillon de surface étudié sur la dynamique de la couche profonde. Les différentes situations sont nombreuses, et dépendent notamment de la structure verticale en PV du tourbillon, et de la géométrie de la pente sous-marine. Si l'on considère le cas simple d'un fond monotone de pente p , on peut construire un paramètre comparant cette pente à la pente des déviations isopycnales du tourbillon h/R_d , que l'on écrit $T_P = pR_d/h$.

Plusieurs études théoriques et numériques ont été menées concernant une pente forte (*i.e.* $T_P > 1$). Smith [130] a utilisé un modèle à deux couches aux équations primitives, pour modéliser la propagation d'un vortex méso-échelle isolé au-dessus d'une pente. L'auteur montre que les effets β topographique et planétaire influent sur la vitesse de dérives du tourbillon, le dispersent par le même mécanisme que dans le cas barotrope, et le déforment. La vitesse de dérive est alors supérieure à la vitesse de phase des ondes de Rossby dans le cas d'un cyclone, et l'anticyclone peut, quant à lui, être ralenti par ces effets non-linéaires.

D'autres études s'intéressent aux passages de tourbillons de surface au-dessus de monts sous-marins. Thierry et Morel [148], en utilisant un modèle quasigéostrophique à deux couches sur le plan- β , étudient l'influence d'une bathymétrie avec une forte pente, sur la propagation d'un vortex intense en surface. Ils considèrent trois paramètres adimensionnels qui permettent de prévoir les conditions pour lesquelles le tourbillon se comporte comme si la couche du fond était au repos. Ces paramètres dépendent de la stratification, de l'intensité du tourbillon, et de l'inclinaison de la pente. Les auteurs établissent les conditions sur ces paramètres pour que le tourbillon puisse se propager sous la seule influence de l'effet β .

Sutyrin [139] a utilisé une théorie asymptotique non visqueuse, sur le plan- β et avec une pente faible pour décrire la dynamique de la couche du fond sous un tourbillon intense en surface, et a estimé l'influence de cette dynamique sur sa dérive. La plupart de ces précédentes études sont rassemblées et résumées dans Jacob *et al.* [67]. Plus récemment, Frolov *et al.* [49] ont utilisé un modèle plus réaliste du plateau continental, avec des déviations de l'interface pouvant intersecter la bathymétrie. Les auteurs montrent qu'un des mécanismes principaux pouvant agir sur l'évolution d'un tourbillon anticyclonique vient de la présence à ses côtés d'un petit cyclone créé par la variation de vorticité potentielle dans la couche du haut. L'interaction entre ces deux tourbillons provoque une déformation elliptique de l'anticyclone, et perturbe sa trajectoire.

Mais la dynamique des tourbillons à proximité de la côte et au-dessus d'une pente sous-marine abrupte ($T_P \gg 1$) est dans tous les cas complexe. Dans ce cadre là, l'effet de l'écoulement dans la couche du fond sur la dynamique d'un vortex en surface, n'est pas clairement compris, et aucune expérience, à notre connaissance, n'a été menée dans une configuration bi-couche en cuve tournante.

Objectifs

Le travail de thèse sur les thèmes ci-dessus, a été réalisé à l'aide de modélisations physiques idéalisées en laboratoire.

Premièrement, nous avons étudié les instabilités 3D dans un sillage océanique de petite échelle ($Bu \gtrsim 1$), en configuration couche-mince. En particulier, nous avons cherché à déterminer les zones où les taux de croissance de ces instabilités sont élevés. Nous voulions comprendre comment le confinement vertical ($\alpha \ll 1$) influence ces instabilités de petites échelles, et connaître les gammes de paramètres (Ro , Re) qui peuvent déterminer l'apparition des perturbations.

Deuxièmement, nous avons étudié l'interaction d'un anticyclone intense en surface, de grande échelle ($Bu \lesssim 1$), avec une côte rectiligne. La compréhension de la dynamique associée à cette interaction, en particulier son influence sur la vitesse de dérive, est importante. D'autre part, nous voulions savoir si la présence d'un talus de forte pente dans la couche profonde, peut

perturber l'anticyclone de surface, et modifier sa vitesse de dérive ou sa trajectoire.

Pour réaliser ces études expérimentales en cuve tournante, nous avons travaillé dans des configurations à 2 couches, avec une couche inférieure profonde pour étudier des tourbillons de surface. Dans la partie I, sont présentées les notions théoriques, les configurations expérimentales utilisées, ainsi que les méthodes de mesures. Une description détaillée sera faite concernant les mesures de champs de vitesse.

La partie II sera consacrée à l'étude des instabilités dans un sillage couche mince, sous la forme d'un article soumis à *Dynamics of Atmosphere and Oceans*. L'interaction entre un tourbillon océanique de grande échelle, et la paroi ou une pente topographique sera ensuite décrite dans la partie III. Enfin, nous concluons au chapitre 9.

Première partie

Modélisations physique et
expérimentale

Chapitre 2

Notions théoriques

Notre étude consiste à étudier des écoulements océaniques dans des configurations expérimentales simples. Nous présentons dans cette partie les notions théoriques de base (expliquées plus en détail dans Pedlosky [107] par exemple), qui pourront nous servir par la suite.

2.1 Les équations primitives

Les équations couramment utilisées pour décrire la dynamique des fluides géophysiques sont les *équations primitives*. Elles s'obtiennent à partir des équations de Navier-Stokes, en faisant l'hypothèse hydrostatique et l'hypothèse de Boussinesq ($\rho = \rho_0$ dans les équations du moment et $D\rho/Dt = 0$), sur le plan f , et forment un système de quatre équations :

$$\frac{Du}{Dt} - f_0 v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + F_x \quad (2.1a)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + f_0 u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + F_y \quad (2.1b)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (2.1c)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1d)$$

où (u, v, w) sont les composantes du vecteur vitesse, $D/Dt = \partial_t + u\partial_x + v\partial_y + w\partial_z$, P la pression, ρ la densité, $f_0 = 2\Omega \sin(\phi)$ le paramètre de Coriolis, ϕ la latitude, Ω la vitesse angulaire de rotation de la Terre, et \mathbf{F} les sources de dissipations. Les équations (a) et (b) sont les équations du moment horizontal. L'équation (c) retranscrit l'hypothèse d'un écoulement hydrostatique. Par essence, le modèle aux équations primitives ne peut donc décrire la dynamique des phénomènes de turbulence tri-dimensionnelle, d'instabilité hydrostatique, et les processus caractérisés par des accélérations verticales intenses. L'équation (d) est l'équation de continuité qui exprime la conservation de la masse.

2.2 Le modèle de Saint-Venant

Si, de plus, on suppose que la couche fluide étudiée est mince ($h_0/L \ll 1$, où h_0 est l'épaisseur de la couche fluide au repos et L l'échelle caractéristique des mouvements horizontaux), le modèle obtenu est celui de Saint-Venant. Il est représentatif de la bidimensionnalisation de l'écoulement, sous les effets de stratification par exemple. Les équations du mouvement sont alors entièrement décrites par deux champs horizontaux \mathbf{U}_h et h :

$$\frac{D\mathbf{U}_h}{Dt} + f_0 \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_h = -g \nabla \cdot \mathbf{U}_h + \mathbf{F} \quad (2.2a)$$

$$\frac{Dh}{Dt} = -h \nabla \cdot \mathbf{U}_h \quad (2.2b)$$

où $\mathbf{U}_h = (u, v)$ est la composante de la vitesse horizontale, \mathbf{k} le vecteur unitaire classique dirigé selon l'axe de rotation, $\mathbf{F} = (F_x, F_y)$.

2.3 Conservation de la vorticité potentielle

Le modèle de Saint-Venant admet un invariant scalaire remarquable ; on peut calculer l'équation de conservation lagrangienne de la vorticité potentielle q :

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{1}{h} \nabla \wedge \mathbf{F}, \text{ avec } q = \frac{\zeta + f}{h} \quad (2.3)$$

où ζ est la composante verticale de la vorticité relative $\nabla \wedge \mathbf{U}_h$. Cette équation fait immédiatement apparaître la vorticité potentielle comme une quantité fondamentale. D'une part, elle constitue un traceur lagrangien dans l'écoulement en l'absence de processus non adiabatiques ($\mathbf{F} = \mathbf{0}$). D'autre part, elle fournit des informations sur la dynamique (Hoskins *et al.* [66]) : les fluides géophysiques sont en effet gouvernés en première approximation par l'équilibre géostrophique, et la distribution de vorticité potentielle détermine de manière unique le champ de vitesse d'un écoulement dans cet équilibre, lorsque les conditions aux limites sont convenablement spécifiées. En pratique, la conservation de cette notion de *traceur dynamique* pour chaque colonne de fluide implique une diminution de sa vorticité absolue, $\zeta + f$, si la colonne est comprimée (anticyclone), et une augmentation si elle est étirée (cyclone).

2.4 Equilibre géostrophique

Nous pouvons adimensionner les équations du modèle de Saint-Venant en utilisant :

$$(x^*, y^*) = L(x, y),$$

$$t^* = Tt,$$

$$\mathbf{U}_h^* = U \mathbf{U}_h,$$

$$h^*(x, y, t) = h_0 + \eta^*(x, y, t) = h_0(1 + \eta_0 \eta),$$

où $\eta_0 = \Delta h / h_0$ est l'ordre de grandeur des variations relatives de la surface. Les équations du modèle de Saint-Venant sans dimension s'écrivent alors :

$$\frac{1}{fT} \partial_t \mathbf{U}_h + Ro(\mathbf{U}_h \cdot \nabla) \mathbf{U}_h + \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_h = -\eta_0 \frac{Bu}{Ro} \nabla \eta + \frac{Ro}{Re} \nabla^2 \mathbf{U}_h \quad (2.4a)$$

$$\frac{1}{Ro f T} \partial_t \eta + \eta_0 \mathbf{U}_h \cdot \nabla \eta = -(1 + \eta_0 \eta) \nabla \cdot \mathbf{U}_h. \quad (2.4b)$$

On voit apparaître plusieurs nombres sans dimension :

- Le nombre de Rossby, basé sur la vitesse et la taille horizontale caractéristiques de l'écoulement :

$$Ro = \frac{U_0}{fL},$$

représente le rapport entre les termes non-linéaires d'advection et la force de Coriolis. Il peut également être interprété comme le rapport entre les temps d'advection L/U_0 de l'écoulement et la période de rotation de la Terre $T_0 \propto 1/f$. Les écoulements qui ont une dynamique beaucoup plus lente que T_0 sont associés à un nombre de Rossby $Ro \ll 1$.

- Le nombre de Reynolds,

$$Re = \frac{U_0 L}{\nu},$$

représente le rapport entre les termes d'advection et les termes de dissipation, avec ν la viscosité cinématique. Dans l'océan, le nombre de Reynolds basé sur la diffusion moléculaire est très élevé (de l'ordre de 10^8), et la dissipation visqueuse est négligeable. La dissipation par cascade turbulente vers les petites échelles peut par contre être non négligeable.

- Le nombre de Burger,

$$Bu = \left(\frac{R_d}{L} \right)^2,$$

représente le rapport entre le rayon de déformation, et l'échelle caractéristique de l'écoulement. Les structures de grande échelle correspondent à $Bu \ll 1$ et une énergie essentiellement potentielle, tandis que celles de petite échelle sont associées à $Bu \gg 1$ et une énergie essentiellement cinétique.

Pour $Ro \ll 1$, nous pouvons réécrire l'équation 2.4 en négligeant les termes de l'ordre de Ro :

$$\mathbf{k} \wedge \mathbf{U}_g = -\nabla \eta_g, \quad (2.5)$$

où l'on a fait l'hypothèse que les variations associées à T étaient plus lentes que celles associées au temps d'advection L/U_0 . Il s'agit de l'équilibre géostrophique, qui implique la relation :

$$\eta_0 \propto \lambda = Ro/Bu. \quad (2.6)$$

Chapitre 3

Modélisation physique

Nous décrivons dans cette partie la modélisation expérimentale, qui nous a permis de réaliser nos expériences sur les écoulements géophysiques en cuve tournante. Nous allons donc discuter de la similitude entre les structures réelles et celles générées dans la cuve, de la manière de créer ces dernières, et des différentes méthodes de mesures.

3.1 Modélisation bi-couche

3.1.1 Stratification océanique

Les expériences que nous avons réalisées durant ce travail sont essentiellement des expériences à deux couches, stratifiées en densité. Plusieurs raisons expliquent ces dispositifs bi-couches. Tout d'abord, les océans, aussi bien que l'atmosphère, présentent une stratification verticale en densité, comme le montrent les courbes schématisées de la figure 3.1. On distingue trois zones : la couche de surface où le mélange est fort, la couche de fond très stable, et la couche intermédiaire appelée thermocline. La thermocline constitue une "barrière" entre les deux autres couches, limitant les mélanges verticaux et les échanges de chaleur.

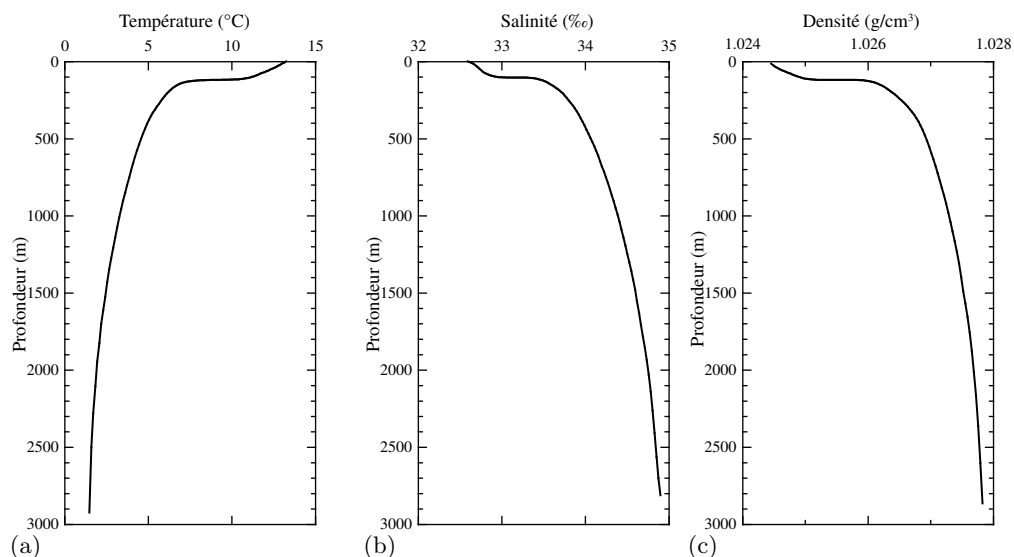


FIG. 3.1: Représentation schématique de la thermocline : variations de (a) la température, (b) la salinité, (c) la densité, en fonction de la profondeur.

La position de la thermocline dépend de la saison (chauffage par le soleil), de la latitude, et du mélange en surface forcé par le vent. En général, la couche supérieure se situe dans les

400 premiers mètres de profondeur. Une des hypothèses de notre étude de l'interaction d'un tourbillon anticyclonique de surface avec la topographie sous-marine repose sur l'influence de la composante barocline, autrement dit de la dynamique de la couche du fond, sur la propagation de la couche de surface. Il était donc important de travailler avec un dispositif bi-couche.

3.1.2 Stratification en laboratoire

Un autre aspect important des expériences à deux couches est le respect des paramètres. Ainsi, réaliser des expériences dans une gamme du nombre de Burger de l'ordre de $Bu \sim 1$ n'est pas aisé. Cela implique des rayons de déformation de l'ordre de grandeur de la taille de notre structure. Nous sommes vite limités par les dimensions de la table tournante de l'ENSTA, en particulier lors de l'étude de sillages géophysiques, où nous voulons former plusieurs tourbillons à la suite. Le rayon de déformation s'écrit dans le cas d'une seule couche mince, $R_d = \sqrt{gh}/f$, où g est l'accélération de la gravité, h l'épaisseur de la couche, et $f = 2\Omega$ est le paramètre de Coriolis. Ce rayon de déformation R_d peut donc diminuer avec la hauteur de la couche d'eau h , et lorsque la vitesse de rotation de la table augmente. Mais lorsque des structures sont créées dans cette couche mince, en contact direct avec le fond de la cuve, l'épaisseur de la couche d'Ekman $\delta_{EK} = \sqrt{\nu/\Omega}$ va perturber cette dynamique. A cela se rajoutent les effets de tension de surface, de l'ordre du millimètre pour l'eau, plus négligeable pour une couche d'épaisseur inférieure au centimètre.

Si on augmente la vitesse de rotation, la couche est de plus en plus déformée en surface par l'effet parabolique : $h(r) = \Omega^2 r^2 / 2g$. Si l'on considère une épaisseur de fluide telle que $h = 1\text{cm} = 10 \times \delta_{EK}$, la vitesse de rotation doit être alors de $\Omega = \nu / \delta_{EK}^2 = 1\text{rad/s}$ (avec $\nu \simeq 10^{-6}\text{SI}$ dans l'eau). La déviation de la surface libre atteint plus de 1 cm à 50 cm du centre de la cuve (centre où il n'y a donc presque plus d'eau), et le temps caractéristique d'Ekman est de $t_{EK} = 2h/\sqrt{\nu f} \simeq 5\text{s}$. Les structures seraient donc très vite dissipées, et très perturbées par la variation de la hauteur de la couche d'eau, qui introduit en fait un effet β -planétaire.

Le rayon de déformation dans cette configuration est de l'ordre de $R_d \simeq 15\text{cm}$. C'est une valeur loin d'être satisfaisante, surtout pour atteindre un nombre de Burger de l'ordre de $Bu \lesssim 1$, ce qui impliquerait des structures 2 ou 3 fois plus grandes. En utilisant un système bi-couche, nous allons nous rapprocher de la configuration réelle, et nous affranchir des effets de circulation secondaire et de tension de surface au fond de la cuve. Mais surtout, nous travaillerons avec un écoulement barocline, auquel un rayon de déformation interne R_d est associé. Ce rayon de déformation en gravité réduite s'écrit : $R_d^* = \sqrt{g^* h^*} / f$, avec $g^* = g(\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$ la gravité réduite calculée avec les densités des deux couches, et $h^* = hH / (h + H) \simeq h$ lorsque $h \ll H$. Nous obtenons alors un degré de liberté supplémentaire pour faire varier le rayon de déformation, qui est la gravité réduite g^* .

3.2 Comment créer des tourbillons en cuve tournante ?

Il existe de nombreuses façons de créer des tourbillons dans une cuve tournante. Avec une seule couche, des tourbillons barotropes peuvent être produits en aspirant ou injectant du fluide. Localement, la hauteur de la couche d'eau va changer, et un tourbillon cyclonique ou anticyclonique va apparaître. Un forçage dans la couche d'eau peut être utilisé, comme un volet oscillant, et aligné avec l'axe de rotation, pour accroître la vorticité et créer le tourbillon. Dans un système à deux couches, cela est un peu plus compliqué. Ces méthodes précédentes produisent beaucoup de mélange, ce qui pourrait perturber fortement l'interface. D'autre part, il est nécessaire de contrôler le plus efficacement possible l'énergie injectée au système, pour pouvoir reproduire et quantifier les phénomènes étudiés. Une manière de réaliser des tourbillons bien contrôlés, est d'utiliser encore une fois la conservation de la vorticité potentielle, mais en injectant un volume connu de fluide dans un réservoir constitué de parois verticales uniquement. Pour créer le

tourbillon, nous soulèverons rapidement ($t \ll T_0$) ce contenant, et l'anomalie de hauteur sera soumise à un ajustement géostrophique.

Le plus simple que l'on puisse faire est de créer une anomalie cylindrique. On a ainsi un patch de vorticité potentielle (patch de PV) positive ou négative. Les schémas expérimentaux, correspondant à l'ajustement conduisant à la formation d'un cyclone ou d'un anticyclone, sont représentés sur les figures 3.2 et 3.3. Plusieurs paramètres importants interviennent ici. Tout d'abord, le rapport d'épaisseur entre les deux couches

$$\delta = h/(h + H).$$

Ce paramètre va contrôler les interactions dynamiques entre les deux couches (on suppose ici que la diffusion de matière est très lente). Pour $\delta \sim 0.5$, les deux couches sont fortement couplées, et peuvent être sujettes à l'instabilité barocline. Dans une limite $\delta \ll 1$, en suivant le modèle de Phillips (Pedlosky [107]), cette instabilité barocline sera très réduite. Le rapport de densité entre les deux couches est donné par $\rho^* = 2(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$. Nous pouvons donc écrire la gravité réduite $g^* = \rho^*g$, qui va contrôler la dynamique des ondes de gravité internes à l'interface entre les deux couches. Ceci nous amène au nombre de Burger interne (local)

$$Bu = (R_d^*/L)^2,$$

avec R_d^* le rayon de déformation du premier mode barocline :

$$R_d^* = \sqrt{g^*hH(h + H)}/f.$$

Pour une faible différence de densité $\rho^* \simeq 10^{-3}$, et pour un petit rapport entre la hauteur des couches $\delta \simeq 0.1$, nous avons $R_d^* \simeq \sqrt{g^*h}/f \simeq 10^{-2}R_d$, où $R_d = \sqrt{g(h + H)}/f$ est le rayon de déformation barotrope¹. Enfin, le paramètre $\lambda = \Delta h/h$ mesure la déviation de l'interface : $\lambda = \Delta h/h$; et le paramètre $\alpha = h/L$ est le rapport d'aspect de la structure.

Sur les figures 3.4 et 3.5 sont représentées les évolutions temporelles de l'ajustement d'un cyclone et d'un anticyclone respectivement. Ce sont des vues de côté, la couche supérieure étant mélangée avec un colorant fluorescent (cf. sec. 3.4.2, p. 26). Le cylindre est soulevé rapidement, le patch s'ajuste pour atteindre un état d'équilibre au bout de 2 ou 3 périodes inertielles T_f . Cette configuration est la généralisation du vortex de Rankine pour un écoulement 2D en rotation. Si on suppose que la couche supérieure suit les équations couche-mince en rotation et gravité réduite, et que cette couche n'est pas déformée (pas d'effet de la rotation sur la surface libre), la distribution initiale de PV est uniforme en dehors ($r < R_c$) et à l'intérieur ($r > R_c$) du cylindre. Entre ces deux régions, la frontière $r = R_c$ admet une discontinuité de la PV (mais pas une singularité, comme dans les cas d'*outcropping*). Une fine anomalie de PV négative (positive) est donc obtenue, et conduira à la formation d'un cyclone (anticyclone) localisé, dans la couche de surface.

3.3 Prédiction théoriques de l'ajustement d'un patch de PV circulaire

Nous pouvons calculer la solution analytique de l'ajustement classique (Rossby [122]) d'un patch de PV circulaire, correspondant aux figures 3.2 et 3.3. Plus de détails peuvent être trouvés dans Stegner [132]. La faible valeur du rapport d'aspect dans la couche du haut ($\delta \ll 1$) et les mouvements négligeables dans la couche du bas ($Ro^{(2)} \simeq \delta Ro^{(1)} \ll Ro^{(1)}$), autorisent l'utilisation des équations couche-mince en rotation et gravité réduite, pour la dynamique de la couche du haut. De plus, nous négligeons les effets dissipatifs. L'ajustement est supposé atteindre un état stationnaire final.

¹Par la suite, le rayon de déformation en gravité réduite sera écrit généralement R_d , pour simplifier l'écriture. Nous ne parlerons plus du rayon de déformation barotrope, sauf mention explicite.

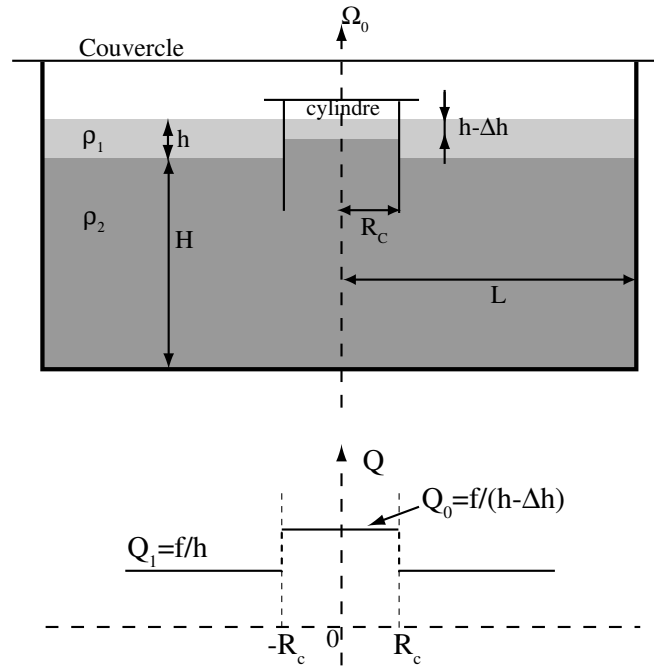


FIG. 3.2: Configuration expérimentale d'un patch circulaire de PV positive, correspondant à une anomalie négative de l'épaisseur de la couche supérieure, et conduisant à la formation d'un cyclone (en haut); la distribution de PV initiale est représentée (en bas).

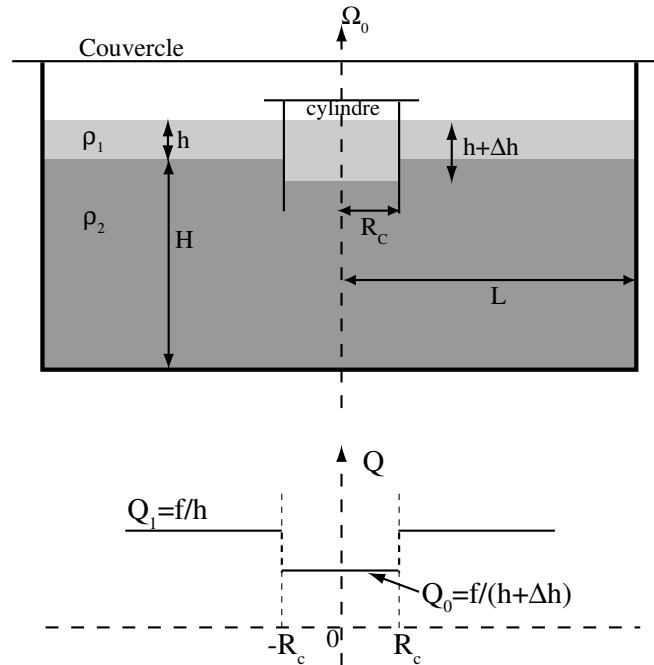


FIG. 3.3: Configuration expérimentale d'un patch circulaire de PV négative, correspondant à une anomalie positive de l'épaisseur de la couche supérieure, et conduisant à la formation d'un anticyclone (en haut); la distribution de PV initiale est représentée (en bas).

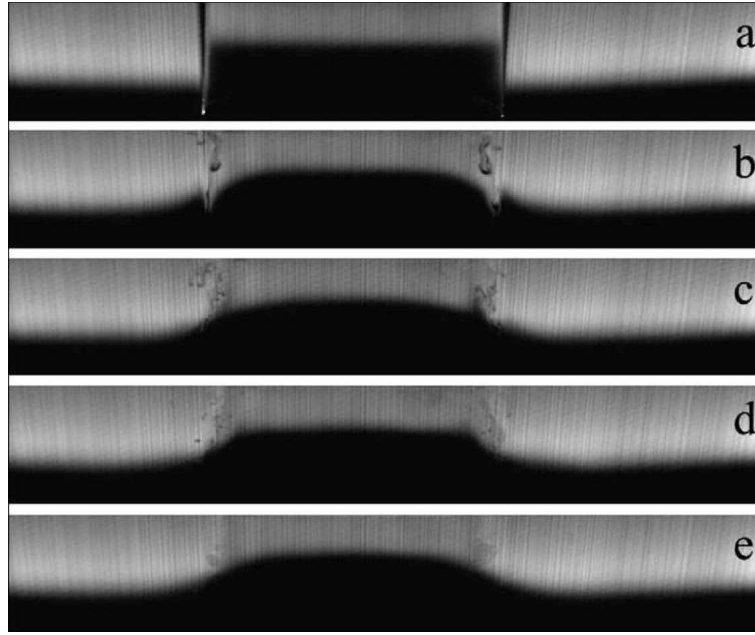


FIG. 3.4: Evolution dynamique de l'ajustement d'un patch de PV cyclonique ; les paramètres sont : $Bu = (R_d/R_c)^2 \simeq 0.084$, $\lambda = \Delta h/h \simeq -0.5$, $\alpha^{(1)} = h/R_d \simeq 1.6$, $\delta = h/(h+H) \simeq 0.15$; (a) $t = 0$, (b) $t = T_f$, (c) $t = 2T_f$, (d) $t = 3T_f$, et (e) $t = 10T_f$; d'après Stegner [132].

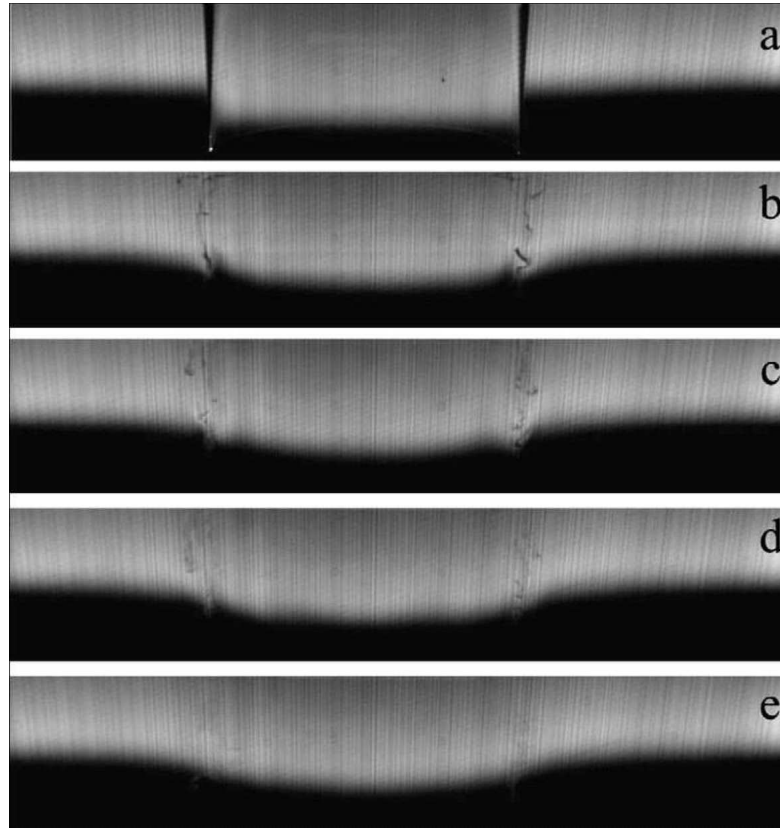


FIG. 3.5: Evolution dynamique de l'ajustement d'un patch de PV anticyclonique ; les paramètres sont : $Bu = (R_d/R_c)^2 \simeq 0.084$, $\lambda = \Delta h/h \simeq +0.5$, $\alpha^{(1)} = h/R_d \simeq 1.6$, $\delta = h/(h+H) \simeq 0.15$; (a) $t = 0$, (b) $t = T_f$, (c) $t = 2T_f$, (d) $t = 3T_f$, et (e) $t = 10T_f$; d'après Stegner [132].

Nous utilisons les équations décrites dans la section théorique 2 page 13, en prenant le rayon de déformation R_d comme l'échelle caractéristique horizontale (nous avons donc $Ro = \lambda \equiv 1$). L'équilibre géostrophique axisymétrique s'écrit, en utilisant la déformation de l'interface η ($\eta_{t=0, r < R_c} = \Delta h$) :

$$\frac{v^2}{r} + v = \partial_r \eta. \quad (3.1)$$

Dans cette configuration, avec une discontinuité de la PV, nous considérons deux zones. Si r_f est la position de cette discontinuité dans l'état ajusté, la conservation de la PV dans la zone $r < r_f$ s'écrit (indice 0) :

$$Q_0(r < r_f) = \frac{1 + \partial_r v_0 + v_0/r}{\eta_0}, \quad (3.2)$$

et dans la région $r > r_f$ (indice 1) :

$$Q_0(r > r_f) = 1 = \frac{1 + \partial_r v_1 + v_1/r}{\eta_1}. \quad (3.3)$$

En utilisant l'équilibre cyclo-géostrophique (Eq. 3.1), et la conservation de la PV dans chaque région (Eq. 3.2 et 3.3), nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r v_i) - \frac{v_i}{r^2} - Q_i (v_i + v_i^2/r) = 0. \quad (3.4)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$v_0(t = 0) = 0, v_0(r_f) = v_1(r_f), \eta_0(r_f) = \eta_1(r_f), \quad (3.5)$$

nous obtenons :

$$(1 + \lambda) (\partial_r v_0 + v_0/r + 1) (r_f) = (\partial_r v_1 + v_1/r + 1) (r_f). \quad (3.6)$$

La solution générale peut s'exprimer en utilisant des fonctions de Bessel de la seconde espèce. Mais, pour un rayon r_f donné, nous pouvons résoudre l'équation 3.6 numériquement avec une méthode de tir. Les profils de vitesse et de hauteur de la couche supérieure de l'état ajusté ne dépendent que des deux paramètres sans dimension suivants :

$$r_c = R_c/R_d = Bu^{-1/2}, \text{ et } \lambda = \Delta h/h. \quad (3.7)$$

3.4 Dispositifs expérimentaux

3.4.1 Table tournante et dispositif bi-couche

La majorité des expériences de cette thèse ont été réalisées sur la table tournante de l'Unité de Mécanique, à l'ENSTA Palaiseau (Fig. 3.6). Cette table, de 1.5 m de diamètre, est constituée principalement de deux disques de granit séparés par un coussin d'air d'une pression constante d'environ 5 bars. Ce dispositif assure une stabilité parfaite, isole les cuves d'eau des vibrations mécaniques extérieures, et supprime quasiment tout frottement lors de la rotation. Le disque supérieur, sur lequel repose toute l'installation scientifique, n'est alors relié au sol que par l'arbre du moteur au centre de la table. Le moteur permet des vitesses de rotation de 1 à 10 tours par minute. Une cuve en verre carrée, de taille $L_{CUVE} = 85$ cm, et de hauteur $H_{CUVE} = 30$ cm, était fixée sur ce disque de granit, et contenait l'eau nécessaire à nos expériences.

Comme nous l'avons vu précédemment (*cf.* section 3.1), nos expériences étaient pour la plupart stratifiées, à deux couches. Généralement, cette stratification était la suivante : une couche inférieure relativement épaisse, de hauteur $H \sim 10 - 15$ cm, et une couche supérieure



FIG. 3.6: La table tournante de l'ENSTA. On peut distinguer quelques éléments importants : les deux plaques de granit, des caméras utilisées pour des prises de vue au-dessus et sur le côté de la cuve, la cuve en verre et le couvercle en Plexiglas.

plus fine, d'épaisseur $h \sim 1 - 2$ cm. L'eau peut être stratifiée en densité de deux manières différentes : avec une variation de température, ou une variation de salinité. Cette dernière possibilité est de loin la plus commode. En effet, la température est difficilement contrôlable à travers les parois de nos cuves, il faudrait une isolation thermique difficilement réalisable dans les conditions expérimentales. La salinité, quant à elle, ne peut être modifiée que par des échanges de matières (eau ou sel), ce qui est plus facilement contrôlable. D'autre part, avec une interface entre deux couches de densité différente, la diffusivité va jouer un rôle. La diffusivité thermique étant de $\kappa_T = 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, le temps nécessaire pour homogénéiser la température entre les deux couches, sur une distance de $h = 2$ cm, est $h^2/\kappa_T \simeq 1$ h. Cette stratification n'est pas adaptée, puisque comme nous le verrons, la durée de préparation des deux couches en rotation peut atteindre une demi-journée. La diffusivité du sel, quant à elle, est beaucoup plus lente. Avec $\kappa_S = 10^{-9} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, le temps d'homogénéisation devient $h^2/\kappa_T \simeq 100$ h avec la même épaisseur de la couche supérieure. Cette stratification est donc la plus appropriée.

La densité dans chacune des deux couches pouvait varier d'une expérience à l'autre. Nous fixons la différence de densité, en fonction des paramètres que nous voulions atteindre, notamment le rayon de déformation R_d , pour une vitesse de rotation de la table fixée. Ce rapport de densité $\Delta\rho = \rho^{(1)}\rho^{(2)}/\bar{\rho}$ établi, la densité de chaque couche était si possible choisie en fonction de la densité des particules utilisées pour la visualisation des mouvements horizontaux (*cf.* chap. 4). La préparation de la stratification suit alors un protocole précis (trois schémas présentant la préparation d'un anticyclone sont présentés à la figure 3.7) :

- ★ La cuve est remplie avec la couche inférieure, la plus épaisse et la plus dense, avec une densité ajustée à ρ_2 . La couche supérieure est stockée dans un réservoir placé sur le bâtis de l'expérience, au-dessus de la cuve. Ce réservoir est relié à une cellule de Hele-Shaw flottant sur la première couche (Fig. 3.8). Ce dispositif est constitué de deux plaques en Plexiglas, espacées de quelques millimètres, et fixées sur un flotteur en polystyrène. D'autre part, un couvercle transparent recouvre toute la cuve, pour atténuer les frottements de l'air sur la surface libre. En effet, si on imagine un air immobile (dans le

référentiel du laboratoire) au-dessus d'une cuve de 40 cm de rayon qui tourne à 6 tours par minute, cela correspondrait à un courant d'air avec une vitesse de 25 cm/s aux extrémités de la cuve (dans le référentiel de la table tournante). Ces vitesses pourraient engendrer une spirale d'Ekman non négligeable en surface de la couche supérieure.

- ★ Nous mettons la table en rotation, jusqu'à obtenir une rotation solide de la couche inférieure. L'établissement de la rotation solide va dépendre du temps d'Ekman $t_{Ek} = H/2\sqrt{2\nu f}$, caractéristique de la recirculation du même nom. Donnadieu et Pereira [39] ont mesuré la vorticité résiduelle de cette couche inférieure à différents instants après la mise en rotation de la cuve, et ont trouvé une valeur inférieure à $f/10$ au bout de $T \simeq 30t_{Ek}$. On peut considérer qu'au bout de ce temps T la rotation solide est donc atteinte. Pour les paramètres généralement utilisés dans cette thèse, cela correspond à des temps de l'ordre de $T \sim 30\text{min}$.
- ★ Lorsque la rotation solide de la couche inférieure est réalisée, minimisant les mouvements à la surface libre, l'injection de la couche supérieure commence alors. La cellule de Hele-Shaw permet d'assurer une injection sur une grande surface d'eau (la cellule fait environ 20 cm de largeur), avec un écoulement lent (de l'ordre de $2\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$), donc laminaire, et horizontal à la surface libre. Ces précautions sont indispensables pour éviter les mouvements verticaux, qui mélangeraient l'interface. Compte tenu des volumes utilisés pour la couche supérieure et de cette vitesse lente, cette phase est la plus longue de la préparation, puisqu'elle peut atteindre 3 heures. De plus, pour éliminer les mouvements résiduels dus à l'injection, nous ajoutons environ une demi-heure d'attente après l'injection.
- ★ Enfin, vient l'injection du patch de densité dans le cylindre transparent. A l'intérieur du cylindre sont fixés deux petits injecteurs goutte-à-goutte en T. Ils permettent une injection très lente (quelques gouttes par seconde), ce qui atténue les mouvements résiduels dans le cylindre. En fonction de l'anomalie créée (cyclonique ou anticyclonique), la procédure n'est pas la même, mais le liquide injecté dans le cylindre est toujours de la densité de la couche supérieure. Ainsi, pour créer un cyclone, le cylindre est initialement légèrement plongé dans la couche inférieure, de telle sorte que les injecteurs soient à la surface libre après l'injection de la couche supérieure tout autour du cylindre. Le patch est alors lentement créé en injectant l'épaisseur $h - \Delta h$ par dessus la couche inférieure dans le cylindre. Pour l'anticyclone, le cylindre est introduit après l'injection de la couche supérieure, et l'épaisseur Δh est lentement introduite. Nous faisons ici deux hypothèses. Tout d'abord, la pression dans les deux régions (dans et en-dehors du cylindre) est différente, et la surface libre n'est donc théoriquement pas au même niveau. Mais en fait, cette différence est négligeable pour de faibles volumes et un faible rapport de densité. D'autre part, le volume de la couche inférieure chassé de l'intérieur du cylindre, se retrouve à l'extérieur de celui-ci. La hauteur H change donc, mais de façon minime, pour une surface extérieure supérieure à celle occupée par le cylindre. Cela n'est plus vrai pour un grand cylindre, devant la surface de la cuve qui le contient.
- ★ Finalement, l'expérience peut avoir lieu. Le cylindre est soulevé verticalement le plus rapidement possible (en 2 ou 3 secondes), puis est déplacé horizontalement pour sortir du champ de visualisation. Les mesures en elles-mêmes durent au maximum 30 minutes, lorsque nous voulons étudier la durée de vie d'un tourbillon, pour plus de 6 heures de préparation. Nous ne pouvons donc faire qu'une expérience par jour.

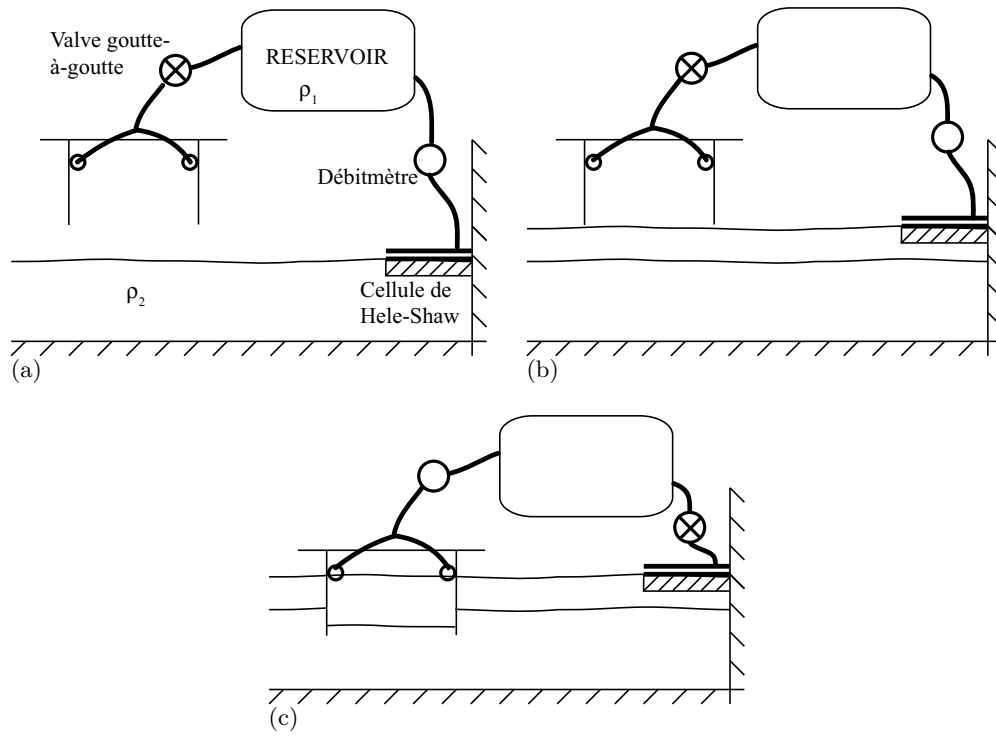


FIG. 3.7: Trois étapes de la préparation d'une expérience d'ajustement et de création d'un anticyclone, dans une configuration à deux couches : (a) injection de la couche supérieure par l'intermédiaire de la cellule de Hele-Shaw ; (b) mise en place du cylindre après la fin de l'injection de la couche ; (c) injection du patch de densité en utilisant les petits injecteurs dans le cylindre.

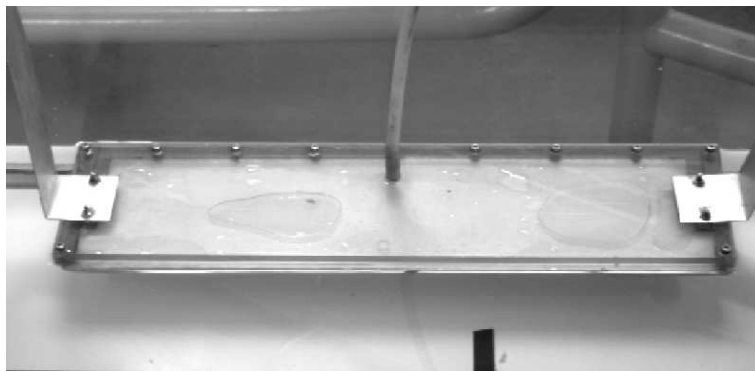


FIG. 3.8: Cellule de Hele-Shaw, vue de dessus, avec le tuyau injectant le liquide entre les plaques très rapprochées.

3.4.2 Méthodes de mesures

Matériels utilisés

Durant ce travail, échelonné sur trois ans, différentes méthodes expérimentales et matériels ont été utilisés. Au début, des caméras analogiques de 768×576 pixels, enregistrant à 25 Hz, étaient utilisées. Les connexions électriques, et les transferts de données, peuvent se faire par l'intermédiaire de contacts tournants autour de l'axe de rotation de la table tournante. C'est notamment comme cela que sont transmis les signaux électriques et les données analogiques des caméras. Celles-ci étaient alors numérisées sur 8 bits, avec une carte d'acquisition Scion LG3 de 768×512 pixels. Un panel complet d'objectifs à vis a été utilisé, du grand angle (18 mm de focale), au zoom macro.

Durant la thèse, nous avons décidé de passer à l'acquisition numérique directe. Les connexions passant par les contacts tournants n'étant vraiment pas fiables pour le type de débit prévu (environ 50 Mo par seconde transférés), nous avons mis au point un système d'acquisition embarqué sur la table tournante, avec un ordinateur connecté par wifi au réseau local. Cela nous permettait de contrôler les caméras numériques utilisées d'un autre ordinateur ne tournant pas. Ces caméras sont de deux sortes. Nous avons acheté deux caméras numériques FireWire Pixelink de type A741, à base de capteur CMOS 1280×1024 pixels, fonctionnant en 10 bits, et à une fréquence d'acquisition maximale de 27 Hz pour la pleine résolution. Par la suite, une autre caméra a été achetée : une caméra numérique USB Lumenera de type Lw625, à base de capteur CMOS 3000×2208 pixels, fonctionnant en 10 bits, et à une fréquence d'acquisition maximale de 5 Hz pour la pleine résolution. Par la suite, ces différentes caméras seront régulièrement dénommées caméra basse résolution (pour la caméra analogique), moyenne résolution (pour la Pixelink), et haute résolution (pour la Lumenera).

Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)

La mesure principale que nous avons utilisée durant cette thèse, est la PIV. L'importance de cette méthode de mesure en mécanique des fluides, nous a amené à réaliser une étude de la précision de la PIV, qui est présentée au chapitre 4, page 29.

Concernant la partie technique, les caméras utilisées ont généralement été les caméras numériques moyennes et haute résolution, pour bénéficier de la meilleure définition de l'image. De même, le laser utilisé était un laser continu de longueur d'onde 630 nm (laser de couleur rouge), d'une puissance d'environ 300 mW. Cette puissance permettait un très bon éclairage des particules, même loin de la source lumineuse. Un dispositif optique situé à la sortie laser, constitué notamment d'un cylindre en verre, permet de créer une nappe d'environ 1 à 2 mm d'épaisseur, et d'intensité relativement homogène spatialement. Pour les mesures simultanées de champ de vitesse dans les deux couches, nous utilisons en complément un laser vert d'environ 40 mW, et d'une longueur d'onde de 532 nm (le même que celui utilisé pour les mesures de LIF dans le paragraphe suivant).

Fluorescence Induite par Laser (LIF)

La PIV nous permet de mesurer les champs de vitesse dans un plan horizontal, pour des mouvements essentiellement parallèles à ce plan. Pour mesurer la dynamique dans des plans perpendiculaires à l'écoulement par exemple, la PIV n'est plus appropriée, puisque les particules ne peuvent plus être corrélées.

Une solution est d'utiliser du colorant pour mesurer la surface intersectant un volume donné. Ainsi, nous mesurons souvent la déviation verticale de l'interface d'une configuration bi-couche. Pour ce faire, nous mélangeons de la Rhodamine 6G, dont la longueur d'onde d'absorption maximale est d'environ $\lambda_{6G} \simeq 530\text{nm}$, avec l'eau de la couche supérieure. Pour exciter la fluorescence de la Rhodamine 6G, nous utilisons un laser compact continu, de puissance de sortie d'environ

40 mW, et d'une longueur d'onde de 532 nm (laser de couleur verte). Un dispositif optique situé à la sortie laser, constitué notamment d'un cylindre en verre, permet de créer une nappe de 2 mm d'épaisseur, et d'intensité relativement homogène spatialement.

Une caméra, telle que celle présentée au paragraphe 3.4.2 (généralement une caméra analogique ou numérique moyenne résolution), est placée contre une des parois de la cuve, pour filmer la fluorescence verticale. La stratification en densité provoque des effets optiques importants (déviations des rayons lumineux), et les meilleurs résultats sont obtenus en filmant la couche supérieure du dessous de l'interface. D'autre part, lors de mesures simultanées LIF et PIV, l'emploi de lasers de deux couleurs différentes nous oblige à utiliser des filtres de couleurs, ou interférentiels. Ces filtres sont placés sur l'objectif des caméras, pour séparer les différentes longueurs d'onde. La diminution d'intensité reçue par le capteur de la caméra n'est parfois pas négligeable, surtout avec le laser vert précédent, dont l'intensité maximale est finalement assez faible.

Toutefois, des mesures quantitatives précises peuvent être réalisées, même en mesurant simultanément la PIV horizontale. Différentes méthodes existent : la plus simple consiste à seuiller l'image obtenue, et à la transformer en une image binarisée en noir et blanc. Un exemple est donné sur la figure 3.9 : l'image en 256 niveaux de gris (a), donne le seuillage en noir et blanc (b). Le seuil de séparation du noir et du blanc est déterminé approximativement par la moyenne des intensités lumineuses maximale et minimale. La position de l'interface est alors facilement calculée le long de l'interface, puis au cours du temps.

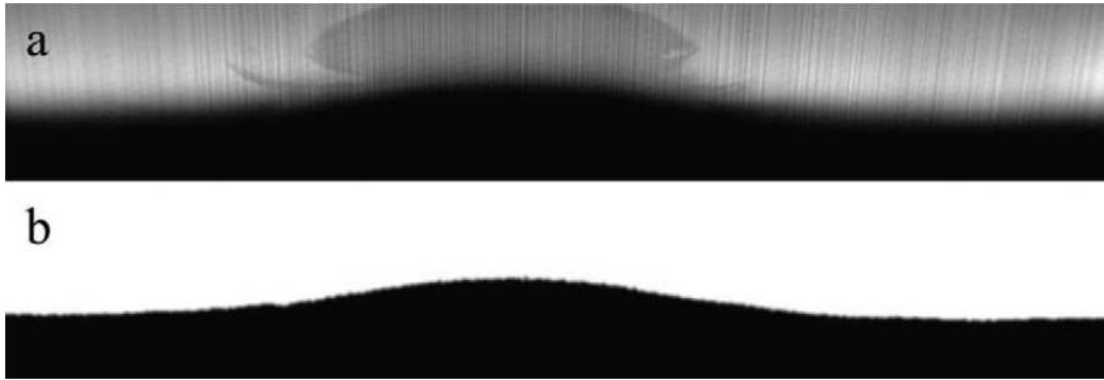


FIG. 3.9: Exemple d'un tourbillon cyclonique dans la couche supérieure (vue de côté) ; (a) image brute, avec la fluorescence de la couche supérieure ; (b) image seuillée en noir et blanc ; la dimension verticale est d'environ 3 cm.

Mais ce seuillage devient problématique lorsque l'intensité varie beaucoup sur une même image. Une autre solution, adoptée pour les mesures du chapitre 5, consiste à approcher la variation de l'intensité lumineuse à travers l'interface, par une fonction de type tangente hyperbolique (Fig. 3.10). Cette fonction peut être calculée sur plusieurs colonnes de pixels, pour améliorer la précision. La position de l'interface est alors déterminée par la dérivée de cette fonction approchée, le long de l'interface, pour chaque image.

Il faut noter que cette méthode de mesure est très efficace pour des tourbillons stables et ne se déplaçant pas, mais est beaucoup moins appropriée pour des structures qui dérivent rapidement. En effet, il faudrait que le déplacement se fasse le long de la nappe laser (pour que celle-ci passe par le centre), et que le tourbillon soit toujours dans le champ de la caméra. Il est donc difficile d'utiliser ce type de mesure pour des tourbillons se déplaçant le long d'une topographie par exemple.

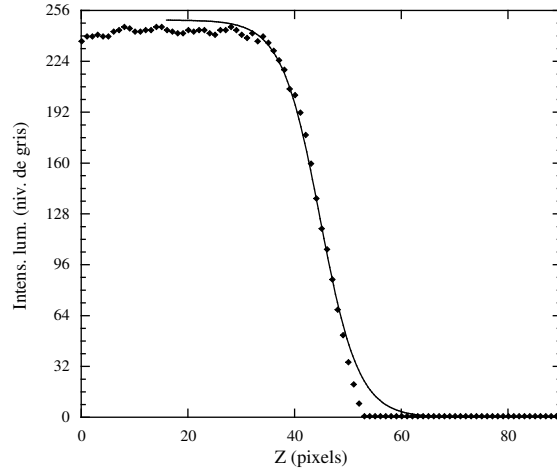


FIG. 3.10: Mesure de l'intensité lumineuse le long d'une colonne de l'image représentée sur la figure 3.9(a). Une fonction approchée de type tangente hyperbolique accompagne les mesures.

3.4.3 Sillages géophysiques couche-mince en laboratoire

Nous voulons étudier un sillage pleinement développé, avec au moins 2 ou 3 paires de tourbillons de signes opposés. Le Strouhal étant d'environ $St \simeq 0.2$, cela implique d'avoir une configuration expérimentale avec une extension horizontale d'au moins 15 fois la taille de l'obstacle. D'autre part, nous pourrions utiliser une seule couche de faible hauteur h (devant la taille de l'obstacle D). Pour obtenir des valeurs faibles du rapport d'aspect $\alpha = h/D$, il faudrait alors utiliser une couche de quelques centimètres de hauteur. Or, pour des vitesses de rotation de l'ordre de 6 rpm par exemple (ce que nous utilisons généralement avec la table tournante de l'ENSTA), la présence du fond de la cuve va imposer une recirculation d'Ekman. Les tourbillons seraient rapidement dissipés (avec un temps de l'ordre de $t_{Ek} = h/(\nu f/2)^{1/2} \sim 60s$, $h \simeq 5cm$, $\nu \simeq 10^{-6}$ SI).

Pour contourner ce problème, la solution est de travailler avec un dispositif bi-couche, et d'augmenter les dimensions de la cuve. Cette dernière condition nous impose de travailler sur la plate-forme Coriolis à Grenoble. La plate-forme Coriolis est un dispositif unique en Europe par ses dimensions : une cuve circulaire de 13 mètres de diamètre est montée sur 23 galets dont 10 sont motorisés. La vitesse de rotation peut varier de 0.1 à 3.3 tours par minute environ. Contrairement à la table tournante de l'ENSTA, le sens de rotation est celui de l'hémisphère nord.

La configuration est donc une stratification à deux couches. Les épaisseurs sont généralement $H = 55cm$ pour la couche inférieure et $h = 5cm$ pour la couche supérieure. Il faut environ 1 ou 2 jours pour mettre en rotation solide les quelques 80 millions de litres d'eau de la couche inférieure. La deuxième couche est ensuite injectée à l'aide de flotteurs en mousse disposés tout autour de la cuve. Il faut environ 6 heures pour injecter la deuxième couche et encore 12 heures pour que les deux couches soient en rotation solide.

Nous ne pouvons pas facilement créer le courant arrivant sur l'île dans la couche supérieure, sans perturber fortement la stratification. Nous utilisons alors un cylindre, que nous tractons uniquement dans la couche du haut, selon le diamètre de la plate-forme. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'article proposé à la partie II. L'équivalence entre ce forçage, et la situation océanique, où le courant géostrophique interagit avec l'île immobile, a été discuté dans Perret [108]. Le référentiel en rotation n'est effectivement pas galiléen, et ces deux situations sont différentes. On peut montrer que les situations sont équivalentes pour de très faibles mouvements dans la couche du fond, et pour des écoulements petite échelle ($Bu > 1$).

Chapitre 4

La méthode de vélocimétrie par image de particules

4.1 Principe Général de la PIV

Depuis les années 90, la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV, *Particle Imagery Velocimetry*) est devenue l'outil de mesure expérimental de choix pour une large gamme d'applications en mécanique des fluides, aussi bien pour les écoulements à très faibles nombres de Reynolds, que pour les écoulements compressibles. Contrairement aux mesures de type *fil chaud* par exemple, cette méthode n'est pratiquement pas intrusive ce qui lui confère un énorme avantage : en effet, seules les particules servant pour l'ensemencement sont en contact direct avec le fluide, et ne perturbent pas sa dynamique. Ces particules sont alors photographiées ou filmées, si possible de façon à obtenir des images d'un plan précis (utilisation courante maintenant de nappes produites par un laser continu ou pulsé).

Le principe général de la PIV consiste au calcul de l'intercorrélation de petites fenêtres divisant l'image principale de l'enregistrement. Le principe des différentes méthodes de PIV est schématisé sur la figure 4.1 (Adrian [3]). On peut soit enregistrer (ou photographier) deux fois (ou plus) le champ de particules sur la même image, pour mesurer le déplacement au cours du temps : on parle alors de l'autocorrélation sur la même image (*double or multiple exposed/single frame recording method*) ; soit acquérir deux images avec un temps d'exposition court devant le déplacement des particules, séparées par Δt , intervalle de temps plus grand que ce temps de pose : il s'agit alors de l'intercorrélation entre deux images (*double or multiple frame/single exposed recording*).

Différents essais, mêlant ces deux méthodes, n'ont pas apporté d'amélioration notable par rapport à la méthode générale, avec un champ de particules par image enregistrée. Capturer le déplacement sur une seule image était très utilisé pour les enregistrements réalisés de façon chimique (appareil photographique argentique ou caméra 35 mm par exemple), pour permettre la mesure sur des intervalles de temps très courts. Il est maintenant généralement admis que la méthode la plus efficace est celle de l'acquisition de deux images différentes (Raffel *et al.* [116]), et c'est celle que nous avons utilisée notamment durant ce travail de thèse.

Une fois que les images sont enregistrées, la PIV consiste à découper ces champs de particules en surfaces égales pour chaque image. On parle alors de *volumes* ou de *fenêtres de corrélations*, qui sont généralement de forme carrée pour faciliter les calculs. Un produit de corrélation est effectué entre deux volumes de corrélation pris à un intervalle Δt , permettant de définir un *pic de corrélation*, pic dont la position est directement reliée au *déplacement moyen* des particules entre les deux images. Dans le paragraphe suivant, nous présentons l'écriture mathématique générale de ces produits de corrélation.

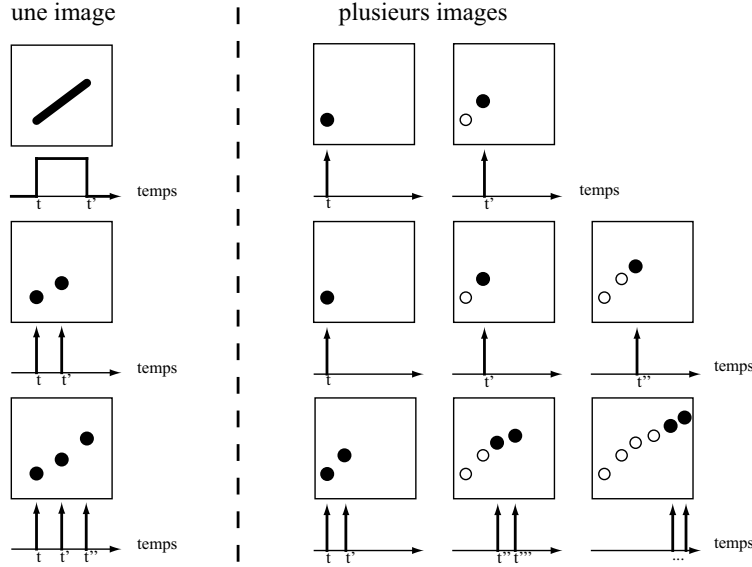


FIG. 4.1: Représentation schématique des différents principes de la PIV : sur une seule image avec une ou plusieurs expositions (gauche), ou sur plusieurs images avec une ou plusieurs expositions (droite).

4.1.1 Description mathématique de la PIV

L'intensité lumineuse de l'image

Nous nous plaçons dans le cadre de la PIV classique consistant en une corrélation entre deux images exposées une seule fois, et séparées par un intervalle de temps Δt . En suivant Raffel *et al.* [116] et Keane et Adrian [74] par exemple (une étude théorique plus détaillée peut être trouvée dans Westerweel [160]), nous pouvons écrire la forme générale de l'intensité lumineuse du champ de particule :

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}(\mathbf{x}, \Gamma) = \tau(\mathbf{x}) * \sum_{i=1}^N \mathcal{V}(\mathbf{x}_i) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (4.1)$$

avec $\mathcal{V}(\mathbf{x}_i)$ la fonction de transfert donnant le spectre lumineux de l'image de la particule i dans le volume de corrélation V_i ¹. $\mathbf{x}_{(i)} = (x, y, z)_{(i)}$ représente les coordonnées dans un espace tridimensionnel de la position considérée (respectivement des N particules). $\tau(\mathbf{x})$ est la fonction d'étalement du point (*point spread function*) à travers le système optique de l'image de la particule, et suit généralement une loi gaussienne (plus exactement une fonction d'Airy, voir notamment Keane et Adrian [74]). Sur la figure 4.2 est représenté le profil caractéristique de l'intensité lumineuse de l'image d'une particule (image tirée d'une de nos images expérimentales). La courbe suivant une évolution gaussienne est d'un très bon accord avec l'enveloppe lumineuse expérimentale.

Les différents paramètres intervenant dans le calcul de l'intensité lumineuse sont complexes et très dépendants des conditions expérimentales et des réglages optiques. Ils peuvent varier sur la surface d'une même image, mais par la suite, nous prendrons cette formule comme étant indépendante des variations dans l'espace et dans le temps des variations de luminosité, de sensibilité du système optique, de la dispersion de la lumière par les particules... Ceci est bien vérifié lorsque les réglages expérimentaux sont suffisamment précis.

¹Normalement valable pour une lumière incohérente. Dans le cas d'une lumière cohérente, un terme prenant en compte l'interférence éventuelle de deux images de particules se chevauchant devrait être pris en compte. Dans la plupart des cas pratiques, cela ne joue pas.

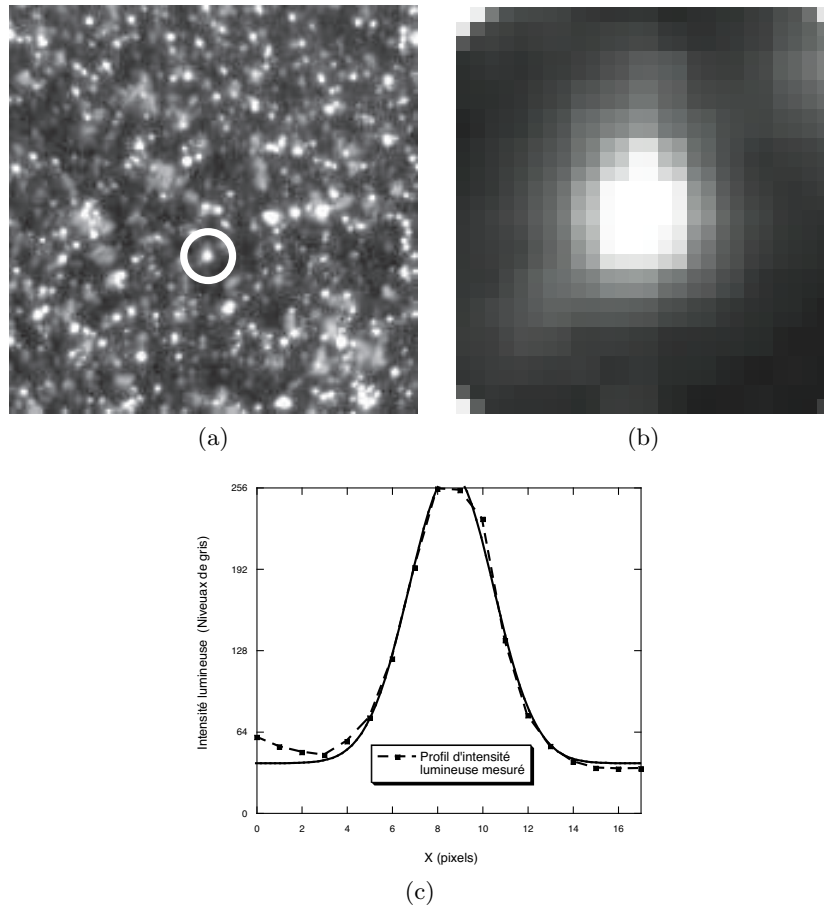


FIG. 4.2: L'intensité lumineuse des particules : (a) exemple d'une image obtenue lors d'une expérience caractéristique (voir § 4.3) ; (b) vue rapprochée de la particule ; (c) profil en intensité de l'image de la particule.

La corrélation de deux images séparées par Δt

Pour chaque image et chaque particule, nous pouvons écrire les intensités lumineuses des images de particules en suivant Keane et Adrian [72]. La corrélation s'écrit alors :

$$\mathcal{R} = \langle \mathbf{I}_t(\mathbf{x}, \Gamma) * \mathbf{I}_{t+\Delta t}(\mathbf{x} + \mathbf{s}, \Gamma) \rangle \quad (4.2)$$

avec $\mathbf{I}_t(\mathbf{x}, \Gamma)$ et $\mathbf{I}_{t+\Delta t}(\mathbf{x} + \mathbf{s}, \Gamma)$ les intensités des deux images.

En distinguant les termes $i \neq j$ de la somme qui représentent la corrélation d'une distribution aléatoire de particules et conduiront au bruit de corrélation, et les termes $i = j$ qui contiennent l'information du déplacement recherché, \mathcal{R} peut être écrit en fonction du déplacement \mathbf{d} :

$$\mathcal{R}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{d}) = \mathcal{R}_{i \neq j}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{d}) + \mathcal{R}_\tau(\mathbf{s} - \mathbf{d}) \sum_{i=1}^N \mathcal{V}(\mathbf{x}_i) \mathcal{V}(\mathbf{x}_i + \mathbf{d}) \quad (4.3)$$

Comme nous l'avons vu auparavant, la distribution d'intensité de l'image de la particule est bien définie par une gaussienne :

$$\tau(\mathbf{x}) = K \exp\left(-\frac{8\|\mathbf{x}\|^2}{d_\tau^2}\right) \quad (4.4)$$

et \mathcal{R}_τ s'écrit alors :

$$\mathcal{R}_\tau(\mathbf{s}) = \sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{8\|\mathbf{s}\|^2}{(\sqrt{2}d_\tau)^2}\right) \frac{1}{\alpha} \int_\alpha \tau^2\left(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i + \frac{\mathbf{s}}{2}\right) d\mathbf{x} \quad (4.5)$$

Le maximum de l'équation (4.5) est atteint pour $\mathbf{s} = \mathbf{d}$, et la position de ce maximum nous donne les composantes du déplacement moyen dans la fenêtre de corrélation étudiée.

Incertitude sur le calcul de la corrélation

En suivant notamment Keane et Adrian [72, 73, 74], on peut estimer une valeur attendue de la corrélation en réécrivant l'équation 4.5 en fonction d'un facteur $F_I(D_X, D_Y)$ exprimant les pertes de corrélation d'une particule restant dans le plan lumineux (*in plane*), et de $F_O(D_Z)$ concernant les particules sortant du plan lumineux (*out of plane*) :

$$E\{\mathcal{R}_D(\mathbf{s}, \mathbf{D})\} = C_R \cdot \mathcal{R}_\tau(\mathbf{s} - \mathbf{d}) \cdot F_O(D_Z) \cdot F_I(D_X, D_Y). \quad (4.6)$$

Lorsque les particules ne sont pas assujetties à ces déplacements en dehors du plan ou du volume de corrélation, les facteurs $F_I)$ et $F_O)$ sont égaux à 1. La constante C_R est à rapprocher d'une moyenne sur tout le volume du fluide des distributions d'intensité lumineuse des particules. Ces deux facteurs, lorsqu'ils sont petits, sont responsables d'une diminution de la précision de la corrélation, ce qui implique une première condition sur le Δt choisi pour capturer la paire d'images : plus cet intervalle temporel sera réduit, moins les particules se déplaceront dans le volume de corrélation, et plus de paires de particules seront corrélées.

D'autre part, on peut écrire schématiquement le déplacement mesuré pendant l'intervalle Δt comme la somme du déplacement réel et d'un déplacement résiduel indéfini (de sources diverses, comme le bruit électronique sur la caméra, les erreurs de calculs du logiciel, les variations lumineuses...) :

$$|\mathbf{d}_{mes}| = |\mathbf{d}(\Delta t)| + \varepsilon_{resid} \quad (4.7)$$

Cette erreur n'est *a priori* pas corrélée avec le temps, et ne doit donc pas varier selon l'intervalle de temps Δt . La vitesse calculée à partir des déplacements des particules s'écrit :

$$|\mathbf{U}_{mes}| = \frac{|\mathbf{d}(\Delta t)|}{\Delta t} + \frac{\varepsilon_{resid}}{\Delta t} \quad (4.8)$$

On voit que dans l'équation 4.8, l'erreur relative sur la vitesse mesurée va augmenter lorsque l'intervalle de temps Δt entre les deux images diminuera, et ce de façon linéaire. On obtient ainsi une autre condition sur le temps d'acquisition, qui se rajoute à celui précédemment établi. Ces deux conditions sont réunies sur la figure 4.4. La fonction $E\{\mathcal{R}_D(\mathbf{s}, \mathbf{D})\}$, inconnue puisque dépendante de nombreux paramètres, notamment de la concentration et de la nature des particules, est représentée schématiquement par une courbe parabolique.

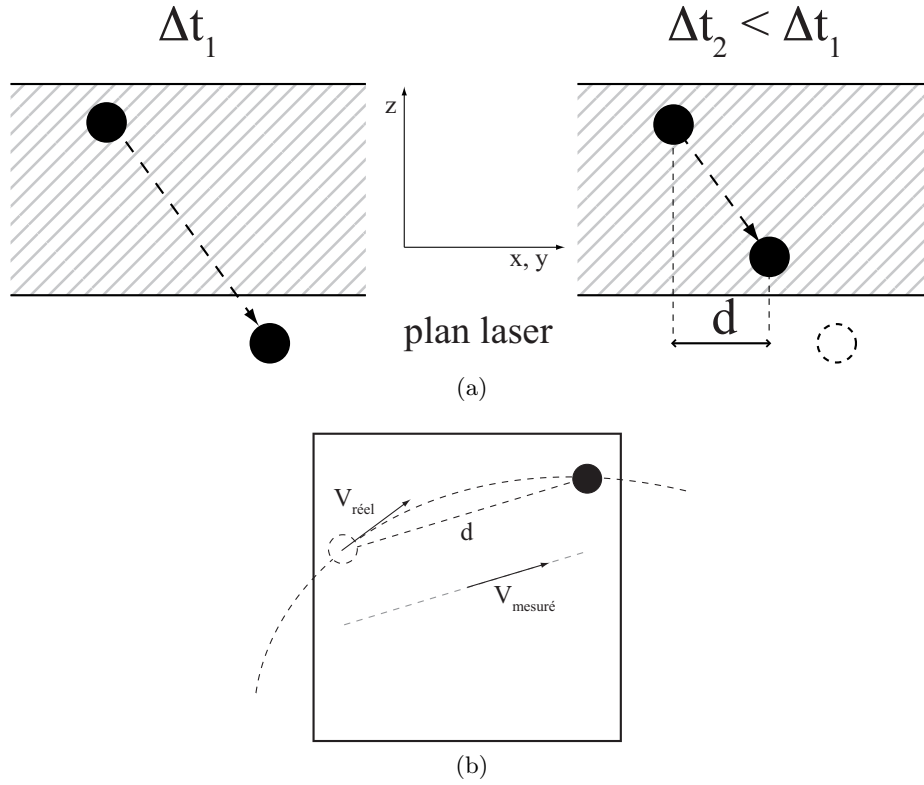


FIG. 4.3: Représentations schématiques de deux types d'erreur sur le calcul des déplacements : (a) la particule sort du plan lumineux lorsque l'intervalle de temps Δt devient grand ; (b) erreur de calcul du déplacement d'une particule pour des mouvements courbes, due à la discrétisation temporelle.

Il faut noter qu'une autre erreur, celle-ci dépendante du paramètre temporel, vient se rajouter à la détermination du déplacement des particules. Elle provient directement du principe même de la PIV, qui décompose un mouvement continu en suite d'images instantanées : le vecteur vitesse calculé est dérivé d'un déplacement lagrangien, comme représenté sur la figure 4.3(b). La trajectoire utilisée pour le calcul de la vitesse est alors le plus court chemin entre la position des deux particules : il s'agit donc d'un biais systématique sur la vitesse, qui sous-estime la valeur réelle.

Meunier et Leweke [90] étudient ce type d'erreurs, et proposent un algorithme améliorant le calcul de champs de vitesse à partir d'une description lagrangienne des trajectoires, notamment grâce à l'utilisation de méthodes de déformation et déplacement de fenêtres de corrélation (*Particle Tracking velocimetry*, technique étudiée par Cowen et Monismith [34], et surtout Keane *et al.* [75]). Néanmoins, les auteurs montrent que pour des gradients de vitesse plus petit d'un ordre de grandeur au moins que la vitesse réelle des particules dans le volume de corrélation, l'erreur devient beaucoup plus petite (d'un ordre de grandeur au moins) que le bruit sur la mesure ϵ vu auparavant.

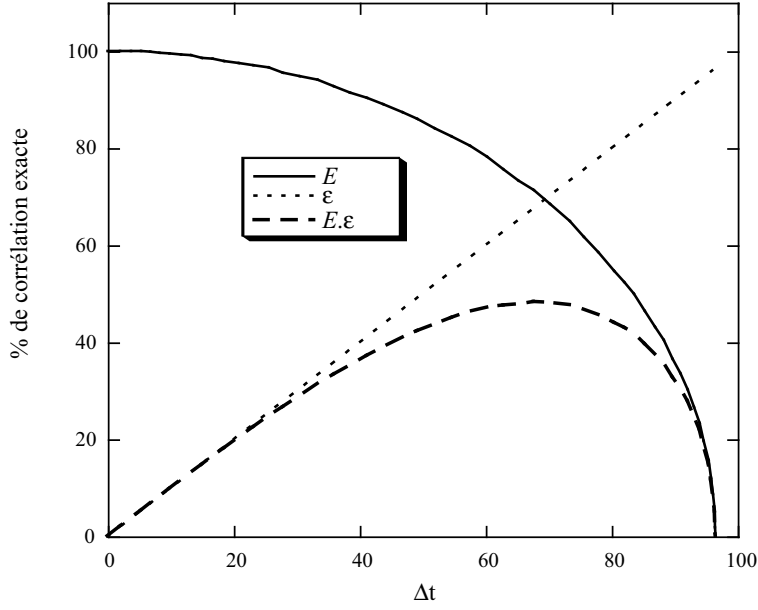


FIG. 4.4: Courbes schématiques montrant la variation de la "qualité" de la corrélation en fonction du paramètre temporel d'acquisition Δt : variation du facteur $E\{\mathcal{R}_D\}$ représentant la perte de corrélation lorsque Δt augmente (Eq. 4.6), et variation de l'erreur ε (Eq. 4.8) ; l'erreur totale en fonction de Δt est le produit des deux fonctions.

Une autre loi est établie par Meunier et Leweke [90] notamment, concernant la valeur optimale du Δt lorsqu'un gradient de déplacement est présent dans le volume de corrélation. Dans le cadre de corrélations discrètes obtenues sur des fenêtres permettant le calcul de transformées de Fourier comme nous le verrons plus loin ($W = 8, 16, 32$ ou 64 pixels² par exemple), cette loi s'écrit :

$$\Delta t_{opt1} \sim \frac{S_{opt}}{\Delta_{xy} \mathbf{U}} \quad (4.9)$$

avec $\Delta_{xy} U$ la valeur du gradient de la vitesse dans la fenêtre considérée, et S_{opt} un paramètre empirique mesurant la valeur optimale du gradient de vitesse en fonction de W pour que l'erreur ε soit la plus faible possible. Plus le gradient et W seront grands, plus cette erreur augmentera. Les auteurs trouvent numériquement comme valeurs pour S_{opt} en pixels 0.3, 0.2, 0.05, pour respectivement $W = 16, 32$ ou 64 pixels².

Keane et Adrian [72, 73, 74] ont montré d'autre part, que l'équation (4.6) permet d'établir une autre valeur optimale pour la valeur du Δt :

$$\Delta t_{opt2} \sim \frac{W}{3|\mathbf{U}|} \quad (4.10)$$

Le déplacement d doit donc être de l'ordre de grandeur du tiers de la taille W de la fenêtre de corrélation pour limiter au maximum les erreurs dues à la perte de corrélation.

Théoriquement, les deux Δt optimaux précédents représentent des limites supérieures, et on devrait choisir $\Delta t = \min(\Delta t_{opt1}, \Delta t_{opt2})$.

4.1.2 La corrélation en pratique

En pratique, la méthode de la PIV utilisée de nos jours est basée sur une acquisition d'images numériques. Les images, constituées de pixels, sont enregistrées par des capteurs CCD ou CMOS

en noir et blanc généralement, et codées sur 8 ou 12 bits. Les films obtenus sont donc des successions de matrices contenant l'information de l'intensité lumineuse des particules. Le but du calcul va donc être de partager les images en carrés de W pixels, et de faire une corrélation entre cette fenêtre et l'image entière, séparées par l'intervalle de temps Δt . Mais l'équation (4.5) a le désavantage d'être très gourmande en temps de calcul (corrélation sur toute la surface de l'image). La formule utilisée maintenant par les logiciels (comme le logiciel *Davis 7* de la société Lavision [82]) est une somme spatiale sur le produit des intensités lumineuses réalisée dans chaque fenêtre de corrélation :

$$\mathcal{R}(dx, dy) = \sum_{x=0, y=0}^{x=W, y=W} I_t(x, y) I_{t+\Delta t}(x + dx, y + dy), -\frac{W}{2} < dx, dy < \frac{W}{2} \quad (4.11)$$

avec $dx, dy = \mathbf{d.x}, \mathbf{d.y}$, I_t et $I_{t+\Delta t}$ les valeurs en niveaux de gris de chaque pixels considérés, et W la dimension de la fenêtre de corrélation.

L'avantage de l'équation (4.11) est qu'elle peut être calculée très rapidement par transformée de Fourier rapide cyclique (*cyclic Fast Fourier Transformation*), puisque le gain de temps est pratiquement de 50 fois par rapport à un calcul direct de la corrélation mathématique. La transformée de Fourier complexe de la première fenêtre de corrélation est multipliée par le complexe conjugué de la deuxième, puis la transformée de Fourier inverse permet d'obtenir la fonction de corrélation. Cyclique signifie que chaque fenêtre de taille W est répétée spatialement sur toute l'image, et que le calcul de la transformée de Fourier se fait seulement sur $W \times W$ pixels. Cette hypothèse simplificatrice, justifiée par le gain de temps très important, implique que les déplacements maximaux ne pourront être supérieurs à $d = W$ puisque seules les particules se trouvant dans les deux fenêtres $W \times W$ seront prises en compte, et donc beaucoup de particules sortant ou entrant dans la fenêtre de corrélation pendant l'intervalle de temps Δt ne seront pas utilisées.

Détermination du pic de corrélation

Lorsque le calcul de la corrélation pour une paire d'images est achevé, on obtient un *pic de corrélation* pour chaque fenêtre, tel que celui représenté figure 4.5.

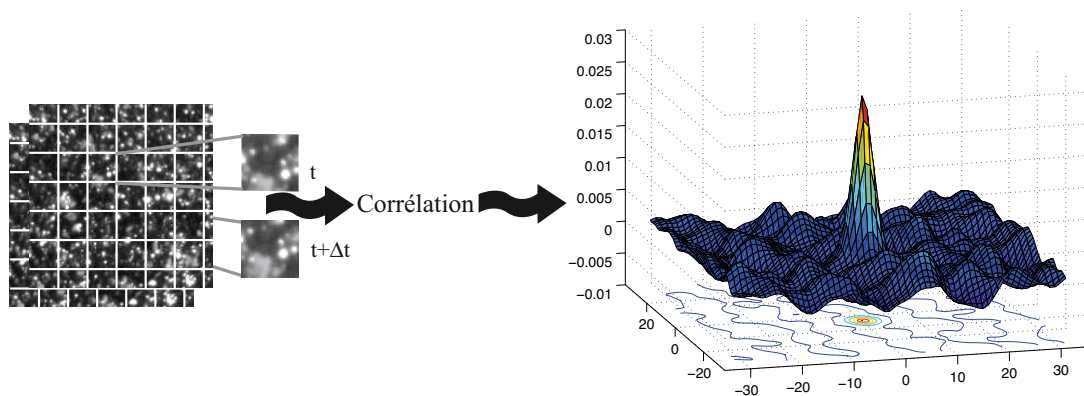


FIG. 4.5: Représentation schématique du calcul de la corrélation à l'intérieur d'une fenêtre, du pic obtenu, et de la position de ce dernier donnant le déplacement moyen dans la fenêtre considérée.

Toute la problématique de la PIV se résume alors à la détermination du pic de corrélation le *plus probable*, et du calcul de sa position. Ce choix de pic physique se fait généralement facilement dans notre cas (images exposées une seule fois, donc un seul pic apparaît, et le ratio

de l'amplitude du pic sur le bruit est suffisant pour calculer le déplacement), mais il peut arriver quelques fois que ces conditions ne sont pas remplies, ce qui entraîne l'apparition d'*erreurs de mesure* et de *biais* sur le résultat, comme nous le verrons par la suite.

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1 que l'intensité lumineuse de la particule suit une loi gaussienne. La corrélation entre l'image de deux particules donnera donc un pic de corrélation suivant cette même loi. La méthode utilisée par les logiciels de PIV récents pour déterminer le déplacement dans le champ de corrélation est une estimation à au moins 3 points d'une distribution gaussienne, et permet une grande précision sur le calcul de d allant jusqu'au sub-pixel. Nous étudierons dans les paragraphes suivants les conséquences de cette méthode sur les erreurs de mesure.

La corrélation normalisée

Une première amélioration de l'algorithme de FFT cyclique classique pour réduire le bruit et améliorer le contraste du pic consiste à utiliser une formule de *corrélation normalisée*, dans laquelle les intensités moyennes des images et leur variabilité sont utilisées :

$$\mathcal{R}_{\text{RMS}}(dx, dy) = \frac{\sum_{x=0, y=0}^{x < n, y < n} (I_t(x, y) - \overline{I}_t(x, y)) (I_{t+\Delta t}(x + dx, y + dy) - \overline{I}_{t+\Delta t}(x + dx, y + dy))}{\text{RMS}(I_t(x, y) - \overline{I}_t(x, y)) \text{RMS}(I_{t+\Delta t}(x + dx, y + dy) - \overline{I}_{t+\Delta t}(x + dx, y + dy))} \quad (4.12)$$

Cette somme normalisée se fait sur des volumes de corrélation plus grand que pour l'équation (4.11), ce qui double au moins le temps de calcul, mais permet de tenir compte des variations d'intensité globale d'une image, et à tendance à diminuer le biais inhérent au calcul de la FFT cyclique. En pratique, cet algorithme n'est utilisé qu'en de rares cas, où les images sont particulièrement hétérogènes, que ce soit en concentration de particules ou en intensité lumineuse, et uniquement dans le cas de corrélations à une seule itération sans déformation de fenêtre de corrélation.

La corrélation au 2ème ordre

Une autre amélioration dans les processus à une itération consiste à multiplier deux corrélations de la même paire de fenêtres, mais l'une de ces corrélations étant déplacée légèrement spatialement (de l'ordre de $W/4$). Si on suppose que la vitesse ne varie pratiquement pas entre ces deux volumes, la multiplication va très fortement faire chuter le bruit aléatoire entre les deux corrélations, et renforcer le pic principal contenant l'information sur le déplacement.

Déformation de la grille

Une autre technique utilisée communément maintenant, permet d'améliorer les corrélations lorsque des gradients de vitesses importants sont présents dans la fenêtre de calcul, et lorsque la valeur du Δt dans l'équation (4.9) n'est plus atteignable. Meunier et Leweke [90] ont étudié l'influence de cette technique sur la précision du calcul de corrélation. Les auteurs ont montré que les erreurs de biais pouvaient être réduites significativement en utilisant une déformation de la fenêtre de corrélation, en suivant le gradient de vitesse.

4.1.3 La corrélation à plusieurs itérations

La figure 4.6 représente la variation de l'erreur de biais lorsque le déplacement augmente (ou la fenêtre de corrélation diminue) et que l'on utilise une FFT. La périodicité des données corrélées, hypothèse de la méthode utilisée, implique alors une diminution du nombre de corrélations, et surtout des valeurs mesurant de grands déplacements. Cela provoque donc une baisse systématique de la valeur mesurée.

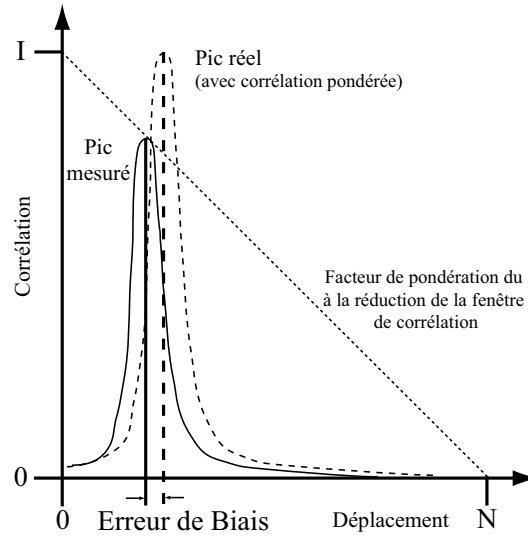


FIG. 4.6: Représentation schématique de l'erreur de biais systématique sur la position du pic de corrélation, lorsque le déplacement augmente.

Une évolution significative de la mesure des déplacements de particules a été l'utilisation d'itérations successives, permettant entre chaque étape de calcul d'éliminer le déplacement moyen, avec ou sans réduction de taille de fenêtre. Cette méthode a permis de supprimer les défauts inhérents à l'utilisation d'une transformée de Fourier cyclique, notamment des biais sur les déplacements maximaux.

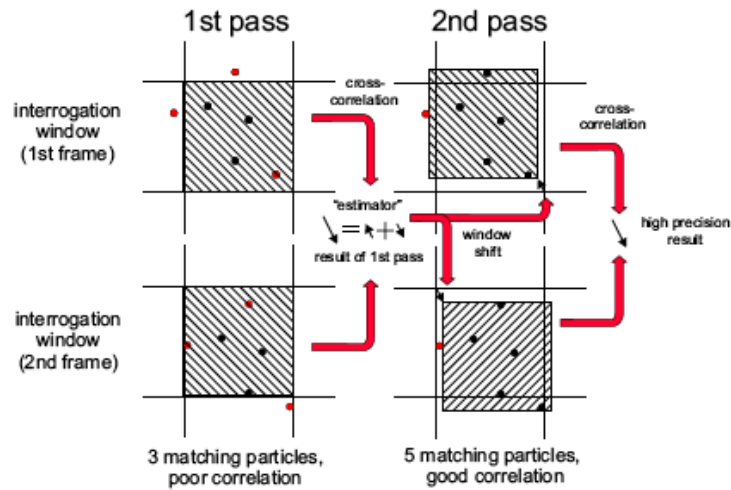


FIG. 4.7: Représentation schématique d'un algorithme avec plusieurs itérations avec déplacement de la fenêtre de corrélation ; les deux fenêtres utilisées à la première itération sont à gauche, et le déplacement des fenêtres de corrélation est à droite.

Comme représenté sur la figure 4.7, le déplacement des fenêtres de corrélation selon le déplacement moyen permet d'éviter l'effet cyclique de la FFT en suivant les particules, ce qui permet d'en corréler plus. On peut en plus de cela, diminuer la taille des fenêtres lors des corrélations, tout en restant dans la limite $\|\mathbf{d}\| \sim n/3$, ce qui permet d'augmenter le nombre final de vecteurs.

4.1.4 Une notation adimensionnelle de la PIV

Le but final de la PIV pour ses utilisateurs est bien évidemment l'obtention de champs de vitesse, mesure nécessaire au calcul de la vorticité par exemple. Mais lorsque l'on effectue des corrélations de particules, ce sont des déplacements qui sont en fait mesurés. L'unité de base devient alors le pixel de l'image, le temps n'étant plus qu'un paramètre externe qu'on applique aux champs de déplacements pour calculer les vitesses, même s'il joue un rôle important dans la précision des calculs comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.1.1. On peut donc définir un déplacement de la particule en pixel, d , calculé par la corrélation sur une fenêtre dont la taille en pixels est W . En suivant la représentation de la figure 4.2, le diamètre de l'image de la particule, noté P , peut être mesuré de façon précise comme étant la largeur à mi-hauteur du pic d'intensité lumineuse.

A partir de ces paramètres, mesurés en pixels, on peut construire deux nombres adimensionnels indépendants, que l'on va appeler α et δ , définis respectivement comme les rapports de la taille de la tache lumineuse P et du déplacement d sur la taille de la fenêtre d'intercorrélation :

$$\alpha = \frac{P}{W}, \quad \delta = \frac{d}{W}. \quad (4.13)$$

4.2 La précision des mesures en PIV

La PIV étant devenue une méthode courante pour les études expérimentales de mécanique des fluides en laboratoire, de nombreuses études ont été réalisées sur sa précision et ses erreurs éventuelles. La plupart de ces investigations ont été menées de façon numérique, en utilisant des champs de particules très bien contrôlés, et en leur appliquant des déplacements connus. Même si ces études sont parfois un peu éloignées des conditions réelles lors d'une expérience, elles ont permis de faire évoluer les techniques de corrélation et des traitements statistiques sur les données calculées.

Nous allons tout d'abord présenter les principaux résultats concernant la précision de ces mesures, puis nous étudierons leurs applications aux mesures réalisées dans nos expériences d'écoulements géophysiques. Dans notre cas en particulier, une des quantités essentielles est la vorticité, qui est directement dérivée des champs de vitesses obtenus par PIV. Nous avons donc cherché à quantifier les incertitudes inhérentes à notre système de mesure, pour pouvoir prévoir leurs contributions au bruit sur la vorticité.

4.2.1 Précisions des déplacements

Raffel *et al.* [116] ont rassemblé de nombreuses connaissances dans leur ouvrage *Particle Image Velocimetry*. Même si les technologies ont quelque peu évolué, surtout en ce qui concerne les systèmes d'acquisition numérique et les sources lumineuses (lasers à diode très compacts et de grande puissance), les principales mesures sur la précision des calculs de corrélation sur les déplacements sont toujours applicables à nos calculs PIV, au moins lors de traitements de bases, lorsque les fenêtres de corrélation ont une taille fixée.

Influence de la profondeur et du contraste de l'image

Un point important dans le calcul des champs de vitesse est le passage de quantités discrètes (les pixels codés en différents niveaux de gris) à des quantités continues, et notamment à la définition précise (*i.e.* inférieure à un ou plusieurs pixels) du centre géométrique de la corrélation. Il est raisonnable de penser qu'une image avec plus de niveaux de gris, comme l'image codée en 8 bits (256 niveaux de gris) par rapport à celle codée en 7 bits (128 niveaux), apporte une précision plus fine. En fait, les différents algorithmes/logiciels de corrélation utilisent une fonction gaussienne en 4 points (au moins) pour approcher les données expérimentales, ce qui permet

d'obtenir une très bonne précision sur la forme de la gaussienne et donc sur la position du pic de corrélation. Raffel *et al.* [116] ont étudié pour différentes profondeurs d'image la précision des champs obtenus par simulation numérique, comme représenté sur la figure 4.8.

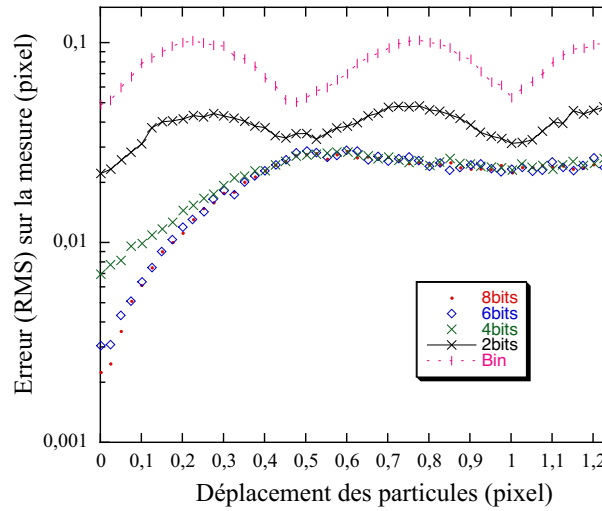


FIG. 4.8: Variation de l'erreur sur la mesure du déplacement en fonction de la profondeur de l'image créée, d'après Raffel *et al.* [116].

Par contre, la corrélation prenant tout son sens en terme de contraste de l'image (rapport entre les pixels les plus clairs et les plus sombres), il est illusoire de penser que des données rassemblées sur la première moitié des 256 niveaux d'une image en 8 bits, auront la même précision que celles sur toute la plage en 4 bits.

Mesures statistiques sur les calculs PIV

Plusieurs auteurs, en particulier Cowen et Monismith [34], Keane et Adrian [72, 73, 74], Keane *et al.* [75], Westerweel [160], Westerweel *et al.* [161], ont étudié numériquement la précision de corrélations sur des champs de particules artificielles. Ces images sont généralement créées à partir de fonction d'intensité lumineuse gaussienne, par simulations de Monte Carlo, et permettent de faire varier un seul paramètre à la fois tout en ayant une statistique de mesure élevée (environ 1000 simulations pour chaque point de mesure). Quelques études sur la précision de la PIV expérimentale, comme Willert [162], ont essayé de déterminer les erreurs réelles dans des cas typiques, mais sont assez limitées, étant donné la difficulté de découpler les différents paramètres intervenant dans le problème.

Raffel *et al.* [116] ont regroupé beaucoup de ces résultats, et les figures de ce paragraphe, mesures sur des champs artificiels, sont pour la plupart extraites de leur ouvrage. La courbe représentée sur la figure 4.9a montre qu'il existe un diamètre d'image de particule optimal pour lequel l'erreur sur le calcul du déplacement sera minimal. Cette valeur idéale est d'environ $D = 2$ pixels, et ce quelle que soit la taille de la fenêtre de corrélation (en tout cas tant que cette taille est grande devant le diamètre de l'image de la particule). Ceci dit, l'imprécision de la mesure s'accroît lorsque la fenêtre de corrélation diminue, et lorsque le diamètre augmente. Les valeurs de la RMS pour un diamètre inférieur à 1 pixel viennent de ce qu'on appelle l'effet de *peak-locking*, résultat de la difficulté d'appliquer un filtre à 3 points (comme le filtre gaussien) à une particule plus petite que l'unité de base qu'est le pixel.

La courbe de la figure 4.9b représente l'incertitude sur la mesure du déplacement d , en fonction de la valeur exacte de ce déplacement (imposée dans la simulation), et pour différents diamètres P et tailles de fenêtres de corrélation W . On peut noter que pour une large gamme de déplacements et à fenêtre de corrélation égale, l'erreur est relativement constante, et que celle-ci augmente lorsque la taille de la fenêtre diminue. D'autre part, cette incertitude chute jusqu'à

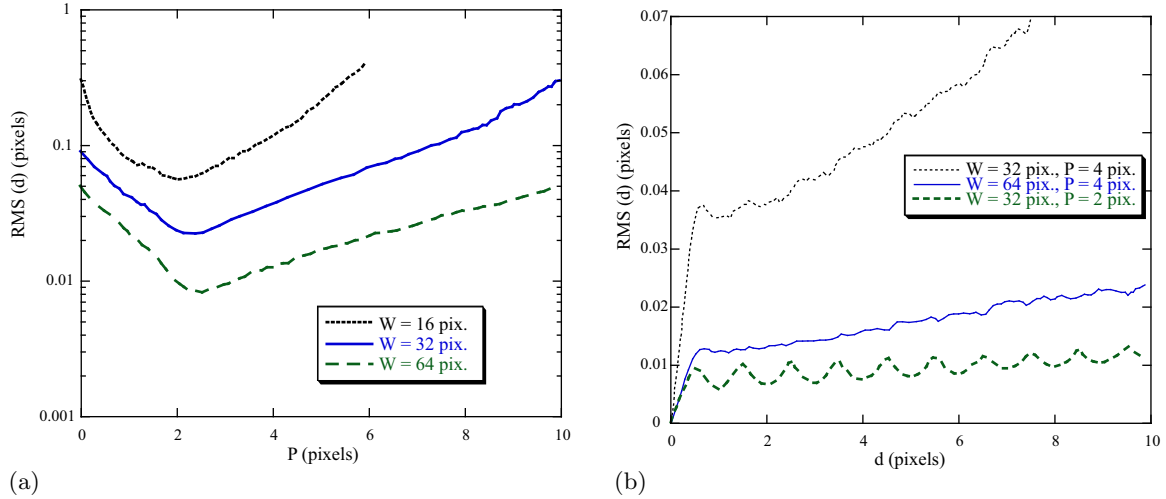


FIG. 4.9: Variation de l'erreur (RMS) sur le calcul du déplacement, en fonction de divers paramètres; (a) : en fonction du diamètre de l'image de la particule P , et de la taille de la boîte de corrélation W ; (b) : en fonction du déplacement d , et du diamètre de l'image de la particule P . D'après Raffel *et al.* [116].

atteindre zéro pour des déplacements inférieurs à 1 pixel; on voit alors tout l'intérêt d'utiliser des corrélations à plusieurs itérations et avec un décalage des fenêtres en suivant le déplacement moyen, pour réduire au maximum l'incertitude de la mesure.

La densité en particules ensemençant le fluide joue un rôle important dans la précision des mesures. Tout d'abord, la probabilité d'obtenir le bon résultat augmente avec le nombre de paires de particules corrélées, et cette probabilité va donc augmenter avec de fortes densités en particules, tous paramètres égaux par ailleurs. C'est ce qui est montré sur la figure 4.10a, où la probabilité de mesure du déplacement réel est représentée en fonction du rapport $N_I F_I F_O$ explicité lors du paragraphe 4.1.1. Pour une probabilité de 90 %, on doit avoir un produit $N_I F_I F_O$ d'environ 5. Sachant que les méthodes précédemment décrites, comme le déplacement des fenêtres de corrélation lors de la deuxième itération, permettent au produit $F_I F_O$ d'être très proche de l'unité (puisque idéalement plus aucune particule ne sort de la fenêtre), on doit avoir une densité d'environ 5 paires de particules par fenêtre pour atteindre un résultat satisfaisant, valeur communément admise pour une PIV à une exposition sur deux images.

D'autre part, la densité va influencer sur l'erreur de mesure sur le déplacement, représentée sur la figure 4.9b. Pour un diamètre et une taille de fenêtre fixes, on voit sur la figure 4.10b que l'erreur de mesure diminue lorsque la densité augmente, et que pour une densité fixée, l'erreur est constante, exceptée pour des déplacements inférieurs à 0.5 pixel. Cette relation entre densité et erreur de mesure s'explique simplement par le fait que plus le nombre de paires de particules corrélées sera grand, plus le rapport signal sur bruit du pic de corrélation sera amélioré.

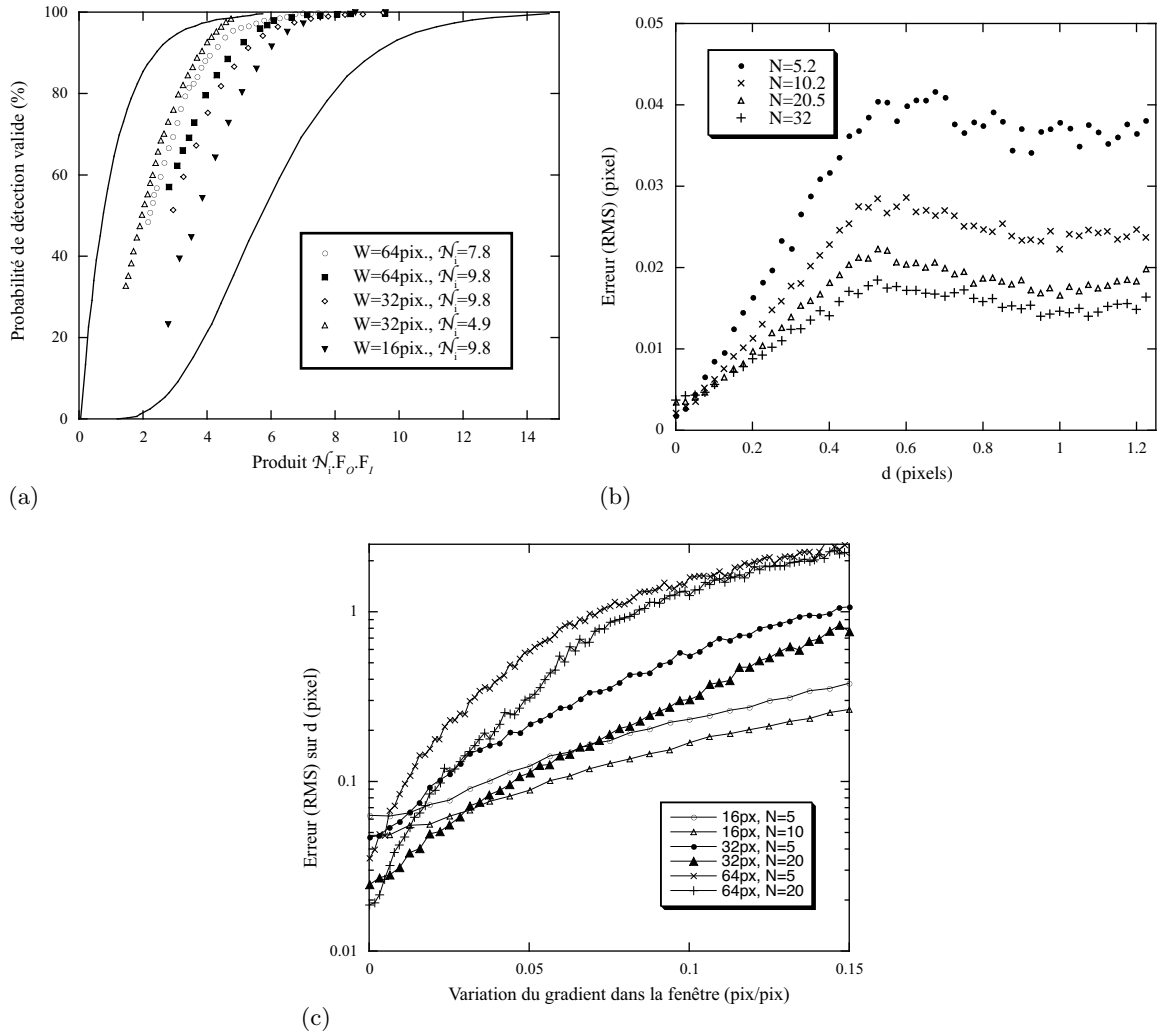


FIG. 4.10: Probabilité de mesure juste et erreur en fonction de la densité en particules : (a) probabilité de calcul du vecteur réel en fonction de la densité en particules et des pourcentages de perte de corrélation (cf. eq. 4.6) ; (b) : erreur (RMS) sur le déplacement en fonction de la densité en particules ; (c) : erreur (RMS) en fonction du gradient sur le déplacement présent dans l'image, pour différentes densités de particules et tailles de fenêtres de corrélation. D'après Keane et Adrian [74].

4.2.2 Corrélations partielles (PIE)

Une source d'erreur, introduite par Anandarajah *et al.* [9] récemment, pourra se révéler importante dans notre cas. Il s'agit de l'erreur due aux images partielles de particule (*Partial Image Error, PIE*). Cette erreur, présentée schématiquement sur la figure 4.11, vient des tailles non négligeables (à partir de plusieurs pixels de diamètre) des images des particules. Ces images peuvent être tronquées par les fenêtres de corrélation. L'erreur, sur le déplacement dans une fenêtre de corrélation, ne peut être qu'un biais systématique, avec une baisse du déplacement réel (la distance entre les centres des images de particules ne peut que diminuer). Mais la multiplication de cet effet sur plusieurs fenêtres de corrélation va augmenter la variabilité des mesures (la RMS).

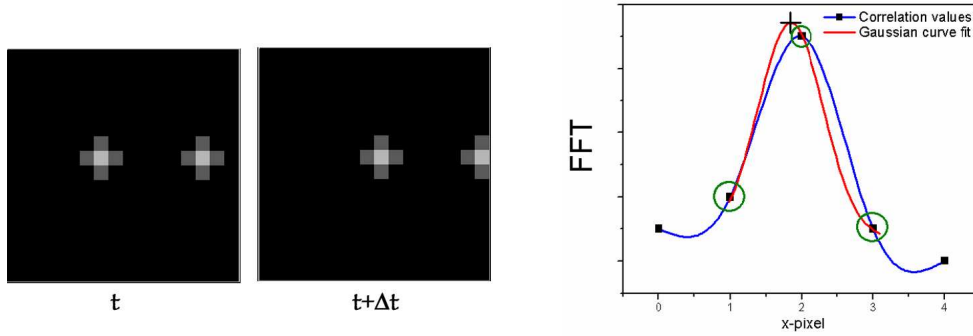


FIG. 4.11: Représentation schématique de l'erreur de biais sur la position du pic de corrélation lorsque la taille de l'image de la particule devient grande devant son déplacement, et lorsque celle-ci arrive au bord de la fenêtre de corrélation (tiré de Anandarajah *et al.* [9]).

4.2.3 Les quantités différentielles

En mécanique des fluides, et d'autant plus en géophysique, certaines quantités différentielles, comme la vorticité, sont très importantes pour la compréhension des phénomènes physiques. Dans les fluides tournants, la vorticité $\zeta_Z = \partial_X V - \partial_Y U$, parallèle à l'axe de rotation d'une structure, est même la quantité principale dirigeant les instabilités. Le calcul de la vorticité arrivant à la fin de la chaîne de la PIV, il devient très important de contrôler le bruit et les erreurs de mesures. La PIV nous donne un champ de vitesse (ou de déplacement) discret par définition. Les différences finies doivent donc être utilisées pour calculer les dérivées spatiales du tenseur de gradient de vitesse. Ces vitesses ont une erreur ε_U *a priori* non-corrélée spatialement (ce qui n'est pas le cas par exemple quand les fenêtres de corrélation se chevauchent), qui va se répercuter sur le calcul de la vorticité. Les erreurs de biais, si elles sont systématiques, influencent beaucoup moins les valeurs différentielles. Généralement 3 schémas sont utilisés : le plus simple à base de différences centrées, celui utilisant les moindres carrés, et l'extrapolation de Richardson (*cf.* Raffel *et al.* [116]). Chacuns des schémas possède son incertitude sur la mesure proportionnelle à ε_U , en plus de son erreur de troncature. Le plus utilisé pour le calcul de la vorticité dans les différents logiciels de PIV (ou de calcul comme Matlab) est le schéma des moindres carrés, qui nous donnera une erreur de l'ordre de :

$$\varepsilon_\zeta \sim \frac{\varepsilon_U}{\Delta X} + \frac{\varepsilon_U}{\Delta Y} + \mathcal{O}(\Delta X^2). \quad (4.14)$$

Ce schéma est un des plus précis, mais a tendance à atténuer les valeurs extrêmes, étant donné le poids attribué aux valeurs externes au point mesuré.

D'autre part, et c'est certainement le point le plus important concernant les quantités différentielles, on peut constater que l'erreur sur la valeur de la vorticité par exemple, va fortement dépendre du pas spatial choisi. En effet, l'erreur sur une quantité différentielle va directement

dépendre de l'erreur (la variabilité autour de la valeur moyenne, autrement dit la RMS) sur la vitesse (ou sur le déplacement), divisée par le pas spatial. Donc, si l'on suppose en première approximation que l'erreur est constante sur la vitesse, en fonction de W , l'erreur sur la vorticité va fortement augmenter lorsque W va diminuer. D'autre part, une quantité différentielle comme la vorticité se trouve être très sensible aux effets de trajectoires courb es, présentées sur la figure 4.3. Il convient donc de trouver le juste milieu entre définition du gradient de vorticité, et de l'erreur proportionnelle à $1/W$. Généralement, pour un tourbillon axisymétrique, l'idéal est d'avoir au moins 6 – 8 points définissant le gradient. Il faut alors utiliser les paramètres PIV tels que l'erreur sur la vitesse sera minimale pour cette taille de grille spatiale.

4.3 Etude de notre système haute définition

Beaucoup d'études, comme celles présentées dans la section 4.2, ont été réalisées à l'aide de simulations numériques (Monte-Carlo par exemple). Notre but ici n'est pas d'obtenir ce type de traitement statistique, mais de tester dans des conditions expérimentales typiques, la précision du système de PIV utilisé, notamment avec une haute résolution spatiale.

4.3.1 Spécificités expérimentales

Nous allons tout d'abord décrire ici quelques paramètres qui peuvent jouer un rôle dans nos mesures de vitesse. En particulier, ce qui concerne les particules utilisées comme traceurs, et ce que nous utilisons pour faire nos calculs de corrélation.

Les particules utilisées

Orgasol² et Vestosint³ sont deux fabricants de poudres de billes de polymères (polyamides), généralement dévolues à des activités industrielles (peintures, industrie pharmaceutique, traitements de surface). Mais ces poudres, qui sont fabriquées avec des cahiers des charges rigoureux notamment sur la dispersion des diamètres des billes, sont de bons traceurs pour les mesures PIV dans l'eau : diamètres sélectionnés donc, densités précises, bonne réflexion de la lumière des lasers pour les billes transparentes. Nous avons donc utilisé plusieurs de ces poudres au cours de cette thèse, nous permettant de faire varier la taille et la densité souhaitées, en fonction de la densité de la couche d'eau notamment (*cf.* tab. 4.1).

Fabricant	Nom	Nature	Forme	Diamètre (μm)	Densité (g/L)
Orgasol	ESNAT 3	polymère	sphère	60	1023
Vestosint	2158	polymère	sphère	20	1016
Vestosint	2070	polymère	sphère	5	1016

TAB. 4.1: Particules utilisées pour la PIV.

Les densités des billes faisaient l'objet de tests préalables à l'aide de simples solutions salées, pour vérifier leurs propensions à rester immobiles dans les solutions, et parce que la masse volumique réelle pouvait éventuellement être différente des caractéristiques annoncées par les fabricants.

Images des particules

Le laser éclairant les particules d'un seul côté, les images des particules ne sont pas forcément symétriques. La visualisation va notamment dépendre de l'angle de la prise de vue. Lorsque le diamètre de la particule est plus petit que la longueur d'onde (ce qui n'est pas le cas dans des expériences de PIV), la théorie de Rayleigh prévoit une diffusion de la lumière pratiquement circulaire et symétrique lorsqu'on regarde la particule perpendiculairement à la nappe laser. Pour les particules plus grosses (disons quelques dizaines de microns), c'est la diffusion de Mie qui domine, donnant un aspect caractéristique à la diffusion de la lumière, avec un lobe très allongé de l'autre côté de la source lumineuse (*cf.* Fig. 4.12).

Ceci dit, pour des particules suffisamment grosses (10 ou 20 microns), et comme l'indice de réfraction de l'eau est beaucoup plus élevé que celui de l'air, on peut considérer que l'intensité lumineuse de la tache lumineuse est décrite par un profil de type gaussien. On peut donc définir

²<http://www.arkema-inc.com>

³<http://www.vestosint.com>

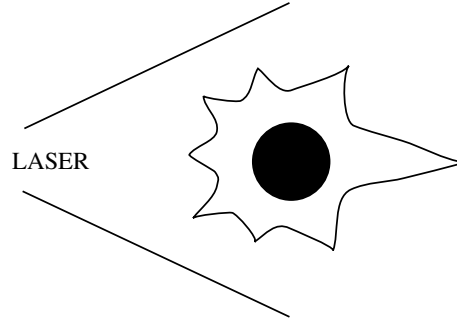


FIG. 4.12: Représentation schématique de la diffusion de Mie, pour une particule dont le diamètre est plus grand que la longueur d'onde de la source lumineuse.

un diamètre P de cette particule lumineuse, comme étant la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne en intensité, à partir d'un profil en intensité comme celui présenté sur la figure 4.2.

La dynamique des particules

Très souvent, dans des expériences d'écoulements géophysiques, la stratification en densité est indispensable. Pour faire de la PIV, nous avons besoin de particules qui restent suffisamment bien réparties dans toute une couche de densité, pendant toute l'expérience. Cela est d'autant plus difficile que nous n'avons pas à notre disposition plusieurs densités différentes pour les particules. La plupart du temps, des particules d'Orgasol étaient utilisées, avec une densité de $\rho_p = 1023 \text{ g/L}$. Si on note ρ_f la densité de la couche d'eau utilisée, on peut écrire la vitesse de sédimentation des particules à l'aide de la Loi de Stokes :

$$v_{sed} = \frac{(\rho_p - \rho_f) g d^2}{18\mu}, \quad (4.15)$$

avec g la gravité, r le diamètre physique de la particule, et μ la viscosité de l'eau. On peut alors donner un ordre de grandeur de cette vitesse de sédimentation, même si d'autres paramètres peuvent entrer en jeu (comme la distribution des tailles de particules, la concentration en haut ou en bas de la couche d'eau...). Pour un $\Delta\rho/\rho = 5\%$ par exemple, combien vaut la vitesse ?

Avec $g = 981 \text{ cm.s}^{-2}$, $\mu = 1.15 \times 10^{-2} \text{ dyn.s.cm}^{-2}$, $\Delta\rho \simeq 1 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, et $d \simeq 5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, on obtient $v_{sed} \simeq 1.2 \times 10^{-4} \text{ cm.s}^{-1} \simeq 0.4 \text{ cm.h}^{-1}$.

Par contre, avec $\Delta\rho \simeq 23 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, lorsqu'on a une couche d'eau pure par exemple, on trouve :

$v_{sed} \simeq 10 \text{ cm.h}^{-1}$, ce qui n'est plus du tout négligeable.

On peut noter que diminuer par deux la taille des particules, en laissant leur densité constante, diminue par 4 cette vitesse de sédimentation, d'où l'intérêt d'utiliser des particules petites. Mais le but étant de filmer les taches lumineuses de ces particules éclairées par le plan laser, il faut que ces taches restent visibles sur les films, et autant que faire se peut, éviter les particules de 1 pixel, en raison du problème de Peack-Locking. Tant que la vitesse (stationnaire) du fluide sera largement supérieure à cette vitesse de sédimentation, on pourra la négliger.

Par analogie avec cette loi 4.15, on peut construire une estimation du déficit de la vitesse d'une particule soumise à une accélération constante dans le fluide :

$$v_{def} = \vec{v}_p - \vec{U} = \frac{(\rho_p - \rho_f) d^2}{18\mu} \vec{a}, \quad (4.16)$$

avec \vec{v}_p vitesse de la particule. Dans nos configurations expérimentales, où les densités des particules sont généralement assez proches de celles des liquides, contrairement par exemple à de la PIV en soufflerie, nous n'atteignons jamais des accélérations suffisantes pour avoir une

réelle influence sur la vitesse réelle \vec{v}_p des particules. Toutefois, des cas classiques, comme un jet impactant une paroi, peuvent entraîner un retard des particules par rapport au fluide, en raison des changements brusques de déplacement ou de vitesse. Ces biais de vitesse sont relativement durs à estimer.

Effets particuliers

Un autre point important dans nos expériences, est le fait qu'on utilise plusieurs couches de différentes densités en rotation, et que les temps d'injection des différents liquides sont très longs. Une expérience peut ainsi durer une journée rien qu'en mise en rotation de l'ensemble. Les particules se retrouvent donc plusieurs heures dans l'eau, et deux phénomènes sont observés : tout d'abord, les particules à la surface libre modifient localement la surface et donc la tension de surface, sur un diamètre de l'ordre de la longueur capillaire, et les particules s'agrègent plus facilement ; deuxièmement, les particules sont soumises à des forces de types électrostatiques dans l'eau, et tendent à s'agréger en amas (contrairement à l'intuition, le fait de saler l'eau tend à diminuer cette interaction), voir Cabane et Hénon [20] pour plus de détails. Une solution pour remédier à ces phénomènes particuliers consiste à mélanger un peu de surfactant dans le liquide, mais cela ne fait que limiter ces interactions.

L'informatique

Pour les traitements d'images, nous avons le plus souvent utilisé *ImageJ*, un logiciel très performant de traitement d'images sous forme matricielle, avec un système de *plugins* complet. Nous pouvions ainsi analyser les images, mesurer des gradients d'intensité ou des tailles de particules, ou encore améliorer les films de champs de particules avant de calculer les corrélations.

Le principal logiciel utilisé pour nos traitements PIV est *DaVis FlowMaster Software* édité par la société allemande Lavision [82]. Cet outil "tout-en-un" permet de calculer les champs de vitesse, de l'acquisition des caméras au traitements de données, mais nous ne l'utilisons pas pour piloter nos caméras. Nous importons les films, et les traitons ensuite. Pour les mesures systématiques et les traitements complexes, nous avons utilisé au cours de la thèse une *Toolbox* développée sous *Matlab* par Frédéric Moisy, appelée *PivMat* [94], permettant de remplacer un logiciel parfois un peu "usine à gaz". D'autre part, nous avons parfois utilisé MatPIV [2], permettant de faire des traitements de corrélations d'image directement sous *Matlab*.

4.3.2 Images expérimentales utilisées dans le cadre de cette étude

Pour étudier la précision de notre système de mesure PIV, nous avons utilisé des images réelles, avec un champ de particules éclairé horizontalement par un laser. L'image globale est représentée sur la figure 4.13.

Plus précisément, nous avons étudié deux zones de cette image, situées près de la source lumineuse (à droite), et loin de celle-ci (à gauche). Deux champs de particules, caractéristiques de ces zones rapprochées, sont représentés sur la figure 4.14. Ces images font 160×160 pixels, d'autres images plus grandes, de 232×232 pixels par exemple, ont été utilisées pour des raisons de statistique.

De même que pour le profil d'intensité présenté Fig.4.2(b), et obtenu sur une des particules de l'image Fig.4.2(a), nous pouvons établir quelques propriétés concernant les particules et l'intensité lumineuse des images de la Fig.4.14. Ainsi, en définissant une taille de particule P égale à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne de l'intensité lumineuse recueillie comme sur la Fig.4.2(b), nous pouvons mesurer une concentration en particules pour chaque image. On obtient $C_{part} \sim 2.10^{-2}$ particules/pixels², concentration sensiblement égale pour les deux images, puisque la nappe laser est horizontale et éclaire le même liquide homogène en particules. Ces mesures ont été faites "à la main", autrement dit en comptant un nombre moyen de particules sur une petite

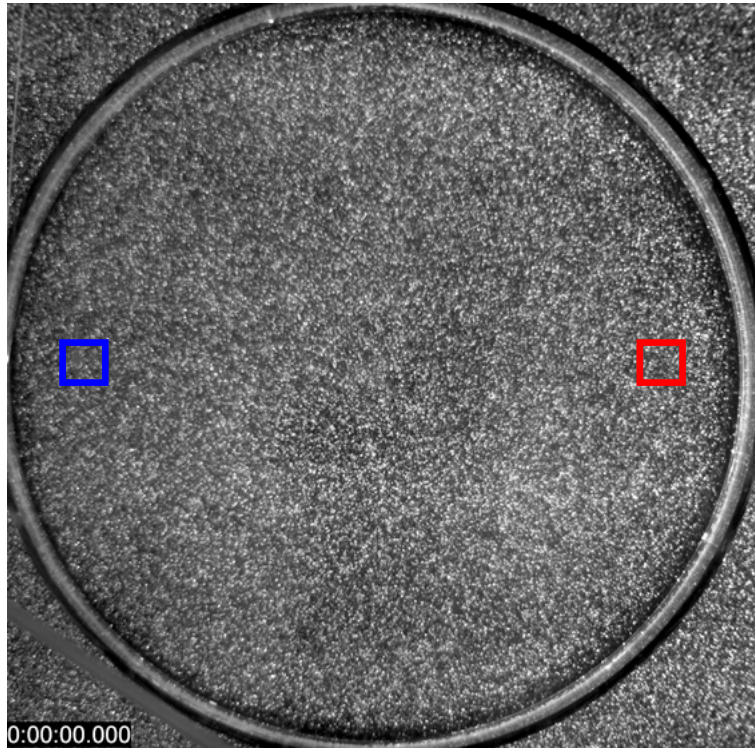


FIG. 4.13: Image entière capturée par la caméra ; les zones agrandies de la figure 4.14 sont signalées par des carrés de la partie droite et de la partie gauche. L'éclairage du laser provient de la droite.

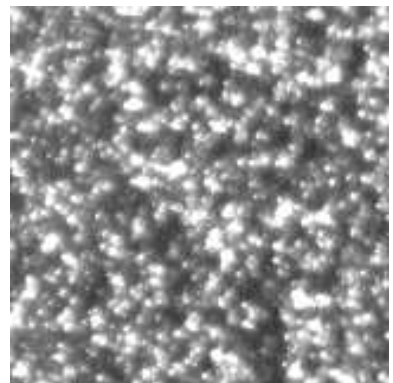
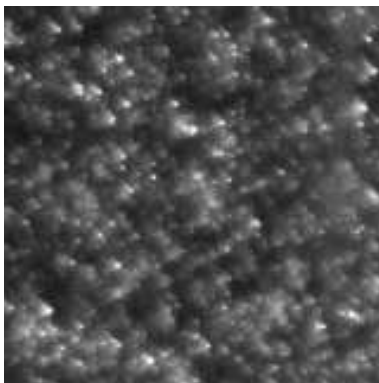


FIG. 4.14: Deux zones rapprochées, correspondant à la partie gauche et à la partie droite (taille : 160×160 pixels).

surface, en utilisant comme logiciel *ImageJ*. Les particules étaient comptées, et leur diamètre déterminé en mesurant la largeur à mi-hauteur de la gaussienne de l'intensité lumineuse. Il faudrait une baisse significative d'intensité lumineuse pour que des particules "disparaissent" sur les parties les plus sombres. Pour des zones faisant 160 pixels de côté, on a environ 500 particules visibles pour chacune.

Par contre, on constate facilement qu'une des images est beaucoup plus lumineuse. Cela se vérifie lorsque l'on mesure l'histogramme des niveaux de gris de chaque image, représentés Fig.4.15, toujours en utilisant *ImageJ*.

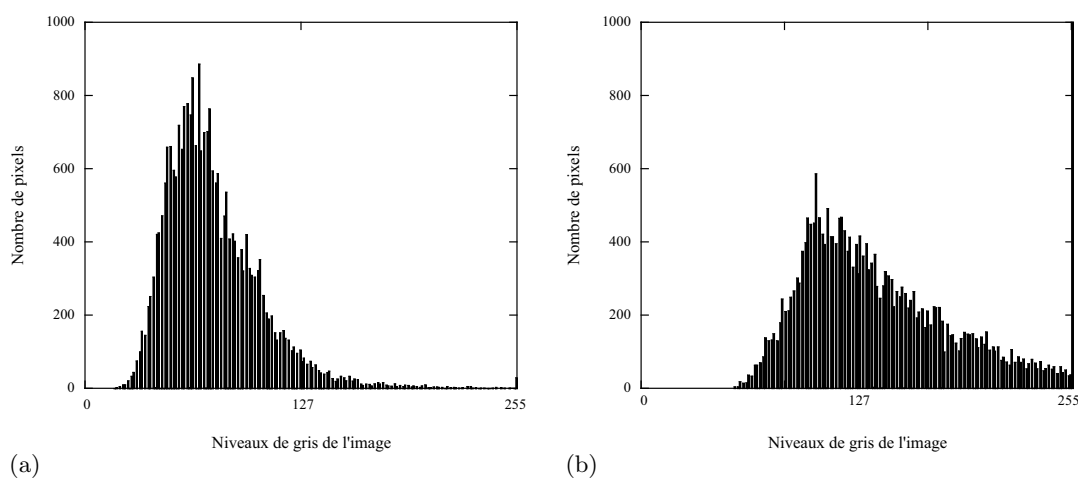


FIG. 4.15: Histogrammes des niveaux de gris pour chaque zone rapprochée (a) à gauche, (b) à droite.

Ces deux histogrammes ont un certain étalement, plus petit pour l'image de gauche (Fig. 4.14(a)), ce qui pourrait se retrouver sur les histogrammes de tailles des images des particules présentés sur la figure 4.16. Les deux histogrammes présentent une grande disparité, puisque pour celui de la partie gauche de l'image, l'enveloppe est centrée sur un diamètre de 4 pixels (diamètre moyen : $P = 4.6$ pixels), avec un faible étalement, alors que l'histogramme de la partie droite est beaucoup plus aplati et centré sur un diamètre de 5-8 pixels (diamètre moyen : $P = 6.9$ pixels). Un nombre non négligeable (environ une quarantaine) de particules correspond à des diamètres supérieurs à 10 pixels.

4.3.3 Intercorrélations à une itération

Les études précédentes sont généralement réalisées numériquement, avec une connaissance précise de la valeurs des paramètres et des déplacements, comme celles regroupées dans Raffel *et al.* [116]. Cela permet d'étudier l'influence d'une seul paramètre en laissant constant les autres. Dans notre cas, cela est beaucoup plus difficile en raison des conditions expérimentales. Beaucoup de valeurs ne sont pas connues *a priori*, et le mouvement des particules est réel.

Les traitements PIV de ce paragraphe sont réalisés de la façon suivante. Nous créons artificiellement un déplacement avec nos champs de particules réels. Avec un logiciel matriciel du type *ImageJ*, nous pouvons déplacer de d_{theo} le champ, dans une direction précise. Ce déplacement doit être un nombre entier de pixels, et doit être réalisé selon une des directions de la matrice, pour ne pas avoir à interpoler l'image. Enfin, pour ne pas perdre un morceau de celle-ci lors

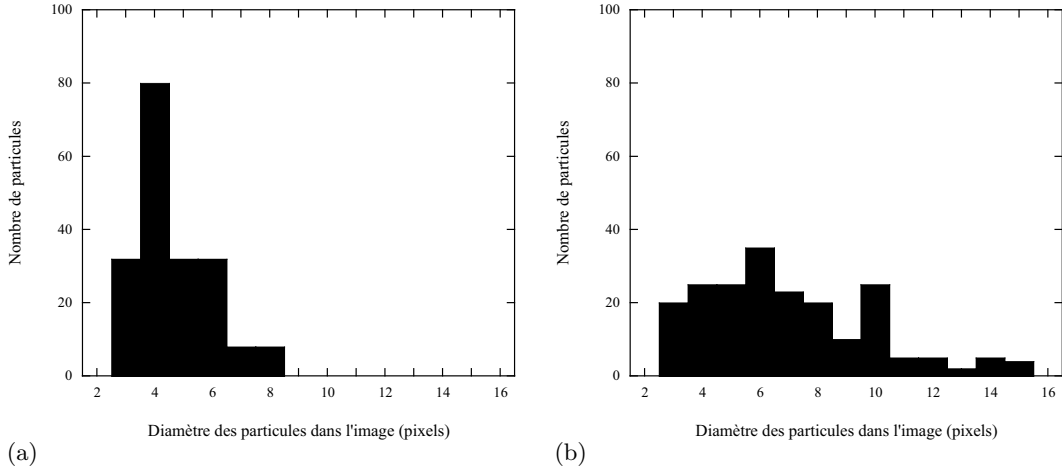


FIG. 4.16: Histogrammes des diamètres des particules pour chaque zone rapprochée (a) à gauche, (b) à droite.

de la création du déplacement, nous utilisons des surfaces égales à $(W + d_{theo})^2$. La taille des images utilisées dans les paragraphes suivant font généralement 232×232 pixels.

Une seule itération est effectuée, avec une taille de fenêtre de corrélation W que l'on fait varier. Aucun traitement statistique n'est réalisé, comme la suppression de vecteurs aberrants, et la fonction de corrélation est la fonction classique non pondérée (Eq. 4.11, p. 35). Dans cette section, les fenêtres de corrélation valent $W = 64, 32, 16, 12$ pixels, et les déplacements imposés $d_{theo.} = 1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 24$ pixels.

Influence du paramètre $\delta = d/W$ sur la précision de la mesure

Nous pouvons calculer à partir de ces champs de déplacements, diverses statistiques, notamment la valeur moyenne du déplacement sur toute l'image, et les variations autour de cette valeur moyenne (appelée ici la RMS). Un exemple de variation du déplacement mesuré en fonction d'un déplacement imposé $d_{theo.} = 2$ pixels est représenté sur la figure 4.17(a). On constate que la valeur du déplacement mesuré est sous-évaluée, d'autant plus pour de petites fenêtres de corrélations W . Pour une taille de fenêtre $W = 64$ ou 32 pixels, l'erreur sur la mesure du déplacement est essentiellement restreinte à 4%. Par contre, pour $W = 16$ pixels, la valeur atteint au maximum 90% du déplacement théorique, ce qui représente une erreur minimale déjà très grande. Il s'agit d'un biais systématique sur les données, sous-évaluant le déplacement. Ce biais peut avoir différentes causes, comme on l'a vu dans la section 4.1, page 29. Le calcul de la PIV utilisé ici, à base de FFT, impose un biais pour les grandes valeurs de déplacement. Le phénomène de la PIE peut aussi intervenir, ainsi que la variation de la concentration dans les fenêtres de différentes tailles. D'autre part, la variabilité de la mesure (RMS), augmente significativement à partir de $W = 16$ pixels, et pour des fenêtres plus petites. Elle passe de 5% pour $W = 32$ pixels, à plus de 15% pour $W = 16$ pixels. Le nombre de particules présentes dans la fenêtre, qui diminue donc avec W , peut avoir ici une influence importante.

Ces différentes erreurs de mesure peuvent donc avoir de nombreuses origines. Nous allons essayer de séparer les différents phénomènes mis en jeu dans ces mesures, pour pouvoir identifier l'importance de chacun. En particulier, deux lois sont communément utilisées (Raffel *et al.* [116], Keane et Adrian [72, 73, 74]). La première concerne la valeur du déplacement idéal, en fonction de la taille de la fenêtre : la valeur $\delta = d/W \simeq 1/3$ est considérée comme le meilleur compromis pour le calcul. L'autre loi porte sur une valeur du nombre de particules minimal à avoir dans chaque fenêtre : le calcul sera considéré peu fiable pour $N \lesssim 5$ particules.

Pour pouvoir séparer ces effets, il faut tracer les variations des déplacements mesurés en

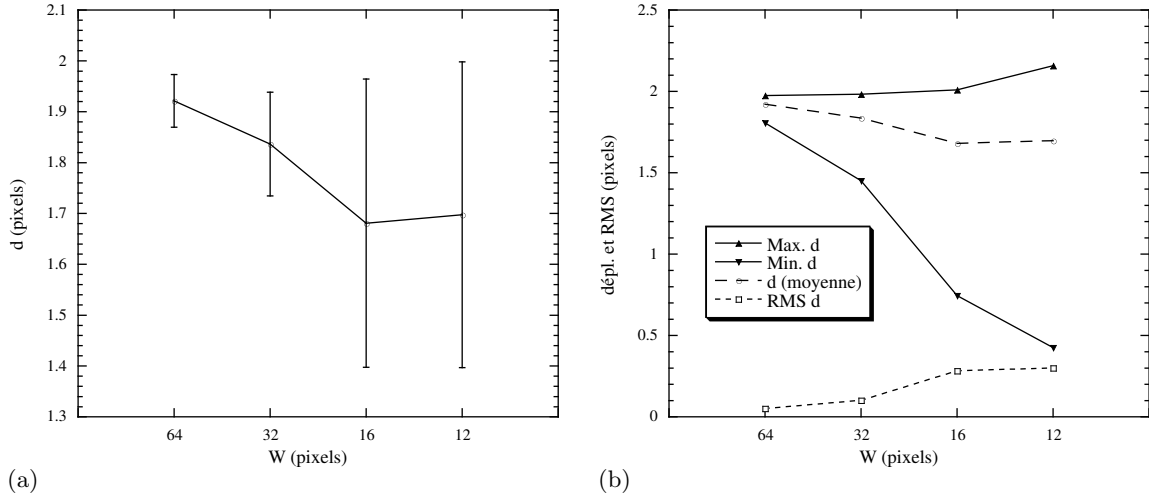


FIG. 4.17: Valeurs du déplacement d mesurées pour un déplacement théorique $d_{theo.} = 2$ pixels : (a) déplacement en fonction de la fenêtre de corrélation W , représentée avec la RMS ; (b) comparaison entre déplacements moyen, maximal, et minimal, dans ce cas.

fonction de paramètres adimensionnels. Pour étudier l'effet du rapport entre déplacement et taille de fenêtre δ , nous traçons sur la figure 4.18 les moyennes du déplacement, pour une taille de fenêtre W fixée. Ainsi, nous faisons varier δ , en laissant le nombre moyen de particules N constant dans chaque fenêtre de corrélation.

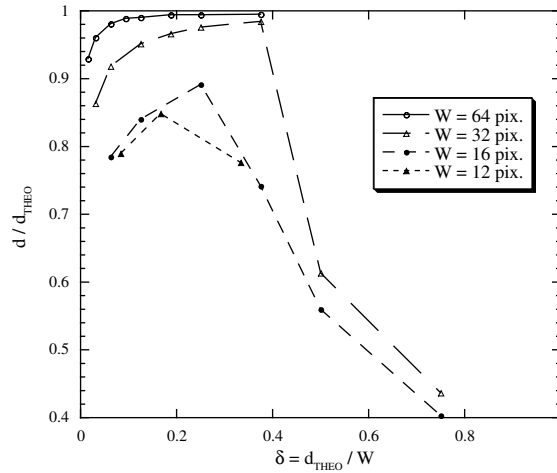


FIG. 4.18: Variation du déplacement mesuré, en fonction du paramètre δ , et pour différentes valeurs de W constantes ; les déplacements utilisés sont de $d_{theo} = 1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 24$ pixels.

Le fait, pour une série de valeurs de δ , de laisser W constant, implique un nombre de particules constant lui aussi. Ainsi, pour $W = 64$ pixels par exemple, nous obtenons $N_{64} \sim 80$ particules. Il faut noter que cette valeur est assez imprécise, étant donnée la méthode utilisée pour calculer la concentration (méthode "à l'œil"). Le nombre de particules diminue donc en même temps que la taille de la fenêtre de corrélation, et pour $W = 16$ pixels, le biais est déjà élevé (10% de la valeur théorique). On retrouve donc une baisse de la précision, pour des densités en particule faibles, comme noté par Keane et Adrian [74] (Fig. 4.10, p. 41). D'autre part, ces évolutions du déplacement mesuré, permettent de déterminer un δ pour lequel le calcul est le plus précis. Pour une fenêtre de $W = 32$ pixels, ce nombre vaut $\delta \simeq 0.38$, d'après nos mesures. Pour $W = 64$ pixels, le déplacement théorique maximal imposé, $d_{theo} = 24$ pixels, ne suffit pas à faire décroître la courbe. Le δ correspondant, s'il existe, semble de toute façon supérieure à $\delta \simeq 0.4$. Pour des

tailles de fenêtre plus petites, ce δ caractéristique est inférieur à $\delta \simeq 0.3$. Dans la littérature, et dans la communauté des utilisateurs de la PIV, il est souvent supposé que ce paramètre δ pour une précision maximale devait être d'environ $\delta \simeq 1/3$ (cf. section 4.2, p. 38). Dans notre cas, nous obtenons une valeur proche il est vrai de $\delta \sim 1/3$, mais qui est loin d'être constante pour différentes tailles de fenêtre W .

Pour ajuster ces différentes courbes, et obtenir un paramètre δ fixé quelque soit la valeur de W , nous pouvons prendre en compte l'effet de taille des particules (PIE), dont nous avons parlé à la section 4.2.2, page 42. Nous avons essayé différentes compositions mêlant d_{theo} , W , et P (le diamètre moyen des particules). Finalement, sur la figure 4.19 sont tracées les données de la figure 4.18, en fonction cette fois-ci de $\delta^* = (d_{theo} + \frac{P}{2})/W = \delta + \alpha/2$.

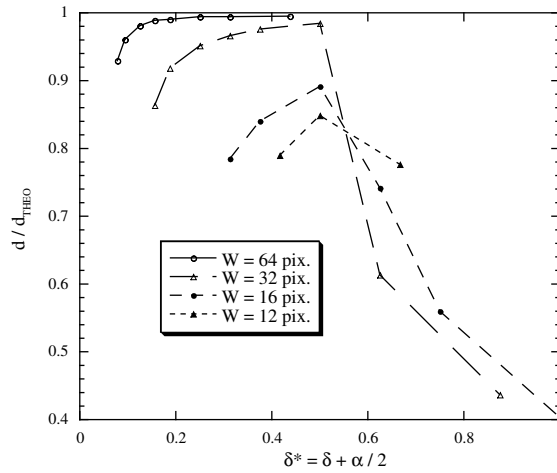


FIG. 4.19: Variation du déplacement mesuré, en fonction du paramètre δ^* , et pour différentes valeurs de W constantes ; les déplacements utilisés sont de $d_{theo} = 1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 24$ pixels, comme pour la figure 4.18 .

Les positions des meilleures estimations du déplacement sont alors alignées, pour une valeur constante $\delta^* \simeq 0.5$. La courbe la moins affectée par la prise en compte du rayon de l'image de la particule, est celle obtenue pour $W = 64$ pixels. Par contre, pour celles tracées à $W = 12$ et 16 pixels, la correction est importante. La taille des images des particules n'est alors plus négligeable devant la taille des fenêtre de corrélations, et il faut la prendre en compte pour la détermination du paramètre δ associé à la meilleure précision.

Dans notre étude, nous ne pouvons pas facilement faire varier le diamètre des images des particules, en laissant tous les autres paramètres constants. La valeur idéale pour ce diamètre proposée par Raffel *et al.* [116] (Fig. 4.9, p. 40), est d'environ $P \simeq 2$ pixels. On peut imaginer que pour cette taille, qui restera faible devant W , à moins de descendre jusqu'à $W = 8$ ou 4 pixels, la taille des particules n'aura que peu d'influence. On s'attendrait à voir le paramètre δ^* idéal diminuer en même temps que P , pour peut-être atteindre la valeur idéale $\delta \simeq 1/3$ (avec $P \ll d$ et W). Nous n'avons pu vérifier cela, ne pouvant pas diminuer facilement le diamètre des images de particule.

Ceci dit, pour nos expériences dans l'eau, nous aurons relativement souvent des diamètres de cet ordre de grandeur ($P \sim 5 - 10$ pixels). Nous pouvons donc établir une règle concernant la taille de la fenêtre de corrélation à choisir, en fonction du déplacement observé, pour obtenir la meilleure précision sur le calcul. Cette règle stipule que $\delta^* = \delta + \alpha/2 \simeq 0.5$.

Les variations étudiées précédemment portaient sur l'erreur de biais, autrement dit la sous-évaluation de la valeur du déplacement moyen dans une zone donnée. Nous pouvons aussi quantifier la variabilité des mesures autour de la valeur moyenne, que nous appelons ici RMS. Idéalement, pour avoir une statistique la plus fiable possible, il aurait fallu adapter la taille de la zone

étudiée, afin d'avoir un nombre de vecteurs constant quelle que soit la valeur de W . Pour des raisons pratiques et de temps, et surtout parce qu'une variation grande de W entraînerait une variation grande de la surface, plus forcément homogène (comme sur les deux zones de l'image réelle), cela n'a pas été fait. Ceci dit, pour $W = 64$, et des images de 232×232 pixels, nous obtenons un champ de 3×3 vecteurs, ce qui peut suffire pour une statistique correcte.

De la même manière que la figure 4.19, nous avons tracé sur la figure 4.20 l'évolution de la variabilité statistique (RMS) sur la mesure du déplacement, en fonction du paramètre δ^* . Sans surprise, les fluctuations sont beaucoup plus faibles pour de grandes fenêtres de corrélation W , autrement dit pour des densité en particules N grandes. En particulier, la RMS relative (RMS divisée par d_{theo}) reste en-deçà de 4%, pour une large gamme de δ^* compris entre 0.2 et 0.5. Au-delà de la limite $\delta^* \simeq 0.5$, la corrélation n'est plus efficace, et les valeurs de la RMS augmentent fortement.

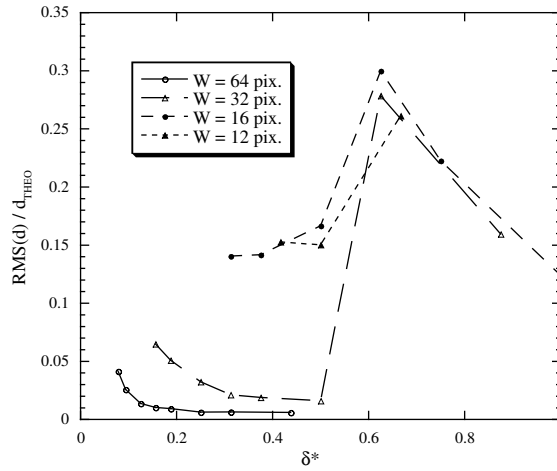


FIG. 4.20: Variation de la RMS sur la mesure du déplacement d , en fonction du paramètre δ^* , et pour différentes valeurs de W constantes ; les déplacements utilisés sont de $d_{theo} = 1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 24$ pixels, comme pour la figure 4.18 .

La minimisation des fluctuations autour de la moyenne du déplacement mesuré est très importante. En effet, cela aura un impact direct sur le bruit lors du calcul de quantités différentielles comme la vorticité : nous avons vu dans la section 4.2, page 38, que cette erreur était proportionnelle à $\varepsilon_\zeta \propto \varepsilon_d/W$ (ε représentant les fluctuations autour de la valeur moyenne). Effectuer les corrélations avec des paramètres impliquant $\delta^* \simeq 0.5$, nous garantira le minimum de bruit, pour une taille W donnée.

Influence de la densité en particules N sur la précision de la mesure

Sur l'étude précédente, concernant la variation de la RMS en fonction de δ^* (Fig. 4.20), l'augmentation de celle-ci en passant de $W = 32$ pixels à $W = 16$ pixels est flagrante (de 3% à 14% de la valeur du déplacement théorique). Cette chute de l'efficacité du calcul de corrélation peut être imputée à la densité en particules N . En effet, pour les cas correspondants, nous passons d'environ $N_{32} \sim 20$ à $N_{16} \sim 5$ particules. Comme nous l'avons dit, la méthode pour calculer la concentration en particules est assez imprécise. D'autre part, une densité moyenne de 5 particules implique que dans certaines fenêtres, seules 2 ou 3 particules seront présentes. Il est généralement admis qu'une densité $N \simeq 5$ suffit pour atteindre 80% à 90% de détection correcte du déplacement d (cf. Fig. 4.10(a), p. 41, et Keane et Adrian [74]). Nous voulons vérifier cela en utilisant nos déplacements virtuels.

Nous devons donc cette fois-ci fixer le paramètre δ (ou δ^* , cela ne changera pas l'évolution des courbes), et tracer le déplacement mesuré en fonction de la taille de la fenêtre de corrélation, autrement dit de la densité en particules N . Le problème est que, pour avoir des courbes d'au

moins 3 points, nous devons prendre des multiples de $\delta = d_{theo}/W = 1/16$. Cela ne nous donne que peu de points de mesures. La figure 4.21 représente les différentes évolutions obtenues pour 4 valeurs de δ . On peut isoler une tendance générale, de chute de la précision de la valeur du déplacement pour de petites densités. Pour $N > 10$ particules, le calcul est plus efficient pour $\delta = 6/16$, que pour $\delta = 1/16$ (2-3% contre 5-10% d'erreur). Il s'agit de l'effet décrit auparavant, en fonction de la valeur du δ . Et, pour $N < 10$ particules, la précision chute brusquement pour les 4 courbes, jusqu'à plus de 25% d'erreur.

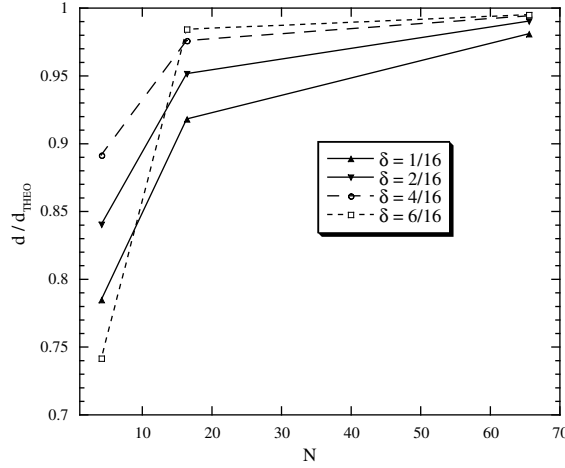


FIG. 4.21: Variation du déplacement mesuré sur la mesure du déplacement d , en fonction de la densité en particules N , et pour différentes valeurs de δ constantes ; les données sont les mêmes que pour la figure 4.18.

Cette tendance peut être comparée à la courbe de la figure 4.10(a), page 41. La différence ici peut venir du fait que nous ne prenons pas en compte les particules qui peuvent sortir de la fenêtre de corrélation ($F_I F_O$), pour de grands déplacements. Le nombre de particules effectivement corrélées, lorsque $N \simeq 10$, pourrait facilement être réduit de moitié. Même si nous ne connaissons pas la part de particules qui n'est pas corrélée, et même si nos courbes n'ont pas beaucoup de points de mesures, la tendance qui prédit une perte significative de précision en dessous de 5 particules par fenêtre semble respectée. Pour obtenir une bonne précision (erreur de moins de 5%) sur nos calculs PIV, une densité de $N \gtrsim 10$ particules par fenêtre semble suffire.

4.3.4 Intercorrélations à plusieurs itérations

Le principe des traitements avec changement de tailles de fenêtres W , et/ou plusieurs itérations, consiste à effectuer une première corrélation, et à utiliser le déplacement calculé pour déplacer la fenêtre de corrélation, après avoir éventuellement réduit sa taille pour obtenir plus de vecteurs (*cf.* Fig. 4.7, p. 37). On peut imaginer que les meilleurs résultats seront obtenus en partant de la fenêtre W qui donne le résultat le plus précis.

Nous avons effectué divers calculs de corrélation en utilisant cette technique. Nous comparons les valeurs obtenues pour $d_{theo} = 2$ pixels, pour un traitement avec une itération (données de la figure 4.17 page 50), et pour un traitement à deux itérations, en conservant la taille de la fenêtre W constante. Les courbes sont représentées sur la figure 4.22. Sans surprise, les traitements à deux itérations sont systématiquement plus précis que ceux à une seule itération. Pour ces derniers, l'erreur de biais entraîne une imprécision qui atteint plus de 15 % pour $W = 16$ pixels. Cette erreur est réduite de moitié avec deux itérations à la même taille de fenêtre de corrélation. Ceci dit, ce biais varie aussi en utilisant cette technique, une optimisation du résultat est donc possible.

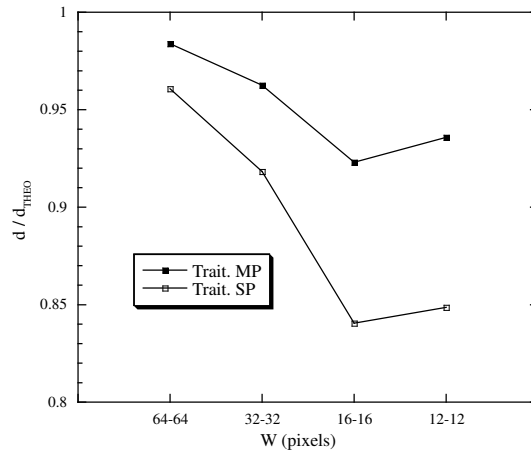


FIG. 4.22: Mesures du déplacement pour $d_{THEO} = 2$ pixels, pour un traitement à une itération ("SP"), et un traitement à deux itérations en conservant W constante ("MP").

La même comparaison est effectuée sur la variabilité autour de la valeur moyenne du déplacement mesurée (Fig. 4.23). La réduction de cette RMS est nette dans le cas du traitement à deux itérations. Celle-ci reste confinée en-dessous de 0.05 % de la valeur moyenne, alors qu'elle augmente fortement pour le calcul à une itération avec de petites fenêtres (près de 2 % pour $W = 16$ ou 12 pixels). L'avantage du traitement à plusieurs itérations porte sur le fait qu'un maximum de particules contenues dans la fenêtre de corrélation va participer au calcul, contrairement au traitement à une itération.

Un autre exemple est représenté sur la figure 4.24, avec un déplacement artificiel plus grand : $d_{theo} = 12$ pixels. Pour ce cas là, nous dépassons rapidement la valeur du $\delta^* = 0.5$ idéal, pour des fenêtres de taille $W \leq 16$ pixels. Le calcul ne marche même plus pour des fenêtres plus petites. Il n'est donc pas étonnant que la corrélation à deux itérations et taille de fenêtres constante ne soit plus efficace pour $W < 32$ pixels, puisque partant d'un premier calcul erroné.

Nous reprenons cet exemple, avec un déplacement artificiel $d_{theo} = 12$ pixels, et nous appliquons cette fois-ci un traitement à plusieurs itérations, mais avec changements de la taille des fenêtres de corrélation. Cette méthode va donc déterminer un premier déplacement d , déplacer de d des fenêtres plus petites, et ainsi de suite. Sur la figure 4.25 sont représentés les traitements partant de $W = 64$ pixels, considérés comme la taille de fenêtre donnant les meilleurs résultats avec une itération. Les fenêtres finales vont de $W = 32$ pixels à $W = 4$ pixels. Les fluctuations autour de la valeur moyenne correspondantes sont représentées sur la figure 4.26. Les résultats

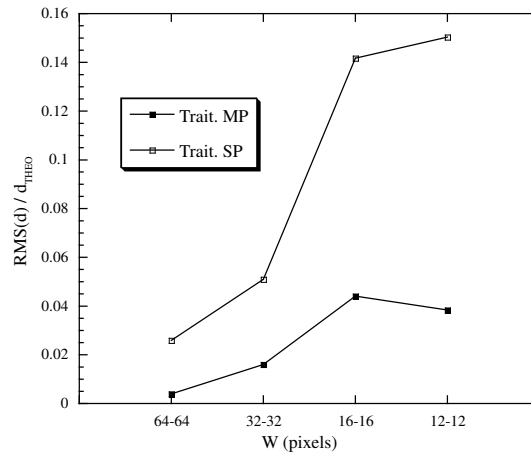


FIG. 4.23: Fluctuations autour du déplacement moyen pour $d_{THEO} = 2$ pixels, pour un traitement à une itération ("SP"), et un traitement à deux itérations en conservant W constante ("MP").

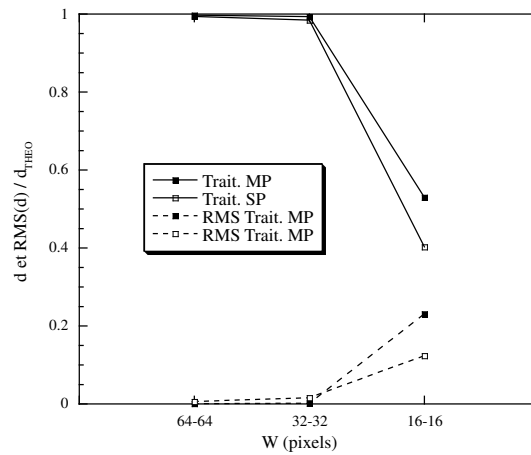


FIG. 4.24: Mesures du déplacement et fluctuations autour de sa valeur moyenne pour $d_{THEO} = 12$ pixels, pour un traitement à une itération ("SP"), et un traitement à deux itérations en conservant W constante ("MP").

obtenus sont très bons : le biais sur le déplacement mesuré est systématiquement inférieur à 0.5 %, et la RMS est généralement inférieure à 0.5 %, sauf pour le traitement 64-...-4 pixels, pour lequel elle grimpe à environ 2.5 %. Le traitement à plusieurs itérations et changement de la taille de la fenêtre permet donc d'obtenir des mesures à des tailles W que l'on atteint pas avec une seule itération, et avec une précision accrue. Toutefois, un seuil semble exister dans ces mesures. En fait, la précision de la dernière fenêtre utilisée est directement reliée à la densité en particules N , qui doit être suffisante pour effectuer le calcul de la corrélation. Pour la courbe de la figure 4.25, ce seuil semble atteint pour $W \sim 16 - 12$ pixels. Avec la concentration estimée auparavant, cela correspond à une densité d'environ $N \sim 3 - 5$ particules. On retrouve alors la limite en densité établie notamment par Keane et Adrian [74] (*cf.* Fig. 4.10, p. 41), fixée à environ $N \simeq 5$ particules.

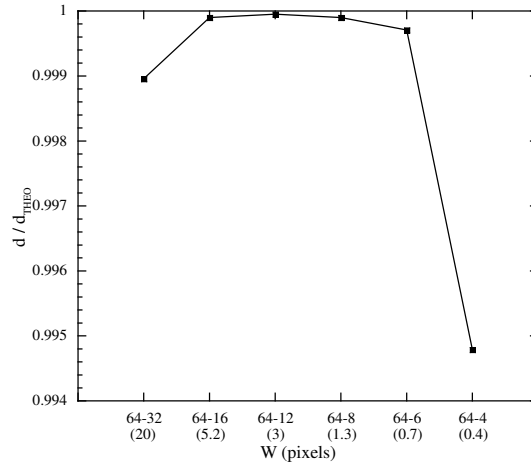


FIG. 4.25: Mesures du déplacement pour $d_{THEO} = 12$ pixels, pour un traitement à plusieurs itérations (64-32, 64-32-16, 64-...-12, 64-...-8, 64-...-6, 64-...-4 pixels). Le nombre de particules dans la fenêtre finale est indiquée entre parenthèses.

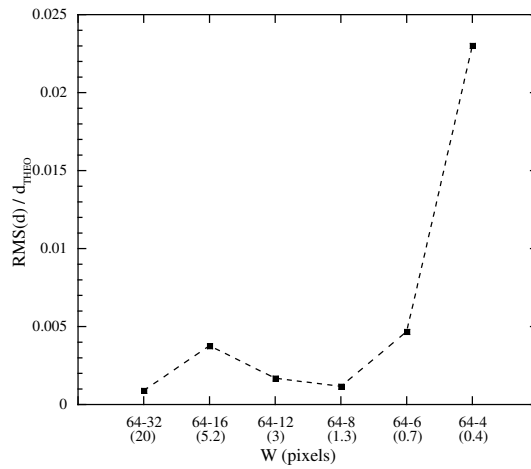


FIG. 4.26: Fluctuations autour du déplacement moyen pour $d_{THEO} = 12$ pixel, pour un traitement à plusieurs itérations (64-32, 64-32-16, 64-...-12, 64-...-8, 64-...-6, 64-...-4 pixels). Le nombre de particules dans la fenêtre finale est indiquée entre parenthèses.

4.4 Conclusion : ingrédients d'une PIV réussie

La méthode de mesure par PIV est complexe à tout point de vue. De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer les meilleurs paramètres à utiliser, aboutissant à quelques règles, souvent empiriques. Nous voulions dans ce chapitre, établir des règles pour améliorer la précision dans nos expériences d'écoulements géophysiques. Nous proposons, en guise de conclusion, les différentes étapes et réglages à respecter pour mesurer des champs de déplacements précis (*i.e.* avec une erreur, ayant pour origine le calcul de PIV, inférieure à 2 ou 3 %).

1. Préparation de l'expérience : La première étape pour réaliser une expérience avec des mesures de PIV, est de préparer une couche d'eau avec des particules. La densité en particules idéale dépend de beaucoup de paramètres (nature des particules, densité de l'eau salée, nature de l'écoulement étudié). En général, en utilisant des particules de Vestosint et d'Orgasol (quelques dizaines de microns, et masse volumique de 1016 et 1023 g/L), la concentration en particules qui nous donne les meilleurs résultats est $c \simeq 0.05 - 0.1$ g/L. Il est assez facile de vérifier cela avant de lancer l'expérience, et de réajuster éventuellement la concentration.
2. Réglages du laser et de la caméra : Nous devons régler les appareils utilisés pour la mesure. L'épaisseur de la nappe laser est fixée à 1 ou 2 mm. Nous centrons la caméra sur la zone étudiée. Le diamètre idéal de l'image des particules, mesuré notamment par Keane et Adrian [74], est d'environ $P = 2$ pixels. Il est difficile, avant une expérience, d'établir un diamètre moyen. Il faut donc le faire visuellement, en agrandissant l'image sur quelques particules. En pratique, le diamètre obtenu sera plutôt de l'ordre de $P \sim 5 - 10$ pixels. Il faut régler l'image avec le meilleur contraste possible, entre les pixels les plus lumineux (images des particules), et les zones sombres. Enfin, l'intervalle de temps Δt doit être défini, en prenant en compte les vitesses maximales qu'atteindront les particules dans l'écoulement. Des déplacements petits (1 ou 2 pixels) sont à éviter, étant donné le diamètre de l'image des particules, et le peu de définition que l'on aura sur les gradients.
3. Calcul de la corrélation : Après l'expérience réalisée, le film est traité à l'aide d'un logiciel de PIV (ici Davis). La méthode la plus efficace, et qui reste rapide, est bien entendu la méthode à plusieurs itérations avec changement de taille de fenêtres. Reste à déterminer les fenêtres de départ et d'arrivée. La première est choisie en fonction des résultats obtenus sur les calculs à une itération. Nous avons vu que, pour des diamètres $P \simeq 5 - 8$ pixels, les meilleurs résultats étaient obtenus pour $2(d + P/2) \simeq W$. Cela nous impose donc une taille de fenêtre (en se basant sur les déplacements maximaux), tout en sachant que le nombre de particules dans la fenêtre doit être idéalement $N > 10$. La taille de la fenêtre finale, quant à elle, dépend essentiellement du nombre de particules contenues dans celle-ci. Dans ce cas-là, nous retrouvons la règle établie par Raffel *et al.* [116] notamment : le nombre de particules minimal pour obtenir un résultat juste d'au moins 90%. Ce nombre de particules dans la fenêtre finale ne doit pas être inférieur à $N = 5$.

Avec ces quelques règles, et dans une situation simplifiée comme celle-ci (déplacements artificiels), nous pouvons estimer que l'erreur sur la mesure et les fluctuations autour de la valeur moyenne seront systématiquement inférieures à 2 ou 3 %. Bien entendu, la situation réelle est plus complexe. Les déplacements, et les densités en particules, ne sont pas toujours homogènes sur une image entière, et même au cours du temps. Mais l'application de ces quelques règles simples permettent d'obtenir les résultats les plus précis dans nos expériences.

L'idéal serait d'élaborer une routine de traitement d'image (sous Matlab par exemple), pour déterminer les meilleurs paramètres à utiliser, en fonction de l'image d'un champ de particules précis. Nous en sommes très proches actuellement, le seul problème restant étant la détermination de la concentration et des diamètres des particules. Une méthode de seuillage de l'image pourrait être utilisée.

Chapitre 5

Mesures haute-résolution de vorticité et de PV

5.1 Introduction

Nous allons dans ce chapitre mettre en œuvre les différentes techniques de mesure dont nous avons parlé précédemment. Le but est de mesurer la vorticité potentielle associée à un tourbillon, créé de la manière exposée dans la section 3.2. Nous choisissons de créer un cyclone plutôt qu'un anticyclone, ce dernier étant plus sensible aux instabilités 3D qui pourraient se produire initialement lors de l'ajustement (Thivolle-Cazat *et al.* [149]). Ce cyclone est donc caractérisé à l'instant initial par un patch de PV connu. Nous allons voir ce que les nouvelles caméras numériques moyenne et haute résolutions ont pu apporter aux mesures de PIV et de fluorescence.

Dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur l'aspect technique des mesures, pour des questions de temps. L'analyse des phénomènes physiques fera l'objet d'une publication.

5.2 Ajustement d'un cyclone de faible rapport d'aspect

5.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour créer un tourbillon cyclonique isolé dans notre cuve, est représenté sur la figure 5.1. Il s'agit du dispositif classique pour étudier l'ajustement d'un vortex, tel que présenté à la section 3.2, page 18, sur l'ajustement cyclo-géostrophique. Le cylindre transparent, placé au centre de la cuve, traverse toute la couche du haut, et permet de maintenir une anomalie initiale de densité.

Pour ces mesures, réalisées avec les caméras analogiques de faible résolution, la PIV et la LIF ne sont pas réalisées simultanément. Pour séparer la longueur d'onde des deux lasers, il faut utiliser des filtres, comme un filtre interférentiel proche d'une des longueurs d'onde. L'utilisation de tels filtres demande une puissance lumineuse forte (lasers utilisés à pleine puissance), et une sensibilité accrue des caméras, ce qui n'est pas le cas avec les mesures présentées dans ce paragraphe.

Les deux mesures, du niveau de l'interface, et du champ de vorticité, *ne sont donc pas faites pour des paramètres similaires*. Le calcul de la vorticité potentielle à différents instants n'a de ce fait pas de sens, mais nous présentons tout de même les mesures réalisées, pour pouvoir les comparer à celles qui suivront.

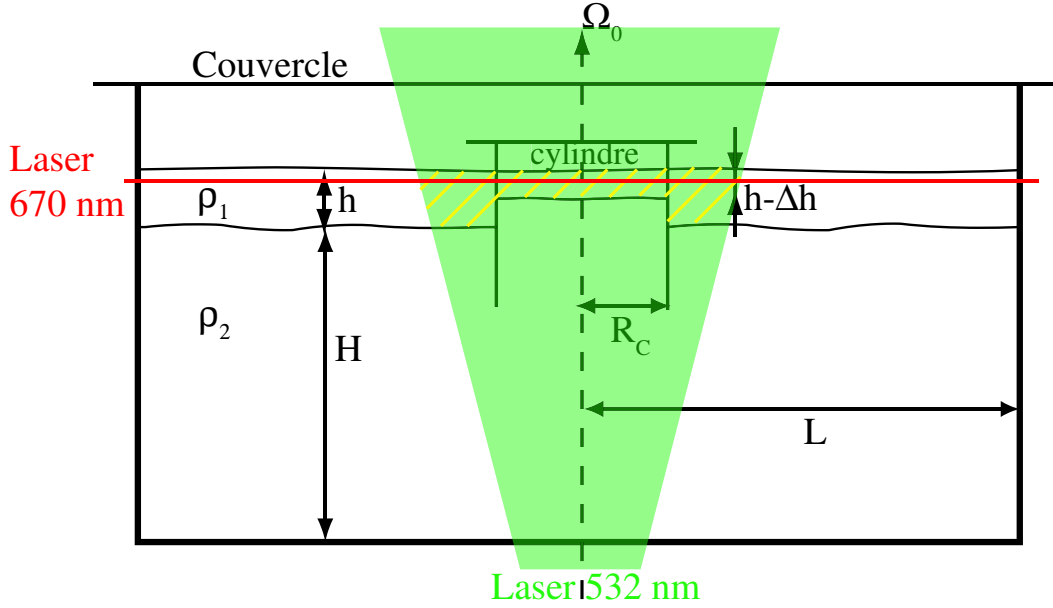


FIG. 5.1: Schéma de l'expérience d'un cyclone créé par ajustement au centre de la cuve. Le cylindre est représenté dans sa position initiale au centre de la cuve, les nappes laser sont indiquées par une droite horizontale, et un champ vertical.

5.2.2 Mesures de l'interface par LIF

Le tourbillon cyclonique créé doit être stable, ce qui implique une certaine gamme de paramètres. Nous pouvons notamment nous référer à Baey et Carton [12] ou à Thivolle-Cazat *et al.* [149], pour les analyses de stabilité de tourbillons baroclines. Nous nous contentons ici de souligner que le tourbillon cyclonique, dont les paramètres sont regroupés dans la table 5.1, doit être stable.

h (cm)	H (cm)	$\delta = h/H$	Δh (cm)	$\lambda = \Delta h/h$	R_C (cm)	$\alpha = h/R_d$
2.5	20	0.125	1.25	0.5	5.25	0.48

(a)

Ω_0 (tr/min)	f (rad/s)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho$ (‰)	R_d (cm)	Bu	$Ro^{(1)} = \frac{\sqrt{g^*h}}{fR_c}$
7.0	1.466	1001	1006	5.0	2.39	0.21	0.46

(b)

TAB. 5.1: Nombres et paramètres caractéristiques de l'expérience LIF : (a) longueurs et paramètres géométriques de l'expérience ; (b) stratification, rotation et nombres sans dimension.

Les mesures de hauteur de l'interface sont réalisées de la manière exposée au paragraphe 3.4.2, page 26. Une des difficultés de ces mesures est de travailler avec un rapport de l'échelle verticale sur horizontale large. Pour pouvoir filmer une zone assez large, et englober le cylindre horizontalement, nous filmons en grand angle (typiquement avec une focale de moins de 50 mm). La précision obtenue verticalement n'est donc pas optimale. Dans ce cas-ci, les images de la figure 5.2, obtenues pour différents temps, montrent une extension verticale d'environ 4 cm, pour une extension horizontale d'environ 25 cm. Nous définissons donc la zone importante, où nous allons mesurer la position l'interface, sur 80 pixels au maximum. La zone de gradient lumineux est quant à elle mesurée sur, au mieux, une vingtaine de pixels. Nous pourrions utiliser une précision beaucoup plus grande, en zoomant sur l'interface, et en balayant horizontalement

la couche supérieure. Cela ne pose pas de problème si le but est de mesurer la dynamique lente de l'ajustement. Un dispositif constitué d'une caméra sur un chariot a été utilisé par exemple par Loiseleux *et al.* [86], pour mesurer des interfaces sable-eau, avec une très grande extension horizontale. Malheureusement, ce dispositif est difficile à mettre en œuvre sur une table tournante de cette taille.

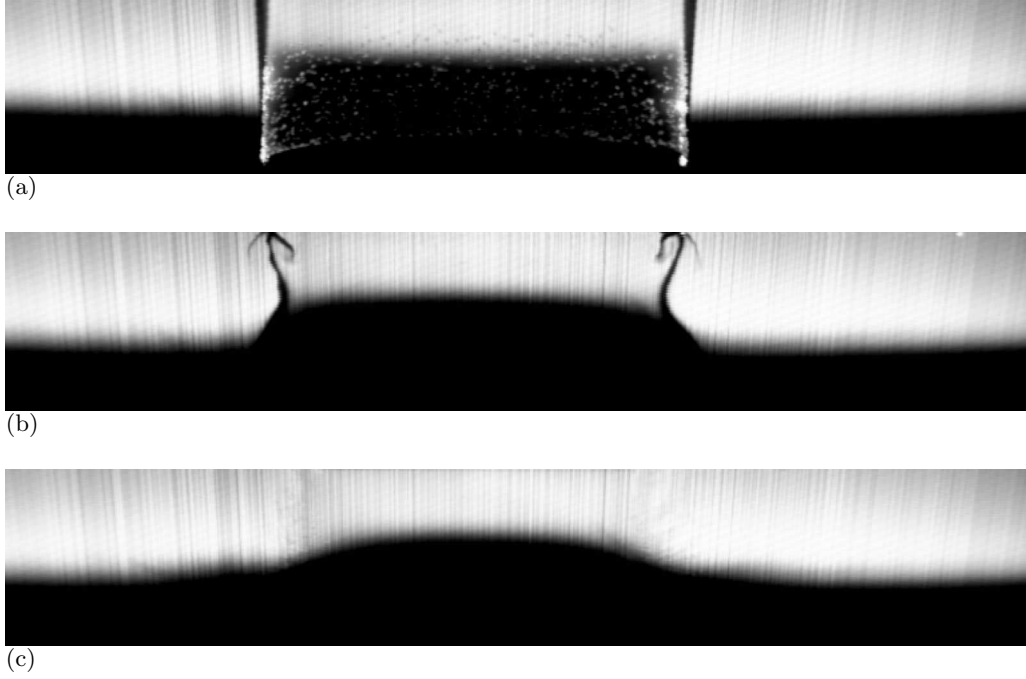


FIG. 5.2: Mesures LIF : 3 vues de côté pour (a) T_0 , (b) $0.2T_0$, (c) $2T_0$, après le début de l'ajustement.

Ceci dit, l'état ajusté étant atteint au bout d'environ deux périodes de rotation, nous pouvons mesurer la position de l'interface, présentée sur la figure 5.3, $2T_0$ et $5T_0$ après le début de l'ajustement. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de seuillage présentée au paragraphe sur les méthodes expérimentales (sec. 3.4.2). Ces mesures expérimentales sont accompagnées de la courbe théorique calculée en suivant l'analyse du paragraphe 3.3, page 19.

5.2.3 Mesures de vitesse et de vorticité par PIV

En utilisant le laser rouge de longueur d'onde 670 nm (Fig. 5.1), et sans fluoresceine ni laser vert, des mesures PIV ont été réalisées, avec des paramètres approchant ceux du paragraphe précédent. Ces paramètres sont regroupés dans la table 5.2.

h (cm)	H (cm)	$\delta = h/H$	Δh (cm)	$\lambda = \Delta h/h$	R_C (cm)	$\alpha = h/R_d$
2.5	20	0.125	1.25	0.5	5.25	0.48

(a)

Ω_0 (tr/min)	f (rad/s)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho$ (‰)	R_d (cm)	Bu	$Ro^{(1)} = \frac{\sqrt{g^*h}}{fR_c}$
6.0	1.256	1022	1027	4.9	2.75	0.28	0.53

(b)

TAB. 5.2: Nombres et paramètres caractéristiques de l'expérience PIV : (a) longueurs et paramètres géométriques de l'expérience ; (b) stratification, rotation et nombres sans dimension.

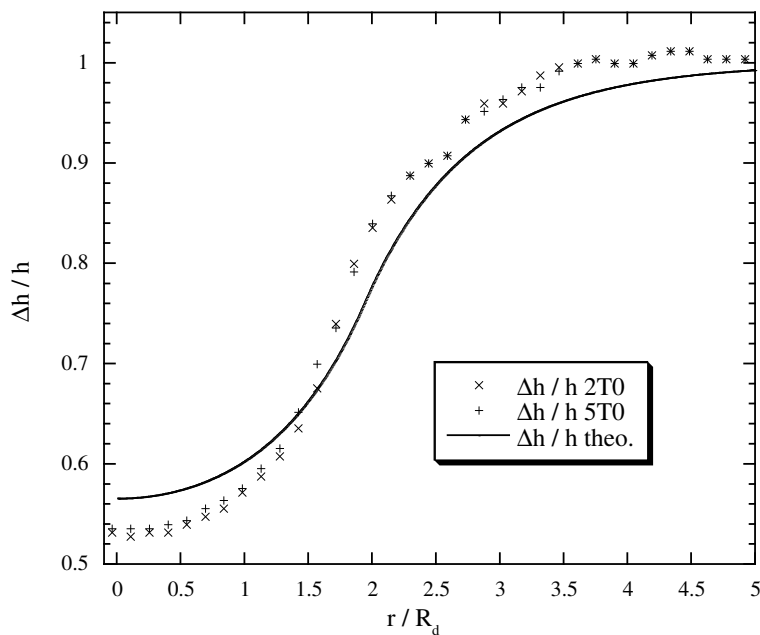


FIG. 5.3: Mesures LIF : mesures de la position de l'interface, pour $2T_0$ et $5T_0$ après le début de l'ajustement. La courbe en trait plein correspond à la solution théorique calculée numériquement (sec. 3.3, p. 19).

La couche supérieure estensemencée de particules de type *Vestosint*, éclairées par la nappe laser de longueur d'onde 670 nm, comme indiqué dans le chapitre concernant la PIV (ch. 4, p. 29). L'image initiale, avant le début de l'ajustement, est représentée sur la figure 5.4. La concentration en particule utilisée (0.075 g/L environ) est considérée comme fournissant une concentration en particules par pixels optimale. Le champ de la caméra fait 768×512 pixels, sur 25 cm environ. Nous avons donc une définition de 0.39 mm/pix.

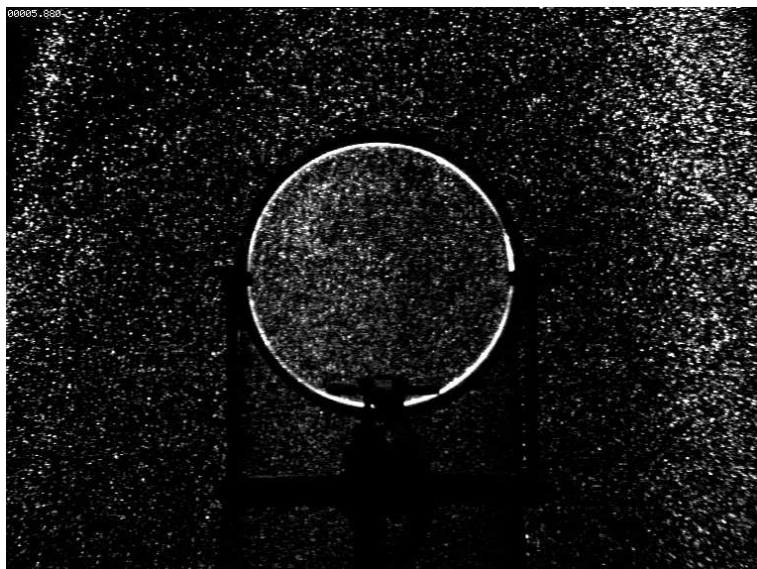


FIG. 5.4: Mesures PIV : image initiale, avec les particules et le cylindre (vue du haut).

Des moyennes temporelles permettent de visualiser le tourbillon cyclonique, comme sur les images de la figure 5.5. Ces moyennes sont effectuées sur 10 images, intervalle de temps suffisamment long pour distinguer les trajectoires des particules, tout en étant petit devant la période de rotation. Le tourbillon ne se déplace pas, et semble peu dissipé au bout de $10T_0$. D'autre part,

un très faible mode 3 semble se développer (Fig. 5.5(b)), mais n'est plus présent sur l'image à $10T_0$.

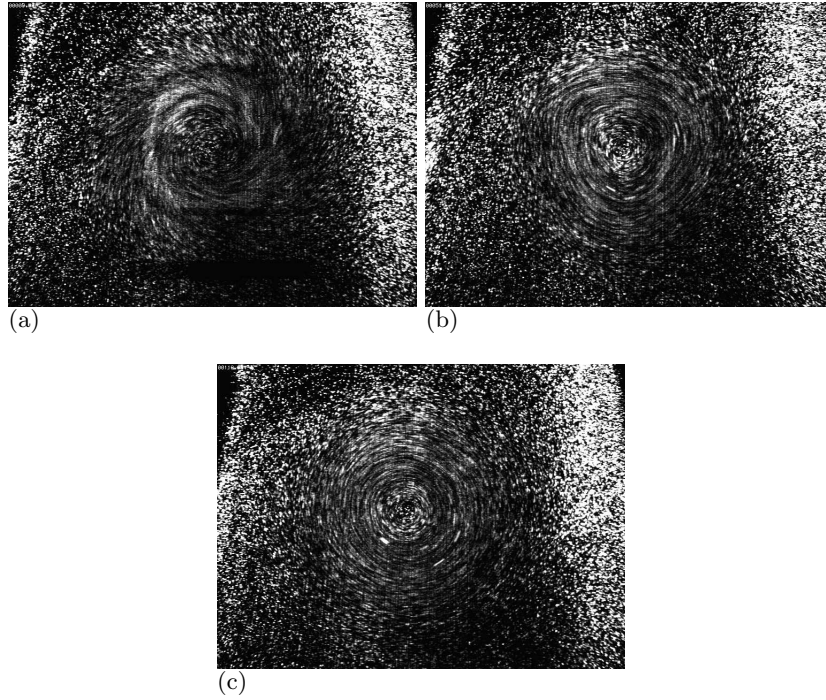


FIG. 5.5: Mesures PIV : moyennes temporelles des champs de particules ; (a) T_0 , (b) $4T_0$, (c) $10T_0$; les moyennes sont effectuées sur 10 images (1.2s).

Les champs de vitesse sont calculés à partir des champs de particule, en utilisant un algorithme à plusieurs itérations, avec des tailles de fenêtres de corrélation décroissantes. La taille finale est de 16 pixels. Les champs de vitesse et de vorticité sont représentés, pour différents instants, sur la figure 5.6.

Nous obtenons donc un champ d'environ 50×40 vecteurs, avec deux vecteurs tous les centimètres (dans une direction x ou y donnée). Le tourbillon est décrit par environ 20 vecteurs, selon un diamètre de cylindre. Concernant la vorticité, nous disposons de 8 vecteurs pour quantifier la distance allant du centre de la structure au maximum de vorticité (distance un peu plus faible que le rayon du cylindre). Cela est finalement assez faible pour décrire avec précision le gradient, en particulier lorsque la pente est forte près du maximum.

Le calcul de la conservation de la vorticité potentielle, en utilisant ces deux expériences, n'a bien entendu pas de sens. Même si les paramètres sont assez proches, nous ne savons pas par exemple, si mode instable $n=3$ a été observé lors de l'expérience LIF. D'autre part, la précision obtenue n'est pas satisfaisante, en particulier concernant le raidissement de vorticité, qu'il est très important de bien définir pour calculer la vorticité potentielle.

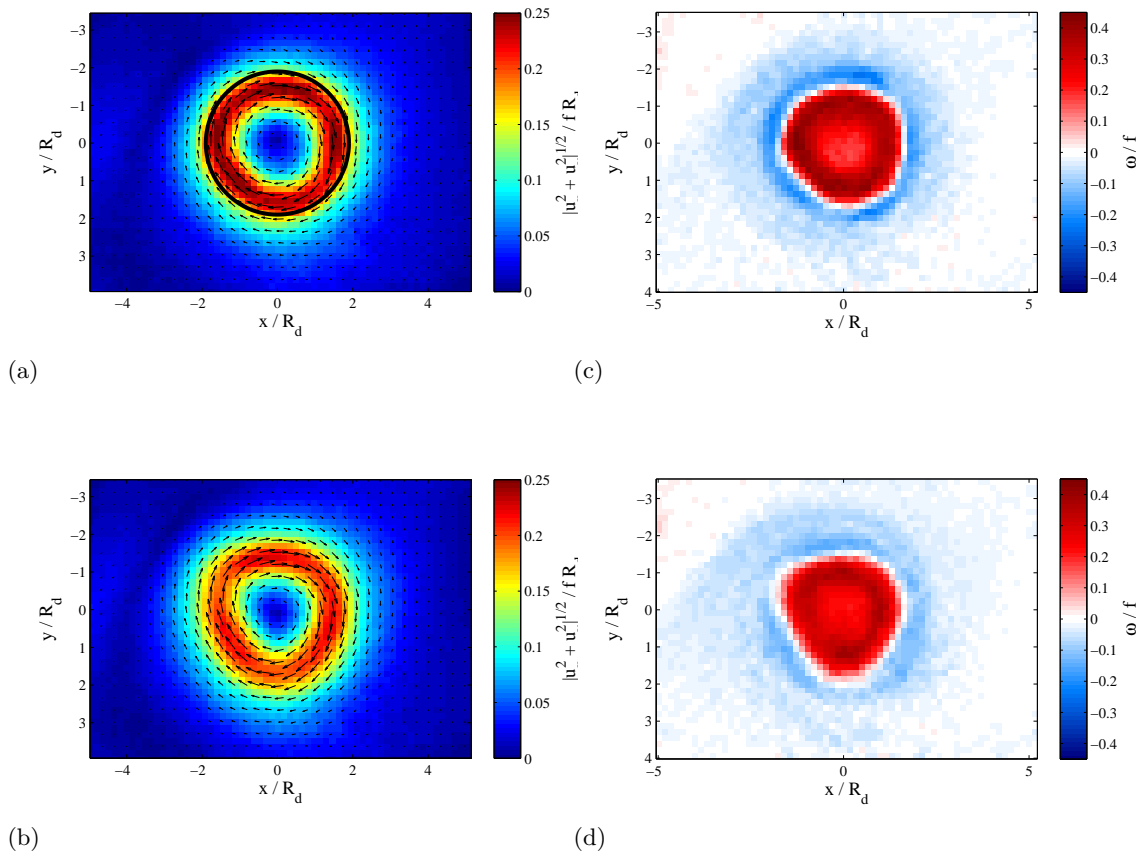


FIG. 5.6: Champs de vitesse et de vorticité : (a,b) $2 T_0$, (c,d) $5 T_0$; les longueurs, les vitesses, et la vorticité sont adimensionnées par R_d , $f R_d$, et f respectivement ; le centre initial du cylindre (représenté en noir sur (a)) se trouvait à (0,0).

5.3 Ajustement d'un cyclone de grand rapport d'aspect

5.3.1 Dispositif expérimental

Nous présentons ici une expérience de mesure "réelle" de la vorticité potentielle, obtenue simultanément par LIF et PIV, et donc sans méthode intrusive.

Ce type d'expérience est très difficile. Il faut pouvoir ensemençer parfaitement les couches en particules pour la PIV, sans que celles-ci ne plongent ou ne s'agglutinent en surface, et ceci sur les 6 heures d'expériences. La couche supérieure, et le patch dans le cylindre, doivent aussi contenir une concentration en fluoresceine précise, afin d'obtenir une fluorescence idéale. Les deux lasers nous imposent d'utiliser des filtres sur les objectifs, pour séparer les différentes longueurs d'ondes. Enfin, l'acquisition simultanée de films numériques impose une parfaite coordination informatique sur une table tournante. En particulier, les films obtenus font facilement 10 Go au bout de 10 minutes.

Pour compliquer les choses, le laser vert, utilisé pour la fluorescence, arrivait en fin de vie au moment des expériences. Cela se caractérisait parfois par une chute de plus de 50% de sa puissance sur une journée, ce qui a rendu très difficile la capture d'images de l'interface par LIF. Nous ne montrerons pas d'image expérimentale brute, en raison de ces difficultés d'observation.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 5.7. Il est similaire à celui des expériences basse résolution, à ceci près que nous avons utilisé un cylindre deux fois plus large que précédemment. Le but était d'étudier l'influence de la variation du rapport des dimensions verticale sur horizontale, sur la conservation de la PV. Ceci nous amène à modifier la visualisation de côté. En effet, comme nous l'avons vu, filmer une zone aussi large que le cylindre, diminue la définition verticale que nous souhaiterions utiliser. Ainsi, pour cette expérience, nous avons décidé de mesurer la variation de l'interface à partir du centre du cylindre, sur un demi-diamètre.

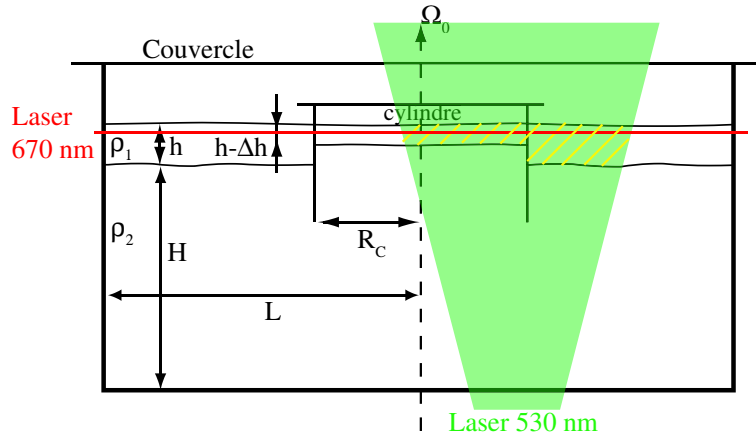


FIG. 5.7: Schéma de l'expérience d'un cyclone créé par ajustement au centre de la cuve. Le cylindre est représenté dans sa position initiale au centre de la cuve, les nappes laser sont indiquées par une droite horizontale, et un champ vertical.

Nous voulons garder un nombre de Burger sensiblement égal aux expériences précédentes. Le rayon de déformation local doit donc être plus grand, et la manière la plus simple d'atteindre une valeur plus élevée est de diminuer la vitesse de rotation de la table. Les paramètres résultants sont regroupés dans la table 5.3.

5.3.2 Mesures de l'interface par LIF

La mesure de la variation de l'interface est réalisée par LIF, comme précédemment, avec une zone filmée couvrant un rayon du cylindre, et environ 20×3 cm. La caméra utilisée est une *Pixelink*, nous donnant une image d'environ 1200×200 pixels.

h (cm)	H (cm)	$\delta = h/H$	Δh (cm)	$\lambda = \Delta h/h$	R_C (cm)	$\alpha = h/R_d$
2	16	0.125	1	0.5	12.25	0.16

(a)

Ω_0 (tr/min)	f (rad/s)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho$ (‰)	R_d (cm)	Bu	$Ro^{(1)} = \frac{\sqrt{g^*h}}{fR_c}$
2.0	0.418	1015	1019	3.9	6.6	0.29	0.54

(b)

TAB. 5.3: Nombres et paramètres caractéristiques de l'expérience haute résolution : (a) longueurs et paramètres géométriques de l'expérience ; (b) stratification, rotation et nombres sans dimension.

Pour détecter l'interface, nous avons utilisé la méthode présentée au paragraphe 3.4.2, page 26, en approchant le gradient de l'intensité lumineuse par une fonction du type tangente hyperbolique. Compte tenu de la taille du film, cette méthode est gourmande en temps machine, mais donne de très bons résultats, comme le montre le diagramme spatio-temporel de la figure 5.8.

La position de l'interface est codée en couleur, en fonction de la hauteur. La position initiale est représentée selon un code couleur, en fonction de la hauteur : bleue dans le cylindre ($\Delta h/h = 0.5$), et rouge à l'extérieur ($\Delta h/h = 1$). Le cylindre est levé à $t/T_0 = 0$. La première oscillation dans le cylindre est proche de la fréquence inertielle f , puis les oscillations suivantes, dont l'amplitude diminue, sont beaucoup plus rapides ($f/2$ ou $f/3$). On retrouve ainsi les résultats de Stegner et Bouruet-Aubertot [133], indiquant un doublement de fréquence (de f   $2f$) lors de l'ajustement dans le vortex, pour des amplitudes fortes. Il faut noter que l'amplitude mesurée ici pour la première oscillation est proche de $\Delta h/h \simeq 0.1$. Autrement dit, l'interface remonte à environ 2 mm sous la surface libre.

En dehors de la zone du cylindre, les oscillations observées sont plus faibles, et semblent irrégulières, durant les deux premières périodes de rotation. En fait, quand on observe le diagramme spatio-temporel sur la première période de rotation (Fig. 5.9), on voit que l'oscillation dans le cylindre a une longueur d'onde plus courte que le diamètre de ce cylindre. Des nœuds apparaissent, et l'onde se propage vers l'extérieur, venant perturber les oscillations à l'extérieur de la zone du cylindre.

Les petits défauts sur le diagramme spatio-temporel viennent des raies sombres dans la nappe laser. Ces raies, visibles par exemple sur la figure 5.2, sont provoquées par des obstacles sur le chemin lumineux de la nappe. Mais cela n'empêche pas les mesures, et l'observation des petites perturbations comme lorsque l'on retire le cylindre.

Ces mesures LIF permettent de tracer le profil de l'interface, présenté sur la figure 5.10 à différents instants. Les mesures expérimentales sont en bon accord avec la prédiction théorique d'un ajustement sans dissipation.

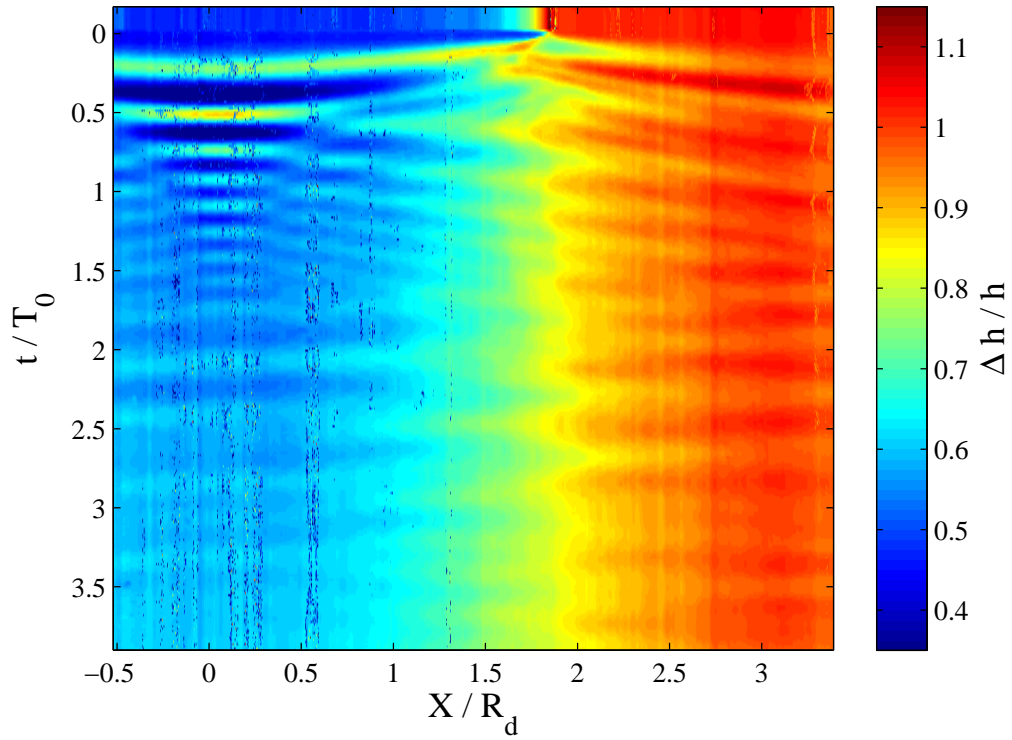


FIG. 5.8: Mesures LIF : diagramme spatio-temporel de la variation de la position de l'interface ; le centre initial du cylindre est situé en 0, sa paroi étant en $x = 1.84R_d$; la hauteur est représentée par un code couleur, en fonction de l'anomalie de hauteur initiale.

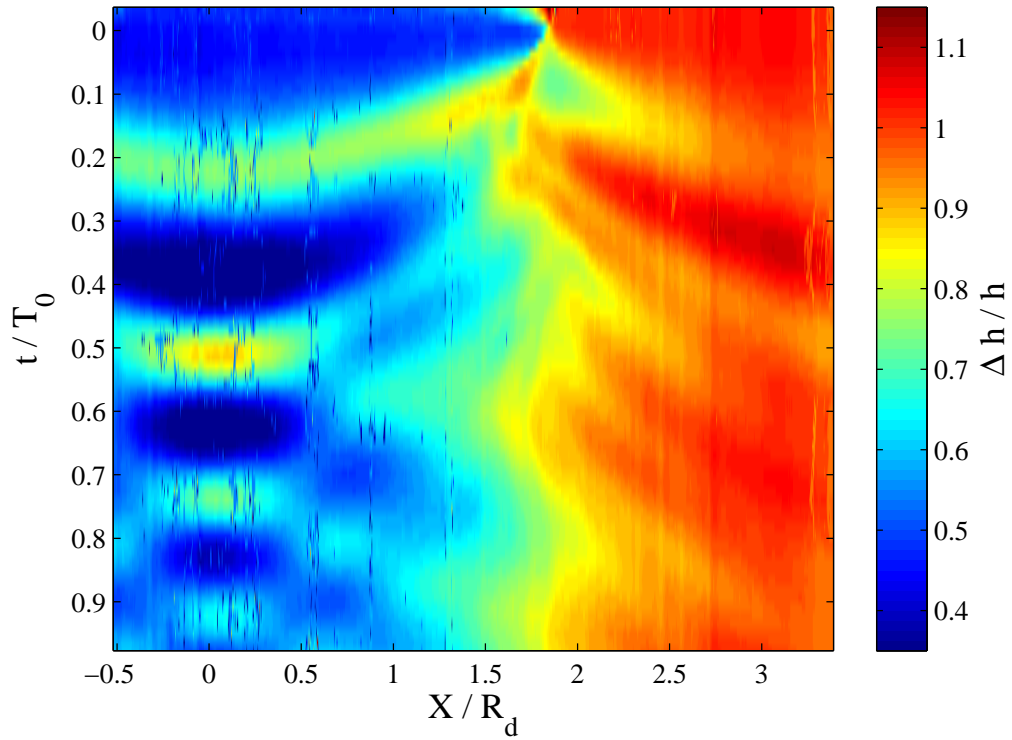


FIG. 5.9: Mesures LIF : Zoom "temporel" du diagramme spatio-temporel de la figure 5.8 montrant les premiers instants de l'ajustement.

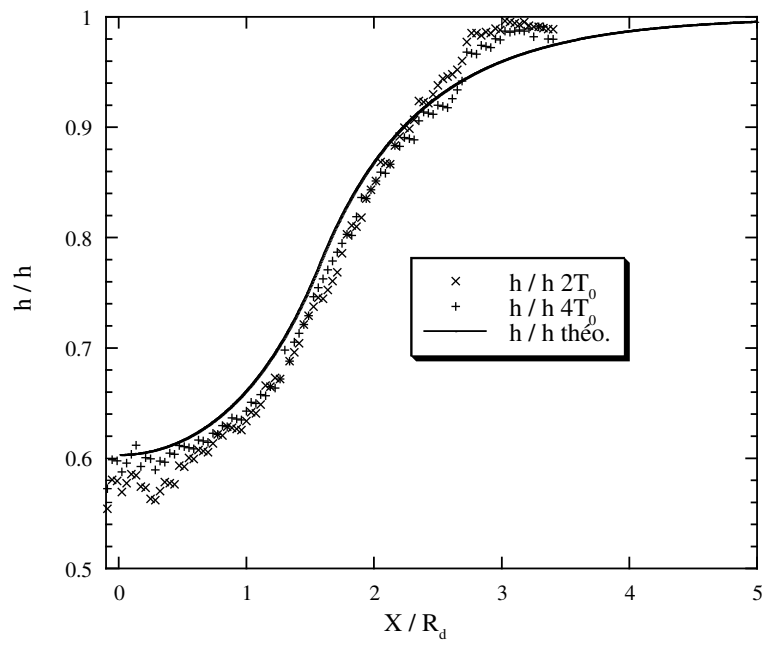


FIG. 5.10: Mesures LIF : mesures de la position de l'interface, pour $2T_0$ et $5T_0$ après le début de l'ajustement. La courbe en trait plein correspond à la solution théorique calculée numériquement.

5.3.3 Mesures de vitesse et de vorticité par PIV

Les mesures PIV ont été effectuées avec la caméra *Lumenera* haute résolution (3000×2200 pixels). Le champ de l'image est ici rectangulaire, pour centrer les mesures de vitesse au même endroit que celles de l'interface. Les champs de vitesse et de vorticité sont représentés sur la figure 5.11. La mesure de l'interface est effectuée selon l'axe des x positifs. Dans cette direction, l'extension totale est d'environ 40 cm, et les champs de vitesse sont constitués d'environ 160×120 vecteurs. On a donc environ 4 vecteurs par centimètre : une résolution deux fois plus élevée que pour les expériences basse-résolutions, tandis que le cylindre est deux fois plus grand !

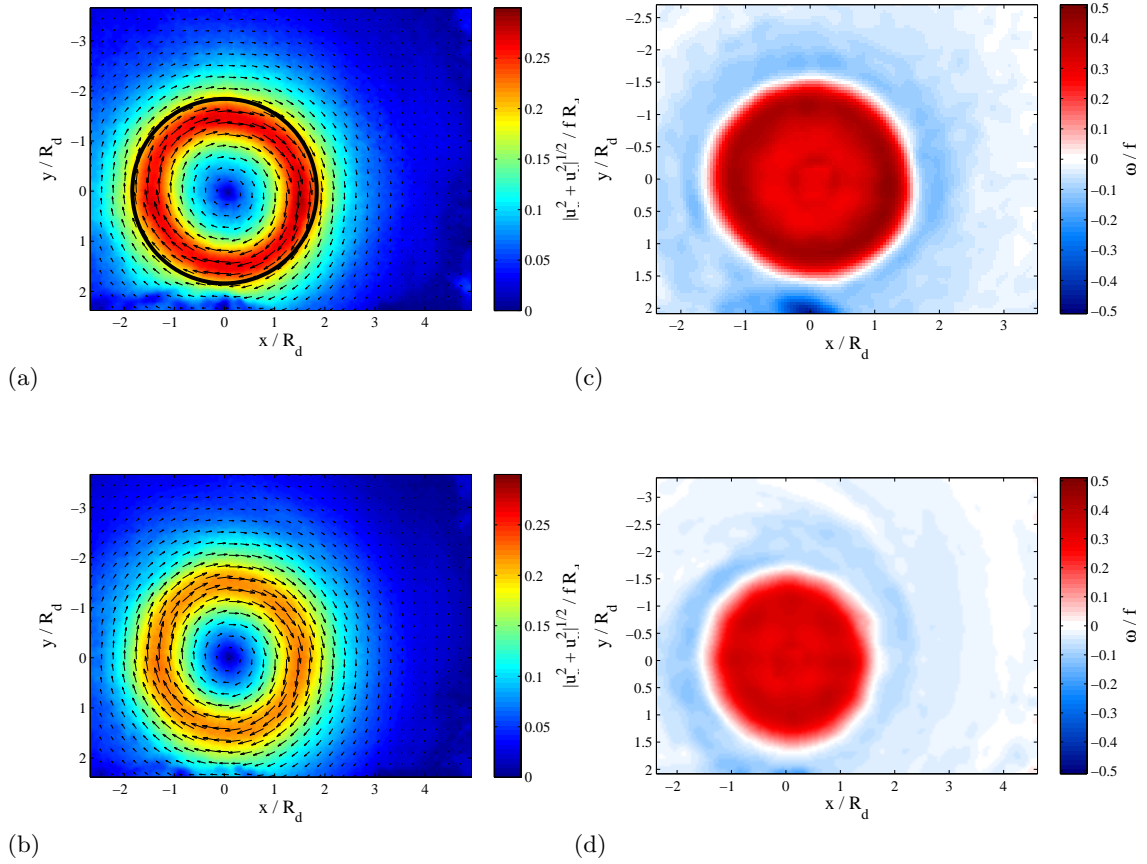


FIG. 5.11: Champs de vitesse et de vorticité : (a,b) $2T_0$, (c,d) $4T_0$; les longueurs, les vitesses, et la vorticité sont adimensionnées par R_d , fR_d , et f respectivement ; le centre initial du cylindre (représenté en noir sur (a)) se trouvait à (0,0).

Deux mesures de la vorticité sont représentées sur la figure 5.12, à deux instants donnés (2 et $4T_0$ après le début de l'ajustement). La courbe théorique de la vorticité dans l'état ajusté les accompagne (sec. 3.3, p. 19). L'accord entre données expérimentales est bon. La différence principale, à l'endroit où la vorticité change de signe, vient de la non-prise en compte de la viscosité dans le modèle. La définition de la mesure du "pic" de vorticité doit être suffisamment élevée pour le calcul de la vorticité potentielle correspondante. Si le maximum est très sous-évalué, et le gradient mal défini, la vorticité potentielle $Q = (f + \zeta)/h$ sera sous-évaluée de la même façon à cet endroit-là. De même pour le "pic" minimum de la vorticité.

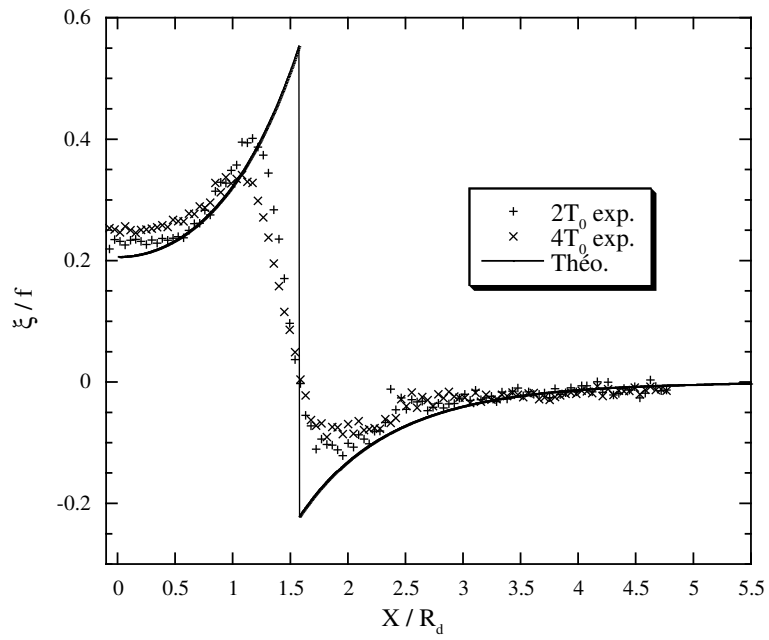


FIG. 5.12: Mesures PIV : vorticité mesurée au même endroit que la hauteur de l'interface, pour deux temps différents après le début de l'ajustement ; la courbe théorique est en trait plein.

5.3.4 Mesures de la vorticité potentielle

Les mesures précédentes nous permettent de calculer la vorticité potentielle à des instants donnés, après avoir interpolé les données (Fig. 5.13).

La figure 5.14 montre deux profils de PV, mesurés à deux instants donnés (2 et 4 T_0), accompagnés du profil théorique de la PV dans l'état ajusté (sec. 3.3, p. 19). Les mesures obtenues sont en bon accord avec le profil théorique : la structure générale de la PV en "marche d'escalier" est correcte. Nous n'avons pas mesuré la dissipation. Il faudrait réaliser des mesures sur des temps plus long (10 à 20 T_0), pour capturer les effets de la dissipation visqueuse.

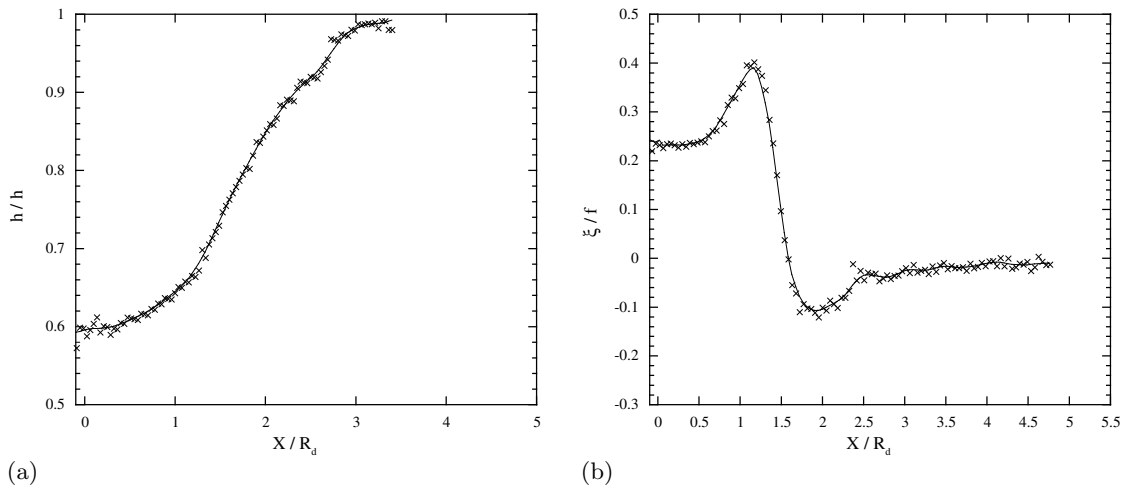


FIG. 5.13: Mesures PV : (a) courbe de la position de l'interface, (b) courbe de la vorticité, accompagnées des fonctions interpolées, $2T_0$ après le début de l'ajustement.

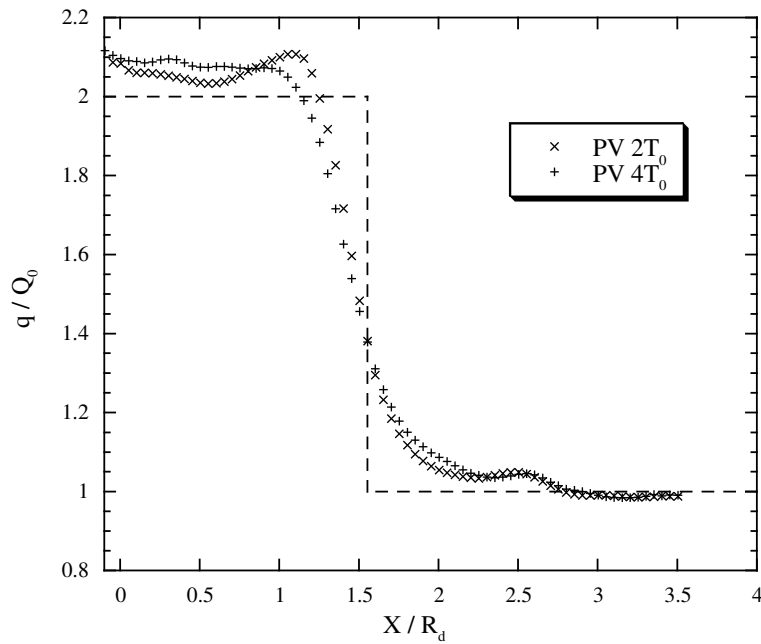


FIG. 5.14: Mesures PV : deux mesures effectuées à deux temps différents après le début de l'ajustement (2 et 4 T_0); la PV de l'état ajusté théorique est tracée en trait haché.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé des mesures de la vorticité potentielle, lors de l'ajustement d'un patch cyclonique de grand rapport d'aspect. Ces mesures ont été faites en mesurant le champ de vitesse horizontal par PIV en utilisant une caméra haute-définition, et la position de l'interface par LIF dans le tourbillon avec une caméra moyenne-résolution, et ce de manière simultanée. Les profils de PV expérimentaux obtenus sont en bon accord avec le profil théorique de l'état ajusté. Ces mesures sont très délicates à mettre en place dans le cadre d'une modélisation expérimentale telle que celle présentée dans la suite de ce manuscrit. Mais si la direction de dérive d'un tourbillon peut être estimée avant l'expérience, et que ce tourbillon est stable et cohérent, il peut être tout à fait possible d'effectuer simultanément ces mesures.

Deuxième partie

Instabilités dans les sillages
océaniques

Chapitre 6

3D instabilities of a rotating shallow-water Karman Street

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des sillages océaniques de petite échelle, et en configuration couche-mince ($\alpha = h/L \simeq 0.1$). Compte tenu des paramètres que nous voulions atteindre ($\alpha \simeq 0.1$ et $Bu > 1$), les expériences ont été réalisées sur la plate-forme CORIOLIS du LEGI. Des visualisations qualitatives à l'aide d'un traceur passif (colorants injectés dans les deux zones de cisaillement cyclonique et anticyclonique), ont permis de balayer une large gamme de nombre de Rossby ($Ro = 0.5 - 4$) et de nombre de Reynolds ($Re = 4000 - 20000$). Des mesures quantitatives ont permis de mesurer la vorticité dans les structures.

Des petites perturbations apparaissent dans les cyclones, lorsque le nombre de Rossby global, basé sur la taille de l' le, est assez grand ($Ro = V/(\Omega_0 D) > 0.8$). Le nombre de Reynolds semble contrôler la durée de cette instabilité transitoire.

La section suivante est constituée d'un article soumis à Dynamics of Atmospheres and Oceans (Teinturier *et al.* [147]), adapté pour le manuscrit.

6.2 Article soumis à Dynamics of Atmospheres and Oceans

Small-scale instabilities of an island wake flow in a rotating shallow-water layer

Samuel Teinturier, Alexandre Stegner ^a
Henri Didelle, Samuel Viboud ^b

^a Laboratoire de M t orologie Dynamique, CNRS, ENS, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France

^b LEGI/Coriolis, 21 Avenue des Martyrs, 38000 Grenoble, France

Abstract

Unlike the standard bidimensionnal Kármán street, the oceanic vortex streets which may occurs behind isolated islands are affected by the earth's rotation and the vertical stratification of the thermocline. These effects induce a selective destabilization of anticyclonic vorticity regions. Several experimental studies were devoted to the inertial instability which induces transient and three-dimensional perturbations in a rotating fluid layer. However, these previous experiments corresponds to a large or finite vertical h to horizontal L aspect ratio $\alpha = h/L$ while in an oceanic context this ratio is much smaller than unity $\alpha \simeq 0.01$. This vertical confinement induces a cutoff vertical scale for unstable perturbations. But, since dissipation preferentially damps smaller

scales, the shallow-water aspect ratio α may become so small that no growth will occur. We present here the first experimental investigation of three-dimensional destabilizations of an island wake flow in a shallow-water configuration. These laboratory experiments were performed on the LEGI Coriolis Platform which allows to reach small aspect ratio $\alpha = 0.1$ and large Reynolds numbers $Re = 5000 - 35000$. We have shown that unstable three dimensional perturbations occur when the island Rossby number $Ro = V/(\Omega_0 D)$ is large enough $Ro > 0.8$ while the Reynolds number seems to control the duration of this transient instability. Qualitative dye visualisation allows to identify various type of passive tracer dispersion in the wake. Moreover, according to PIV measurements we have shown that, unlike experiments having large or finite aspect ratio $\alpha \geq 1$, the small-scale perturbations do not reduce significantly the local vorticity inside the unstable anticyclone. Hence, the shallow-water configuration ($\alpha \ll 1$) seems to reduce the intensity and the impact of three-dimensional instabilities in the vortex street. Finally, for high Froude numbers, when the flow becomes supercritical, due to the generation of high amplitude wave wake the vortex street intensity is strongly reduced.

6.2.1 Introduction

Island wakes are the location of a strong eddy activity which have important biological consequences in the formation and transport of organic matter. Strong cyclonic eddies can be recognized in satellite SST image by their cold core of upwelled deep water (Aristegui *et al.* [11], Caldeira *et al.* [21], Caldeira et Marchesiello [22]) while anticyclonic vortices or filaments are characterized by warm surface water. Various physical processes such as filamentation, small-scale upwelling or three-dimensional instabilities enhance the horizontal transport and the vertical mixing of nutrient-rich deep water when an upper surface current encounter oceanic islands or an archipelago. The role of islands wakes in the biological enrichment of surface waters cannot be neglected (Hasegawa *et al.* [60]). Motivated by this oceanographic context, we investigated, by means of laboratory experiments, the small-scale and three-dimensional instabilities which may induce a significant vertical mixing in a rotating shallow-water wake.

It is well known that the rotation alters the stability of incompressible two-dimensional flow with respect to three-dimensional perturbations. The Coriolis force induces a selective destabilisation of anticyclonic vorticity regions. According to linear stability analysis, Johnson [70] and Yanase *et al.* [167] show that three-dimensional unstable modes of parallel shear flow may have stronger growth rates than the standard two-dimensional barotropic modes when the absolute vorticity is negative. This inertial instability also occurs in a geophysical context for rotating, stratified and hydrostatic flows. The linear stability analysis of the primitive hydrostatic equations performed by Emanuel [40] or by Stevens et Ciesielski [138] show that inertial modes confined in the anticyclonic vorticity region become unstable when $\Phi_i(x, y) = f(f + \zeta) < 0$ where $\zeta(x, y)$ is the relative vorticity and f is the Coriolis parameter. Here, again the inertial instability have significantly greater growth rate than the barotropic shear instability. Besides, in the absence of dissipation, the maximum growth rates are reached for infinitesimal vertical wavelength (Stevens et Ciesielski [138]). Hence, for both the hydrostatic and the non-hydrostatic case, the wavelength selection of the inertial instability is mainly controlled by the dissipative effects (Emanuel [40]; Yanase *et al.* [167]).

For circular vortices, the generalized Rayleigh criterion proposed by Kloosterziel et VanHeijst [79] or Mutabazi *et al.* [95] asserts that all anticyclonic vortex columns are unstable to three-dimensional perturbations if $\Phi_R(r) = (f + 2v_\theta/r)(f + \zeta) < 0$ where $v_\theta(r)$ is the azimuthal velocity and $\zeta(r)$ the relative vorticity. The geometrical optics stability for short wave instabilities applied to rotating fluids demonstrate that this criterion is indeed a sufficient condition for inviscid three dimensional instabilities (Sipp et Jacquin [127], Billant et Gallaire [16]). This selective destabilization of intense anticyclones is usually called the centrifugal instability and was also checked by means of laboratory experiments (Kloosterziel et VanHeijst [79]; Afanasyev et Peltier [5]) or direct numerical simulations (Bartello *et al.* [13]; Potylitsin et Peltier [113]; Kloosterziel

et al. [78]). The unstable centrifugal modes, similar to Taylor-Couette rolls, are generally located in an annular region, surrounding the vortex core, where the Rayleigh discriminant Φ_R is negative (Afanasyev et Peltier [5]; Afanasyev [4]; Potylitsin et Peltier [113]; Kloosterziel *et al.* [78]).

For elliptical vortices (non axisymmetric structures) a resonant interaction between the inertial waves of the vortex and the underlying strain field could generate three-dimensional perturbations in regions of two-dimensional, elliptical streamlines. The unstable perturbation grows invariably in the vortex core, leading to sinuous undulations of the initial vortex along its vertical axis (Pierrehumbert [111]; Bayly [14]). In the presence of rotation the elliptical instability is weakened for cyclonic vortices and enhanced for strong anticyclones. According to the stability analysis of Cambon *et al.* [24], Le Dizès [84] and Le Bars *et al.* [83] anticyclonic elliptical vortex will be the most unstable to core-centred perturbations when $\zeta = -2f$. Both numerical simulations (Potylitsin et Peltier [113]) and laboratory experiments (Afanasyev [4]; Stegner *et al.* [136]; Le Bars *et al.* [83]) demonstrate that these core-centred modes could dominate the standard centrifugal modes when the ellipticity is strong enough. Besides, for this inertial-elliptical instability the wavelength selection is strongly controlled by the Rossby number.

A general inviscid criterion which takes into account the inertial, the centrifugal and the elliptical instabilities was introduced by Leblanc et Cambon [85]. According to the short-wave stability theory, a certain class of three-dimensional *pressureless* modes will become unstable if, in a cartesian coordinate frame, $\Phi_{LC} = -\frac{1}{2}\underline{\underline{S}} : \underline{\underline{S}} + \frac{1}{4}W_t \cdot W_t < 0$ somewhere in the flow domain. We respectively introduce here the rate-of-strain tensor $\underline{\underline{S}}$, or in other words the symmetric part of the velocity gradient, and the tilting vorticity $W_t = \zeta + 4\Omega_0$ (Cambon *et al.* [24]). The relation between the standard stability criterions, mentioned above, and the sufficient condition $\Phi_{LC} < 0$ was extensively discussed for simple plane flows subjected to the Coriolis force in Leblanc et Cambon [85].

For an island wake in deep water, when an upper surface current encounter an isolated island or an archipelago, the boundary stress associated with the nearshore or the lateral side of the island induce a strong boundary shear flow. In this deep water case the influence of bottom drag becomes negligible, as discussed by Tomczak [151]. Just behind the island, the detachment of the lateral boundary layer first leads to a free shear layers. In a second stage, these parallel shear layers could roll up alternatively on both side of the island into elliptical structures. Then, these transient elliptical structures evolve quickly to axisymmetric vortices and generate a von Kármán vortex street in the lee of the island. Hence, at each stage, specific three-dimensional instabilities (inertial, elliptical or centrifugal) could induce a significant vertical mixing in anticyclonic vorticity regions. However, such type of instabilities will occurs only if the relative vorticity satisfy $\varepsilon = \zeta/f < -1$ somewhere. In-situ measurements of the local vorticity in the ocean is a hard and expensive task which requires intensive ADCP surveys (Hasegawa *et al.* [60]), such measurements are therefore very seldom. Hence, to estimate the order of magnitude of ε we generally use the global Rossby number $Ro = U/Lf$ where U is the characteristic current velocity and L is the typical radius of the island. When this Rossby number get close to unity we could expect that locally the magnitude of the vorticity exceed the Coriolis parameter $|\varepsilon| > 1$. According to the data collected in Table 6.1, this could be the case for various volcanic islands or archipelago such as Aldabra in the Mozambique channel (Heywood *et al.* [62]), Cato reef along the Australian coast (Coutis et Middleton [32]), Agoa-Shima south to the Japanese coast (Hasegawa *et al.* [60]), the Hawaii islands (Xie *et al.* [166], Chavanne *et al.* [30]), Santa Catalina island (Caldeira *et al.* [23]), or the Gran Canaria archipelago (Aristegui *et al.* [11]).

An important parameter for deep island wake is the vertical aspect ratio $\alpha = h/L$ where h is the upper surface current thickness (i.e. the thermocline depth) and L the typical horizontal scale of the island or the eddies. Note that $h \simeq 100 - 200$ m is generally much smaller than the total water depth $H \simeq 1 - 2$ km for isolated volcanic islands. According to the Table 1, this aspect ratio parameter is very small $\alpha \simeq 0.01$ in the ocean and we could expect an hydrostatic wake flow. The impact of this vertical confinement ($\alpha \ll 1$) on three-dimensionnal small-scale

Ref.	Island	U (m.s ⁻¹)	L (km)	h (m)	Rd (km)	Ro U/Lf	Bu $(2R_d/L)^2$
Heywood <i>et al.</i> [62]	Aldabra	0.8	15–30	150	20	1–3	2–7
Hasegawa <i>et al.</i> [60]	Aoga-Shima	1.5	3	100	–	5	–
Coutis <i>et al.</i> Middleton [32]	Cato	0.7	20	200	20	0.6	4
Caldeira <i>et al.</i> [23]	Catalina	0.5	1–10	100	–	0.5–5	–
Chavanne <i>et al.</i> [30], Xie <i>et al.</i> [166]	Hawaii	0.2	1–150	–	–	0.02–2	–

TAB. 6.1: Summary of characteristic length, velocity and Rd scales, and Ro and Bu parameters, for various *in situ* wakes

instabilities are poorly known and was never investigated experimentally.

An other parameter which governs the island wake is the Burger number $Bu = (R_d/L)^2$, this latter is given by the relative island size. Small (large) island in comparison with the local deformation radius R_d leads to large (small) Burger number. This parameter also controls the barotropic/baroclinic nature of the wake flow, or, in other words, the repartition between the potential and the kinetic energy of the mean flow. For large Burger numbers ($L \ll R_d$) the total energy is mainly kinetic, while for small values of the Burger number ($L \gg R_d$) the energy is mainly potential. Besides, for large-scale wakes ($Bu \ll 1$) when the isopycnal deviation become finite, the vortex street could strongly differ from the classical Kármán wake. For some extreme cases in the frontal regime ($Bu \leq 0.1$, $Ro \simeq 0.1$) coherent cyclones do not emerge at all and only an anticyclonic vortex street appears in the lee of the island (Perret *et al.* [110, 109]). However, to focus this study on small-scale three-dimensional instability we consider only finite Rossby numbers and large enough Burger numbers ($Bu \geq 1$) corresponding to the oceanic cases given Table 6.1.

A recent study (Dong *et al.* [38]) investigated numerically the dynamics of hydrostatic three-dimensional deep island wakes. The Regional Oceanic Model System (ROMS) was used with a high horizontal ($\delta x = 250$ m) and vertical ($\delta z = 25$ m) resolution. Such a resolution was needed to capture the small-scale instabilities which do not appears in previous numerical studies of oceanic wakes. For large enough Reynolds number, when $Ro = 0.1 - 0.5$, $\alpha \simeq 0.01$ and $Bu \simeq 1$ the magnitude of the local vorticity exceed unity and small-scale three-dimensional unstable perturbations growth in anticyclonique vorticity regions. The horizontal scale of the perturbation decreases when the Reynolds number or the spatial resolution increases as for the case of inertial or centrifugal instabilities.

In order to study the various three-dimensional instabilities (inertial, elliptical and centrifugal) which destabilize anticyclonic vorticity regions in the wake of an isolated island we performed several laboratory experiments. Unlike numerical simulations solving the hydrostatic primitive equations, non-hydrostatic flow may occurs in the laboratory. To satisfy the shallow-water constraint (small aspect ratio $\alpha \ll 1$) and to reach a finite Rossby number $Ro \simeq 1$ and a large Reynolds number ($Re \geq 4000$) we performed these experiments on the LEGI-Coriolis platform in Grenoble.

The paper is organized as follows : the experimental setup and measurements techniques are described section 2 ; the various dispersion regimes of passive dye tracers are presented in section 3 ; quantitative PIV measurements are analysed in section 4 ; while discussion and summary are given in section 5.

6.2.2 Experimental setup and physical parameters

Experimental setup

In order to study small-scale instabilities induced by the rotation in a shallow-water vortex street, we performed several experiments on the 13-m-diameter rotating platform at the LEGI-Coriolis in Grenoble. The turntable had an anti-clockwise rotation (as the planetary rotation), the angular velocity Ω_0 could reach a value up to 2 rpm and the corresponding Coriolis parameter $f = 2\Omega_0$ was varied between $f = 0.04 \text{ rad.s}^{-1}$ and $f = 0.08 \text{ rad.s}^{-1}$. To reproduce the dynamic of a surface current interacting with an isolated and steep island (Fig. 6.1(a)), we used a two-layer stratification and we towed in the upper layer a cylinder of diameter $D = 50 \text{ cm}$ and height $h_c = 4 \text{ cm}$ (Fig. 6.1(b)). We assume here that the lower layer velocity is negligible and does not affect the upper layer dynamics. This will be generally the case for a deep lower layer, namely when $h \ll H$. In the experiments we first fill the tank with a deep $H = 55 \text{ cm}$ and salty layer $\rho_2 \simeq 1005 \text{ kg/l}$. Due to the slow Ekman recirculation, it took one day for this thick layer to reach a solid-body rotation. Then, we slowly inject (during few hours) a thin surface layer $h = 5 \text{ cm}$ of fresh water $\rho_1 \simeq 999 \text{ kg/l}$. In this case the two-layer aspect ratio $\delta = h/H \simeq 0.1$ is small enough and the deep lower layer acts as a neutral layer with a small Ekman number $Ek = \nu/fH^2 \simeq 10^{-4}$ corresponding to a weak Ekman pumping.

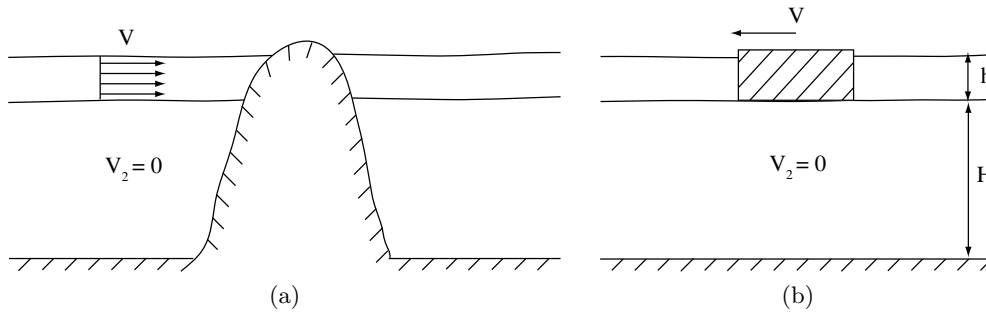


FIG. 6.1: Oceanic island wake and the laboratory model : (a) oceanic surface current interacting with an isolated island ; (b) steady drifting cylinder in the upper layer.

For each experiments, the cylinder was towed at a constant velocity V for values varying from 0.8 cm.s^{-1} to 6 cm.s^{-1} . We introduced a global Rossby (Ro) and a Reynolds (Re) numbers for this experimental setup :

$$Ro = \frac{V}{\Omega_0 D} \quad Re = \frac{VD}{\nu}$$

where ν is the kinematic viscosity of water. By changing either the drifting speed V or the angular velocity Ω_0 we easily reached finite Rossby numbers $Ro = 0.4 - 4$ and large Reynolds numbers $Re = 4000 - 30000$.

We introduced the aspect ratio parameter :

$$\alpha = \frac{h}{D} = 0.1$$

which compare the vertical to the horizontal scales in the experiments. Unlike previous experiments on rotating Kármán streets (Boyer et Kmetz [19], Tarbouriech et Renouard [145], Stegner *et al.* [136]) where the aspect ratio is large $\alpha \gg 1$ or finite $\alpha \simeq 1$, we investigate in the present study an island wake in a shallow rotating layer where $\alpha \ll 1$. The validity of the rotating shallow-water model for laboratory experiments was discussed in Stegner [132]. If the dimensionless parameters satisfies $Ro\alpha^2 \ll 1$ the slow vortical motion in the thin upper layer is expected to satisfy the shallow-water approximations. Hence, even for finite Rossby number the small aspect ratio ($\alpha \simeq 0.1$) guarantee the hydrostatic balance of the large scale flow. However,

for small scale unstable perturbations, the vertical to horizontal ratio could reach unity ($\alpha \simeq 1$) and non-hydrostatic dynamics could be locally encounter.

Two-layer stratification

Due to the large scale of the experiment, high Reynolds numbers were reached and therefore the dissipation was weak. In order to avoid residual motion it was then needed to wait at least one or two hours between consecutive experiments. Hence, it took several days to achieve a set of experiments at a given rotation rate Ω_0 . During that time, both the air friction on the free surface and the molecular diffusion of salt tend to smooth the initial two-layer stratification. We used a conductivity and temperature profiler (125MicroScale model, from PME¹) to follow the evolution of the density stratification in the tank. According to the figure 6.2, the upper surface layer becomes linearly stratified within three days. To test the impact of this change in stratification on the wake flow, we performed some experiments with the same forcing conditions (V and Ω_0) but different stratifications. We didn't observed significant changes in the dynamics or the small-scale instability of the wake flow due to the evolution of the two-layer stratification. Hence, we assume that we transfer momentum and kinetic energy mainly in the upper layer and that the dynamics is governed by the first baroclinic mode corresponding to an intense velocity in the thin layer while the deep lower layer remain almost at rest. For a perfect two-layer stratification the deformation radius R_d^* associated to the first baroclinic component of motion is given by $R_d^* = \sqrt{g^*[Hh/(H+h)]/2\Omega_0}$. In our case, when h is small in comparison to H , the baroclinic deformation radius can be approximated by $R_d^* \simeq \sqrt{g^*h}/2\Omega_0$ where $g^* = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho$ is the reduced gravity. If we consider a continuous stratification : linear in the upper layer and constant in the deep lower layer, the deformation radius associated to the first baroclinic mode will remain close to R_d^* . The typical values $R_d^* = 65 - 125$ cm are slightly larger than the cylinder diameter $D = 50$ cm and lead to a large Burger number :

$$Bu = \left(\frac{2R_d^*}{D} \right)^2$$

In the present experiments $Bu = 6 - 25$ and therefore, the displacement of the isopycnal interface between the thin surface layer and the deep layer is expected to be small or moderate. However, this interface support internal gravity waves with a maximum phase speed $c = \sqrt{g^*h}$. For almost all the experiments, the typical phase speed velocity was about $c = 6 - 7$ cm.s⁻¹ and generally larger than the cylinder velocity V . Hence, the Froude number $F_d = V/c$ was below unity and the wake flow is expected to be subcritical. However, for very few cases supercritical wakes $F_d > 1$ were investigated.

We can also define a local Brunt-Vaisala frequency $N^2 = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ with the maximum density gradient 6.2. The typical value of N was between 1 and 1.5 s⁻¹ (0.16 and 0.24 rad.s⁻¹) approximately four times f . With structures which have a vorticity field $\zeta = \text{rot } v$, we can write a dynamical Froude number comparing ζ and N : $Fr = \zeta/N$.

Qualitative dye and quantitative PIV measurements

Qualitative visualizations of the wake behind the cylindrical island were done using passive dye tracers. Two separated injection holes were made on both side of the cylinder 2 cm bellow the free surface in order to release continuously the dye in the lateral boundary layers (Fig. 6.3). The dye density was carefully adjusted according to the upper layer stratification to avoid vertical mixing at the injection. Besides, we carefully adjust the injection rate to the drifting velocity of the cylinder in order to reduce the jet instability which could occurs at the exit of the injection hole. Different colors were used on each side of the cylinder : black (red) in the

¹<http://www.pme.com>

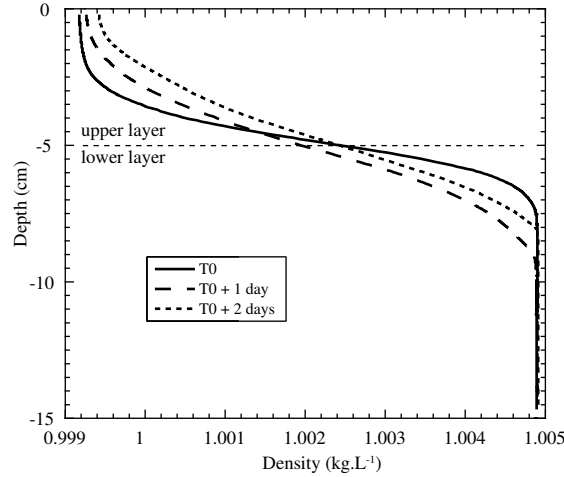


FIG. 6.2: Evolution of the density profile over 3 days for the first 15 cm of water.

anticyclonic (cyclonic) boundary layer. In a rotating layer, the dye visualization is very sensitive to three-dimensionnal perturbations which brakes the bi-dimensionnality of the flow and allow to detect with an high sensitivity three-dimensionnal small-scale instabilities in the cylinder wake. To record the stable or unstable dynamic within the wake we used a DV 640×480 color video camera and a 2048×1536 color digital camera. Bleach was added in the upper layer to dissolve the remaining dye between two consecutive experiments without changing the water.

Standard particle image velocimetry (PIV) was used to measure quantitatively the horizontal velocity field. Small buoyant particles ($200 - 400 \mu\text{m}$ diameter) were introduced in the upper layer and lightened with 488-nm Argon laser sheet focused 2 cm below the free surface. In order to avoid sedimentation the particle density was carefully matched with the upper layer density. The particles' motion was recorded by a 1024×1024 pixels charge-coupled device (CCD) camera. For some experiment we add a second 720×576 pixels analogic video camera on the carriage supporting the cylinder. This second camera allows to record the particles' motion within the boundary layer and just behind the cylinder. The particles' velocity was analyzed using LAVISION PIV software with successive overlap cross-correlation boxes yielding a final 70×70 horizontal velocity field. The velocity grid resolution (distance between two vectors) is about $\delta x = 2.4 \text{ cm}$. Vorticity fields were derived from 10 to 25 averaged velocity fields. The averaging period corresponds roughly to 25-50 s, in other words about $1/4$ of the turntable rotation period (160 s).

6.2.3 Results

Evolution of passive dye tracers

We first performed several experiments to investigate qualitatively the parameter space (Ro , Re) and detect the regions where three-dimensional and small-scale instabilities occur. The constant release of passive dye tracers in the cylinder boundary layer was used to observed the nature of the flow field at a large and a small scale. Moreover, as far as oceanic island is concerned, the evolution of the dye intensity indicates how a passive tracer (released along the coast) such as a pollutant or biological species could be mixed and dispersed in the island wake. The dispersion or concentration of the passive dye tracers in the wake could be classified in three types : the core vortex concentration (CVC), the core anticyclonic mixing (CAM) and the anticyclonic stretching (AS).

The core vortex concentration (CVC) corresponds to the evolution of passive tracers in classical two-dimensional Kármán street. A typical exemple is shown in 6.4. The cylinder was towed from the right to the left at a constant speed of $V = 0.8 \text{ cm.s}^{-1}$ and due to the anti-

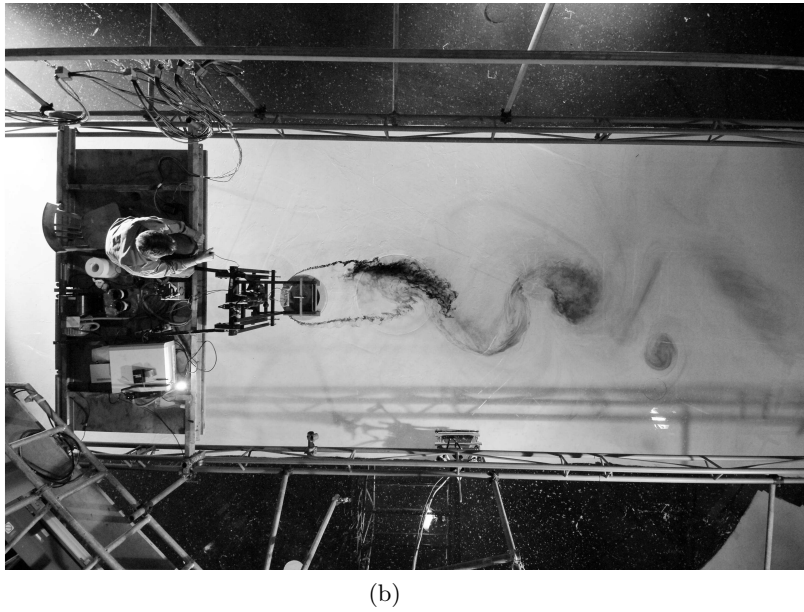
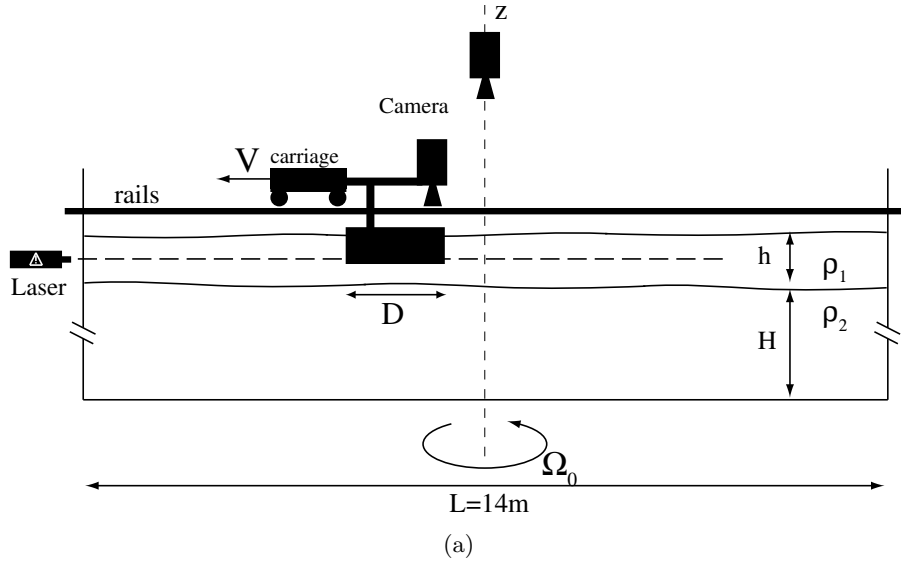


FIG. 6.3: Side view (a) of the experimental setup and top view (b) visualization of an experiment.

clockwise rotation of the platform, the anticyclonic boundary layer and vortices (black dye) are above the cyclonic ones (red dye). In this case ($Ro = 0.4$, $Re = 4000$, $Bu = 6.5$) the dye tracers remain concentrated in the core of vortices of both sign. There is no distinction between the dye pattern in cyclonic or anticyclonic vortices. Due to the rotation and the vertical confinement in the thin upper layer the wake flow seems to be mainly two-dimensional even at large Reynolds number. Horizontal stretching and small-scale filamentation are observed but there is no visible evidences of three-dimensional motions. The size of the main dye patterns, circular patches centered in the core of vortices, is identical to the size of the cylindrical island. The distance L_p between two dye patches of same color, in other words same sign vortices, corresponds roughly to five cylinder diameter. This is in agreement with previous studies (Boyer et Kmetz [19]; Stegner *et al.* [136]) indicating that for Kármán vortex street, the eddy shedding at a time interval T is not affected significantly by the rotation. The Strouhal number remain close to the two-dimensional non rotating and large Reynolds limit $St = D/(TU) = D/L_p \simeq 0.2-0.25$ (Wen et Lin [158]).

If we increase the drifting speed and therefore the global Rossby number Ro , three dimensional perturbations appears in black dye patterns. These small scale perturbations, in comparison with the vortex size, growth in the core of anticyclonic vorticity regions and we therefore use the term core anticyclonic mixing (CAM). A typical exemple of CAM is shown in 6.5 corresponding to a finite Rossby number $Ro = 1$ with $Re = 10000$ and $Bu = 6.5$. Hence, as far as the mixing of passive tracers is concerned, a significant cyclone-anticyclone asymmetry appears in the island wake for finite Rossby numbers. Similar dye visualizations of anticyclonic destabilisation and mixing in a rotating Kármán street were made by Boyer et Kmetz [19] and Stegner *et al.* [136]. However, in the present case, the aspect ratio parameter is small ($\alpha \simeq 0.1$) and due to the vertical confinement of the thin upper layer we cannot detect any vortex-core ondulation along the vertical, as observed by Afanasyev [4], Stegner *et al.* [136] and Le Bars *et al.* [83] for rotating experiments with large or finite aspect ratio ($\alpha \geq 1$). After few rotation periods, the three-dimensional perturbations slowly disappeared while a circular and diffuse patch of black dye tracer remain visible. This stage corresponds probably to a relaminarization of the flow. Hence, for a CAM event the distribution of the passive tracer will remain almost circular inside the anticyclonic vortices even if transient three-dimensional mixing occurs in the early stage of shedding.

For larger Reynolds number, small-scale turbulent motions occur in the lateral boundary layers and the near wake just behind the cylinder. Then, further in the wake, a strong cyclone-anticyclone asymetry of the dye pattern occurs. A typical exemple of anticyclonic stretching (AS) of passive tracers is shown in figure corresponding to $Ro = 2$, $Re = 20000$, $Bu = 7.5$. In this case, the black dye tracer initially released in the anticyclonic boundray layer is strongly stretched and dispersed in the wake. While, on the other hand, most of the red dye, initially released in the cyclonic boundary layer, remain concentrated in the core of cyclonic vortex. The near wake turbulent boundary layer, which is visible for both tracers, doesn't seems to affect significantly the final distribution of the red (cyclonic) dye in the island wake.

We plot in figure the range of parameter space where the three scenario of passive tracer distribution (CVC, CAM or AS) occurs. Mixing and dispersion in the island wake (confined in an upper shallow-water layer) appears to be controlled both by the Rossby and the Reynolds number. For finite Rossby numbers small-scale motion induce a significant or a strong mixing in anticyclonic vorticity regions. However, according to the qualitative nature of the dye visualisations, we cannot define a precise threshold in the Rossby number. Nevertheless, the asymetry can be easily detected for $Ro \geq 0.7 - 1$ and we draw in figure a dashed line as an approximative boundary at $Ro \simeq 0.8$ between CVC and CAM or AS patterns. The separation between the core anticyclonic mixing (CAM) and the strong anticyclonic stretching is mainly controlled by the Reynolds number. Here again, we draw an approximative boundary in dashed line for $Re \simeq 15000$. This large Reynolds value depends probably on the strong vertical confinement

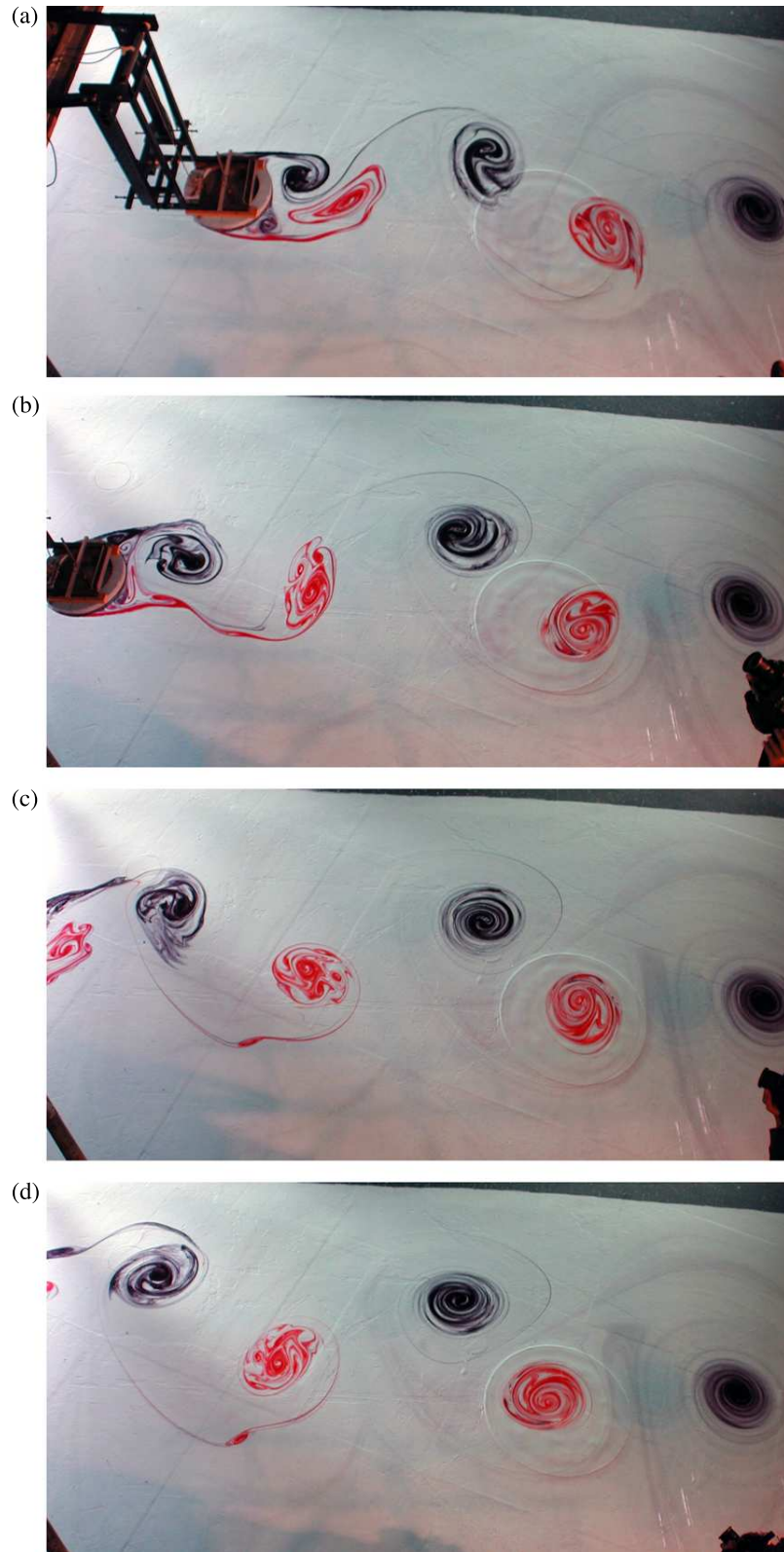


FIG. 6.4: Top-view vizualisation of black (anticyclonic) and red (cyclonic) dyes released in the boundary layer of the cylinder, for $Ro \simeq 0.4$, $Re \simeq 4000$, and $Bu \simeq 6.5$, at (a) $t = 0$ s, (b) $t \simeq 120$ s, (c) $t \simeq 240$ s, and (d) $t \simeq 360$ s.



FIG. 6.5: A front view of a dye experiment for $Ro \simeq 1$, $Re \simeq 10000$, and $Bu \simeq 6.5$.

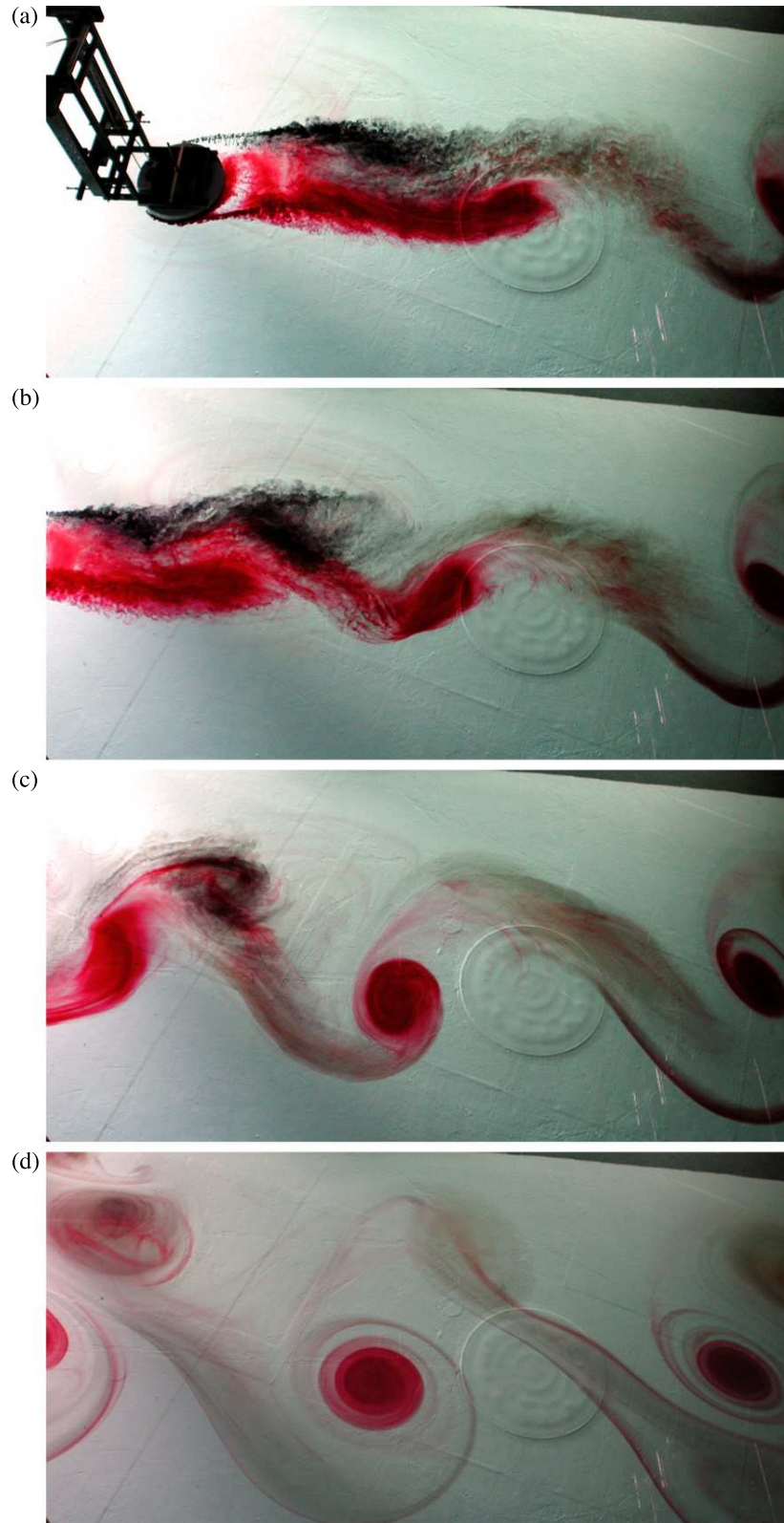


FIG. 6.6: Top-view of dye experiment, for $Ro \simeq 2$, $Re \simeq 20000$, and $Bu \simeq 7.5$, at (a) $t = 0$ s, (b) $t \simeq 30$ s, (c) $t \simeq 60$ s, and (d) $t \simeq 300$ s.

$\alpha = 0.1$. Indeed, according to the figure 12 in Stegner *et al.* [136], typical AS patterns occurs for much smaller Reynolds number ($Re \simeq 150$) when the aspect ratio parameter is finite $\alpha = 1$.

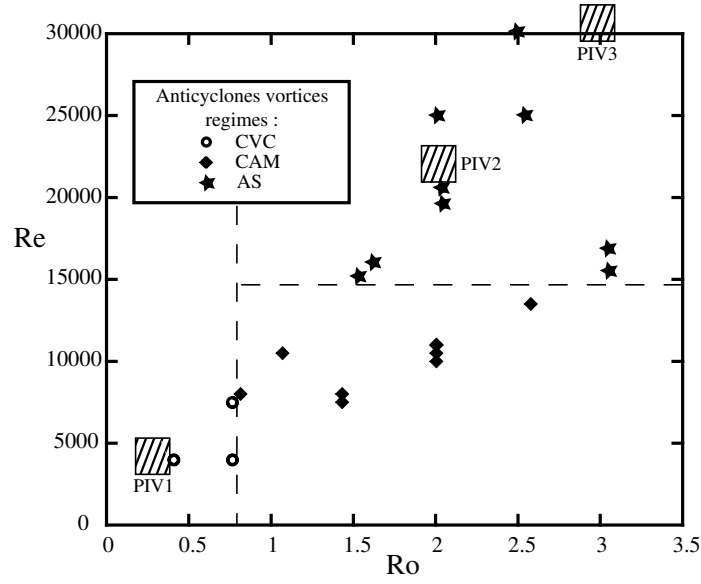


FIG. 6.7: Parameter space diagram (Ro , Re) of the various dye patterns CVC, CAM or AS observed in the rotating shallow-water wake. Three regions are qualitatively delimited with dashed line. The three large dashed square indicates the parameters of the PIV measurements analysed in section 6.2.3.

For standard two-dimensional Kármán streets, the region of high concentration of dye indicate the vortex center (i.e. vorticity extrema) in the wake. In the present study, when three-dimensional perturbations strongly mix and diffuse passive tracers the relation between the dye pattern and an active tracer such as vorticity is not obvious. Hence, as far as the dynamical evolution of the wake is concerned, passive tracer observations should be taken with care. Therefore, in order to complement these qualitative dye visualizations PIV measurements are needed to quantify accurately the size and the intensity of the eddies in the lee of the cylindrical island.

Particle image velocimetry measurements

Few experiments using standard particle image velocimetry were done to measure the horizontal velocity field in the thin upper layer. We focused our efforts to accurately quantify the vorticity field. Unfortunately, due to experimental limitations and unexpected particles sedimentation, we were able to measure the vorticity and follow the dynamics only in very few experiments. Four cases are presented bellow : a standard Kármán wake at small Rossby number (PIV1), a finite Rossby number wake (PIV2), a specific case of supercritical wake corresponding to a wave-vortex wake (PIV3) and a zoomed visualization of the anticyclonic detached boundary layer at finite Rossby number (DBL).

Small Rossby number wake (PIV1)

In a first step, we measured the vorticity field for a small Rossby number regime ($Ro = 0.4$, $Re = 4000$, $Bu = 6.5$) corresponding to a standard two-dimensional Kármán street and a CVC dye pattern (Fig. 6.4) described in the previous section. The dynamical evolution of the vorticity field in the near wake is shown in figure 6.8. In this top view measurements the cylinder moves from top to bottom. The detachment of the lateral boundary layer leading to free shear layers are visible in figure 6.8(a). The formation of elliptical structures just behind the obstacle is shown in figure 6.8(a). Then, these transient elliptical structures evolve quickly to axisymmetric

vortices and a quasisteady vortex street is reached in the final stage figure 6.8(b) and (c). In a perfect two-dimensional flow, the region of vorticity extrema corresponds to closed streamlines where passive tracers are trapped. Typical velocity and vorticity profiles corresponding to the dashed-lines cross-sections in figure 6.8(c) are given respectively in figure 6.10(a) and figure 6.11(a). We first note that cyclonic and anticyclonic eddies are strictly identical in shape and intensity. A typical vortex diameter (distance between velocity extremas) scales with the cylinder diameter. Besides, the relative intensity $\zeta_{max}/f \simeq 0.4$ of these vortices is of the same order of magnitude than the global Rossby number. For this small Rossby number, according to both the dye visualization and the quantitative PIV measurements, there is no evidences of cyclone-anticyclone asymetry or any three dimensional instability.

Moreover, we fit the vorticity profile of these eddies with the standard profiles (Carton *et al.* [27]; Stegner et Dritschel [135]) : $\zeta(r) = \zeta_{max}(1 - \frac{1}{2}(r/r_0)^p) \exp(-(r/r_0)^p)$ where p is the steepness parameter. According, to the solid line in figure 6.11(a) the profile of both the cyclonic and anticyclonic eddies ($p \simeq 1.9$) in the vortex street are close to Gaussian vortices $p = 2$. Steep vorticity profiles $p \geq p_c$ (where p_c is the critical steepness) are unstable to barotropic shear instability, the initially circular vortex will lead to a tripolar structure or even a dipolar splitting. The critical steepness is about $p_c \simeq 1.85$ for inviscid two-dimensional vortices (Carton *et al.* [27]) and according to (Stegner et Dritschel [135]) slightly above $p \simeq 2.1$ in a shallow-water configuration where $Bu = 6.5$. Hence, the vortices in this small Rossby number wake are stable both to the three-dimensional inertial-centrifugal instability and the two-dimensional shear instability. The vorticity decay 6.12 (a) is mainly controlled by the viscous dissipation.

In the numerical study of Dong *et al.* [38] using the Regional Oceanic Model System (ROMS) a selective destabilisation of anticyclonic vorticity region occurs even for small value of the global Rossby number $Ro = 0.1$. Small scale disturbances are clearly visible in the vorticity field. However, if the global Rossby number is small the amplitude of the relative vorticity $|\zeta/f|$ appears to be finite and locally larger than unity, which is not the case in the experiment PIV1. Indeed, the Reynolds number in the experiment is about $Re \simeq 4000$ while in the numerical study there is no explicit viscous dissipation for the horizontal momentum and the boundary layer thickness around the island is controlled by a land-mask algorithm. This boundary layer seems to be much larger in our laboratory experiments than in the numerical investigations of Dong *et al.* [38]. Hence, it could explain why, for a given Rossby number, the vorticity amplitude in the island wake is weaker in the experiments than in the numerical model.

Finite Rossby number wake (PIV2)

We next measured the vorticity field for a finite Rossby number regime ($Ro = 2$, $Re = 20000$, $Bu = 6.5$) where small scale three-dimensional instability is expected to occurs. This case corresponds to an AS dye pattern (Fig. 6.6) described in the previous section. As for the standard two-dimensional wake two detached boundary layers are formed just behind the cylinder (Fig. 6.9(a)). Very quickly the anticyclonic vorticity region extend on a larger area than the cyclonic vorticity region. The anticyclonic eddies shedded in the lee of the obstacle are bigger than their cyclonic counterpart (Fig. 6.9(d)). The velocity and vorticity profiles corresponding to the dashed-lines cross-sections in figure 6.9(d) are given respectively in figure 6.10(b) and figure 6.11(b).

The relative vorticity amplitude for both the cyclonic and the anticyclonic eddy reached finite values $|\zeta/f| \simeq 3 - 3.5$ larger than the global Rossby number $Ro \simeq 2$. On one hand, the size and the vorticity profile of the cyclonic eddy is similar to the small Rossby case discussed above. On the other hand, for the anticyclonic eddy the relative diameter is 50% larger than the small Rossby case. Hence, the three-dimensional perturbations, visualized by passive dye tracers in figure 6.4 and figure 6.6, seems to enhance the horizontal diffusion of vorticity. But surprisingly, unlike the AS dye pattern, we didn't observe in the PIV2 experiment any vortex splitting or stretching in the vorticity field. The dispersion and transport of passive tracers (dye)

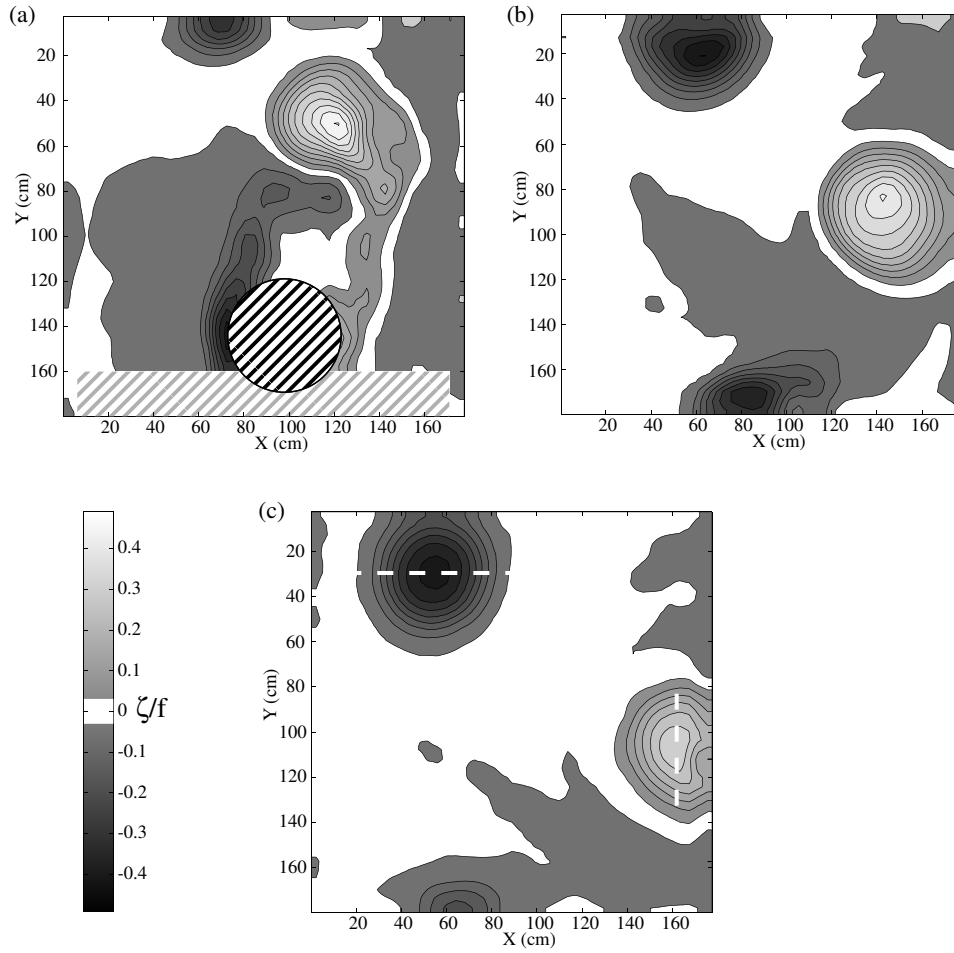


FIG. 6.8: Relative vorticity ω/f of the PIV1 experiment ($Ro \simeq 0.4$, $Re \simeq 4000$, and $Bu \simeq 6.5$), at (a) $t = 0$ s, (b) $t \simeq 400$ s and (c) $t \simeq 1500$ s. The period of rotation of the platform is $T_0 = 160$ s and the cylinder is drifted at constant velocity $V = 0.8 \text{ cm.s}^{-1}$. Each isolines are separated by 0.05 unit.

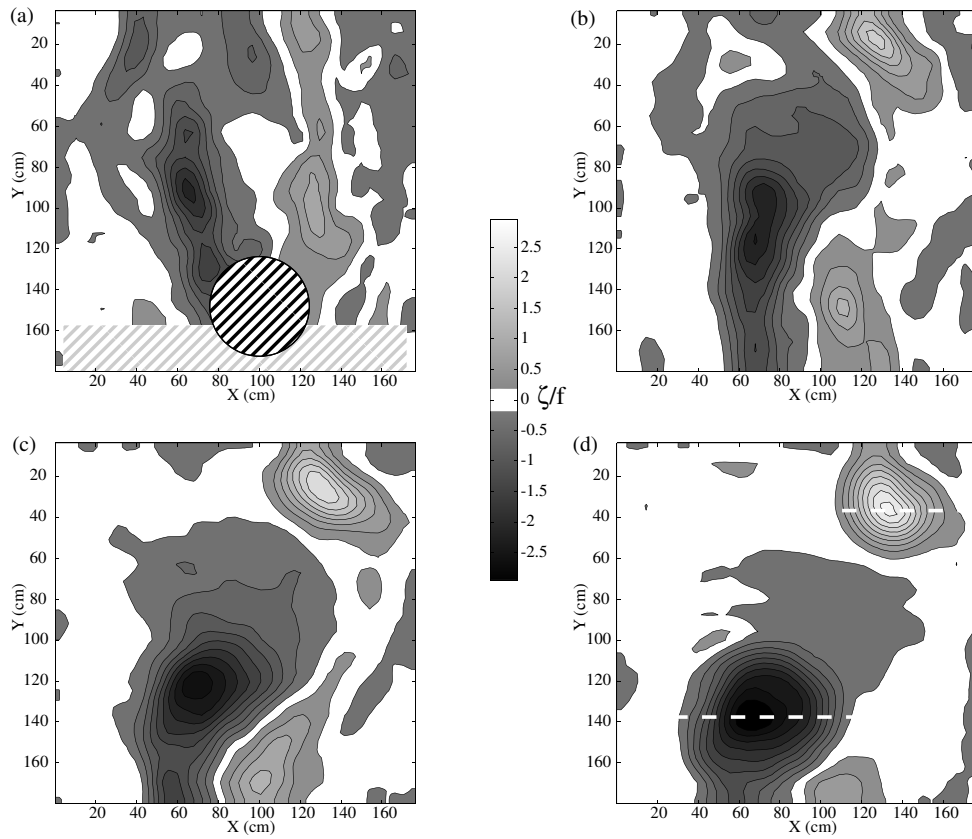


FIG. 6.9: Relative vorticity ω/f of PIV2 experiment ($Ro \simeq 2$, $Re \simeq 20000$, and $Bu \simeq 6.5$), at (a) $t = 0$ s, (b) $t \simeq 20$ s, (c) $t \simeq 40$ s, and (d) $t \simeq 60$ s. The period of rotation of the platform is $T_0 = 160$ s and the cylinder is drifted at constant velocity $V = 4 \text{ cm.s}^{-1}$. Each isolines are separated by 0.3 unit.

and active tracers (vorticity) are very different especially when small scale instability breaks the lagrangian conservation of vorticity or potential vorticity. According to the figure 3 in Dong *et al.* [38], strong stretching of anticyclonic vorticity could occurs in shallow-water wake when the relative vorticity exceed unity. However, even if large anticyclonic filaments are expelled an axisymetric core of anticyclonic vorticity remain at the final stage. Due to the limited PIV resolution (130×130 grid points in comparison with 720×360 numerical grid) we could smooth out the stretched filament and detect only the main anticyclonic core.

According to figure 6.11(b) and figure 6.12(b) the vertical vorticity amplitude doesn't seems to be affected by the small scale instability. Indeed, there is no differences between the peak vorticity of cyclonic or anticyclonic eddies when they are formed just behind the cylinder (Fig. 6.11(b)). Moreover, starting with equal initial amplitude, both anticyclonic and cyclonic vortices decay at the same rate (Fig. 6.12). Unlike previous studies (Stegner *et al.* [136] ; Dong *et al.* [38]) there is no evidence here of a strong vorticity dispersion in the core of anticyclonic eddies, induced by the small-scale turbulent motion, leading quickly to the marginal stability limit $|\zeta/f| = 1$. Nevertheless, according to figure 6.13 the anticyclonic velocity profile will be strongly smoothed unlike the cyclonic counterpart. Similar results were found in the numerical investigations of Kloosterziel *et al.* [78] : the core of the unstable anticyclonic vortex (i.e. the maximum vorticity) is weakly affected by the three-dimensional disturbances while the maximum velocity is strongly reduced. The dashed lines in figure 6.13 (b) delimits the initial region of negative $\Phi_R < 0$ at $t = 0.5T_0$. Hence, a significant kinetic energy dissipation occurs in an annular region, surrounding the vortex core, where the Rayleigh discriminant Φ_R is negative.

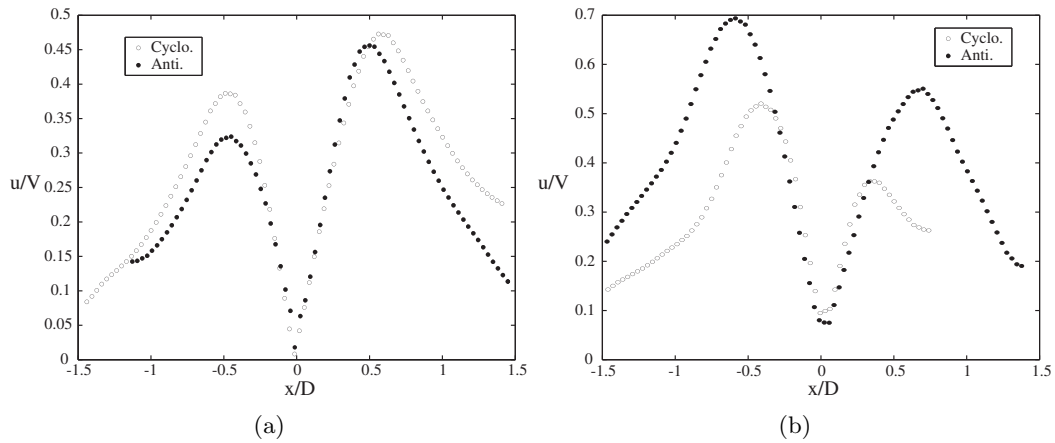


FIG. 6.10: Velocity profiles of cyclonic and anticyclonic vortices for (a) PIV1 experiment, and (b) PIV2 experiment, from lines represented on figure 6.8(c) and figure 6.9(d) respectively.

General instability criteria

In order to localize the regions where three dimensional instabilities could occur in the shallow-water wake, we applied the general inviscid criterion proposed by Leblanc et Cambon [85] on the velocity field of the two experiments PIV1 and PIV2. Using a local short-wave stability analysis for specific *pressureless* perturbations, these authors derive a sufficient condition for instability. Rotating plane flows will be unstable to three-dimensional perturbations if, in cartesian coordinates, the scalar :

$$\begin{aligned}\Phi_{LC}(x, y) &= -\frac{1}{2}\underline{S} : \underline{S} + \frac{1}{4}W_t \cdot W_t \\ &= -\frac{1}{2}[(\partial_x u_x)^2 + (\partial_y u_y)^2] + (2\Omega_0 - \partial_y u_x)(2\Omega_0 + \partial_x u_y)\end{aligned}$$

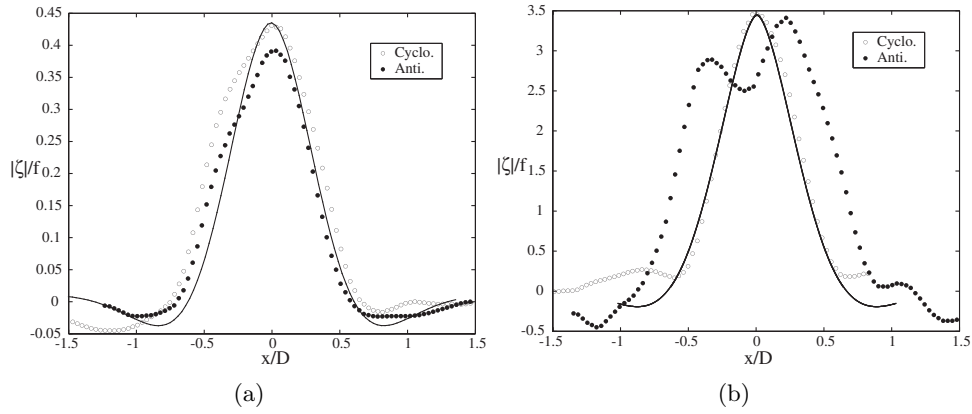


FIG. 6.11: Vorticity profiles of cyclonic and anticyclonic vortices for (a) PIV1 experiment, and (b) PIV2 experiment, from lines represented on figure 6.8(c) and figure 6.9(d) respectively. The vorticity profiles are fitted with standard profiles (§ 6.2.3) having a steepness parameter equal to (a) $p = 1.9$ and (b) $p = 1.6$.

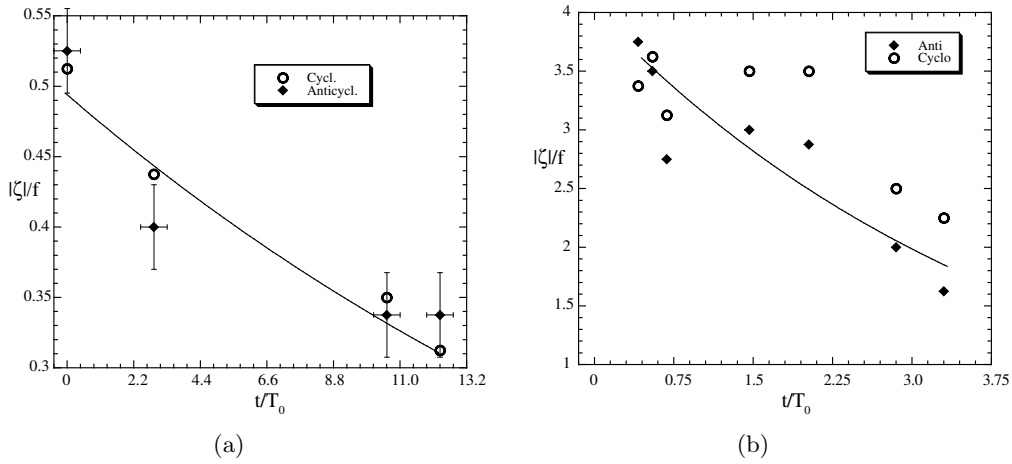


FIG. 6.12: Temporal evolution of the vorticity measured in the core of the anticyclonic and cyclonic vortices, for (a) PIV1 and (b) PIV2 experiments. A fit with exponential decay is indicated, with a decay rate about $25 T_0$ for (a) and $5 T_0$ for (b) ($10 T_0 Ro^{-1}$ for both).

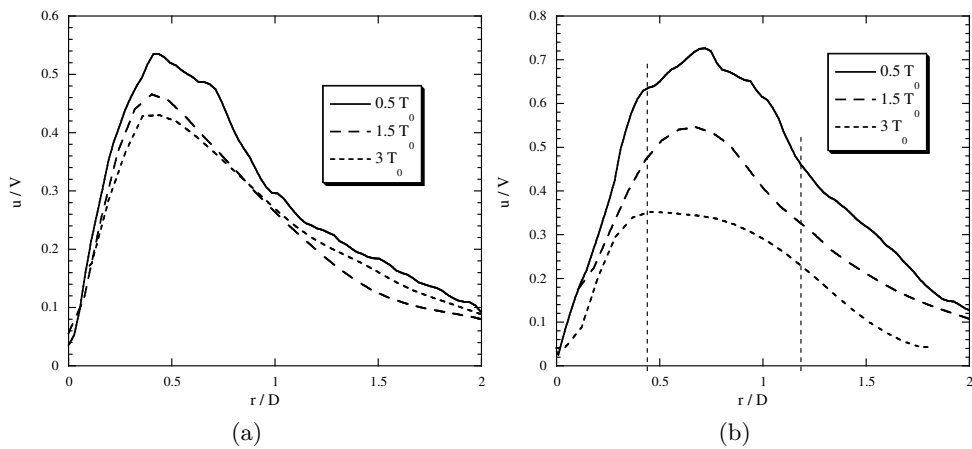


FIG. 6.13: Temporal evolution of the velocity profile measured in (a) cyclonic and (b) anticyclonic vortices, for PIV2 experiment. The dashed lines in (b) delimits the region where $\Phi_R(r)$ is negative at $t = 0.5 T_0$.

is negative somewhere in the flow domain. The pressureless perturbations are the leading order approximation for short-wavelength perturbations $k_z L \gg 1$, in other words when the typical vertical wavelength of the unstable mode is much smaller than the characteristic horizontal length-scale L of the plane flow. Hence, according to the small vertical to horizontal aspect ratio of our experiments $\alpha = h/L \simeq 0.1$ which restrict the vertical wavelength of any disturbance, the simplified short-wave stability analysis should be relevant for shallow-water wakes. Besides, this instability criteria combines the inertial, the centrifugal and the elliptical instability which can all be active in the cylinder wake.

For unidirectional flows the scalar Φ_{LC} recover the Rayleigh discriminant $\Phi_i = f(f + \zeta)$ (for parallel flows) or $\Phi_R(r) = (f + 2v_\theta/r)(f + \zeta)$ (for circular vortices). According to previous stability analysis (Billant et Gallaire [16] ; Kloosterziel *et al.* [78]) the growth rates σ of unstable three-dimensional perturbations are bounded by the square root of the Rayleigh discriminant $\sigma \leq \sqrt{-\Phi_{max}}$. Moreover, the growth of small amplitude disturbances are initially localized in the region $\Phi < 0$. In the limit of the short-wavelength approximation (Leblanc et Cambon [85]) theses properties of the Rayleigh discriminant, derived for unidirectional flows, could be extended to shallow-water flows. Hence, the scalar Φ_{LC} is expected to give quantitative informations on the location of three dimensional disturbances and their relative growth rates.

We plot in figure 6.14 the value of Φ_{LC} in the flow domain at various stages of the finite Rossby number wake experiment PIV2. The snapshots of figure 6.14 are plotted at the same times than the vorticity maps in figure 6.9 for a better comparison. Regions with negative values of Φ_{LC} are emphasized with graylevels, while positive values region remain white. The first unstable region which appears in the wake is the detached anticyclonic boundary layer cylinder figure 6.14(a). Then, this unstable tongue is stretched and tilted in the lee of the cylinder figure 6.14(b) and 6.14(c). When an anticyclonic and almost axisymmetric vortex is formed, the Leblanc and Cambon criterion indicates an unstable annular region surrounding the vortex core figure 6.14(d). This region is similar to the unstable region predicted by the generalized Rayleigh criterion for centrifugal instability. However, high negative values are reached in the initial stage of vortex shedding when the boundary layer detached from the cylinder and rolls up into an elliptical structures. Hence, it indicates that the three-dimensional unstable perturbations will first appear in the detached boundary layer and the stretched elliptical structure, in the near wake. Besides, the unstable regions predicted by Φ_{LC} figures 6.14(a), (b) and (c) are in good agreement with the location of small-scale disturbances revealed by the black dye tracer in figure 6.6(a) and 6.6(b).

For the small Rossby number experiment PIV1, Φ_{LC} is positive in all the flow domain. This results do not guarantee the linear stability of the flow to all three dimensional perturbations, indeed the Leblanc and Cambon criterion is only a sufficient criterion for instability. Nevertheless, the qualitative dye visualizations do not reveal here any small scale instability.

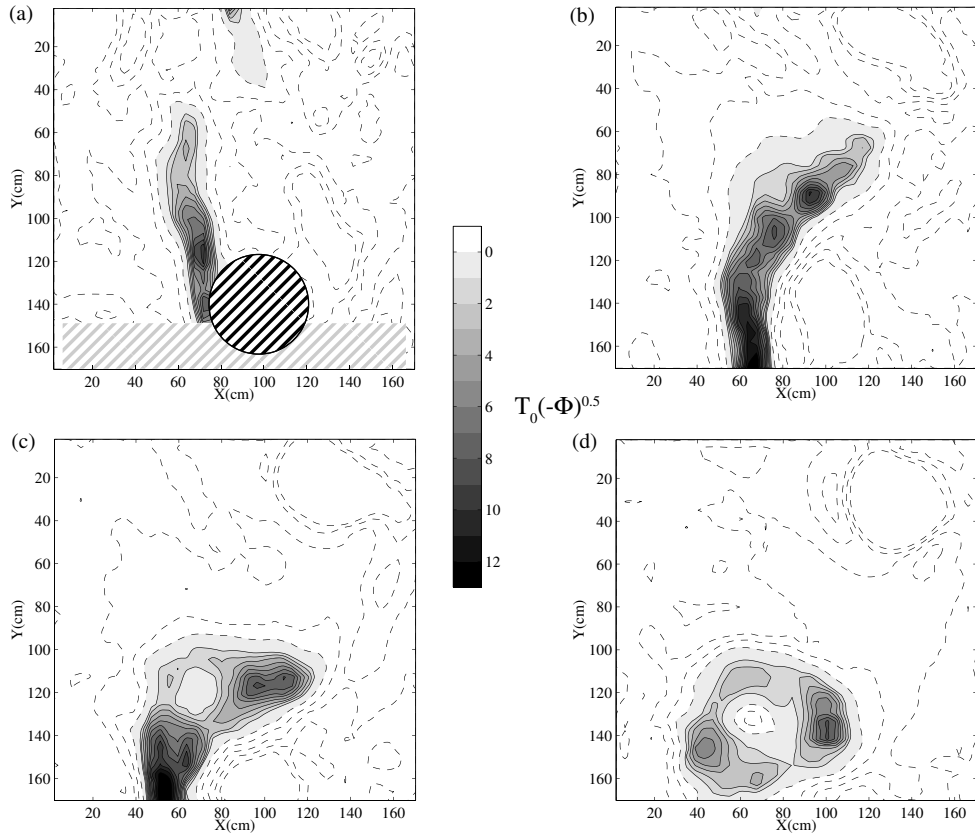


FIG. 6.14: Representations of the Leblanc and Cambon criterion, for the PIV2 experiment. Each isolines are separated by 1 unit. *Complex* isolines are dashed.

Detached boundary layer (DBL)

In addition to the near and the far wake velocity measurements, we performed, for the experiment PIV2, zoomed visualizations of the detached boundary layer in the frame of the moving cylinder. Due to the shadow induced by the cylinder in the horizontal laser sheet we could extract quantitative measurements on the anticyclonic side of the cylinder only. The 720×576 pixels resolution of the video camera attached to the cylinder provides a velocity grid resolution of $\delta x = 1.6$ cm. We were then able to resolve the strong velocity shear of the detached boundary layer figure 6.15(a). According to figure 6.15(b) the relative vorticity in this anticyclonic parallel shear layer could exceed unity with typical values $|\zeta/f| \simeq 6-7$. These vorticity values are at least two times larger than the PIV measurements (figure 6.9(a)) obtained with a larger visualization window and a smaller velocity grid resolution ($\delta x = 2.4$ cm). Hence, specific high resolution PIV measurements are needed to capture accurately the thin and intense shear layers just behind the cylinder. Inertial instability of such parallel shear layer is expected to trigger the growth of three dimensional perturbations and indeed, according to the dye visualisation, small scale disturbances are already visible in the detached boundary layer. The general instability criterion of Leblanc and Cambon also capture this thin region of inertial instability (Fig. 6.16).

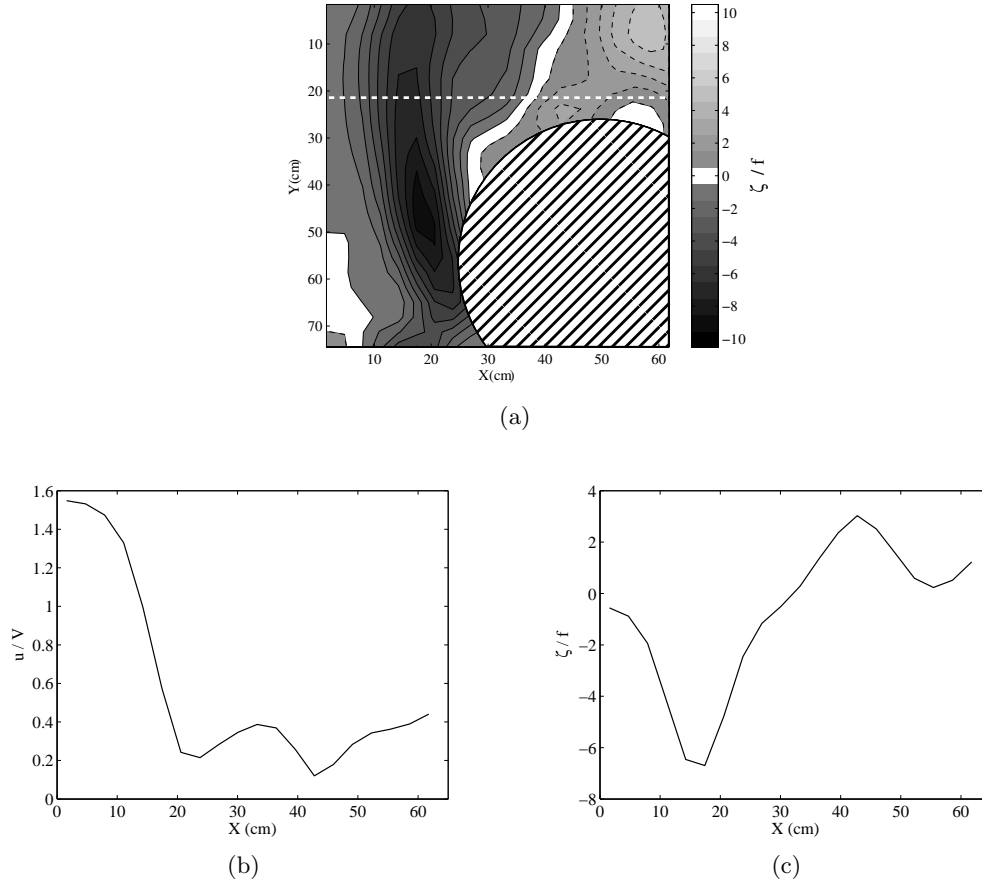


FIG. 6.15: Boundary Layer for the PIV2 experiment ; (a) : vorticity field ; (b) and (c) : velocity and vorticity profiles on the dashed line.

A supercritical wave-vortex wake (PIV3)

For high drifting speed the gravitational Froude $Fr = V/\sqrt{g^*h}$ number could exceed unity. In this case, the flow around the cylinder will become locally supercritical and we could expect

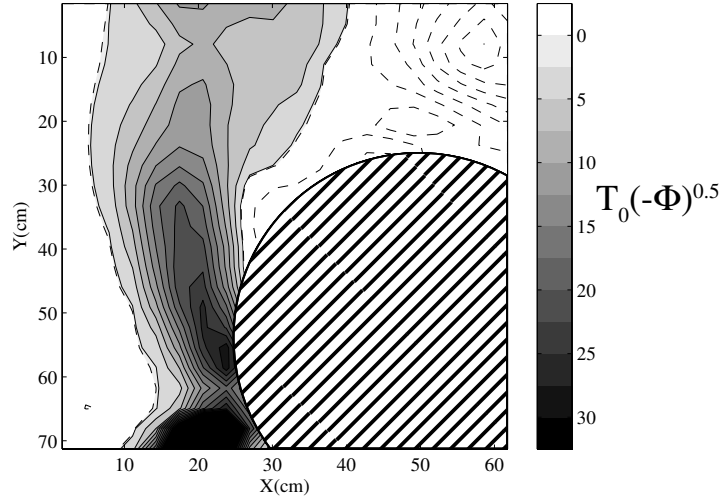


FIG. 6.16: Representations of the Leblanc and Cambon criterion, for the BL of PIV2 experiment. Each isolines are separated by 2.5 units. *Complex* isolines are dashed.

hydraulics jumps or high amplitude lee waves. The experiment PIV3 ($Ro = 3$, $Re = 30000$, $Bu = 6.5$, $Fr = 1.1$) corresponds to such a supercritical case. According to the vorticity field (Fig. 6.17), just behind the cylinder, we observe parallel shear layers without any vortex formation. A V-shaped lee wave pattern attached to the moving obstacle is visible on figure 6.17(a) and (b). Further down in the wake (few diameters behind the obstacle) the parallel shear flow is destabilized and a vortex street emerge. However, the relative vorticity of this vortex street $|\zeta/f| \simeq 1$ is here much smaller than the Rossby number $Ro \simeq 3$. Such vorticity amplitude corresponds to the threshold of three-dimensional instabilities (inertial, elliptical or centrifugal) and therefore this supercritical wake is marginally stable to the small scale instability described above. Hence, there is no distinctions, in size or in intensity, between cyclonic and anticyclonic eddies in the vortex street (Fig. 6.17(d)).

Recent investigations of Johnson *et al.* [68] were devoted to nonlinear wave wakes forced by a travelling obstacle in a shallow layer of fluid. Rotating and non-rotating cases were compared each others. They used the same experimental setup as us on the LEGI-Coriolis platform but with a rectangular dome obstacle which partially enters into the surface layer. Such smoothed obstacle is expected to induce, if any, a weaker flow separation than our vertical cylinder. This laboratory setup was build to reproduce the interactions between an isolated mountain and an upstream wind in a shallow atmospheric boundary layer under a low-level inversion. Hence, this experiment slightly differs in its conception and its applications than ours. A supercritical case ($Ro = 1.5$, $Re = 15000$, $Bu = 4$, $Fd = 1.25$) is presented in the figure 5 of Johnson *et al.* [68]. A symmetric V-shaped wave pattern extending laterally with a ~ 45 angle is detected in the near wake of the obstacle. This wave-wake is very close to our observations for the supercritical experiment PIV3, as it can be see in the divergence of the horizontal velocity field (figure 6.18).

6.2.4 Conclusion

The purpose of this work was to investigate the influence of the vertical confinement imposed by the shallow-water configuration on the three-dimensional destabilization of vortex streets behind oceanic islands. These experiments have shown that the transient three dimensional instabilities (inertial, elliptical or centrifugal) do persist in a shallow water configuration, in other words when the vertical to horizontal aspect ratio is small $\alpha \ll 1$. By means of dye visualizations, we quantify in the ($Ro - Re$) parameter space, the specific dispersion regimes induced by the small-scale unstable perturbations. For finite Rossby number ($Ro > 0.8$) and moderate Reynolds numbers ($Re \sim 5000 - 10000$) the passive dye tracers could be strongly

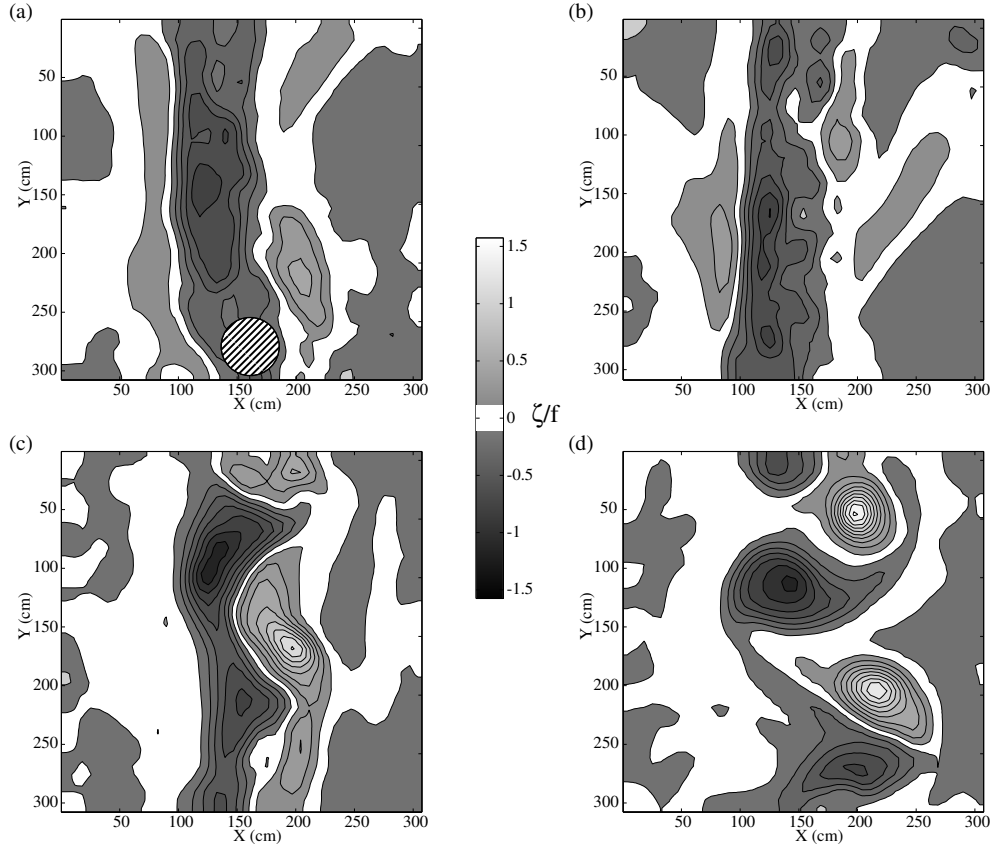


FIG. 6.17: Relative vorticity ω/f of PIV3 experiment ($Ro \simeq 3$, $Re \simeq 30000$, $Bu \simeq 6.5$, and $Fr \simeq 1.1$), at (a) $t = 0$ s, (b) $t \simeq 20$ s, (c) $t \simeq 40$ s, and (d) $t \simeq 60$ s. The period of rotation of the platform is $T_0 = 160$ s, the cylinder is drifted at constant velocity $V = 4 \text{ cm.s}^{-1}$. The gray-scale table is the same for the four images, and each isolines are separate by 0.16 unit.

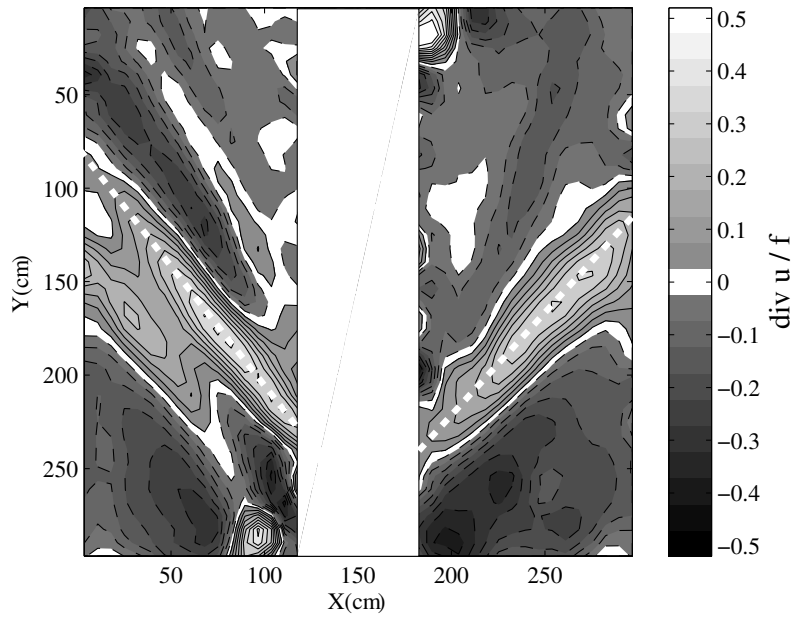


FIG. 6.18: Relative divergence $\text{div}(u)/f$ of PIV3 experiment ($Ro \simeq 3$, $Re \simeq 30000$, $Bu \simeq 6.5$, and $Fr \simeq 1.1$), just behind the cylinder (corresponding to Fig.6.17(b)). Each isolines are separate by 0.05 unit, and negative isolines are dashed.

mixed within the core of anticyclonic vortices while for higher Reynolds numbers ($Re > 15000$) the passive tracers initially released in the anticyclonic island boundary layer could be strongly stretched and mixed in the near wake flow.

The vertical mixing is known to enhance biological productivity in the vicinity of island. It is well known that the cyclo-geostrophic balance induces isopycnals upwelling in the center of cyclonic eddies. Stable cyclonic eddies are then expected to trap cold water with increased organic carbon and larger concentration of phytoplankton. Our study suggests that anticyclonic vorticity regions could also play a significant role in the vertical mixing and the enhancement of biological activity. In agreement with recent numerical study (Dong *et al.* [38]) our laboratory investigations show that when the local vorticity is high enough (finite Rossby number) the anticyclonic boundary layer and the detached anticyclones in the near wake flow are expected to strongly mix and stir the upper ocean behind isolated islands.

The dye visualisations reveal that the typical horizontal wavelength of three-dimensional perturbations are much smaller than the horizontal scales such as the island diameter. Hence, unlike the previous studies with large $\alpha \gg 1$ or finite $\alpha \simeq 1$ aspect ratio, the vertical confinement tends to restrict here both the vertical and the horizontal scales of the unstable modes. According to qualitative dye visualisation the typical horizontal scale of the unstable disturbances seems to be fixed by the upper layer thickness (few centimeters) rather than the size of the unstable region defined by the Rayleigh discriminant (ten of centimeters). Hence, both the vertical and the horizontal resolution of regional oceanographic models should be increased to capture accurately this small-scale and three-dimensional instability. The increase of enstrophy for higher grid resolution, indicating the emergence of smaller unstable perturbations, was clearly shown by the numerical study of Dong *et al.* [38]. However, the precise wavelength selection (vertical and horizontal) and the hydrostatic or non-hydrostatic nature of such type of instability is still under discussion and further investigations are needed.

The growth of such small-scale perturbations is expected to be strongly controlled and restricted by the dissipative processes and the Reynolds number. Quantitative PIV measurements have shown that intense negative vorticity ($\zeta/f \simeq -2 < -1$) could hold for several rotation periods. Unlike the deep water case ($\alpha \gg 1$), the unstable flow does not reach quickly the marginal stability limit. Hence, the inertial-elliptical or centrifugal instabilities in a shallow-water configuration induce a less efficient diffusion of the intense anticyclonic vorticity even if it significantly smoothed the maximum velocity. The small-scale disturbances strongly impact the annular region where the Rayleigh discriminant is negative but seems to have a much weaker influence on the vortex core. Finally, for high Froude numbers, when the flow becomes supercritical, due to the generation of high amplitude wave wake the vortex street intensity is strongly reduced.

Troisième partie

Tourbillon en interaction avec la côte ou le talus continental

Chapitre 7

Données *in situ* de la campagne EGYPT-1

7.1 Le bassin oriental de la Mer Méditerranée

La mer Méditerranée est une mer semi-fermée, à une latitude moyenne, et se comporte comme un océan presque isolé. Reliée à l'océan Atlantique par le détroit de Gibraltar, elle se divise en deux grands bassins, occidental et oriental, qui communiquent par le canal de Sicile. Le bassin oriental est divisé en quatre sous-bassins, deux au sud (le sous-bassin ionien et le sous-bassin levantin), et deux au nord (le sous-bassin adriatique et le sous-bassin égéen). Trois masses d'eaux principales sont présentes dans le sous-bassin oriental : les eaux de surface (chaudes et peu salées), les eaux intermédiaires (relativement salées et chaudes) et les eaux profondes (froides et peu salées). Les événements de convection en hiver accompagnés de vents secs et froids engendrent le refroidissement et l'augmentation de salinité des eaux de surface. Ces eaux, devenant plus denses, plongent à des profondeurs intermédiaires ou jusqu'au fond de la mer et alimentent la circulation thermohaline.

La circulation de surface des eaux atlantiques (AW) est encore un sujet de grande discussion. Depuis Nielsen [97], les schémas historiques de la circulation proposés, comme celui de la figure 7.1(a), ont évolué. Celui de Robinson et Golnaraghi [120] (Fig. 7.1(b)), le plus reconnu par la communauté scientifique, propose une circulation des AW passant au milieu du bassin oriental comme un jet, appelé le Mid-Mediterranean Jet (MMJ). Mais Hamad *et al.* [57] et Millot et Taupier-Letage [92] proposent une circulation côtière dans le sens contraire des aiguilles d'une montre appelée courant libyo-égyptien (Fig. 7.1(c)), et interprètent la signature du MMJ comme le sommet de tourbillons anticycloniques associés à ce courant. Alhammoud [6], Alhammoud *et al.* [8] suggèrent que cette signature correspond parfois à une recirculation locale des AW dans le nord du sous-bassin levantin.

Les méandres associés au courant libyo-égyptien peuvent générer des tourbillons anticycloniques tels que des tourbillons au large de la Libye (le tourbillon libyo-égyptien, Hamad *et al.* [57]), mais les mécanismes de formation de ces structures ne sont pas encore clairement élucidés. Les dimensions des tourbillons ne correspondent pas aux hypothèses classiques des modèles quasi-géostrophiques. Plusieurs sources de déstabilisation d'un courant ont été proposées ces dernières années pour expliquer l'existence de ce type de structures, avec interactions topographiques ou non. Ainsi, Wolfe [165], Wolfe et Cenedese [164], ou encore Vinogradova et Nechaev [155], proposent des mécanismes de déstabilisation de méandres au-dessus de pentes topographiques, et conduisant à la création de tourbillons. Les instabilités baroclines jouent un grand rôle dans la variabilité méso-échelle (que ce soit dans l'atmosphère ou les océans). Pavet *et al.* [106] ont généralisé le modèle de Phillips à une situation de régime frontal, et ont montré notamment que l'instabilité barocline avait dans ce cas-là, et pour un écoulement stationnaire, un seul mode instable. D'autre part, Perret *et al.* [109] ont étudié la stabilité d'un écoulement cisailé

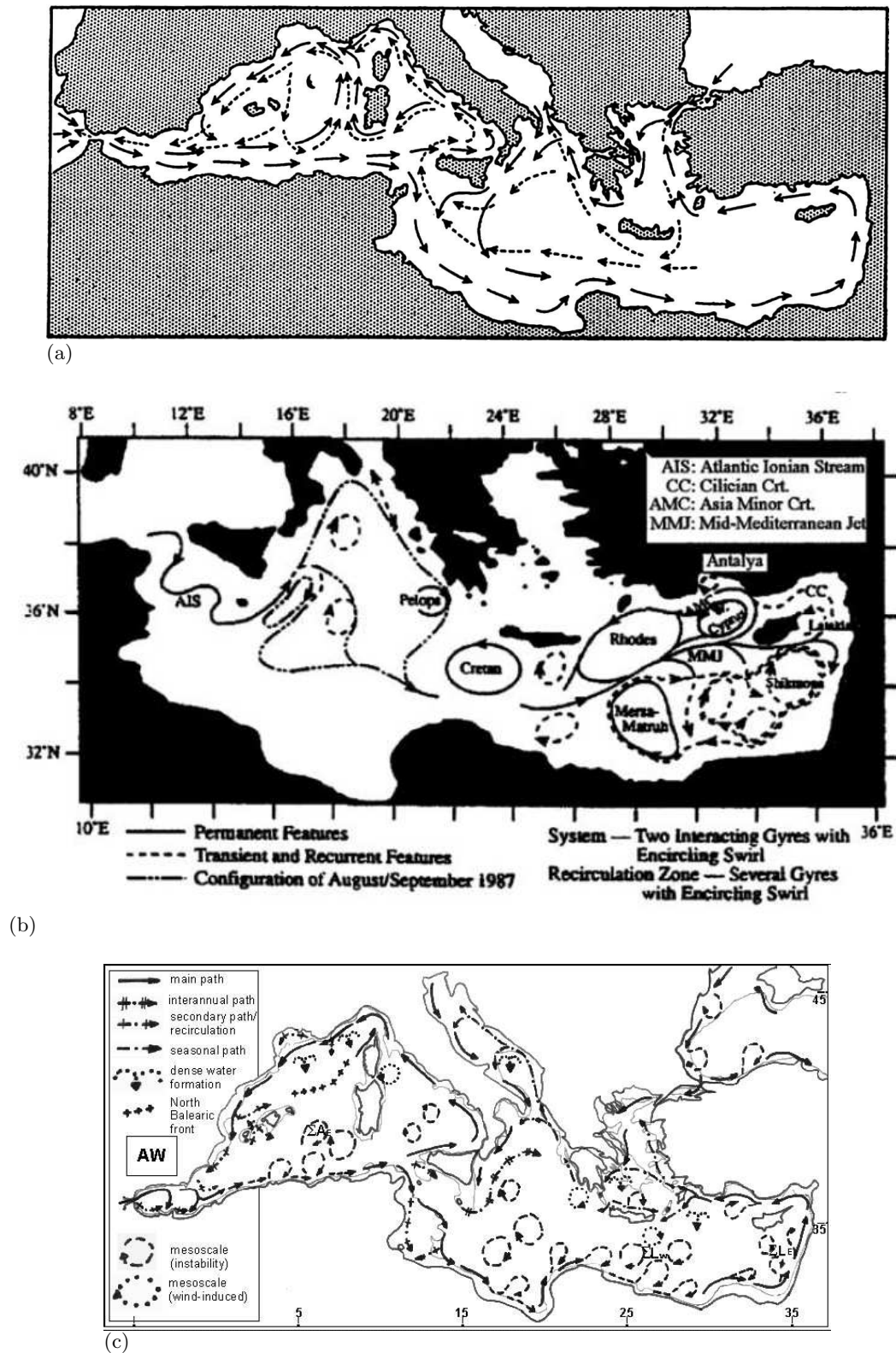


FIG. 7.1: Hypothèses de circulation méditerranéenne : (a) proposée par Nielsen [97] ; (b) proposée par Robinson et Golnaraghi [120] ; (c) proposée par Millot et Taupier-Letage [92].

asymétrique en régime frontal, et ont montré que le sillage pouvait se déstabiliser en formant préférentiellement des anticyclones.

Non seulement l'origine des structures méso-échelles observées n'est pas encore totalement expliquée, mais la dynamique de ces tourbillons n'est pas toujours bien comprise. Des dérives vers l'est du tourbillon libyo-égyptien ont été observées par imagerie infrarouge et analyse de trajectoire de flotteurs (Hamad *et al.* [57, 58]). Une dérive vers l'ouest a été récemment établie (Taupier-Letage et the EGYPT/EGITTO Teams [146]), contrairement aux observations de ces dernières années. Certaines de ces structures peuvent perdurer pendant plusieurs mois, voire plusieurs années, et jouent un rôle important dans les échanges de sel, de chaleur, et d'espèces vivantes, entre les côtes et les eaux au large. Différents mécanismes, comme l'*effet miroir* (image effect), ou diverses interactions avec la topographie (Nof [101], Shi et Nof [125], dans un contexte plus large que la Méditerranée), peuvent expliquer la dynamique de ces tourbillons. D'autre part, les modèles numériques aux équations primitives OGCM (Alhamoud *et al.* [7], Béranger *et al.* [15]), avec des maillages de l'ordre de grandeur du rayon de déformation local ($\delta x \simeq 10\text{km} \sim R_d \simeq 13\text{km}$), donnent des résultats limités concernant les dynamiques méso et petites échelles, même avec assimilation. Notre objectif ici est donc de faire des expériences en cuve tournante, pour d'une part donner des explications sur la dynamique de ces structures, et d'autre part apporter des éléments de développements aux numériciens pour affiner les modèles existants.

Nous allons tout d'abord revenir sur les caractéristiques du tourbillon échantillonné lors de la campagne EGYPT-1, et que nous appellerons dans la suite le Libyan Eddy, ou **LE**. Nous présenterons le traitement des données que nous avons réalisé, pour établir les principales caractéristiques dynamiques de **LE**. Ces données nous ont été fournies notamment par I. Taupier-Letage. Nous discuterons ensuite des similitudes entre **LE** et les expériences réalisables en laboratoire. Enfin, nous présenterons une étude expérimentale de l'interaction entre un anticyclone de surface et une paroi dans un premier temps, et de l'influence d'une pente abrupte dans la couche profonde dans un second temps.

7.2 La Campagne EGYPT-1 et les données relatives à **LE**

C'est dans le but d'étudier la dynamique des tourbillons et leurs interactions avec la circulation générale (MMJ), que le programme EGYPT (*Eddies and Gyres Path Tracking*) a été lancé, sous l'égide du *Groupe Mission Mercator Coriolis* (GMMC), du Programme ATmosphère et Océan Multi-échelles (PATOM), en collaboration avec l'OGS (Italie) et l'INSTM (Tunisie). La campagne EGYPT-1, menée du 8 au 26 avril 2006 (site de l'Ifremer [128]) dans le bassin oriental de la mer Méditerranée, avait pour objectif spécifique l'étude de la circulation des masses d'eau dans le sud de ce bassin. Cette campagne *in situ* a permis notamment d'échantillonner des structures tourbillonnaires méso-échelles, avec des rayons caractéristiques 2 ou 3 fois plus grands que le rayon de déformation local. En particulier, l'anticyclone LE observé entre la Crête et la Lybie à partir d'avril 2006, a un rayon d'environ 30 km pour un rayon de déformation $R_d \sim 10\text{ km}$, avec des déviations isopycnales très prononcées.

Nous nous sommes intéressés plus particulièrement au tourbillon lybien **LE** observé lors de la campagne EGYPT-1, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les données récoltées sont nombreuses et précises, avec notamment 3 bouées dérivantes placées au coeur du tourbillon, et un transect effectué en avril 2006 de la Lybie à la Crête, en passant par un de ses diamètres. Ensuite, la dynamique du tourbillon pouvait sembler surprenante, étant donnée la circulation générale dans le bassin oriental, et la direction du courant libyo-égyptien. Ce type de structure, dérivant vers l'ouest à une vitesse estimée à 1 ou 2 km/j, n'avait jamais été observée jusqu'alors, et la simple prise en compte de l'effet bêta planétaire ne pouvait expliquer à elle-seule une vitesse de dérive de cet ordre-là.

7.2.1 Données des bouées dérivantes

Trajectoires des bouées au cœur de *LE*

Cinq bouées dérivantes (bouées type CLEARSat-15 en surface, équipées de drogues dérivant à 15 m de profondeur, fabriquées par Clearwater Cle [1]) ont été larguées début avril près du cœur du tourbillon. La figure 7.2 représente un exemple de ce type de bouée lagrangienne, constituée d'un flotteur (en bleu sur les photos), et d'une drogue, sorte de chaussette servant d'ancre flottante (en rose). La présence de la drogue est importante, et assure la stabilité de l'ensemble.

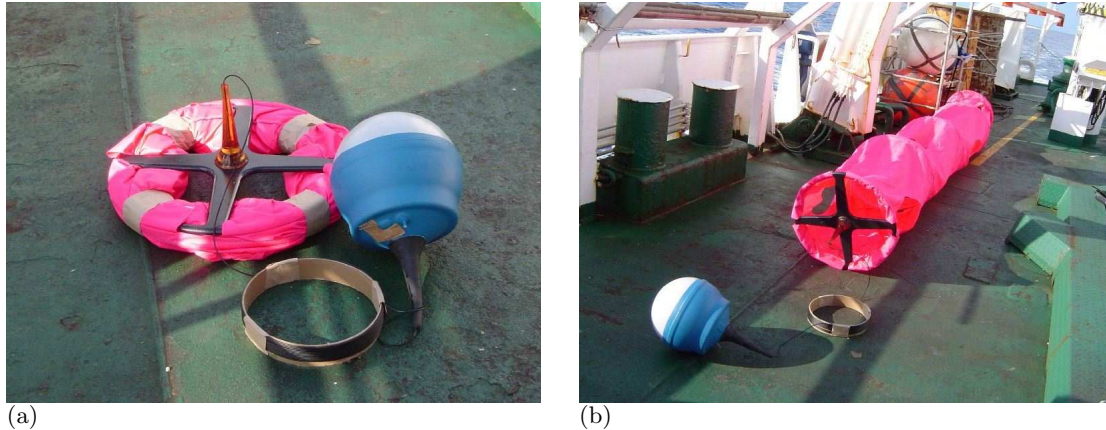


FIG. 7.2: Bouées dérivantes utilisées lors de la campagne EGYPT-1 : (a) avec la drogue repliée ; (b) déployée (la drogue fait environ 5 m), et prête à être larguée.

Ces bouées, outre leur système Argos permettant de connaître leur position, peuvent mesurer la température à 15 m. Les données sont filtrées et interpolées à l'aide de la méthode de Kriging (Hansen et Poulain [59], Poulain et Zambianchi [114]), afin d'obtenir des points échelonnés toutes les 6 heures. Les vitesses des bouées au moment de la mesure sont alors estimées à partir d'un calcul numérique en différences finies sur les positions instantanées.

Ces 5 bouées ont été larguées à quelques heures d'intervalle l'une de l'autre, et donc à des endroits proches (voir Tab. 7.1), un peu à l'ouest du tourbillon *LE*.

Bouée	Date	Lat.	Long.
B59777	10 avril – 22h34	33.3	22.5
B59776	11 avril – 00h08	33.3	22.9
B59772	11 avril – 01h45	33.3	23.2
B59774	11 avril – 05h51	33.3	23.7
B57312	11 avril – 08h51	33.3	23.5

TAB. 7.1: Dates et positions de largage des 5 bouées, dans la zone de *LE* en avril 2006 (http://doga.ogs.trieste.it/doga/sire/egitto/database_egitto/).

Sur ces 5 bouées, 3 rentreront dans le cœur de *LE* : il s'agit des bouées 57312, 59774, 59777. Les 3 trajectoires sont représentées sur la figure 7.3 : les deux premières bouées, les plus à l'ouest, semblent être rapidement captées par *LE* ; la bouée B57312 (Fig. 7.3(a)) restera dans le cœur du tourbillon jusqu'à fin septembre 2006, alors que les autres (Fig. 7.3(b)–(c)) semblent le quitter vers la fin juillet.

Pour les deux bouées sortant du cœur de *LE* en juillet (59774 et 59777), on peut remarquer qu'elles restent néanmoins dans l'influence de *LE* pendant quelques temps, puisqu'elles semblent

suivre une recirculation autour de ce tourbillon. Nous n'avons pas étudié la présence d'éventuels petits tourbillons cycloniques accompagnant **LE** le long de la côte, mais cela pourrait avoir une influence sur la trajectoire de **LE** (Taillandier [144]).

On peut noter que les deux bouées 59776 et 59772 ont été larguées "entre" les 3 autres bouées, mais vont sortir de la zone d'advection du tourbillon **LE** au bout de quelques jours. Leurs trajectoires sont représentées sur la figure 7.4. Les premiers jours de la trajectoire des 3 autres bouées accompagnent ces trajectoires sortant du cœur de **LE**. Toutes ont une trajectoire anticyclonique au début, ce qui semble dire que **LE** les influence. La bouée 59776, larguée à proximité de la bouée 59777, suit la même trajectoire que cette dernière pendant quelques jours, avant de s'écarter vers l'est définitivement, et de poursuivre sa route jusqu'à la Crête. D'autre part, la bouée 59772, initialement située entre les bouées 59777 et 57312, suit la même trajectoire anticyclonique, jusqu'à faire une boucle presque entière, mais est ensuite déviée vers l'ouest, et va suivre plus ou moins régulièrement la côte libyenne.

Position du centre et dérive du tourbillon **LE**

A l'aide des trajectoires des trois bouées dans le cœur de **LE**, nous pouvons calculer une position approchée du centre du tourbillon. Pour cela, nous avons utilisé la méthode des *moindres carrés pondérés* (weighted least squares regression, voir par ex. Cornillon et Matzner-Lober [31, Moindres carrés généralisés, pp. 179-196]), sur des périodes d'environ 18 à 25 jours autour du point considéré, afin d'éliminer les variations haute fréquence de la trajectoire (cela représente environ 3 à 4 périodes de rotation, voir ci-après). Les positions instantanées de la bouée dérivante B57312, et les fonctions filtrées correspondantes, sont tracées sur la figure 7.5 : la période de rotation de **LE** apparaît clairement (et est de l'ordre de 6 jours en moyenne), et la dérive générale vers l'ouest est confirmée, le **LE** suivant de près la bathymétrie abrupte de la Libye.

Les positions instantanées filtrées des 3 différentes bouées, obtenues avec la méthode exposée précédemment, nous permettent de calculer une trajectoire du centre de **LE**, représentée sur la figure 7.6). Nous avons donc obtenu, en utilisant toutes les données des bouées dérivantes à notre disposition, une trajectoire du tourbillon, en utilisant une méthode de filtrage relativement simple. Nous avons essayé plusieurs autres méthodes, notamment en approchant les trajectoires cycloïdales des différentes bouées par des ellipses. Mais, outre le fait que cette méthode est beaucoup plus complexe à mettre en oeuvre, les résultats n'étaient pas satisfaisants, avec une forte incertitude entre deux ellipses différentes, comme nous le verrons en regardant de plus près les trajectoires des bouées sur une ou deux périodes.

Ces trajectoires de dérives, comme celles concernant la bouée B57312 (celle qui reste le plus longtemps dans le cœur de **LE**) sur la figure 7.5, nous donnent accès facilement à la vitesse de dérive du tourbillon, en dérivant par différences finies les positions. Ces vitesses, correspondant à la bouée B57312, sont représentées sur la figure 7.7, et confirment une nette dérive, tout d'abord vers le nord-ouest, puis plein ouest. Plus précisément, on peut distinguer 3 zones dans l'évolution de **LE**. Durant les 40 premiers jours suivant le 11 avril, son déplacement est partagé entre dérive vers le nord et dérive vers l'ouest. La vitesse correspondante à la dérive vers l'ouest est légèrement supérieure à celle vers le nord (1.6 contre 1.0 à 1.4 km/j). S'ensuit une nette diminution de la dérive vers le nord, qui devient très faible par la suite (maximum à 0.2 km/j, sauf pendant une dizaine de jours où elle atteint 0.4 km/j), alors que la dérive vers l'ouest est d'environ 1.0 à 1.2 km/j. Enfin, environ 5 mois après les premières mesures des bouées, **LE** accélère subitement vers l'ouest, pour atteindre des vitesses supérieures à 2 km/j. On peut donc estimer une dérive vers le nord-ouest pour **LE** d'environ 2 km/j pendant les 50 premiers jours des mesures, un dérive plein ouest pendant 3 mois d'environ 1.2 km/j, et une dérive dépassant 2 km/j pour les 2 derniers mois de mesures, toujours dans la même direction.

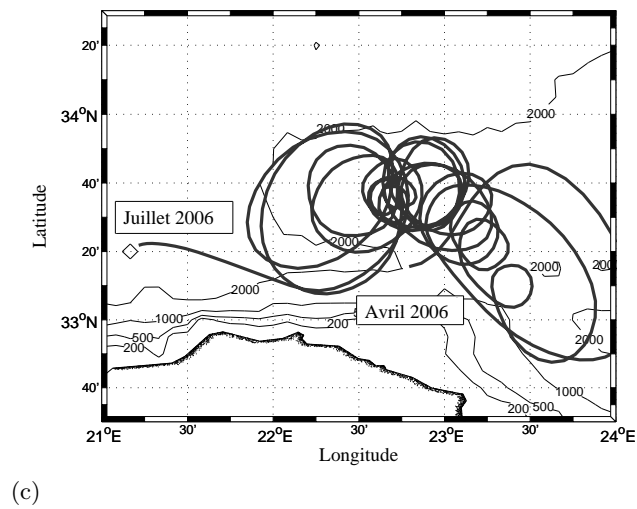
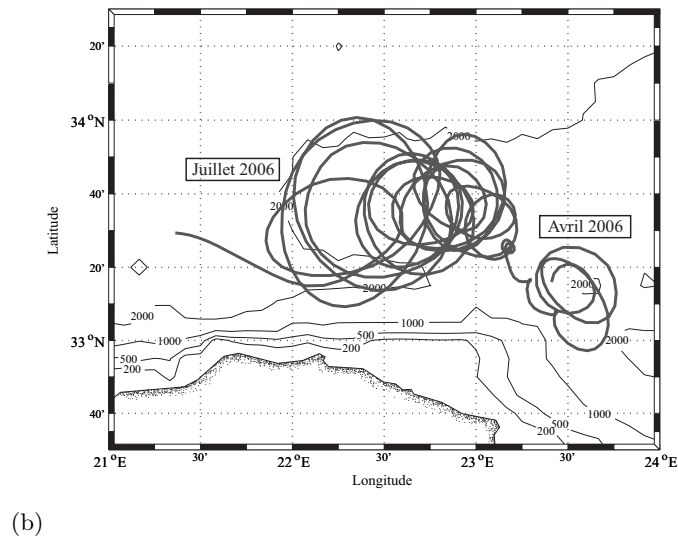
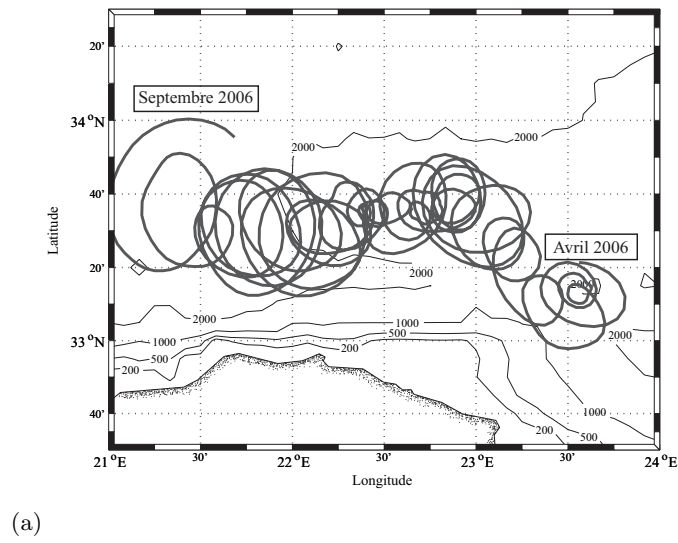


FIG. 7.3: Trajectoires des bouées dérivantes : B57312 (a), B59774 (b), et B59777 (c), tracées au large de la Libye ; bathymétrie représentée : 200, 500, 1000 et 2000 mètres de profondeur.

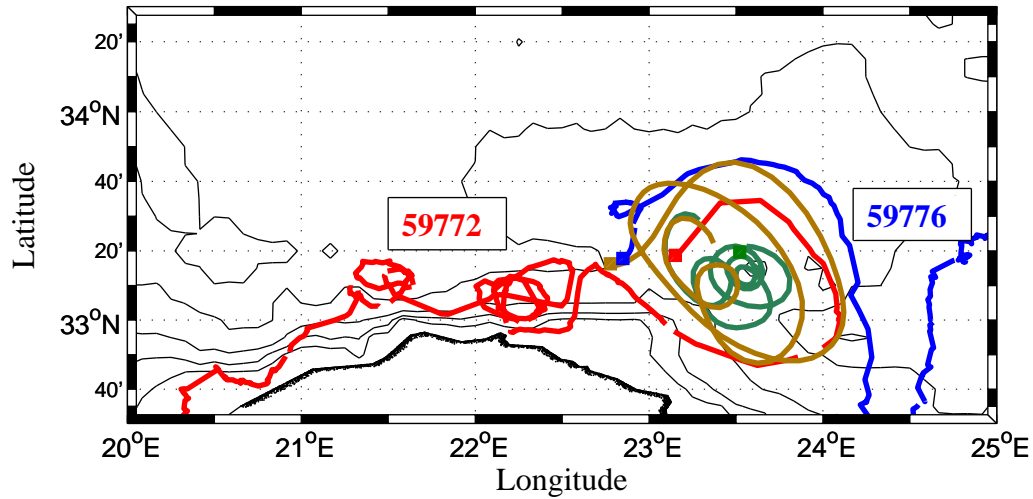


FIG. 7.4: Trajectoires des bouées 59772 (en rouge) et 59776 (en bleu), superposées aux premiers jours des trajectoires des bouées 59777 (en marron) et 57312 (en vert). Les positions initiales sont repérées par des carrés.

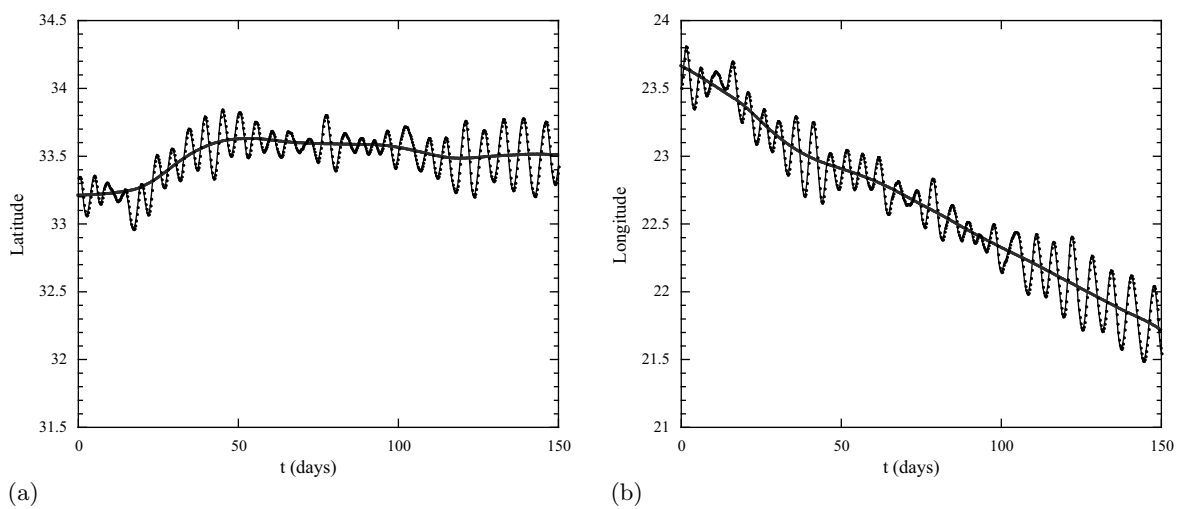


FIG. 7.5: Positions instantanées longitudinale (a) et latitudinale (b) de la bouée dérivante B57312, pour les 150 premiers jours de dérive. Une fonction utilisant la méthode des moindres carrés pondérés est représentée en trait plein, et permet d'estimer la vitesse de dérive.

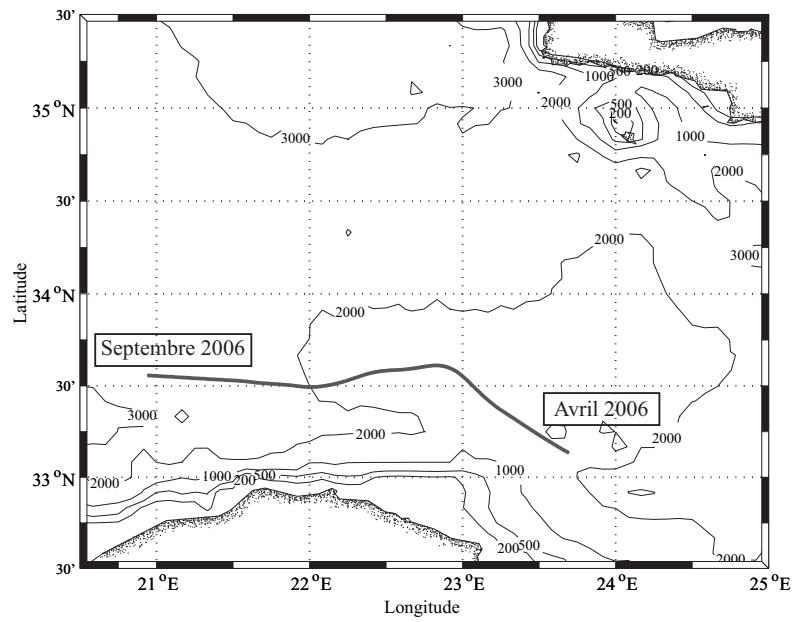


FIG. 7.6: Position du centre moyen de LE , estimée à partir des trajectoires des bouées dérivantes (la zone représentée est élargie pour situer la Crête); bathymétrie représentée : 200, 500, 1000 et 2000 mètres de profondeur.

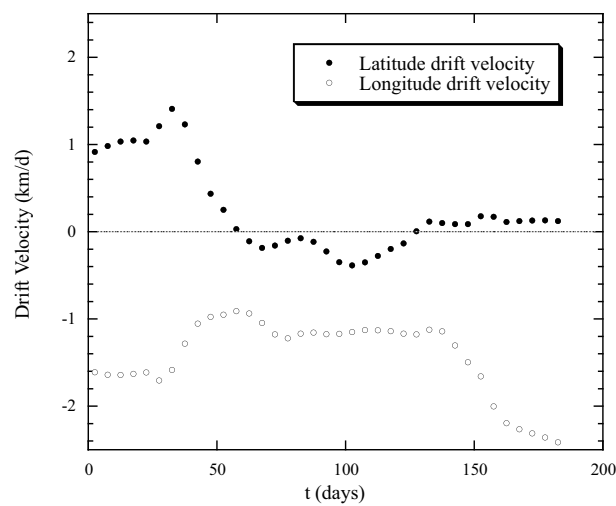


FIG. 7.7: Vitesses de dérives selon la longitude et la latitude, de la bouée B57312, obtenues à partir des fonctions pondérées représentées sur la figure 7.5.

Rayon instantané de rotation

Les riches données des 3 bouées dérivantes nous apportent beaucoup d'informations sur les déplacements de **LE**, avec notamment une mesure de sa dérive. Mais nous aimerions aussi connaître la "structure dynamique" du tourbillon, et plus particulièrement estimer la vorticité en son cœur, mesure très importante pour identifier les paramètres participant à son évolution et sa stabilité.

En effet, la trajectoire moyenne de **LE** (Fig. 7.6) peut être utilisée pour étudier sa dynamique dans le référentiel lié à son centre. Les trajectoires instantanées de chaque bouée, nous permettent de calculer un rayon instantané de rotation, pour chaque point des données. La vitesse instantanée des bouées étant calculée par différences finies à partir de leur position, nous pouvons alors comparer pour chaque valeur du rayon, la vitesse absolue correspondante mesurée dans le tourbillon, en ayant pris le soin de retrancher la vitesse de dérive générale, vers le nord-ouest ou l'ouest selon la période considérée. Malheureusement, lorsque les bouées atteignaient le rayon maximal du tourbillon, soit elles se redirigeaient vers son centre, soit elles sortaient définitivement de son cœur, comme c'est le cas en juillet 2006 pour les bouées B59774 et B59777. Mais, même si nous n'avons pratiquement pas de point permettant de tracer la décroissance de la vitesse pour de grandes distances au centre du tourbillon, la courbe obtenue (Fig. 7.8) nous permet tout de même de tracer un profil intéressant de la structure de **LE**. Ainsi, nous pouvons calculer une vorticité moyenne au cœur de la structure : l'estimation de la pente linéaire passant par zéro, $p = 1.15 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$, avec un paramètre de Coriolis à la latitude de 32°N valant $f = 7.8 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$, nous donne $\zeta_{LE} = 2p = 2.3 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$. La vorticité au cœur de **LE** reste modérée en comparaison avec le paramètre de Coriolis. On en déduit un nombre de Rossby dynamique $Ro_\zeta = \zeta/f \simeq 0.30$, et un nombre de Rossby global $Ro = V_{max}/fR_{max} \simeq 0.15$. Ce tourbillon satisfait à l'équilibre géostrophique.

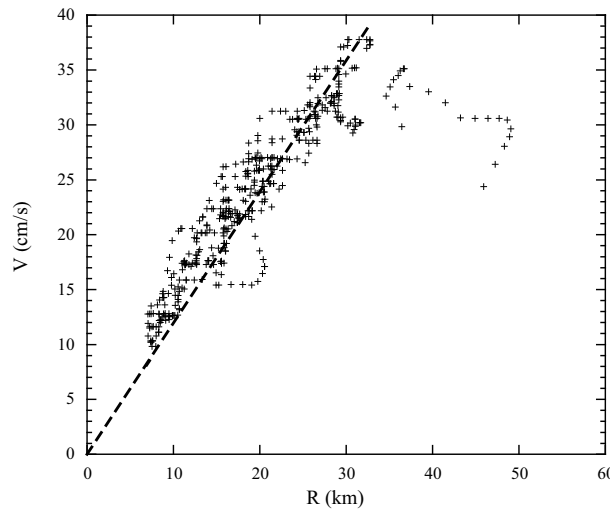
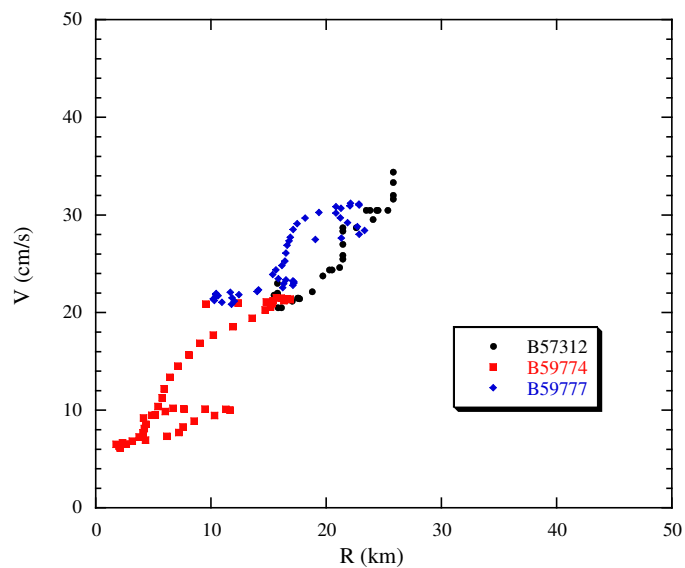
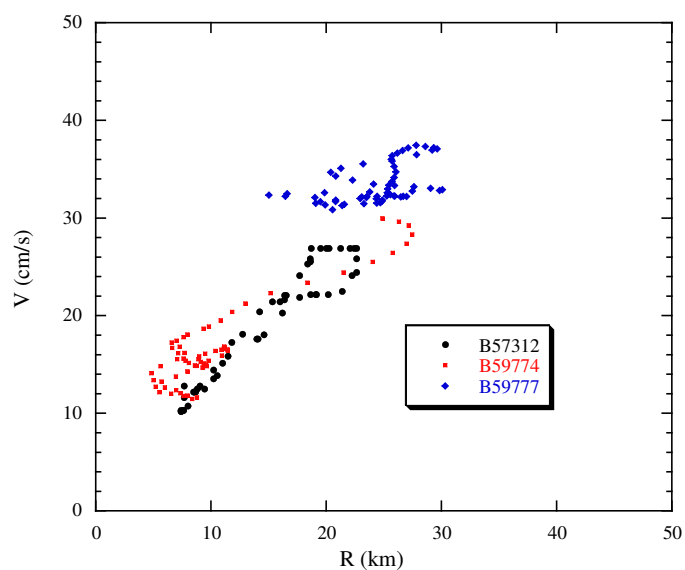


FIG. 7.8: Représentation de la vitesse instantanée calculée à partir de la position de la bouée B57312, en fonction des rayons correspondants, mesurés à partir de la trajectoire moyennée de **LE** (7.6). Une droite linéaire passant par l'origine approche les données.

La courbe de la figure 7.8 a été obtenue pour la période d'avril à septembre 2006, en utilisant les données de la bouée B57312, mais nous pouvons aussi utiliser cette méthode pour les 3 bouées, sur une plus petite période. Nous voulons voir s'il y a un signe d'affaiblissement de l'intensité du tourbillon, ce qui se traduirait par une chute de la pente de l'approximation linéaire de la vitesse en fonction du rayon. Ainsi, nous avons tracé sur la figure 7.9, l'évolution de la vitesse dans le cœur du tourbillon, en fonction de la distance au centre au point considéré, pour les 3 bouées, et pour des périodes différentes : les 15 premiers jours de mai 2006 (Fig. 7.9(a)), et les 15 derniers jours de juin (Fig. 7.9(a)).



(a)



(b)

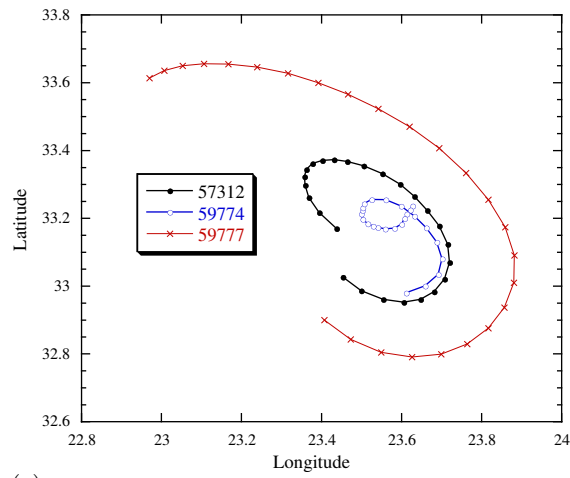
FIG. 7.9: Vitesse des bouées en fonction du rayon de leur trajectoire, pour deux périodes de 15 jours : (a) début mai 2006, (b) fin juin 2006.

Malheureusement, la dispersion des points obtenus permet difficilement de détecter une variation de la pente. Par contre, ce qu'on peut remarquer, c'est la variation en très peu de temps (2 périodes de rotation), pour une bouée donnée, de la vitesse en fonction du rayon : pour une trajectoire circulaire sur une ou deux périodes, on devrait avoir des points rassemblés à un endroit précis. De même, on peut distinguer des ondulations de ces points, autour d'une droite, comme dans le cas de la bouée B57312 sur la figure 7.9(a).

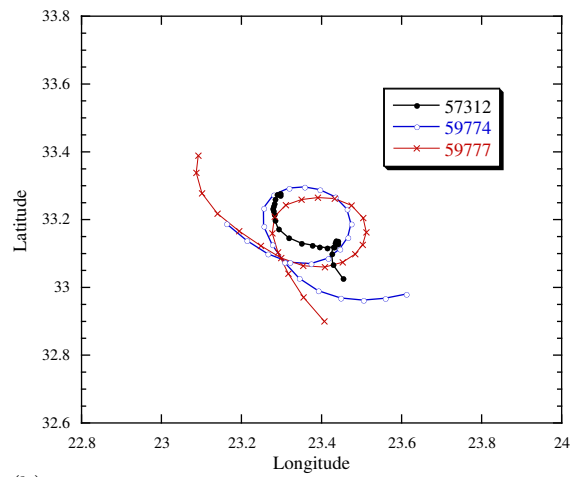
On peut alors se poser la question de la forme des trajectoires des bouées, et incidemment, de celle de **LE** : le tourbillon est-il réellement circulaire ? Sur la figure 7.10, sont tracées 3 rotations successives pour les 3 bouées, sur des fenêtres de 6 jours, à partir du 20 avril 2006. On peut constater la variabilité des trajectoires, que ce soit sur leur forme générale, ou leur période. Ainsi, la bouée B57312 décrit une ellipse d'environ un demi degré de longitude du 20 au 26 avril, avant de se rapprocher du centre de **LE** et de décrire des cycloïdes caractéristiques lors des deux périodes suivantes. Les deux bouées B59774 et B59777 ont des trajectoires quasiment similaires sur les deux dernières périodes représentées, mais étaient très éloignées l'une de l'autre jusqu'au 26 avril. Sur ces graphes, il est à noter que la vitesse de dérive du tourbillon n'a pas été retranchée (les trajectoires sont tracées dans le référentiel de la côte).

Les trajectoires des bouées sont donc loin d'être circulaire, et l'erreur sur le calcul du rayon, mesuré à partir de la position des bouées, croît. De plus, les centres des trajectoires de chacune des bouées peuvent être éloignés l'un de l'autre. La position moyenne du centre de **LE** représentée sur la figure 7.6 a été calculée avec les trajectoires des 3 bouées, mais n'indique pas la variabilité de la position du centre de chacune des trajectoires de ces bouées par rapport à la position moyenne. On peut tout simplement tracer la variance de cet écart, comme étant la somme de la distance au carré par rapport au centre moyen pour chaque bouée. La figure 7.11 nous donne alors une indication de l'intervalle de temps au cours duquel les 3 bouées peuvent être considérées le plus "en phase" avec **LE**. Cette période semble aller de juin à juillet, où la variance est minimale. On peut remarquer les extrémités des deux courbes longitudinales et latitudinales, correspondant aux moments où les deux bouées B59774 et B59777 "rentrent" et "sortent" du cœur du tourbillon, et les variations de la variance du dixième au cinquantième jours, décalées entre longitude et latitude.

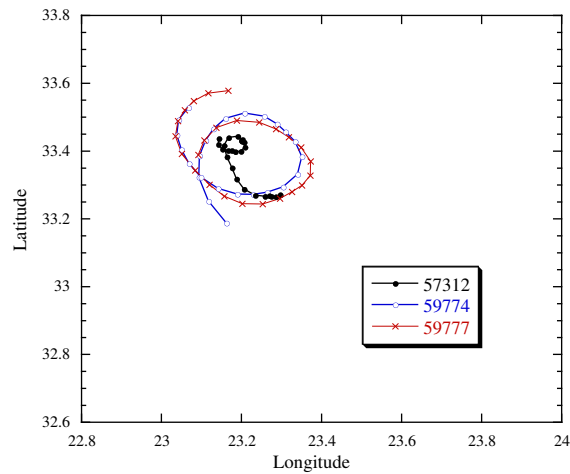
A partir de cette courbe de la variabilité des trajectoires des bouées (Fig. 7.11), nous pouvons relever des trajectoires centrées sur la position moyenne de **LE**, sur la période de juin à début juillet (60 - 80 jours après le 11 avril). De plus, connaissant la vitesse de dérive de **LE** à cette période-là (Fig. 7.7, p. 108), nous pouvons retrancher cette dérive des trajectoires instantanées, pour éventuellement les relier sur une période de rotation. C'est ce que nous avons fait sur deux périodes de rotation, en juin et début juillet, sur la figure 7.12. Nous obtenons des ellipses, même si les trajectoires sont presque circulaires sur la figure 7.12(b), et surtout nous remarquons que les courbes ne se rejoignent pas sur une période. Ainsi, même sur une période de rotation, les bouées se déplacent par rapport au cœur de **LE**, ce qui peut expliquer la variabilité observée sur les courbes de la vitesse instantanée en fonction du rayon (Fig. 7.9, p. 110).



(a)



(b)



(c)

FIG. 7.10: Trajectoires des 3 bouées, sur 3 périodes de rotation successives : (a) à partir du 20 avril, (b) du 26 avril au 1er mai, (c) du 2 au 7 mai. Ces trajectoires sont tracées dans le référentiel de la côte.

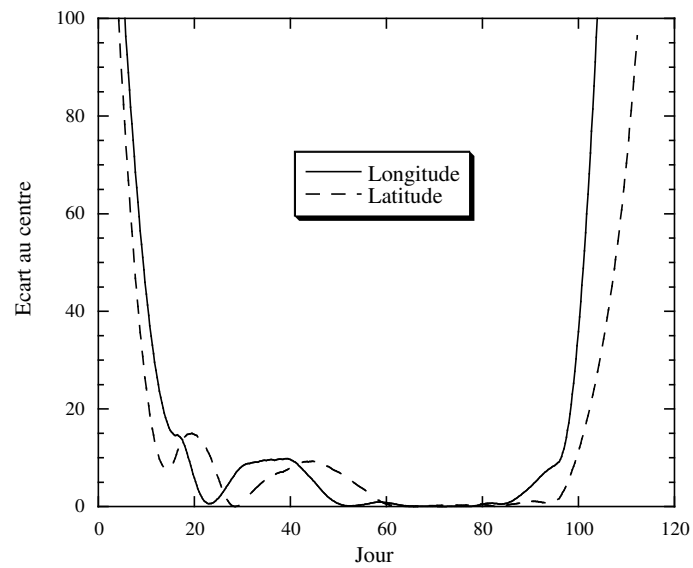
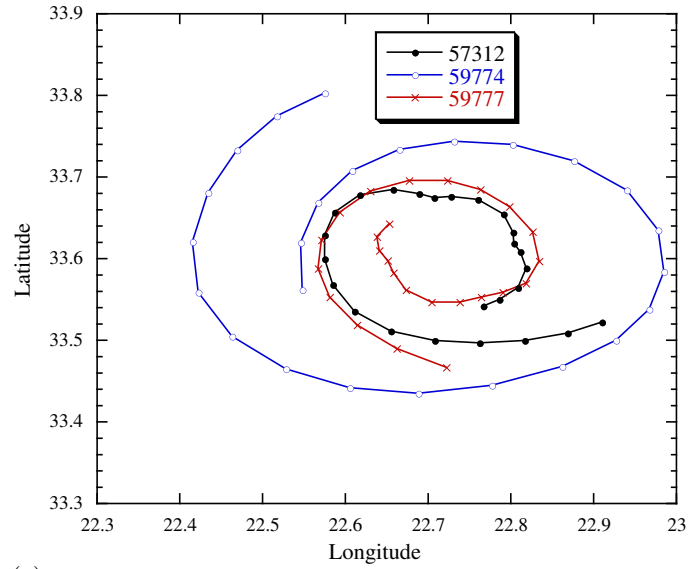
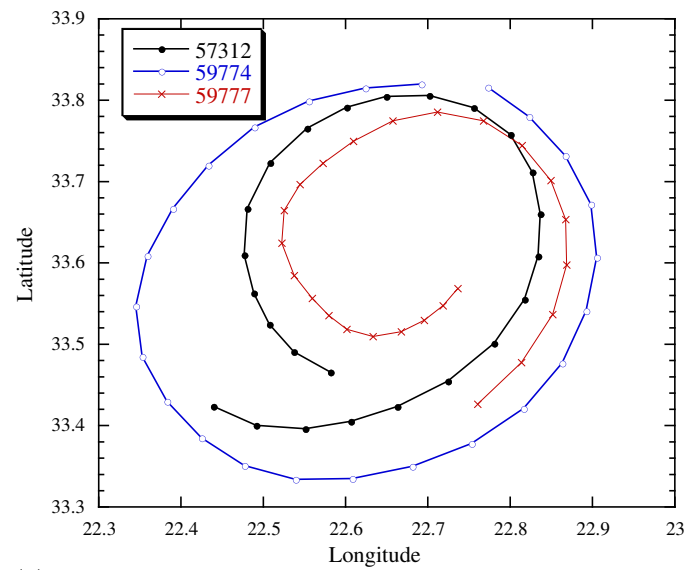


FIG. 7.11: Variation de la distance instantanée, au centre estimé de LE, pour l'ensemble des 3 bouées.



(a)



(b)

FIG. 7.12: Trajectoires des bouées sur une période de rotation (environ 6 jours), auxquelles on a retranché la dérive de \mathbf{LE} : (a) courant juin, (b) début juillet. Ces trajectoires sont tracées dans le référentiel de \mathbf{LE} , associé à son centre de dérive.

7.2.2 Mesures SST durant l'année 2006

Durant la même période couverte par les données des bouées dérivantes, des mesures par satellite de la température de la surface (SST : *Sea Surface Temperature*) de la Méditerranée dans cette région ont été réalisées. Ces mesures, lorsque les conditions le permettent (pas de nuage dans le ciel par exemple), sont capables de détecter les variations de température, notamment lors des échanges d'eaux froides et chaudes en présence d'un cyclone ou d'un anticyclone en surface. Ainsi, une succession d'images SST est présentée à la figure 7.13 pour la période d'avril à septembre 2006. Une croix noire est placée sur l'estimation du centre de **LE**, dérivant vers l'ouest au large de la Libye. On peut voir que ce tourbillon semble suivre la géométrie de la côte libyenne, puisqu'il est situé début avril au nord de 33°N, qu'il arrive au sud de 34°N au point le plus au nord de la côte, et qu'il redescend vers le sud après avoir passé ce cap. Néanmoins la détermination du centre du tourbillon, et encore plus le calcul de la dérive de **LE**, sont difficiles avec ces données, et ne donnent essentiellement qu'une information qualitative sur sa dynamique. Par contre, ces images SST, accessibles pratiquement en temps réel, sont très utiles lors de mesures *in situ*, comme nous allons le voir dans la section suivante.

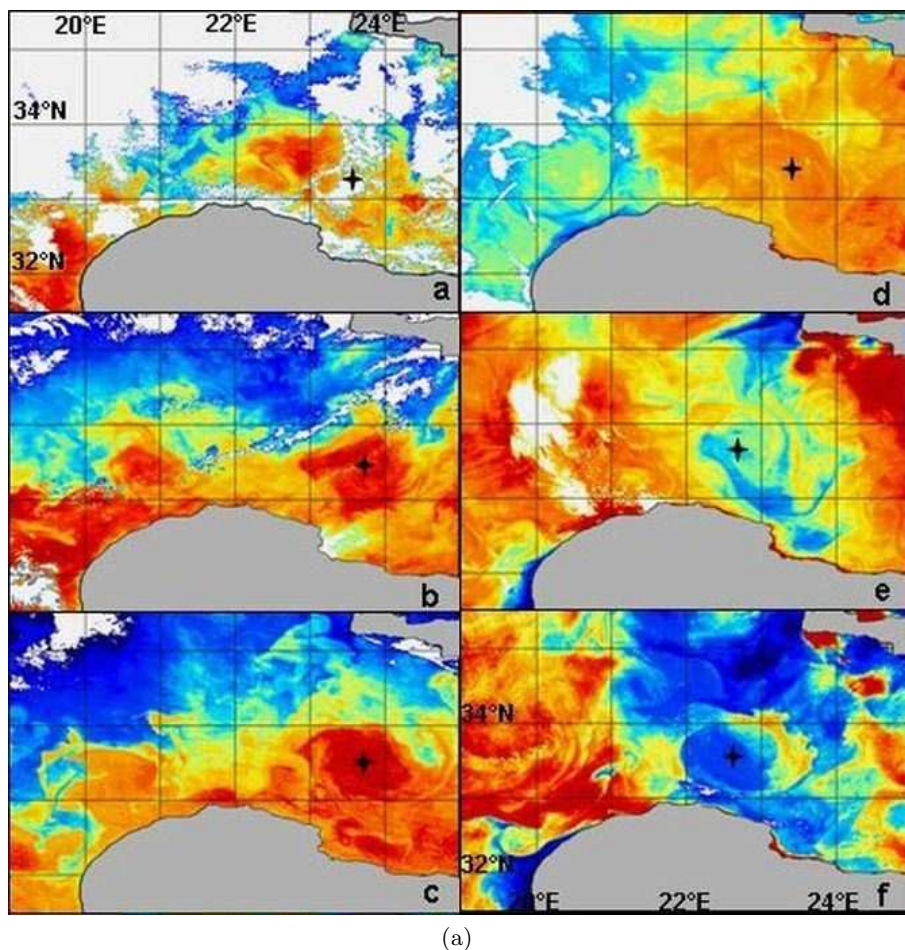


FIG. 7.13: Succession de SST montrant la dérive de LE (voir page suivante).

Toutefois, concernant la trajectoire surprenante de la bouée B59772, certaines structures de petite échelle peuvent être remarquées sur ces images, comme sur la SST de juin 2006 (image (f) de la figure 7.13).

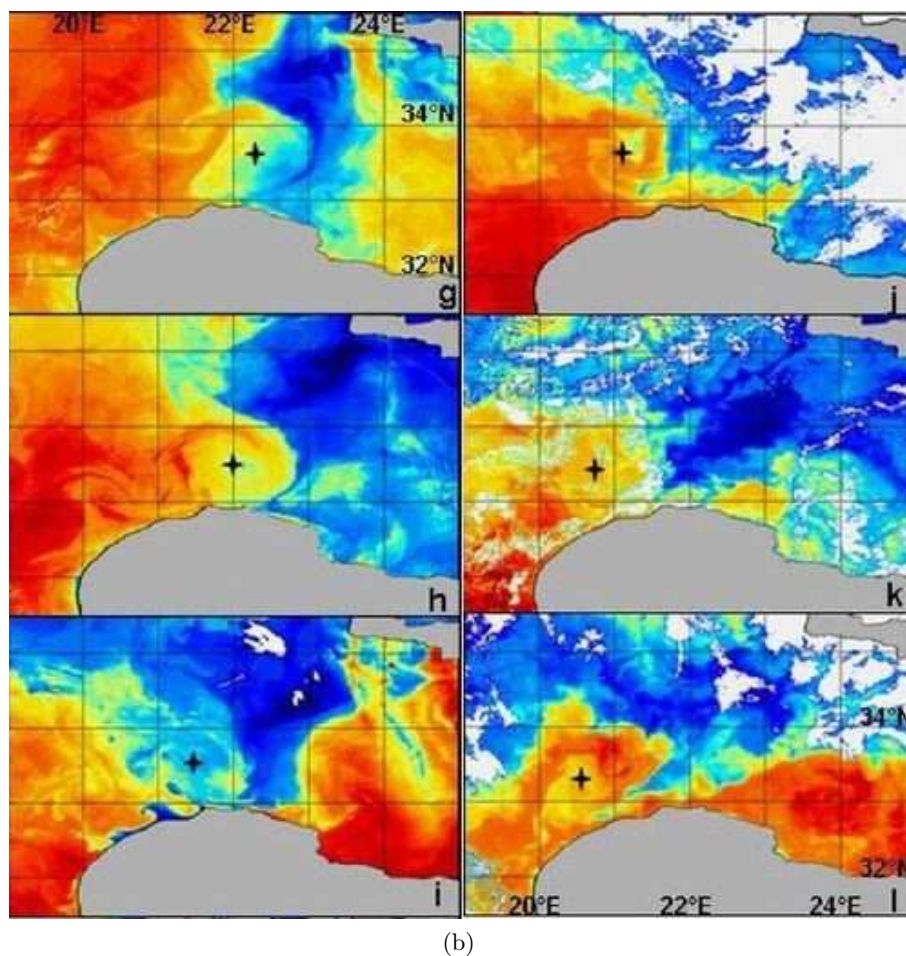


FIG. 7.13: Succession de SST montrant la dérive de LE, durant les 12 mois de l'année 2006 (une image SST par mois). La croix représente une estimation du centre du tourbillon. Courtesy Isabelle Taupier-Letage. [http ://www.com.univ-mrs.fr/ taupier-letage/](http://www.com.univ-mrs.fr/taupier-letage/)

7.2.3 Mesures de la structure verticale de **LE** par CTD

Signatures en salinité et température de **LE**

D'autres mesures ont été effectuées durant la campagne EGYPT-1, et notamment une série de section CTD (125 stations au total) complétée par des mesures XBTs. Les analyses de l'imagerie satellitaire thermique et visible accompagnaient la campagne EGYPT-1. Elles ont permis l'échantillonnage précis du tourbillon **LE**, les 20 et 21 avril (Fig. 7.14), en partant de la Libye et en allant vers la Crête. L'échantillonnage consistait en des mesures tous les 10 km environ, en alternant mesures jusqu'au fond ou à 1000 m, avec une précision atteignant le mètre. Les données recueillies (température et salinité) permettent de connaître avec précision la structure verticale de **LE**. On peut vérifier sur la figure 7.15, représentant la trajectoire moyenne de **LE** calculée à l'aide des données des bouées dérivantes, que les mesures CTD (représentées par une droite en traits hachés), ont traversé le tourbillon (représenté par un cercle en traits hachés, de rayon 40 km, au 21 avril), presque en son centre.

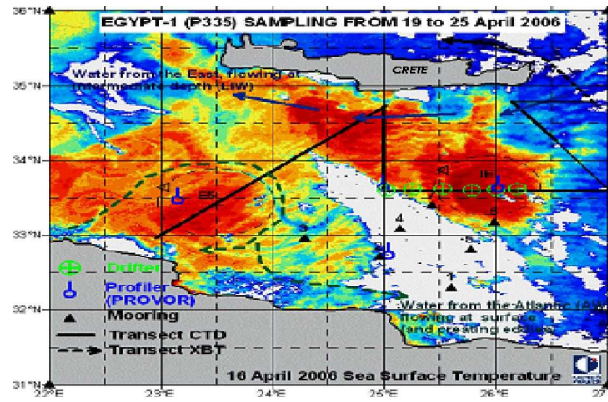


FIG. 7.14: Carte représentant les mesures effectuées durant EGYPT-1, superposée au-dessus de la SST du 16 avril 2006. Le transect CTD dans le **LE** est indiqué par un trait plein noir entre la Libye et la Crête.

Les mesures de salinité et de température par conductimétrie ont donc été réalisées à intervalles réguliers, et à des profondeurs différentes. Moyennant une reconstruction par triangulation de Delauney, nous pouvons représenter la structure verticale de **LE**, au-dessus de la topographie au large de la côte libyenne. La signature de **LE** est très marquée en profondeur (Fig. 7.16), avec un centre situé à environ 60-70 km de la côte libyenne, précisément à la base de la pente abrupte de la bathymétrie. Les deux poches d'eau peu salées, que l'on voit sur la coupe verticale de la salinité (Fig. 7.16(a)), sont représentatives d'AW récentes, venant de l'ouest, suggérant bien que le **LE** a été formé après déstabilisation du courant libyo-égyptien.

Structure verticale en densité de **LE**, et topographie

Les données salinité et température sont nécessaires pour calculer la densité verticale, représentée sur la figure 7.17. Sur la deuxième coupe (7.17(b)), avec une zone rapprochée sur le tourbillon, la structure de **LE** apparaît clairement : les isopycnes sont très courbées et rapprochées entre 150 et 300 m de profondeur, avec une pente de $\alpha \sim 5\%$. Comparée avec la pente de la bathymétrie située sous le flan du tourbillon, pente d'environ $p = 5\%$, cela nous donne comme valeur pour le paramètre T_p comparant les pentes topographique et isopycnales $T_p = p/\alpha \simeq 10$. L'estimation de la taille verticale de **LE** est d'environ $\Delta h = 150$ m, pour une couche supérieure d'environ $h = 200$ m à une densité d'environ $\rho_1 \simeq 1028.3$ g/L, alors que celle de la couche du bas, considérée comme très profonde, est de $\rho_1 \simeq 1029.2$ g/L. Dans le cadre d'une description à deux couches simplifiée de la stratification, le rayon de déformation associé au premier mode

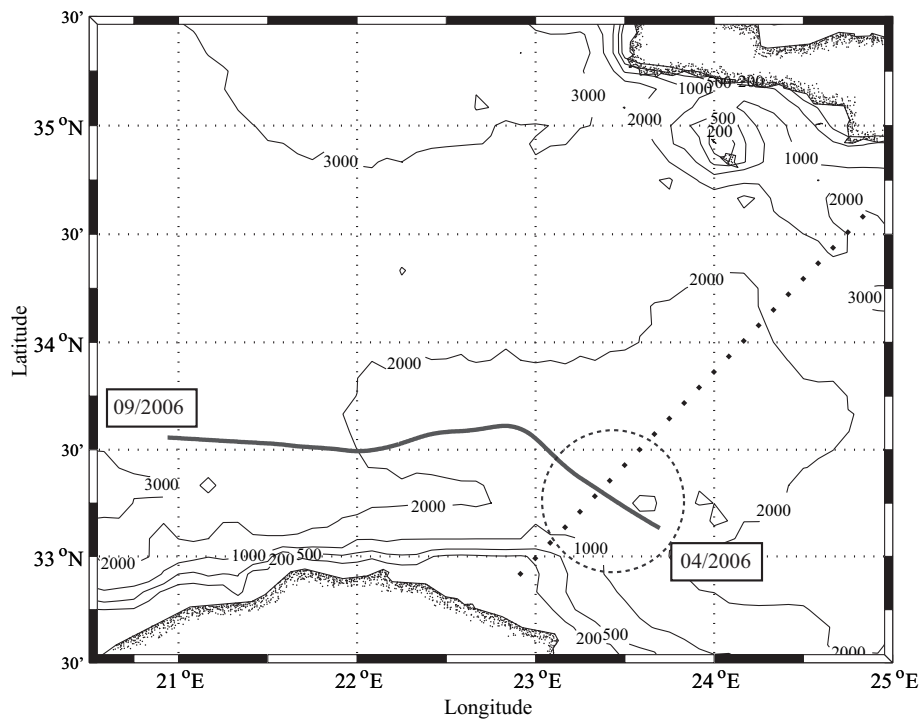
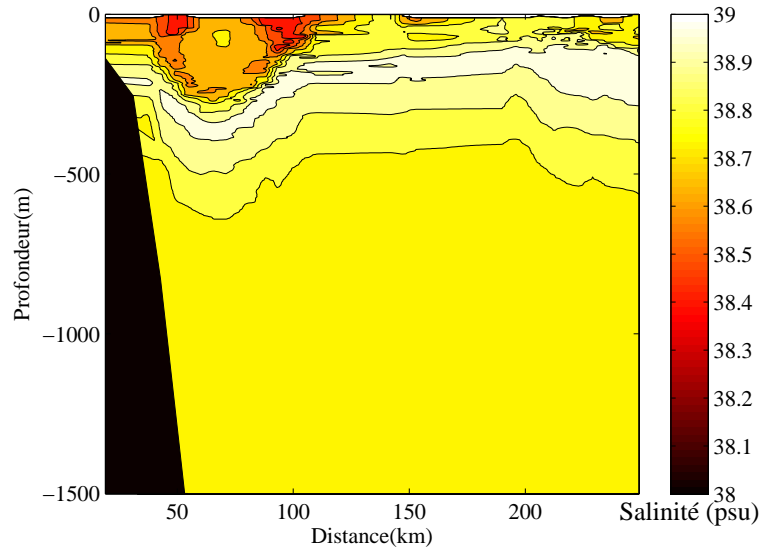
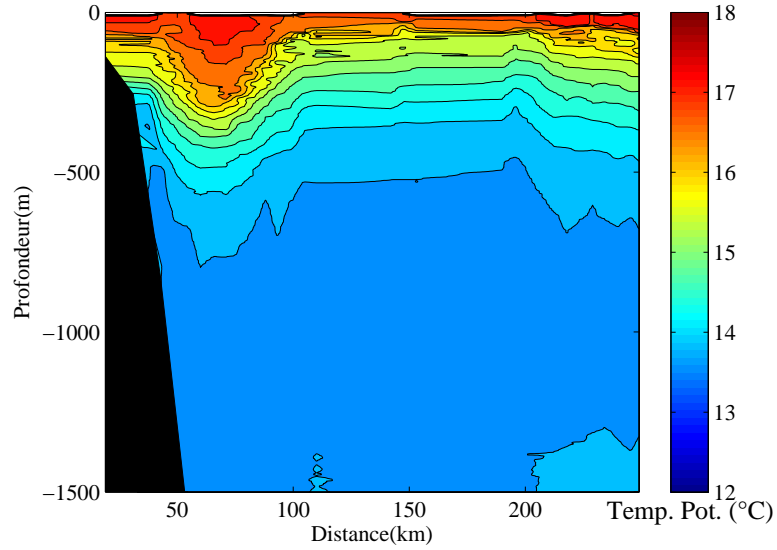


FIG. 7.15: Carte représentant les mesures effectuées durant EGYPT-1, superposée au-dessus de la trajectoire de **LE** (démarrant début avril). Le transect CTD dans le **LE** est indiqué par un trait haché noir entre la Libye et la Crête, et la position du tourbillon est matérialisée à cette date par un cercle d'environ 40km de rayon. Le transect passe donc quasiment par le centre de **LE**.



(a)



(b)

FIG. 7.16: Coupes verticales (a) de la salinité et (b) de la température potentielle, le long du transect effectué entre la Libye et la Crête; l'origine de la distance est sur la côte libyenne, chaque contour de salinité est espacé de 0.08 psu, et chaque contour de température de 0.3° .

barocline s'écrit $R_d = \frac{\sqrt{g^* h H / (h + H)}}{f} \simeq \frac{\sqrt{g^* h}}{f}$, puisque $h \ll H$. Le rayon de déformation est alors de l'ordre de $R_d \simeq 13$ km.

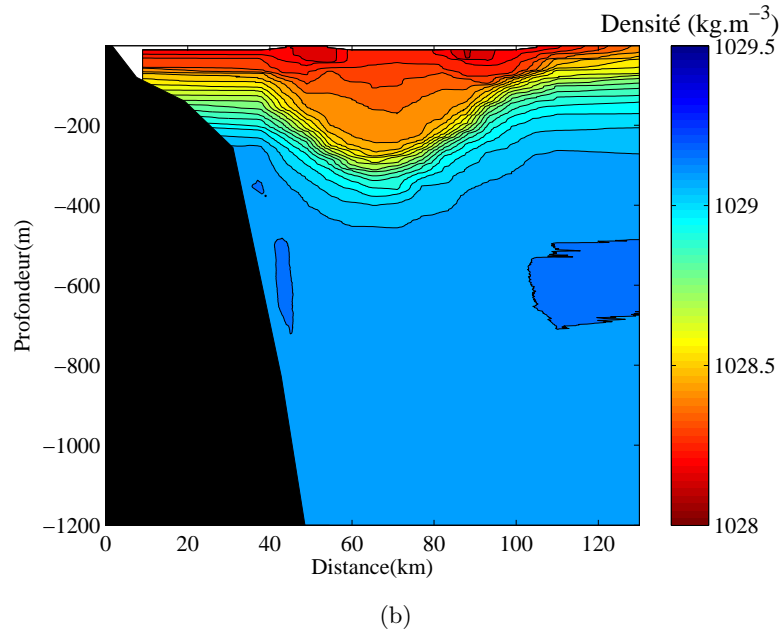
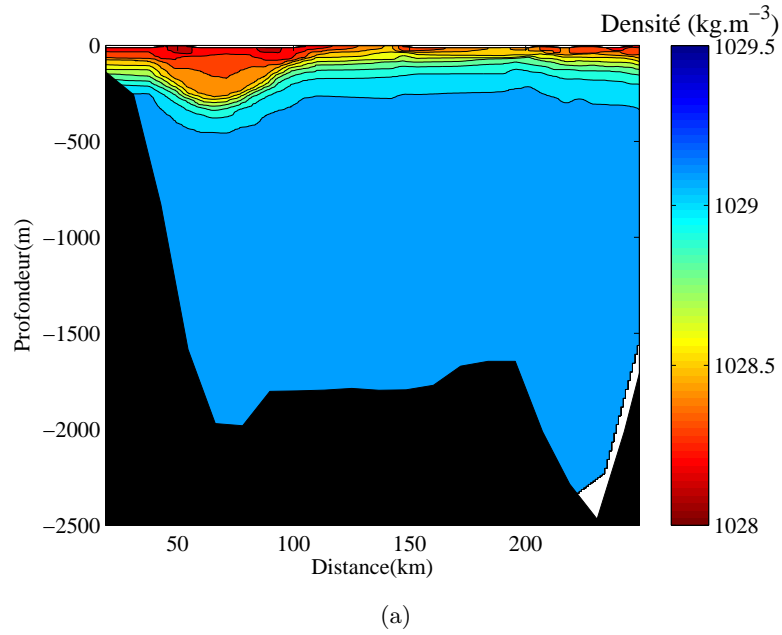


FIG. 7.17: Coupes verticales de la densité, calculée à partir de la salinité et de la température, (a) sur tout le transect (isopycnés tous les 0.1 kg.m^{-3}), et (b) sur une zone centrée sur le **LE** (isopycnés tous les 0.05 kg.m^{-3}).

7.3 Problématique de la dynamique du tourbillon **LE**

7.3.1 Caractéristiques générales du tourbillon **LE**

Nous avons établi les principales propriétés de **LE**, échantillonné au moment de la campagne EGYPT-1. La trajectoire du centre du tourbillon a été calculée, ainsi que sa vitesse de dérive, et l'étude de sa structure verticale nous a permis de calculer les principaux paramètres dynamiques, comme le nombre de Rossby Ro et le rayon de déformation R_d . Le nombre de Rossby $Ro \simeq 0.15$ basé sur la vitesse maximale V_{max} et le rayon caractéristique R_{max} de **LE**, aussi bien que le nombre de Rossby dynamique $Ro_\zeta = \zeta/f \simeq 0.30$, sont petits. Le **LE** satisfait donc l'équilibre géostrophique, au moins au premier ordre. D'autre part, avec le rayon de déformation $R_d \simeq 13$ km calculé, nous pouvons estimer le nombre de Burger $Bu = (R_d/R_{max})^2 \simeq 0.18$. Ce nombre est petit, ce qui signifie que l'énergie potentielle disponible dans le **LE** est supérieure à son énergie cinétique.

Le rapport d'aspect δ entre l'épaisseur de la couche de surface et celle de la couche profonde va contrôler les interactions dynamiques entre les deux couches. Notamment, les taux de croissance des modes barocliniques instables sont réduits pour de petites valeurs du ratio δ . D'autre part, au premier ordre, la couche de surface n'est pas affectée par la dynamique dans la couche du fond, lorsque $\delta \ll \min(1, Bu^2)$ (Cushman-Roisin *et al.* [35]). Dans le cas de **LE**, même si le rapport entre les deux couches est faible ($\delta \sim 0.1$), cette valeur n'est pas négligeable par rapport au carré du nombre de Burger $Bu^2 \simeq 0.03$. Ainsi, la dynamique dans la couche du fond peut influencer celle de la couche de surface.

Nous devons ajouter deux derniers paramètres importants concernant **LE**. Tout d'abord, le rapport $T_p = p/\alpha \sim 10$ compare la pente de la bathymétrie directement à la verticale de **LE**, et la pente des isopycnes induite par l'écoulement géostrophique de l'anticyclone de surface. Enfin, nous pouvons mesurer le rapport entre la vitesse de dérive de **LE**, et la vitesse maximale mesurée en son cœur. Ce rapport, $\epsilon = V_{drift}/V_{max} \simeq 0.05$, quantifie la dérive du tourbillon avec son temps caractéristique de retournement. La faible valeur de ϵ signifie donc que le **LE** évolue lentement, avec des lignes de courant fermées, et que son cœur transporte une large quantité d'eau.

Ces principaux paramètres sont regroupés dans la table 7.2.

$Ro = \frac{V_{max}}{fR_{max}}$	$Ro = \frac{\zeta}{f}$	$Bu = \left(\frac{R_d}{R}\right)^2$	$\lambda = \frac{\Delta h}{h}$	$\alpha = \frac{h}{R}$	$\delta = \frac{h}{H}$	$T_P = \frac{p}{\alpha}$	$\epsilon = \frac{V_d}{V}$
$\simeq 0.15$	$\simeq 0.30$	$\simeq 0.18$	~ 1	~ 0.005	~ 0.08	$\simeq 10$	$\simeq 0.05$

TAB. 7.2: Paramètres principaux de **LE**.

7.3.2 Problème de la dérive du tourbillon **LE**

Nous avons mesuré une dérive de **LE** essentiellement vers l'ouest. L'effet β planétaire peut induire une dérive vers l'ouest d'une telle structure. L'amplitude de cette dérive est de l'ordre de grandeur de la vitesse de phase des ondes de Rossby associées au premier mode barocline, autrement dit de l'ordre de $V_\beta = \beta R_d^2$. Dans le cas de la Méditerranée Est, avec les paramètres définis précédemment ($\beta \simeq 2.10^{-11} \text{ s}^{-1}\text{m}^{-1}$, $R_d \simeq 13$ km), nous obtenons une valeur de l'ordre de $V_\beta \simeq 3 \text{ mm.s}^{-1} \sim 0.28 \text{ km.j}^{-1}$. Si nous considérons la dérive vers l'ouest d'un tourbillon de surface isolé dans un modèle couche-mince en gravité réduite (Nezlin et Sutyrin [96], Stegner et Zeitlin [137]), les effets non-linéaires induits par les fortes déviations isopycnales peuvent entraîner une hausse de la vitesse de dérive $V_{drift} \simeq V_\beta(1 + c\lambda)$, où c est un facteur géométrique qui dépend de la forme du tourbillon. Au premier ordre, avec $c \simeq 1$, nous obtenons $V_{drift} 0.5 \text{ km/j}$, ce qui est bien inférieur à la valeur de la dérive de **LE** (de 1 à 2 km/j).

Pour expliquer sa trajectoire et sa dynamique propre, nous ne pouvons donc nous contenter de l'influence de l'effet β . Nous nous sommes alors demandés quelle influence la topographie, que ce soit la pente du fond sous-marin, ou la côte, pouvait avoir sur la dynamique d'un tel tourbillon intense en surface. Nous avons alors réalisé des expériences idéalisées en cuve tournante, en utilisant une modélisation bi-couche, du type de celle décrite dans la section 3.1, page 17.

7.3.3 Modélisation expérimentale de \mathbf{LE}

La table tournante utilisée (celle de l'ENSTA), nous permet d'atteindre une certaine gamme de paramètres, étant données les dimensions maximales pouvant être atteintes. Ainsi, la dimension de la cuve carrée choisie est de 82 cm de côté. Le but est alors de réaliser des expériences similaires aux principaux paramètres réels concernant le \mathbf{LE} , calculés dans la section précédente.

Le tourbillon anticyclonique est créé par ajustement, avec un petit cylindre contenant l'anomalie initiale de densité. La taille de la cuve nous impose une taille maximale pour ce cylindre, sachant qu'on s'attend à une dérive le long de la paroi. Nous voulons observer une dérive possible d'un ou deux diamètres du tourbillon, sans que cette dérive subisse les effets de bords aux extrémités de la cuve. Nous avons alors choisi un rayon pour ce cylindre de $R_c = 5.25$ cm. Le rayon de déformation interne correspondant à la stratification dans le cas de \mathbf{LE} , deux à trois fois plus petit que son rayon, nous impose alors une gamme pour le couple $(\Delta\rho/\rho, \Omega)$, c'est à dire pour la gravité réduite et pour le paramètre de Coriolis de notre système à deux couches. Pour des raisons pratiques, tenant à la préparation des deux couches et à la courbure de la surface libre en rotation, nous avons généralement utilisé des vitesses de rotation d'environ 6 tours par minute, et des rapports de densité de l'ordre de 7‰. Le rayon de déformation interne étant fixé, ainsi que l'ordre de grandeur de la structure, on fixe alors la hauteur initiale de l'anomalie de densité : $\lambda = \Delta h/h \lesssim 1$, du même ordre de grandeur que pour \mathbf{LE} . On s'aperçoit que le rapport d'aspect $\alpha = L/\Delta h$ est très différent pour \mathbf{LE} et pour son modèle expérimental. Une similitude géométrique parfaite est très difficile à obtenir en laboratoire, en particulier pour de très faibles rapports d'aspect $\alpha \sim 0.01$. On aura donc une différence très nette du rapport entre la pente de déviation des isopycnes (reliée au R_d) et la taille caractéristique horizontale du tourbillon. Cette différence vient de la limitation en taille de notre expérience, la solution dans ce cas-là étant de travailler avec des cylindres beaucoup plus grands, autrement dit sur des plate-formes du type Coriolis à Grenoble.

En ce qui concerne la topographie, des paramètres similaires seront atteints : les bords de la cuve sont à environ $4L$ du centre ; d'autre part, le rapport entre déviation des isopycnes et pente topographique sera atteint dans la configuration expérimentale pour une pente de 100 % dans la couche du fond. Toutes ces valeurs sont regroupées dans le tableau 7.3.

	$Ro = \frac{V_{max}}{fR_{max}}$	$Bu = \left(\frac{R_d}{R}\right)^2$	$\lambda = \frac{\Delta h}{h}$	$\alpha = \frac{h}{R}$	$\delta = \frac{h}{H}$	$T_P = \frac{p}{\alpha}$	$\epsilon = \frac{V_d}{V}$
\mathbf{LE}	$\simeq 0.15$	$\simeq 0.18$	~ 1	$\sim \mathbf{0.005}$	~ 0.08	$\simeq 10$	$\simeq 0.05$
Exp.	$0.1 \sim 0.3$	$0.25 \sim 0.3$	$0.5 \sim 1$	$\sim \mathbf{0.1}$	~ 0.1	$\simeq 10$	

TAB. 7.3: Similitudes entre les principaux paramètres, pour le cas \mathbf{LE} , et pour notre configuration expérimentale sur la table tournante de l'ENSTA. Nous voulons mesurer V et V_d .

Chapitre 8

Modélisation en laboratoire

8.1 Introduction

Les observations lors de la campagne EGYPT-1 nous ont permis d'étudier la dynamique surprenante et la structure de **LE**. Notre objectif ici est de modéliser expérimentalement, l'interaction d'un anticyclone de surface avec la topographie, que ce soit la côte, ou la bathymétrie dans la couche du fond. Pour cela, nous allons créer un tourbillon anticyclonique, stable, dans la couche de surface d'un système à deux couches en rotation. Les paramètres de ce tourbillon doivent, dans la mesure du possible, correspondre à ceux du tourbillon réel. Nous avons établi au chapitre 7, page 101, ces paramètres, dont nous rappelons dans la table 8.1 les principaux.

$Ro = V/fR$	$Bu = (R_d/R)^2$	$\lambda = \Delta h/h$	$\alpha = h/R$	$\delta = h/H$	$\epsilon = V_d/V$	$T_P = p/\alpha$
$\simeq 0.15$	$\simeq 0.18$	~ 1	~ 0.005	~ 0.08	$\simeq 0.05$	$\simeq 10$

TAB. 8.1: Paramètres caractéristiques de **LE**.

La configuration adoptée est une cuve de forme carrée, placée sur la table tournante de l'Unité de Mécanique (UME) de l'ENSTA. Les différentes topographies sont modélisées avec des matériaux lisses (plaques de Plexiglas ou de verre), avec des formes simples : ainsi la paroi sera verticale et rectiligne, et la pente à angle constant et uniforme horizontalement. Il s'agit bien entendu d'une modélisation simplifiée, qui permet d'étudier l'influence de la topographie sur la dynamique d'un tourbillon de surface.

Pour un souci de commodité, les coupes horizontales de vitesse et de vorticité sont généralement représentées avec la *paroi à droite*, correspondant à la vue naturelle lors de nos expériences. D'autre part, nous rappelons que la table tournante tourne dans le sens correspondant à l'hémisphère sud (sens des aiguilles d'une montre).

8.2 Caractéristiques et évolution d'un anticyclone isolé

8.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour créer un tourbillon isolé dans notre cuve, est représenté sur la figure 8.1. Il s'agit du dispositif classique pour étudier l'ajustement d'un vortex, tel que présenté au chapitre sur l'ajustement géostrophique. Le cylindre transparent, placé au centre de la cuve, traverse toute la couche du haut, et permet de maintenir une anomalie initiale de densité. Les deux nappes laser horizontales rouge (longueur d'onde de 670 nm) et verte (532 nm), éclairent les particules de densités différentes dans chaque couche. Deux caméras équipées de filtres adéquats, enregistrent les images. Pour cette expérience, la caméra haute résolution Lumenera 3000 × 2208

pixels était affectée à la couche du haut, alors qu'une caméra analogique basse résolution de 768×576 pixels filmait la couche du bas.

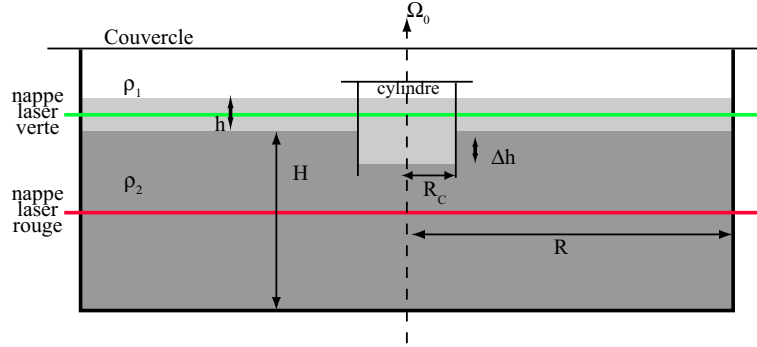


FIG. 8.1: Expérience VortexIsolé – Schéma de l'expérience d'un anticyclone créé par ajustement au centre de la cuve. Le cylindre est représenté dans sa position initiale au centre de la cuve, les nappes laser sont positionnées par des droites de leur couleur respective. Un couvercle supprime les frottements de l'air ambiant sur la surface libre.

Les deux caméras ayant une résolution très différente, nous n'obtenons pas la même définition des gradients dans chacune des couches. La caméra haute résolution nous permet d'avoir des champs de vitesse de l'ordre de 160×160 vecteurs pour la couche du haut, sur une surface d'environ 400 cm^2 . Sachant que le diamètre du cylindre est de 10.5 cm , cela nous donne 80 vecteurs le long d'un diamètre, dans une direction x ou y . Concernant la couche du bas, nous obtenons 45×30 , et environ 20 vecteurs définissant un diamètre.

8.2.2 Paramètres

LE est un anticyclone de surface, caractérisé notamment par un nombre de Rossby $Ro \sim 0.15$, et d'un nombre de Burger $Bu \sim 0.2$. L'objectif de cette expérience est de créer un anticyclone dans cette gamme de paramètres. Nous allons tout d'abord étudier sa dynamique et sa dissipation, lorsqu'il est isolé. Pour cela, nous le plaçons au centre de la cuve (*i.e.*, loin des parois : $L_P \sim 40 \text{ cm} \gg R_c$), le fond de la cuve étant plat.

Nous souhaitons créer un tourbillon anticyclonique stable. L'analyse de stabilité dans un contexte quasi-géostrophique, adapté pour un disque uniforme en PV, obtenue par Sokolovskiy et Verron [131], et Thivolle-Cazat *et al.* [149], montre que le premier mode instable est le mode $n=2$, et que le tourbillon est inconditionnellement stable pour un nombre de Burger $Bu > 0.25$. Nous allons donc créer des anticyclones avec des nombres de Burger compris entre 0.25 et 0.30.

On peut remarquer que le nombre de Burger mesuré pour le **LE** est $Bu \sim 0.2 < 0.25$. Néanmoins, les analyses de stabilité linéaires précédentes correspondent à un disque de PV, ce qui n'est probablement pas le cas du tourbillon réel. De plus, la dissipation peut également jouer un rôle stabilisant. Le seuil de stabilité du **LE** par rapport au nombre de Burger pourrait donc être plus bas que le seuil $Bu = 0.25$ prédit par l'analyse théorique dans une configuration quasi-géostrophique.

Les paramètres de l'expérience VortexIsolé sont rassemblés dans la table 8.2.

8.2.3 Profils de vitesse

Les profils de vitesse, pour l'anticyclone de surface, et pour le cyclone de la couche du fond, sont représentés sur la figure 8.2. Ces profils ont été obtenus en réalisant une coupe verticale passant par le centre du tourbillon. Lors de l'ajustement d'une anomalie de densité dans un système à deux couches, des ondes d'inertie-gravité doivent exister, comme l'a prédit Rossby [122,

h (cm)	H (cm)	$\delta = h/H$	Δh (cm)	$\lambda = \Delta h/h$	R_C (cm)	$\alpha = h/2R_c$
1.9	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	0.18

(a)

Ω_0 (tr/min)	f (rad/s)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho$ (‰)	R_d (cm)	Bu
6.3	1.319	1015.5	1022.5	6.9	2.7	0.26

(b)

TAB. 8.2: Nombres et paramètres caractéristiques de l'expérience VortexIsolé : (a) longueurs et paramètres géométriques de l'expérience ; (b) paramètres de forçages et nombres sans dimension.

123] à la fin des années 30. Des études plus récentes ont montré que ces ondes ont des fréquences inertielle ou sous-inertielle (Kuo et Polvani [80], Plougonven et Zeitlin [112], Stegner [132]). Pour pouvoir mesurer un profil de vitesse dans un état ajusté, et non perturbé par la dynamique rapide de ces oscillations, nous effectuons des moyennes temporelles d'une période inertielle sur les champs de vitesse. Les profils sont alors relevés dans l'intervalle de temps $[2T_0, 3T_0]$, en suivant notamment Thivolle-Cazat *et al.* [149]. Nous pouvons considérer ces tourbillons stables comme axi-symétriques, et nous calculons des moyennes azimutales des champs de vitesse.

Les profils de vitesse sont tracés sur la figure 8.2, adimensionnés par la vitesse basée sur le paramètre de Coriolis et sur le rayon de déformation local. Par convention, les profils de vitesse dans la couche du haut (anticyclone) sont tracés positivement, et ceux dans la couche du bas (cyclone) sont tracés négativement. Ces profils expérimentaux sont comparés aux solutions analytiques obtenues dans le cadre d'un ajustement géostrophique dans un modèle couche-mince non-visqueux en rotation (Kuo et Polvani [80], Stegner [132]).

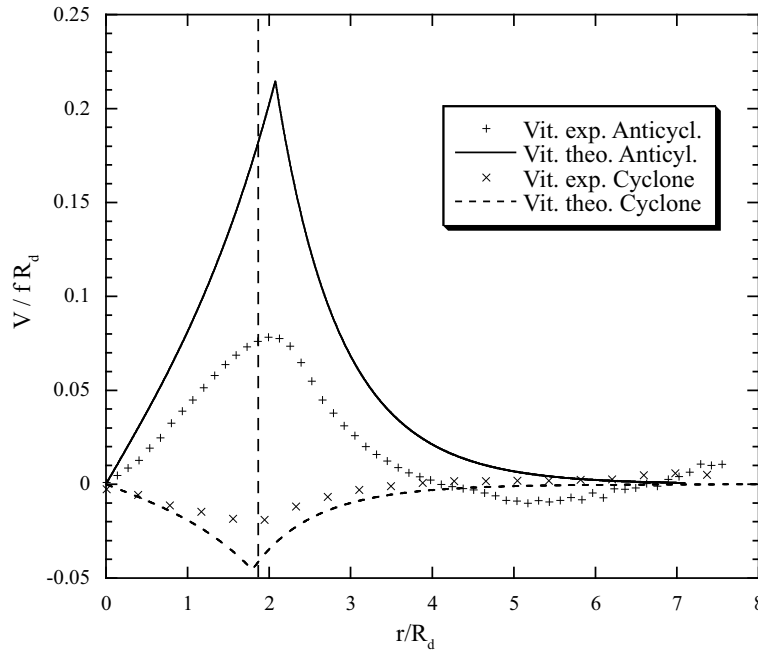


FIG. 8.2: Profils de vitesse dans les deux couches, en fonction de la distance au centre du tourbillon ; courbes expérimentales obtenues à $2T_0$, moyennées temporellement (sur $T_0/2$), et azimutalement ; traits pleins : solutions d'un modèle géostrophique ; segment sur l'ordonnée : position initiale du front.

On voit en premier lieu une différence très nette entre les profils expérimentaux et théoriques : la vitesse maximale expérimentale de l'anticyclone dans la couche du haut, est sous-évaluée par

rapport au maximum de la solution analytique (au moins 40% d'écart entre les deux vitesses). La principale explication généralement retenue de cette différence peut être la présence d'instabilités 3-D transitoires et de petite échelle n'affectant que le front anticyclonique. Ce sujet est encore débattu, et ces perturbations sont difficiles à détecter expérimentalement, notamment par notre système PIV ici. Thivolle-Cazat *et al.* [149] observent eux aussi dans leur modélisation expérimentale une différence significative entre les vitesses théoriques et les vitesses mesurées dans les anticyclones.

D'autre part, les profils expérimentaux sont tracés après des moyennes temporelles et spatiales. Les moyennes temporelles servent à filtrer la dynamique rapide des ondes au moment de l'ajustement, et aussi à atténuer le bruit important de la mesure quand on soulève le cylindre. La moyenne spatiale azimutale peut aussi quant à elle filtrer les valeurs extrêmes. Sur la figure 8.3 sont comparés un profil de vitesse brut, et un profil moyenné azimutalement. Les deux profils sont moyennés temporellement de la même manière (sur une période inertielle T_f). On remarque une différence finalement non négligeable d'environ 20% sur les maxima de vitesse, même si cela n'explique pas l'écart avec le profil théorique.

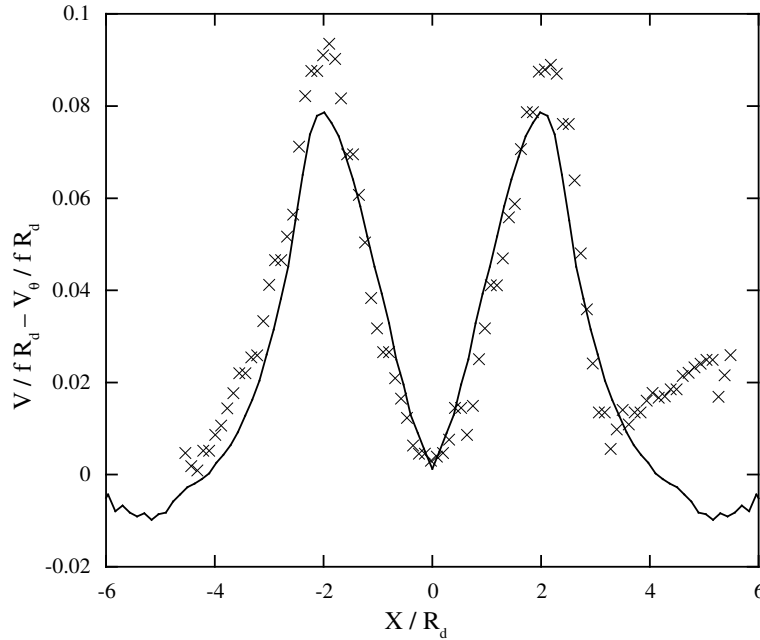


FIG. 8.3: Expérience VortexIsolé – Profils de vitesse expérimentaux de l'anticyclone, au temps $2T_0$, moyennés temporellement (sur $T_0/2$) : comparaison entre un profil brut selon un des rayons (points expérimentaux \times), et le profil moyenné azimutalement (courbe en trait plein).

Enfin, il faut noter que la solution analytique ne prend pas en compte la dissipation visqueuse, ce qui se traduit par des profils formant un angle aigu au niveau du maximum de vitesse, et ce quelque soit la valeur du nombre de Burger.

Toutefois, même si les amplitudes expérimentales des vitesses apparaissent différentes, comparées à cette théorie de l'ajustement géostrophique, la position du front est bien modélisée : le rayon ajusté correspond pratiquement au rayon de l'anomalie initiale, pour cette configuration avec $Bu = 0.26$. Pour $\lambda = \Delta h/h$ et $\delta = h/H \ll 1$ fixés, ce rayon dépend uniquement du nombre de Burger (Thivolle-Cazat *et al.* [149], Stegner [132]).

Les vitesses maximales dans les deux couches sont très différentes, puisque $V1_{max} \simeq 5V2_{max}$. En fait, les vitesses sont proportionnelles au rapport entre l'anomalie de densité et la hauteur de la couche considérée (Cushman-Roisin *et al.* [35], Stegner [132]). On retrouve alors les amplitudes maximales de la vitesse dans chaque couche, puisque $\delta = h/H \simeq 0.17 \simeq 1/5$, et

$V^{(2)}/V^{(2)} = h/H \simeq 1/5$ (mode barocline). Cette différence de vitesse dans les deux couches, implique que $Ro^{(i)}(\alpha^{(i)})^2 \ll 1$ (i représentant la couche supérieure ou inférieure), même si $\alpha^{(2)} \simeq 1$. Les hypothèses couche-mince en rotation sont donc bien applicables dans ce cas-ci.

Ces profils de vitesse sont importants. Lorsque le tourbillon ne sera plus isolé, à cause de conditions aux limites imposées comme la proximité d'une paroi, nous pourrions construire des solutions en prenant en compte l'effet miroir par exemple. Dans ce cas-ci, l'amplitude de vitesse dépendra essentiellement de la partie décroissante du profil de vitesse. On peut chercher à approcher ces profils de vitesse, en utilisant une classe de fonction caractérisant la raideur du profil, suivant par exemple Carton *et al.* [27] et Stegner et Dritschel [135] :

$$v(r/R_d) \propto r/R_d \exp \left[-\frac{1}{p} (r/R_d)^p \right]; \quad (8.1)$$

ou encore en suivant Kloosterziel *et al.* [78] :

$$v(r/R_d) \propto (r/R_d)^{q/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (r/R_d)^q + \frac{1}{2} \right]. \quad (8.2)$$

Ces classes de fonction couvrent une large gamme de profils de vitesse. Pour l'équation 8.1, le cas $p = 2$ correspond à un profil gaussien, et pour de larges p , la raideur sera grande. Ces fonctions doivent remplir certaines conditions importantes. Un tourbillon ayant ce type de profil, doit avoir une circulation qui s'annule à l'infini.

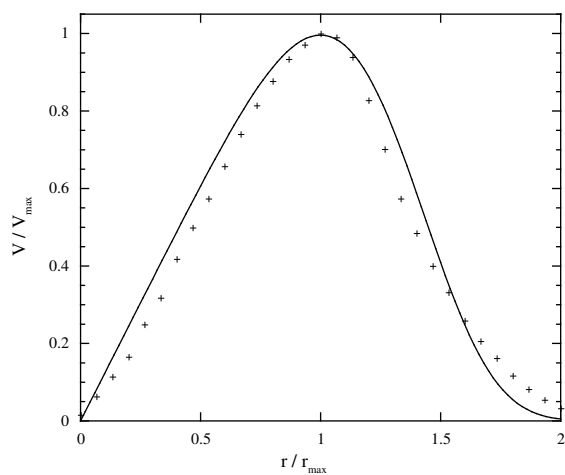
Nous avons tracé le profil expérimental de l'anticyclone sur la figure 8.4, et nous le comparons à ces profils théoriques. Le cœur du tourbillon, qui n'est pas en rotation solide (le profil n'est pas linéaire), n'est pas la partie la mieux décrite. Mais ce qui comptera surtout pour l'effet miroir, est la partie en exponentielle décroissante du profil.

Une étude de stabilité sur les tourbillons ayant des profils de vitesse du type 8.1 a été effectuée par Stegner et Dritschel [135], en utilisant un modèle de Saint-Venant à une seule couche non-visqueuse. Le seuil d'instabilité sur le paramètre de raideur p est d'environ $p > 3.5$, pour un nombre de Burger correspondant à notre expérience. Le paramètre de raideur obtenu avec nos données expérimentales $p \simeq 4.5$ est bien supérieur à cette valeur, ce qui devrait entraîner un anticyclone instable. Ceci dit, sur la figure 8.5 sont tracées les deux fonctions correspondant à des raideurs $p = 3.5$ et $p = 4.5$. On observe assez peu de différence. La pente de l'exponentielle décroissante pour $\gamma = 3.5$ n'est finalement pas si éloignée que ça de la tendance expérimentale, même si elle surestime la vitesse. De plus, le taux de croissance de cette instabilité de cisaillement barotrope peut être fortement atténué par la viscosité ($Re \simeq 185$ pour l'expérience).

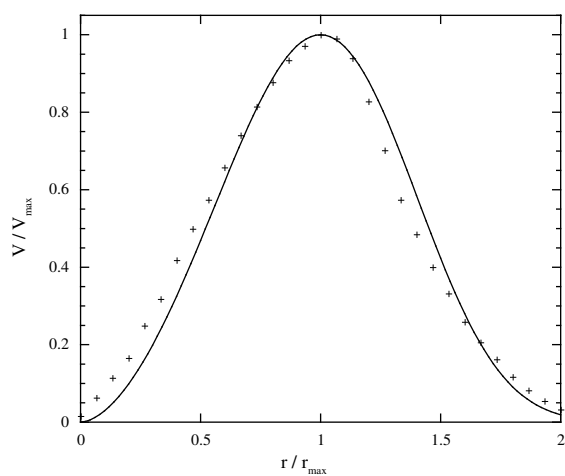
8.2.4 Evolution dynamique des tourbillons

Les champs de vitesse obtenus par mesures PIV dans les deux couches, et les champs de vorticité absolue correspondants, sont représentés sur les figures 8.6 et 8.7. Concernant les images de la vorticité dans la couche du haut (Fig. 8.6(d)-(f)), on distingue nettement une perturbation azimuthale, certainement créée par un défaut du cylindre (déformation de sa paroi). Ceci-dit, on peut estimer que cela n'affecte pas la dynamique globale du tourbillon anticyclonique, qui reste circulaire. Le tourbillon reste donc bien cohérent, même en présence d'une perturbation non négligeable. le tourbillon VortexIsolé reste au centre de la cuve et ne dérive pas.

Dans la couche du bas, les valeurs des vitesses et de la vorticité sont de l'ordre de grandeur prévu, en comparaison avec les champs dans la couche de surface. Le cyclone ainsi formé dans la couche profonde, est axi-symétrique, stable et ne dérive pas. Les champs de vitesse et de vorticité obtenus pour la couche du bas (Fig. 8.7), sont obtenus avec une résolution moins élevée (caméra utilisée basse résolution). Les vortex sont de même taille, mais les gradients notamment sont définis avec moins de vecteurs que pour l'anticyclone de la couche du haut. Ceci dit, ces mesures nous permettent de caractériser la création du cyclone lors de l'ajustement géostrophique dans la couche du fond, sa dynamique et son évolution au cours du temps.



(a)



(b)

FIG. 8.4: Expérience VortexIsolé – Fonctions approchées du profil de vitesse de l'anticyclone de surface : (a) du type (8.1), avec $p = 4.5$; (b) du type (8.2), avec $q = 3.5$;

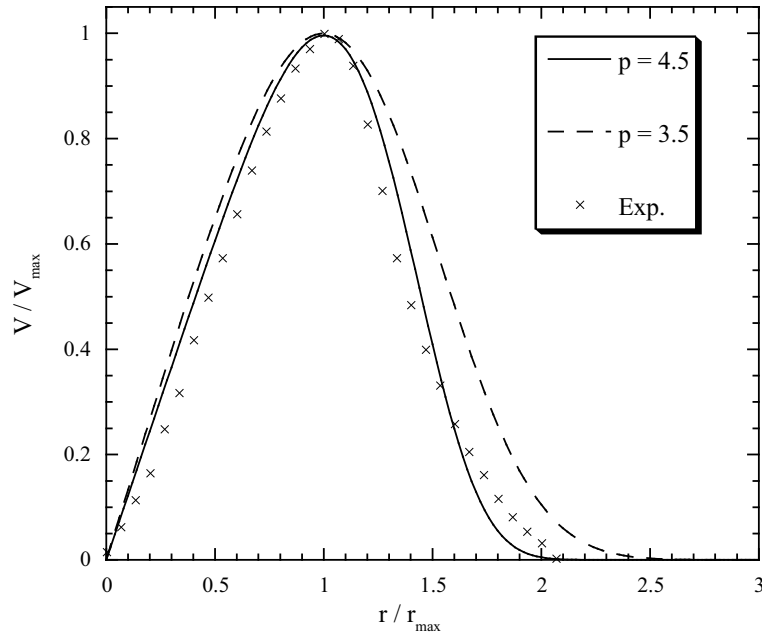


FIG. 8.5: Expérience VortexIsolé – Profils de vitesse correspondant à l'équation 8.1, pour $p = 3.5$ et $q = 4.5$, accompagnés des données expérimentales de la vitesse de l'anticyclone.

Les mesures représentatives de cette expérience (vitesse et vorticité maximales), après une durée de vie d'une période de rotation $2T_0$, sont regroupées dans la table 8.3.

$V_{max}^{(1)}$ (mm/s)	$\zeta_{max}^{(1)}$ (rad/s)	$Ro^{(1)} = V_{max}^{(1)}/fR_{max}^{(1)}$	$Ro_{\zeta}^{(1)} = \zeta_{max}^{(1)}/f$
3.6	-0.18	0.08	-0.14

(a)

$V_{max}^{(2)}$ (mm/s)	$\zeta_{max}^{(2)}$ (rad/s)	$Ro^{(2)} = V_{max}^{(2)}/fR_{max}^{(2)}$	$Ro_{\zeta}^{(2)} = \zeta_{max}^{(2)}/f$
0.7	0.03	0.01	0.02

(b)

TAB. 8.3: Expérience VortexIsolé – Valeurs typiques de la vorticité et de la vitesse dans (a) la couche du haut ; (b) la couche du bas.

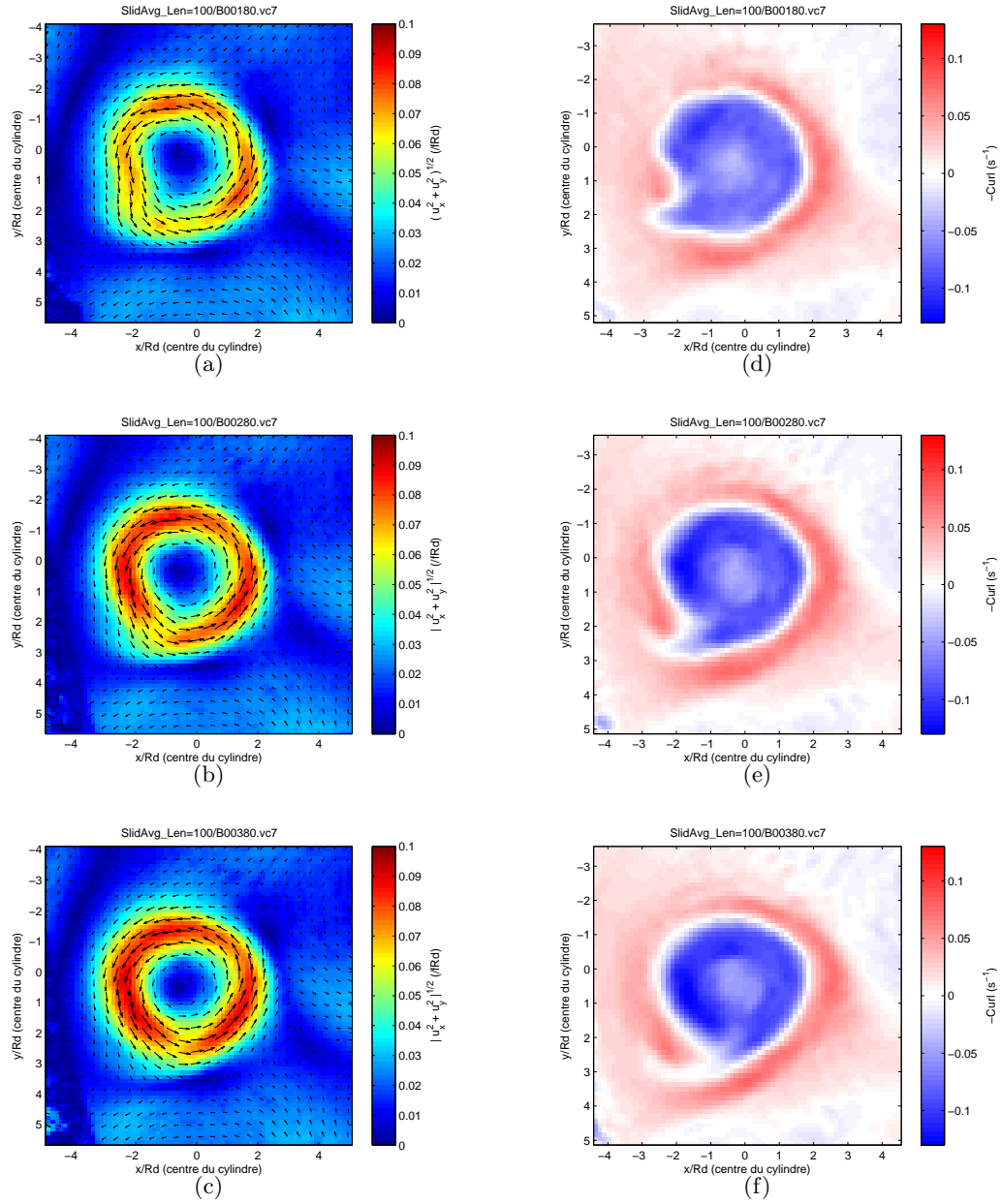


FIG. 8.6: Expérience VortexIsolé – Champs de vitesse et de vorticité : (a,b) T_0 , (c,d) $2 T_0$, et (e,f) $3 T_0$; les longueurs, les vitesses, et la vorticité sont adimensionnées par R_d , fR_d , et f respectivement, le centre initial du cylindre se trouvait à $(0,0)$.

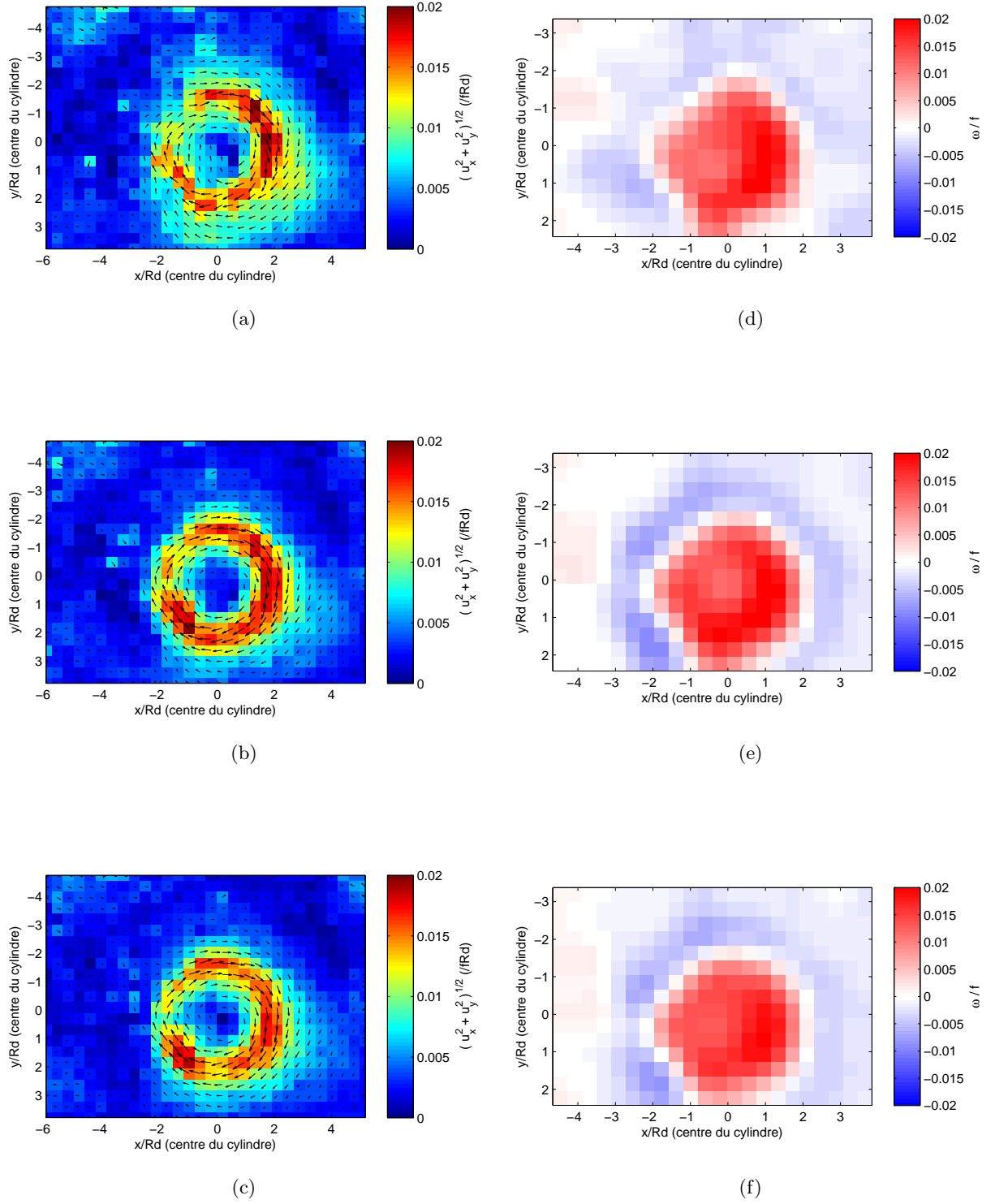


FIG. 8.7: Expérience VortexIsolé – Même champs que la figure 8.6, pour la couche du bas.

8.2.5 Dissipation dans les structures

L'évolution dynamique dans les deux couches, décrite dans la section précédente, montre que les valeurs moyennes de la vitesse et de la vorticité diminuent au cours du temps. Nous avons tracé l'évolution temporelle de la vorticité au cœur du tourbillon dans chaque couche (Fig. 8.8). Les premiers points (10 premières secondes) sont absents, à cause de la difficulté à mesurer les champs de vitesse lorsque le cylindre se soulève. On retrouve dans les mesures de la vorticité, les oscillations inertielles lors de l'ajustement pendant les premières périodes, même avec des moyennes pendant une période inertielle sur les champs de vitesse. Les oscillations venant des ondes inertielles sont moins visibles dans les valeurs de la vorticité du cyclone de la couche du bas, certainement parce que la précision est moins élevée.

On a fait correspondre aux données expérimentales une exponentielle décroissante, permettant de calculer un temps de décroissance associé à une dissipation classique. Dans la couche du bas, placée entre le fond de la cuve et l'interface entre les deux couches, le temps de décroissance de la vorticité, mesuré en approchant les données par une fonction exponentielle décroissante en temps, est de l'ordre de $t^{(2)} \sim 110$ s. C'est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de décroissance dû à la dissipation d'Ekman dans cette couche d'épaisseur H , $t_{Ek}^{(2)} = ((\nu f/2)^{1/2}/H)^{-1}$ (Pedlosky [107]), ce qui nous donne $t_{Ek}^{(2)} \sim 140$ s, avec les paramètres de l'expérience VortexIsolé. Le mécanisme de dissipation de cette structure sur le fond de la cuve est bien relié à la dissipation d'Ekman.

Concernant l'anticyclone dans la couche du haut, nous obtenons un temps de décroissance de l'ordre de $t^{(1)} \sim 700$ s (environ 70 périodes de rotation T_0). Le temps caractéristique de décroissance dû à la dissipation d'Ekman dans cette couche s'écrit $t_{Ek}^{(1)} = ((\nu f/2)^{1/2}/h)^{-1}$, ce qui donne $t_{Ek}^{(1)} \sim 24$ s. Il est normal que le temps de décroissance ne corresponde pas au temps d'Ekman car il n'y a pas de paroi solide en contact avec la couche de surface. Il s'agit d'estimer la *friction fluide-fluide* entre la couche de surface et la couche du fond. Le terme de dissipation dans la couche de surface, associé aux mouvements horizontaux si la cuve ne tournait pas, peut être associé à un temps de décroissance : $\tau = h^2/\nu$. Pour cette couche, on obtient comme temps de décroissance caractéristique de la dissipation, $t_\nu^{(1)} \sim 500$ s. L'ordre de grandeur avec le temps de décroissance mesuré est relativement bon, et permet de suggérer que la diffusion moléculaire de quantité de mouvement constitue la dissipation principale de cette structure anticyclonique.

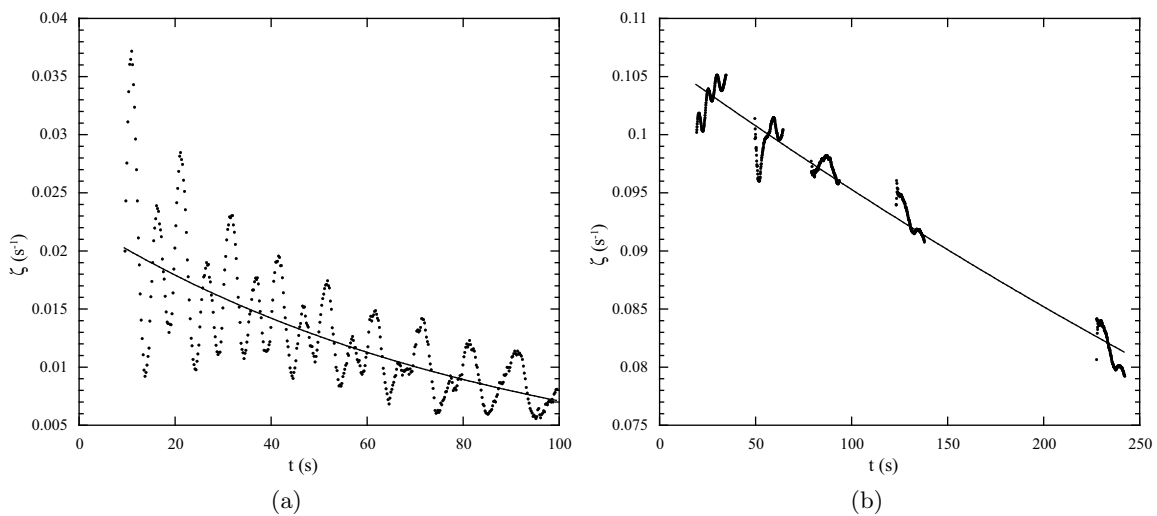


FIG. 8.8: Expérience VortexIsolé – Décroissances de la valeur absolue de la vorticité relative ζ en fonction du temps, pour les deux couches : (a) pour le cyclone de la couche du bas, (b) pour l'anticyclone de la couche du haut ; champs moyennés sur $T_0/2$, et *au centre* du tourbillon ; trait plein : courbes de décroissances exponentielles.

8.3 Tourbillons en interaction avec une paroi latérale (côte)

8.3.1 Introduction

Nous avons réalisé des expériences caractéristiques en créant un tourbillon anticyclonique stable et isolé dans la couche du haut, et nous avons établi ses principales propriétés physiques. Notre objectif est maintenant de placer cet anticyclone de surface le long d'une paroi verticale, version idéalisée d'une côte rectiligne océanique. Nous voulons déterminer dans cette section, l'influence qu'aura cette frontière sur la dynamique du tourbillon, et en particulier sur sa dérive. Différentes expériences ont été réalisées, en faisant varier en premier lieu la distance à la paroi. Nous allons donc présenter ces différentes expériences, et nous rappelons aussi quelques valeurs et paramètres concernant le **LE** dans la table 8.4.

R_d (km)	L_P (km)	L_P/R_d	R (km)
~ 13	~ 60	~ 3.8	~ 30

TAB. 8.4: Paramètres caractéristiques de **LE**, en rapport avec la côte libyenne.

Il n'existe pas, à notre connaissance, de solution analytique simple à l'ajustement géostrophique d'un patch de PV circulaire près d'une paroi. Tout d'abord, parce que très rapidement, au court des 2 ou 3 premières périodes inertielles, l'ajustement va entraîner un déplacement de matière au niveau du front de PV. D'autre part, pendant la même période, des ondes inertielles sont émises, comme nous l'avons vu précédemment (VortexIsolé, et chapitre 5 p. 59 sur la mesure de PV). On peut donc s'attendre à une modification de l'écoulement par la présence d'une frontière verticale fixe comme une paroi. Le tourbillon ne sera *a priori* plus circulaire, et la solution ajustée n'a plus de raison d'être stationnaire.

De plus, la paroi impose une condition supplémentaire à l'écoulement. Les ajustements dans un canal de type ajustements de Rossby-Gill (Rossby [122, 123], Gill [51], Helfrich [61]), peuvent provoquer des ondes collées aux parois (*trapped waves*), comme les ondes de Kelvin, et qui ont des effets importants lors des processus d'*upwelling* côtiers par exemple. Reznik et Grimshaw [117] ont étudié théoriquement l'ajustement géostrophique non-linéaire en présence d'une paroi verticale, en utilisant un modèle asymptotique à plusieurs échelles temporelles, et à petit nombre de Rossby. L'écoulement se décompose en deux parties, avec une composante lente (f^{-1} indépendante d'une composante rapide ($Ro f^{-1}$)). Cette dernière consiste principalement en des ondes d'inertie-gravité se propageant rapidement en dehors de la zone d'ajustement, et d'ondes de Kelvin confinées le long de la paroi.

Pour simplifier l'étude dans un premier temps, nous allons tout d'abord nous intéresser à la dynamique générale du tourbillon, 1 ou 2 périodes de rotation après l'ajustement, et avec des moyennes temporelles sur au moins une période inertielle. Nous voulons tout d'abord mesurer l'influence de la paroi sur la dynamique de l'anticyclone de surface, et en particulier l'importance de l'effet miroir.

8.3.2 Configuration expérimentale et paramètres

Nous présentons dans cette section quatre expériences réalisées près de la paroi, nommées par la suite Vortex1,2,3,4Paroi. Le principe de ces quatre expériences est de fixer l'anomalie de densité, autrement dit l'énergie transmise à la création de l'anticyclone, et de faire varier la distance à la paroi L_P , qui devient alors notre paramètre de contrôle.

Cette nouvelle configuration expérimentale nous impose quelques contraintes. Nous sommes notamment limités en ce qui concerne la valeur minimale de la distance du cylindre à la paroi L_P : nous utilisons un cylindre circulaire, avec un rayon R_c , et la conception du cylindre ainsi

que du support pour le soulever, ne permet pas de le coller contre la paroi de verre. Le schéma expérimental est proche de celui du tourbillon isolé, à ceci-près que le cylindre est placé initialement près de la paroi (Fig. 8.9).

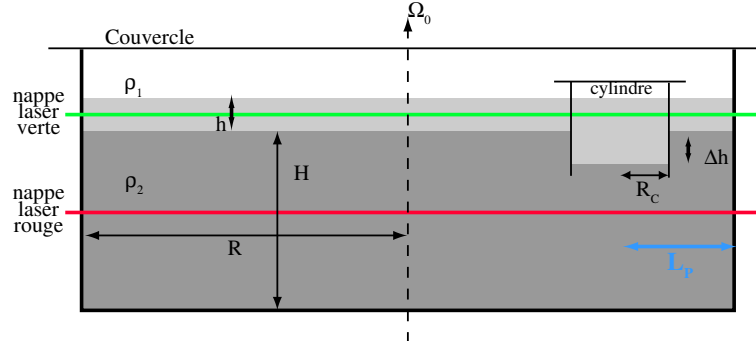


FIG. 8.9: Expériences VortexParoi – Schéma expérimental dans la configuration anticyclone en interaction avec la paroi. La distance du tourbillon au bord de la cuve est mesurée par L_P . Même représentation que pour la figure 8.1.

Les mesures réalisées pour chacune des expériences sont différentes. Nous voulions recueillir les champs de vitesse dans les deux couches, comme pour l'expérience du tourbillon isolé. Les mesures n'ont fonctionné dans la couche du bas que pour les expériences Vortex1Paroi et Vortex4Paroi.

Pour des raisons pratiques, concernant la mise en place des expériences, et la façon dont étaient utilisées les caméras, les tourbillons sont créés à gauche de la paroi lorsque l'on regarde la cuve d'en haut. Nous avons gardé (sauf mention spéciale) cette orientation du début jusqu'à la fin, pour la cohérence du chapitre. Les axes et orientations sont schématisés sur la figure 8.10.

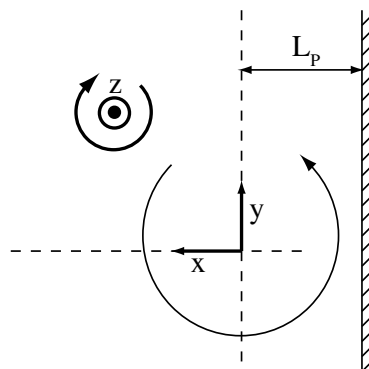


FIG. 8.10: Expériences VortexParoi – Représentation schématique des axes et de l'orientation pour les expériences de tourbillon en présence de la topographie.

Les expériences ont été réalisées dans la même gamme de paramètres que l'expérience VortexIsolé (cf. Tab. 8.2, p. 125). Le paramètre de contrôle, que nous faisons varier ici, est la distance du cylindre à la paroi. Ainsi, cette valeur est de $L_P = 6.25$ cm pour l'expérience Vortex1Paroi (tourbillon le plus proche), et de $L_P = 10.8$ cm pour l'expérience Vortex4Paroi (tourbillon le plus éloigné de la paroi). Les paramètres des quatre expériences de tourbillon en interaction avec la paroi sont rassemblés dans la table 8.5.

Exp.	h (cm)	H (cm)	$\delta = h/H$	Δh (cm)	$\lambda = \Delta h/h$	R_c (cm)	L_P (cm)	L_P/R_d
Vortex1Paroi	1.9	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	6.25	2.1
Vortex2Paroi	1.9	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	6.85	2.4
Vortex3Paroi	1.9	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	9.8	3.1
Vortex4Paroi	1.9	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	10.8	3.8

(a)

Exp.	Ω_0 (tr/min)	f (rad/sec)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho_0$ (‰)	R_d (cm)	Bu
Vortex1Paroi	6.0	1.257	1015.5	1023	7.4	2.95	0.32
Vortex2Paroi	6	1.257	1016	1023	6.9	2.84	0.29
Vortex3Paroi	6.0	1.257	1015.5	1022.5	6.9	2.85	0.29
Vortex4Paroi	6.0	1.257	1015.5	1022.5	6.9	2.85	0.29

(b)

TAB. 8.5: Expériences VortexParoi – Nombres et paramètres caractéristiques des quatre expériences de tourbillon en interaction avec la paroi : (a) longueurs et paramètres géométriques ; (b) stratifications, rotation, et nombres sans dimension.

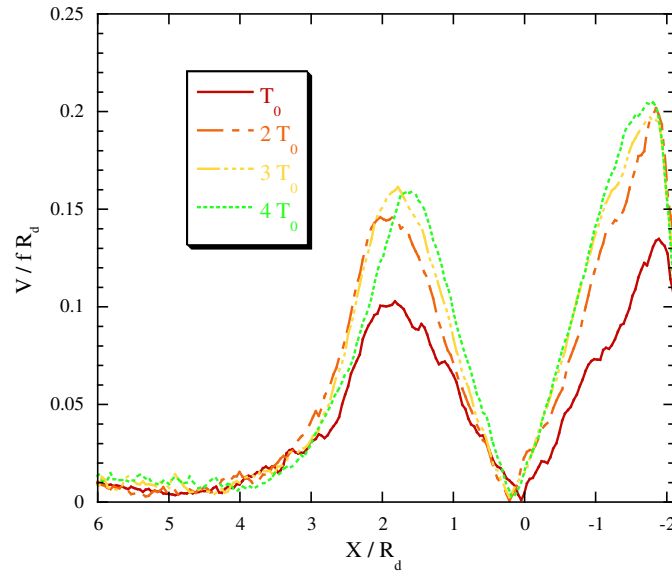
8.3.3 Profils de vitesse et caractéristiques des tourbillons

Nous voulons tout d'abord mesurer et quantifier l'influence de la paroi sur l'état ajusté de l'anticyclone de surface. Pour cela, nous mesurons les profils de la vitesse absolue perpendiculairement à la paroi, pour différents temps après avoir soulevé le cylindre. Dans le paragraphe précédent, concernant l'ajustement de l'anticyclone isolé, nous avons présenté des profils de vitesse moyennés temporellement et spatialement, puisque nous faisons l'hypothèse d'une structure axisymétrique. Dans le cas de l'ajustement d'un disque de PV uniforme très près d'une paroi, cela n'a plus de sens de calculer des moyennes azimutales. La paroi impose des conditions aux limites à l'ajustement, et va déformer le tourbillon. Ainsi, les champs de vitesse sont ici seulement moyennés sur une période inertielle T_f .

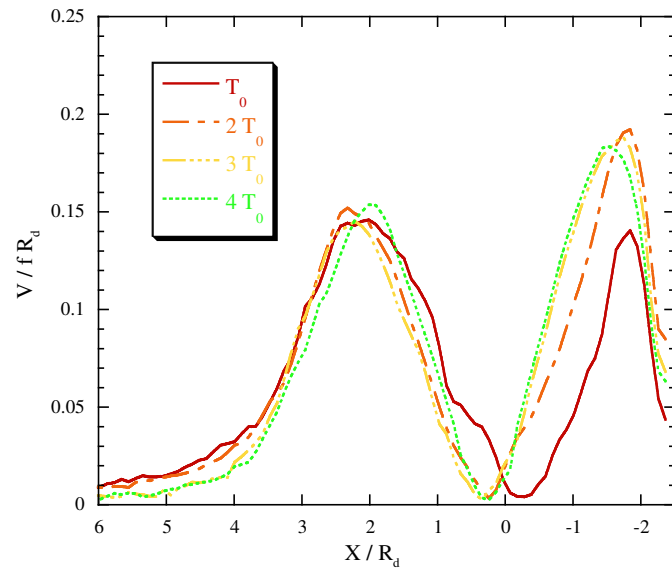
D'autre part, le tourbillon dérive le long de la paroi. Les profils de vitesse sont alors relevés sur la droite passant par le cœur du tourbillon. Ils ne sont donc pas à la même position longitudinale au cours du temps.

Les profils de vitesse à différents instants après le début de l'ajustement sont tracés pour deux expériences : à la figure 8.11(a) pour Vortex1Paroi, et à la figure 8.11(b) pour Vortex2Paroi. L'axe des ordonnées est gradué en fonction du rayon de déformation R_d , et de la position initiale du centre du cylindre. La paroi se trouve à droite (du côté des valeurs négatives de l'ordonnée), à différentes valeurs, dépendant de l'expérience (valeur de L_P/R_d). Enfin, les vitesses sont absolues (pour des questions de lisibilité des graphes), et adimensionnées par la vitesse caractéristique du dispositif couche mince $\sqrt{g^*h} = fR_d$. En suivant l'axe des y , la composante de vitesse est positive le long de la paroi, et négative de l'autre côté du cœur du tourbillon.

La courbe, tracée une période de rotation T_0 après le début de l'ajustement, pour les deux expériences, montre que le tourbillon n'a pas encore atteint son état d'équilibre. Les courbes aux temps suivants sont relativement identiques. On peut donc estimer que l'état ajusté est atteint au bout de $2T_0$. D'autre part, on peut remarquer que le minimum de vitesse, correspondant au cœur du tourbillon, s'est éloigné de la paroi, d'environ $R_d/4$ par rapport au centre initial du cylindre. Les courbes de vitesse des tourbillons pour les expériences Vortex3Paroi et Vortex4Paroi, à l'instant $2T_0$ sont représentées sur la figure 8.12.

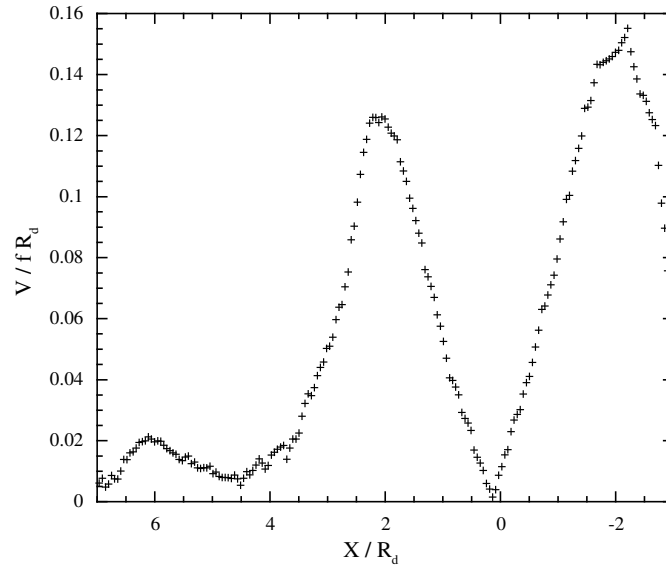


(a)

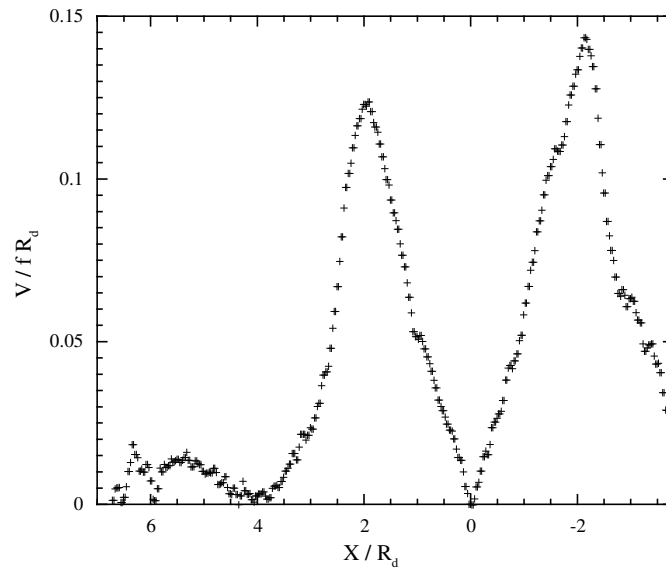


(b)

FIG. 8.11: Expériences Vortex1,2Paroi – Profils de la vitesse absolue mesurée orthogonalement à la paroi : (a) expérience Vortex1Paroi; (b) expérience Vortex2Paroi.



(a)



(b)

FIG. 8.12: Expériences Vortex3,4Paroi – Profils de la vitesse absolue mesurée orthogonalement à la paroi, à l'instant $2T_0$: (a) expérience Vortex3Paroi; (b) expérience Vortex4Paroi.

La principale caractéristique de ces profils de vitesse est l'asymétrie entre la partie "intérieure" (près de la paroi), et "extérieure" (loin de la paroi) du tourbillon. Dans le cas du tourbillon Vortex1Paroi, cette asymétrie atteint 25% sur la vitesse absolue, un tout petit peu moins pour le tourbillon Vortex2Paroi. De plus, les vitesses sont supérieures à celles obtenues lors de l'étude de l'anticyclone isolé (expérience VortexIsolé, avec profil de vitesse non-moyenné azimutalement, Fig. 8.3 p. 126). On note une différence d'environ 25% entre les vitesses maximales de ces deux expériences.

Ces expériences (VortexIsolé, et Vortex1,2Paroi) ont pourtant été réalisées dans la même gamme de paramètres. Nous pouvons avancer deux explications. Tout d'abord, peut-être la sous-évaluation des vitesses maximales, concernant l'expérience VortexIsolé, à cause de la perturbation initiale, dont nous avons parlé dans la section sur le tourbillon isolé. D'autre part, comme nous le verrons dans la section sur l'évolution dynamique des tourbillons près de la paroi, ces derniers ne sont plus axi-symétriques. Ils sont fortement déformés, et "plaqués" contre la paroi. Pour illustrer cela, deux profils de vitesse absolus à l'instant $2T_0$, et concernant l'expérience Vortex2Paroi, sont représentés sur la figure 8.13. L'un des profils est le profil orthogonal à la paroi, déjà tracé auparavant. L'autre profil est le profil parallèle à celle-ci, donc selon l'axe y . Le tourbillon n'a pas une vitesse maximale constante, avec des valeurs jusqu'à 30% plus élevées orthogonalement à la paroi. Cette variation de la vitesse s'accompagne d'une déformation géométrique légère. En effet, le diamètre de ce tourbillon, mesuré par le segment passant par son cœur et reliant les maxima de vitesses, est légèrement plus élevé le long de la paroi ($4.4 R_d$ contre $4 R_d$ orthogonalement). Les valeurs de ce profil de vitesse le long de la paroi, se rapprochent un peu plus des valeurs du profil du tourbillon VortexIsolé non-moyenné spatialement (Fig. 8.3).

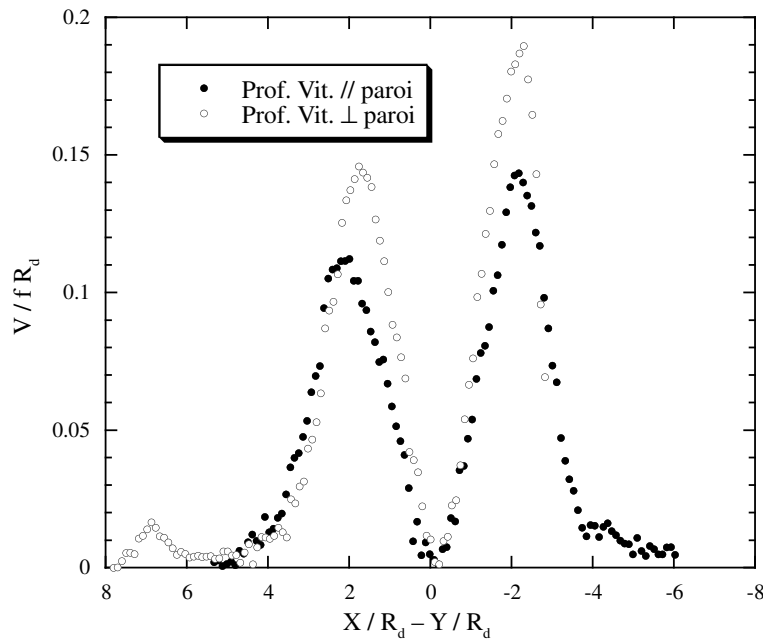


FIG. 8.13: Expérience Vortex2Paroi – Profils de la vitesse absolue, mesuré orthogonalement et parallèlement à la paroi, pour le temps $2T_0$.

La viscosité impose une vitesse nulle le long la paroi. On peut remarquer que cette condition n'est pas remplie pour les profils de vitesse mesurés. La résolution spatiale de la PIV ne permet pas de résoudre le gradient de vitesse dans la couche limite le long de la paroi. On peut estimer l'épaisseur de cette couche limite, qui va dépendre du temps : $\delta_\nu = \sqrt{\nu t}$ (avec un temps caractéristique, disons dans notre cas : $t = 2T_0$). On a $\delta_\nu \sim 5$ mm, or la définition obtenue par les mesures PIV dans la couche du haut pour l'expérience Vortex2Paroi nous donne $\delta_{PIV} = \Delta x \sim 2$ mm. Deux ou trois points de mesure ne sont clairement pas suffisants pour mesurer un gradient, d'où la difficulté de la mesure près de la paroi. On peut noter aussi que

les particules utilisées (Vestosint) ont un diamètre d'environ $D \simeq 50\mu\text{m}$: si on imagine un écoulement avec les particules séparées les unes des autres par un diamètre de particule (ce qui représente déjà une concentration très élevée), nous n'aurions que 10 particules dans une direction pour définir la couche limite. D'autant plus que ce que nous filmions est l'image de la particule, éclairée par la nappe laser, avec un diamètre plus important.

Les valeurs caractéristiques des quatre anticyclones de surface sont regroupées dans la table 8.6. Ces valeurs sont mesurées dans la partie la plus raide du profil de vitesse du tourbillon, près de la paroi. La vorticité, en particulier, est très élevée, en comparaison avec celle du tourbillon isolé, en raison de l'écrasement du tourbillon contre la paroi, et du raidissement du profil de vitesse. On constate une augmentation des extrema de vitesse et de vorticité lorsqu'on se rapproche de la paroi (côte idéalisée). Pour les tourbillons Vortex1,2Paroi, cette vorticité est plus de 3 fois plus grande que la valeur du tourbillon VortexIsolé.

Exp.	L_P (cm)	$V_{max}^{(1)}$ (mm/s)	$\zeta_{max}^{(1)}$ (rad/s)	$Ro^{(1)} = V_{max}^{(1)}/fR_{max}^{(1)}$	$Ro_{\zeta}^{(1)} = \zeta_{max}^{(1)}/f$
Vortex1Paroi	6.25	7.8	-0.5	0.22	-0.4
Vortex2Paroi	6.85	7.0	-0.5	0.20	-0.4
Vortex3Paroi	9.8	6.2	-0.25	0.17	-0.2
Vortex4Paroi	10.8	5.7	-0.24	0.16	-0.19

TAB. 8.6: Expériences VortexParoi – Valeurs caractéristiques dans l'anticyclone de la couche du haut.

Ces mesures montrent la différence entre tourbillon isolé, et tourbillon en interaction avec un mur. On peut essayer d'expliquer cette asymétrie du profil de vitesse orthogonalement à la paroi par l'effet miroir.

8.3.4 Influence de la paroi sur la vitesse dans le tourbillon : Effet Miroir

L'effet miroir, qui induit la vitesse de dérive du tourbillon le long de la paroi, peut se comprendre simplement. La théorie invoquée est la *méthode des images*, modélisation courante dans de nombreux domaines de la physique ( lectromagn tisme, ou optique par exemple), où une quantité de type potentiel Ψ doit satisfaire à certaines conditions aux limites.

Si on considère un écoulement non-visqueux à deux dimensions, la vitesse près de la paroi doit forcement être parallèle à celle-ci. Pour un tourbillon ponctuel et indéformable, la solution unique de cette configuration avec la paroi, est d'imposer un tourbillon ponctuel image et de signe opposé. Cette situation est schématisée sur la figure 8.14(a) : le tourbillon initial près de la paroi, auquel on rajoute un compagnon virtuel image, se comporte alors comme un dipôle de tourbillons ponctuels contrarotatifs.

Une composition simple (sinon naïve) des vitesses de chaque tourbillon ponctuel, permet d'obtenir un profil de vitesse théorique (Fig. 8.14(b)). Cette vision très sommaire du problème n'est pas satisfaisante pour étudier la dynamique d'un disque de PV ajusté. En effet, la somme des champs de vitesse ne permet pas de conserver la vorticité potentielle. Shi et Nof [126] construisent une solution analytique en QG de ce qu'ils appellent un *wodon* (combinaison d'un mur, et d'un modon), mais les champs obtenus ne correspondent pas à une distribution de PV constante, qui est celle de nos expériences.

Néanmoins, cette approche très simplifiée, qui consiste à faire la somme des champs de vitesse entre tourbillon isolé (réel) et son tourbillon image (virtuel), peut être testée. Nous voulons mesurer l'influence de cet effet sur la dérive de l'anticyclone de surface. La branche décroissante du profil de vitesse du vortex image, influence l'amplitude de la vitesse du tourbillon réel. Si

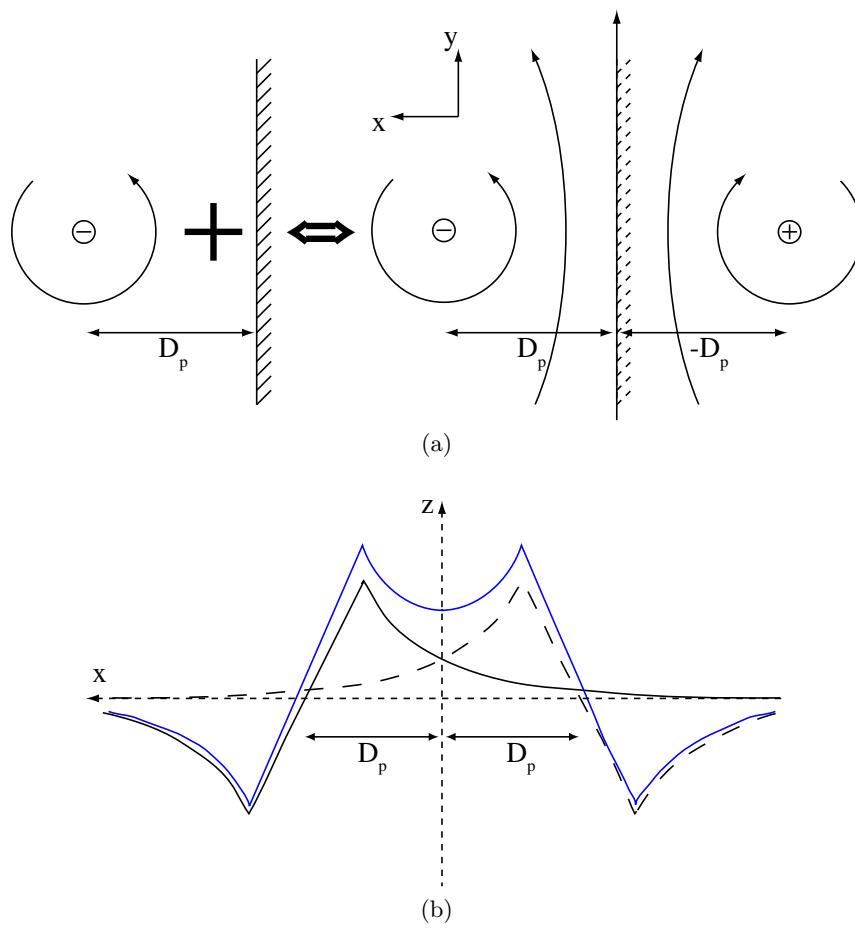


FIG. 8.14: Effet miroir – (a) Explication schématique de l'effet miroir (méthode des images), (b) profil théorique de la vitesse orthogonale à la paroi.

on suppose le tourbillon ponctuel, la valeur de cette vitesse image au cœur du tourbillon réel, devrait être directement reliée à la vitesse de dérive. D'autre part, comme on peut le voir sur le schéma de la figure 8.14(b), la branche de vitesse du tourbillon image doit influencer la position orthogonale de ce cœur. La position où la vitesse s'annule dans le tourbillon doit s'éloigner de la paroi.

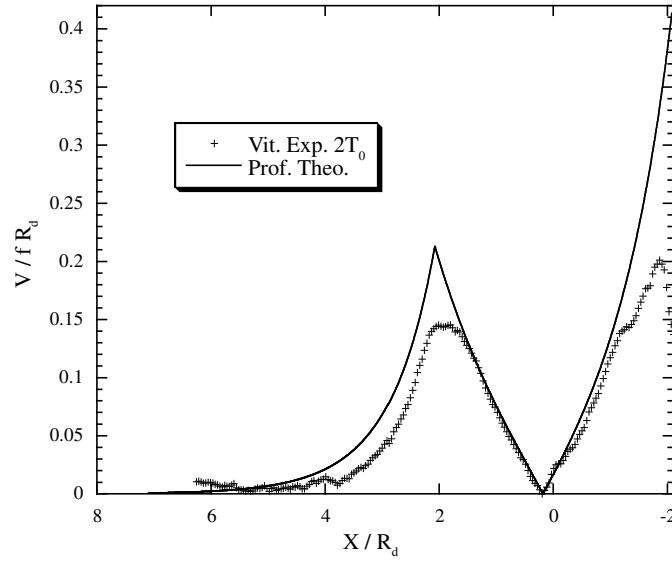
L'enveloppe des courbes théoriques est assez fidèle aux données expérimentales. Les décroissances des vitesses notamment, aussi bien près de la paroi que loin de celle-ci, sont très proches, surtout pour l'expérience Vortex2Paroi. On note la même sur-évaluation de la vitesse maximale concernant le profil théorique. La viscosité n'est pas prise en compte dans le modèle, et les ondes rapides produites lors de l'ajustement rayonnent de l'énergie en-dehors du tourbillon anticyclonique. Ces raisons sont les mêmes que celles invoquées pour l'ajustement de l'anticyclone isolé (VortexIsolé). D'autre part, la viscosité impose une vitesse nulle à la paroi, avec une décroissance de la vitesse sur l'épaisseur de la couche limite estimée précédemment à $\delta_\nu \simeq 5 \text{ mm} \simeq R_d/5$. Le rayon de la structure ajustée est estimée d'après les solutions analytiques à environ $R_{max} \simeq 2.1 R_d$. Pour des tourbillons très proches de la paroi (typiquement à une distance R_{max} ou inférieure), la condition imposée à la paroi va dissiper le maximum de vitesse. Cette condition aux limites est absente du modèle effet miroir, puisque la vitesse n'est pas nulle à la paroi, et peut expliquer une part de la différence. Pour le tourbillon Vortex1Paroi, l'écart atteint 100 %.

De plus, le déplacement du centre du tourbillon est bien reproduit. Le cœur du l'anticyclone s'éloigne systématiquement de la paroi dans l'état ajusté, de la même façon que la solution construite en utilisant le profil théorique est la composition des vitesses. Ceci dit, cette variation est faible (environ 0.1 ou 0.2 R_d).

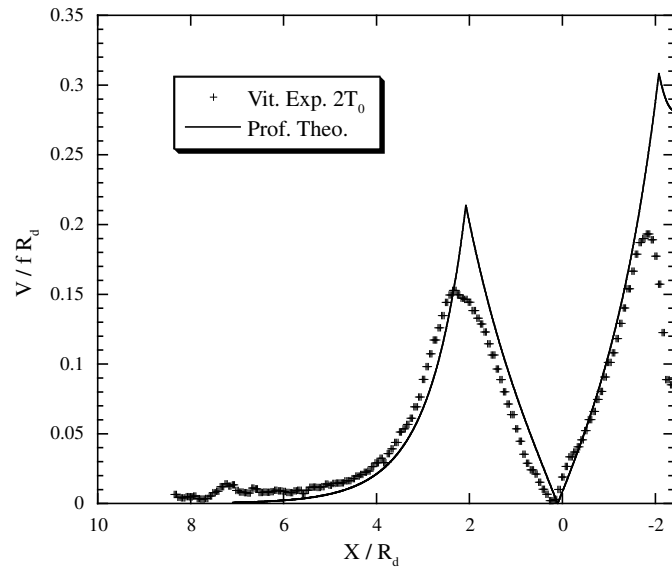
Nous avons calculé des fonctions approchées des profils de vitesse dans l'étude de l'anticyclone isolé (*cf.* sec. 8.2.3, p. 124), tirées des équations 8.1 et 8.2. Nous pouvons utiliser ces fonctions avec le modèle de l'effet miroir, de la même manière qu'avec les fonctions analytiques. Le problème de la valeur maximale de la vitesse se pose alors. Nous avons constaté un écart concernant ces valeurs maximales d'environ 20%, entre le profil de vitesse pour le tourbillon isolé (VortexIsolé), et les profils mesurés orthogonalement pour les expériences près de la paroi, même si cette différence n'existe plus pour les profils mesurés le long de la paroi. Nous choisissons de prendre comme valeur maximale de la vitesse, la valeur loin de la paroi, qui doit être faiblement modifiée par la branche décroissante du profil de vitesse du tourbillon image. Par exemple, pour le tourbillon de l'expérience Vortex2Paroi, le maximum de vitesse loin de la paroi, se trouve à une distance $D = L_P + r_{max} \simeq 4 R_d$ de la paroi. L'apport de vitesse à ce maximum de vitesse, du au tourbillon image, se calcule comme étant $V(2D)$. Or cette valeur est très faible (environ $V(2D) \sim V(r_{max})/20$).

Nous traçons cette comparaison entre profils approchés du tourbillon isolé, et profils près de la paroi, à chaque fois adimensionnés par la vitesse maximale $V(r_{max})$ (loin de la paroi). Les paramètres de pincement du profil sont ceux calculés dans la section 8.2.3, page 124 ($p = 4.5$ et $q = 3.5$). Les courbes concernant les expériences Vortex1Paroi et Vortex2Paroi sont représentées sur la figure 8.16, et celles concernant les expériences Vortex3Paroi et Vortex4Paroi sur la figure 8.17.

L'effet miroir simplifie beaucoup le problème réel. Nous avons vu que la valeur du maximum de la vitesse de l'autre côté de la paroi, ne devrait pas être influencé par la composition de vitesse avec le tourbillon image. La valeur de la vitesse est en effet de l'ordre de $V(2D) \sim V(r_{max})/20$ en général. Or, on voit cette vitesse varier en fonction de la distance du tourbillon à la paroi. L'hypothèse d'un tourbillon ponctuel et qui reste axi-symétrique près de la paroi ne semble plus correspondre à la réalité expérimentale. La déformation, et les variations de vitesse au cœur du tourbillon sont certainement importantes, et devraient être prises en compte dans ce modèle simplifié. Ceci dit, nous avons tout de même un accord satisfaisant, lorsque nous composons les vitesses en utilisant les fonctions ajustées.

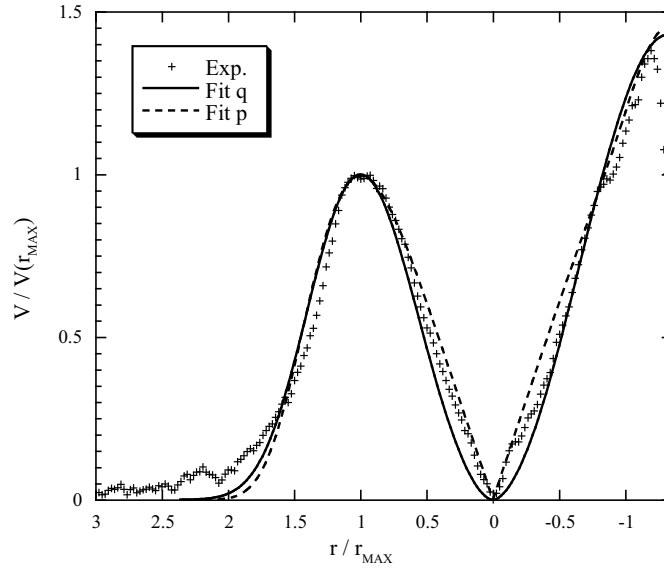


(a)

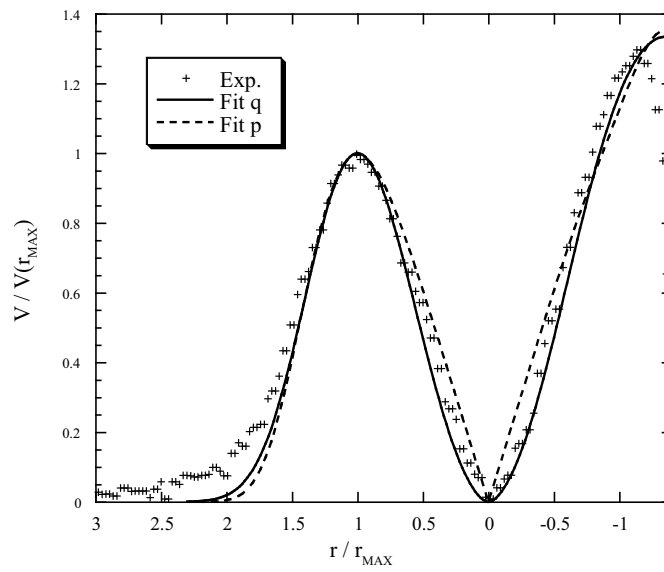


(b)

FIG. 8.15: Expériences VortexParoi – Profils de vitesse absolue mesurée orthogonalement à la paroi, et comparaison avec le profil prédit par l’ajustement géostrophique d’un tourbillon isolé, composé avec le profil image : (a) expérience Vortex1Paroi ; (b) expérience Vortex2Paroi.

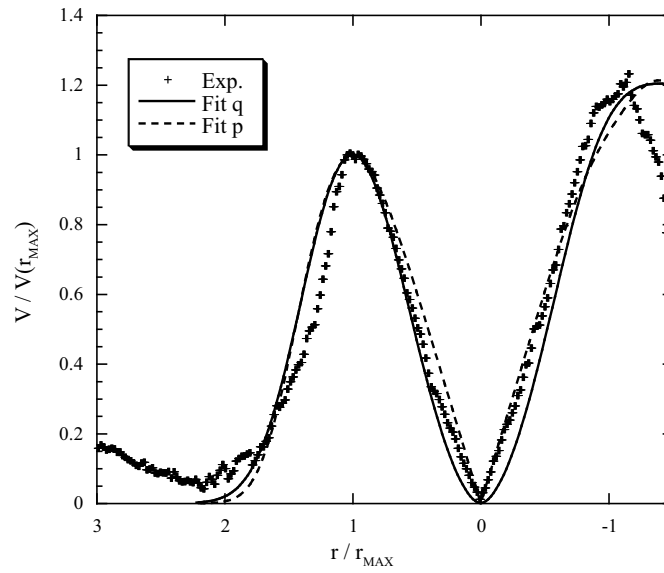


(a)

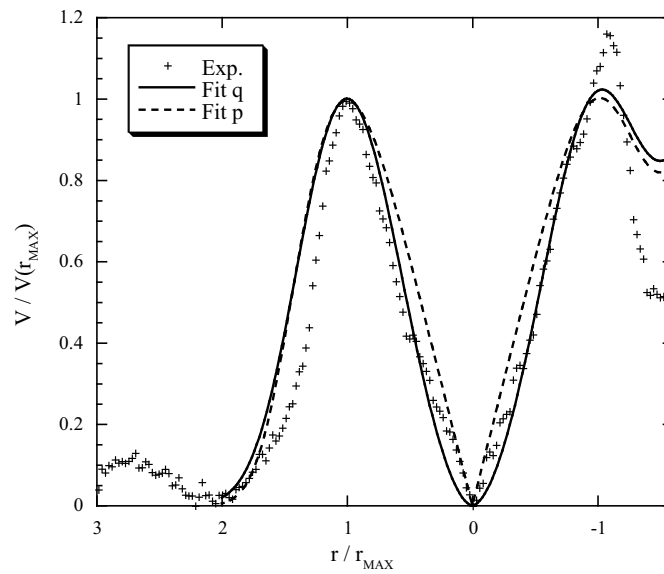


(b)

FIG. 8.16: Expériences VortexParoi – Profils de vitesse absolue mesurée orthogonalement à la paroi à $2T_0$, et comparaison avec le profil approché (p : éq. 8.1, q : éq. 8.2), composé avec le profil image : (a) expérience Vortex1Paroi ; (b) expérience Vortex2Paroi.



(a)



(b)

FIG. 8.17: Expériences VortexParoi – Profils de vitesse absolue mesurée orthogonalement à la paroi à $2T_0$, et comparaison avec le profil approché (γ_1 : éq. 8.1, γ_2 : éq. 8.2), composé avec le profil image : (a) expérience Vortex3Paroi ; (b) expérience Vortex4Paroi.

8.3.5 Evolution des champs de vitesse et de vorticité

Nous avons mesuré pour chaque expérience les champs de vitesse dans la couche du haut. La section précédente nous a permis d  tablir les propriétés de l'anticyclone de surface dans son état ajusté (au bout de $2T_0$). Ce qui nous intéresse maintenant est d  tablir la dynamique, et la dérive si elle est présente, des structures, aussi bien dans la couche de surface que dans la couche épaisse.

Simultanément, nous avons à chaque fois essayé de mesurer les vitesses de l'écoulement dans la couche du fond. Mais, pour diverses raisons, cela n'a pas toujours fonctionné. Nous avons eu des problèmes informatiques, et d'acquisition d'images, lorsque nous utilisions deux caméras simultanément. C'est le cas pour les expériences Vortex2Paroi et Vortex3Paroi. D'autre part, les particules dans la couche du fond nous ont aussi posé des problèmes. Celles-ci étaient les particules de Vestosint d'un diamètre physique de 20 microns, et d'une densité moyenne de 1016 g/L. Ces particules étaient les premières introduites dans l'expérience, puisque dans la couche inférieure. Nous avons remarqué qu'une variation de 0.5 g/L de la densité de cette couche, comme de l'expérience Vortex2Paroi à l'expérience Vortex1Paroi, pouvait avoir des effets néfastes sur les visualisations. Pour l'expérience Vortex2Paroi, ces particules avaient tendance, au bout d'une heure ou deux de rotation, à s'agglutiner en surface (ou à l'interface), ce qui empêchait de capturer les champs de vitesse.

Champs de vitesse et de vorticité de l'expérience Vortex2Paroi

Nous montrons tout d'abord les champs de vitesse de l'expérience Vortex2Paroi, représentés à la figure 8.18, pour avoir un aperçu global de la dynamique de l'anticyclone. Ces champs de vitesse sont moyennés temporellement, sur une période inertielle T_f . Nous filtrons ainsi les ondes rapides émises lors de l'ajustement. D'autre part, ces moyennes nous permettent de diminuer sensiblement le bruit de mesure PIV. Pour tous ces champs (tourbillons en interaction avec la paroi), nous sommes dans les conditions optimales du calcul de la PIV, établies au chapitre 4, page 29. Nous nous attendons à une incertitude sur les vitesses d'au maximum 2 ou 3 % de la valeur réelle, et une erreur (RMS) de l'ordre du pourcent. Les moyennes qui suivent sont établies sur intervalles de 30 à 50 images, ce qui permet de réduire considérablement la variabilité de la mesure. Enfin, nous verrons que la dérive de l'anticyclone de surface est suffisamment lente pour nous permettre de moyenner sur une période inertielle.

A $2T_0$ après le début de l'ajustement (Fig. 8.18(a)), le tourbillon anticyclonique est encore relativement circulaire. On retrouve l'asymétrie des valeurs de la vitesse, près ou loin de la paroi. Le centre du tourbillon, défini comme étant le minimum de la vitesse au cœur, se trouve proche du centre initial du cylindre (0, 0). Rapidement, la structure s'étire le long de la paroi. La déformation est induite par l'effet image, et la vitesse supérieure le long du mur. C'est ce qu'on voit sur les figures 8.18(b) et (c). Le tourbillon est alors en forme d'ellipse, et va précéder lentement.

Au fur et à mesure que ce tourbillon étiré va tourner, l'angle formé par le plus grand rayon de l'ellipse et la paroi va augmenter. Le centre (lieu ou les vitesses sont nulles dans le cœur) s'éloigne de la paroi, l'influence de l'effet miroir diminue, et le tourbillon retrouve alors une forme circulaire (Fig. 8.18(f), au temps $28T_0$). Les mesures PIV ont été réalisées sur environ 30 périodes de rotation T_0 , et on note que le déplacement est essentiellement le long de la paroi, surtout lors de la phase de déformation du tourbillon. Ceci sera vérifié par des mesures quantitatives de la dérive.

La déformation importante de l'anticyclone le long de la paroi, confirme la différence importante avec la modélisation de l'effet miroir basée sur l'axisymétrie d'un tourbillon ponctuel. Le cas réel, en rotation, et barocline, est bien plus complexe.

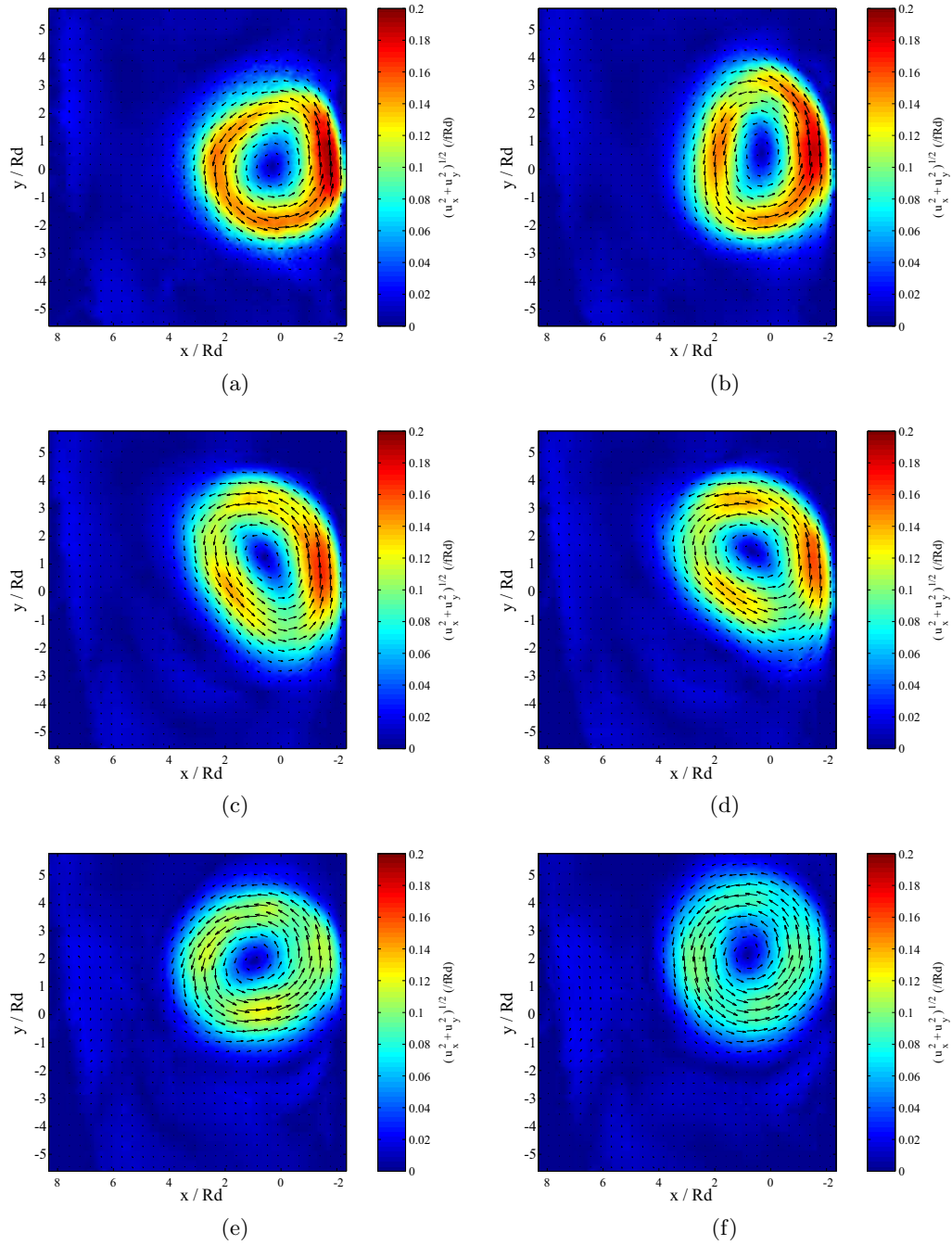


FIG. 8.18: Expérience Vortex2Paroi – Champs de vitesse dans la couche de surface, moyennés sur une période inertielle, et comparés à fRd : (a) $2T_0$, (b) $4T_0$, (c) $8T_0$, (d) $12T_0$, (e) $20T_0$, (f) $28T_0$.

Champs de vitesse et de vorticité de l'expérience Vortex1Paroi

Concernant l'expérience Vortex1Paroi, réalisée plus près de la paroi que l'expérience Vortex2Paroi, nous nous attendons à une déformation encore plus importante de l'anticyclone. D'autre part, les mesures réalisées dans la couche profonde, nous permettent de comparer directement la structure verticale de l'écoulement.

Les mesures des champs de vitesse, dans les deux couches, sont présentées à la figure 8.19. Les calculs des champs de vorticité, effectués à partir de la vitesse, sont représentés sur la figure 8.20.

La dynamique de l'anticyclone en surface de l'expérience Vortex1Paroi est similaire à celle de l'expérience Vortex2Paroi. On retrouve le même gradient de vitesse près de la paroi (plus intense pour Vortex1Paroi, comme mesuré sur les profils de vitesse), et la même déformation elliptique à partir de $4T_0$. On constate d'autre part que la dynamique dans la couche du fond est différente de celle de la couche de surface. Tout d'abord, les ordres de grandeur de la vitesse et de la vorticité sont beaucoup plus faibles (d'un facteur 5 environ) que dans la couche du haut. Cela suit la même logique pour l'expérience du tourbillon isolé VortexIsolé, où l'intensité des mouvements dans chaque couche est directement proportionnelle à δ . D'autre part, le cyclone de la couche du fond semble plaqué contre la paroi. Il devrait subir l'effet miroir, et dans ce cas dériver avec la paroi à sa gauche. Toutefois, son intensité étant très faible (5 fois plus faible que l'anticyclone dans la couche supérieure), l'effet miroir est difficile à mesurer sur les profils de vitesse. On trouve un déplacement dans le même ordre de grandeur finalement : dérive d'un demi rayon de déformation en $8T_0$, environ 4 à 5 fois plus faible que celle de l'anticyclone en surface.

Le champ de vorticité au temps $8T_0$ montre de plus la formation d'une structure anticyclonique, centrée juste sous l'anticyclone de surface (environ $x/R_d \simeq 1.5$ et $x/R_d \simeq 2.5$). Cette structure anticyclonique est très intéressante, puisqu'elle semble directement reliée à la dérive du tourbillon de surface.   son passage, ce dernier contracte les colonnes de fluides, qui doivent donc créer de la vorticité négative pour conserver la PV. Le déplacement de l'anticyclone à la surface doit donc s'accompagner d'une structure anticyclonique dans la couche du fond, ce qui a l'air d'être le cas dans cette expérience Vortex1Paroi. Nous n'avons malheureusement pas les champs aux temps suivants dans la couche du fond. Cette anomalie de PV peut être estimée, puisqu'elle est directement proportionnelle à l'anomalie initiale du patch de densité. On a dans la couche du fond $\Delta h/H \sim 0.1$, sachant que les déviations isopycnales de l'état ajusté sont en fait plus faibles. Or l'ordre de grandeur de la vorticité de la structure anticyclonique qui apparait dans la couche du fond est d'environ $\zeta/f \simeq -0.04$. Cette valeur est proche de l'anomalie estimée auparavant.

D'autre part, on constate que le cyclone se déforme, pour prendre une forme pratiquement triangulaire. Un jet semble se former le long de la paroi, ce que l'on voit bien sur les champs de vorticité (Fig. 8.20(f)). Nof [101, 102], ou encore Shi et Nof [125], ont identifié plusieurs effets sur la dynamique d'un tourbillon près d'une paroi. Ils décrivent trois phénomènes : l'effet miroir, toujours présent suffisamment près du mur, mais aussi ce que les auteurs appellent l'*effet rocket* (jet le long de la paroi), et une dérive ayant pour origine l'effet β . L'effet rocket découle en fait, dans leur configuration, de l'effet β qui plaque le tourbillon contre la paroi. Dans notre modélisation expérimentale, à fond plat, l'effet β est absent. Pourtant, le jet visible le long de la paroi dans la couche inférieure pourrait bien s'apparenter à un tel effet rocket, si nous expliquions la force qui maintient le cyclone contre le mur. Un tel effet serait envisageable dans le cadre d'un modèle simplifié de dipôle barocline : les hetons.

Les hetons

On pourrait comparer la situation obtenue à la suite de l'ajustement barocline du patch de densité, et les deux tourbillons de signes opposés, à ce qu'on appelle les hetons. Ces derniers forment un modèle simplifié d'un dipôle barocline de tourbillons de type "point-vortex". Ce

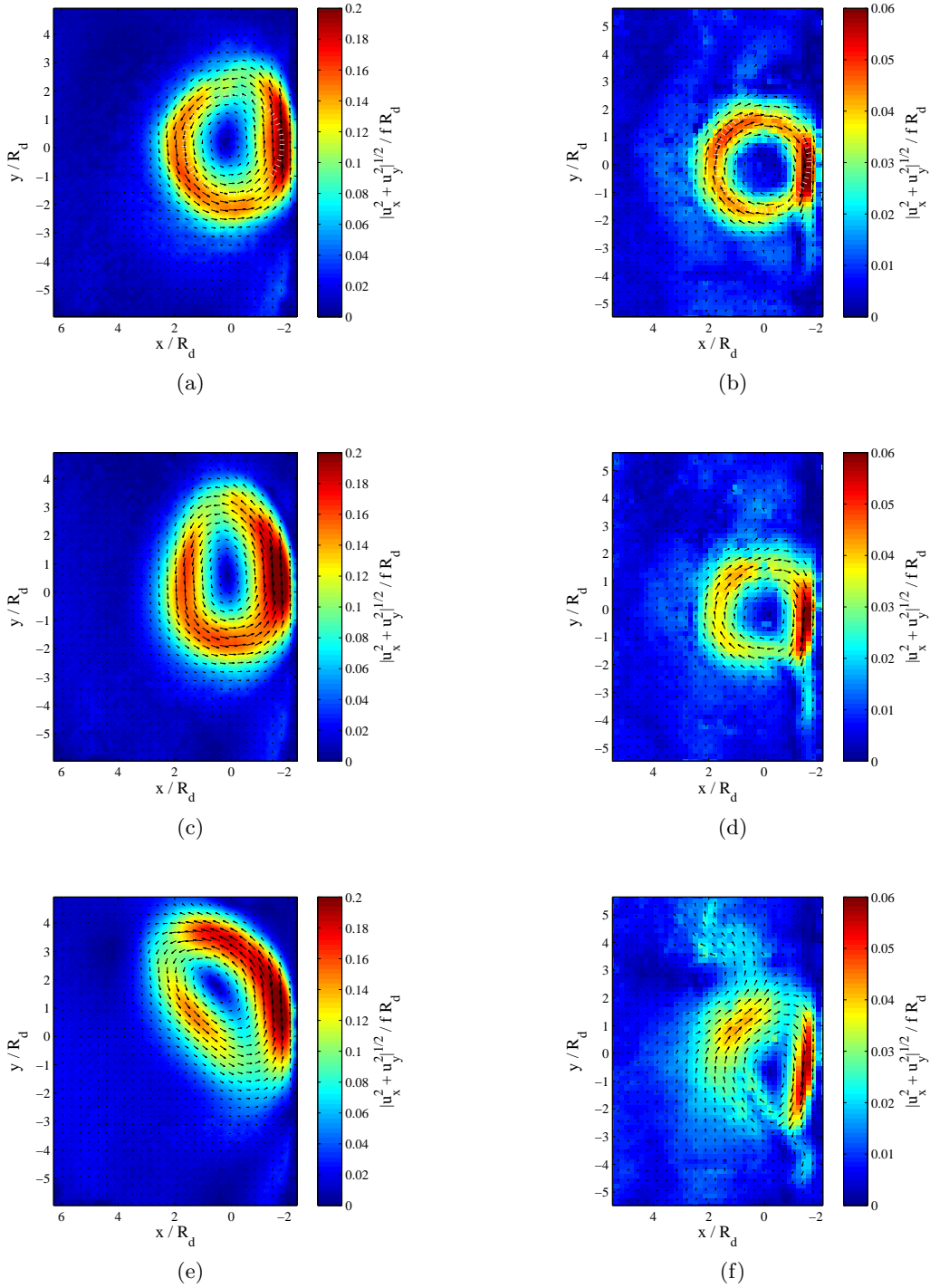


FIG. 8.19: Expérience Vortex1Paroi – Champs de vitesse dans la couche du haut (à gauche) et dans la couche du bas (à droite), moyennés sur une période inertielle, et comparés à fR_d , pour les temps : (a)-(b) $2T_0$, (c)-(d) $4T_0$, (e)-(f) $8T_0$.

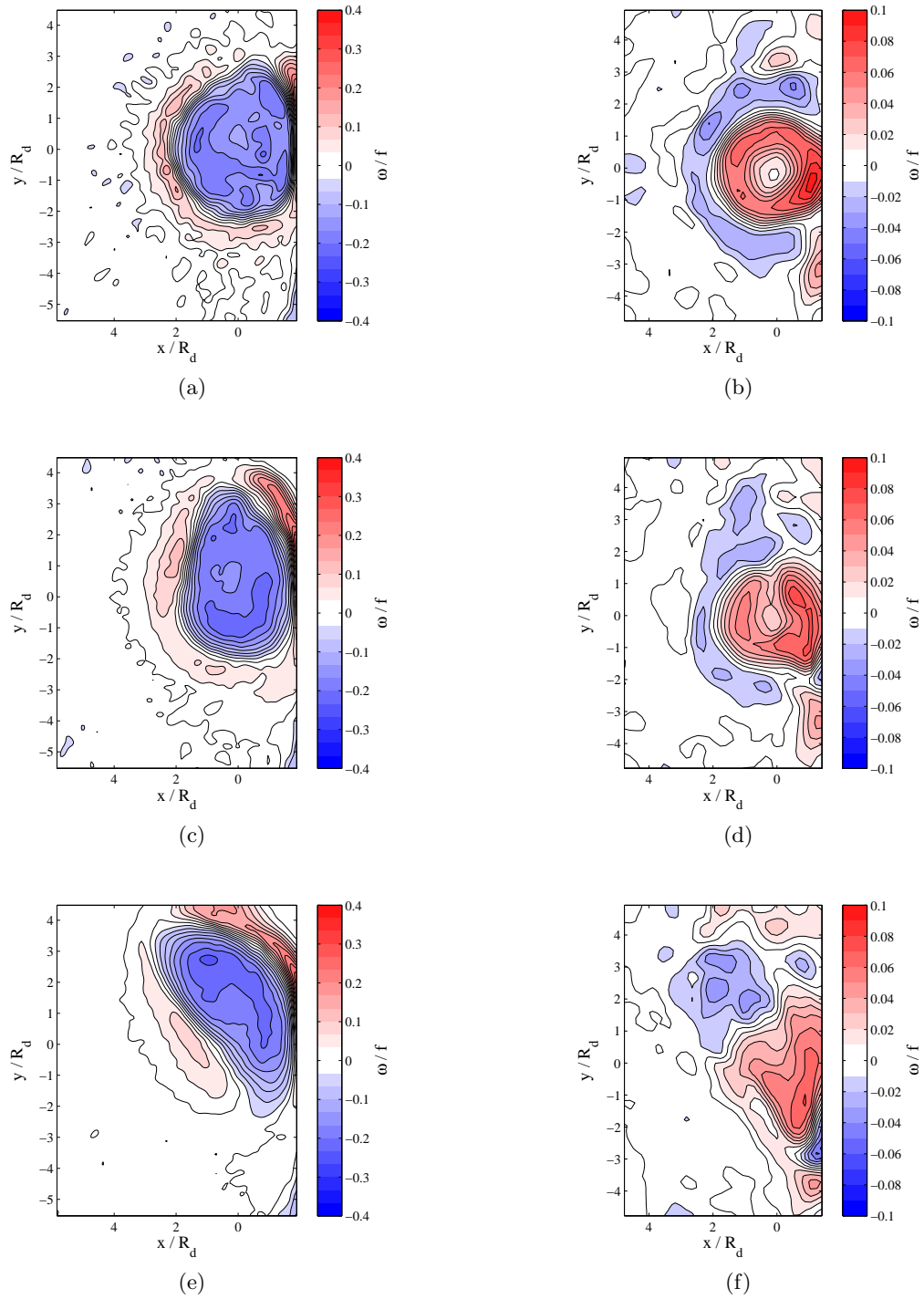


FIG. 8.20: Expérience Vortex1Paroi – Champs de vorticité dans la couche du haut (à gauche) et dans la couche du bas (à droite), moyennés sur une période inertielle, et comparés à f , pour les temps : (a)-(b) $2T_0$, (c)-(d) $4T_0$, (e)-(f) $8T_0$.

dipôle barocline porte ce nom en raison de sa capacité à transporter de la chaleur (*heat* en anglais, Hogg et Stommel [65]). Le schéma de cette configuration est présenté sur la figure 8.21.

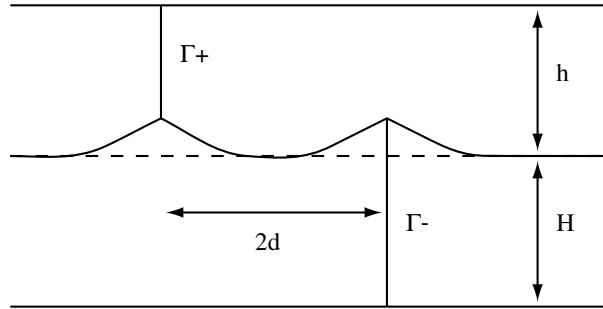


FIG. 8.21: Représentation schématique d'un dipôle barocline, formant un heton. D'après Carton [26].

Dans une configuration bi-couche quasigéostrophique, pour des vortex avec des circulations respectives $\Gamma_1 = \int q_1 dS$ et $\Gamma_2 = \int q_2 dS$, et séparés par la distance $2d$, les vitesses induites par chacun des vortex s'écrivent :

$$V_{12} = \frac{h\Gamma_1}{2\pi} \left[\frac{1}{2d} - \frac{1}{R_d} K_1(2d/R_d) \right], \quad V_{21} = \frac{H\Gamma_1}{2\pi} \left[\frac{1}{2d} - \frac{1}{R_d} K_1(2d/R_d) \right]. \quad (8.3)$$

La vitesse V_{ij} est la vitesse induite par le vortex i sur le vortex j , et K_1 représente la fonction de Bessel de seconde espèce et du premier ordre (avec $2d > 0$ pour ne pas diverger).

Pour des tourbillons de signes opposés, et pour $h = H$, les vortex se propageront comme un dipôle cohérent. Dans notre configuration expérimentale, on a $\delta = h/H \sim 0.1$, un rapport de hauteur qui va aussi fixer l'intensité des écoulements dans les deux couches lors de l'ajustement. Le cyclone de la couche du bas va donc faiblement influencer sur l'anticyclone de surface. Par contre, ce dernier pourrait être suffisamment intense pour plaquer le cyclone contre la paroi. C'est ce qui peut expliquer la façon dont le cyclone dans la couche inférieure est collé contre la paroi (*cf.* par exemple les champs concernant l'expérience Vortex1Paroi, Fig. 8.19 et 8.20, p. 148 et 149). Les deux structures sont initialement alignées, mais l'effet miroir induit une dérive dès le début de l'ajustement de l'anticyclone. Ce dernier se déplace alors un peu par rapport au cyclone, et peut le plaquer contre la paroi. Le cyclone pourrait alors subir l'effet rocket, et éjecter de la matière le long de la paroi.

Champs de vitesse et de vorticité de l'expérience Vortex4Paroi

Enfin, nous présentons sur les figures 8.22, 8.23, 8.24, et 8.25, les champs de vitesse et de vorticité dans les couches de surface et profonde respectivement, pour l'expérience Vortex4Paroi. Cette évolution est importante, puisqu'elle concerne l'expérience avec la distance à la paroi L_P la plus proche de la distance réelle du **LE** à la côte méditerranéenne. Ces champs et cette dynamique nous serviront pour les comparer au même cas, mais avec une pente dans la couche profonde.

L'anticyclone de surface de l'expérience Vortex4Paroi se déplace de la même manière que lors des autres expériences près de la paroi. Le tourbillon longe celle-ci, dans la direction des y positifs. Mais, comme on le voit sur les champs de vitesse et de vorticité dans la couche de surface (Fig. 8.22 et 8.23), l'anticyclone est beaucoup moins déformé, et garde une géométrie quasi-circulaire.

Le tourbillon cyclonique de la couche du bas reste lui aussi relativement circulaire (champs des figures 8.24, et 8.25). Il est de plus quasiment immobile, mais semble tout de même interagir avec la paroi. On voit distinctement, sur les champs de vorticité (Fig. 8.25), des ondes apparaître

le long de cette paroi. Le sens de propagation suit essentiellement le sens de propagation des ondes de Kelvin (propagation avec la paroi à gauche).

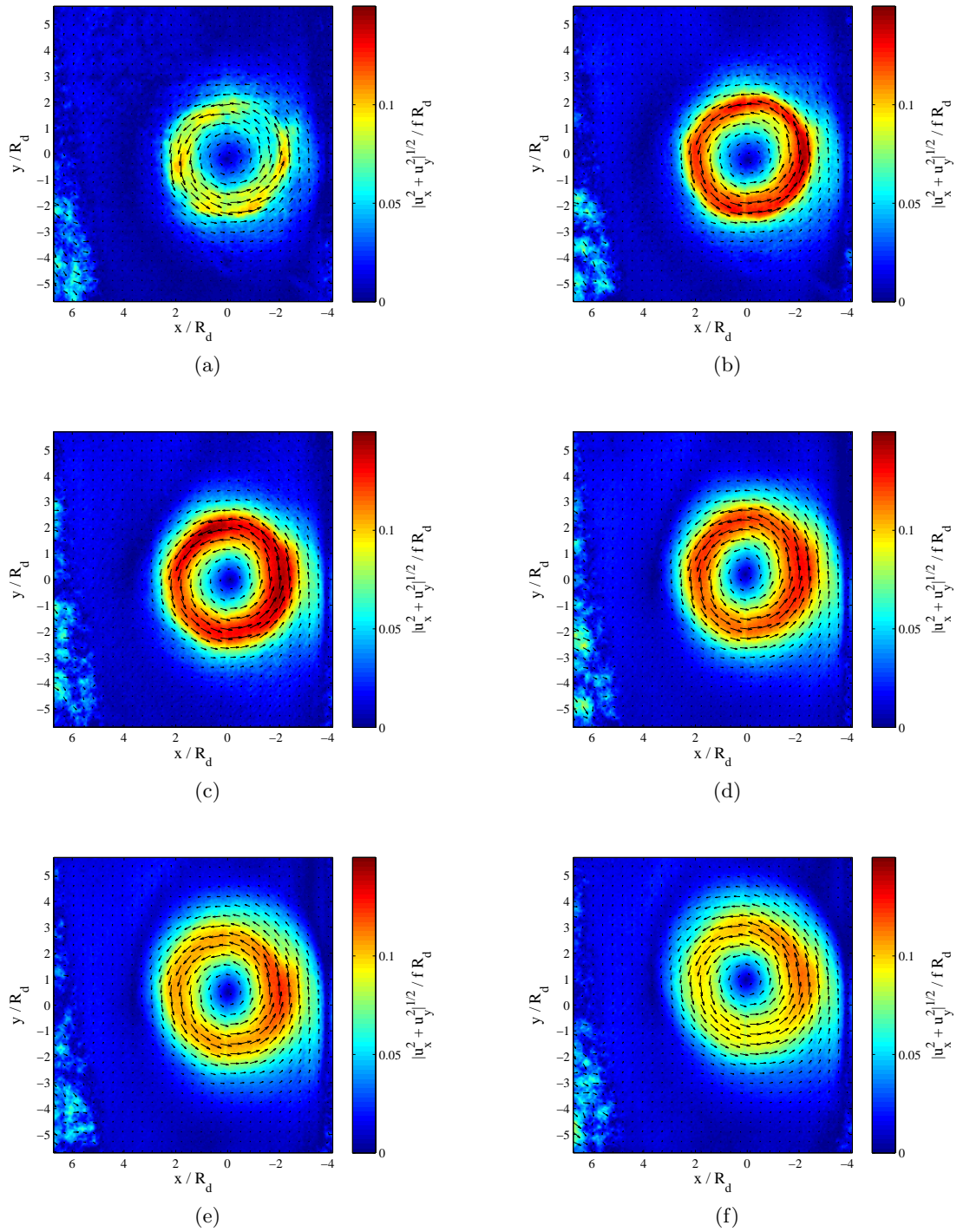


FIG. 8.22: Expériences Vortex4Paroi – Champs de vitesse dans la couche du haut, moyennés sur une période inertielle, et comparés à fR_d , pour les temps : (a) T_0 , (b) $2T_0$, (c) $4T_0$, (d) $8T_0$, (e) $12T_0$, (f) $16T_0$.

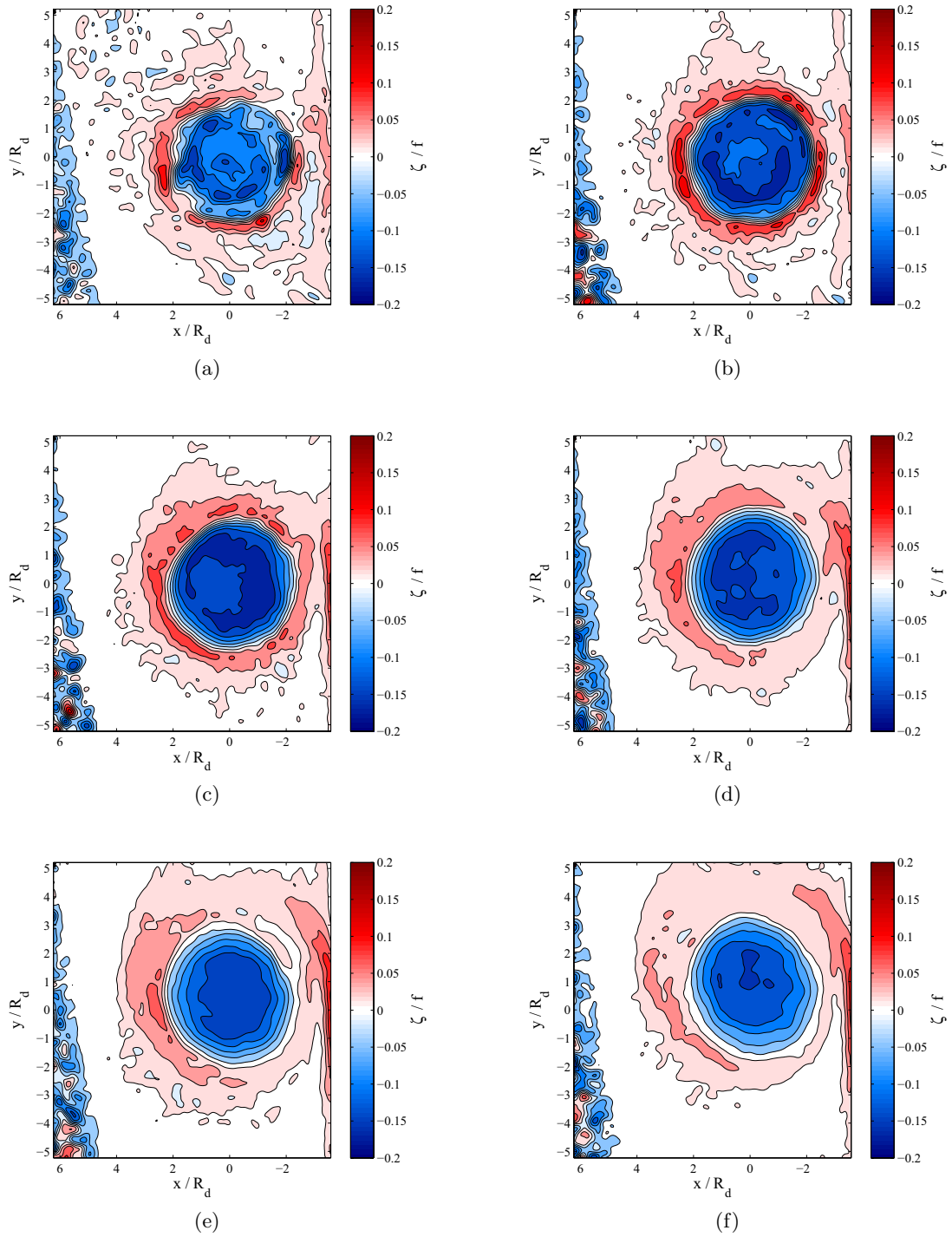


FIG. 8.23: Expériences Vortex4Paroi – Champs de vorticité dans la couche du haut, moyennés sur une période inertielle, et comparés à f , pour les temps : (a) T_0 , (b) $2T_0$, (c) $4T_0$, (d) $8T_0$, (e) $12T_0$, (f) $16T_0$.

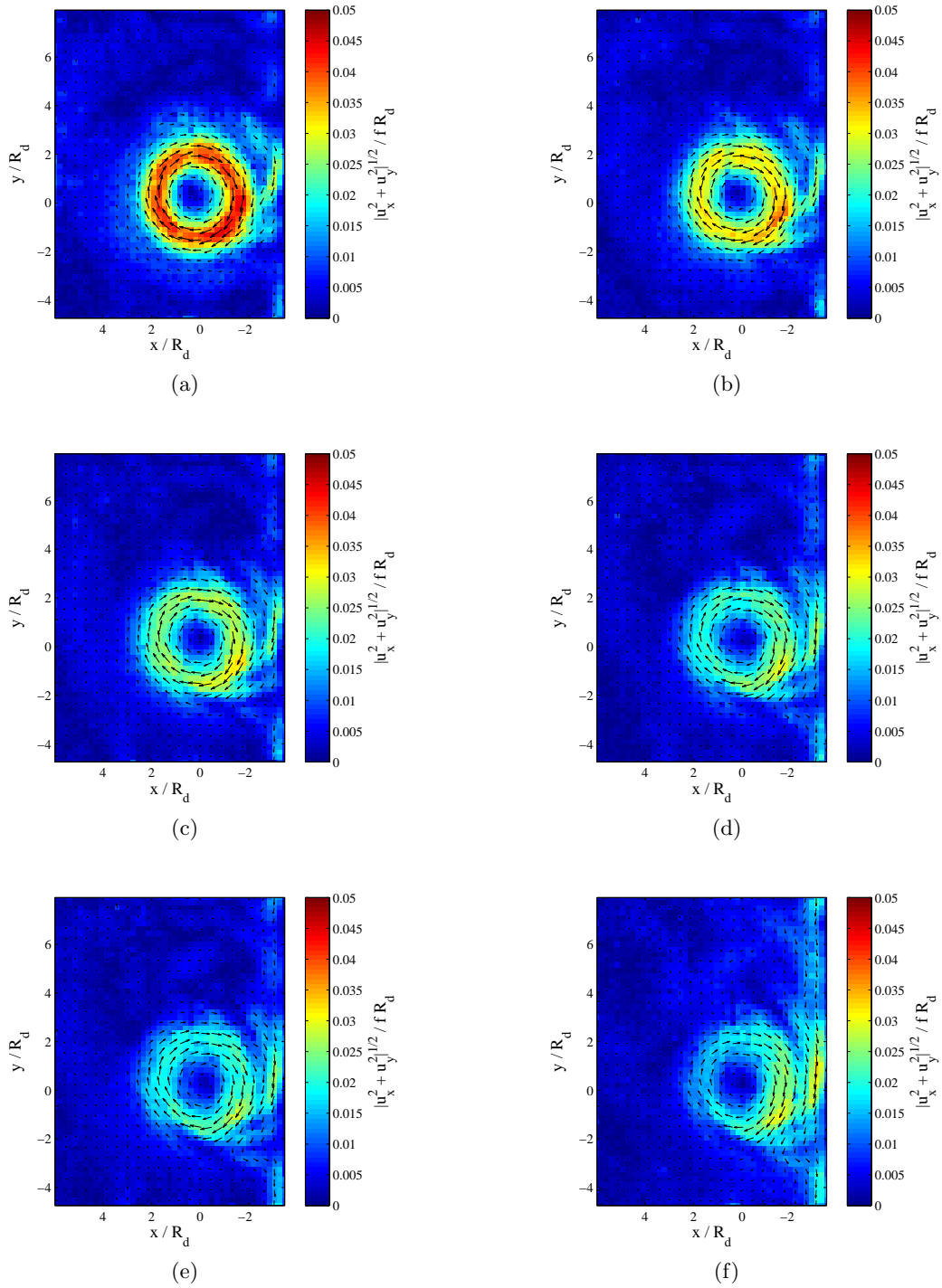


FIG. 8.24: Expériences Vortex4Paroi – Champs de vitesse dans la couche du bas, moyennés sur une période inertielle, et comparés à fR_d , pour les temps : (a) $2T_0$, (b) $4T_0$, (c) $6T_0$, (d) $8T_0$, (e) $9T_0$, (f) $10T_0$.

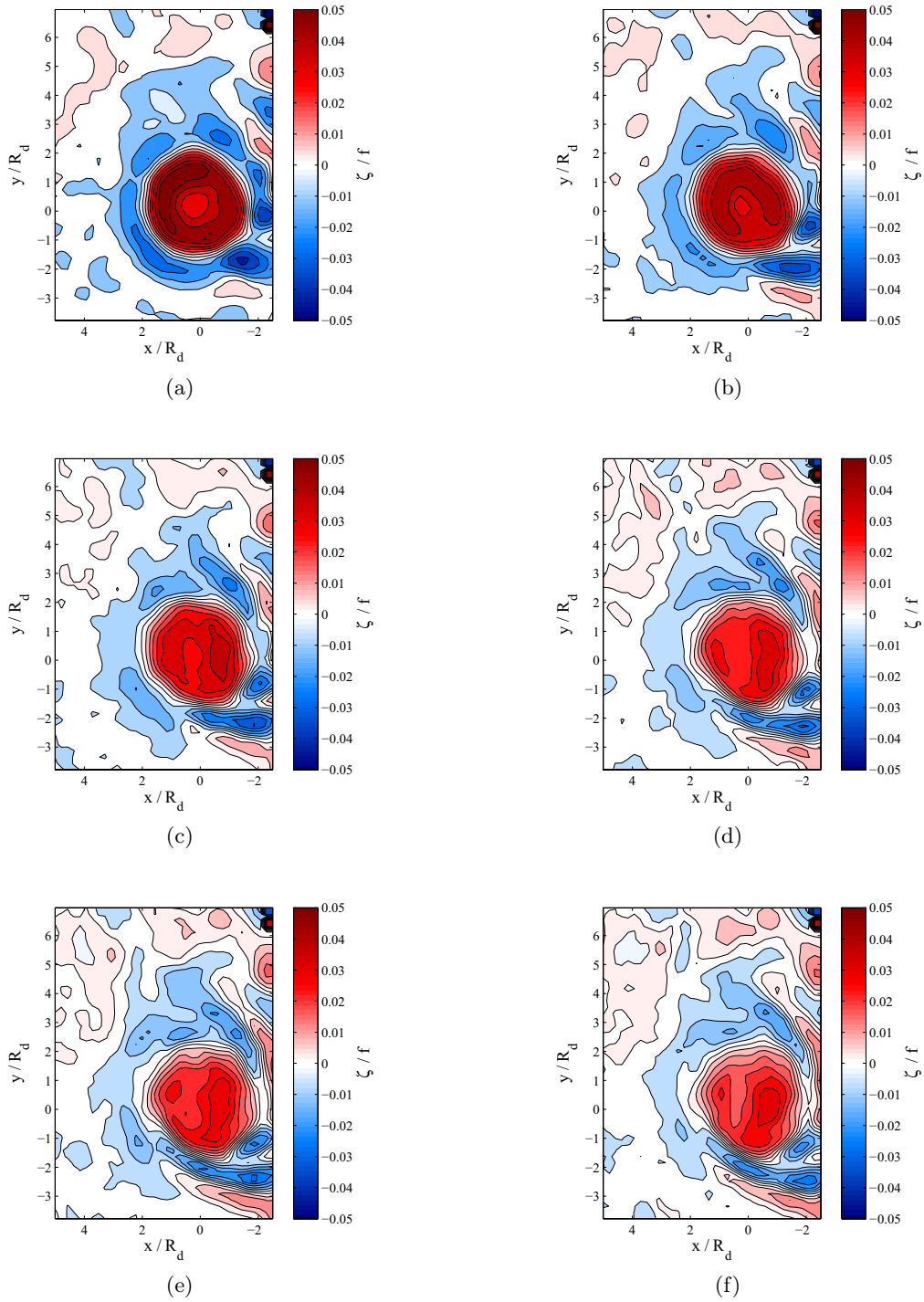


FIG. 8.25: Expériences Vortex4Paroi – Champs de vorticité dans la couche du bas, moyennés sur une période inertielle, et comparés à f , pour les temps : (a) $2T_0$, (b) $4T_0$, (c) $6T_0$, (d) $8T_0$, (e) $9T_0$, (f) $10T_0$.

8.3.6 Trajectoires et vitesses de dérive

Trajectoires des anticyclones

Nous avons vu dans la section précédente que l'anticyclone de surface se déplaçait, essentiellement le long de la paroi. Nous voulons mesurer ce déplacement, caractéristique principale de l'interaction tourbillon-paroi (ou tourbillon-côte).

Pour cela, nous pouvons procéder de plusieurs manières. Le plus efficace est de calculer un centre instantané du tourbillon, comme nous l'avons fait pour les données du **LE** dans le chapitre 7. Une première solution est de mesurer de manière qualitative un centre de rotation, en effectuant des moyennes des images de particules, sur de petites périodes. Nous obtenons alors des lignes de courant, et nous pouvons en déduire une mesure approximative du centre du tourbillon.

Mais, lorsque la PIV fonctionne, nous avons l'avantage de connaître le champ de vitesse horizontal de l'écoulement. En utilisant les champs de vitesse moyennés sur une période inertielle, nous pouvons calculer le centre du tourbillon de manière précise (un ou deux δx du champ de vitesse), en cherchant le minimum de la vitesse absolue.

Nous pourrions aussi mesurer la taille du tourbillon, en relevant les maxima de vitesse selon un de ses diamètres. Mais cela n'est pas évident. Nous avons tracé sur la figure 8.26 les lignes de courant d'un champ de vitesse de l'expérience Vortex1Paroi. Le tourbillon, très près de la paroi, est loin d'être axisymétrique. Nous aurions alors des difficultés à définir une dérive précise, la dérive totale étant finalement petite devant la taille du tourbillon (dérive de quelques R_d au maximum, pour 20 ou 30 T_0).

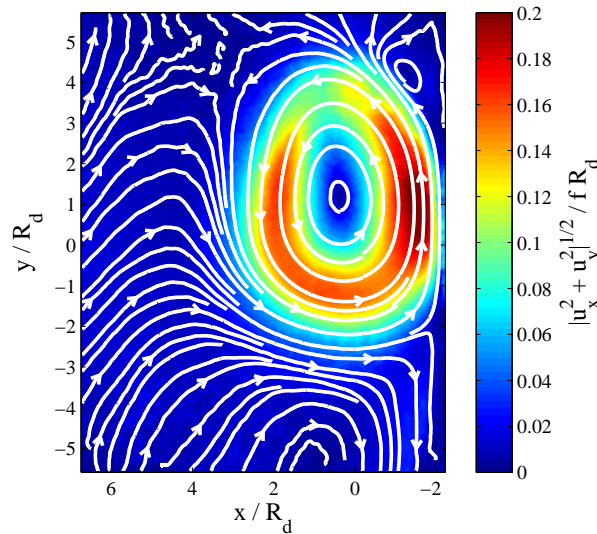


FIG. 8.26: Expérience Vortex1Paroi – Champ de vitesse en surface à environ $4T_0$ après le début de l'ajustement, accompagné des lignes de courant.

Les positions en x et y du cœur du tourbillon anticyclonique de l'expérience Vortex2Paroi sont représentées sur la figure 8.27. Les positions brutes (*i.e.* instantanées, et non filtrées) sont différentes : le tourbillon se déplace essentiellement parallèlement à la paroi, au moins pendant les 12 premières périodes de rotation T_0 qui suivent le début de l'ajustement, pendant lesquelles il parcourt plus de $1.5 R_d$. La position en x ne varie que de $0.5 R_d$ pendant la même période. Les variations de la position se font donc essentiellement le long de la paroi. Par contre, un déplacement important se produit selon l'axe perpendiculaire à la paroi (axe des x) lors des deux premières périodes de rotation après le début de l'ajustement. Le tourbillon s'écarte brusquement d'environ 0.3 à $0.4 R_d$. Il faut noter que le centre du tourbillon est difficile à déterminer lors de

cette période, à cause du bruit sur les champs de vitesse moyennés.

La figure 8.27(c) représente la trajectoire du tourbillon de l'expérience Vortex2Paroi, dans un repère $x - y$.

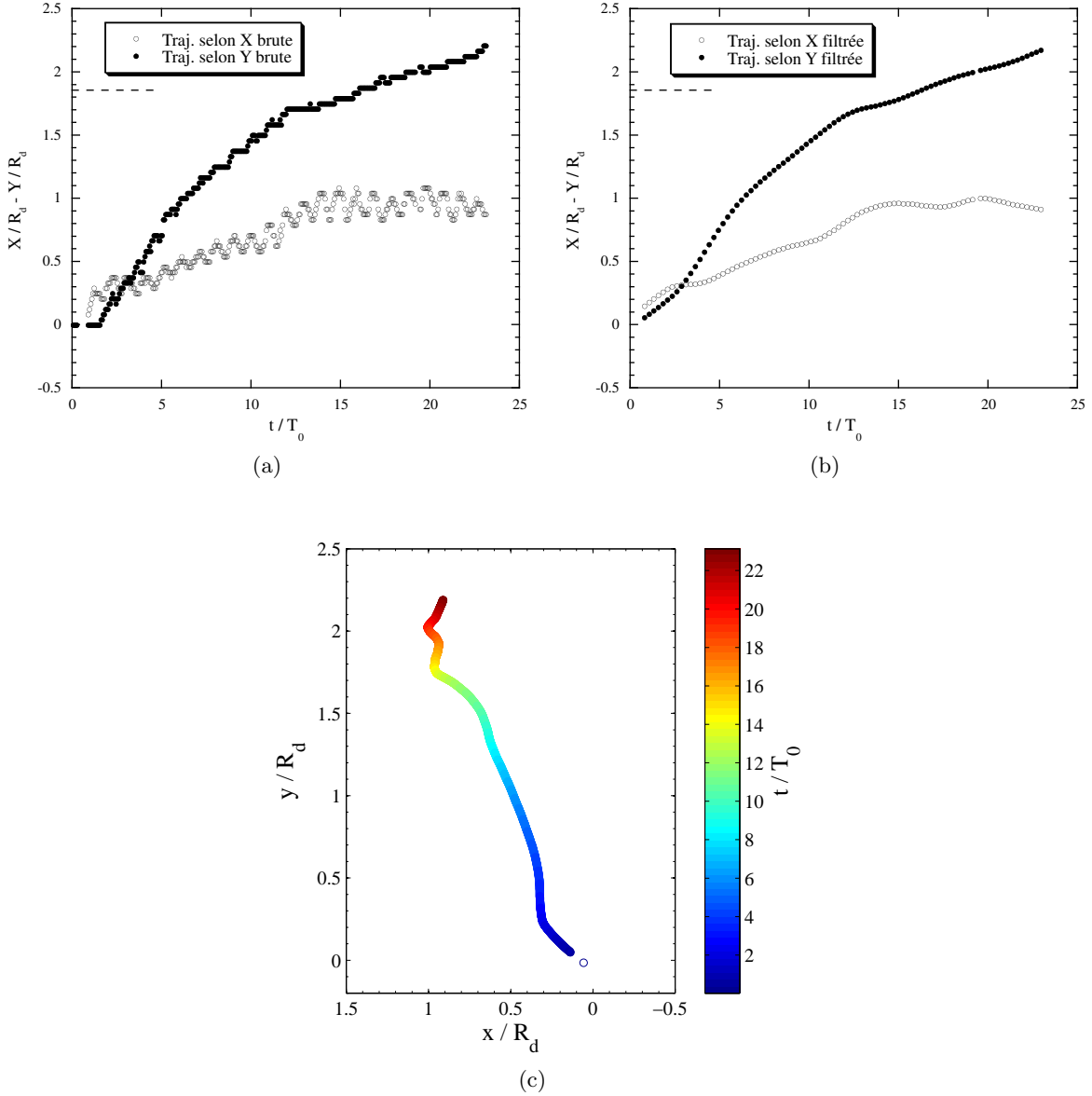


FIG. 8.27: Expériences Vortex2Paroi – Trajectoire de dérive le long de la paroi, dans la couche supérieure : (a) positions X et Y brutes ; (b) positions filtrées, (c) trajectoire X-Y au cours du temps ; la paroi est à $X/R_d = -2.4$.

De la même façon, nous pouvons calculer la trajectoire du tourbillon de l'expérience Vortex1Paroi, avec une position initiale encore plus près de la paroi ($L_p \simeq 2.1 R_d$ contre $L_p \simeq 2.4 R_d$ pour l'expérience Vortex2Paroi). Nous retrouvons la même dynamique, avec un déplacement essentiellement le long de la paroi (Fig. 8.28), mais plus rapide. Le tourbillon parcourt environ 2 rayons de déformation R_d en 8 ou 9 périodes de rotation T_0 . La dérive orthogonale à la paroi, selon l'axe des x , est elle aussi légèrement supérieure pour celle du tourbillon Vortex2Paroi : environ 1 rayon de déformation R_d en 10 périodes de rotation T_0 . L'interaction avec la paroi, que l'on peut modéliser naïvement par l'effet miroir, induit logiquement une vitesse de dérive supérieure lorsque le tourbillon est plus près de la paroi. Cette hypothèse est très simplificatrice, puisqu'on voit que le déplacement orthogonaux à la paroi (au cours du temps) dépend lui aussi

de la distance à cette paroi. Le déplacement initial, au cours des 2 premières périodes T_0 de l'ajustement, est quant à lui relativement bien décrit par l'effet miroir, comme on l'a vu sur les profils de vitesses, dans la section 8.3.4.

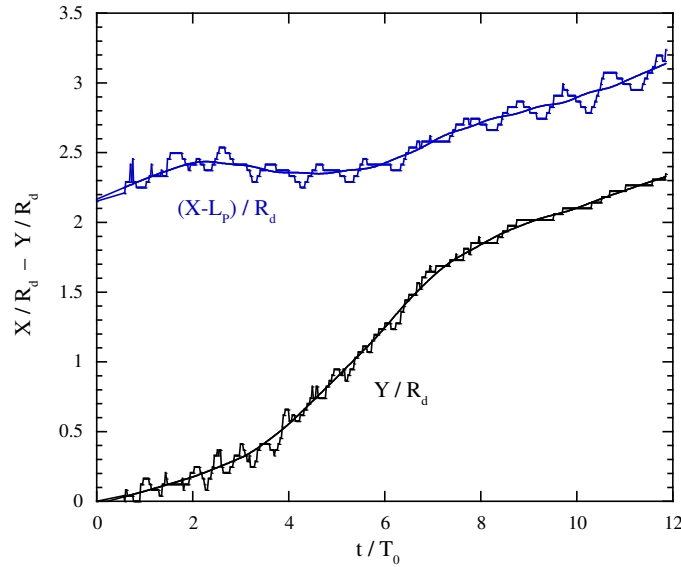


FIG. 8.28: Expérience Vortex1Paroi – Trajectoires selon les axes x et y , avec les fonctions filtrées.

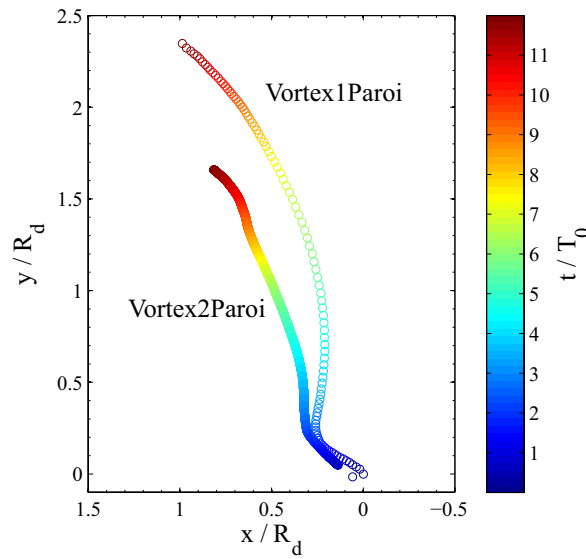


FIG. 8.29: Expérience Vortex1Paroi – Dérive au cours du temps, et comparaison avec la dérive du tourbillon de l'expérience TOURB9.

Les trajectoires correspondant aux expériences Vortex3Paroi et Vortex4Paroi sont représentées sur les figures 8.30 et 8.31. Les dérives de ces deux tourbillons sont beaucoup plus lentes que pour les expériences Vortex1Paroi et Vortex2Paroi. On atteint un déplacement d'environ 2 à $2.5 R_d$ au bout de $25 T_0$. Le tourbillon Vortex4Paroi est celui situé à une distance de la paroi $L_P \simeq 3.8 R_d$, correspondant approximativement à la distance réelle de **LE** à la côte libyenne. Nous avons représenté la trajectoire du tourbillon Vortex4Paroi dans le plan $x - y$ sur la figure 8.32.

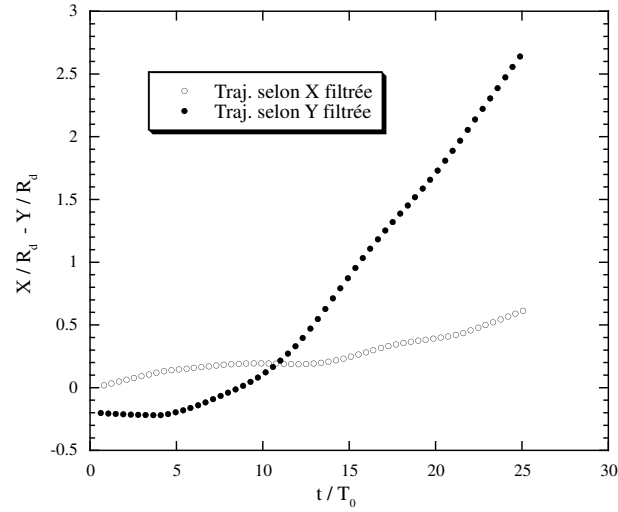


FIG. 8.30: Expérience Vortex3Paroi – Dérive de l'anticyclone de surface, perpendiculairement (X) et parallèlement (Y) à la paroi.

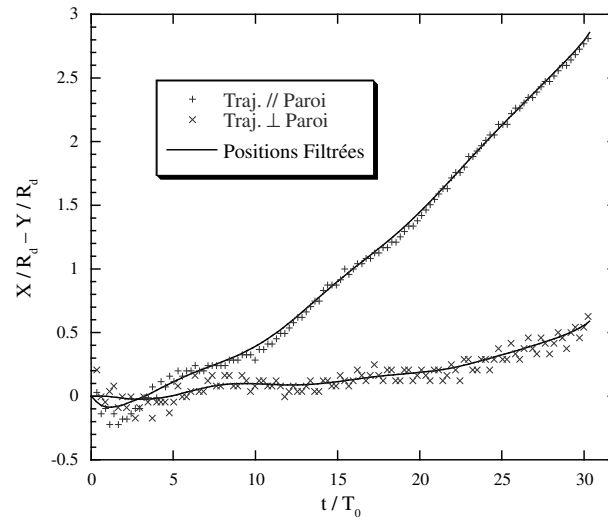


FIG. 8.31: Expérience Vortex4Paroi – Positions parallèle et orthogonale de l'anticyclone de surface, accompagnées des courbes filtrées.

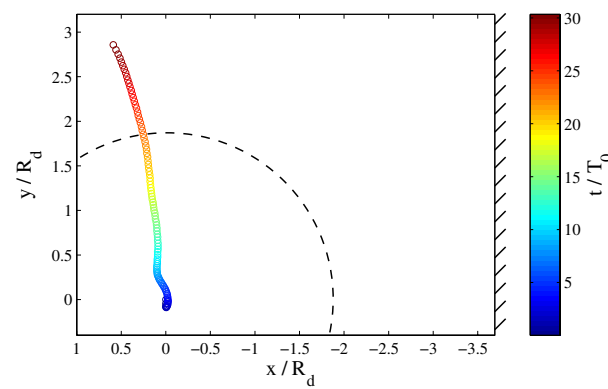


FIG. 8.32: Expérience Vortex4Paroi – Trajectoire de l'anticyclone de surface. La paroi est représentée à droite, et la position initiale du cylindre en traits hachés.

Vitesse de dérive des anticyclones

La vitesse de dérive n'est pas aisée à calculer. Nous nous intéressons ici seulement à la dérive le long de la paroi. Une première estimation peut être faite en calculant la tangente à cette dérive. Les tangentes des positions en x et en y concernant Vortex2Paroi sont représentées sur la figure 8.33(a). On peut ainsi estimer une vitesse d'environ $V_d \sim 0.5 - 0.6$ cm/s pour les premiers instants de la dérive (8 premières périodes de rotation).

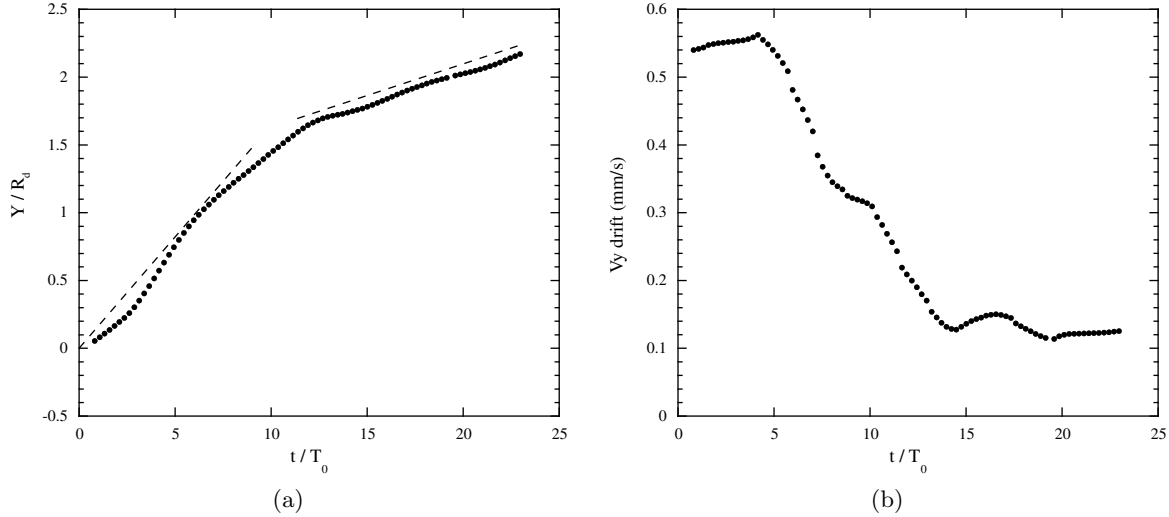


FIG. 8.33: Expérience Vortex2Paroi – Trajectoire et vitesse de dérive de l'anticyclone le long de la paroi : (a) trajectoire filtrée et tangentes aux temps courts (0 à $10 T_0$) et aux temps longs (10 à $20 T_0$); (b) vitesse de dérive le long de la paroi, obtenue par différences finies à partir de la trajectoire.

On peut aussi calculer la vitesse, en calculant la dérivée de la trajectoire selon x par différences finies. Si l'on utilise les trajectoires filtrées, afin de dériver la vitesse, un problème se pose concernant la vitesse au tout début. Les mesures sont très difficiles comme nous l'avons dit, et le tourbillon a une vitesse initiale nulle départ (le patch de densité est en rotation solide comme l'ensemble de la cuve). Les premiers points de la courbe de vitesse tracée sur la figure 8.33(b) sont alors à prendre avec précaution, mais nous avons le même ordre de grandeur que la vitesse estimée pour les premières périodes de rotation. De plus, nous voyons la vitesse décroître rapidement (elle est divisée par 4 au bout de $15 T_0$). Nous pouvions nous attendre à une décroissance du type de celle observée pour le tourbillon VortexIsolé, avec une dissipation visqueuse lente, mais ce ne semble pas être le cas. En fait, nous avons vu que le tourbillon s'écartait progressivement de la paroi. Cette décroissance de la vitesse de dérive parallèle à la paroi irait dans le sens d'une variation avec la distance à la paroi. La diminution de la vitesse de dérive serait donc engendrée par un effet miroir plus faible.

De plus, le changement de pente de la trajectoire le long de la paroi, qui intervient à environ $12 T_0$, semble associé au maximum que fait l'angle du grand rayon de l'ellipse avec la paroi, dont nous avons parlé auparavant, en présentant les champs de vitesse et de vorticité. Cela peut définir le début de l'axisymétrisation du tourbillon, qui s'accompagne d'une dérive plus faible.

Les vitesses de dérive, selon les directions x et y , pour l'anticyclone Vortex1Paroi, sont représentées à la figure 8.34. Elles sont obtenues en dérivant les trajectoires filtrées par différences finies. De la même façon que pour l'expérience Vortex2Paroi, la vitesse de dérive le long de la paroi présente un maximum ($V_d \simeq 1.1$ mm/s à $5-6 T_0$), puis décroît très rapidement ($V_d \simeq 0.4$ mm/s, à $10 T_0$). $10 T_0$ correspond approximativement au temps à partir duquel le tourbillon redevient axisymétrique (non représenté sur les champs de vitesse et de vorticité).

Nous regroupons dans la table 8.7 les vitesses maximales V_{max} mesurées dans les tourbillons,

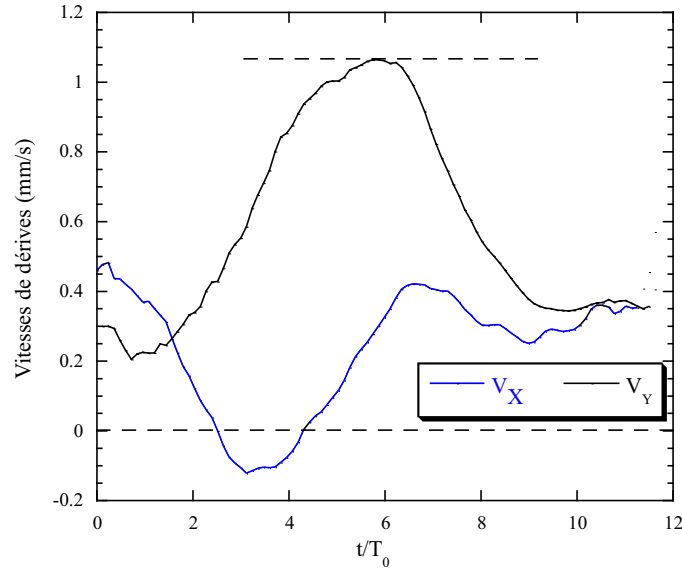


FIG. 8.34: Expérience Vortex1Paroi – Vitesses de dérive de l'anticyclone orthogonalement à la paroi (V_X) et le long de celle-ci (V_Y), obtenues à partir de la trajectoire.

et les vitesses de dérive maximales $V_{d,max}$ le long de la paroi, pour les 4 expériences présentées dans cette section. La vitesse V_{max1} est la vitesse maximale près de la paroi, et la vitesse V_{max2} est la vitesse maximale loin de la paroi, comme indiqué sur la figure 8.35. Normalement, la vitesse loin de la paroi devrait être peu influencée par l'effet miroir, puisque la distance du centre du tourbillon est tout le temps supérieure à $x/R_d = 2$.

Exp.	L_p/R_d	V_{max1} (mm/s)	V_{max2} (mm/s)	$V_{d,max}$ (mm/s)	$V_{d,max}/V_{max1}$	$V_{d,max}/V_{max2}$
Vortex1Paroi	2.1	7.8	6.2	1.1	0.141	0.18
Vortex2Paroi	2.4	7	5.5	0.6	0.086	0.11
Vortex3Paroi	3.5	6.1	5.2	0.3	0.048	0.06
Vortex4Paroi	3.8	5.8	4.9	0.2	0.035	0.04

TAB. 8.7: Expériences VortexParoi – Table des vitesses maximales dans les anticyclones de surface, et des vitesse de dérives maximales.

Nous traçons sur la figure 8.36, la variation de la vitesse de dérive, adimensionnée en fonction de la vitesse maximale V_{max1} ou V_{max2} , en fonction de la distance $(2L_P - r_{max})/R_d$. Cette dernière représente la distance à partir de laquelle le tourbillon image influence le tourbillon réel. Le maximum de vitesse près de la paroi du tourbillon image, est situé à cette distance du centre du tourbillon réel, avec r_{max} le rayon du tourbillon. Nous approchons ces points expérimentaux par une fonction exponentielle, avec un coefficient relativement proche pour les deux courbes (fonction du type $\exp(-x/4)$). Nous pouvions nous attendre à une dépendance concernant essentiellement la vitesse maximale très près de la paroi, mais ce n'est pas le cas. L'effet miroir ici décrit mal la variation de la vitesse V_{max2} .

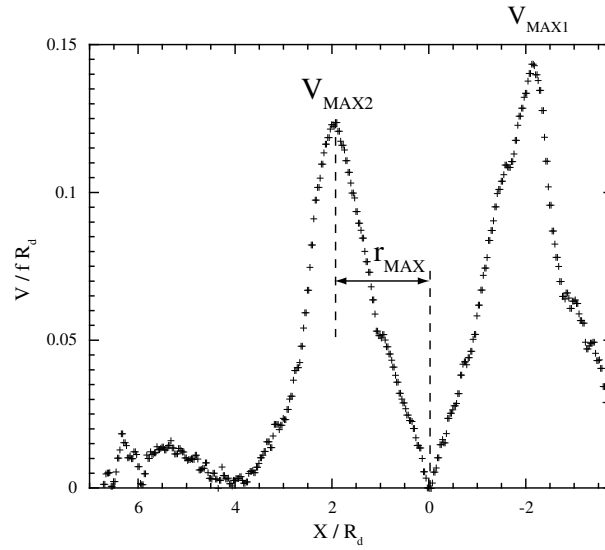


FIG. 8.35: Mesures des vitesses maximales V_{max1} et V_{max2} , et du rayon maximal r_{max} .

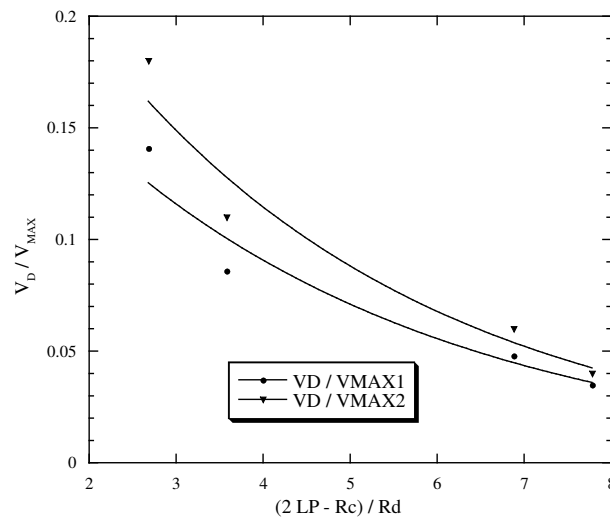


FIG. 8.36: Expériences VortexParoi – Vitesses de dérive $V_{d,max}$ des 4 anticyclones, adimensionnées par la vitesse maximale V_{max1} ou V_{max2} , en fonction de la distance $(2L_P - r_{max})/R_d$, avec les fonctions approchées exponentielles.

8.3.7 Ondes de Kelvin

Lorsque l'ajustement commence, le tourbillon va se déplacer rapidement orthogonalement à la paroi. Puis, une fois cet écart réalisé, il va dériver le long de la paroi, de façon relativement monotone (variations de la vitesse de dérive de l'ordre de quelques T_0). Mais on voit aussi une fréquence, se trouvant être la fréquence liée à la période de rotation, venir perturber le déplacement orthogonal à la paroi (et très peu, voire pas du tout, le déplacement le long de la paroi). Cette variation se distingue bien sur les trajectoires non filtrées de l'expérience Vortex1Paroi par exemple (Fig. 8.28), trajectoire reprise sur la figure 8.37. Cette fréquence d'oscillation sub-inertielle dans la propagation du tourbillon est intrigante, d'autant qu'elle modifie la position de son cœur. Nous savons que l'ajustement géostrophique d'un patch de PV positive s'accompagne d'ondes (Stegner [132]), mais avec des fréquences deux fois plus élevées, comme celles mesurées lors de l'expérience VortexIsolé.

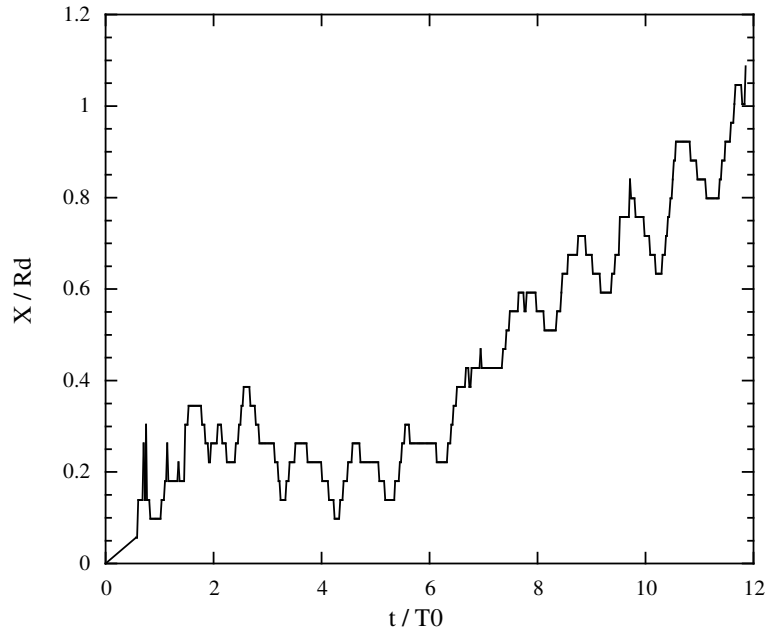


FIG. 8.37: Expérience Vortex1Paroi – Position orthogonale du tourbillon au cours du temps.

Dans un modèle couche-mince sans frontière (avec f ne changeant pas de signe), la rotation impose une fréquence de coupure à la relation de dispersion des ondes d'inertie-gravité, par rapport à celle dans un modèle sans rotation. Cela est schématisé sur le graphe de la figure 8.38. Cette fréquence en-dessous de laquelle aucune onde ne pourrait se développer, est la fréquence inertielle.

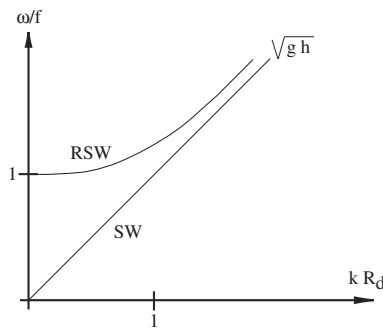


FIG. 8.38: Schéma représentant les relations de dispersion dans un modèle couche mince (*Shallow Water*) et couche mince en rotation (*Rotating Shallow Water*).

Mais une catégorie d'onde évanescence, les ondes de Kelvin, peuvent se développer lorsque l'écoulement est en présence d'un mur vertical (ou lorsque f s'annule, comme à l'équateur). La force de Coriolis ne joue plus de rôle dans l'établissement de la fréquence, mais sert uniquement à contre-balancer le champ de pression pour maintenir les particules de fluide le long de la paroi. L'onde de Kelvin a alors une relation de dispersion équivalente à celle du modèle couche-mince sans rotation, une structure évanescence quand on s'éloigne de la paroi (avec comme longueur caractéristique celle prenant en compte le paramètre de Coriolis, c'est à dire le rayon de déformation), et des mouvements uniquement parallèles à la frontière. De plus, la force de Coriolis maintenant l'onde contre la paroi, celle-ci ne peut alors se développer que dans une direction précise (avec le mur à droite dans l'hémisphère Nord). Un exemple de ce type d'onde est schématisé sur la figure 8.39. Reznik et Grimshaw [117] ont étudié l'ajustement géostrophique non-linéaire en présence d'un mur, avec une analyse asymptotique, avec $Ro \ll 1$. Les auteurs montrent l'existence d'une dynamique QG lente (temps caractéristique $1/f$), de laquelle se découple une dynamique rapide (temps caractéristique $1/Rof$). Cette composante rapide est principalement constituée d'ondes d'inertie-gravité linéaires, et d'ondes de Kelvin se propageant le long du mur.

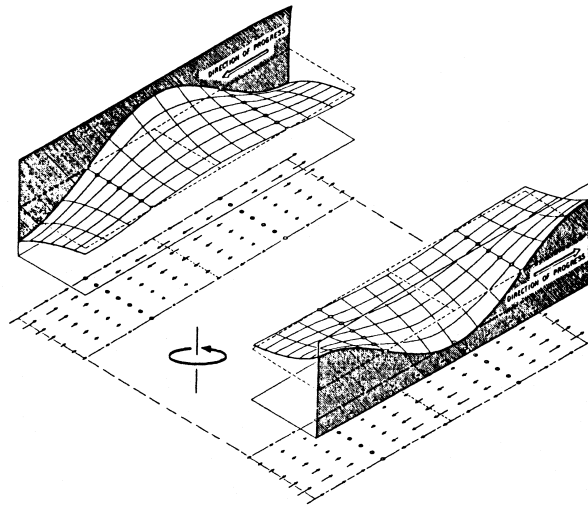


FIG. 8.39: Représentation d'une onde de Kelvin, le long de parois dans l'hémisphère nord (rotation dans le sens contraire des aiguilles).

Une onde avec une fréquence sub-inertielle est donc envisageable dans notre configuration expérimentale, où l'on force un anticyclone intense le long d'une paroi. Seulement, les variations observées sont des oscillations de la position du centre des tourbillons, perpendiculairement à la paroi. Or, les mouvements induits par une onde de kelvin devraient être parallèles à celle-ci (avec en plus une forte décroissance au-delà d'un rayon de déformation R_d). Mais nous avons montré, en traçant les profils de vitesse orthogonaux à la paroi, que l'effet miroir pouvait déplacer le centre correspondant au minimum de vitesse dans le cœur du tourbillon. L'onde de Kelvin, forcée le long de la paroi, ajoute une composante de vitesse parallèle à la paroi. Cette composante de vitesse, qui oscille à la fréquence de l'onde de Kelvin, modifie le maximum de vitesse du tourbillon près de la paroi. La contribution de vitesse due au tourbillon image de l'effet miroir, va alors déplacer légèrement le centre de la structure.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons mesuré les maxima de la vitesse parallèle à la paroi dans le tourbillon Vortex1Paroi, comme indiqué sur la figure 8.40. Les courbes obtenues sont représentées sur la figure 8.41, le long de la paroi (a) et de l'autre côté du tourbillon (b). Sur cette dernière courbe, durant les deux premières périodes de rotation, nous voyons le développement d'ondes inertielles ayant pour origine l'ajustement, dont nous avons déjà parlé auparavant, puis ces ondes s'atténuent petit à petit. Dans l'évolution temporelle de la vitesse près de la paroi,

les ondes inertielles sont très peu visibles, mais très vite une oscillation de l'ordre de grandeur de la fréquence de rotation se développe. On peut remarquer l'atténuation rapide de la vitesse, comme nous l'avons déjà observé auparavant, certainement en raison de l'éloignement progressif du tourbillon par rapport à la paroi.

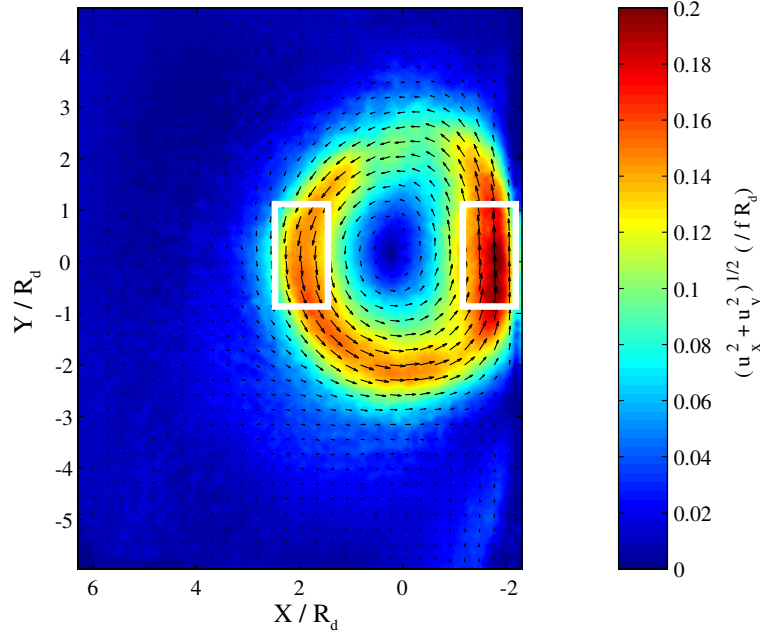


FIG. 8.40: Schéma du champ de vitesse de l'expérience Vortex1Paroi, après $2 T_0$, avec des rectangles signalant les endroits où l'on a mesuré les vitesses.

La meilleure façon d'établir la présence d'une onde de Kelvin le long de la paroi, serait de pouvoir observer sa propagation sinusoïdale (dans notre cas, avec la paroi à sa gauche), donc sur plusieurs longueurs d'onde, et de mesurer la décroissance exponentielle en s'éloignant de la paroi. Malheureusement, nous étions focalisés dans notre étude sur la dérive possible du tourbillon anticyclonique due à l'effet miroir, c'est-à-dire une propagation avec la paroi à droite. Nous ne filmions pas une zone suffisamment large de l'autre côté. Sur les champs présentés ici, les données sont de plus moyennées sur une période inertielle, ce qui peut diminuer beaucoup l'amplitude d'une onde sinusoïdale de période T_0 .

Ceci dit, l'hypothèse d'une onde de Kelvin se développant le long d'une côte, forcée par la présence d'un tourbillon de grande échelle, est tout à fait plausible. Une onde de Kelvin, qui est une onde non-dispersive se déplaçant à la vitesse $c = \sqrt{g^* h}$ caractéristique des ondes en couche mince, ne déplace pas de matière (comme toutes les ondes). Mais, pour de forts déplacements (amplitudes en hauteur non négligeables devant l'épaisseur de la couche par exemple) les non-linéarités peuvent entraîner une dérive de type Stokes, dans le sens de propagation de l'onde. Les effets généralement admis pour expliquer la dérive d'un tourbillon près d'une paroi, par exemple par Nof [103], ne tiennent pas compte de la possibilité d'une onde de Kelvin forcée par le tourbillon. Il serait intéressant d'estimer l'apport que pourrait entraîner ce type de non-linéarités sur la dynamique du tourbillon, que ce soit un ralentissement ou une accélération.

8.3.8 Conclusion

Cette partie nous a permis de caractériser l'ajustement et la dynamique d'un anticyclone intense en surface, en interaction avec la paroi. Nous avons mesuré les champs de vitesse et de vorticité horizontaux dans les deux couches, pour deux expériences, à une distance différente de la paroi. En particulier, nous avons montré que la structure cyclonique dans la couche du fond ne suivait pas la dérive de l'anticyclone de surface. Cette structure cyclonique reste quasi-

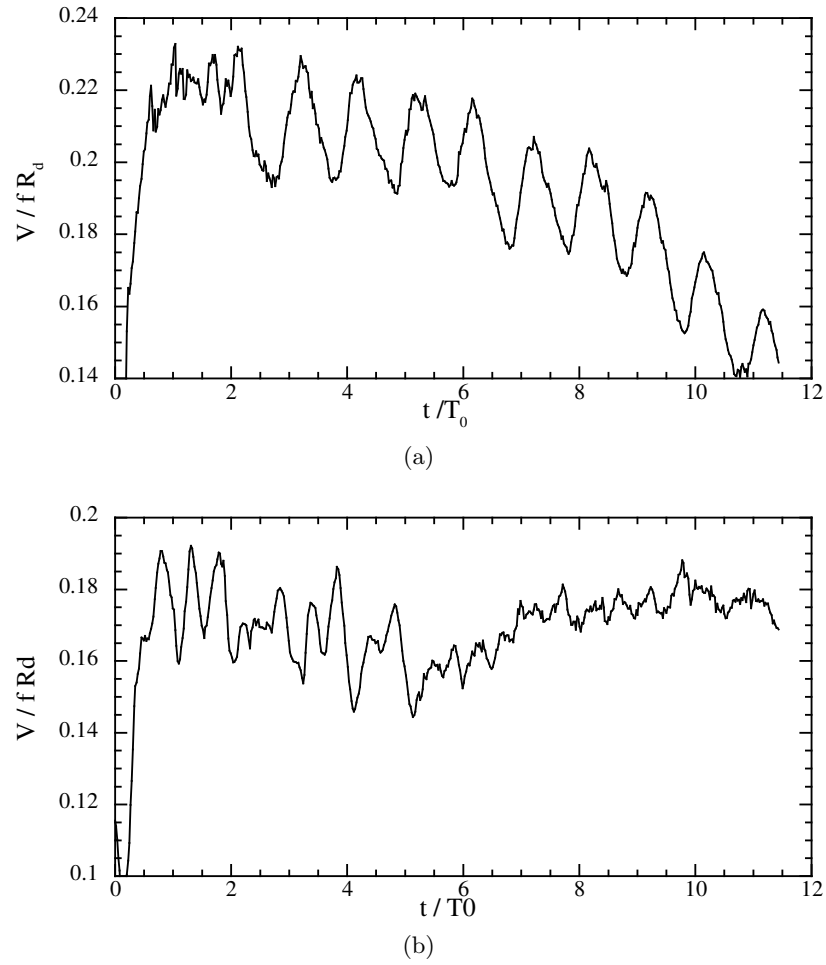


FIG. 8.41: Expérience Vortex1Paroi – Vitesses maximales (absolues) le long de la paroi mesurées à l'intérieur des rectangles de la figure 8.40 : (a) le long de la paroi (rectangle de droite) ; (b) de l'autre côté du coeur du tourbillon (rectangle de gauche).

immobile, plaquée contre la paroi, tandis que l'anticyclone dérive le long de la paroi, à une vitesse dépendant de la distance initiale à cette paroi. La dynamique de la couche profonde subit celle de la couche mince. Ainsi, l'anticyclone pourrait plaquer ce cyclone contre la paroi (dipôle barocline sous la forme d'un heton), et produirait une dépression anticyclonique à sa verticale, proportionnelle à la pente des déviations isopycnales.

D'autre part, l'ajustement initial et l'interaction de l'anticyclone avec la paroi produisent des ondes sous-inertielles. On peut supposer que ce sont des ondes de Kelvin, comme l'ont décrit plusieurs auteurs. Ces ondes, pour un tourbillon très intense, pourraient être non-linéaires, et perturber la dérive de l'anticyclone. Nous n'avons pu toutefois mesurer la structure horizontale de ces ondes, qui nous permettrait d'établir la décroissance exponentielle de l'onde en s'éloignant de la paroi.

8.4 Tourbillons en interaction avec une paroi et une pente topographique

Nous avons vu dans la section précédente l'influence de la paroi verticale sur la dynamique d'un tourbillon, et l'accélération de la dérive de ce tourbillon provoqué par l'effet miroir. Nous avons établi l'influence limitée de cette interaction lorsque la structure est éloignée du mur. La vitesse de dérive chute de 2.1 à 0.2 mm/s lorsque l'on passe de $L_P = 2.1$ à 3.8 valeurs du rayon de déformation R_d .

L'objectif de cette partie est de créer un tourbillon anticyclonique de surface, à une distance $L_P \sim 4$ typique de la distance séparant **LE** à la côte libyenne, au dessus d'une pente telle idéalisée.

8.4.1 Configuration expérimentale et paramètres

Le dispositif expérimental ne change pas fondamentalement de celui de la section 8.3 (Fig. 8.42). Nous plaçons une pente constante en Plexiglas le long d'une paroi de la cuve rectangulaire. La couche profonde est inchangée, la pente laisse passer l'eau (faire une pente étanche nous aurait obligé à la faire très solide étant donné la hauteur de la couche d'eau). Nous avons fixé la valeur de cette pente à 100 %, en faisant attention de ne pas intersecter l'interface entre les deux couches. Elle fait 16 cm : la base se trouve donc à 11.3 cm de la paroi. D'autre part, la nappe laser utilisée pour éclairer les particules dans la couche du fond, était rapprochée le plus possible de l'anomalie de densité initiale, pour ne pas être gêné par cette pente.

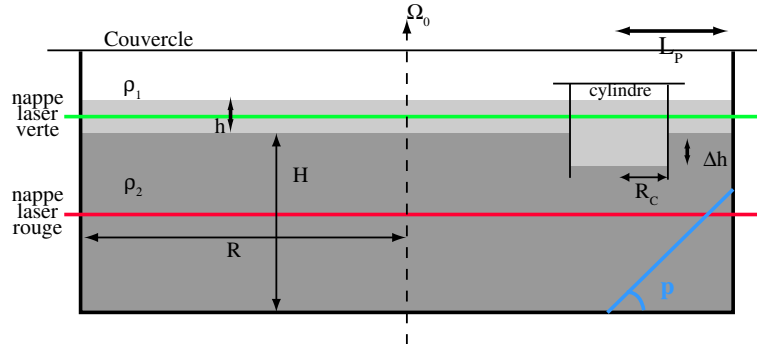


FIG. 8.42: Schéma expérimental dans la configuration anticyclone en interaction avec la paroi et avec une pente. La distance du tourbillon au bord de la cuve est mesurée par L_P , et l'inclinaison de la pente par p . Même représentation que pour la figure 8.1.

Plusieurs expériences ont été réalisées, mais toutes n'ont pas fonctionné de la même façon. Les expériences Vortex1Talus et Vortex2Talus, réalisées à deux distances de la paroi L_P différentes, nous ont permis de mesurer les champs de vitesse dans la couche de surface. Deux raisons principales nous ont empêché de mesurer simultanément la dynamique de la couche profonde. Premièrement, le laser vert (532 nm) commençait à donner de sérieux signes de fatigue, sur toute la durée d'une expérience (quelques heures). La puissance pouvait presque chuter de moitié entre le moment où l'on réglait les caméras et le moment où l'on réalisait l'expérience (de 40 mW à 25 mW). Du fait de sa faible puissance relative, lorsque le laser vert était utilisé dans la couche profonde, les données obtenues étaient difficilement exploitables. Avec l'utilisation de filtres diminuant sensiblement l'intensité lumineuse reçue par le capteur, et comme pour les expériences Vortex1Talus et Vortex2Talus le laser vert était utilisé pour la couche du bas, nous n'avons pu mesurer la dynamique de ces couches. D'autres part, nous avons eu régulièrement des problèmes avec la concentration des particules Vestosint dans la couche du fond, et particulièrement au-dessus de la pente (recirculation importante au-dessus de la pente pendant la mise en rotation ?).

Nous avons réalisé des expériences complémentaires, en échangeant les lasers. Nous avons pu ainsi mesurer la dynamique dans la couche du fond. Nous pouvions de plus mesurer qualitativement le déplacement de l'anticyclone de surface, en réalisant des moyennes temporelles sur les champs de particules dans la couche supérieure. Ce sont les expériences Vortex3Talus et Vortex4Talus.

Exp.	Traject. Anticycl.	PIV couche haut	PIV couche bas
Vortex1Talus	✓	✓	Non
Vortex2Talus	✓	✓	Non
Vortex3Talus	✓	Non	✓
Vortex4Talus	✓	Non	✓

En tout, nous avons réalisé 8 expériences, qui ont plus ou moins fonctionné. Nous en présentons 4. Leurs paramètres sont regroupés dans la table 8.8. Vortex1Talus, Vortex3Talus, et Vortex4Talus correspondent à un anticyclone créé sur la base de la pente, pour se rapprocher du cas réel de **LE**. L'expérience Vortex2Talus est réalisée très près de la paroi, à une distance comparable à celle des expériences Vortex1Paroi et Vortex2Paroi ($L_P \sim 2 - 2.5 R_d$).

	h	H	$\delta = h/H$	Δh	$\lambda = \Delta h/h$	R_C	L_P	L_P/R_d
Exp.	(cm)	(cm)		(cm)		(cm)	(cm)	
Vortex1Talus	2.0	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	11.1	3.8
Vortex2Talus	1.5	12.7	0.12	1.5	1.0	5.25	7.6	2.9
Vortex3Talus	2.0	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	11.1	3.8
Vortex4Talus	2.0	11.5	0.17	1.15	0.61	5.25	11.1	3.8

(a)

Exp.	Ω_0 (tr/min)	f (rad/sec)	ρ_1 (g/L)	ρ_2 (g/L)	$\Delta\rho/\rho_0$ (‰)	R_d (cm)	Bu
Vortex1Talus	6.3	1.319	1015.5	1023	7.3	2.9	0.31
Vortex2Talus	5.3	1.11	1016.0	1021.5	5.4	2.6	0.25
Vortex3Talus	6.3	1.319	1015.5	1023	7.3	2.9	0.31
Vortex4Talus	6.3	1.319	1015.5	1023	7.3	2.9	0.31

(b)

TAB. 8.8: VortexTalus – Nombres et paramètres caractéristiques des 4 expériences : (a) longueurs et paramètres géométriques ; (b) stratification, rotation et nombres sans dimension. Pour toutes ces expériences, le rapport entre la valeur de la pente topographique et la pente des déviations de l'interface est d'environ $T_P \sim 10$.

8.4.2 Tourbillon à la base de la pente

Dérive de l'anticyclone de surface

Les résultats rassemblés dans cette section sont comparés à ceux concernant l'expérience Vortex4Paroi, réalisée à la même distance de la paroi L_P , mais sans pente. Cela correspond à la modélisation idéalisée de LE. Comme pour les expériences sans pente, nous avons mesuré les profils de vitesse orthogonalement à la paroi. Les moyennes temporelles sont réalisées de la même façon (sur une période inertielle). Le profil de vitesse de l'anticyclone de l'expérience Vortex1Talus est comparé à celui obtenu pour l'expérience Vortex4Paroi (Fig. 8.43), au temps $4T_0$. On constate que ces profils de vitesse selon l'axe x sont similaires. La position du centre (sur l'axe des x) se trouve quasiment au même endroit (proche de $x = 0$), les maxima de vitesse

sont proches (entre 0.13 et 0.15 fR_d , un peu plus élevés pour l'expérience Vortex1Talus). La vitesse induite par l'effet miroir doit donc être équivalente, à quelques pourcents près, pour les deux expériences, avec et sans talus.

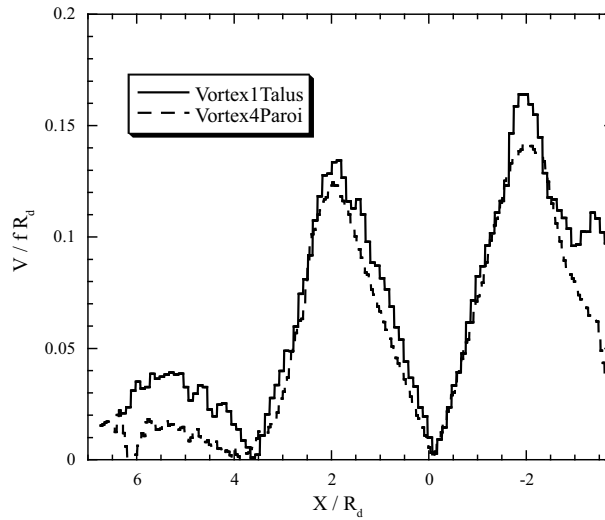


FIG. 8.43: Expérience Vortex1Talus – Profil de vitesse orthogonal à la paroi, comparé avec le profil de vitesse de l'expérience Vortex4Paroi (sans pente), obtenu au même temps ($4T_0$).

Les mesures de champs de vitesse de l'écoulement dans la couche du haut, concernant l'expérience Vortex1Talus, sont représentées sur la figure 8.44, à droite. La base de la pente est représentée en traits hachés, l'origine de l'axe orthogonal à la paroi est situé sur cette base, puisque le centre initial du cylindre est à sa verticale. De la même façon que pour les profils de vitesse, nous les comparons aux champs de vitesse de l'expérience Vortex4Paroi, aux mêmes temps (Fig. 8.44, à gauche). Alors que les profils de vitesse sont similaires entre ces deux expériences, la dérive du tourbillon au-dessus de la pente semble nettement plus rapide. $20 T_0$ après le début de l'ajustement, l'anticyclone Vortex4Paroi a parcouru entre 1 et 2 rayons de déformation R_d , alors que l'anticyclone Vortex1Talus en est à $3 R_d$.

Afin de connaître plus précisément la vitesse de dérive d'un tel anticyclone au-dessus de la pente, nous mesurons la position de son cœur, comme nous l'avons fait pour les expériences sans pente. Les trajectoires de l'anticyclone de l'expérience Vortex1Talus, selon x et y , sont représentées sur la figure 8.45. Nous retrouvons la valeur élevée (par rapport à celle de l'expérience Vortex4Paroi) de la dérive au-dessus de la pente. Le tourbillon a parcouru 3 rayons de déformation R_d en 25 périodes de rotation T_0 . Nous rappelons que dans le même temps, le tourbillon de l'expérience Vortex4Paroi a parcouru $2 R_d$ (Fig. 8.31, p. 159). D'autre part, la dérive orthogonale à la paroi (selon y) semble plus élevée aussi concernant le tourbillon Vortex1Talus ($1 R_d$ contre $0.5 R_d$ pour Vortex4Paroi).

Nous pouvons rajouter aux courbes de trajectoires de l'expérience Vortex1Talus, les points qualitatifs mesurés sur les anticyclones des expériences Vortex3Talus et Vortex4Talus (Fig. 8.46). Malgré quelques fluctuations, et le peu de mesures concernant les expériences Vortex3,4Talus, les 3 dérives peuvent être approchées par une droite linéaire commune, pour les 10 premières périodes de rotation. Cela correspond à une vitesse de dérive d'environ $V_d \simeq 0.15 R_d / T_0 \simeq 4.3 \text{ mm} / T_0$, c'est à dire deux fois l'ordre de grandeur de la vitesse de dérive du tourbillon créé au même endroit sur un fond plat (expérience Vortex4Paroi). Nous avons tracé sur la figure 8.47, les trajectoires des deux expériences avec et sans pente Vortex1Talus et Vortex4Paroi, sur le plan $x - y$.

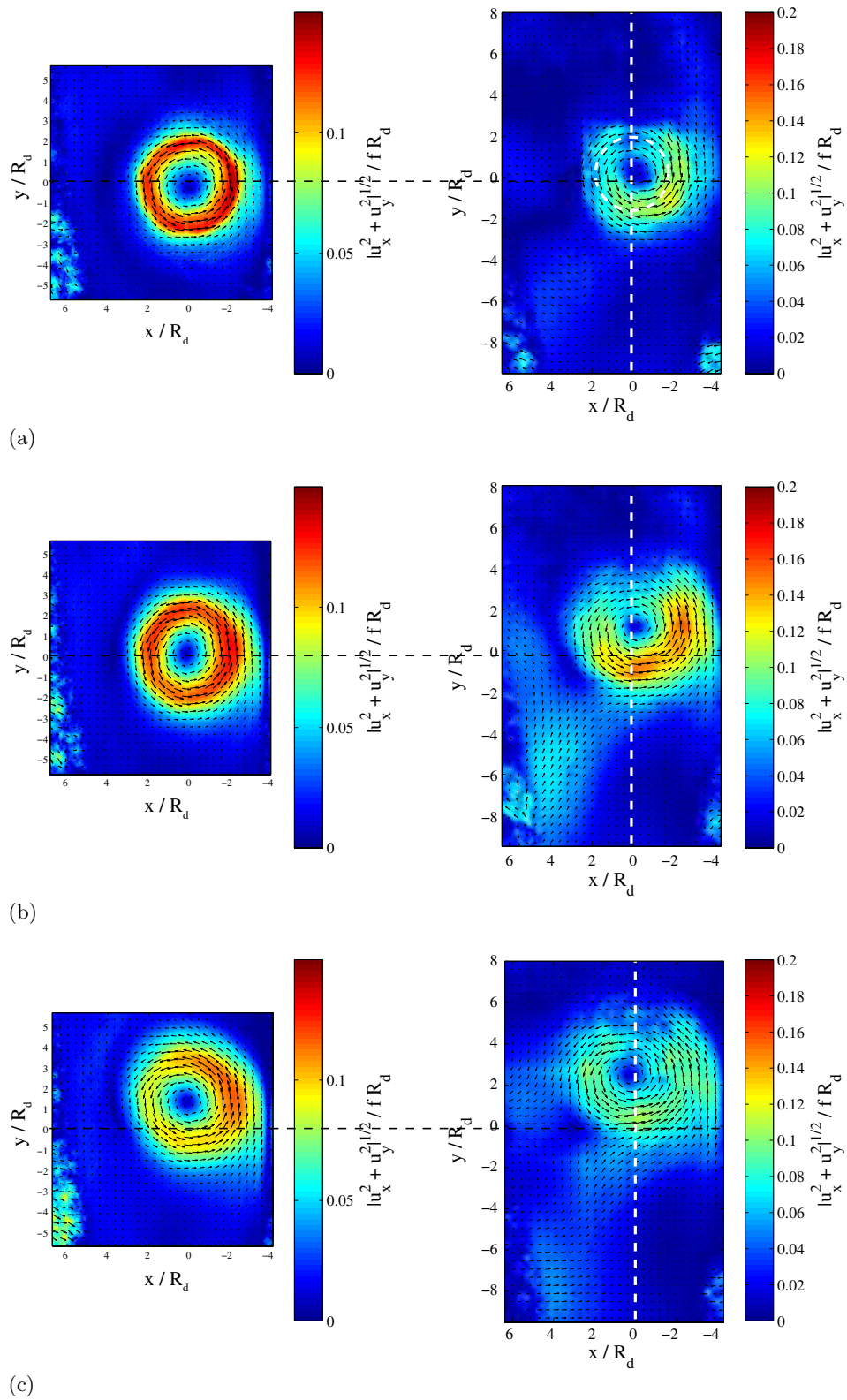


FIG. 8.44: Expérience Vortex1Talus – Comparaison des champs de vitesse avec ceux de Vortex4Paroi (à gauche), pour les mêmes temps : (a) au temps $2T_0$, (b) au temps $8T_0$, (c) au temps $20T_0$; une droite repère la position $y = 0$, pour visualiser le déplacement (les codes couleurs ne sont pas étalés sur la même échelle).

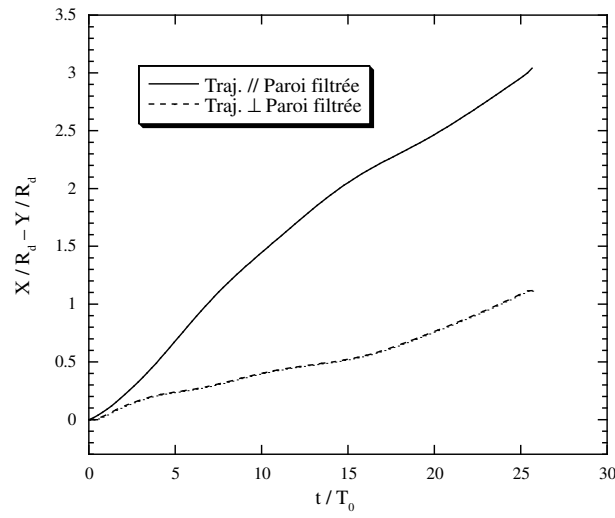


FIG. 8.45: Expérience Vortex1Talus – Trajectoires filtrées, parallèle et orthogonale à la paroi.

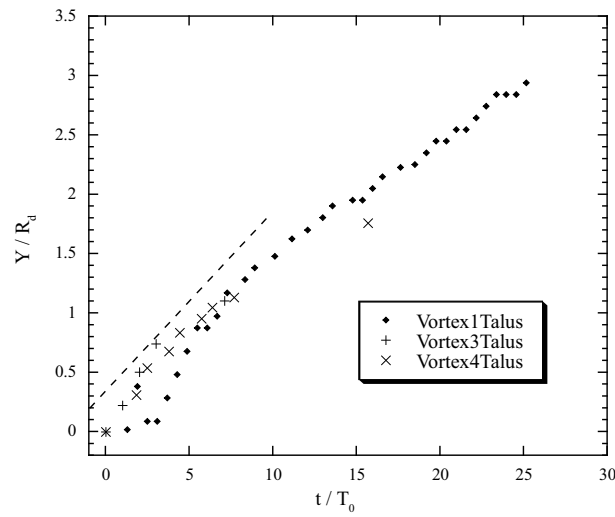


FIG. 8.46: Expériences Vortex1,3,4Talus – Trajectoires longitudinales (parallèles à la paroi et à la base de la pente) pour l'anticyclone de surface de ces trois expériences ; seuls 10% des points de la trajectoire de Vortex1Talus sont représentés. Une droite linéaire en traits tirés est tracée, pour les 10 premières périodes (un peu à l'écart des points expérimentaux pour une question de visibilité).

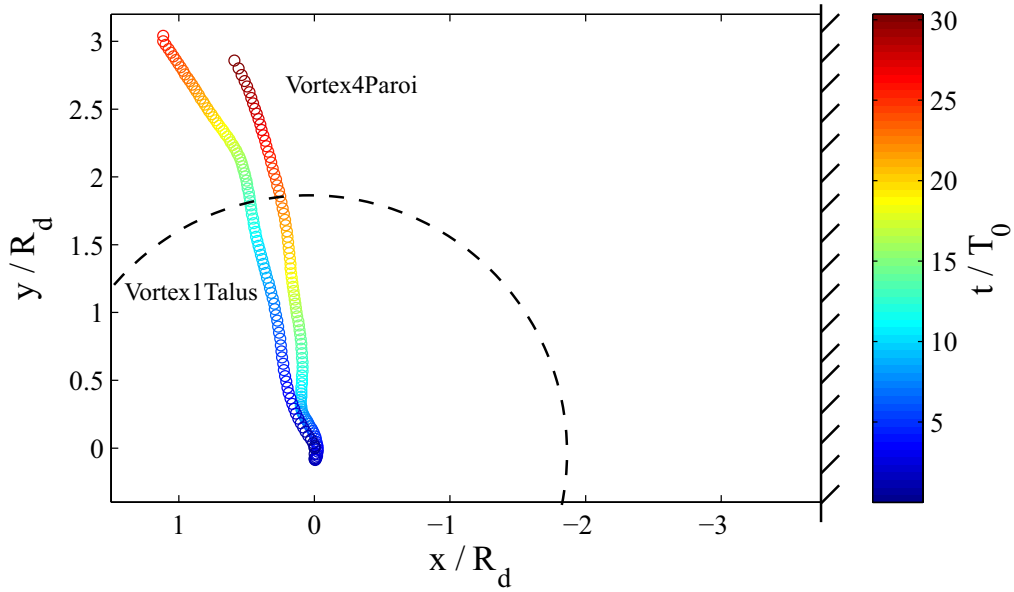


FIG. 8.47: Expériences Vortex1Talus et Vortex4Paroi – Comparaison des trajectoires au cours du temps, dans le plan x, y . Le cylindre est représenté en noir, et la paroi est à $x/R_d = 3.8$.

Dynamique dans la couche du fond

Nous venons de montrer l'écart entre la vitesse de dérive d'un tourbillon anticyclonique de surface sur un fond plat et au-dessus d'une pente abrupte. Cette vitesse est quasiment multipliée par deux lorsqu'une pente se trouve dans la couche profonde. Les profils de vitesse relevés ne montrent pas de différence majeure entre les deux expériences comparées.

Nous pouvons supposer que la dynamique de la couche profonde joue un rôle important sur la dérive de l'anticyclone de surface, et que son interaction avec la couche supérieure introduit une vitesse de dérive supplémentaire. Pour étudier cela, nous avons donc mesuré par PIV l'écoulement dans la couche profonde. Ces expériences correspondent à Vortex3Talus et Vortex4Talus. Comme nous l'avons dit, la position de la nappe laser est certainement importante. Nous avons décidé de la placer le plus près de l'interface, sans couper le patch de densité, afin d'avoir le plus de surface éclairée (en étant le moins gêné par la pente). Dans la couche du fond, la présence de la pente va modifier l'écoulement, essentiellement bidimensionnel (sauf tout au fond de la cuve à cause de la couche d'Ekman). La conservation de la vorticité potentielle, associée à une variation brusque de la hauteur de la couche fluide (pente de 100 %, donc variation de pratiquement 2 rayons de déformation entre le centre du cylindre et son extrémité vers la paroi, Fig. 8.48), doit entraîner une variation brusque de la vorticité. Avec les paramètres des expériences Vortex1,3,4Talus, la valeur de la hauteur de fluide H_1 sous le cylindre, près de la paroi, est d'environ $H_1 \simeq 4 \text{ cm} \sim (H - \Delta h)/2$.

Nous présentons ici les champs de vitesse de l'expérience Vortex3Talus. Nous avons réalisé deux types d'acquisition vidéo : la première en utilisant une caméra numérique moyenne résolution, à une fréquence d'acquisition d'environ 15 images par seconde, et la deuxième avec la caméra haute résolution, à une fréquence d'acquisition d'environ 8 images par seconde. Les champs moyenne résolution sont zoomés sur le cylindre (surface d'environ 70 cm^2), et permettent de capturer les mouvements rapides du début de l'ajustement. Les champs haute résolution s'étendent

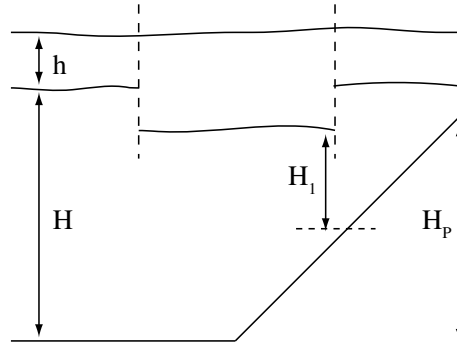


FIG. 8.48: Schéma de la position du cylindre au-dessus de la pente, dans le cas des expériences Vortex1,3,4Talus.

quant à eux sur une surface plus grande (650 cm^2), et vont plutôt décrire l'écoulement lent de la couche du fond.

La dynamique des premiers instants de l'ajustement est complexe. Trois champs de vitesse et de vorticité, obtenus avec la caméra moyenne résolution, sont représentés sur la figure 8.49. Ils sont mesurés pour les temps T_0 , $T_0 + T_f/2$, et $T_0 + T_f$, et moyennés sur 15 images (environ 1 seconde) pour voir la dynamique rapide. Un jet assez intense (avec des vitesses maximales proches de $0.1 f R_d$) s'installe en haut de la pente, dès la première oscillation lors de l'ajustement. Ce jet va perdurer assez longtemps (2 ou 3 T_0), et va certainement évacuer une énergie importante du cyclone de la zone de l'anticyclone de surface. D'autre part, la base de la pente semble "couper" en deux la structure qui s'ajuste. Deux structures de signe opposé se forment, et oscillent à la fréquence inertielle : une structure anticyclonique sur le début de la pente, et une cyclonique sur le fond plat. Celle-ci va perdurer, comme le montrent les champs de la figure 8.50, recueillis à 5 T_0 . Ce cyclone est en tout cas beaucoup plus petit que le cyclone obtenu dans la couche du fond sur un fond plat lors de l'ajustement de Vortex4Paroi.

La figure montre deux champs de vitesse et de vorticité, obtenus avec la caméra haute résolution, pour des temps T_0 et 5 T_0 . Nous retrouvons le même type d'écoulement pour les champs à T_0 , que ceux obtenus avec la caméra moyenne résolution. Un jet assez intense se développe au-dessus de la pente, pendant qu'une petite structure cyclonique se forme sur le fond plat. Les champs obtenus à 5 T_0 , montrent tout d'abord la faiblesse des mouvements dans cette couche, déjà dissipés par circulation d'Ekman. Le petit tourbillon cyclonique est toujours présent, et semble se déplacer le long de la base de la pente, vers les y positifs. Cette dérive peut être grossièrement estimée à 0.5 $R_d/5 T_0$, autrement dit un ordre de grandeur proche de la dérive de l'anticyclone mesurée précédemment. D'autre part, une circulation anticyclonique globale semble se mettre en place, à la fois au-dessus de la pente, et sur le fond plat. Cela n'est pas très clair, et ne peut suffire à expliquer le doublement de dérive. Un anticyclone dans la couche du fond, avec un centre de rotation un peu plus au large que la base de la pente, pourrait induire un vitesse supplémentaire au tourbillon de surface, en formant un heton. Mais nous ne pouvons distinguer précisément cet anticyclone, s'il existe.

On peut remarquer les valeurs aberrantes de la vitesse en haut de la pente. Il s'agit en fait d'erreurs de calculs PIV, à des endroits très lumineux puisque la nappe laser traverse la pente en Plexiglas.

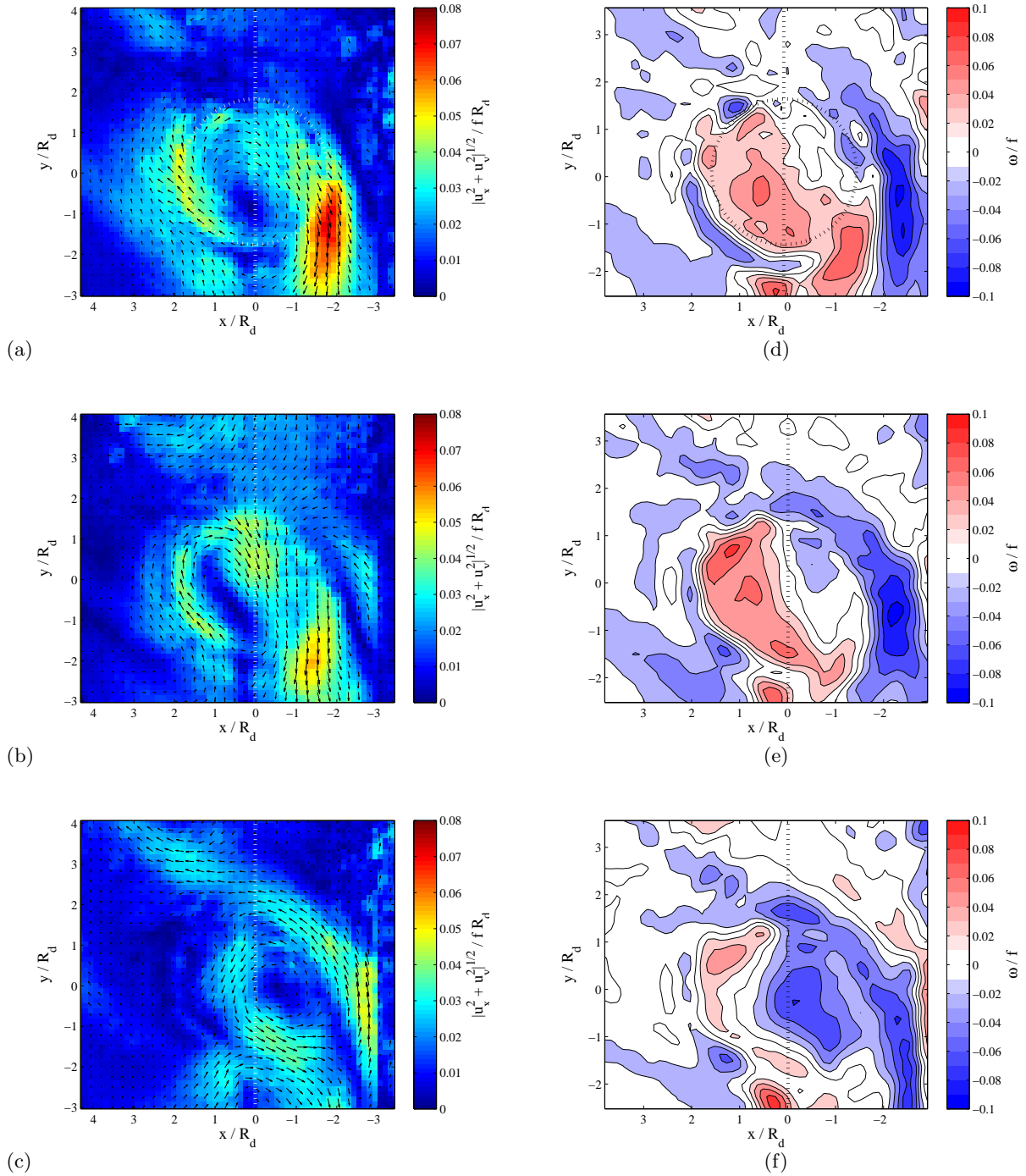


FIG. 8.49: Expérience Vortex3Talus – Champs de vitesse et de vorticité "zoomés" pour la couche du fond, juste après avoir soulevé le cylindre; (a) et (d) : T_0 après le début de l'ajustement, (b) et (e) :   $T_0 + 0.5T_f$, (c) et (f) :   $T_0 + T_f$. La base de la pente est représentée en traits hachés (traverse le cylindre de haut en bas), et la paroi est toujours sur la droite (  une distance d'environ $3.8 R_d$ du centre du cylindre). Les champs de vitesse sont moyennés sur 15 images.

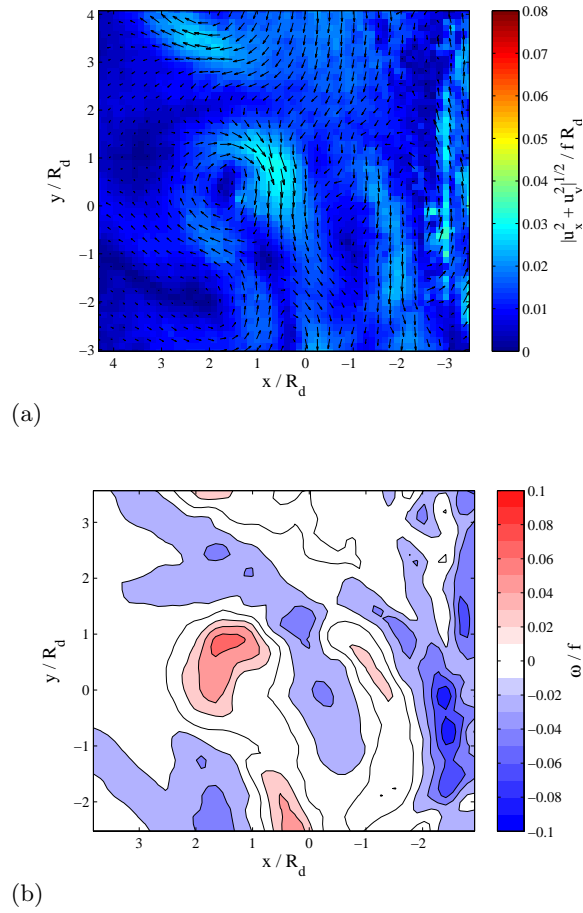


FIG. 8.50: Expérience Vortex3Talus – Mêmes champs "zoomés" que la figure 8.49, $5 T_0$ après le début de l'ajustement.

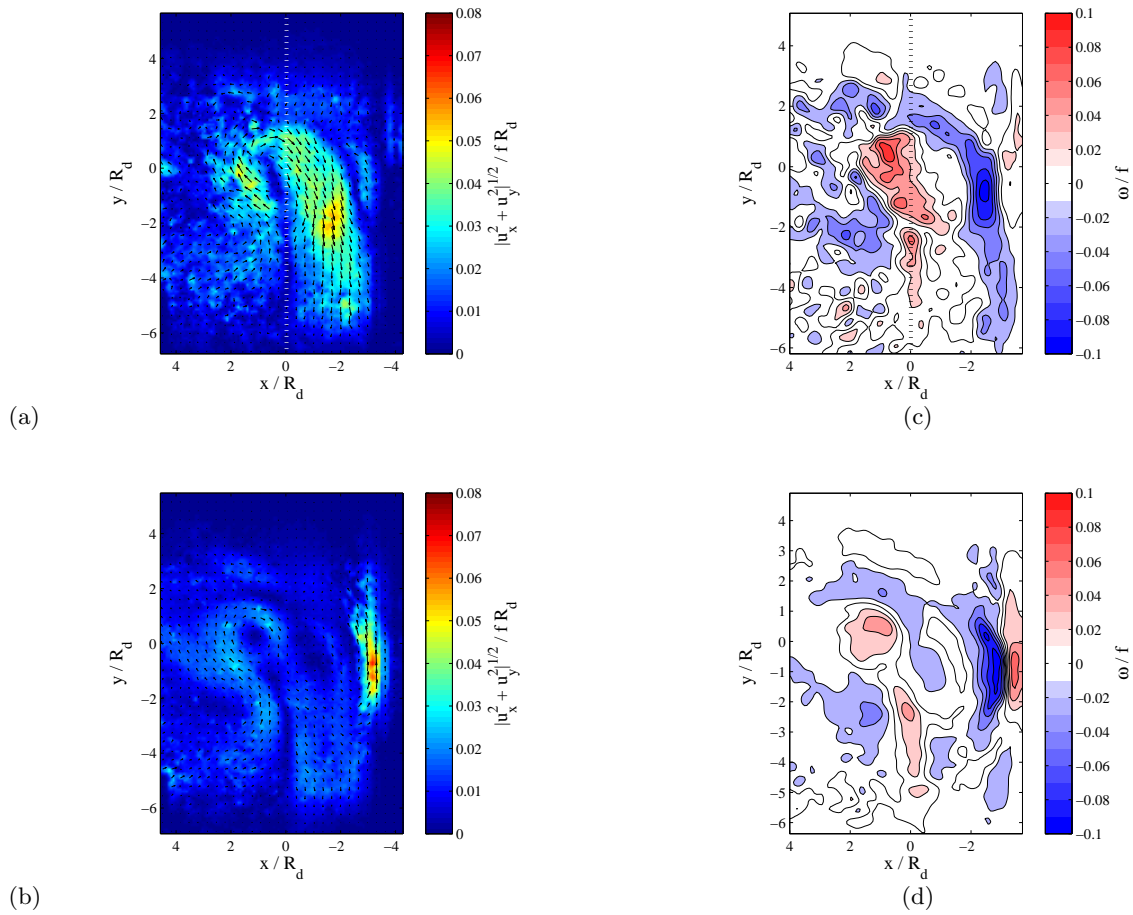


FIG. 8.51: Expérience Vortex3Talus – Champs de vitesse et de vorticité "larges" pour la couche du fond, juste après avoir soulevé le cylindre; (a) et (d) : T_0 après le début de l'ajustement, (b) et (e) :   $5T_0$. La base de la pente est représentée en traits hachés (traverse le cylindre de haut en bas), et la paroi est toujours sur la droite (  une distance d'environ $3.8 R_d$ du centre du cylindre). Les champs de vitesse sont moyennés sur une période intertielle.

8.4.3 Tourbillon très près de la paroi

Nous présentons dans cette section une expérience réalisée très près de la paroi. Dans cette expérience, Vortex2Talus, la distance initiale du centre du cylindre à la paroi est de $L_P = 7.6 \text{ cm} = 2.9 R_d$. Autrement dit, le tourbillon anticyclonique est créé à peu près à la même distance de la paroi que les tourbillons des expériences Vortex2,3Paroi. Les paramètres de cette expérience ont été donnés dans la table 8.8. Il faut noter que le rapport entre la hauteur de l'anomalie et la hauteur de la couche supérieure est plus élevé que pour les expériences précédentes : $\lambda \simeq 1$ ici, contre $\lambda \simeq 0.6$ généralement pour les autres expériences.

Dans cette configuration, comme schématisée sur la figure 8.52, le patch de densité se trouve très près de la pente. La hauteur H_1 est encore relativement élevée ($H_1 \simeq 5 \text{ cm}$). Par contre, près de la paroi, nous avons $H_2 \simeq 1 \text{ cm}$. Localement, à cette position sur la pente, le cyclone dans la couche du fond devrait être plus intense que l'anticyclone de la couche de surface !

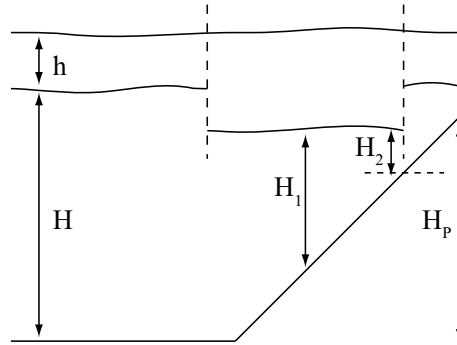


FIG. 8.52: Schéma de la position du cylindre au-dessus de la pente, dans le cas de l'expérience Vortex2Talus.

Les champs de vitesse à différents instants, concernant l'anticyclone dans la couche supérieure, sont regroupés sur la figure 8.53. L'influence de la pente dans ce cas-ci est flagrant, quand on compare ces champs à ceux des expériences Vortex2,3Paroi. Le tourbillon dérive légèrement le long de la paroi, mais est surtout attiré vers la base de la pente, jusqu'à s'y arrêter ($24 T_0$). La dynamique créée lors de l'ajustement dans la couche du fond, joue certainement un grand rôle, surtout si la structure est aussi intense que le tourbillon en surface. D'autre part, on peut remarquer que le tourbillon, arrivé à la base de la pente à $24 T_0$ environ, autrement dit à la même position que les tourbillons des expériences Vortex1,3,4Talus, ne dérive quasiment plus. Son intensité a très fortement diminué, la vitesse induite par l'effet miroir est alors très faible, et ne suffit plus à initier la dérive.

Sur la figure 8.54 sont représentées les trajectoires des expériences Vortex2Talus et Vortex3Paroi, les plus proches l'une de l'autre. La différence de trajectoire est nette : celle de Vortex3Paroi suit la paroi en s'écartant légèrement, alors que celle de Vortex2Talus dévie rapidement pour "descendre" la pente.

8.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons créé et mesuré des anticyclones de surface, en interaction ou non avec la topographie. Tout d'abord, la dynamique d'un tourbillon isolé a été analysée (VortexIsolé). Nous avons caractérisé son état ajusté, et la décroissance dans les deux couches. Un tel tourbillon a ensuite été créé près d'une paroi, pour mesurer l'effet miroir et la dérive induite. Nous avons vu que l'effet miroir pouvait expliquer l'ordre de grandeur de la vitesse dans le tourbillon, mais ne suffisait pas. La déformation du tourbillon joue certainement un rôle important, et n'est pas pris en compte dans ce modèle simplifié.

Enfin, nous avons réalisé des expériences en présence d'une topographie simple, formée d'une

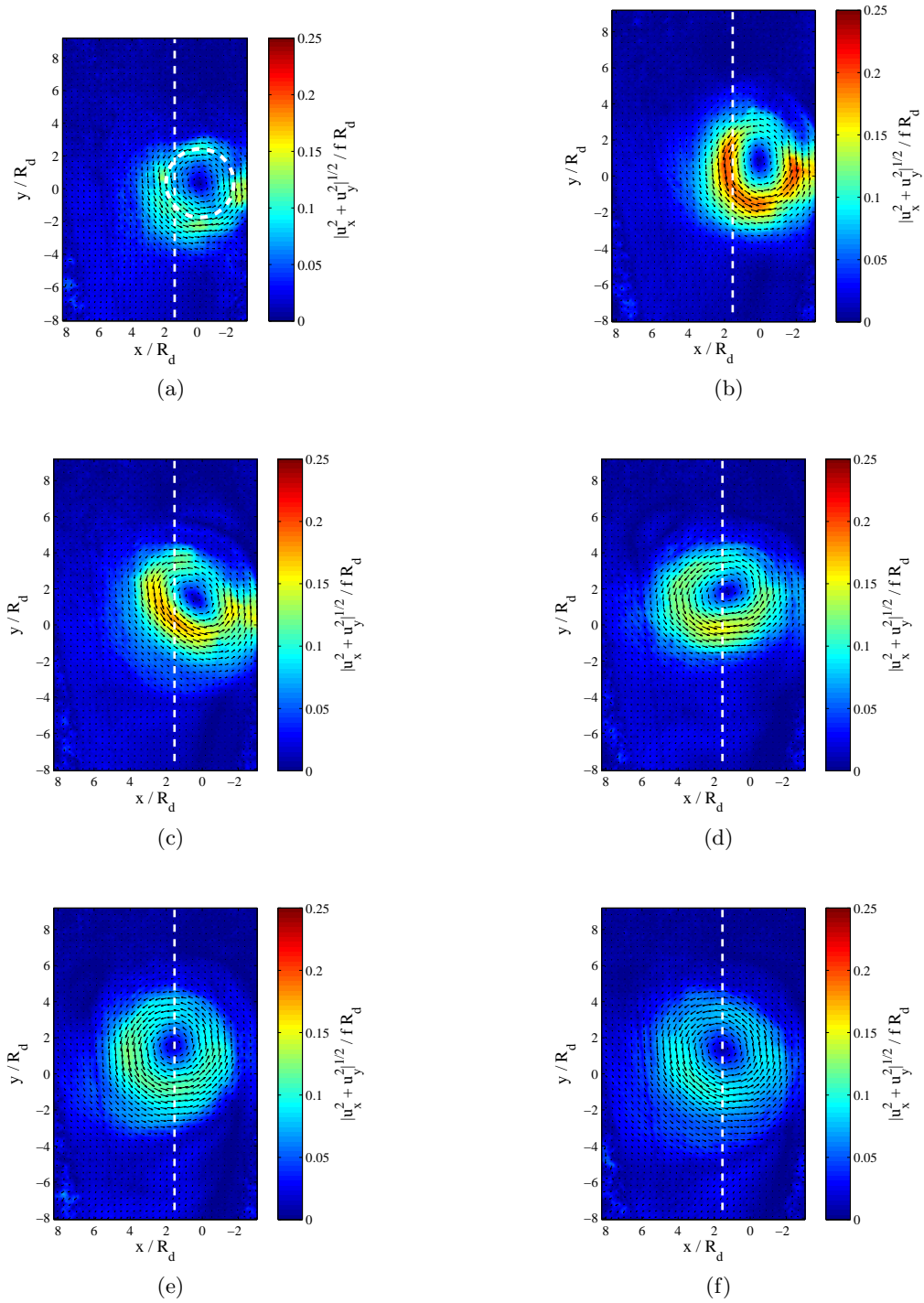


FIG. 8.53: Expérience Vortex2Talus – Champs de vitesse dans la couche du haut, moyennés sur une période inertielle, et comparés à fR_d , pour les temps : (a) T_0 , (b) $4T_0$, (c) $8T_0$, (d) $16T_0$, (e) $24T_0$, (f) $32T_0$. La base de la pente est représentée par la droite blanche.

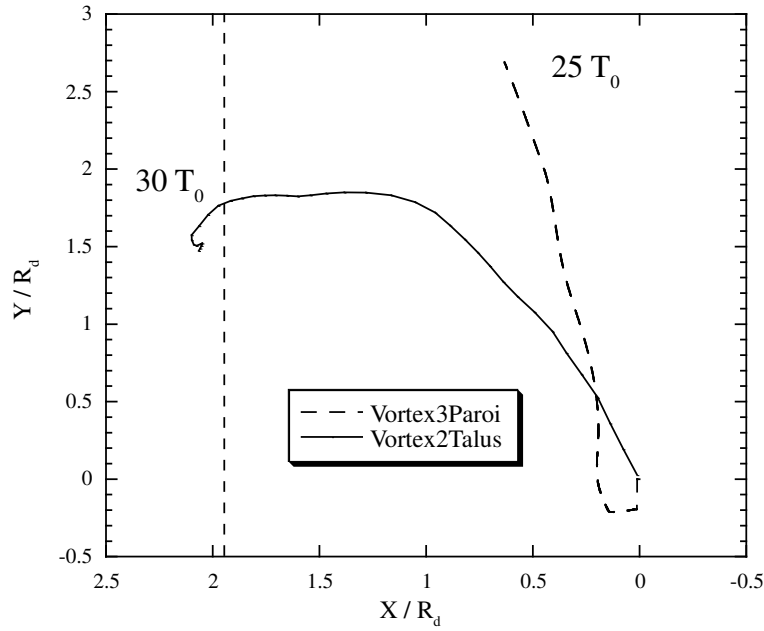


FIG. 8.54: Trajectoire de l'anticyclone de surface de l'expérience Vortex2Talus comparée avec celle de l'expérience Vortex3Paroi (sans talus). Les positions de la paroi sont très légèrement différentes pour les deux expériences.

pente constante. En premier lieu, nous voulions créer un tourbillon situé dans la même position que le **LE**, par rapport à la côte et au talus. Nous avons mesuré une augmentation conséquente de la vitesse de dérive dans ce cas, par rapport à l'expérience sans talus. L'écoulement de la couche du fond semble responsable de cette accélération, mais n'est pas compris encore. Nous rassemblons dans la table 8.9 les caractéristiques de ces deux expériences, et celles du **LE**. Nous pouvons constater que les vitesses de dérive en présence de la topographie dans la couche du fond sont du même ordre de grandeur.

	Ro	Bu	L_P/R_d	$T_P = \frac{p}{\alpha}$	$\frac{V_d}{fR_d}$
LE	$\simeq 0.15$	0.18	$\simeq 3.8$	~ 10	~ 0.015
Vortex4Paroi	$\simeq 0.16$	0.29	$\simeq 3.8$	0	~ 0.006
Vortex1Talus	$\simeq 0.15$	0.31	$\simeq 3.9$	~ 10	~ 0.012

TAB. 8.9: Comparaison entre valeurs des principaux paramètres et de la vitesse de dérive pour **LE**, pour l'expérience Vortex4Paroi, et pour l'expérience Vortex1Talus.

D'autre part, une autre expérience, réalisée avec le talus et très près de la paroi, a permis de constater une influence encore plus forte de la pente. Le tourbillon est, dès sa création, dévié de sa trajectoire qu'il aurait eu sans pente, et "dévale" celle-ci jusqu'à son arrivée à la base de la pente.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit deux études expérimentales d'écoulements géophysiques. Ces deux études ont abordé des processus dynamiques qui influent sur le transport côte-large ou le mélange vertical des couches océaniques de surface. La première problématique consistait à l'étude des instabilités 3D pouvant se développer dans un sillage océanique en couche mince. Ces perturbations peuvent être source de mélange vertical important. La deuxième problématique portait sur l'interaction d'un anticyclone de surface, avec une côte ou un talus de pente importante. Cette interaction influe sur les trajectoires des structures méso-échelles, et donc sur le transport horizontal le long des côtes.

Instabilités dans les sillages en couche mince

Nous avons mesuré les instabilités 3D dans les sillages océaniques de petite échelles ($L \lesssim R_d$), dans une configuration couche-mince. Pour cela, nous avons mené deux séries d'expériences sur la plate-forme CORIOLIS, dans un dispositif à deux couches. Ces expériences sont en particulier caractérisées par un rapport d'aspect petit : $\alpha = h/L \simeq 0.1$. Les premières expériences, visualisations qualitatives avec un traceur passif, ont permis d'établir les différents régimes, en fonction des deux nombres de Rossby Ro et de Reynolds Re (Fig. 9.1). Les petites perturbations 3D ne sont présentes que dans les zones anticycloniques, pour un nombre de Rossby global supérieur à un nombre de Rossby critique $Ro > Ro_c \sim 0.8$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re \geq 15000$), les anticyclones sont fortement étirés et se séparent parfois.

La deuxième série d'expériences nous a permis de mesurer les champs de vitesse horizontaux, à l'aide de mesures PIV. Ces mesures ont confirmé des valeurs de vorticité absolue $\zeta + f$ négatives dans les anticyclones, et pendant plusieurs périodes de rotation T_0 , lorsque le nombre de Rossby global devient plus grand que $Ro > 0.8$. De plus, nous avons calculé pour un tel régime, le critère d'instabilité Φ_{LC} établi par Leblanc et Cambon [85]. Ce critère général non-visqueux, basé sur la théorie WKB, prédit les taux de croissance des instabilités inertielles, centrifuges, et elliptiques. Il est bien adapté à la prédiction des taux de croissance petits, dans une configuration couche-mince. Nous trouvons des valeurs négatives de Φ dans des régions de vorticité anticyclonique, et en particulier dans la zone de cisaillement le long du cylindre (Fig. 9.2). Les petites perturbations 3D apparaissent donc déjà avant la création du tourbillon anticyclonique, constat en bon accord avec les visualisations avec un traceur passif.

Le mélange vertical est lié aux instabilités 3D, présentes dans les zones de cisaillement et du tourbillon anticycloniques. Nous avons montré que ces instabilités sont absentes des cyclones ou des zones cycloniques, dans cette gamme de paramètre (nombre de Rossby global $Ro > 0.8$, et nombre de Burger $Bu > 1$). Par contre, nous pouvons prévoir de forts mélanges verticaux dès la zone de cisaillement anticyclonique, même si nous n'avons pas fait de mesure verticale dans l'écoulement.

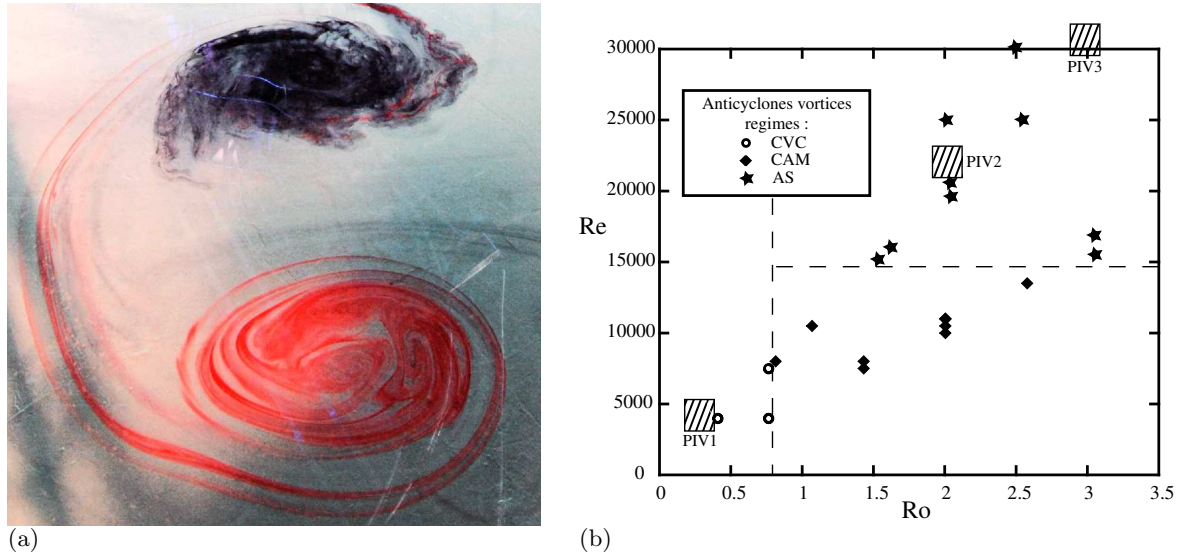


FIG. 9.1: Instabilités 3D dans les sillages océaniques couche-mince : (a) perturbations visibles dans les visualisations avec un traceur passif ($Ro \simeq 1$, $Re \simeq 10000$, $Bu \simeq 6.5$) ; (b) diagramme de régime ($Ro - Re$) pour les anticyclones.

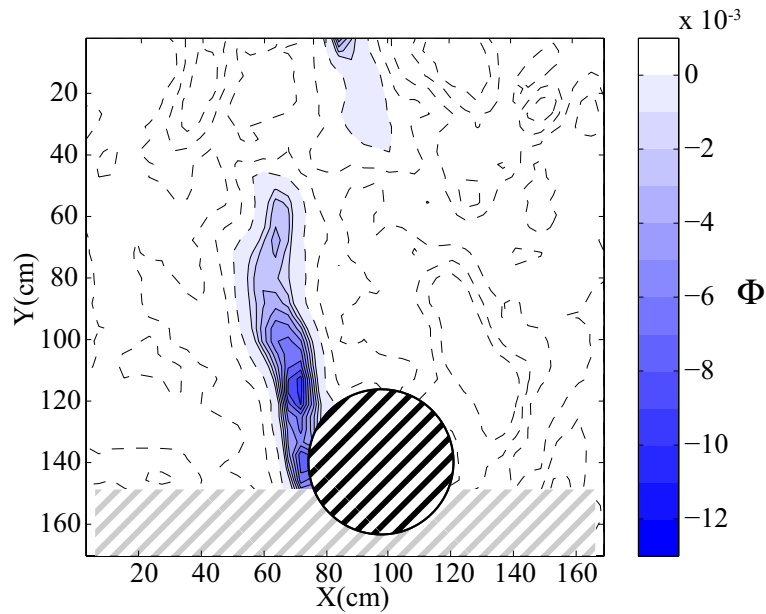


FIG. 9.2: Représentation du critère $T_0 \Phi_{LC}^{0.5}$ dans le sillage du cylindre, pour $Ro = 2$, $Re = 20000$, $Bu = 6.5$.

Dynamique d'un tourbillon en interaction avec la topographie

La deuxième problématique envisagée dans ce manuscrit concerne les interactions entre un tourbillon méso-échelle de surface, et la côte ou le talus présent dans la couche profonde. Cette étude a été initiée notamment par les observations de la campagne EGYPT-1. Les traitements de données *in situ* ont occupé la première partie de ce travail, avec l'analyse de trajectoires de bouées lagrangiennes, piégées dans le cœur du **LE**. Cette analyse nous a permis de calculer précisément sa trajectoire et d'estimer les paramètres principaux de l'anticyclone comme un taux de rotation $Ro_\zeta = \zeta/f \simeq 0.30$. Cet anticyclone **LE**, de taille moyenne (nombre de Burger d'environ $Bu \sim 0.2$), avec des déviations isopycnales relativement importantes ($\lambda = \Delta h/h \sim 1$), a dérivé vers l'ouest le long de la côte libyenne sur une longue période (mesures d'avril à septembre 2006). Cette dérive n'avait jamais été observée, tous les autres anticyclones échantillonnés dans cette zone dérivant vers l'est. D'autre part, la vitesse de dérive, importante (de 1 à 2 km/j), ne pouvant s'expliquer par la seule prise en compte de l'effet β , nous nous sommes demandé si la côte ou le talus pouvait être à l'origine de cette vitesse élevée.

La modélisation physique expérimentale a alors occupé la deuxième partie de notre travail. Nous avons réalisé des expériences à deux couches, sur le plan- f , pour étudier l'influence d'une paroi rectiligne, et d'une pente abrupte, sur la dynamique d'un tourbillon anticyclonique de surface. Nous avons mesuré simultanément les champs de vitesse dans les deux couches, dans le cas de l'interaction avec la paroi. Nous avons caractérisé l'effet miroir du à la condition aux limites imposée par le mur, autrement dit les variations de la vitesse dans le tourbillon, en fonction de la distance au mur, et sur un fond plat. Nous avons quantifié l'influence de la paroi sur la vitesse de dérive du tourbillon anticyclonique. Nous avons de plus montré le découplage entre la dynamique de la couche de surface, et celle de la couche du fond.

Nous avons réalisé quelques expériences en utilisant une topographie simple modélisant un talus de pente monotone. Lorsque l'anticyclone de surface se trouve à la base du talus (centre à la verticale de la rupture de pente fig.1.3 (b)), sa trajectoire suit les isobathes. La présence du talus dans la couche profonde peut amplifier la vitesse de dérive de l'anticyclone de surface d'un facteur deux pour une gamme de paramètre comparable au cas **LE** (*cf.* Tab. 9.1). Les mesures de vitesse et de vorticité obtenus par PIV dans la couche profonde n'ont malheureusement pas permis d'identifier le mécanisme dynamique responsable de cette amplification.

	Ro	Bu	L_P/R_d	$T_P = \frac{p}{\alpha}$	$\frac{V_d}{fR_d}$
LE	$\simeq 0.15$	0.18	$\simeq 3.8$	~ 10	~ 0.015
Vortex4Paroi	$\simeq 0.16$	0.29	$\simeq 3.8$	0	~ 0.006
Vortex1Talus	$\simeq 0.15$	0.31	$\simeq 3.9$	~ 10	~ 0.012

TAB. 9.1: Comparaison entre valeurs des principaux paramètres et de la vitesse de dérive pour **LE**, pour l'expérience Vortex4Paroi, et pour l'expérience Vortex1Talus.

Lorsque l'anticyclone est créé initialement sur le talus, il s'écarte plus rapidement de la côte et tend à rejoindre la base de la pente. Dans cette configuration, le talus dans la couche profonde engendre sur l'anticyclone de la couche de surface un mouvement orthogonal à la côte.

Perspectives

Les expériences réalisées durant cette thèse sont des modélisations simples et épurées. De nombreuses améliorations peuvent être apportées pour étudier ces problématiques. De plus, ces expériences sont nouvelles, et peuvent donc être considérées comme étant préliminaires à d'autres études plus complètes.

Sillages océaniques

Concernant l'étude des instabilités 3D dans les sillages océaniques, plusieurs questions n'ont pas encore de réponse. Il serait intéressant de mesurer les champs de vitesse verticaux au cœur des anticyclones. Cela n'est pas facile, et demande notamment une très grande précision dans les réglages de la nappe laser ou optiques. Nous avons remarqué des différences nettes entre la dynamique du traceur passif, et la vorticité. Les zones d'instabilités correspondent lors de la première phase du lâ  ch   tourbillonnaire, mais ensuite les structures peuvent différer entre les visualisations qualitatives avec colorant, et les mesures PIV. Ce point mérite d'être éclairci. Le phytoplancton, par exemple, se comporte plutôt comme un traceur passif.

D'autre part, nous avons vu que la zone où les premières perturbations apparaissent, est le bord du cylindre. Dans un contexte plus réaliste, il faudrait donc modéliser d'une meilleure façon cette côte insulaire. Nous pouvons remarquer aussi que les résultats de certains travaux numériques (Dong *et al.* [38]) diff  rent de nos expériences au niveau de la définition de la couche limite.

La dépendance de la valeur du nombre de Rossby (global) critique, en fonction de la concentration et du nombre de Reynolds n'a pas été établie. Cette valeur pourrait varier, conformément aux analyses de stabilité d'un cisaillement simple. Le projet TIRIS, qui sera mené en 2008 sur la plate-forme Coriolis, pour étudier les sillages   c  aniques, permettra de répondre à ces questions. Deux séries d'expériences sont notamment prévues : une série avec une faible stratification, une autre avec une forte stratification. D'autre part, une configuration modélisant la pente de la côte de l'  le sera testée, pour étudier son influence sur le cisaillement autour de l'obstacle.

Interaction avec la topographie

Concernant l'interaction entre un tourbillon intense en surface, et la côte ou le talus, de nombreuses questions demeurent. Tout d'abord, nous manquons encore de données expérimentales, surtout dans la configuration avec la pente. Ces expériences sont très difficiles à réaliser et à réussir. La compréhension de la dynamique dans la couche du bas est essentielle pour décrire l'interaction avec la couche de surface, mais la faible valeur des vitesses rend difficile les mesures par PIV. Un nouveau laser, de couleur verte, d'une puissance similaire au laser rouge utilisé durant cette thèse, devrait faciliter ces mesures.

D'autre part, ces expériences sont elles aussi très simplifiées. Plusieurs améliorations sont possibles, notamment en ce qui concerne la modélisation de la pente sous-marine, ou d'un plateau près de la côte (Fig. 9.3). D'autre part, la situation étudiée est ici un peu particulière, puisque nous créons l'anticyclone par ajustement d'un patch de densité. L'écoulement dans la couche du fond est perturbé dès le début. Nous pourrions envisager de réaliser des expériences au-dessus d'une couche profonde encore plus épaisse, pour avoir le moins d'écoulement dans cette couche lors de l'ajustement. Cette configuration expérimentale n'est pas facile à réaliser sur la table tournante de l'ENSTA.

Un article est en préparation sur une modélisation théorique et numérique d'un tourbillon de surface se propageant le long d'une côte et au-dessus d'un talus avec une forte pente (Sutyrin *et al.* [140]). Les premiers résultats (Fig. 9.4) montrent une accélération d'environ 50% du tourbillon de surface lorsque le talus est présent, et la formation d'un anticyclone dans la couche du fond, légèrement décalé vers le large. Cette circulation anticyclonique dans la couche du fond accélère l'anticyclone de surface.

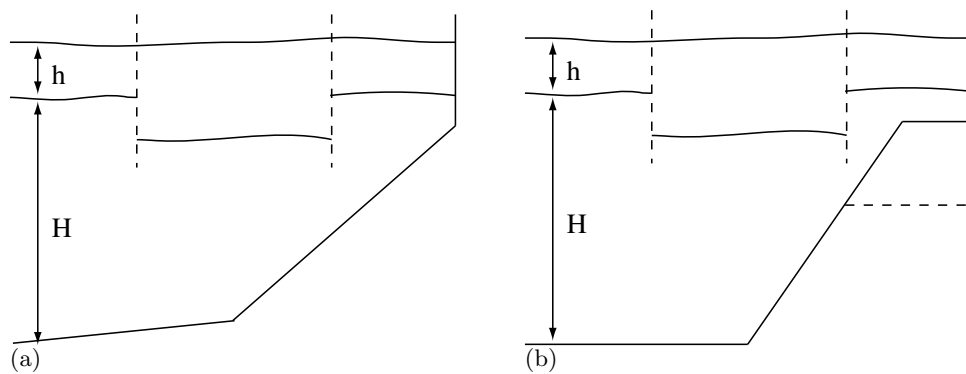


FIG. 9.3: Schémas envisageables de deux configurations expérimentales concernant l'interaction d'un tourbillon de surface avec la côte et la pente sous-marine : (a) variations de pente plus réaliste fond de la cuve ; (b) prise en compte d'un plateau près de la côte.

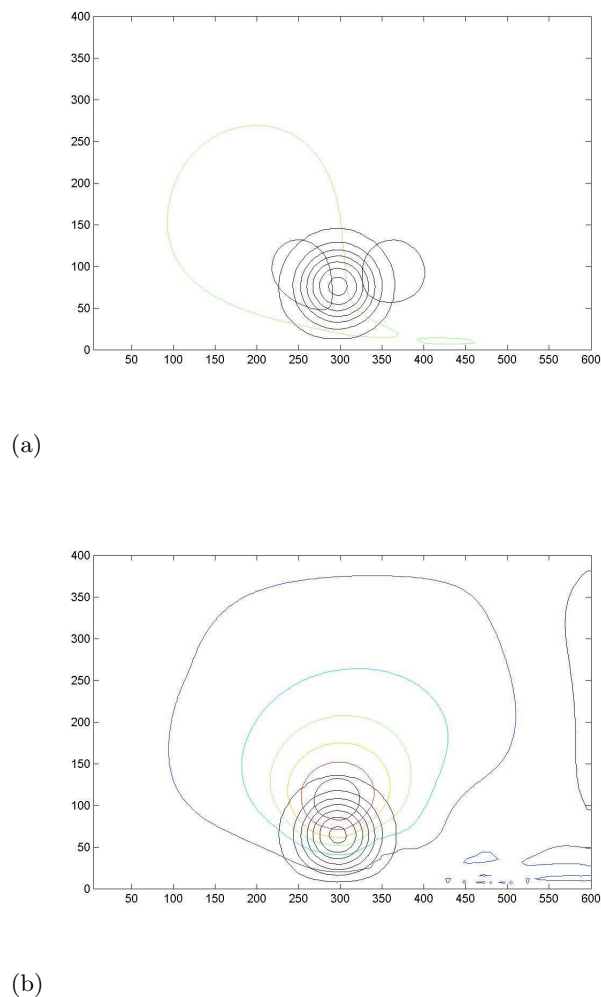


FIG. 9.4: Résultats numériques de l'influence de la topographie sur la dérive d'un anticyclone de surface, tirés de Sutyryn *et al.* [140] : (a) écoulement initial ; (b) écoulement 100 jours après. La côte est en bas, la représentation est dans le repère du tourbillon de surface qui dérive, le bas de la pente est situé à environ 60 km. En noir : déviations de l'interface ; en couleur : champ de pression dans la couche du fond.

Références bibliographiques

- [1] Constructeur clearwater. URL <http://www.clearwater-inst.com/>.
- [2] Matpiv - the piv toolbox for matlab. URL www.math.uio.no/~jks/matpiv/.
- [3] R. J. ADRIAN : Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 23:261–304, 1991.
- [4] Y. D. AFANASYEV : Experiments on instability of columnar vortex pairs in rotating fluid. *Geophys. Astro. Fluid*, 96(1):31–48, 2002.
- [5] Y. D. AFANASYEV et W. R. PELTIER : Three-dimensional instability of anticyclonic swirling flow in rotating fluid : Laboratory experiments and related theoretical predictions. *Phys. Fluids*, 10(12):3194–3202, 1998.
- [6] B. ALHAMMOUD : *Circulation générale océanique et variabilité à méso-échelle en Méditerranée orientale : Approche numérique*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Marseille, France, 2005.
- [7] B. ALHAMMOUD, K. BERANGER, L. MORTIER, M. CREPON et I. DEKEYSER : Surface circulation of the levantine basin : Comparison of model results with observations. *Prog. Oceanogr.*, 66(2-4):299–320, 2005.
- [8] B. ALHAMMOUD, K. BÉRANGER, L. MORTIER, I. DEKEYSER et M. CRÉPON : Does the mid-mediterranean jet exist ? *Proc. CIESM 38e Congress, Istanbul, Turkey*, April 2007.
- [9] K. ANANDARAJAH, G. HARGRAVE et N. HALLIWELL : Digital particle image velocimetry : Partial image error (pie). *J. Phys. : Conference Series* 45, 45(174 – 185), 2006.
- [10] K. P. ANGELE et B. MUHAMMAD-KLINGMANN : A simple model for the effect of peak-locking on the accuracy of boundary layer turbulence statistics in digital piv. *Exp. Fluids*, 38(3):341–347, 2005.
- [11] J. ARISTEGUI, P. SANGRA, S. HERNANDEZLEON, M. CANTON et A. HERNANDEZGUERRA : Island-induced eddies in the canary-islands. *Deep-Sea Res. Pt. I*, 41(10):1509–1525, 1994.
- [12] J.-M. BAEY et X. CARTON : Vortex multipoles in two-layer rotating shallow-water flows. *J. Fluid Mech.*, 460:151–175, 2002.
- [13] P. BARTELLO, O. METAIS et M. LESIEUR : Coherent structures in rotating 3-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 273:1–29, 1994.
- [14] B. J. BAYLY : Three-dimensional instability of elliptic flow. *Phys. Rev. Lett.*, 57(17):2160–2163, 1986.
- [15] K. BÉRANGER, I. TAUPIER-LETAGE, B. ALHAMMOUD, J.-M. LELLOUCHE, M. EMELIANOV, L. MORTIER et C. MILLOT : Analysis of two mesoscale eddies in the southern ionian and cretan basins in 2006. *Proc. CIESM 38e Congress, Istanbul, Turkey*, April 2007.

- [16] P. BILLANT et F. GALLAIRE : Generalized rayleigh criterion for non-axisymmetric centrifugal instabilities. *J. Fluid Mech.*, 542:365–379, 2005.
- [17] A. BORG, J. BOLINDER et L. FUCHS : Simultaneous velocity and concentration measurements in the near field of a turbulent low-pressure jet by digital particle image velocimetry-planar laser-induced fluorescence. *Exp. Fluids*, 31(2):140–152, 2001.
- [18] B. M. BOUBNOV, E. B. GLEDZER et E. J. HOPFINGER : Stratified circular couette-flow – instability and flow regimes. *J. Fluid Mech.*, 292:333–358, 1995.
- [19] D. L. BOYER et M. L. KMETZ : Vortex shedding in rotating flows. *Geophys. Astro. Fluid*, 26:51 – 83, 1983.
- [20] B. CABANE et S. HÉNON : *Liquides : Solutions, dispersions, émulsions, gels*. Belin, 2003.
- [21] R. M. A. CALDEIRA, S. GROOM, P. MILLER, D. PILGRIM et N. P. NEZLIN : Sea-surface signatures of the island mass effect phenomena around madeira island, northeast atlantic. *Remote Sens. Environ.*, 80:336 – 360, 2002.
- [22] R. M. A. CALDEIRA et P. MARCHESIELLO : Ocean response to wind sheltering in the southern california bight. *Geophys. Res. Lett.*, 29:1 – 4, 2002.
- [23] R. M. A. CALDEIRA, P. MARCHESIELLO, N. P. NEZLIN, P. M. DIGIACOMO et J. C. MCWILLIAMS : Island wakes in the southern california bight. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- [24] C. CAMBON, J. P. BENOIT, L. SHAO et L. JACQUIN : Stability analysis and large-eddy simulation of rotating turbulence with organized eddies. *J. Fluid Mech.*, 278:175–200, 1994.
- [25] G. F. CARNEVALE, R. C. KLOOSTERZIEL et G. J. F. VANHEIJST : Propagation of barotropic vortices over topography in a rotating tank. *J. Fluid Mech.*, 233:119–139, 1991.
- [26] X. CARTON : Hydrodynamical modeling of oceanic vortices. *Surv. Geophys.*, 22:179–263, 2001.
- [27] X. CARTON, C. R. FLIERL et L. POLVANI : The generation of tripoles from unstable axisymmetric isolated vortex structure. *Europhys. Lett.*, 9:339–344, 1989.
- [28] C. CENEDESE et P. F. LINDEN : Cyclone and anticyclone formation in a rotating stratified fluid over a sloping bottom. *J. Fluid Mech.*, 381:199–223, 1999.
- [29] E. P. CHASSIGNET et B. CUSHMANROISIN : On the influence of a lower layer on the propagation of nonlinear oceanic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 21(7):939–957, 1991.
- [30] C. CHAVANNE, P. FLAMENT et K.-W. GURGEL : Observations of vortices and vortex rossby waves in the lee of an island. *Proceeding, CFM Grenoble*, 2007.
- [31] P.-A. CORNILLON et E. MATZNER-LOBER : *Régression - Théorie et applications*. Springer Paris, 2007.
- [32] P. F. COUTIS et J. H. MIDDLETON : Flow-topography interaction in the vicinity of an isolated, deep ocean island. *Deep-Sea Res. Pt. I*, 46(9):1633–1652, 1999.
- [33] P. F. COUTIS et J. H. MIDDLETON : The physical and biological impact of a small island wake in the deep ocean. *Deep-Sea Res. Pt. I*, 49(8):1341–1361, 2002.
- [34] E. A. COWEN et S. G. MONISMITH : A hybrid digital particle tracking velocimetry technique. *Exp. Fluids*, 22:199–211, 1997.

- [35] B. CUSHMAN-ROISIN, G. SYTURIN et B. TANG : Two-layer geostrophic dynamics, part i : geostrophic regimes. *J. Phys. Oceanogr.*, 22:117 – 127, 1992.
- [36] W. K. DEWAR : Baroclinic eddy interaction with isolated topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 32(10):2789–2805, 2002.
- [37] W. K. DEWAR et D. A. LEONOV : Variability on steep, confined topography. *Deep-Sea Res. Pt. II*, 51(25-26):2973–2993, 2004.
- [38] C. M. DONG, J. C. MCWILLIAMS et A. F. SHCHEPETKIN : Island wakes in deep water. *J. Phys. Oceanogr.*, 37(4):962–981, 2007.
- [39] C. DONNADIEU et A. PEREIRA : Sillage de grande échelle en laboratoire. Rap. tech., ENSTA, 2002.
- [40] K. A. EMANUEL : Inertial stability and mesoscale convective systems. *B. Am. Meteorol. Soc.*, 60(5):527–527, 1979.
- [41] R. H. EVANS, K. S. BAKER, O. B. BROWN et R. C. SMITH : Chronology of warm-core ring 82b. *J. Geophys. Res. - Oceans*, 90(NC5):8803–8811, 1985.
- [42] A. FINCHAM et G. DELERCE : Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Exp. Fluids*, 29:S13–S22, 2000.
- [43] A. M. FINCHAM et G. R. SPEDDING : Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow. *Exp. Fluids*, 23(6):449–462, 1997.
- [44] E. FIRING et R. C. BEARDSLEY : Behavior of a barotropic eddy on a beta-plane. *J. Phys. Oceanogr.*, 6(1):57–65, 1976.
- [45] G. R. FLIERL : The application of linear quasi-geostrophic dynamics to gulf stream rings. *J. Phys. Oceanogr.*, 7:365–379, 1977.
- [46] L. B. FORE, A. T. TUNG, J. R. BUCHANAN et J. W. WELCH : Nonlinear temporal filtering of time-resolved digital particle image velocimetry data. *Exp. Fluids*, 39(1):22–31, 2005.
- [47] D. J. FORLITI, P. J. STRYKOWSKI et K. DEBATIN : Bias and precision errors of digital particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 28(5):436–447, 2000.
- [48] H. J. FREELAND, F. M. BOLAND, J. A. CHURCH, A. J. CLARKE, A. M. G. FORBES, A. HUYER, R. L. SMITH, R. O. R. Y. THOMPSON et N. J. WHITE : The australian coastal experiment – a search for coastal-trapped waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 16(7):1230–1249, 1986.
- [49] S. A. FROLOV, G. G. SUTYRIN, G. D. ROWE et L. M. ROTHSTEIN : Loop current eddy interaction with the western boundary in the gulf of mexico. *J. Phys. Oceanogr.*, 34(10):2223–2237, 2004.
- [50] O. U. V. FUENTES et G. J. F. VANHEIJST : Experimental-study of dipolar vortices on a topographic beta-plane. *J. Fluid Mech.*, 259:79–106, 1994.
- [51] A. GILL : *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York, 1982.
- [52] S. GOGINENI, L. GOSS, D. PESTIAN et R. RIVIR : Two-color digital piv employing a single ccd camera. *Exp. Fluids*, 25(4):320–328, 1998.
- [53] M. GONZALEZ-DAVILA, J. M. SANTANA-CASIANO, D. de ARMAS, J. ESCANEZ et M. SUAREZ-TANGIL : The influence of island generated eddies on the carbon dioxide system, south of the canary islands. *Mar. Chem.*, 99(1-4):177–190, 2006.

- [54] R. GRIMSHAW, D. BROUTMAN, X. Y. HE et P. SUN : Analytical and numerical study of a barotropic eddy on a topographic slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 24(7):1587–1607, 1994.
- [55] R. GRIMSHAW, Y. TANG et D. BROUTMAN : The effect of vortex stretching on the evolution of barotropic eddies over a slope. *Geophys. Astro. Fluid*, 76(1-4):43–71, 1994.
- [56] L. GUI et S. T. WERELEY : A correlation-based continuous window-shift technique to reduce the peak-locking effect in digital piv image evaluation. *Exp. Fluids*, 32(4):506–517, 2002.
- [57] N. HAMAD, C. MILLOT et I. TAUPIER-LETAGE : A new hypothesis about the surface circulation in the eastern basin of the mediterranean sea. *Prog. Oceanogr.*, 66(2-4):287–298, 2005.
- [58] N. HAMAD, C. MILLOT et I. TAUPIER-LETAGE : The surface circulation in the eastern basin of the mediterranean sea. *Sci. Mar.*, 70(3):457–503, 2006.
- [59] D. HANSEN et P.-M. POULAIN : Quality control and interpolations of wocce-toga drifter data. *J. Atmos. Ocean Tech.*, 13:900 – 909, 1996.
- [60] D. HASEGAWA, H. YAMAZAKI, R. G. LUECK et L. SEURONT : How islands stir and fertilize the upper ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 31(16), 2004.
- [61] K. R. HELFRICH : Nonlinear adjustment of a localized layer of buoyant, uniform potential vorticity fluid against a vertical wall. *Dynam. Atmos. Oceans*, 41:149–171, 2006.
- [62] K. J. HEYWOOD, D. P. STEVENS et G. R. BIGG : Eddy formation behind the tropical island of alibaba. *Deep-Sea Res. Pt. I*, 43(4):555–578, 1996.
- [63] A. HIRSA, G. M. KORENOWSKI, L. M. LOGORY et C. D. JUDD : Velocity field and surfactant concentration measurement techniques for free-surface flows. *Exp. Fluids*, 22(3):239–248, 1997.
- [64] A. H. HIRSA, M. J. VOGEL et J. D. GAYTON : Digital particle velocimetry technique for free-surface boundary layer measurements : Application to vortex pair interactions. *Exp. Fluids*, 31(2):127–139, 2001.
- [65] N. G. HOGG et H. M. STOMMEL : The heton, an elementary interaction between discrete baroclinic geostrophic vortices, and its implications concerning eddy heat-flow. *Proc. R. Soc. Lond.*, A(397):1–20, 1985.
- [66] B. J. HOSKINS, M. E. MCINTYRE et A. W. ROBERTSON : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111:877 – 946, 1985.
- [67] J. P. JACOB, E. P. CHASSIGNET et W. K. DEWAR : Influence of topography on the propagation of isolated eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 32(10):2848–2869, 2002.
- [68] E. R. JOHNSON, J. G. ESLER, O. J. RUMP, J. SOMMERIA et G. G. VILENSKI : Orographically generated nonlinear waves in rotating and non-rotating two-layer flow. *P. R. Soc. A*, 462:3–20, 2006.
- [69] E. R. JOHNSON et G. G. VILENSKI : Flow patterns and drag in near-critical flow over isolated orography. *J. Atmos. Sci.*, 61(23):2909–2918, 2004.
- [70] J. A. JOHNSON : The stability of shearing motion in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.*, 17(3):337–352, 1963.

- [71] I. V. KAMENKOVICH et J. PEDLOSKY : Radiating instability of nonzonal ocean currents. *J. Phys. Oceanogr.*, 26(4):622–643, 1996.
- [72] R. D. KEANE et R. J. ADRIAN : Optimization of particle image velocimeters. part i : Double pulsed systems. *Meas. Sci. Tech.*, 1:1202–1215, 1990.
- [73] R. D. KEANE et R. J. ADRIAN : Optimization of particle image velocimeters. part ii : Multiple pulsed systems. *Meas. Sci. Tech.*, 2:963–974, 1991.
- [74] R. D. KEANE et R. J. ADRIAN : Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Appl. Sci. Res.*, 49(3):191–215, 1992.
- [75] R. D. KEANE, R. J. ADRIAN et Z. Y. : Super-resolution particle image velocimetry. *Meas. Sci. Tech.*, 6:754–768, 1995.
- [76] P. D. KILLWORTH : On the motion of isolated lenses on a beta-plane. *J. Phys. Oceanogr.*, 13(3):368–376, 1983.
- [77] A. D. KIRWAN, J. K. LEWIS, A. W. INDEST, P. REINERSMAN et I. QUINTERO : Observed and simulated kinematic properties of loop current rings. *J. Geophys. Res. - Oceans*, 93 (C2):1189–1198, 1988.
- [78] R. C. KLOOSTERZIEL, G. F. CARNEVALE et P. ORLANDI : Inertial instability in rotating and stratified fluids : barotropic vortices. *J. Fluid Mech.*, 583:379–412, 2007.
- [79] R. C. KLOOSTERZIEL et G. J. F. VANHEIJST : The evolution of stable barotropic vortices in a rotating free-surface fluid. *J. Fluid Mech.*, 239:607–629, 1992.
- [80] A. C. KUO et L. M. POLVANI : Nonlinear geostrophic adjustment, cyclone/anticyclone asymmetry, and potential vorticity rearrangement. *Phys. Fluids*, 12:1087–1100, 2000.
- [81] J. H. LACASCE : A geostrophic vortex over a slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 28(12):2362–2381, 1998.
- [82] LAVISION : Davis 7, 2007. URL www.davis.de.
- [83] M. LE BARS, S. LE DIZÈS et P. LE GAL : Coriolis effects on the elliptical instability in cylindrical and spherical rotating containers. *J. Fluid Mech.*, *submitted*, 2007.
- [84] S. LE DIZÈS : Three-dimensional instability of a multipolar vortex in a rotating flow. *Phys. Fluids*, 12(11):2762–2774, 2000.
- [85] S. LEBLANC et C. CAMBON : On the three-dimensional instabilities of plane flows subjected to coriolis force. *Phys. Fluids*, 9(5):1307–1316, 1997.
- [86] T. LOISELEUX, P. GONDRET, M. RABAUD et D. DOPPLER : Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed submitted to a continuous laminar flow. *Phys. Fluids*, 17, 2005.
- [87] N. R. McDONALD : The motion of an intense vortex near topography. *J. Fluid Mech.*, 367:359–377, 1998.
- [88] S. P. MCKENNA et W. R. MCGILLIS : Performance of digital image velocimetry processing techniques. *Exp. Fluids*, 32(1):106–115, 2002.
- [89] J. C. MCWILLIAMS et G. R. FLIERL : On the evolution of isolated nonlinear vortices. *J. Phys. Oceanogr.*, 9:1155–1182, 1979.

- [90] P. MEUNIER et T. LEWEKE : Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry. *Exp. Fluids*, 35(5):408–421, 2003.
- [91] C. MILLOT : Circulation in the western mediterranean sea. *J. Marine Syst.*, 20:423–442, 1999.
- [92] C. MILLOT et I. TAUPIER-LETAGE : *Circulation in the Mediterranean Sea. The Handbook of Environmental Chemistry, Vol. 5 Part K*, p. 29–66. Alain Salot volume Ed., Springer-Verlag, 2005.
- [93] S. MINATO : Geostrophic adjustment near the coast. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 38:225–235, 1982.
- [94] F. MOISY : Toolbox for matlab with davis 7. URL www.fast-u-psud.fr/~moisy.
- [95] I. MUTABAZI, C. NORMAND et J. E. WESFREID : Gap size effects on centrifugally and rotationally driven instabilities. *Phys. Fluids A-Fluid*, 4(6):1199–1205, 1992.
- [96] M. NEZLIN et G. SUTYRIN : Problems of simulation of large, long-lived vortices in the atmospheres of the giant planets (jupiter, saturn, neptune). *Surv. Geophys.*, 15:63 – 99, 1994.
- [97] J. NIELSEN : Hydrography of the mediterranean and adjacent waters. *Rep. Dan. Oceanogr. Exp. Medit.*, 1:77–192, 1912.
- [98] D. NOF : On the beta-induced movement of isolated baroclinic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 11(12):1662–1672, 1981.
- [99] D. NOF : On the migration of isolated eddies with application to gulf-stream rings. *J. Mar. Res.*, 41(3):399–425, 1983.
- [100] D. NOF : The translation of isolated cold eddies on a sloping bottom. *Deep-Sea Res.*, 30(2):171–182, 1983.
- [101] D. NOF : Draining vortices. *Geophys. Astro. Fluid*, 42(3-4):187–208, 1988.
- [102] D. NOF : Eddy-wall interactions. *J. Mar. Res.*, 46(3):527–555, 1988.
- [103] D. NOF : Strange encounters of eddies with walls. *J. Mar. Res.*, 57(5):739–761, 1999.
- [104] J. NOGUEIRA, A. LECUONA et P. A. RODRIGUEZ : Local field correction piv, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions. *Meas. Sci. Tech.*, 12(11):1911–1921, 2001.
- [105] J. NOGUEIRA, A. LECUONA et P. A. RODRIGUEZ : Limits on the resolution of correlation piv iterative methods. fundamentals. *Exp. Fluids*, 39(2):305–313, 2005.
- [106] M. PAVEC, X. CARTON et G. SWATERS : Baroclinic instability of frontal geostrophic currents over a slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 35(5):911–918, 2005.
- [107] J. PEDLOSKY : *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer, 1992.
- [108] G. PERRET : *Etude de l'asymétrie cyclone-anticyclone dans les sillages de grande échelle*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2005.
- [109] G. PERRET, A. STEGNER, T. DUBOS, J. CHOMAZ et M. FARGE : Stability of parallel wake flows in quasigeostrophic and frontal regimes. *Phys. Fluids*, 18, 2006.

- [110] G. PERRET, A. STEGNER, M. FARGE et T. PICHON : Cyclone-anticyclone asymmetry of large-scale wakes in the laboratory. *Phys. Fluids*, 18, 2006.
- [111] R. T. PIERREHUMBERT : Universal short-wave instability of two-dimensional eddies in an inviscid fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 57(17):2157–2159, 1986.
- [112] R. PLOUGONVEN et V. ZEITLIN : Lagrangian approach to geostrophic adjustment of frontal anomalies in a stratified fluid. *Geophys. Astro. Fluid Dynam.*, 99(2):101–135, 2005.
- [113] P. G. POTYLITSIN et W. R. PELTIER : Three-dimensional destabilization of stuart vortices : the influence of rotation and ellipticity. *J. Fluid Mech.*, 387:205–226, 1999.
- [114] P.-M. POULAIN et E. ZAMBIANCHI : Surface circulation in the central mediterranean sea as deduced from lagrangian drifters in the 1990s. *Cont. Shelf Res.*, 27:981 – 1001, 2007.
- [115] I. PULLAT, I. TAUPIER-LETAGE et C. MILLOT : Algerian eddies lifetimes can near 3 years. *J. Marine Syst.*, 31(4):245–259, 2002.
- [116] M. RAFFEL, C. WILLERT et J. KOMPENHANS : *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer Verlag - Berlin Heidelberg NewYork, 1998.
- [117] G. REZNIK et R. GRIMSHAW : Nonlinear geostrophic adjustment in the presence of a boundary. *J. Fluid Mech.*, 471:257–283, 2002.
- [118] G. RICHARDSON : Vortex motion in shallow water with varying bottom topography and zero froude number. *J. Fluid Mech.*, 411:351–374, 2000.
- [119] P. L. RICHARDSON, G. E. HUFFORD, R. LIMEBURNER et W. S. BROWN : North brazil current retroflection eddies. *J. Geophys. Res. - Oceans*, 99(C3):5081–5093, 1994.
- [120] A. R. ROBINSON et M. GOLNARAGHI : Circulation and dynamics of the eastern mediterranean-sea – quasi-synoptic data-driven simulations. *Deep-Sea Res. Pt. II*, 40(6):1207–1246, 1993.
- [121] A. R. ROBINSON, M. GOLNARAGHI, W. G. LESLIE, A. ARTEGIANI, A. HECHT, E. LAZZONI, A. MICHELATO, E. SANSONE, A. THEOCHARIS et U. UNLUATA : The eastern mediterranean general-circulation – features, structure and variability. *Dynam. Atmos. Oceans*, 15(3-5):215–240, 1991.
- [122] C. G. ROSSBY : On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems i. *J. Mar. Res.*, 1:15–28, 1937.
- [123] C. G. ROSSBY : On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, ii. *J. Mar. Res.*, 5:239–263, 1938.
- [124] X. RUAN, X. SONG et F. YAMAMOTO : Direct measurement of the vorticity field in digital particle images. *Exp. Fluids*, 30(6):696–704, 2001.
- [125] C. SHI et D. NOF : The splitting of eddies along boundaries. *J. Mar. Res.*, 51(4):771–795, 1993.
- [126] C. SHI et D. NOF : The destruction of lenses and generation of wadons. *J. Phys. Oceanogr.*, 24(6):1120–1136, 1994.
- [127] D. SIPP et L. JACQUIN : Three-dimensional centrifugal-type instabilities of two-dimensional flows in rotating systems. *Phys. Fluids*, 12:1740, 2000.
- [128] site de L'IFREMER : Egypt-1. URL www.ifremer.fr/lobtln/EGYPT.

- [129] D. SMITH et J. O'BRIEN : The interaction of a two-layer isolated mesoscale eddy with bottom topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:1681–1697, 1983.
- [130] P. C. SMITH : *Eddies and coastal interactions*, p. 446–480. Eddies in Marine Science, 1983.
- [131] M. A. SOKOLOVSKIY et J. VERRON : Finite-core instability and interactions. *J. Fluid Mech.*, 423:127–154., 2000.
- [132] A. STEGNER : *Nonlinear Dynamics of Rotating Shallow Water : Methods and Advances*, chap. Experimental reality of geostrophic adjustment. Elsevier, 2007.
- [133] A. STEGNER et P. BOURUET-AUBERTOT : Nonlinear geostrophic adjustment of density front. *Flux and Structures in Fluids, 11 th Session, Moscow*, 2001.
- [134] A. STEGNER, P. BOURUET-AUBERTOT et T. PICHON : Nonlinear adjustment of density fronts. part 1. the rossby scenario and the experimental reality. *J. Fluid Mech.*, 502:335–360, 2004.
- [135] A. STEGNER et D. G. DRITSCHER : A numerical investigation of the stability of isolated shallow water vortices. *J. Phys. Oceanogr.*, 30:2562–2573, 2000.
- [136] A. STEGNER, T. PICHON et M. BEUNIER : Elliptical-inertial instability of rotating karman vortex streets. *Phys. Fluids*, 17(6), 2005.
- [137] A. STEGNER et V. ZEITLIN : Asymptotic expansions and monopolar solitary rossby vortices in barotropic and two-layer models. *Geophys. Astro. Fluid*, 83:159 – 194, 1996.
- [138] D. E. STEVENS et P. E. CIESIELSKI : Inertial instability of horizontally sheared flow away from the equator. *J. Atmos. Sci.*, 43(23):2845–2856, 1986.
- [139] G. SUTYRIN : Effects of topography on the beta-drift of a baroclinic vortex. *J. Mar. Res.*, 59(6):977–989, 2001.
- [140] G. SUTYRIN, A. STEGNER, I. TAUPIER-LETAGE et S. TEINTURIER : Amplification of a surface-intensified eddy drift along steep shelf in the eastern mediterranean sea. *J. Phys. Oceanogr.*, in prep., 2007.
- [141] G. G. SUTYRIN et R. GRIMSHAW : Frictional effects on the deep-flow feedback on the beta-drift of a baroclinic vortex over sloping topography. *Deep-Sea Res. Pt. I*, 52(11):2156–2167, 2005.
- [142] G. G. SUTYRIN, G. D. ROWE, L. M. ROTHSTEIN et I. GINIS : Baroclinic eddy interactions with continental slopes and shelves. *J. Phys. Oceanogr.*, 33(1):283–291, 2003.
- [143] J. K. SVEEN : An introduction to matpiv v. 1.6.1. Rap. tech., Dept. of Math. University of Oslo, 2004.
- [144] V. TAILLANDIER : Assimilation de données lagrangiennes issues de flotteurs. LOCEAN.
- [145] L. TARBOURIECH et D. RENOARD : Stabilisation et destabilisation par la rotation d'un sillage turbulent. *C. R. Acad. Sci. III*, 323:323 – 391, 1996.
- [146] I. TAUPIER-LETAGE et the EGYPT/EGITTO TEAMS : New elements on the surface circulation in the eastern basin of the mediterranean. *Proc. CIESM 38e Congress, Istanbul, Turkey*, April 2007.
- [147] S. TEINTURIER, A. STEGNER, S. VIBOUD et H. DIDELLE : Small-scale instabilities of a rotating shallow-water von kármán street. *Dynam. Atmos. Oceans, sub.*, 2008.

- [148] V. THIERRY et Y. MOREL : Influence of a strong bottom slope on the evolution of a surface-intensified vortex. *J. Phys. Oceanogr.*, 29(5):911–924, 1999.
- [149] E. THIVOLLE-CAZAT, J. SOMMERIA et M. GALMICHE : Baroclinic instability of two-layer vortices in laboratory experiments. *J. Fluid Mech.*, 544(69–97), 2005.
- [150] L. THOMPSON : 2-layer quasi-geostrophic flow over finite isolated topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 23(7):1297–1314, 1993.
- [151] M. TOMCZAK : Island wakes in deep and shallow water. *J. Geophys. Res.*, 93:5153 – 5154, 1988.
- [152] S. UMATANI et T. YAMAGATA : Response of the eastern tropical pacific to meridional migration of the itcz – the generation of the costa-rica dome. *J. Phys. Oceanogr.*, 21(2):346–363, 1991.
- [153] van DYKE. M. : *An album of Fluid Motion*. Parabolic Press, 1982.
- [154] J. H. G. M. van GEFFEN et P. A. DAVIES : Interaction of a monopolar vortex with a topographic ridge. *Geophys. Astro. Fluid*, 90(1-2):1–41, 1999.
- [155] N. T. VINOGRADOVA et D. A. NECHAEV : Impacts of frontal stability and topography on cross-shelf exchange in the northern gulf of mexico. *J. Oceanogr.*, 62(5):667–680, 2006.
- [156] B. WANG et X. F. LI : The beta drift of 3-dimensional vortices – a numerical study. *Mon. Weather Rev.*, 120(4):579–593, 1992.
- [157] X. WANG : *Interaction of an eddy with a continental slope*. Thèse de doctorat, Woods Hole Oceanographic Institution and MIT, 1992.
- [158] C. Y. WEN et C. Y. LIN : Two-dimensionnal vortex shedding of a circular cylinder. *Phys. Fluids*, 13:557, 2001.
- [159] M. P. WERNET : New insights into particle image velocimetry data using fuzzy-logic-based correlation/particle tracking processing. *Exp. Fluids*, 30(4):434–447, 2001.
- [160] J. WESTERWEEL : *Digital particle image velocimetry – Theory and application*. Thèse de doctorat, Delft University, 1993.
- [161] J. WESTERWEEL, D. DABIRI et M. GHARIB : The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital piv recordings. *Exp. Fluids*, 23(1):20–28, 1997.
- [162] C. WILLERT : The fully digital evaluation of photographic piv recordings. *Appl. Sci. Res.*, 56:79–102, 1996.
- [163] C. H. K. WILLIAMSON : Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 28:477–539, 1996.
- [164] C. L. WOLFE et C. CENEDESE : Laboratory experiments on eddy generation by a buoyant coastal current flowing over variable bathymetry. *J. Phys. Oceanogr.*, 36(3):395–411, 2006.
- [165] C. WOLFE : Eddy generation by flow over variable topography. Geophysical Fluid Dynamics Summer School Proceedings, 2003.
- [166] S. P. XIE, W. T. LIU, Q. Y. LIU et M. NONAKA : Far-reaching effects of the hawaiian islands on the pacific ocean-atmosphere system. *Science*, 292(5524):2057–2060, 2001.

- [167] S. YANASE, C. FLORES, O. METAIS et J. J. RILEY : Rotating free-shear flows. 1. linear-stability analysis. *Phys. Fluids A-Fluid*, 5(11):2725–2737, 1993.
- [168] L. ZAVALA SANSÓN et G. J. F. VANHEIJST : Interaction of barotropic vortices with coastal topography : Laboratory experiments and numerical simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 30:2141–2162, 2000.

Résumé

Les tourbillons et les écoulements méso-échelles océaniques contribuent de façon importante au transport de masses d'eau et de chaleur dans l'océan. La compréhension de leurs dynamiques, et de leurs interactions avec la topographie, est primordiale, pour caractériser les échanges thermohalins, le déplacements d'espèces biologiques ou de polluants. En particulier, les courants et tourbillons de surface, situés dans les cent ou deux cents premiers mètres de profondeur, jouent un rôle capital dans les échanges entre la zone côtière et la zone hauturière. Cette thèse porte sur la modélisation expérimentale idéalisée de deux phénomènes pouvant participer activement aux échanges horizontaux et verticaux dans la couche supérieure océanique. Les sillages d'îles peuvent être le lieu d'instabilités fortes dans les zones anticycloniques de l'écoulement. Des expériences ont été réalisées sur la Plateforme Coriolis (LEGI) à Grenoble, pour identifier les régimes dynamiques de ces instabilités. Ce dispositif (13 mètres de diamètre) a permis d'atteindre de faibles rapports d'aspects géométriques, tout en travaillant avec un dispositif couche-mince. Des visualisations avec colorants et des mesures du champ de vitesse horizontal par intercorrélation de particules ont été réalisées, afin d'étudier la sensibilité des instabilités dans les anticyclones pour différentes gammes de nombres de Reynolds et de Rossby. Nous montrons que ces instabilités sont présentes dès la couche limite anticyclonique, autour de l'île. L'autre partie de ce travail concerne la dynamique d'un tourbillon de surface, en interaction avec la côte ou le talus océanique. Des mesures récentes (campagne EGYPT-1) nous ont permis de mesurer la dérive particulière d'un anticyclone de surface le long de la côte libyenne. Cette dérive vers l'est ne peut s'expliquer par la simple prise en compte de l'effet beta ou de l'effet miroir le long de la côte. Des expériences idéalisées sont menées sur la table tournante de l'ENSTA, afin de modéliser de façon simple l'interaction d'une côte ou d'un talus sur la dynamique d'un anticyclone, à la surface d'un dispositif bi-couche. La vitesse de ce tourbillon de surface voit notamment sa dérive doubler lorsqu'il se trouve initialement à la base de la pente, montrant ainsi l'existence d'une rétroaction possible de la couche du fond sur la dynamique de la couche de surface.

Mots-clés : Expériences sur table tournante, stratifications 2 couches, PIV haute résolution, écoulements côtiers, échanges verticaux ou horizontaux dans l'océan, instabilités dans les anticyclones, interactions avec côte ou talus

Abstract

Oceanic meso-scale vortices and flows contribute significantly to the transport of water and heat in ocean. To understand their dynamics and their interactions with topographical features, it is essential to characterize the salt exchange, the movement of biological species or pollutants. In particular, surface currents and eddies, located in the first hundred or two hundred metres, play a crucial role in exchange between the coastal zone and the open sea. This is a study of modelling two experimental idealized phenomena that could participate actively in the horizontal and vertical exchanges in the ocean surface layer. Unlike the standard bidimensional Kármán street, the oceanic vortex streets which may occur behind isolated islands are affected by the earth's rotation and the vertical stratification of the thermocline. These effects induce a selective destabilisation of anticyclonic vorticity regions. Several experimental studies were carried out on the LEGI Coriolis Platform, to characterize the dynamical processes of these instabilities. The LEGI rotating tank (13 m in diameter) allows us to reach a small aspect ratio, while using a shallow water configuration. Qualitative dye visualisations and PIV measurements allow us to identify different dynamic regimes, in a given range of Rossby and Reynolds numbers. We show that these instabilities occur at the anticyclonic boundary layer around the island. The other part of this work concerns the dynamic of a surface-intensified vortex interacting with the coast or the shelf. The first data sets of the EGYPT cruises in the eastern Mediterranean sea reveal a large meso-scale vortex travelling along the Libyo-Egyptian shelf. The observed westward drift speed is significantly faster than expected from the beta-effect only. Idealised experiments are carried out on the ENSTA turntable, to model a simple interaction of the coast or the shelf with the dynamics of a surface anticyclone, in a two layer configuration. The drift speed of this surface vortex is double when it is initially at the base of the shelf, showing a feedback between the deep layer and the surface flow.

Keywords : Rotating platform experiments, 2-layer stratification, high resolution PIV, coastal flows, vertical and horizontal exchanges in the ocean, anticyclonic instabilities, interactions with coast or shelf