



HAL
open science

Etude en laboratoire d'un courant de gravité turbulent sur un talus continental

Sabine Décamp

► **To cite this version:**

Sabine Décamp. Etude en laboratoire d'un courant de gravité turbulent sur un talus continental. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00011713

HAL Id: tel-00011713

<https://theses.hal.science/tel-00011713v1>

Submitted on 2 Mar 2006

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER
Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie

présentée par

Sabine DÉCAMP

Date de la soutenance : 9 décembre 2005

Etude en laboratoire d'un courant de gravité turbulent sur un talus continental

Directeur de thèse

Monsieur Joël SOMMERIA

Composition du Jury :

Monsieur	Bruno FERRON	Examineur
Monsieur	Yves MOREL	Rapporteur
Monsieur	Mohammed NAAÏM	Examineur
Monsieur	David A. SMEED	Rapporteur
Monsieur	Emmanuel VILLERMAUX	Président

Thèse préparée au sein du

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

Equipe CORIOLIS

à Guy.

Aucune route n'est longue aux côtés d'un ami.

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse, Joël Sommeria pour m'avoir accompagné tout au long de ce travail. Je lui suis particulièrement reconnaissante d'avoir toujours su m'écouter lorsque j'avais des doutes aussi bien scientifiques que personnels, de m'avoir encouragé dans les moments difficiles et surtout de m'avoir fait confiance pendant ces trois années.

Spéciale dédicace à toute l'équipe Coriolis sans qui les expériences n'auraient jamais pu avoir lieu, à savoir Henri Didelle, Samuel Viboud et Stéphane Mercier. Sans oublier Gauthier Delerce, indispensable pour résoudre les problèmes informatiques et de traitement CIV. Un grand merci à Emmanuelle Thivolle-Cazat qui a su faire la transition entre nos thèses et a grandement facilité mon intégration. Leur simplicité, leur savoir-faire et leur disponibilité m'ont fait découvrir le plaisir du travail en équipe dans une ambiance très conviviale.

Merci à cette grande piscine tournante dans laquelle j'ai eu la chance de ne pas tomber et qui m'a permis de rencontrer de nombreux visiteurs internationaux.

Je souhaiterais rendre un hommage particulier à Guy Marec, parti trop vite, mais sans qui je ne serais certainement pas allé au bout de cette thèse. Son soutien permanent pendant deux ans sur tous les plans de ma vie m'ont été d'un immense secours. Merci pour tout ce que tu m'as apporté et pour m'avoir ouvert tant de portes qu'il me reste encore à explorer. Merci aussi pour le temps passé à rééduquer un genou défaillant. Tu laisse un grand vide, mais tu m'as aussi donné les moyens pour le combler.

Yves Morel et David Smeed ont bien voulu être les rapporteurs de mon travail de thèse, et je leur en suis très reconnaissante. Mes sincères remerciements vont également à Bruno Ferron, Mohamed Naaim et Emmanuel Villermaux qui ont acceptés d'être membres du jury.

Enfin, je suis très heureuse d'avoir ici l'occasion de remercier toute ma famille, tous mes compagnons de galère, les membres de l'ADoP, et tous mes amis de Grenoble, de France et d'ailleurs, avec qui j'ai pu partager mes joies, mes peines et mes passions.

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Courants de gravité	5
1.1.1	Exemples géophysiques	5
1.1.2	Contexte océanique des expériences	7
1.2	Objectifs de l'étude	10
1.2.1	Questions scientifiques	10
1.2.2	Plan	12
2	Travaux antérieurs	13
2.1	Etudes expérimentales des courants de gravité	13
2.1.1	Sans rotation	14
2.1.2	Avec rotation	19
2.2	Simulations des courants de gravité	24
2.2.1	Modèles analytiques	24
2.2.2	Modèles numériques océaniques	25
2.3	Aperçu de la dynamique océanique générale	30
3	Etude en milieu homogène	33
3.1	Paramètres de similitude et lois d'échelle	33
3.1.1	Similitude entre les échelles du laboratoire et les échelles océaniques	34
3.1.2	Lois d'échelle de l'écoulement	37
3.2	Procédure Expérimentale	40
3.2.1	Dispositif	40
3.2.2	Choix des paramètres expérimentaux	44
3.2.3	Visualisation par colorant	45
3.2.4	Mesure de vitesse par CIV	47
	a. Paramètres d'acquisition des images	48
	b. Difficultés de calcul	49
	Pré-traitement des images	50

	Améliorations possibles du champ CIV	52
	c. Premiers résultats	55
3.2.5	Mesure de densité locale	55
3.2.6	Mesure du mélange global	57
3.3	Vérification expérimentale des lois d'échelles	59
3.4	Structure turbulente de l'écoulement	68
3.4.1	Intensité des fluctuations de vitesses horizontales	68
3.4.2	Tenseur de Reynolds	69
3.4.3	Angle d'étalement turbulent	72
3.5	Analyse des tourbillons cycloniques	80
3.5.1	Fréquence des tourbillons	80
3.5.2	Trajectoire des tourbillons	83
3.5.3	Caractéristiques des tourbillons	86
3.5.4	Vitesse de propagation	91
3.5.5	Conclusions sur l'évolution et la formation des tourbillons	93
3.6	Conclusions	98
3.7	Comparaison avec l'écoulement du détroit du Danemark	99
3.7.1	Le courant principal	101
3.7.2	Les tourbillons cycloniques	102
4	Etude en milieu stratifié	105
4.1	Paramètres de similitudes et lois d'échelle	105
4.2	Procédure expérimentale	108
4.2.1	Dispositif	108
4.2.2	Techniques de mesures	109
4.3	Observations qualitatives	113
4.4	Résultats expérimentaux	115
4.4.1	Lois d'échelle : Comparaison des résultats en milieu stratifié avec le cas homogène	115
4.4.2	Fluctuations de vitesse	120
4.4.3	Analyse des tourbillons cycloniques	120
4.4.4	Analyse de l'expérience commune de LIF et PIV	125
4.4.5	Conclusions	129
5	Structure verticale turbulente et entraînement	131
5.1	Configuration Expérimentale et procédure	132
5.1.1	Dispositif	132
5.1.2	Choix des paramètres expérimentaux	134

5.2	Caractéristiques générales de l'écoulement	135
5.2.1	Écoulement moyen	135
5.2.2	Écoulement turbulent	137
5.3	Mesure de l'entraînement	139
5.3.1	Théorie d'auto-similarité	139
5.3.2	Détermination expérimentale du coefficient d'entraînement	142
5.4	Conclusions	145
6	Conclusions générales et perspectives	147
6.1	Résultats expérimentaux	147
6.2	Perspectives	150
	Bibliographie	153
	Annexes	
A	Techniques et moyens de mesures utilisés	161
A 1	Vélocimétrie par corrélation d'images	162
A 1.1	Principe Général	162
A 1.2	Acquisition des images	162
	Source lumineuse	162
	Caméra et objectifs	165
	Particules	166
	Acquisition	167
	Conclusions	167
A 1.3	Traitement des données par CIV	167
	Détermination des déplacements	167
	Vecteurs incorrects et algorithme hiérarchique	170
A 2	Mesures de sondes	173
A 2.1	Sondes de conductivité	174
A 2.2	Sondes de température	176
A 2.3	Sondes à ultrasons	176
B	Scaling properties for turbulent gravity currents deviated by Coriolis effect on a uniform slope	179

Chapitre 1

Introduction



FIG. 1.1: Arrivée d'un courant de densité rendu visible par les particules du sol soulevées au fur et à mesure de sa progression (Haboob), à Hombori au Mali (Photothèque du CNRS).

1.1 Courants de gravité

1.1.1 Exemples géophysiques

Un courant de gravité est un écoulement généré par une différence de densité entre deux fluides. Ce type d'écoulement est très fréquent en géophysique (Simpson, 1982,

1997), en particulier lorsque des phénomènes temporaires génèrent des gradients de densité horizontaux ou verticaux, formant des panaches turbulents. Dans ces écoulements convectifs, la force de flottabilité est la source d'énergie des mouvements.

Dans l'atmosphère par exemple, les grains associés aux orages sont dus à l'arrivée d'un courant de gravité d'air froid et dense. Ces courants sont parfois rendus visibles par la suspension de poussières et de particules du sol. Ces nuages peuvent atteindre 1000 m de hauteur pour une vitesse de 90 km/h comme sur la figure 1.1.

Les courants de gravité sont naturellement entretenus par la pente topographique. C'est le cas, par exemple, des avalanches de neige (Hopfinger, 1983), des glissements de terrain, ou lors de différents types d'éruptions volcaniques. Les figures 1.2 montrent une coulée pyroclastique (avalanche dense de gaz, de cendres et de blocs chauds qui peuvent aller jusqu'à 50-150 km/h) et une coulée de lave basaltique, plus visqueuse.

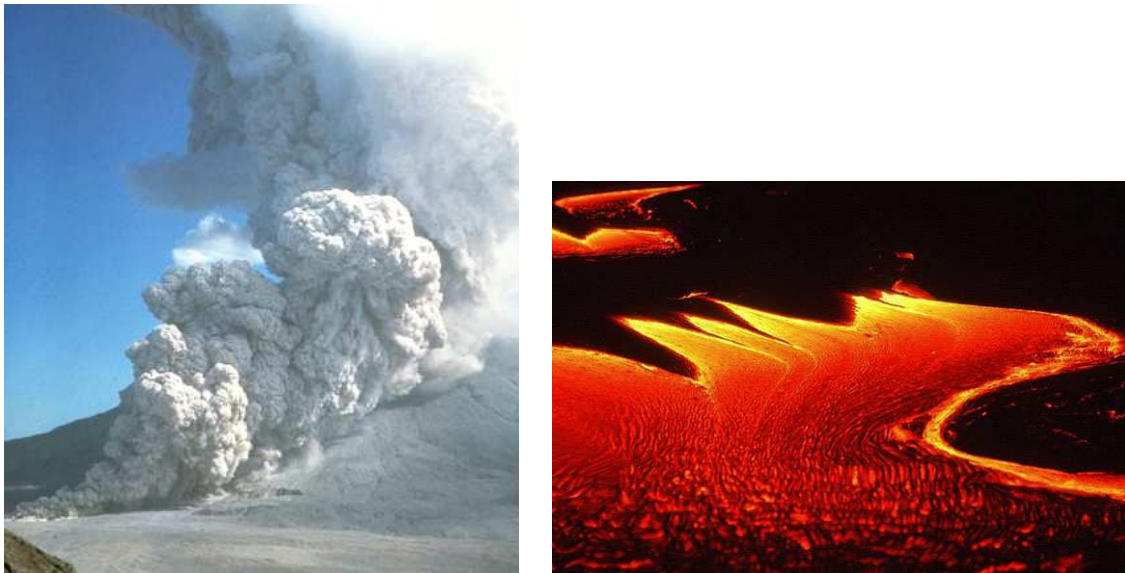


FIG. 1.2: A gauche, photo d'une éruption du Mont St Hélène le 7 août 1980. Cet écoulement de type pyroclastique peut se déplacer à une vitesse de 100 km/h et atteindre une température de $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Photographie du US Geophysical Survey). A droite, photo d'une coulée de lave au Mont Etna (Photographie de Tom Pfeifer)

En milieu marin, des avalanches sous-marines peuvent se produire, que l'on appelle courants de turbidité. Ce sont des écoulements d'eau riches en particules en suspension qui descendent sur les marges continentales. Ils sont déclenchés par des tremblements de terre ou des glissements de terrains. Quand ces courants commencent leur descente, ils accumulent des sédiments, ce qui les rend de plus en plus denses par rapport à l'eau ambiante. Ils se déplacent alors de plus en plus vite, pouvant creuser de véritables canyons sous-marins. Lorsque la pente s'adoucit pour former la plaine abyssale des océans,

l'écoulement perd de l'énergie et les sédiments se déposent, formant des bancs de sable et de vase. Un exemple célèbre de courant de turbidité a eu lieu en 1929 à la marge des Grands Bancs de Terre-Neuve. A la suite d'un tremblement de terre, un gigantesque glissement de terrain (100 km^3) a mis en suspension des tonnes de sédiments, formant le courant dense. Il s'est écoulé sur plus de 800 km de l'épicentre du séisme, détruisant des câbles télégraphiques qui reposaient sur le fond. La vitesse de propagation du front a ainsi pu être estimée, atteignant les 100 km/h.

1.1.2 Contexte océanique des expériences

Dans le contexte océanique, d'autres types de courants de gravité existent, pour lesquels les différences de densité ne sont pas créées par la turbidité, mais proviennent d'inhomogénéités de la température ou de la salinité. Par exemple au niveau du détroit de Gibraltar, la mer Méditerranée déverse ses eaux chaudes mais salées dans l'océan Atlantique (Baringer & Price, 1997). La densité (supérieure à 1028.95 g/L) et la salinité importante (38.5 psu^1) dans la mer Méditerranée proviennent de la très forte évaporation dans cette mer fermée et chaude, qui est supérieure à l'apport en eau douce par les précipitations et les rivières. Cette eau se mélange en profondeur avec les eaux plus froides et moins salées de l'océan Atlantique. Ces échanges sont schématisés sur la figure 1.3a et estimés sur la figure 1.3b par des mesures in-situ de la salinité. L'impact de ces échanges au niveau du seuil est très important (Bryden *et al.*, 1994; Borenäs *et al.*, 2002). L'écoulement d'eau salée sortant par le détroit de Gibraltar modifie de façon notable la distribution de salinité des masses d'eau dans l'océan Atlantique. Ceci est illustré par la figure 1.4 donnant la répartition de la salinité à des profondeurs voisines de 1000m pour lesquelles la densité du courant venant de la mer Méditerranée approche celle du milieu ambiant.

D'autres exemples de courant dense s'écoulant en direction de l'océan Atlantique existent, comme les eaux froides provenant de la banquise de Fischner ouverte sur la mer de Weddell et formant les Eaux Antarctiques de Fond (Killworth, 1977). Mais la formation d'eau profonde la plus intense vient du refroidissement des eaux de surface dans les mers de Norvège, du Labrador et du Groënland (Killworth, 2001). Le courant d'eau dense qui en découle, passe au large des îles Féroés et par le détroit du Danemark (Dickson & Brown, 1994; Spall & Price, 1998; Käse *et al.*, 2003). Ce phénomène parti-

¹La salinité pratique d'un échantillon d'eau de mer est définie en fonction du rapport K de la conductivité électrique de cet échantillon d'eau de mer à 15°C et à la pression atmosphérique normale, sur celle d'une solution de chlorure de potassium dans laquelle la fraction en masse de KCl est 0,0324356, aux mêmes conditions de température et pression. Elle est donc sans unité ou notée [psu].

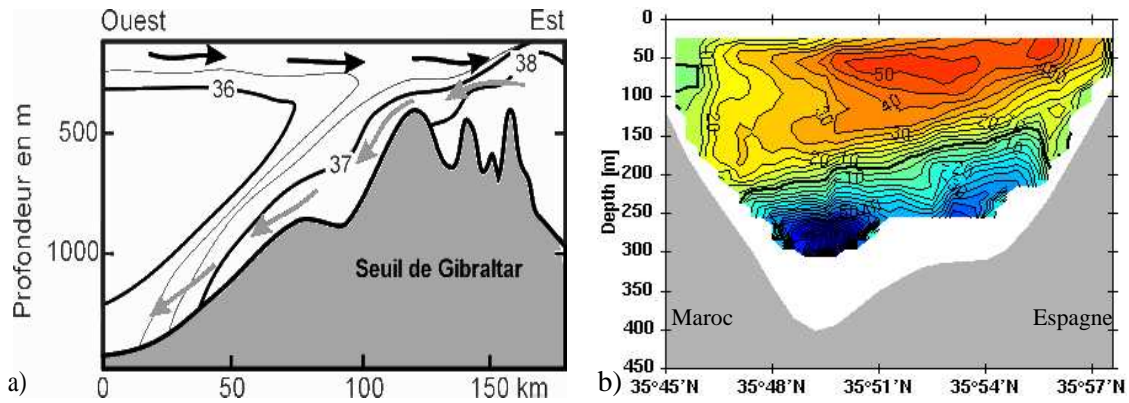


FIG. 1.3: a) Coupe schématique Est-Ouest de la salinité [psu] et des échanges d'eau douce en surface et salée en profondeur, au niveau du détroit de Gibraltar. b) coupe Sud-Nord de la vitesse moyenne [cm/s] à travers le détroit, à partir des données in-situ de la campagne Poséidon 234.

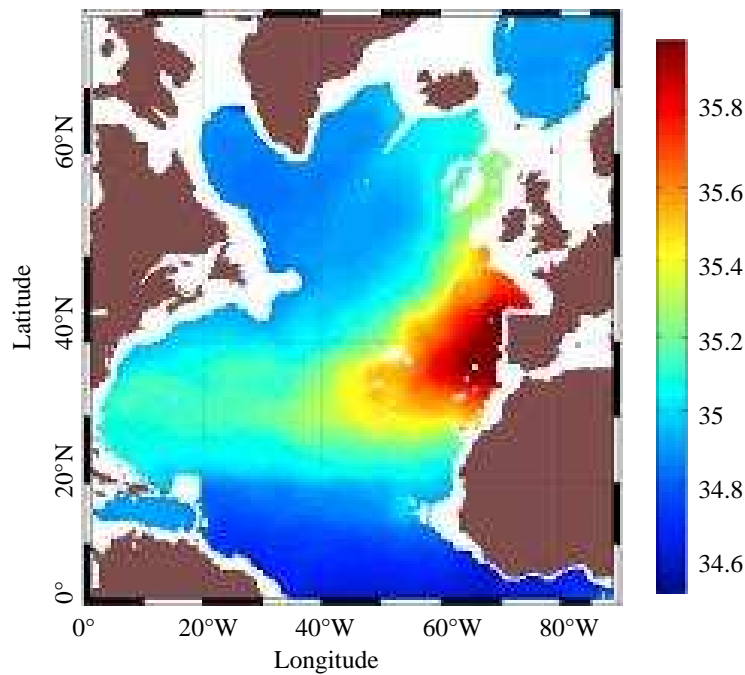


FIG. 1.4: Distribution des salinités [psu] dans l'Atlantique Nord à 1000 m de profondeur.

cipe à la génération des Eaux Atlantiques Profondes. Ce type de courant de gravité a donc des effets qui s'étendent sur de grandes échelles.

Ces écoulements sont un mécanisme important dans le renouvellement des eaux

océaniques profondes qui font partie du cycle de convection thermohaline modifiant la distribution globale de température et de salinité. Le transport de chaleur qui est ainsi engendré influence fortement le climat. Ces courants de gravité très actifs sont formés dans des endroits particuliers, provenant de mers marginales ou fermées où l'eau dense est générée (la chaleur est perdue vers l'atmosphère et/ou l'eau est plus salée par évaporation ou formation de glace). Ils passent ensuite par des détroits ou par dessus un seuil entre des bassins océaniques. Le transport de chaleur, lié à ces eaux qui se déversent vers les profondeurs, induit une cellule de convection globale à travers les océans. Le flux d'eau froide en profondeur est équilibré par un flux de chaleur en surface, déplaçant l'eau chaude de l'équateur vers les pôles par l'intermédiaire de grands courants comme le Gulf Stream. Cette circulation thermohaline est illustrée sur la figure 1.5.

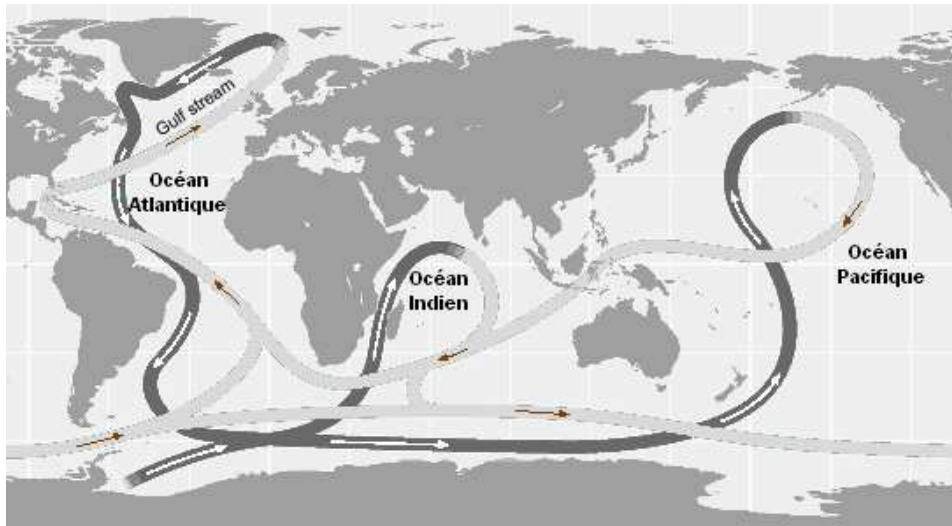


FIG. 1.5: *Circulation thermohaline globale. L'océan se réchauffe à l'équateur et perd de la chaleur aux pôles, essentiellement par le rayonnement solaire. La redistribution de chaleur se fait par le transport d'eau sous forme d'un mouvement convectif : la plongée des eaux les plus denses formant un courant profond froid et salé (gris foncé) est équilibrée par un courant de surface chaud et moins salé (gris clair).*

Dans leur descente le long du talus continental, ces courants d'eau engendrent de forts gradients de densité et vont entraîner le fluide environnant, plus léger, modifiant considérablement les propriétés de ces masses d'eau. L'entraînement représente un flux de masse diapycnale important de l'océan vers le courant gravitaire (mélange vertical de fluide à travers les couches de différentes densités). Ce mélange influence en particulier la position de stabilisation de ces masses d'eau océanique, qui contrôle en grande partie le processus de convection thermohaline.

Ces écoulements océaniques sont de grande échelle et sont beaucoup plus lents (~ 1 m/s) que les courants de turbidité. Ils ont donc des temps caractéristiques qui dépassent la journée. Les effets de la force de Coriolis liés à la rotation de la terre deviennent alors importants. Ils tendent à contenir ces courants dans une direction particulière, généralement le long d'une côte, en déviant les particules fluides sur la droite de leur déplacement dans l'hémisphère Nord. La dynamique de ces courants d'eau dense en présence de rotation et d'une pente topographique, favorise le développement d'instabilités turbulentes et la création périodique de tourbillons méso-échelles. La dynamique de l'écoulement sortant du détroit de Gibraltar par exemple, engendre de telles structures tourbillonnaires anticycloniques, appelées 'meddies', qui persistent 4 à 8 ans (Price *et al.*, 1993). Des tourbillons cycloniques sont également observés dans le détroit du Danemark. Ils jouent un rôle important dans les transports de chaleur ou de salinité. Ce sont ces processus de mélange et la capacité de l'écoulement à transporter du fluide sur de grandes distances qui rendent ces courants de gravité essentiels dans les phénomènes environnementaux.

Pour comprendre les phénomènes qui interviennent dans la circulation océanique, il est nécessaire de les observer directement par des mesures in-situ ou par satellite. Mais ces observations réelles sont souvent difficiles à interpréter à cause de la superposition de multiples phénomènes qui sont mal identifiés. Les expériences en laboratoire permettent d'isoler certains des mécanismes de la dynamique méso-échelle et de les contrôler. Leur analyse facilite ensuite la compréhension de ces phénomènes physiques et peut permettre de caler certains aspects de la paramétrisation des modèles numériques.

1.2 Objectifs de l'étude

1.2.1 Questions scientifiques

Le principal objectif de cette thèse est de mieux comprendre la dynamique des courants de gravité turbulents, descendant une pente en rotation dans un milieu ambiant homogène ou stratifié en densité. Ces systèmes impliquent des échelles spatiales et temporelles très étendues qui interagissent entre elles. Dans l'océan, les processus de moyenne échelle jouent un rôle primordial dans la circulation thermohaline globale. La dynamique de ces processus est intimement liée aux phénomènes de turbulence à petite échelle, à la rotation et à la stratification du milieu ambiant et à l'influence de la topographie générant de nombreuses instabilités.

La dynamique de ces courants de gravité turbulents étant particulièrement complexe,

des lois d'échelle simples sont proposées pour décrire l'évolution et le comportement de cet écoulement dans un milieu uniforme. Elles se basent sur la conservation du flux de flottabilité dans un courant supposé en auto-similarité. Il s'agit donc, par une étude expérimentale, de déterminer les principales caractéristiques de ces courants de gravité et de confirmer ces lois d'évolution du courant.

Pour cela, il est important de mesurer les effets du mélange avec le milieu ambiant, induits par la dynamique turbulente et instable du courant. Ce mélange influence la position d'équilibre atteinte par le courant stabilisé le long des côtes par la force de Coriolis. Ces interactions entre le courant et le milieu ambiant, liés aux phénomènes d'entraînement et de rejet ('detrainement'), contrôlent la densité du courant principal, sa largeur ou sa vitesse. Tous ces paramètres sont évalués par les mesures expérimentales dans le courant en équilibre géostrophique le long du plan incliné.

Les mesures de vitesse dans l'écoulement principal permettent de compléter la description du courant par des informations sur l'intensité des fluctuations turbulentes dans un plan parallèle à la pente. Mais le mélange provient essentiellement des fluctuations de vitesse verticale qui déterminent l'entraînement du fluide moins dense dans le courant. Celles-ci sont également étudiées par une autre expérience de plus petite taille. Enfin, les instabilités de plus grande échelle sont observées, caractérisées par la génération périodique de tourbillons cycloniques. Une fois formés ces vortex ont une structure plutôt barotrope et ils se propagent parallèlement au talus continental. L'analyse de leurs origines et de leurs caractéristiques est importante pour mettre en évidence leur capacité à transporter du fluide sur de grandes distances.

La dynamique des océans est bien reproduite par la cuve tournante Coriolis, sorte de banc d'essai pour l'océanographie opérationnelle. Ses grandes dimensions permettent d'approcher les régimes inertiels qui caractérisent l'océan. En fait, d'un point de vue expérimental, seule la grande cuve de Coriolis permet d'obtenir un courant de gravité à la fois turbulent et fortement influencé par la rotation. Mais la similitude entre les échelles du laboratoire et les échelles océaniques n'est pas toujours immédiate et l'extension des résultats au cas réel n'est pas évident. Pour les courants de gravité, une similitude entre ces échelles est proposée, complétée par une comparaison entre les lois d'échelles expérimentales et les mesures in-situ dans le cas de l'écoulement sortant du détroit du Danemark.

Pour se rapprocher des conditions océaniques réelles, des expériences sont réalisées en milieu uniformément stratifié en densité. Il s'agit de déterminer quelles sont les différences avec le cas d'un milieu homogène et d'en déduire d'autres lois expérimentales qui permettent de les expliciter.

1.2.2 Plan

Après cette introduction générale, quelques travaux déjà réalisés sur les courants de gravité, sont brièvement présentés au chapitre 2. De nombreuses expériences, ainsi que plusieurs modèles analytiques et numériques permettent de décrire certains aspects de leur dynamique, mais peu concernent un courant de gravité turbulent sur une pente en rotation.

L'étude de cet écoulement dans le cas d'un milieu ambiant homogène est exposée au chapitre 3. Il contient la description du dispositif expérimental, complétée dans l'annexe A par le détail des techniques de mesures employées pour concevoir et analyser ces expériences de laboratoire. Les principales caractéristiques du courants sont mesurées : la vitesse instantanée est calculée par une méthode de corrélation d'image de particules et les variations de densité dues au mélange sont enregistrées par des profils de sondes de conductivité couplées à des capteurs de température. Ces résultats obtenus expérimentalement servent à vérifier les lois de comportement sur l'écoulement global. La formulation de ces lois d'échelles est explicitée dans ce même chapitre. La structure turbulente de l'écoulement est également obtenue sur un plan parallèle à la pente. Enfin, une analyse des tourbillons cycloniques générés par le courant permet de suggérer le mécanisme de leur génération et de leur propagation. Tous les résultats sont comparés aux cas océaniques réels en proposant une similitude entre ces écoulements et le courant à l'échelle du laboratoire. La configuration étudiée est particulièrement proche de l'eau dense s'écoulant du détroit du Danemark. Une comparaison détaillée entre les propriétés de cet écoulement et des caractéristiques du courant généré en laboratoire est décrite dans ce même chapitre.

Pour une similitude plus complète avec les conditions océaniques, des expériences sont réalisées dans un milieu ambiant uniformément stratifié en densité. Le chapitre 4 souligne les similitudes de cet écoulement avec le cas homogène et les divergences liées aux effets de la stratification sur les propriétés générales du courant.

Enfin pour obtenir une description plus détaillée du mélange et des intensités des fluctuations de vitesse verticale, une étude à plus petite échelle d'un courant d'eau dense dans un canal est décrite dans le dernier chapitre .

Chapitre 2

Travaux antérieurs

Une description rapide des études expérimentales et numériques réalisées auparavant et visant à reproduire ces courants de gravité, permet d'exposer certains aspects de la dynamique de ces écoulements, notamment en ce qui concerne le mélange entre les différentes masses de fluide qui entrent en jeu. Les équations générales du mouvement sont également présentées dans le cadre de la dynamique océanique.

2.1 Etudes expérimentales des courants de gravité

L'importance de ces courants de gravité, très fréquents en géophysique et particulièrement en océanographie, a conduit à de nombreuses études théoriques, numériques et expérimentales. L'objectif était de décrire l'aspect de ces courants et de mieux comprendre l'influence de l'entraînement turbulent sur leur propagation, généralement en milieu non tournant. Mais sur les phénomènes lents et de grande échelle, la force de Coriolis liée à la rotation de la terre a un effet important sur la dynamique de l'écoulement. Peu d'études expérimentales incluent une topographie de fond en milieu tournant, tout en conservant le caractère turbulent du fluide dense. Simpson (1982) passe en revue les courants de gravité et Griffiths (1986) complète cette analyse au cas des milieux en rotation.

Les recherches sur les courants de gravité peuvent se diviser en deux catégories : Celles où la source est de volume fixe, comme dans les expériences de 'Lock-exchange' et celles où la source est continue. Dans les expériences de 'Lock-exchange', deux fluides de densités différentes sont initialement séparés par une 'porte' qui est ensuite retirée, simulant par exemple la propagation d'eau douce au dessus d'eau salée lors de l'ouverture d'une écluse à l'embouchure d'une rivière. Dans la situation océanique, on peut

distinguer une région d'initiation comparable au processus de 'Lock-exchange' et une région de propagation le long du talus continental simulée par la source continue de fluide dense. Le débit est contrôlé par le processus d'initiation et la dynamique du courant le long du talus n'a pas d'influence sur ce débit en raison de la vitesse surpercritique du courant dans sa phase de descente initiale (supérieure à la vitesse de propagation des ondes de gravité). C'est ce qu'on appelle le régime de contrôle hydraulique du débit, bien connu dans les problèmes de rivières.

2.1.1 Sans rotation

Expérience du 'Lock-exchange'

La technique du 'lock-exchange' a été largement employée pour l'étude expérimentale de courant de gravité à deux dimensions, essentiellement dans des canaux non tournants. L'intérêt principal de ce type d'étude est de générer simplement un front lorsque le fluide est libéré dans le milieu de densité différente. La forme et la vitesse de propagation de ce front sont alors détaillées.

Les courants de gravité sont constitués d'un front, formé d'une tête plus épaisse que le fluide qui suit. Pour de faibles nombres de Reynolds, les forces visqueuses dominent les forces de flottabilité et il y a peu de mélange, comme dans le cas des coulées de laves illustrées sur la figure 1.2. Mais lorsque le nombre de Reynolds augmente, les instabilités apparaissent. Dans la région située derrière la tête, il y a un sillage turbulent associé à des instabilités de Kelvin-Helmholtz, visibles sur la figure 2.1a, ou à des instabilités de Holmboe. Ces instabilités proviennent du cisaillement à l'interface entre deux milieux de densités différentes. Lorsque les effets déstabilisants du cisaillement sont plus

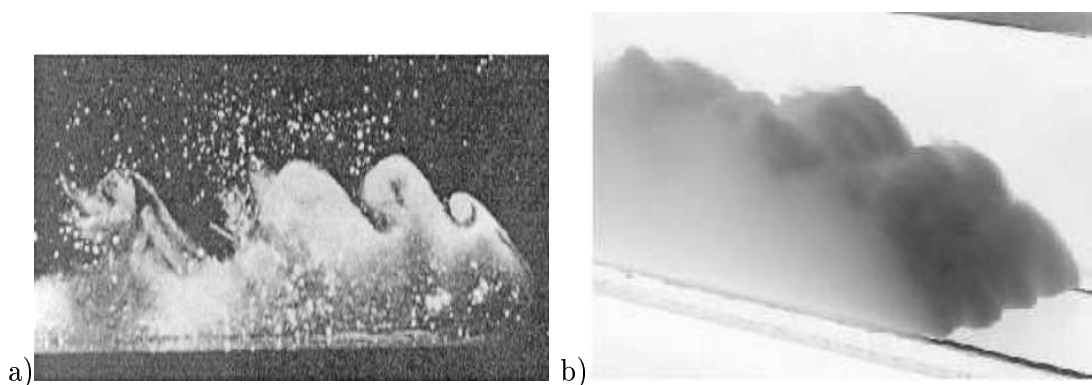


FIG. 2.1: Photo typique de la tête d'un courant de gravité s'écoulant vers la droite, montrant a) les instabilités de Kelvin-Helmholtz (Simpson, 1997) et b) la formation de lobes et creux (McElwaine et al.)

importants que les forces de gravité, l'interface devient instable et donne lieu à des déformations stationnaires dites de Kelvin-Helmholtz. Lorsque le profil de vitesse est décalé par rapport au profil de densité, l'instabilité croissante génère deux trains de tourbillons, issus de deux ondes de Holmboe qui se propagent dans des directions contraires et qui proviennent des couches limites de diffusion de part et d'autre de l'interface (Hogg & Ivey, 2003). Ces deux types d'ondes développent de la turbulence qui est à l'origine du mélange important au niveau du front du courant de gravité.

D'autres sortes d'instabilités existent, localisées sur le front du courant, le déformant en constituant des lobes et crevasses (ondulations du front sur la figure 2.1b). Leur origine n'est pas encore connue avec précision (McElwaine *et al.*).

La vitesse de propagation de ce front est décrite par Benjamin (1968), par une analyse théorique de fluides non visqueux et non turbulent, dans le cas d'un courant de gravité dans un canal rectangulaire horizontal (Fig. 2.2). En l'absence de rotation, le courant s'étend sur toute la largeur du canal et a une structure moyenne essentiellement bidimensionnelle, avec un contre-courant dans le milieu ambiant. Benjamin (1968) applique les équations de continuité et de Bernoulli le long de l'interface entre les deux couches de fluides. Il montre en particulier que le seul écoulement stable, conservant l'énergie est celui qui se déplace avec une épaisseur $h = \frac{1}{2}H$, où H est la hauteur totale du canal. Sa vitesse est alors $U = 2^{-1/2}\sqrt{g'h}$, où $g' = g\Delta\rho/\rho$ est la gravité réduite ($\Delta\rho$ étant la différence de densité entre le courant et le fluide ambiant, g l'accélération de la pesanteur) et h est l'épaisseur du corps du courant.

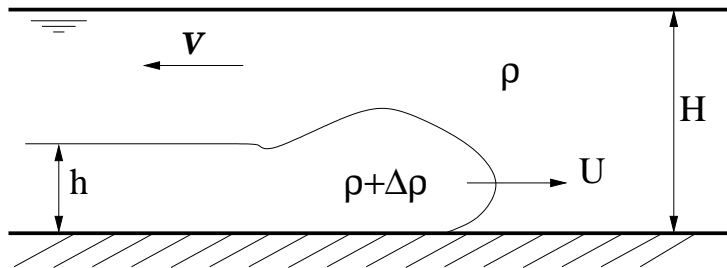


FIG. 2.2: Schéma de l'écoulement à deux dimensions dans un canal horizontal.

Mais dans les écoulements, il y a généralement de la dissipation d'énergie, que Benjamin inclut dans l'équation de Bernoulli en supposant que cette dissipation est uniforme dans le milieu ambiant. Il trouve ainsi que la vitesse du front est :

$$U_f = \text{Fr}\sqrt{g'h}$$

La valeur du paramètre Fr , le nombre de Froude, dépend du rapport de l'épaisseur du courant sur la hauteur totale du canal. Si l'on considère un canal infiniment haut, la vitesse du front devient $U_f = 2^{1/2} \sqrt{g'h}$.

Huppert & Simpson (1980) complètent cette analyse en incorporant le mélange au niveau du front grâce à des arguments dimensionnels et les vitesses de propagation sont vérifiées expérimentalement. Ungarish & Huppert (2002) étendent cette formulation dans l'approximation des couches minces, au cas d'un courant de gravité se propageant à la base d'un milieu ambiant stratifié sans ajouter de nouveaux paramètres.

Britter & Linden (1980) étudient l'écoulement de la tête d'un courant de gravité, produit par la libération soudaine d'une quantité finie de fluide dense sur un fond incliné. Dans leurs expériences, pour des pentes d'inclinaison supérieures à 1° , la force de gravité domine les effets de la force de friction et la vitesse du front est alors constante le long de la pente. La vitesse du front étant plus faible que la vitesse du fluide qui le suit, la taille de la tête augmente au cours du temps. La tête croît aussi par le mélange avec le milieu ambiant qui augmente fortement avec l'inclinaison de la pente.

Sources continues et mélange

Les premières expériences sur les déplacements des fronts générés par une source continue de fluide dense, sur une pente sans rotation sont celles de Ellison & Turner (1959). Ils se basent sur la conservation du flux de flottabilité ($B = g'Q$, où Q est le débit volumique) pour caractériser les variations de l'épaisseur du courant en fonction de la distance à la source.

En effet, lorsque le courant se déplace le long du talus continental, il entraîne le fluide ambiant. Il y a alors mélange entre les masses d'eau de densité différente et l'épaisseur du courant varie. Ce sont les instabilités qui contrôlent l'entraînement aux interfaces de cisaillement. Ce mélange modifie la dynamique de ces courants tout comme les effets de frottement sur le fond ou l'accélération inertielle.

Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel sur une pente d'inclinaison α dans un système non tournant (Fig. 2.3), Ellison & Turner (1959) montrent que la vitesse moyenne U le long de la pente d'inclinaison α est indépendante de la distance x à la source. L'épaisseur du courant h croît linéairement avec cette distance x par entraînement du fluide ambiant. L'écart de densité entre le courant et ce fluide ambiant diminue donc, mais le flux de flottabilité reste constant sur la pente. Ils proposent alors que l'entraînement soit caractérisé par une vitesse w_H normale à l'interface, proportionnelle à la vitesse moyenne U dans la direction de l'écoulement, avec une constante de proportionnalité E .

$$|w_H| = EU \tag{2.1}$$

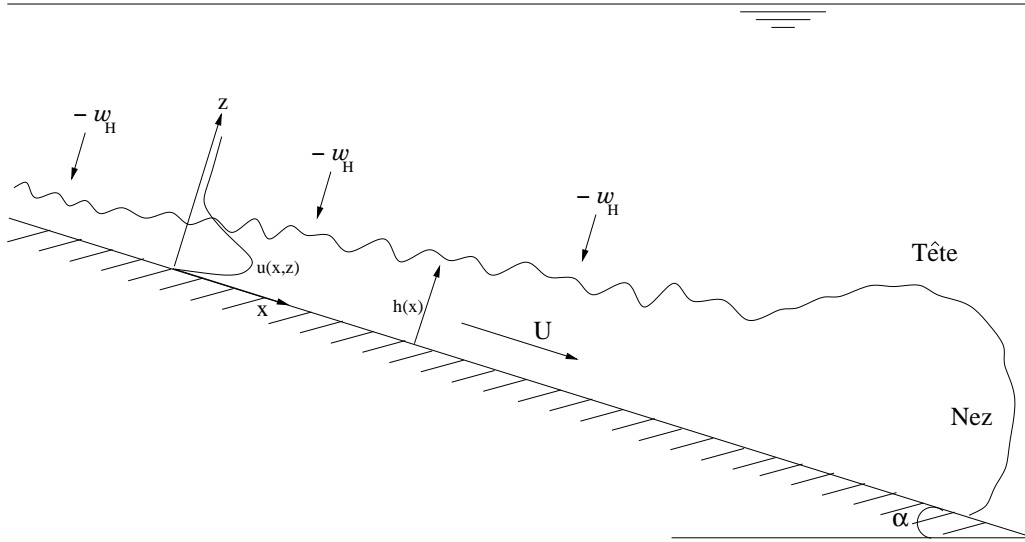


FIG. 2.3: Schéma d'un courant de gravité sur un plan incliné

Mais lorsque ce courant descend sur un plan incliné, une composante de la force de gravité agit perpendiculairement à l'interface et tend à empêcher le mélange. Ces effets de stabilisation du gradient de densité par rapport au cisaillement sont mesurés par le nombre de Richardson Ri_o , défini par

$$Ri_o = \frac{g' h \cos \alpha}{U^2} \quad (2.2)$$

Ce nombre de Richardson global contrôle le mélange résultant des perturbations croissantes dans l'écoulement instable. Turner (1986) développe ainsi une théorie sur l'entraînement turbulent en supposant que le taux d'entraînement E dépende de ce nombre de Richardson. L'équation de continuité de masse du courant de gravité d'épaisseur h pour un fluide ambiant au repos est :

$$\frac{d(Uh)}{dx} = E U \quad (2.3)$$

et l'équation de conservation de la quantité de mouvement, en supposant que les effets des forces de frottement sur le fond soient négligeables par rapport à l'entraînement est :

$$\frac{d(U^2 h)}{dx} = g' h \sin \alpha \quad (2.4)$$

Si la similarité du profil des vitesses est assurée, l'épaisseur du courant de gravité augmente linéairement en s'éloignant de la source :

$$\frac{dh}{dx} = E(Ri_o) \quad (2.5)$$

Le taux d'entraînement a été évalué expérimentalement par Ellison & Turner (1959) et est représenté empiriquement par

$$E = \frac{0.08 - 0.1 \text{ Ri}_o}{1.0 + 5.0 \text{ Ri}_o} \quad \text{pour } \text{Ri}_o \leq 0.8 \quad (2.6)$$

C'est ce type d'expériences qui sert de fondement aux paramétrisations actuellement utilisées dans les modèles atmosphériques et océanographiques. L'effet Coriolis y est cependant nul ou faible et le milieu ambiant est homogène, contrairement au cas océanique. L'extension de cette loi sur l'entraînement obtenue pour $\text{Re} = Uh/\nu \simeq 10^3$, aux écoulements réels pour lesquels $\text{Re} \simeq 10^7 - 10^9$ n'est pas forcément justifiée, d'autant plus que dans les écoulements de cisaillement, un nombre de Reynolds minimum critique doit être atteint pour avoir des fluctuations de vitesses turbulentes tridimensionnelles pleinement développées : $\text{Re}_{cr} \simeq 1000$ (Breidenthal, 1992).

Pour vérifier si ces lois d'entraînement sont applicables aux situations à fort Reynolds, des observations naturelles ont été récemment effectuées sur un écoulement de vent catabatique dans la région de Salt Lake City (Princevac *et al.*, 2005). Ces mesures de terrain suggèrent que les lois d'entraînement de Ellison & Turner (1959) sous-estiment le coefficient d'entraînement dans les écoulements réels, ce qui pourrait s'expliquer par le rôle des effets de diffusion moléculaire dans les expériences de laboratoire.

Ce modèle du mélange de Ellison & Turner (1959) est étendu au cas d'un courant de gravité sur une pente dans un milieu ambiant uniformément stratifié en densité par Baines (2001). On se rapproche ainsi de façon plus précise des écoulements dans les océans stratifiés, malgré l'absence de la rotation dans ces expériences. Dans ces conditions, le courant commence par descendre et s'ajuste dans une région où son épaisseur h reste constante malgré les échanges continus de fluide avec le milieu ambiant. Il fini par atteindre la profondeur où sa densité correspond à celle du fluide stratifié et pour laquelle l'écoulement s'étale horizontalement en s'éloignant du fond incliné. Mais le modèle du mélange proposé par Ellison & Turner (1959) (éq. 2.6) implique que l'entraînement est négligeable pour des valeurs $\text{Ri}_o > 0.8$. Or ce n'est pas le cas dans ces expériences en milieu stratifié. Une expression approximative alternative est donnée par des mesures expérimentales pour $\text{Ri}_o > 0.1$ (Turner, 1973; Fernando, 1991) par

$$E \simeq \frac{0.001}{\text{Ri}_o} \quad (2.7)$$

Baines (2001) développe un modèle basé sur des observations de l'écoulement décrivant les transferts turbulents qui s'y produisent en terme de coefficients locaux d'entraînement E_e , d'extraction ('detrainement') E_d et de frottement. Les vitesses d'entraîne-

ment et d'extraction sont définies par :

$$w_e = E_e Q/\bar{h} \quad (2.8)$$

et

$$w_d = E_d Q/\bar{h} \quad (2.9)$$

où $Q(x)$ est le flux volumique local et \bar{h} l'épaisseur moyenne de l'écoulement qui est indépendante de la distance x le long de la pente. A cause de la stratification ambiante, ces coefficients E_e et E_d sont fonction d'un nombre local turbulent de Richardson $Ri = \frac{g' \bar{h}^3 \cos \alpha}{Q^2}$. Cette valeur locale contrôle la stabilité de l'écoulement vis à vis des petites perturbations.

Bien que Baines (2001) définisse le coefficient d'entraînement de façon légèrement différente de celui d'Ellison & Turner (1959), il suppose que les variations du taux d'entraînement restent une fonction décroissante de Ri . L'ajustement de ses résultats expérimentaux sont tels que :

$$E_e = \frac{c_1(\alpha)}{Ri} \quad (2.10)$$

où c_1 est une constante dépendant de l'angle de la pente α .

Le coefficient d'extraction ne peut pas être mesuré directement dans les expériences, mais les variations du débit le long de la pente sont telles que $\partial Q/\partial x = (E_e - E_d) Q/\bar{h}$. Ces variations sont mesurées et les données suivent une loi de puissance, ce qui donne un coefficient d'extraction de la forme :

$$E_d = \frac{c_1(\alpha)}{Ri} + 0.2 M^{0.4} \sin \alpha \quad (2.11)$$

où $M = \frac{Q N^3}{g'^2}$ et $N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}\right)^{1/2}$ est la fréquence de Brunt-Väisälä, mesurant la stratification, z étant la coordonnée verticale.

2.1.2 Avec rotation

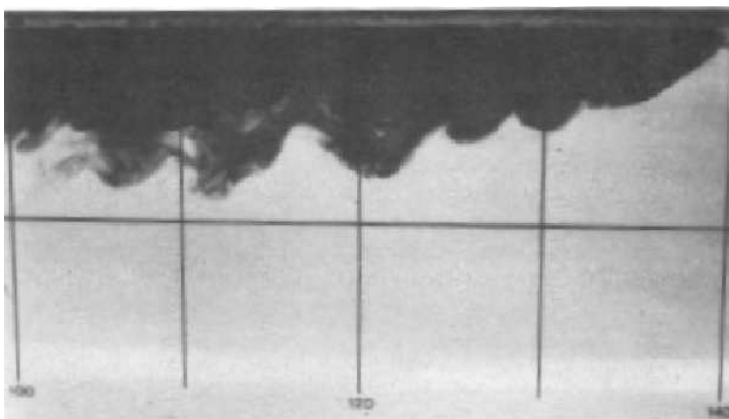
Lorsque le fluide se trouve dans un milieu ambiant en rotation, les caractéristiques du courant de gravité sont modifiées par l'effet de la force de Coriolis. Elle joue un rôle essentiel pour la représentation des écoulements océaniques de grande échelle qui sont largement influencés par la rotation de la terre et que nous cherchons à étudier et simuler expérimentalement dans le cadre de cette thèse.

Expérience de ‘Lock-exchange’ en rotation

Comme pour les cas non tournants, les expériences de ‘lock-exchange’ créent un courant de gravité dans un canal, mis en rotation. Cette technique permet d’étudier principalement l’écoulement à la surface libre d’un fluide plus léger que le milieu ambiant. Des expériences de ce type ont été réalisées par Stern *et al.* (1982) ou Griffiths & Hopfinger (1983) et montrent que l’écoulement des courants de gravité dans un canal en rotation est turbulent et instable. La structure du courant, comme le montre la figure 2.4, ressemble beaucoup au cas sans rotation. Elle comprend toujours un front turbulent avec des instabilités et du mélange, suivi d’une région où l’écoulement est géostrophique (Stern *et al.*, 1982). Mais si les vortex sont dus aux instabilités au niveau du front et sont peu modifiés par la rotation, ces structures créent des mouvements tourbillonnaires de plus grande échelle dans le milieu environnant. Le mélange vertical induit par la turbulence est alors beaucoup plus important et s’étend sur des régions plus grandes le long du courant. est alors beaucoup plus important et s’étend sur des



Vue
du
dessus



Haut

Vue
de
coté

Bas

FIG. 2.4: Tête d’un courant de gravité de surface dans un canal en rotation ($Re = 1900$) : vue du dessus et tranche verticale, d’après Griffiths & Hopfinger (1983).

régions plus grandes le long du courant. De plus, la vitesse et l'épaisseur du front décroissent avec le temps à cause de la force de frottement associée à la génération d'ondes inertielles dans le milieu ambiant.

Des expériences plus récentes ont été réalisées par Rabe *et al.* montrant comment ces approches se généralisent à des géométries plus complexes, notamment par des multicanaux.

Plan incliné et Instabilités

Les courants de densité descendent aussi le long des pentes douces des plateaux continentaux ($\alpha \simeq 0.01$) ou sur les pentes plus fortes des talus continentaux ($\alpha \simeq 0.1$). La présence d'une topographie de fond modifie considérablement le mélange et les variations de mouvement sur le front (Hunt *et al.*, 2005). Des ondes de Rossby (ondes topographiques) peuvent être créées par des variations ou des instabilités du courant côtier.

Dans ces écoulements, les forces de gravité dirigées vers le bas de la pente sont opposées aux forces de Coriolis et peuvent s'équilibrer. Les courants descendent donc la pente en gagnant de l'énergie cinétique, jusqu'à ce que la force de Coriolis soit suffisante pour équilibrer l'accélération de la pesanteur. Le courant atteint alors un régime établi d'équilibre géostrophique, uniforme et conservatif dans la direction de l'écoulement (en absence d'instabilités ou de dissipation visqueuse).

Pourtant les courants de gravité sont pratiquement toujours instables dans l'océan et dans les expériences en laboratoire. Des études plus récentes (Griffiths *et al.*, 1982; Whitehead *et al.*, 1990; Condie, 1995; Zatsepin *et al.*, 1998; Lane-Serff & Baines, 2000) montrent que les courants denses dans un système en rotation ne se comportent pas comme un simple panache ('plume') mais ils sont soumis à divers types d'instabilités. La structure de l'écoulement est influencée par les dissipations visqueuses aux frontières rigides et à l'interface de densité, par le mélange et par les instabilités créées par des ondes ou des tourbillons (Fernando, 1991).

Les analyses de stabilité linéaire qui tiennent compte des vitesses verticales non négligeables et des frottements sur le fond et au niveau de l'interface, montrent que des oscillations non linéaires se développent. C'est ce que trouvent Shapiro & Zatsepin (1997) avec leurs expériences réalisées dans une cuve tournante contenant un cône solide de forte inclinaison (39°). Un courant dense est introduit au sommet et se propage dans le milieu ambiant de densité plus faible. Dans la plupart des expériences, le front est stable et axisymétrique. Mais dans certains cas, selon la valeur du nombre de Froude, l'interface entre les fluides devient instable par le développement d'ondes ; le courant

de gravité est alors concentré sur la couche du fond qui a une épaisseur de l'ordre de l'échelle de la couche d'Ekman, comme l'avait proposé Mory *et al.* (1987).

Le caractère instable de ces écoulements est également décrit par les expériences de Sutherland *et al.* (2004). Ils mettent en évidence l'importance du couplage entre les couches de densités différentes. Des courants de surface sont générés dans le milieu ambiant par l'écoulement du fluide dense sur le fond et leur interaction provoque des instabilités sous forme d'ondes et de tourbillons méso-échelle (Fig. 2.5). Ceci peut être une source d'échanges plus importante que le frottement dans la couche limite de fond.

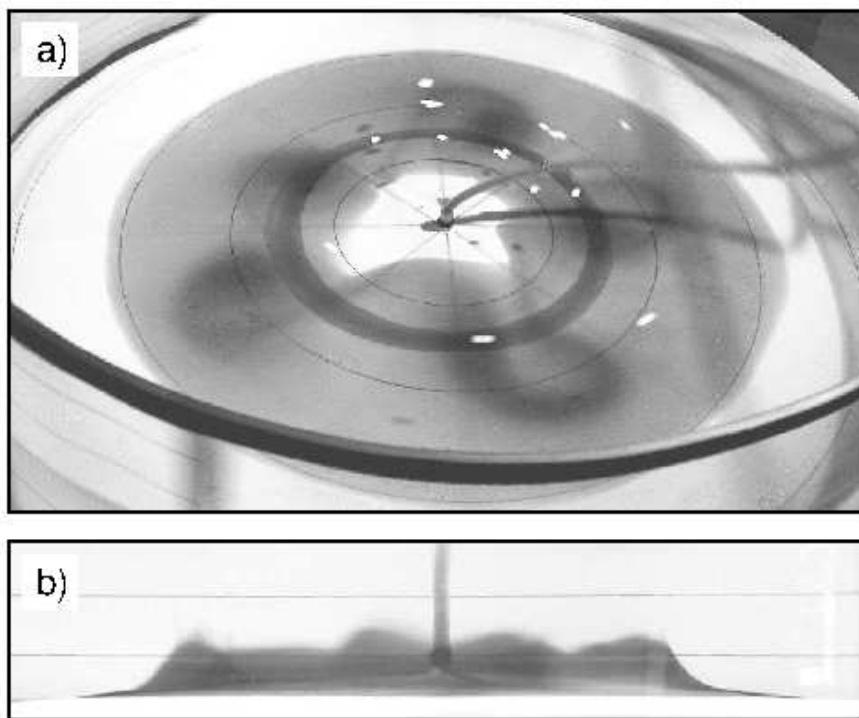


FIG. 2.5: a) vue du dessus et b) tranche verticale d'un courant devenant instable, d'après Sutherland *et al.* (2004).

Ce fort couplage dynamique entre la couche dense et le fluide ambiant peut donc amener à la formation de vortex cycloniques visualisés dans les expériences en laboratoire de Whitehead *et al.* (1990) en milieu tournant. Ces cyclones sont analogues à ceux observés dans le détroit du Danemark. D'autres expériences dans des régimes plutôt laminaires, sans mélange turbulent, ont confirmé la génération de tourbillons cycloniques : soit par conservation de la vorticit   potentielle dans un processus d'  tirement des colonnes d'eau dans la couche sup  rieure, comme le trouvent Lane-Serff & Baines (1998, 2000) et Etling *et al.* (2000); soit par une instabilit   barocline du courant lui-m  me, comme le montrent Etling *et al.* (2000) (pour des courants faibles et une forte rotation)

ou Morel & Williams (2001). Une fois formés, ces tourbillons se déplacent le long de la pente, parallèlement à la côte (Mory *et al.*, 1987).

Ces instabilités modifient considérablement la propagation des courants de gravité. Les ondes sont à l'origine de la rupture du régime d'équilibre géostrophique et de l'étalement horizontal du fluide dense.

Cenedese *et al.* (2004) a mis en évidence plusieurs types d'écoulements, en particulier dans les expériences en rotation, comme le montrent les figures 2.6 :

- Un régime laminaire pour lequel le courant a une épaisseur constante derrière la tête. Il n'y a pas de mélange entre le fluide dense et le milieu ambiant.
- Un régime d'onde, où une perturbation d'ondes planes apparaît à l'interface entre le fluide dense et le milieu ambiant.
- Un régime de vortex, avec la formation périodique de tourbillons cycloniques dans le fluide ambiant au dessus du courant.

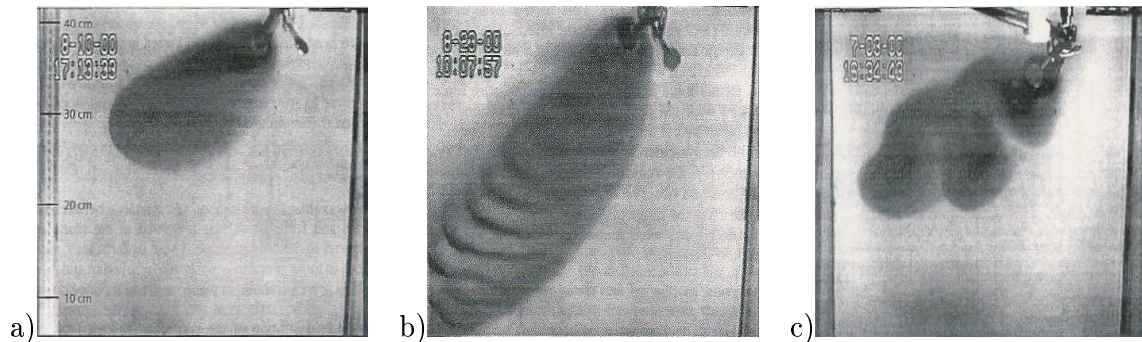


FIG. 2.6: Vue du dessus d'un courant de gravité a) laminaire, b) en régime d'onde, c) avec des tourbillons, d'après Cenedese *et al.* (2004)

La transition entre ces différents régimes stables et instables ont été étudiés et caractérisés par Cenedese *et al.* (2004) lors d'expériences avec une source continue de fluide dense à débit constant.

Une première estimation du taux d'entraînement lié au mélange dans un milieu tournant est réalisée lors de ces expériences, aboutissant à la loi suivante :

$$w_H = \frac{1}{A}Q \left(\frac{1}{r} - 1 \right) \quad (2.12)$$

où w_H est défini par la moyenne de la vitesse verticale à l'interface (Fig. 2.3), nécessaire pour obtenir le mélange observé entre le fluide dense et le milieu ambiant sur une aire A . Le rapport de la différence de densité finale sur l'excès de densité initial est r et le débit de la source est Q .

C'est le régime de vortex obtenu par Cenedese *et al.* (2004) qui est le plus proche des expériences que l'on va réaliser lors de notre étude, pour des nombres de Reynolds plus grands. C'est la dynamique des courants de gravité turbulents en rotation, descendant un plan incliné dans un milieu ambiant homogène ou stratifié en densité, qui nous intéresse. Cette configuration se rapproche particulièrement des écoulements océaniques réels décrits précédemment.

2.2 Simulations des courants de gravité

2.2.1 Modèles analytiques

La dynamique des courants denses sur une pente est aussi étudiée par des modèles analytiques et numériques. Un modèle simple à une dimension est celui du tube de courant ('streamtube model') développé par Smith (1975). Il suppose que les propriétés de l'écoulement varient uniquement selon la direction du courant. La divergence du flux volumique sur la pente est égal à l'entraînement au niveau de l'interface entre les deux fluides comme pour le modèle de Turner. La quantité de mouvement est activée par la force de gravité le long de la pente, puis ralentie par les frottements sur le fond qui sont donnés par une fonction quadratique de la vitesse. Pour les écoulements en rotation, l'équilibre géostrophique du courant est corrigé par la courbure du trajet de l'écoulement sur le plan incliné. Dans ces modèles on suppose que les gradients de pression le long du courant, dus aux variations de sa hauteur, sont faibles, tout comme les variations des différences de densité entre le courant et le milieu ambiant.

De nouvelles paramétrisations de l'entraînement et du frottement sur le fond sont ensuite introduites (Price & Baringer, 1994; Killworth, 1977) avec d'autres hypothèses sur l'étalement du tube de courant basées sur le nombre d'Ekman. Ces modèles simples de 'streamtube' sont appliqués à des cas océaniques comme le détroit de Gibraltar et donnent des paramètres pour l'entraînement et le frottement proches des valeurs réelles. Cependant certains aspects de ces écoulements ne sont pas reproduits en particulier lorsque la force de friction sur le fond est le terme dominant la propagation du courant de gravité. Ces modèles ne considèrent pas non plus les instabilités baroclines ni le cisaillement avec le milieu ambiant induit par la rotation.

Jungclaus & Backhaus (1994) proposent un modèle numérique de gravité réduite où les équations primitives bidimensionnelles en approximation hydrostatique sont résolues. Ils simulent le comportement d'un simple écoulement dû au flux de flottabilité sur un fond incliné en rotation et trouvent que certaines instabilités amènent le courant de gravité à se disloquer. Mais dans son modèle, la couche supérieure est passive et n'a pas d'influence sur le courant dense.

Un modèle intermédiaire entre les tubes de courants et les modèles tridimensionnels est développé par Shapiro & Zatsepin (1997). Il inclut le frottement sur le fond et l'entraînement à l'interface de densité. Ce modèle montre en particulier que l'épaisseur typique du courant ne dépasse pas deux fois l'échelle de la couche d'Ekman du fond et que le mélange vertical a tendance à contrer la descente du courant dense, tout comme la circulation générée dans le milieu ambiant.

Des simulations à trois dimensions incorporent maintenant l'interaction dynamique entre le fluide dense sur la pente et le milieu ambiant plus léger (Jiang & Garwood Jr., 1996, 1998; Krauss & Käse, 1998) et montrent qu'un fort couplage entre les 2 couches peut amener à la formation de vortex cycloniques, comme ceux du détroit du Danemark, observés par Bruce (1995) ou Krauss (1996) et simulés par Spall & Price (1998).

2.2.2 Modèles numériques océaniques

Dans le § 1.1.2, nous avons montré que la circulation thermohaline globale est fortement influencée par la formation de courants d'eau dense au niveau des mers marginales ou fermées. Des comparaisons récentes entre les simulations de trois modèles océaniques de haute résolution sont réalisées par le groupe DYNAMO pour la circulation Nord Atlantique. Ces modèles utilisent trois coordonnées verticales différentes (profondeur, isopycnales ou sigma). Leurs analyses confirment l'idée que la circulation thermohaline de grande échelle est contrôlée par les détails du mélange des écoulements denses dans la région du Groënland (Willebrand *et al.*, 2001). Un changement dans les paramètres de l'écoulement dense de l'Atlantique du Nord modifie entièrement la circulation globale. Ce mélange joue également un rôle important au niveau de la mer Méditerranée (Papadakis *et al.*, 2003).

Les modèles océaniques de circulation générale parviennent à représenter ces écoulements d'eau dense avec plus ou moins de succès. Le principal problème provient du mélange excessif des masses d'eaux profondes, ce qui réduit les gradients de température et de salinité du front et donne une représentation approximative de ces veines d'eau (Winton *et al.*, 1998). Les modèles ont généralement une faible résolution verticale et

des difficultés à traiter la topographie. Ils ont aussi une paramétrisation des frottements de fond et du mélange turbulent relativement inappropriée, en particulier lorsque la rotation est importante.

Une difficulté majeure est la faible épaisseur de ces couches limites turbulentes, typiquement de 100-200 m (Price & Yang, 1998). Ces échelles verticales ne sont pas toujours résolues dans les modèles océaniques (Killworth, 2003). De plus, le mélange est principalement dû aux instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'interface de densité entre le courant et le milieu ambiant. Pour le représenter correctement il faudrait pouvoir résoudre la formation de ces tourbillons, ce qui impliquerait une résolution verticale de 10-20 m et une résolution horizontale de 100-200 m, ce qui n'est pas réalisable dans les modèles actuels. Il est donc nécessaire de paramétrer certains processus impliqués dans les couches limites, comme le mélange entre ces courants denses et le milieu ambiant, ou le frottement sur le fond.

Özgökmen & Chassignet (2002) étudient le mécanisme du mélange dans la phase initiale de descente du courant de gravité sur une pente sans rotation, en utilisant un modèle numérique non hydrostatique à deux dimensions. La grande résolution horizontale et verticale de ce modèle permet de simuler les instabilités de Kelvin-Helmholtz au niveau de la tête et du corps du courant de gravité, comme le montre la figure 2.7. Cette étude permet de caractériser l'entraînement turbulent du fluide ambiant associé à cette instabilité. Il est plus important que l'entraînement laminaire initié par la force exercée par le fluide ambiant sur le front provoquant l'augmentation de la taille de la tête.

Les modèles océaniques en coordonnées isopycnales tels que MICOM (Miami Isopycnal Coordinate Oceanic Model) ou HIM (Hallberg Isopycnal Model) n'ont pas de problèmes pour représenter la topographie et permettent de concentrer la résolution dans les régions de fort gradient de densité. Ce type de modèles semble particulièrement approprié pour représenter les courants de gravité car le mélange diapycnal et l'entraînement associés à l'écoulement peuvent être explicitement introduits par une paramétrisation de la turbulence (Hallberg, 2000), sans autres artefacts numériques. Mais les paramétrisations utilisées dans la plupart des modèles océaniques actuels se basent sur le schéma d'entraînement de Turner (1986) issu des expériences de Ellison & Turner (1959) pour lesquelles la force de Coriolis n'était pas prise en compte.

Une collaboration s'est mise en place pour évaluer les différentes méthodes de représentation de l'entraînement dans les écoulements dense. Les paramétrisations de la turbulence peuvent être améliorées en incluant les modifications de l'entraînement liées à la rotation et à la stratification ambiante. Ainsi, Özgökmen *et al.* (2005) ont récem-

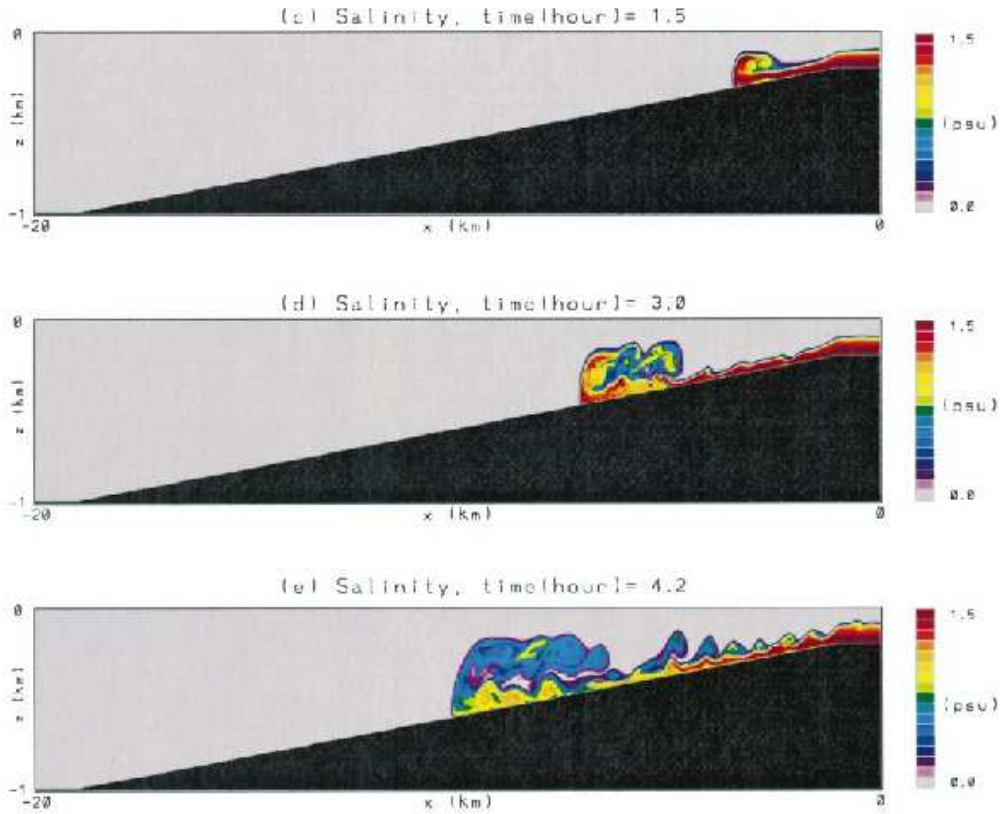


FIG. 2.7: Évolution de la distribution de la salinité du courant de densité modélisé, en fonction du temps pour $\Delta S = 1.5$ psu et une inclinaison $\alpha = 2.5^\circ$, d'après Özgökmen & Chassignet (2002).

ment examiné l'impact de la stratification ambiante sur l'entraînement et la propagation des masses d'eau. Les courants de gravité sont simulés numériquement par un modèle non-hydrostatique d'élément spectral d'ordre élevé. Ils trouvent entre autre que le flux de masse entraînée est indépendant de l'angle de la pente et ne dépend que de l'intensité de la stratification du milieu ambiant.

Legg *et al.* (2006) comparent également les paramétrisations de l'entraînement entre différents modèles en coordonnée z (MIT general circulation) et en coordonnée isopycnale (HIM) et les effets de la résolution verticale et horizontale sur le mélange. La configuration utilisée lors de ces comparaisons (Fig. 2.8) est très proche de celle réalisée lors de nos expériences en laboratoire.

Cette même configuration est utilisée dans l'équipe MEOM du LEGI avec un modèle OPA en coordonnée verticale z , utilisé en océanographie pour la modélisation de la circulation générale. Ce modèle qui fait l'approximation hydrostatique, utilise des paramétrisations pour traiter les phénomènes pour lesquels l'accélération verticale est une composante essentielle du mouvement. La paramétrisation souvent utilisée était la

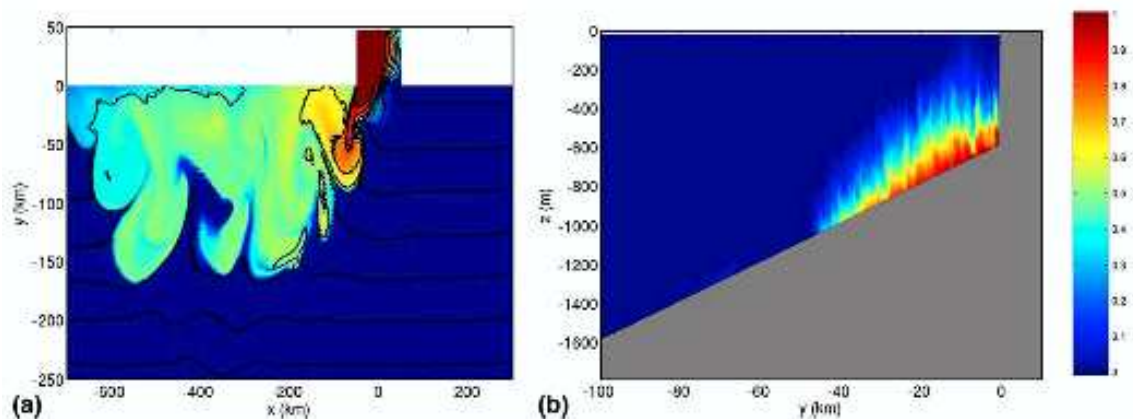
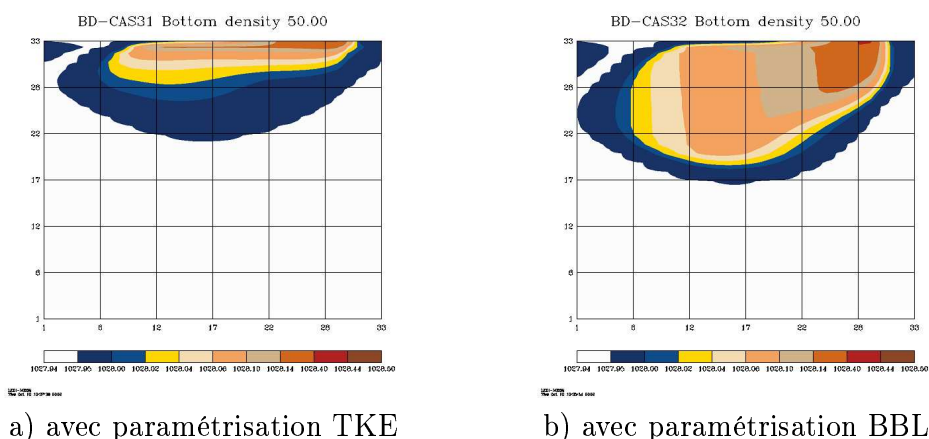


FIG. 2.8: Exemple de concentration d'un scalaire passif 13 jours après l'introduction du courant dense, dans une simulation par un modèle non-hydrostatique MITgcm sur un plan incliné dans un milieu en rotation. a) coupe longeant la topographie et b) coupe verticale en $x=-50$ km du canal d'injection. L'échelle du traceur est donnée initialement par la valeur 1 dans le courant injecté et 0 dans le milieu ambiant.



a) avec paramétrisation TKE

b) avec paramétrisation BBL

FIG. 2.9: Champ de densité le long de la pente après 50 jours de simulation avec le modèle OPA.

TKE qui a pour effet d'augmenter le mélange vertical en fonction de l'énergie cinétique. Une paramétrisation de la couche limite de fond basée sur le modèle de Beckmann et Dörcher (paramétrisation BBL) a été mis en place par B. Barnier et A. de Miranda. La figure 2.9 est une première comparaison entre ces deux paramétrisations. La deuxième (b) possède clairement un mélange plus limité, permettant une meilleure descente du courant, plus conforme aux expériences.

Une deuxième comparaison est réalisée avec un modèle numérique non-hydrostatique, le code HAROMOD (Wirth, 2005). C'est un couplage entre une méthode pseudo-spectrale et une méthode de frontières virtuelles pour résoudre efficacement les équations

de Boussinesq avec une topographie. Un exemple de ces simulations est proposé sur la figure 2.10.

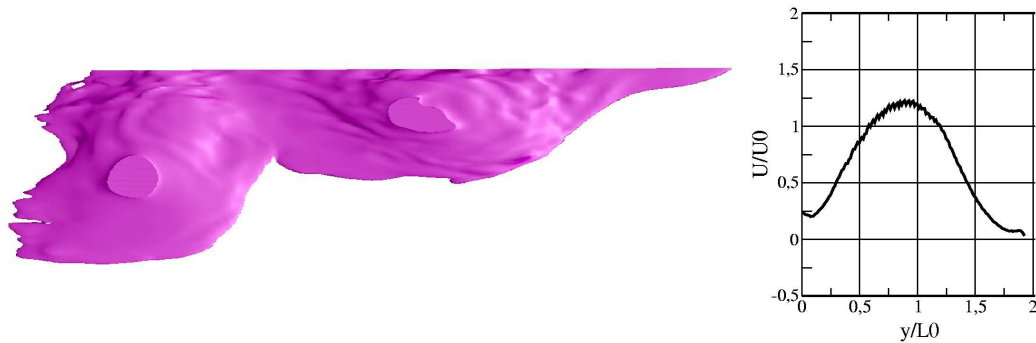


FIG. 2.10: Modèle HAROMOD : a) Surface de vorticité verticale. Formation de deux tourbillons cycloniques qui sont advectés par le courant dense. b) Profil de vitesse normalisé (à comparer ultérieurement à la figure 3.20).

Enfin une comparaison est en cours avec le programme MICOM en coordonnée verticale isopycnale, pour lequel le mélange entre les couches fluides de densités différentes est introduit explicitement par la paramétrisation, indépendamment des effets numériques de maillage (Fig. 2.11). Il s'agit du modèle de Papadakis *et al.* (2003) que j'ai adapté à notre géométrie expérimentale.

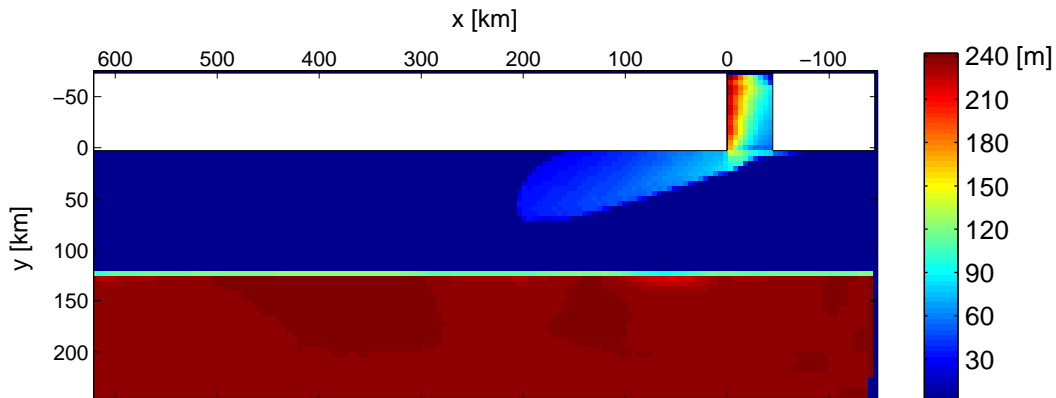


FIG. 2.11: Epaisseur de la couche dense correspondant au courant de gravité après 3 jours de simulation avec le modèle MICOM.

Les résultats expérimentaux pourront ainsi servir de test pour comparer l'efficacité des différentes paramétrisations de la turbulence dans les modèles numériques utilisés en océanographie et éventuellement permettre de comprendre les processus physiques impliqués dans le phénomène d'entraînement.

2.3 Aperçu de la dynamique océanique générale

La dynamique des courants de gravité sur une pente en rotation est particulièrement complexe. Le courant dense entraîne le milieu ambiant, modifiant considérablement ses caractéristiques. La force de Coriolis modifie la trajectoire de l'écoulement qui devient tridimensionnel, bien que contraint par le plan incliné. Les courants à fort nombre de Reynolds sont instables et engendrent un fort mélange entre les différentes couches de fluide.

- La dynamique de l'océan concerne les écoulements de fluides stratifiés en milieu tournant.

- Le bilan de la quantité de mouvement est donné par le principe fondamental de la dynamique (équations de Navier-Stokes) :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} + \nu\nabla^2\mathbf{u} \quad (2.13)$$

où $\mathbf{u} = (u, v, w)$ est la vitesse du fluide, ρ la densité, p la pression. $\boldsymbol{\Omega}$ est le vecteur rotation tel que $f = 2\Omega \sin \lambda$, f étant le paramètre de Coriolis et λ la latitude. \mathbf{g} comprend la gravité et l'accélération centrifuge, ν est la viscosité cinématique. L'opérateur $\frac{d}{dt}$ désigne la dérivée particulaire $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$

- La conservation de la masse conduit à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{u}) = 0 \quad \text{où } \rho \text{ est la densité.} \quad (2.14)$$

- L'équation d'état décrivant les variations de la densité en fonction de la salinité S à température constante :

$$\rho = \rho_o(1 + \beta S) \quad (2.15)$$

Ce qui conduit à la conservation de la quantité de sel :

$$\frac{dS}{dt} = K_S \nabla^2 S \quad \text{où } K_S \text{ est le coefficient de diffusion du sel.} \quad (2.16)$$

- Malgré le mélange, les équations de la dynamique sont simplifiées dans les modèles théoriques en considérant que :

- l'équilibre est hydrostatique :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.17)$$

- l'on se place dans l'approximation de Boussinesq : Les variations de densité autour de la valeur moyenne sont négligeables dans les équations de mouvement horizontal (la densité est constante dans le terme d'accélération, mais les variations sont prises en compte dans les termes de flottaison). Ceci implique d'après l'équation 2.13 que :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{le fluide est incompressible.}) \quad (2.18)$$

- l'écoulement est non-visqueux.

- En adimensionnalisant ces équations par des grandeurs caractéristiques du fluide :

$$\begin{aligned} U & \text{ pour la vitesse} && \simeq 0.1 \text{ m.s}^{-1} \text{ typiquement dans l'océan.} \\ f & \text{ pour la rotation} && \simeq 10^{-4} \text{ s}^{-1} \\ L & \text{ pour la longueur} && \simeq 10 \text{ km} \\ H & \text{ pour la hauteur} && \simeq 100 \text{ m} \end{aligned}$$

on introduit les principaux nombres sans dimension important dans les écoulements géophysiques.

- Le nombre de Rossby :

$$\text{Ro} = \frac{U}{fL} \quad (2.19)$$

compare les forces inertielles aux forces de Coriolis. $\text{Ro} \ll 1$ pour l'océan.

- Le nombre de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} \quad (2.20)$$

mesure l'importance des forces inertielles aux forces de friction. Les écoulements géophysiques sont très turbulents, $\text{Re} \sim 10^8$.

- Pour un écoulement en milieu stratifié stable, un élément du fluide déplacé verticalement dans une position de densité différente aura tendance à revenir à sa position d'équilibre, en oscillant à la fréquence angulaire de Brunt-Väisälä :

$$N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (2.21)$$

Dans un écoulement de cisaillement, le gradient vertical des vitesses horizontales a aussi la dimension d'une fréquence. Le rapport entre ces deux fréquences est le nombre de Richardson :

$$\text{Ri} = \frac{N^2}{(\partial u / \partial z)^2} \quad (2.22)$$

Le nombre sans dimension caractérisant les effets de stratification par rapport aux effets non linéaires (de fréquence $\frac{U}{H}$) est le nombre de Froude :

$$\text{Fr} = \frac{U}{NH} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ri}}} \quad (2.23)$$

Si $\text{Fr} \ll 1$, la stratification devient prépondérante (les ondes de gravité dominant).

- Dans l'océan, les échelles verticales H sont nettement plus faibles que les échelles horizontales L . Le rapport d'aspect $H/L \ll 1$. On justifie ainsi un modèle de couche mince où les vitesses horizontales ne dépendent pas de la coordonnée verticale.

• Pour les grands Re et petits Ro , les effets de rotation dominant les termes visqueux. Les équations 2.13 se simplifient au premier ordre par :

$$-fv = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{selon x} \quad (2.24)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{selon y} \quad (2.25)$$

L'équilibre géostrophique est un écoulement stationnaire où la force de Coriolis compense le gradient horizontal de pression. Dans cet écoulement, le champ de vitesse est invariant dans la direction parallèle à l'axe de rotation.

La stratification peut être prise en compte en décomposant le fluide en n couches minces de densité uniforme, chacune étant en équilibre géostrophique. C'est le modèle quasi-géostrophique où l'écoulement vertical est supposé très lent mais existe par le maintien des variations temporelles.

Chapitre 3

Etude en milieu homogène

Dans ce chapitre, la structure et l'évolution d'un courant de gravité sur une pente dans un milieu homogène en rotation sont étudiées.

L'installation expérimentale et le dispositif utilisé pour créer l'écoulement d'eau dense sont décrits en détail avec quelques unes des difficultés rencontrées lors de la réalisation de ces expériences de grande échelle. La dynamique de ces courants denses étant particulièrement complexe, des lois d'échelle basées sur la conservation du flux de flottabilité sont développées. Elles permettent de décrire ses principales caractéristiques qui sont ensuite vérifiées expérimentalement par des moyens de mesures adaptés. Les vitesses dans le courant sont calculées par une méthode de CIV, le mélange est évalué par des mesures de sondes et des instabilités méso-échelles sont observées et caractérisées. Ces expériences sont ensuite comparées au cas océanique réel du détroit du Danemark qui est en similitude avec les échelles du laboratoire.

3.1 Paramètres de similitude et lois d'échelle

Ces expériences sont réalisées dans le but de comprendre certains des phénomènes physiques qui interviennent dans l'écoulement d'eau profonde dans l'océan. On considère donc le cas idéalisé d'une pente uniforme pour se rapprocher de la configuration proposée par le projet DOME (Dynamics of Overflow Mixing and Entrainment) visant à étudier les écoulements de gravité par différentes simulations numériques. Cette configuration est schématisée sur la figure 3.1.

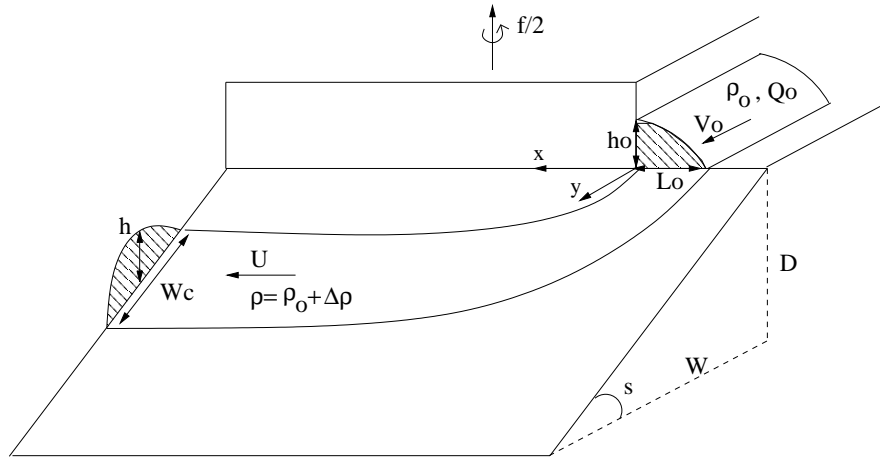


FIG. 3.1: Schéma de la configuration expérimentale contenant les paramètres contrôlés.

L'association d'un fort contraste de densité, d'une topographie et de la rotation induit une dynamique complexe. Et les effets liés à l'entraînement et au mélange, au frottement sur le fond et à l'accélération inertielle modifient considérablement l'écoulement. Les théories sur la dynamique d'un tel courant sont peu développées et les processus associés sont encore mal compris. Une argumentation dimensionnelle permet d'établir des lois d'évolution du courant et d'étudier ses principales propriétés, telles que sa forme générale, sa distribution en densité ou sa vitesse, puis de les comparer aux échelles océaniques réelles.

La dynamique des océans est bien reproduite par la cuve tournante Coriolis du LEGI (UJF-INPG-CNRS). Ses grandes dimensions (13m de diamètre) permettent de minimiser les effets de frottements visqueux et donc d'approcher les régimes inertiels qui caractérisent l'océan. Un courant de gravité à la fois turbulent (fort nombre de Reynolds) et fortement influencé par la rotation (faible nombre de Rossby) peut ainsi être obtenu.

3.1.1 Similitude entre les échelles du laboratoire et les échelles océaniques

La similitude entre les échelles des expériences en laboratoire et les échelles océaniques est déterminée par des nombres sans dimension identiques. Dans le cas d'un milieu ambiant homogène, les paramètres contrôlés décrits sur le schéma des expériences 3.1 sont les suivants :

- L'échelle verticale D et l'échelle horizontale W du plan incliné. Ces deux paramètres définissent la pente topographique $s = \frac{D}{W}$;
- Le paramètre de Coriolis $f = 2\Omega = \frac{4\pi}{T}$ où T est la période de rotation de la cuve tournante (En fait, la dynamique océanique dépend du paramètre de Coriolis, qui varie avec la latitude. Mais pour la dynamique à méso-échelle (< 1000 km) qui nous préoccupe, ce paramètre peut être considéré comme approximativement constant, ce que reproduit la rotation uniforme de la cuve.)
- La gravité réduite initiale $g'_o = g \frac{\Delta\rho}{\rho_o}$ où ρ_o est la densité initiale du courant et $\Delta\rho$ est la différence de densité initiale entre le courant et le fluide ambiant ;
- Le flux de flottabilité initiale $B_o = g'_o Q_o$ où Q_o est le débit de la source ;
- La viscosité cinématique ν .

A partir de ces grandeurs, quatre paramètres indépendants et sans dimension peuvent être définis. Ils sont généralement exprimés en fonction de la hauteur initiale du courant h_o , sa largeur L_o et sa vitesse V_o . Ces quantités sont déterminées indirectement par le débit volumique de la source $Q_o = \frac{h_o L_o}{2} V_o$.

Pour les relier aux paramètres connus, on suppose que le courant de gravité a une vitesse initiale :

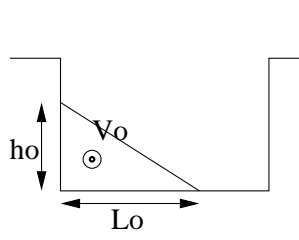
$$V_o = c_1 \sqrt{g'_o h_o} \quad (3.1)$$

où le coefficient de proportionnalité est $c_1 = 0.5$ d'après les mesures expérimentales. Cette équation peut se voir comme une condition pour la stabilité des couches de cisaillement pour laquelle le nombre de Richardson critique est $Ri_c = \frac{g'_o h}{V^2}$. On apparente alors la largeur contenant le fort cisaillement et donc la turbulence, à l'épaisseur du courant.

On considère que l'écoulement initial dans le canal d'injection horizontal s'ajuste en équilibre géostrophique dans l'approximation hydrostatique pour les grandes échelles (donc pour le courant moyen ; mais pas pour les petites échelles où la turbulence n'est pas hydrostatique) :

$$f V_o = \frac{g'_o h_o}{L_o} \quad (3.2)$$

A partir de ces relations, également décrites par Lane-Serff & Baines (1998), l'épaisseur, la largeur et la vitesse initiales s'expriment par :



Canal d'injection

$$h_o = \frac{\sqrt{2 f B_o}}{g'_o} = \frac{V_o^2}{c_1^2 g'_o} \quad (3.3)$$

$$L_o = \frac{1}{c_1} \left(\frac{2 B_o}{f^3} \right)^{1/4} = \frac{V_o}{c_1^2 f} \quad (3.4)$$

$$V_o = c_1 (2 f B_o)^{1/4} \quad (3.5)$$

La largeur du courant L_o est une échelle très importante car cette largeur naturelle du courant ne doit pas excéder celle de la pente pour que cette théorie sur les échelles soit justifiée. Ceci implique que :

$$\frac{L_o}{W} = \frac{c_1^{-1} 2^{1/4} f^{-3/4} B_o^{1/4}}{W} \ll 1 \quad \left(\text{ou} \quad W > \frac{\sqrt{g'_o h_o}}{c_1 f} \right) \quad (3.6)$$

C'est l'un des paramètres sans dimension pris en compte pour les lois de similitude. Le rapport de largeurs L_o/W est gardé faible et constant. La largeur W de la pente est considérée comme suffisamment grande par rapport à la largeur du courant pour ne pas être un paramètre de restriction. Le courant peut se placer en équilibre géostrophique sans dépasser la largeur de la pente. Cette longueur typique dépend uniquement du flux de flottabilité initial.

Si l'on considère la projection de l'accélération de la gravité sur le plan incliné ($s g'_o$), un seul nombre sans dimension découle de ces paramètres initiaux :

$$M = s f^{-5/4} B_o^{-1/4} g'_o c_1^{-1} 2^{-1/4} = \frac{s g'_o}{f V_o} = \frac{\text{pente topographique}}{\text{pente géostrophique initiale}} \quad (3.7)$$

Cette quantité importante M est également le rapport entre la pente topographique (s) et la pente naturelle des isopycnes, données par l'équilibre géostrophique ($h_o / L_o = f V_o / g'_o$). Ce rapport peut aussi s'interpréter comme un nombre de Burger de la forme ($s N / f$) où $N = \sqrt{g'_o / h_o}$. Une théorie similaire sur ces échelles est décrite par Lentz & Helfrich (2002) pour un courant de gravité en surface, au dessus d'une pente en rotation.

Le nombre de Rossby, basé sur la largeur et la vitesse initiale du courant, et qui compare les effets de la force de Coriolis à ceux de la force d'inertie, est ainsi conservé :

$$\text{Ro} = V_o / (f L_o) = c_1^2 \quad (3.8)$$

Le nombre de Burger initial, rapport du rayon de déformation de Rossby sur la largeur initiale du courant, est lui aussi conservé :

$$\text{Bu} = (R_D / L_o)^2 = (g'_o h_o) / (f L_o)^2 = c_1^2 \quad (3.9)$$

Enfin, le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur du courant initial s'écrit en fonction des paramètres initiaux contrôlés :

$$\text{Re} = \frac{V_o h_o}{\nu} = c_1 \nu^{-1} (2 f B_o)^{3/4} g'_o^{-1} \quad (3.10)$$

Ce sont ces nombres sans dimension qui dictent le choix des paramètres des expériences. En cherchant à reproduire la dynamique océanique, ces paramètres sont choisis de telle sorte que les nombres de Reynolds correspondant soient de l'ordre de 2000 et plus dans la plupart des expériences. Même si cette valeur est bien inférieure au cas océanique réel, il est généralement admis que les propriétés globales d'entraînement et de mélange turbulent ne dépendent plus du nombre de Reynolds au delà de valeurs supérieures à 1000.

Cette similitude est expliquée dans le tableau 3.1. A partir d'une expérience prise comme référence, on reproduit par similitude un talus continental de 122 km de largeur et 3 km de hauteur. C'est un exemple océanique typique pour lequel le rapport d'aspect est dilaté d'un facteur 10 en vertical, mais ceci n'a pas d'influence dans le cadre d'un modèle hydrostatique, justifié pour des pentes modérées (s faible). Britter & Linden (1980) puis Griffiths & Hopfinger (1983) montrent par des expériences en milieu non tournant que la vitesse d'un courant de gravité ne dépend pas de la pente dans une large gamme de valeurs, ce qui indiquerait que cette similitude de rapport d'aspect est préservée par le mélange turbulent. Cela n'est en rien évident a priori car cette turbulence est un processus non-hydrostatique ; mais cette question pourra être examinée ultérieurement par de nouvelles expériences. On peut aussi imaginer une situation océanique en similitude plus complète avec l'expérience, en respectant la pente. Ce cas moins réaliste est décrit sur la dernière colonne du tableau 3.1, mais la différence de densité obtenue est très faible pour un débit volumique très fort. Ces deux exemples peuvent être utilisés pour tester les modèles océaniques numériques en comparant avec les expériences en laboratoire.

3.1.2 Lois d'échelle de l'écoulement

La similitude précédente est complétée par une loi d'échelle sur le comportement de l'écoulement le long du plan incliné. Les caractéristiques (géométrie et vitesse) du front

Similitude : du laboratoire aux échelles océaniques			Expérience de référence	exemple océanique 1	exemple océanique 2	
Hauteur de la pente	D	[m]	0.5	3000	3000	Paramètres Dimensionnels
Largeur de la pente	W	[m]	1.94	122 10 ³	11.6 10 ³	
Paramètre de Coriolis	$f = \frac{4\pi}{T}$	[s ⁻¹]	0.314	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	
Gravité réduite	$g'_o = g \frac{\Delta\rho}{\rho_o}$	[ms ⁻²]	0.3	0.02	1.8 10 ⁻⁴	
Flux initial de flottabilité	$B_o = g'_o Q_o$	[m ⁴ s ⁻³]	2.4 10 ⁻⁴	1.3 10 ⁵	9.2	
Viscosité	ν	[m ² s ⁻¹]	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	
Pente topographique	$s = \frac{D}{W}$		25.8 %	2.5 %	25.8 %	Paramètres Sans Dimension
Paramètre du mélange	$M = \frac{s g'_o}{f V_o}$		4.44			
Nombre de Reynolds	$Re = \frac{V_o h_o}{\nu}$		2.2 10 ³	2.8 10 ⁸	2.5 10 ⁷	
Largeur normalisée	$\frac{f^{-3/4} B_o^{1/4}}{W}$		0.15			

TAB. 3.1: Description simplifiée de la similitude effectuée pour passer des échelles du laboratoire aux échelles océaniques : La première colonne représente une expérience de référence ; la seconde colonne est un cas océanique typique qui conserve les nombres sans dimension (M et L_o/W) mais pas la pente topographique ; la troisième colonne est un cas moins réaliste pour lequel la pente est également conservée, mais le débit initial est alors très fort avec un excès de densité très faible. Dans cette table, V_o est la vitesse initiale du courant, déterminée par l'approximation hydrostatique pour un écoulement en équilibre géostrophique par $V_o = \frac{1}{2} \sqrt{g'_o h_o} = \frac{1}{2} (2 f B_o)^{1/4}$ (éq. 3.5).

du courant de gravité ne sont pas prises en compte dans cette théorie sur les échelles.

La gravité réduite initiale s'écrit en fonction des paramètres contrôlés et du paramètre M (défini par l'éq. 3.7) que l'on a introduit dans l'hypothèse de similitude :

$$g'_o = c_1 2^{1/4} s^{-1} f^{5/4} B_o^{1/4} M \quad (3.11)$$

M s'interprète aussi comme une représentation du mélange. Lorsque M est petit, il n'y a pas de mélange et le courant reste dans le même état. Tandis que si M est plus grand que 1, le courant atteint un nouvel état d'équilibre géostrophique le long de la pente. La force de Coriolis compense l'accélération de la gravité. L'effet de la gravité

est modifié par le mélange, de sorte que la pente de l'interface du courant est égale à la pente topographique. Les caractéristiques de la vitesse U le long de la pente sont données par la vitesse de Nof (Nof, 1983) :

$$U = g' s / f \quad (3.12)$$

M compare donc aussi la vitesse du courant initial à la vitesse de Nof :

$$M = \frac{s g'_o}{f V_o} = \frac{\text{pente topographique}}{\text{pente géostrophique}} = \frac{\text{Vitesse de Nof } g'_o}{\text{Vitesse initiale } g'} \quad (3.13)$$

Comme l'écoulement est dévié par la force de Coriolis, l'échelle de longueur associée est donnée par le rayon de courbure, $L = U / f$, avec la vitesse U également définie par $U = c_2 \sqrt{g' h}$.

On suppose que le flux de flottabilité est conservé

$$B_o = h L U g' = h_o L_o V_o g'_o / 2 \quad (3.14)$$

Toute la dynamique du courant de gravité est contrôlée par ce flux de flottabilité et ne dépend donc pas des autres conditions initiales. Suffisamment loin de la source (fictive), l'écoulement semble oublier ses flux de masses (g'_o) et de quantité de mouvement (Q_o) initiaux. L_o , donné par l'équation 3.4, est donc la longueur horizontale importante puisqu'elle dépend directement de B_o . Cette largeur du courant s'accorde avec le rayon de déformation de Rossby.

Ce raisonnement est équivalent aux hypothèses classiques d'auto-similarité dans le cas de panaches ou de jets turbulents et qui sont étendues ici au cas d'un courant de gravité sur une pente en rotation.

Dans le cas des jets turbulents, cette hypothèse donne des profils de vitesses similaires mais dont la largeur augmente linéairement avec la distance à la source. Tout se passe comme si le flux de quantité de mouvement contrôlait la dynamique entière du courant et que les flux de masses initiaux ne comptaient pas.

De même dans le cas d'un panache turbulent, c'est le flux d'enthalpie dû à la force d'Archimède qui contrôle la dynamique du panache alors que les flux de masses et de quantité de mouvement initiaux n'interviennent pas (le flux de masse augmentant avec la hauteur).

Une estimation des principaux paramètres le long de la pente est ainsi prédéterminée en fonction des paramètres initiaux. La gravité réduite du courant, son épaisseur, sa

largeur et sa vitesse deviennent :

$$g' = c_2^{1/2} s^{-1} f^{5/4} B_o^{1/4} \quad (3.15)$$

$$h = c_2^{-3/2} s f^{-3/4} B_o^{1/4} \quad (3.16)$$

$$L = s f^{-2} g' = c_2^{1/2} f^{-3/4} B_o^{1/4} \quad (3.17)$$

$$U = s f^{-1} g' = c_2^{1/2} f^{1/4} B_o^{1/4} \quad (3.18)$$

Avec cette analyse dimensionnelle prenant aussi en compte des relations physiques, on déduit des lois d'évolution du courant par les rapports entre les paramètres de l'écoulement le long de la pente et leurs valeurs initiales, en fonction de M :

$$\frac{g'}{g'_o} = \frac{c_1^{-1} c_2^{1/2} 2^{-1/4}}{M} \propto \frac{1}{M} \quad (3.19)$$

$$\frac{h}{h_o} = c_1 c_2^{-3/2} 2^{-1/4} M \propto M \quad (3.20)$$

$$\frac{U}{V_o} = c_1^{-1} c_2^{1/2} 2^{-1/4} \quad \text{indépendant de } M \quad (3.21)$$

Les caractéristiques du courant le long de la pente ne dépendent donc pas des conditions initiales, mais uniquement de la conservation du flux de flottabilité (ou de l'échelle de longueur $L_o \propto f^{-3/4} B_o^{1/4}$).

3.2 Procédure Expérimentale

3.2.1 Dispositif

Pour reproduire en laboratoire les écoulements océaniques turbulents et les forts Re qui les caractérisent, des expériences de grandes dimensions sont nécessaires. Elles sont donc réalisées sur la grande cuve tournante de l'équipe Coriolis du LEGI. Elle a été construite en 1960 pour étudier les effets de la force de Coriolis sur les ondes de marée dans la Manche pour un projet de construction d'une usine marée-motrice dans la baie de Saint-Michel. Elle a ensuite été réaménagée plusieurs fois pour devenir cet instrument unique au monde par ses dimensions. Cette cuve a un diamètre de 13m pour une hauteur

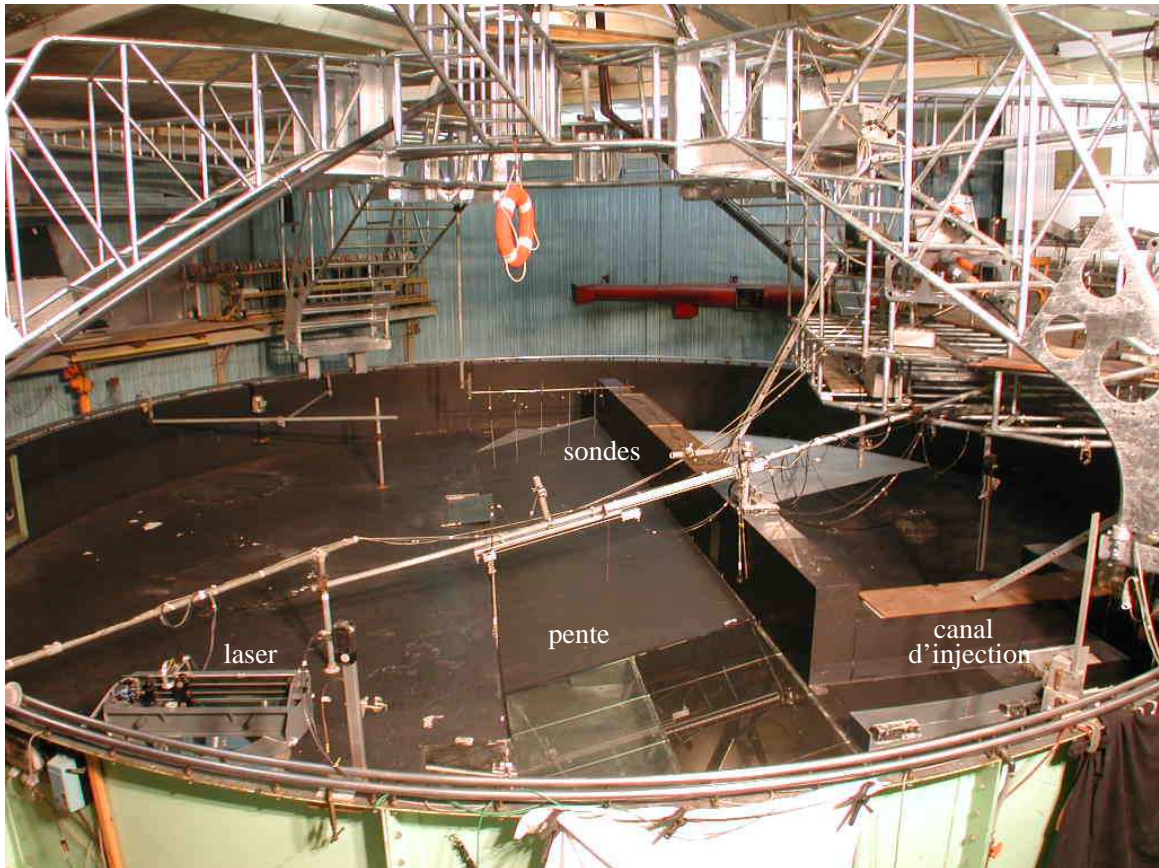


FIG. 3.2: Photo de la grande cuve tournante Coriolis avec sa nouvelle structure et le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des courants de gravité.

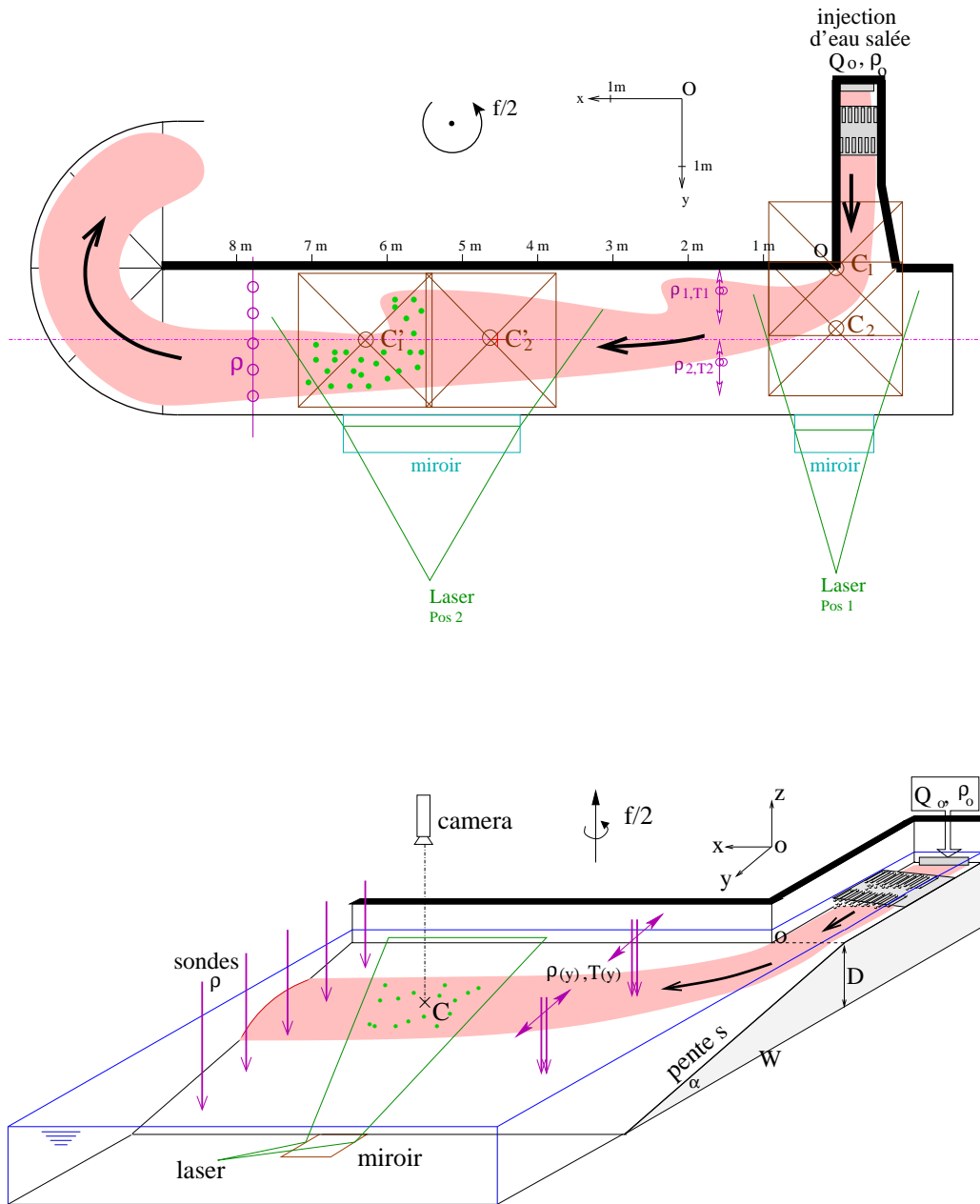


FIG. 3.3: Vue schématique du dessus et de coté de la configuration expérimentale, incluant les positions du laser et de la caméra utilisées pour les mesures de vitesse et les positions des sondes de conductivité et de température utilisées pour les mesures de variations de densité.

de 1.2m (Fig. 3.2). Sa masse en charge atteint 300 tonnes, répartie pour les 2/3 sur un pivot central et pour 1/3 sur 23 galets espacés régulièrement sous la circonférence de la plaque. Parmi ces galets, 10 sont des moteurs qui assurent l'entraînement de la cuve dont la période de rotation peut varier de 18 à 999 s avec une précision relative de 10^{-4} s. La verticalité de l'axe de rotation est assurée à 10^{-6} radians. Un système de 2 réservoirs de 75 m³ chacun et de pompes programmables servent à remplir la cuve tournante en eau homogène (multi-couches possibles) ou uniformément stratifiée en densité.

La dernière rénovation de la plaque, début 2003, a servi à la mise en place d'une nouvelle structure permettant de gérer l'ensemble de l'instrumentation disponible (système d'acquisition des images, sondes, électronique...). La suppression du pivot central rend accessible la totalité de la plaque. Cela permet de bénéficier de la surface complète de la cuve tournante, d'élargir le champ de vision et de motoriser le déplacement des caméras. La qualité des mesures physiques est améliorée par une protection contre les parasites électromagnétiques plus efficace et par une séparation des lignes de puissance des signaux électriques et des lignes de mesures instrumentales.

Le dispositif expérimental est décrit sur les figures 3.2 et 3.3. Le courant de gravité est créé par l'injection à débit constant d'eau salée (les mers nordiques) à l'extrémité d'un canal horizontal de 2 m de long et 60 cm de large (le détroit de Danemark). Le courant s'ajuste et atteint son propre équilibre géostrophique. Des tubes fins placés juste au niveau de l'injection permettent d'avoir un écoulement initialement uniforme et parallèle au canal. Le débit est maintenu constant et contrôlé à l'aide d'un diaphragme fonctionnant à charge constante. Ce système est préalablement étalonné en fonction des diamètres du diaphragme. Le débit de la source Q_o est ainsi régulé entre 0.37 L/s et 1.68 L/s.

Le courant de gravité s'écoule ensuite le long d'un plan incliné de 2 m de largeur, 10 m de long et 14.5° d'inclinaison, schématisant le talus continental. La pente uniforme se termine par une surface permettant le raccordement avec le fond de la cuve afin de limiter les perturbations sur l'écoulement.

La cuve tournante de 13 m de diamètre est remplie d'eau sur 63 cm de hauteur (l'océan Atlantique), ce qui donne 13 cm d'épaisseur d'eau dans le canal d'injection. Les différences de densité initiales entre la source et le milieu ambiant sont de 0.75%, 1.5% et 3.0%.

Le courant est dévié par la force de Coriolis (eaux froides et salées maintenues le long des côtes du Groënland), la période de rotation de la cuve variant entre 40 s et 80 s, ce qui correspond à un paramètre de Coriolis $f = 4\pi / T = 0.314$ à 0.157 s^{-1} . La cuve tourne dans le sens trigonométrique, représentant l'hémisphère Nord de la terre. La rotation de la cuve induit une courbure de la surface libre causée par la force centri-

fuge. Cette déviation a pour effet d'ajouter une topographie parabolique au plan incliné uniforme. Lors de nos expériences, l'amplitude de cette pente supplémentaire reste suffisamment faible (moins de 8% par rapport au plan incliné initial) pour pouvoir négliger ses effets.

3.2.2 Choix des paramètres expérimentaux

Dans ces expériences, les paramètres ajustables sont la différence de densité initiale entre le courant et le milieu ambiant $g'_o = g \Delta\rho_o / \rho$, le paramètre de Coriolis $f = 4\pi / T$ et le flux de flottabilité initial $B_o = Q_o g'_o$. Le choix de ces paramètres est fait pour se rapprocher de la similitude avec le cas océanique. Les dimensions de l'expérience permettent d'obtenir de forts nombres de Reynolds. La période de rotation et les différences de densités sont ensuite ajustées pour obtenir des nombres de Burger et Rossby petits. Certains paramètres sont déterminés ou limités par des contraintes d'ordre pratique. Le tableau 3.2 donne les valeurs de ces paramètres pour les expériences réalisées en milieu homogène.

Exp. #	Paramètres initiaux			Nombres sans dimension		Paramètres dérivés		
	$\Delta\rho/\rho_o$ [%]	T [s]	Q_o [L/s]	M	Re	h_o [cm]	L_o [cm]	V_o [cm.s ⁻¹]
1	0.75	40	0.64	1.64	$2.72 \cdot 10^3$	7.39	47	3.59
2	0.75	40	1.68	1.29	$5.62 \cdot 10^3$	11.98	60	4.69
3	0.75	60	0.77	2.64	$2.30 \cdot 10^3$	6.57	67	3.50
4	<i>0.75</i>	<i>80</i>	<i>1.31</i>	<i>3.29</i>	<i>$2.76 \cdot 10^3$</i>	<i>7.43</i>	<i>95</i>	<i>3.72</i>
5	1.50	40	0.37	3.16	$1.52 \cdot 10^3$	3.97	49	3.82
6	1.50	40	0.77	2.63	$2.63 \cdot 10^3$	5.73	58	4.59
7	1.50	40	1.68	2.17	$4.73 \cdot 10^3$	8.47	71	5.58
8	1.50	47	1.68	2.22	$4.69 \cdot 10^3$	8.33	72	5.63
9	<i>1.50</i>	<i>80</i>	<i>0.77</i>	<i>6.26</i>	<i>$1.56 \cdot 10^3$</i>	<i>4.05</i>	<i>98</i>	<i>3.86</i>
10	<i>1.50</i>	<i>80</i>	<i>1.68</i>	<i>5.23</i>	<i>$2.80 \cdot 10^3$</i>	<i>5.93</i>	<i>120</i>	<i>4.72</i>
11	3.0	40	0.37	5.32	$1.28 \cdot 10^3$	2.81	58	4.55
12	3.0	40	0.77	4.43	$2.21 \cdot 10^3$	4.05	70	5.46
13	3.0	40	0.98	4.17	$2.65 \cdot 10^3$	4.57	74	5.80

TAB. 3.2: Paramètres des expériences réalisées dans le cas d'un fluide ambiant homogène. Les lignes en italique correspondent à un courant de gravité s'écoulant jusqu'au bas de la pente (le rapport L_o / W n'est pas suffisamment petit, et la largeur de la pente devient un paramètre limitant). Les formulations de la hauteur, la largeur et la vitesse du courant initial sont décrites dans la section 3.1, avec le paramètre M .

3.2.3 Visualisation par colorant

Une première visualisation de l'écoulement est effectuée pour étudier les principales caractéristiques de sa dynamique. L'injection de colorant permet de suivre le comportement du courant de gravité sur le plan incliné et fournit des informations qualitatives sur sa forme.

Les figures 3.4 sont obtenues en injectant du colorant rouge dans le courant de gravité éclairé par une lumière uniforme sur un fond blanc. Une caméra placée à la verticale enregistre les images vues du dessus. Ce dispositif est complété par l'injection ponctuelle de colorant noir en surface au début de la pente par un tube fin en inox, pour étudier les effets d'entraînement du courant dans la couche supérieure.

Le courant est composé de deux parties distinctes : un courant principal le long de la pente et un film mince visqueux sur le fond.

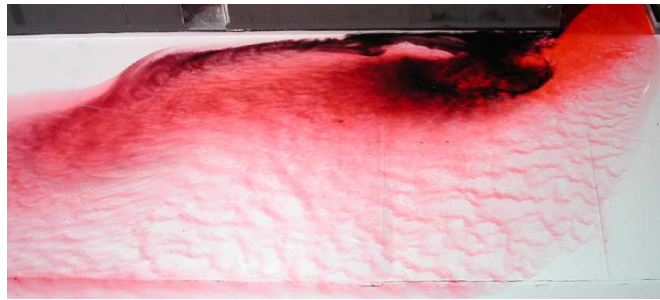
Une petite partie du courant descend rapidement la pente, freinée par la viscosité dans la couche limite de fond, qui se trouve protégée du mélange. Cette couche développe une instabilité appelée 'roll-waves', liée au frottement, typique des films minces visqueux. Elle se traduit par une modulation d'épaisseur, visible sous forme de bandes ondulantes sur les figures 3.4. Ces ondes ont également été observées dans les expériences de Whitehead *et al.* (1990), Lane-Serff & Baines (1998) ou Etling *et al.* (2000). Elles existent aussi dans les écoulements non tournants (Alavian, 1986).

Du canal d'injection, le courant de gravité commence par descendre la pente sur une longueur typique proportionnelle au rayon de déformation de Rossby ($R_D = \sqrt{g' h_o}/f$) avec un mélange intense à l'interface entre le courant et le milieu ambiant. Il est dévié à droite par la force de Coriolis (hémisphère nord) et atteint un état d'équilibre géostrophique le long de la pente, avec une vitesse moyenne quasiment horizontale. Les forces visqueuses et les forces de pression vers le bas de la pente associées au courant d'eau dense sont compensées par les forces de Coriolis liées à la vitesse le long de la pente. Ce courant principal est soumis à une autre instabilité, induisant des tourbillons organisés cycloniques qui s'étirent sur toute la hauteur d'eau dans le milieu ambiant au dessus du courant de gravité (Fig. 3.4c, d). Le colorant noir injecté en surface visualise bien ces tourbillons. Une fois formées, ces instabilités périodiques se déplacent le long de la pente, forçant le courant de gravité principal à se propager avec des vitesses vers le haut et le bas de la pente. Un courant dans la direction opposée, vers la source, est également créé.

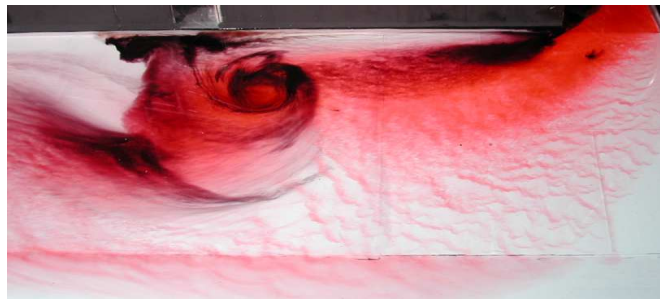
Des comportements similaires ont été observés à plus petite échelle ou dans des écoulements laminaires par Whitehead *et al.* (1990), Lane-Serff & Baines (1998, 2000), Spall & Price (1998), et Etling *et al.* (2000).



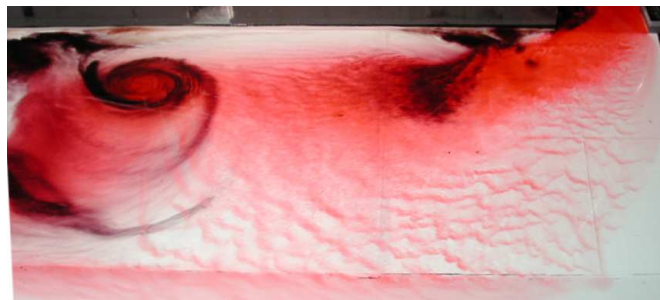
a) $t / T \sim 2$



b) $t / T \sim 3.4$



c) $t / T \sim 4.5$



d) $t / T \sim 5.6$

FIG. 3.4: Visualisation du comportement du courant de gravité par injection de colorant rouge. Le canal d'injection se situe en haut à droite des images, la cuve tournant dans le sens trigonométrique. Le courant principal forme un jet en équilibre géostrophique s'écoulant le long de la pente, alors qu'une couche mince, ralentie par viscosité, descend rapidement la pente. Le courant principal est soumis à une instabilité barocline qui induit des tourbillons cycloniques au dessus du courant de gravité, visibles par du colorant noir injecté en surface (Exp. #6, $\Delta\rho = 1.5\%$, $Q_o = 0.77L/s$, $T = 40s$, $M = 2.63$, $Re = 2.63 \cdot 10^3$).

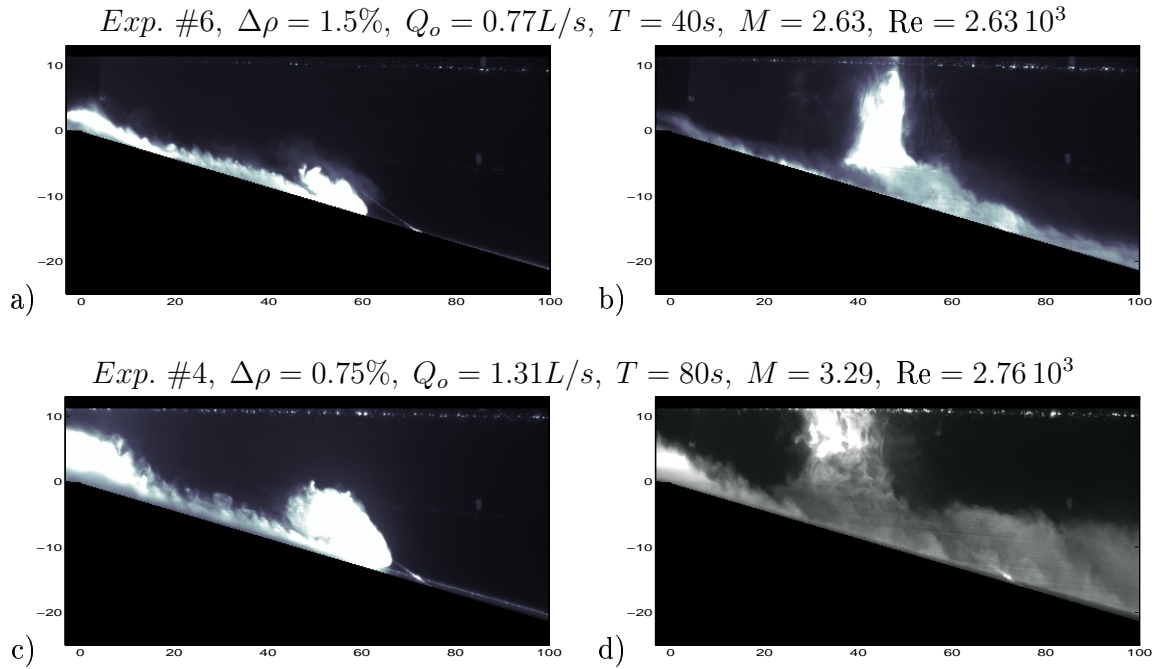


FIG. 3.5: Coupes verticales du courant de gravité à différents temps pour deux expériences. De la fluorescéine est injectée dans le courant, illuminée par une tranche laser verticale (échelle en cm).

Le courant de gravité est visualisé sur les figures 3.5 par de la fluorescéine illuminée par une tranche laser verticale, coupant le courant en diagonale (angle de 45° par rapport au mur) à sa sortie du canal d'injection. Cette coupe met en évidence la tête du courant de gravité et son interface turbulente. L'épaisseur du courant de gravité diminue au début de la pente, avant d'augmenter linéairement avec la distance à la source par le mélange turbulent avec le milieu ambiant suivant un comportement auto-similaire. Une partie de la fluorescéine est capturée dans les tourbillons cycloniques ce qui les rend bien visibles sur toute la hauteur d'eau. Un processus de mélange avec de mouvements verticaux transporte de la fluorescéine, initialement injectée uniquement dans le courant, vers le tourbillon.

3.2.4 Mesure de vitesse par CIV

L'écoulement est analysé par une méthode de corrélation d'image de particules, la CIV (Correlation Image Velocimetry), qui permet d'obtenir la vitesse instantanée du fluide avec une grande résolution. Cette technique expérimentale non-intrusive est basée sur la mesure du déplacement, sur un court intervalle de temps, de particules réfléchissantes introduites dans l'écoulement étudié. Le fluideensemencé de particules est illuminé par une fine tranche laser. Une caméra numérique enregistre des images qui

sont comparées deux à deux pour évaluer la projection du champ de vitesse sur le plan du laser (Fig. A.1). La vitesse du fluide est assimilée au mouvement des particules sur un court instant. Cela suppose que les particules sphériques soient suffisamment petites et qu'elles aient une densité théoriquement identique à celle du fluide pour pouvoir le suivre fidèlement.

La précision des mesures obtenues par cette méthode dépend avant tout de la qualité des images. Il s'agit d'adapter à l'écoulement étudié des paramètres tels que le choix des particules (taille, densité, forme), de l'ensemencement, du laser (qualité de l'illumination) ou de la caméra (propriétés optiques et numériques). Les résultats sont aussi liés au traitement des images et au calcul. La description de tous ces paramètres et de la méthode générale de calcul CIV, appliquée dans le cadre de cette thèse, sont détaillées dans l'annexe A. Le choix des composants utilisés pour l'acquisition des images dans la configuration expérimentale de ce chapitre est précisé dans les paragraphes suivants.

a. Paramètres d'acquisition des images

Illumination laser : Le fond de la cuve tournante est peint en noir pour éviter les réflexions du laser sur la pente. Dans ces expériences le laser est légèrement incliné pour pouvoir se réfléchir sur un miroir placé au bas de la pente. Les angles des miroirs sont choisis de façon à obtenir une tranche laser parallèle au plan incliné. Le déplacement de l'ensemble optique et miroir oscillant par le moteur (voir Annexe A 1.2) permet de balayer le milieu avec une tranche laser ayant toujours la même inclinaison mais pour quatre distances à la pente différentes (2, 4, 6 et 8 cm du fond) et d'y effectuer des mesures de CIV. Ces mesures sont répétées en différentes positions du laser : au début de la pente puis le long de la pente à une distance $x = 4$ à 6 m du coin du canal d'injection pris comme origine des coordonnées (Schéma 3.3). Les problèmes de réfraction de la tranche laser expliqués au § A 1.3 sont importants dans la configuration de nos expériences pour laquelle l'angle d'incidence du laser i_1 est grand (Schéma A.5).

Des tranches lasers horizontales et verticales ont également été réalisées pour tester ou visualiser l'écoulement dans le canal et au début de la pente.

Caméra et objectif : La caméra est placée à 5 m de hauteur et son champ est de 180×180 cm² pour l'objectif utilisé (Nikon de 35 mm de focale, 1.4 d'ouverture). Ceci correspond à 5.73 pixels/cm (le calibrage des dimensions du champ est vérifié régulièrement). La grande distance entre la caméra et la tranche laser permet de réduire la distorsion géométrique ainsi que les problèmes liés à la profondeur de champ, surtout lors des mesures sur différentes hauteurs. Le déplacement de la caméra, installée sur un rail horizontal relié à un moteur pas à pas et orienté parallèlement à la pente, est

contrôlé par ordinateur.

Lors de l'acquisition des images, des groupements de 4 images ('burst') sont pris, donnant un choix de 6 intervalles de temps pour calculer les corrélations des déplacements. Ces intervalles sont déterminés en fonction des paramètres initiaux des expériences (donnant un ordre de grandeur des vitesses dans le courant) et permettent d'optimiser la valeur en pixels des déplacements obtenus par l'algorithme de CIV. La fréquence de la caméra est de 15 Hz, et les intervalles de temps (variant de 133 ms à 800 ms) sont choisis afin d'obtenir des déplacements de l'ordre de 10 pixels. Le temps entre deux groupements d'images est minimisé (généralement de l'ordre de 2.5 s) et des séries de 60 à 500 groupements d'images sont prises.

Particules : Pour ces expériences à grande échelle, le choix des particules à utiliser est critique (Annexe A 1.2), leur taille devant être suffisante pour rediffuser la lumière vers la caméra, mais pas trop grande pour ne pas sédimenter rapidement. Le courant estensemencé par des particules de polystyrène de $300 \mu\text{m}$ de diamètre, choisies en partie parce que leur densité est ajustable. Ces particules contiennent du pentane qui est libéré en les chauffant dans l'eau. Un chauffage modéré permet ainsi de produire des particules de densités variables, que l'on peut ensuite trier et sélectionner en fonction de la densité du courant de gravité.

Dans les expériences en milieu homogène, seul le courant injecté contient des particules (et pas le milieu ambiant). Selon les paramètres initiaux, les particules de polystyrène introduites dans le courant ont des densités variant de 1005 à 1015 g/L. Pour les fortes différences de densité initiales, de la pliolite est utilisée, de diamètre 200-300 μm et de densité 1023.6 g/L. Les particules, mélangées avec de l'eau à la densité initiale, sont injectées dans le courant de gravité par l'intermédiaire d'un vase de Mariotte.

b. Difficultés de calcul

L'étude expérimentale d'un tel courant de gravité pose plusieurs problèmes pour le calcul de champs de vitesse par CIV. Les difficultés particulières rencontrées, liées à notre configuration, sont principalement :

- L'illumination parasite de la pente en arrière plan.
- Un ensemencement inégal en particules à cause des effets de sédimentation.
- Des perturbations optiques dues aux effets de réfraction liés aux variations de densité.

Il est possible de limiter les erreurs sur les vecteurs vitesses engendrés par ces problèmes en effectuant un pré-traitement des images. Une méthode d'estimation de l'image d'ar-

rière plan à soustraire aux images avant le calcul de CIV est présentée. L'utilisation systématique d'algorithmes itératifs de CIV et de critères de détection de vecteurs faux essaye ensuite de remédier aux défauts optiques et d'ensemencement.

Pré-traitement des images

L'existence d'un arrière plan fixe pose un problème majeur pour la méthode de corrélation des images. En effet, toute composante fixe de l'image tend à produire un pic de corrélation à vitesse nulle (ou presque), interprété ensuite comme le maximum de corrélation dans le calcul de CIV. Ce problème est particulièrement gênant pour ces champs de vitesses parallèles à la pente, car le fond incliné est situé à proximité immédiate du plan laser. Les particules tendent à se déposer sur le fond et contribuent ainsi à l'image d'arrière-plan qui évolue dans le temps au cours de l'expérience. Pour cette raison il n'est pas possible d'obtenir une image de référence de l'arrière-plan avant l'expérience. Le passage du courant de gravité tend de plus à modifier cette image de fond par les effets de réfraction et par un éclairage provenant de la diffusion de la lumière laser par les particules d'ensemencement.

Il est ainsi nécessaire d'estimer l'image de fond directement en cours d'expérience et d'effectuer un pré-traitement des images. Une technique évidente serait de prendre une moyenne glissante sur une série d'images et de soustraire celle-ci à chaque image. Mais cette moyenne inclut les particules de visualisation, et les trajectoires individuelles de ces particules restent présentes sous forme de traînées. Une autre technique consiste à choisir pour chaque pixel de l'image de fond le minimum de luminosité obtenu sur une telle série glissante. On peut en effet estimer que ce minimum correspond à un espace entre le passage des particules, laissant apparaître l'image de fond. Ce minimum est cependant sensible au bruit instrumental de la caméra numérique.

Une autre solution consiste à classer la série glissante d'images par ordre croissant de luminosité pour chaque pixel. L'histogramme de luminosité correspondant est asymétrique (Fig. 3.6a), avec un pic important aux faibles luminosités, centré sur la valeur de l'image de fond et une décroissance vers les grandes luminosités correspondant au passage de particules isolées. Plutôt que de prendre le minimum de luminosité (sur l'ordre réalisé), il s'agit de choisir un rang dépendant de la densité de particules.

Pour un ensemencement de densité modéré, la valeur médiane qui correspond au rang du milieu en luminosité, fournit une bonne estimation de l'image de fond. Mais pour un ensemencement plus dense, le rang du quart de luminosité apparaît être un bon compromis en pratique. On définit donc l'image de fond en choisissant pour chaque

pixel la luminosité telle qu'un quart des images de la série glissante soit inférieure à cette valeur. Cette définition est moins sensible au bruit instrumental de la caméra et fournit une image de fond plus lisse, tout en prenant en compte des textures localisées, comme des particules fixées sur le fond. Cette procédure ne fait pas appel à une moyenne spatiale.

L'utilisation d'une série de 20 images, centrées sur la paire d'images utilisées pour la CIV, donne une excellente estimation de l'image de fond 'instantanée', tout en prenant en compte son évolution lente au cours du temps. Cette image de fond est ensuite soustraite à la paire d'images avant traitement par CIV. Un exemple d'un tel pré-traitement des images est donné sur les figures 3.6 avec leurs histogrammes de luminosité associés. Les particules se distinguent mieux du fond, par contre ce processus diminue la luminosité de l'image. Mais ce n'est pas un véritable inconvénient car l'algorithme de CIV que nous

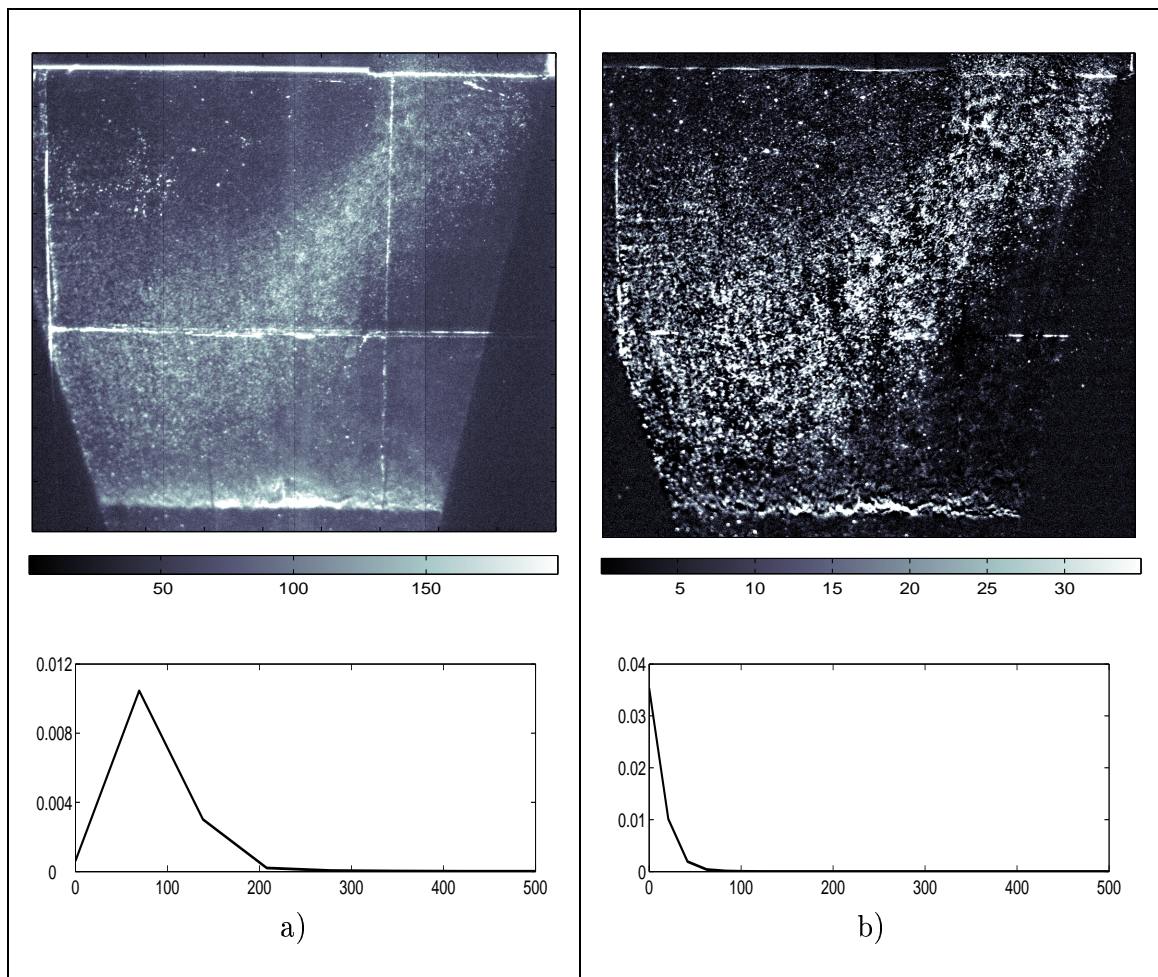


FIG. 3.6: Images des particules d'ensemencement, et histogrammes des intensités de luminosité a) avant et b) après avoir enlevé l'image de l'arrière plan. Les échelles données correspondent aux niveaux de gris (la caméra SMD (12 bits) a 4096 niveaux de gris).

avons adopté, utilise toutes les textures, même les plus sombres, pour la détermination du déplacement du fluide (voir § A 1.3).

Il est également possible de rajouter un masque pour enlever les parties faussées des images, comme les régions non éclairées par la tranche laser. Ceci restreint le domaine des mesures et améliore la rapidité des calculs de CIV. Les vitesses très proches de zéro sont également éliminées, car elles correspondent clairement à l'image du fond fixe sur lequel des particules ont sédimenté.

Améliorations possibles du champ CIV

Même après le pré-traitement portant sur les images, les résultats d'un algorithme simple de CIV par corrélation d'images restent de qualité moyenne. De nombreux vecteurs erratiques sont obtenus (près de la moitié des vecteurs sont faux dans la zone du courant de gravité). Les itérations successives décrites dans la section A 1.3 permettent d'améliorer la qualité des corrélations d'images et de diminuer le nombre de vecteurs faux détectés, comme le montre la figure 3.7. La qualité des corrélations d'images est limitée par les effets physiques de la turbulence à petite échelle, très active dans le courant de gravité. En pratique, au delà de trois itérations, on n'observe plus d'améliorations significatives.

Un résultat auto-cohérent, optimisant la corrélation locale d'images pour chaque vecteur, est alors obtenu, tout en assurant la continuité spatiale du champ de vitesse. Les vecteurs sporadiques ne résistent pas à cette procédure, comme le montre la figure 3.8.

Les champs de vitesse sont donc obtenus par CIV dans le courant principal s'écoulant le long de la pente qui est parallèle à la tranche laser. Ces champs de vitesse sont également obtenus pour différentes distances à la pente, montrant la propagation des cyclones, bien qu'il n'y ait à priori pas de particules dans le milieu ambiant.

Chaque vecteur de la figure 3.8 représente une mesure effective locale instantanée, l'interpolation-lissage n'intervenant que pour vérifier la qualité du vecteur. Le seul filtrage spatial utilisé provient de la moyenne sur la boîte de corrélation (ici 21x21 pixels), sur laquelle la covariance d'image est calculée.

En revanche, des zones sans vecteurs apparaissent dans le champ de vitesse, pour lesquelles la procédure ne converge pas vers un résultat clair. Ceci correspond à des régions trop peuensemencées en particules, ou bien à des effets de flou local dus à la réfraction par l'interface turbulente du courant de gravité. (Ce problème deviendra particulièrement gênant pour les mesures sur des champs de plus petite échelle, plus sensibles à la qualité optique.)

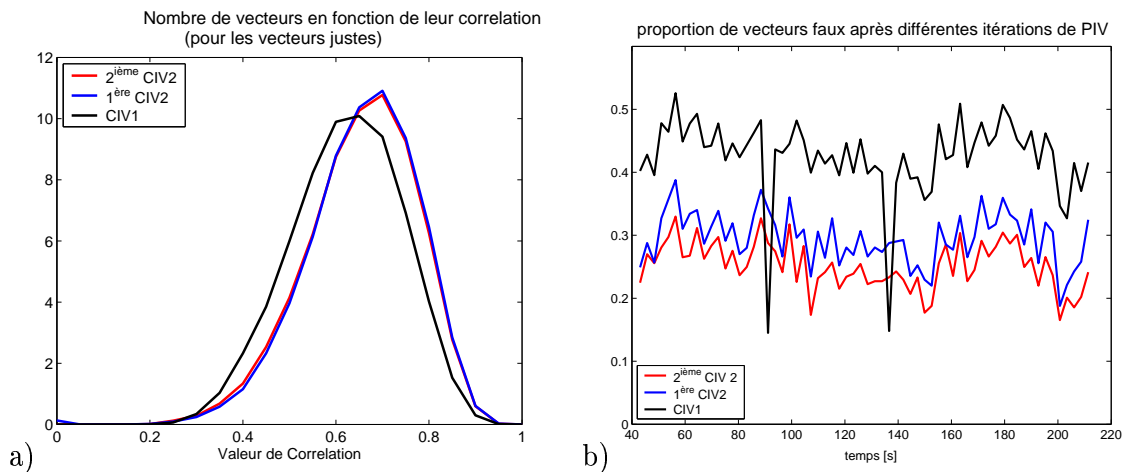


FIG. 3.7: Exemple de l'amélioration des champs de vitesse par les itérations successives de CIV. a) Histogramme des corrélations d'images des vecteurs (justes), obtenu sur une série temporelle de 80 champs. b) Pourcentage de vecteurs faux éliminés en fonction du temps. L'analyse porte sur une zone active centrale du champ de vitesse de la figure 3.8.

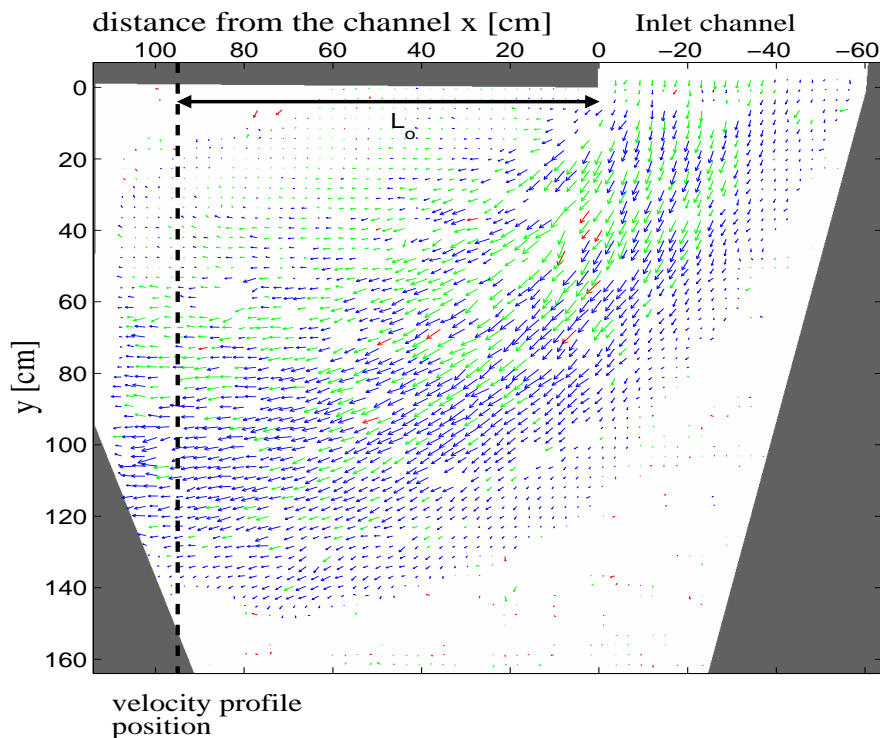
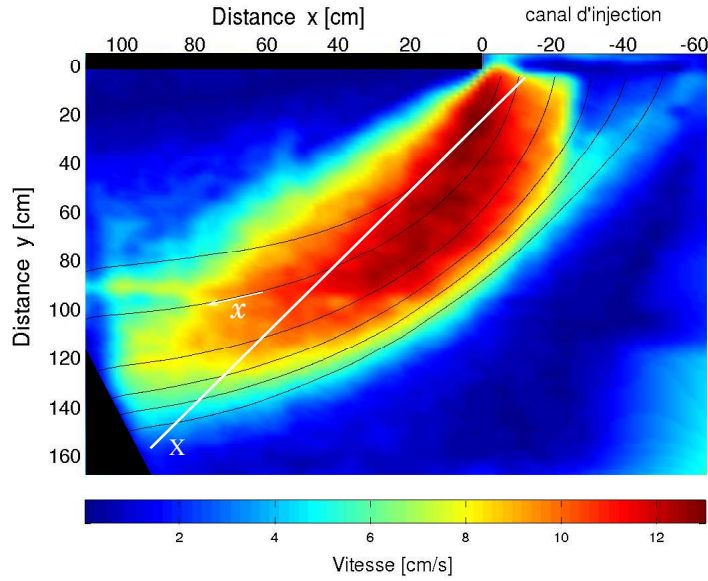
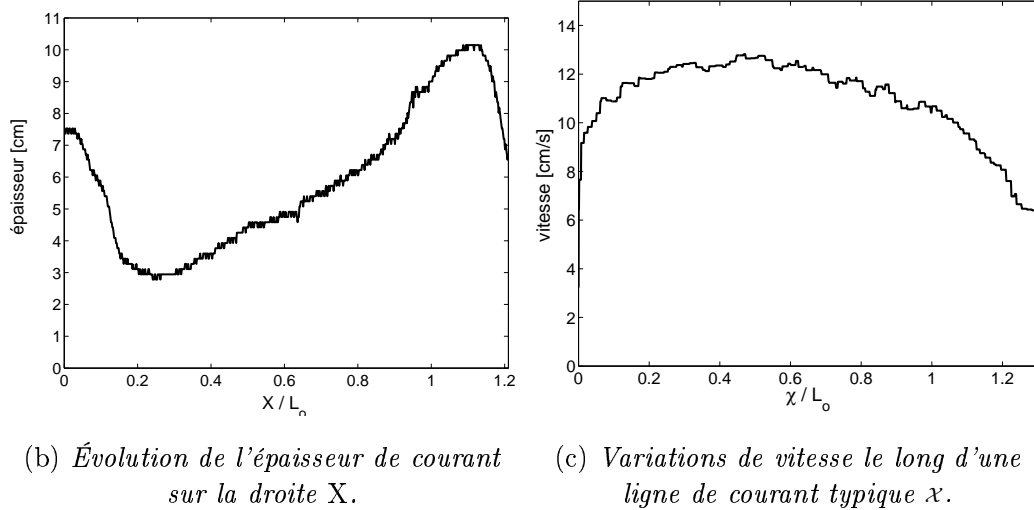


FIG. 3.8: Exemple de champ de vitesse (Exp. #4) obtenu par mesure CIV dans le courant principal au début de la pente, avec une tranche laser parallèle au fond à 2 cm de hauteur par rapport à la pente. Les couleurs des vecteurs correspondent aux valeurs maximales de corrélation C ($C > 2/3$ en bleu, $1/3 < C < 2/3$ en vert, $C < 1/3$ en rouge)



(a) Module du champ de vitesse et lignes de courant obtenus par mesures CIV.



(b) Évolution de l'épaisseur de courant sur la droite X.

(c) Variations de vitesse le long d'une ligne de courant typique x .

FIG. 3.9: Comparaison entre les variations de vitesses et d'épaisseur du courant le long d'une ligne de courant (Exp. #4, $\Delta\rho/\rho_o = 0.75\%$, $T = 80s$, $Q_o = 1.31L/s$, $M = 3.29$, $Re = 2.76 \cdot 10^3$). L'épaisseur est mesurée par la position de l'interface sur les images de fluorescéine le long de la tranche laser verticale (Fig. 3.5).

Malgré cela, pour les écarts de densité inférieurs à 2% entre le courant de gravité et le fluide ambiant, la méthode utilisée (pré-traitement des images et itérations successives de l'algorithme de CIV) permet de faire une analyse fiable du champ de vitesse et d'en déduire les propriétés statistiques de la turbulence.

c. Premiers résultats

Les variations de vitesse le long des lignes de courant sont obtenues à partir de ces champs de vitesses moyens, comme sur les figures 3.9(a) et 3.9(c). Les variations d'épaisseur du courant de gravité correspondantes sont mesurées à partir des visualisations verticales faites avec de la fluorescéine (montrées sur les figures 3.5), en estimant la position de l'interface le long de la tranche laser (Fig. 3.9(b)).

Cette méthode n'est pas précise à cause de l'absorption du rayon laser par la fluorescéine, ce qui diminue la luminosité lorsque l'on s'éloigne de la source du laser. Un autre problème provient de l'orientation de la tranche laser, à 45° du canal d'injection. Le courant de gravité la traverse mais son centre se trouve probablement avant ou après la tranche laser selon les paramètres initiaux ; son épaisseur est alors diminuée artificiellement. Cependant on observe une accélération initiale du courant de gravité au début de la pente, accompagnée par une diminution de son épaisseur. Puis la vitesse du courant décroît alors que son épaisseur augmente linéairement avec la distance à la source, à cause du mélange turbulent.

Ces mesures de CIV permettent également de connaître la position d'équilibre atteinte par le courant de gravité le long de la pente. Cette information est aussi déterminée par les profils de densité obtenus par les sondes de conductivité qui longent la pente à hauteur fixée et qui coupent perpendiculairement le courant principal.

3.2.5 Mesure de densité locale

Les variations de densité sont enregistrées par des sondes placées en différentes positions. La description et le fonctionnement des différents capteurs utilisés sont détaillés dans l'annexe A 2.

Des sondes de conductivité motorisées, couplées à des sondes de température permettent de faire des profils de densité de haut en bas de la pente, à 1 cm du fond et pour $x=146$ cm ou 720 cm du canal d'injection. Ces profils parallèles à la pente sont réalisés grâce à un moteur pas à pas commandé par ordinateur via un contrôleur Anaheim. Pour assurer un profil moyen complet sur les 2 m de pente, deux de ces systèmes moteur-conductivité-température sont utilisés. Chacun se déplace simultanément sur une distance de 1 m (l'un partant du haut de la pente, l'autre du milieu) à des vitesses de $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$. La mesure durant la remontée des sondes n'est pas utilisée à cause des effets de sillage. Le temps mis pour faire ces profils étant relativement long, ils sont utilisés pour connaître les variations de densité moyenne en différents endroits de la pente. Mais les fortes oscillations instantanées de densité sur un seul profil, montrent le mélange turbulent à l'intérieur du courant de gravité.

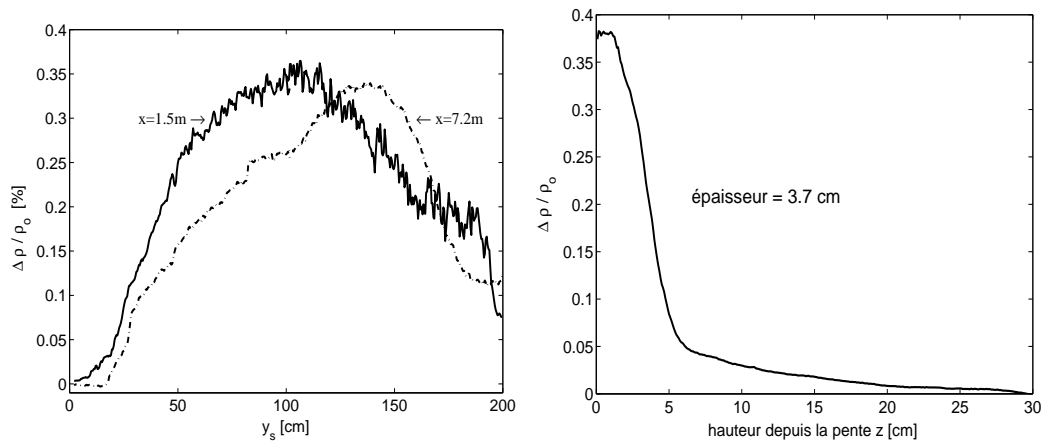
Des sondes à ultrasons fixes, espacées à intervalle régulier le long de la pente en $x=787$ cm permettent d'estimer les variations de densité au cours du temps. Ces sondes, moins fragiles peuvent être placées à 2 mm du fond.

Une sonde de température est aussi utilisée pour vérifier la température initiale du courant dans le canal d'injection (qui ne doit pas différer de celle du fluide ambiant).

Une sonde à ultrasons motorisée vérifie que le milieu ambiant est bien homogène. Le déplacement de la sonde se fait sur une hauteur de 60 cm à une vitesse de 1 cm.s^{-1} .

Enfin, dans certaines expériences, des profils verticaux sont réalisés au milieu de la pente ($y=100\text{cm}$) pour estimer l'épaisseur du courant.

La figure 3.10(a) est un exemple de profil de densité (moyenné sur 4 déplacements des sondes) pour la même expérience en deux endroits différents, $x=146$ cm et $x=720$ cm du canal d'injection. La différence relative de densité initiale entre le courant et le milieu ambiant est de 1.5%, alors que le maximum d'excès en densité mesuré dans le courant n'est que de 0.35% aux deux emplacements. Cet exemple souligne le mélange intense qui se produit dans la région initiale où le courant descend rapidement, mais une fois que le courant est stabilisé et qu'il se propage le long de la pente en équilibre géostrophique, il y a peu de mélange.



(a) Profils de densité descendant la pente à 146 cm et 720 cm du canal d'injection. (b) Profils de densité verticaux réalisés à mi-pente.

FIG. 3.10: Résultats expérimentaux obtenus par différentes sondes. Les densités tracées sont calculées en moyennant plusieurs profils (typiquement 3-4). Exemple pour l'Exp. #9 avec un excès de densité initial de $\Delta\rho/\rho_0 = 1.5\%$, une période de rotation de $T = 80$ s, et un débit de $Q_o = 0.77 \text{ L/s}$ ce qui donne $M = 6.26$ et $Re = 1.56 \cdot 10^3$.

La position et la largeur du courant sont mesurées à partir de ces profils, et l'épaisseur est estimée à partir de profils de densité verticaux réalisés à mi-pente ($y=100$ cm) comme sur la figure 3.10(b). Ce résultat n'est qu'une estimation puisque le courant principal a une position qui dépend des paramètres initiaux.

3.2.6 Mesure du mélange global

Pour pouvoir tester les simulations numériques, les expériences sont exploitées de façon détaillée, notamment en ce qui concerne les mesures de turbulence. Un des problèmes principaux des modèles océaniques provient de la paramétrisation de la turbulence et donc du mélange.

Un bilan global du mélange est tout d'abord obtenu pour l'une des expériences. Cette expérience est réalisée et poursuivie pendant $\text{Temps}_{exp} = 1\text{h}45$, dans un milieu homogène ($\rho_{ambient} = 999.6$ g/L), en injectant de l'eau dense ($\rho_o = 1015.7$ g/L) avec un débit $Q_o = 1.30$ L/s, la période de rotation de la plaque étant $T = 80$ s. Le système repose ensuite pendant 24 heures, ce qui permet aux particules fluides de se trier en densité. L'évolution de la densité est observée avant, pendant et après l'expérience par des profils verticaux de densité sur une hauteur de $z_f = 60$ cm partant du fond de la cuve tournante. Quelques uns de ces profils, effectués toutes les heures sur le bord de la cuve tournante, sont regroupés sur la figure 3.11. La densité continue à augmenter après l'arrêt des expériences car la sonde effectuant les profils se trouve sur le bord de la cuve tournante mais relativement proche du plan incliné. Le courant de gravité met donc un certain temps pour atteindre l'emplacement de la sonde. Les profils finissent par converger en une même courbe 18h après le début de l'expérience. Le fluide est alors au repos et la distribution globale de probabilité de densité peut être calculée. Ceci se fait à partir de la moyenne sur les profils de densité des six dernières heures, que l'on dérive en fonction de la hauteur. Le résultat obtenu est tracé sur la courbe 3.12. On retrouve un pic vers $\Delta\rho/\rho_o = 0.4\%$ correspondant à la densité maximale observée dans le courant principal le long de la pente après mélange alors que l'excès de densité initial est de $\Delta\rho/\rho_o = 1.5\%$. Mais il existe aussi du fluide plus dense, jusqu'à 0.7% , qui peut être attribué à l'écoulement dans le film mince visqueux, qui descend rapidement la pente avec peu de mélange. La distribution en densité de l'eau produite entre ce maximum et les valeurs plus faibles est pratiquement homogène, ce qui résulte encore une fois d'un fort mélange avec le milieu ambiant.

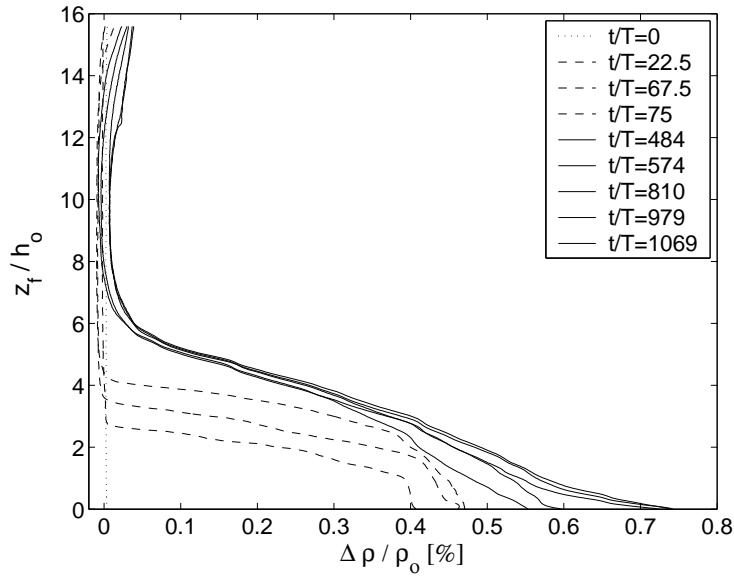


FIG. 3.11: Évolution des profils verticaux avant ($t=0$), pendant ($t=0h - 1h45$) et après ($t=1h45 - 24h$) l'expérience, jusqu'à ce que le fluide soit au repos (pour $t > 18h$). z_f est la hauteur par rapport au fond de la cuve.

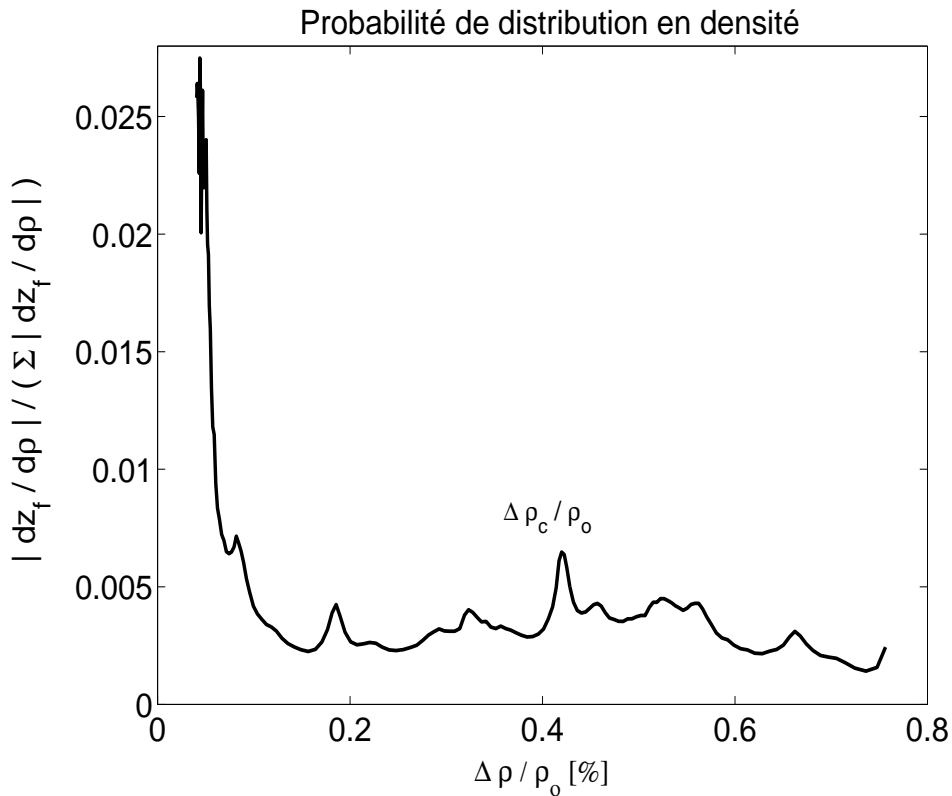


FIG. 3.12: Distribution globale de probabilité de densité obtenue par le mélange d'un courant de différence de densité initiale de 1.5%. Une distribution pratiquement uniforme est observée entre 0 et 0.7% montrant le fort mélange. Le pic vers 0.4% correspond à la densité maximale observée dans le courant principal (même conditions que pour la figure 3.10).

Le profil final permet également de vérifier que la quantité de sel introduite, proportionnelle à la densité, est bien conservée.

$$(\rho_o - \rho_{ambient}) Q_o \text{ Temps}_{exp} = \text{Aire}_{cuve} \int_0^H (\rho - \rho_{ambient}) dz_f = (131 \pm 2) \text{ kg}$$

3.3 Vérification expérimentale des lois d'échelles

Les mesures de toutes ces grandeurs vont permettre d'évaluer les lois d'échelle proposées au § 3.1.2. Les résultats des expériences en laboratoire servent à tester les prédictions qualitatives de ces lois d'échelle, en particulier sur le rôle du paramètre sans dimension M et de l'échelle de longueur L_o . Elles permettent également de déterminer les valeurs des constantes de proportionnalité c_i .

Lorsque le courant est dévié par la force de Coriolis, il atteint un régime d'équilibre géostrophique le long de la pente avec des vitesses moyennes horizontales. La position (selon l'axe y) atteinte par le courant principal en équilibre est déterminée en mesurant les coordonnées du maximum de vitesse moyenne sur un profil réalisé en $x = L_o$ du canal d'injection. Cette distance s'ajuste sur le rayon de déformation de Rossby ($L_o c_1 = (2 B_o f^{-3})^{1/4}$) comme le montre le graphe 3.13. Le trajet parcouru par le cou-

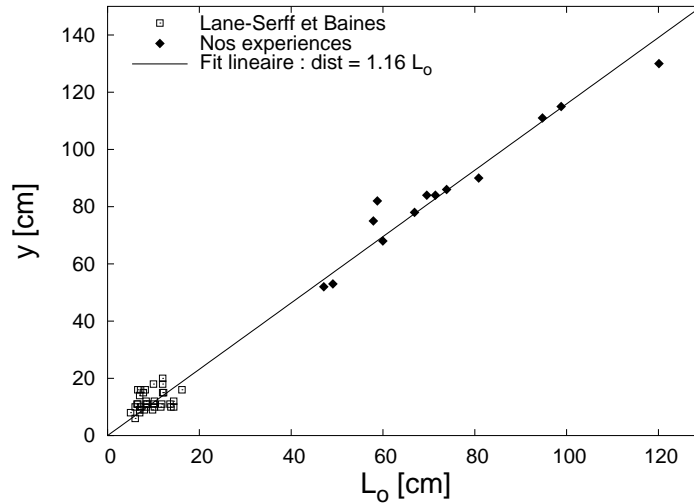


FIG. 3.13: Position (le long de la pente) atteinte par le courant en régime établi en fonction du rayon de déformation de Rossby basé sur la hauteur initiale du courant de gravité. Ce graphe contient également les résultats des expériences de Lane-Serff & Baines (1998). L'ajustement linéaire donne une distance égale à $(1.16 \pm 0.03) L_o$.

rant en direction du bas de la pente avant d'atteindre son équilibre est

$$y_{des} = (1.16 \pm 0.03) L_o. \quad (3.22)$$

Ceci confirme le résultat trouvé précédemment par Lane-Serff & Baines (1998) pour des nombres de Rossby plus faibles reportés également sur le graphe 3.13. Il aurait été intéressant d'avoir des informations expérimentales en coupes verticales du courant stabilisé pour pouvoir comparer avec les modèles analytiques de descente des courants proposés par Killworth (2001) et Wåhlin & Walin (2001), basés sur les forces de frottements sur le fond agissant sur le courant en équilibre. Leurs modèles sont comparés à la position des principaux courants denses de l'océan Atlantique et les résultats sont en bon accord.

L'étude décrivant les lois d'échelles suppose entre autres que le courant s'ajuste initialement en équilibre géostrophique (à l'extrémité du canal d'injection). Ceci a pu être vérifié par des mesures de CIV réalisées dans le canal d'injection et obtenues avec des tranches lasers horizontales en plusieurs hauteurs. Si les vitesses obtenues dans le canal ne sont pas homogènes sur toute sa largeur, le calcul de la vitesse moyenne intégrée sur le courant, donne un résultat proche du V_o théorique (éq. 3.5 avec $c_1 = 1/2$). On supposera donc dans la suite que $V_o = 0.5\sqrt{g'_o h_o}$.

L'analyse suppose également que la vitesse longeant la pente est égale à la vitesse de Nof pour laquelle les forces de gravité et la force de Coriolis s'équilibrent. Le maximum de la vitesse moyenne U obtenu expérimentalement pour $x = L_o$ et $x = 10 L_o$, est donc tracé en fonction de la vitesse de Nof $g' s / f$, avec les valeurs expérimentales de g' mesurées par les sondes de conductivité en $x = 146$ cm et $x = 720$ cm respectivement.

La vitesse obtenue est bien proportionnelle à la vitesse de Nof au début comme au bout de la pente, mais elles ne sont pas égales (Fig. 3.14).

$$\begin{aligned} \text{Pour } x = L_o, \quad \text{la vitesse } U &= (1.73 \pm 0.06) g' s / f. \\ \text{Et pour } x = 10 L_o, \quad \text{la vitesse } U &= (0.80 \pm 0.06) g' s / f. \end{aligned}$$

En fait, la vitesse liée à l'inertie $U \cdot \nabla U$ au début de la pente n'est pas négligeable. En effet, une particule sur un plan horizontal en rotation (donc lorsque les forces de gravité n'interviennent pas) et sans autres forces extérieures (pas de frottement), tourne sur elle même. Sa trajectoire est un cercle de rayon $R = U/f$ car les forces d'inertie (U^2/R) et de Coriolis (fU) s'équilibrent.

Pour le courant de gravité que l'on considère, la courbure qu'il suit lorsqu'il com-

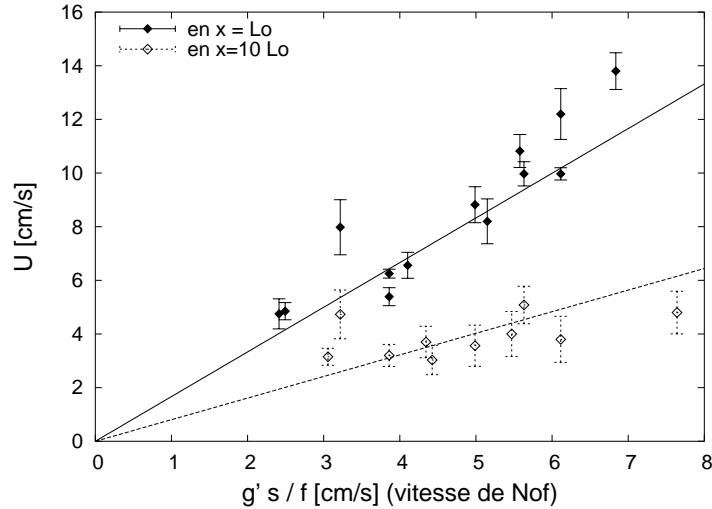


FIG. 3.14: Vitesses moyennes maximales sur des profils effectués selon y en $x = L_o$ et $x = 10 L_o$, en fonction de la vitesse de Nof $= g' s / f$ mesurée par les sondes de conductivités.

mence à descendre la pente, s'échelonne sur L_o comme le montre la figure 3.13. La force d'inertie est donc de l'ordre de grandeur de (U^2 / L_o) . Mais les forces de gravité ($g' s$) sont également importante sur le plan incliné. Et c'est donc un cas intermédiaire où les forces de Coriolis équilibrent non seulement les forces de gravité mais aussi les forces d'inertie, non négligeables, comme le montre la figure 3.15 :

$$\frac{U^2}{L_o} + g' s = f U \quad (3.23)$$

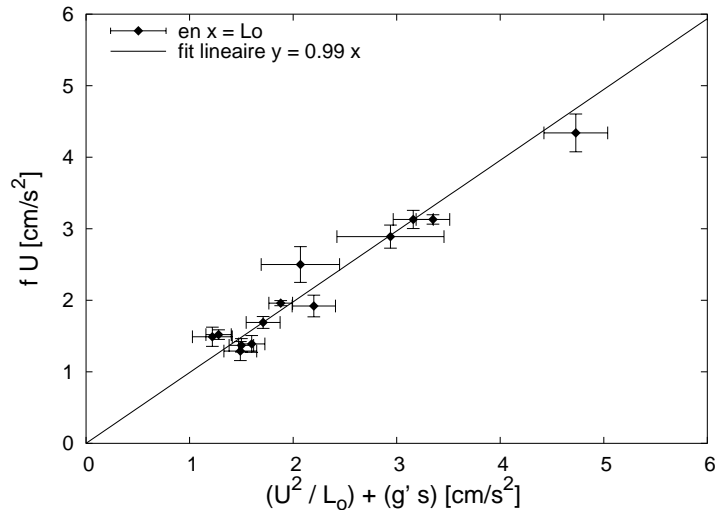


FIG. 3.15: Les forces de Coriolis équilibrent les forces de gravité et d'inertie, qui sont toutes importantes au début de l'écoulement. $fU = (0.99 \pm 0.03)(U^2/L_o + g's)$

Les différences observées sur les vitesses au bout de la pente qui sont légèrement plus faibles que la vitesse de Nof, s'expliquent quant à elles, par le courant fortement inhomogène. Les fluctuations de vitesse, que ce soit à petite échelle (turbulence) ou à grande échelle (cyclones), modifient considérablement les propriétés du courant. En particulier les vitesses U sont obtenues en prenant le maximum sur des profils selon y des vitesses moyennées dans le temps. Comme la trajectoire du courant est modifiée par le passage des instabilités cycloniques qui le font osciller, les vitesses maximales moyennes sous-estiment les vitesses instantanées. Ces différences suffisent à expliquer le facteur de proportionnalité (noté $c_3 = 0.80$) devant la vitesse de Nof. La courbe 3.14 confirme donc l'hypothèse d'un courant de gravité en équilibre géostrophique le long du talus continental.

Pour résumer toutes les données expérimentales obtenues, les graphes des loi d'échelles explicitées dans la section 3.1.2 sont tracés :

La figure 3.16 présente le rapport de la vitesse moyenne U du jet le long de la pente (mesurée par CIV) sur la vitesse initiale (calculée à partir de l'équation 3.5). La vitesse expérimentale est prise comme étant le maximum de la vitesse sur un champ moyenné en temps, pour un profil selon l'axe y , effectué en $x = L_o$ et $x = 10 \cdot L_o$ (pour certains paramètres il a fallu prendre un x plus faible).

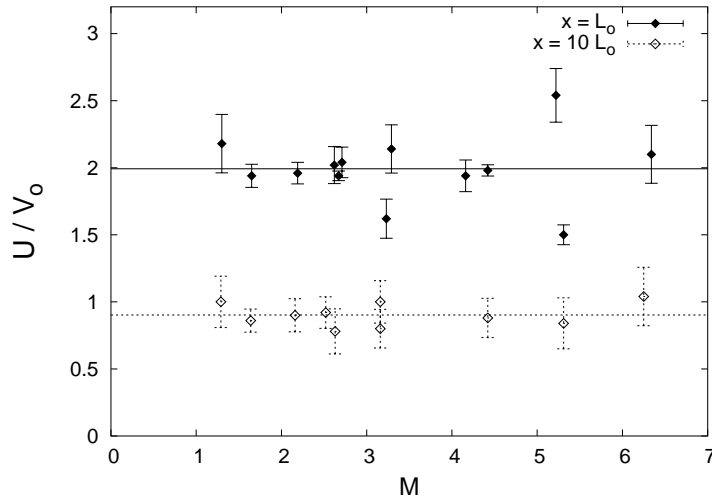


FIG. 3.16: Rapport de la vitesse moyenne expérimentale du courant principal à sa valeur initiale théorique en fonction du paramètre M : $\frac{U}{V_o}$ constant.

$\frac{U}{V_o} = 1.99 \pm 0.07$ en $x=L_o$ et $\frac{U}{V_o} = 0.90 \pm 0.03$ en $x=10 L_o$ (pour $c_1 = 0.5$).

La figure 3.17 montre le rapport de la gravité réduite (mesurée par les sondes de conductivité en $x=720\text{cm}$) sur sa valeur initiale (connue). g' est mesuré par le maximum de différence de densité relative entre le courant principal et le milieu ambiant. La densité finale atteinte par le courant une fois stabilisé sur la pente a donc pu être reliée au paramètre sans dimension M défini par l'équation 3.7.

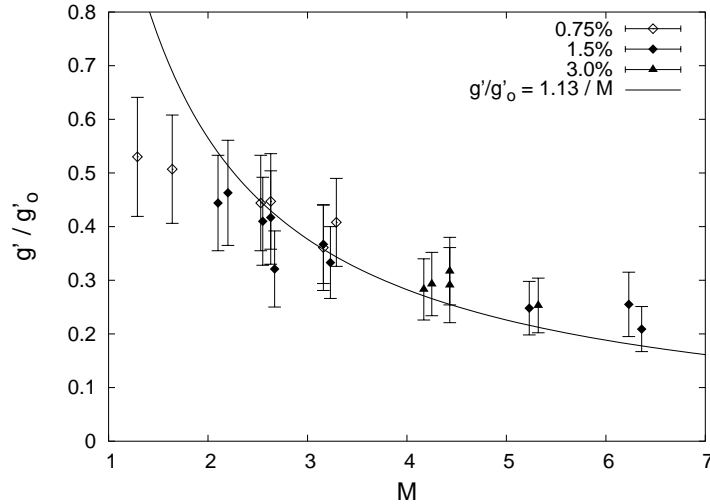


FIG. 3.17: Taux du mélange du courant principal (excès de densité finale par rapport à sa densité initiale g'/g'_0) en fonction du paramètre M : $\frac{g'}{g'_0} \propto \frac{1}{M}$

La figure 3.18 donne une idée du rapport de l'épaisseur du courant sur sa valeur initiale dans le canal (calculée par l'équation 3.3). Les résultats de cette courbe ne sont pas très fiables, car l'épaisseur du courant a été estimée : Soit à partir de la position

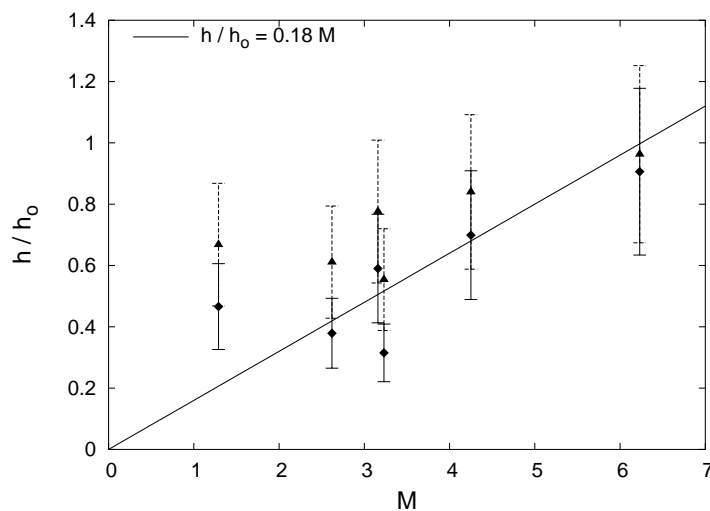


FIG. 3.18: Estimation du rapport de l'épaisseur du courant par deux méthodes : $\frac{h}{h_0} \propto M$

de l'interface lumineuse sur les visualisations avec de la fluorescéine illuminée par une tranche laser verticale (présentées sur les figures 3.5) ; soit par quelques profils verticaux de densité effectués au milieu de la pente ($y=1m$) en $x=120$ cm. Dans les deux cas, la position où l'épaisseur du courant est mesurée, est fixe quels que soient les paramètres initiaux des expériences, et ne correspond pas forcément à la position où la hauteur du courant est réellement maximale. Les épaisseurs sont donc sous-estimées par ces méthodes, mais elles restent directement proportionnelles à M .

Le comportement de ces courbes obtenues avec les résultats expérimentaux, valide les lois d'échelles données par les équations 3.19, 3.20 et 3.21. Le facteur de proportionnalité c_3 entre les vitesses moyennes et les vitesses de Nof, ne modifie pas la loi d'échelle sur les vitesses. Le rapport des vitesses est indépendant de M , et permet de connaître la valeur de la constante c_2 introduite dans l'analyse. L'ajustement linéaire donne :

$$\frac{U}{V_o} = 0.90 \pm 0.03 = c_2^{1/2} c_1 2^{-1/4} \quad (3.24)$$

$$\text{D'où } c_2 = 0.29 \pm 0.01$$

Si l'on tient compte du facteur de proportionnalité c_3 qui intervient par une constante multiplicative, l'équation 3.12 devenant $U = c_3 g' s / f$, la loi d'échelle pour le rapport des densités devient alors :

$$\frac{g'}{g'_o} = \frac{c_3^{-1} c_1^{-1} c_2^{1/2} 2^{-1/4}}{M} = \frac{1.13}{M} \quad (3.25)$$

Cette courbe est également reportée sur le graphe 3.17. Elle correspond aussi au meilleur ajustement des données expérimentales. Le rapport des variations de densité initiale et finale est bien inversement proportionnel à M .

Enfin, la vitesse du front du courant de gravité (Fig. 3.19) est inférieure à la vitesse moyenne de l'écoulement dense avec un facteur de proportionnalité :

$$U_{front} = (0.62 \pm 0.03) U_{|x=L_o} = (0.62 \pm 0.05) \sqrt{g'_o h_o} \quad (3.26)$$

Ce résultat, équivalent à $U_{front}/(g'_o Q_o/L_o)^{1/3} = 0.98 \pm 0.08$, est plus faible que les valeurs généralement obtenues par Britter & Linden (1980) $U_{front}/(g'_o Q_o/L_{canal})^{1/3} = 1.5 \pm 0.2$ ou par Turner (1973) $U_{front} = 0.75 \sqrt{g' h}$ pour des courants de gravité sans rotation.

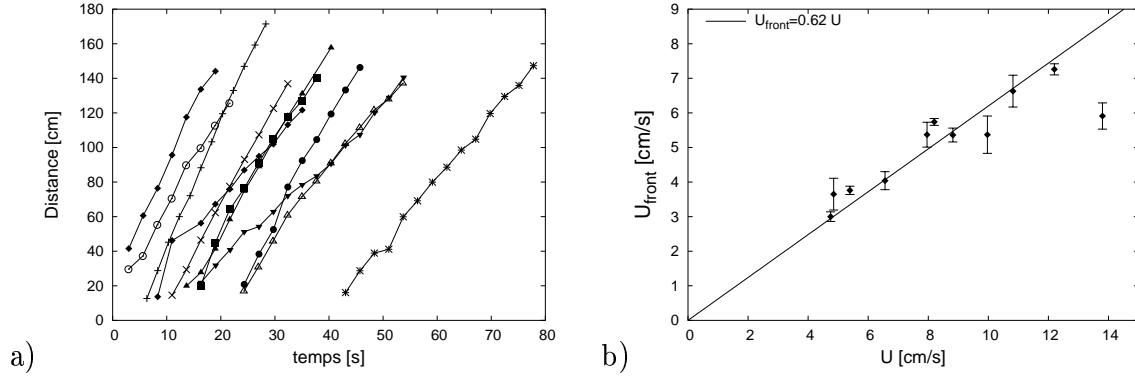


FIG. 3.19: a) Distance parcourue [cm] par le front en fonction du temps [s] pour les différentes expériences. L'origine de ce temps correspond à l'instant où la caméra sont enclenchées. b) Vitesse du front en fonction de la vitesse du courant (prise en $x=L_o$).

Tous ces résultats confirment que la dynamique du courant de gravité dépend uniquement du flux initial de flottabilité B_o , que le fluide est en équilibre géostrophique le long du plan incliné, et que M est bien le paramètre sans dimension important, avec l'échelle de longueur L_o . C'est une sorte de loi universelle qui décrit les principales caractéristiques de l'évolution du courant de gravité et qui provient du fait que L_o dépend du flux de flottabilité.

Pour des grandes distances à la source, ces expériences montrent que le fluide devient auto-similaire. Ceci signifie que les échelles locales de vitesse et de taille déterminent les champs moyens et turbulents de vitesse.

Pour observer le comportement auto-similaire de l'écoulement, des profils selon y sont examinés dans la zone où le courant est établi. Ce régime existe pour une distance du canal d'injection supérieure à $x = L_o = 2^{5/4} f^{-3/4} B_o^{1/4}$. Cette distance où sont réalisés les profils dépend des paramètres initiaux des expériences. Huit profils des vitesses moyennes longeant la pente U sont donnés sur la figure 3.20. L'échelle de vitesse est normalisée par la vitesse initiale théorique V_o . Comme la largeur du courant dépend des paramètres initiaux, l'échelle de longueur est normalisée par L_o .

Toutes les courbes se superposent en un seul profil, même pour des paramètres initiaux d'expériences complètement différents, confirmant ainsi la caractère auto-similaire de l'écoulement. La courbe moyenne empirique est de forme gaussienne :

$$\frac{U}{V_o} = a \exp\left(-\frac{(y/L_o - b)^2}{2c^2}\right)$$

avec $a = 1.95 \pm 0.04$, $b = 1.1 \pm 0.1$ et $c = 0.35 \pm 0.02$

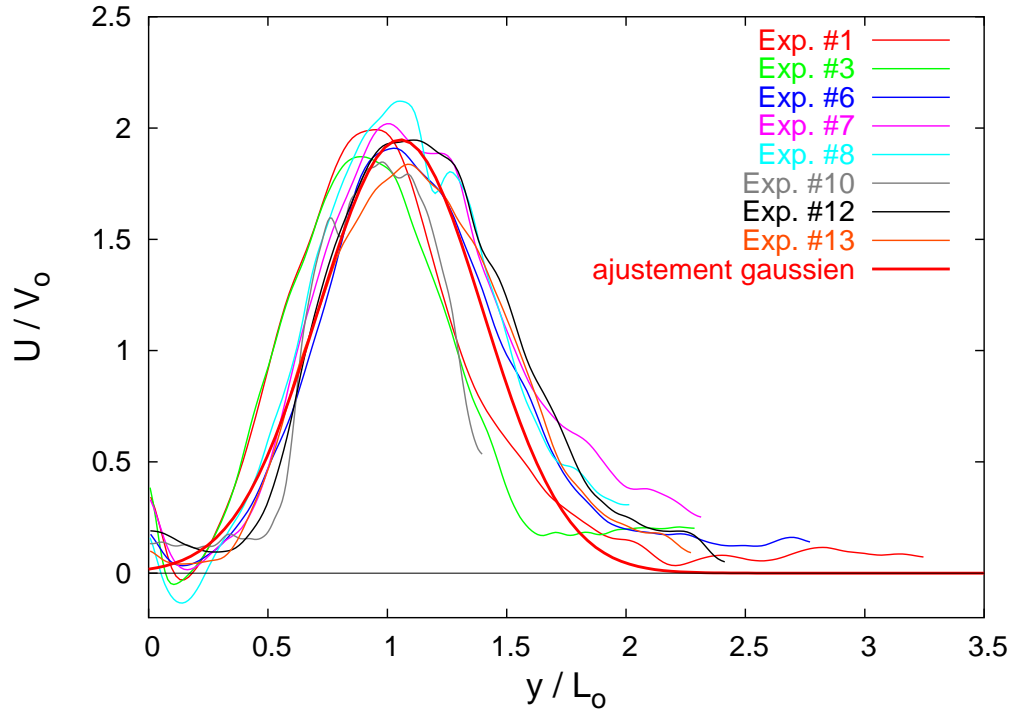


FIG. 3.20: Profils selon y , de la vitesse moyenne U longeant la pente, effectués en $x = L_o$. Les vitesses sont normalisées par V_o et les distances par l'échelle de longueur L_o . La ligne épaisse est un ajustement de la forme $U/V_o = a \exp(-(y/L_o - b)^2/(2c^2))$.

b correspond alors à la position de stabilisation normalisée du courant. On retrouve bien

$$y_{des} = (1.16 \pm 0.03) L_o \quad (3.27)$$

Le coefficient a permet de vérifier la vitesse parallèle à la pente

$$U = (1.95 \pm 0.04) V_o \text{ en } x = L_o. \quad (3.28)$$

Enfin, une mesure de la demi-largeur du profil de vitesse est donnée par c :

$$W_c/2 = (0.35 \pm 0.02) L_o \text{ en } x = L_o. \quad (3.29)$$

La largeur du courant W_c varie donc linéairement avec le rayon de déformation de Rossby, comme le trouvaient Griffiths *et al.* (1982).

Ceci souligne encore l'importance des lois d'échelle pour la prédiction de la forme de l'écoulement global, sa largeur, sa position, sa vitesse ou sa densité.

En reprenant la courbe de la distance d'équilibre atteinte par le courant (Fig. 3.13) donnant la position de la vitesse moyenne maximale en fonction du paramètre L_o , et en y rajoutant les positions inférieures et supérieures données par la moitié du maximum de vitesse (Fig. 3.21), trois droites sont obtenues. Elles se croisent en un point donnant une origine fictive au courant. En effet, la source réelle du fluide, considérée comme la fin du canal horizontal d'injection, n'est pas ponctuelle. Pourtant, le décalage de l'origine vers des coordonnées négatives, montre qu'à partir d'une certaine distance, proportionnelle à L_o , l'écoulement se comporte comme s'il provenait d'une source ponctuelle située en amont.

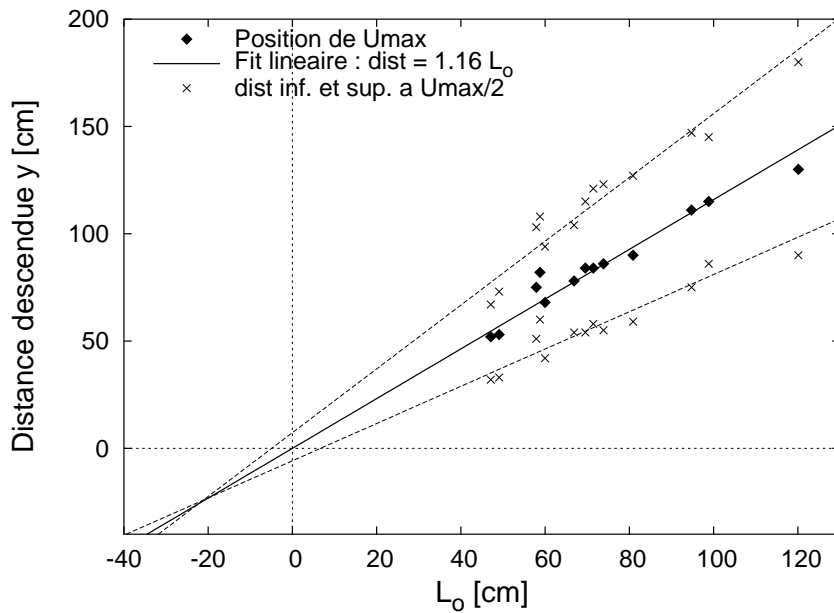


FIG. 3.21: Position le long de la pente (correspondant au maximum de vitesse moyenne) atteinte par le courant en régime établi en fonction de L_o . Ce graphe contient également les positions inférieures et supérieures du demi maximum de vitesse des profils de vitesses. Les droites des ajustements linéaires se coupent en $x \simeq -27$ cm, $y \simeq -23$ cm.

Ce résultat confirme encore une fois que le courant de gravité sur une pente en rotation suit une loi de comportement auto-similaire basée sur la conservation du flux de flottabilité B_o quels que soit les autres paramètres initiaux.

3.4 Structure turbulente de l'écoulement

3.4.1 Intensité des fluctuations de vitesses horizontales

A partir des champs de vitesse moyen et instantanés, il est possible de caractériser les échanges 'horizontaux' (dans un plan parallèle à la pente) de façon plus détaillée.

Une description statistique du champ de vitesse turbulent peut être introduite en séparant la vitesse u en une valeur moyenne \bar{u} et une fluctuation u' de valeur moyenne nulle :

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' & \text{avec} & \quad \langle u \rangle = \bar{u} \quad \text{et} \quad \langle u' \rangle = 0 \\ v &= \bar{v} + v' & \text{avec} & \quad \langle v \rangle = \bar{v} \quad \text{et} \quad \langle v' \rangle = 0 \end{aligned}$$

En reportant cette décomposition dans l'équation de Navier-Stokes, et en prenant la moyenne temporelle, on obtient pour un fluide incompressible :

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{\rho} (-\nabla \bar{P} + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} - \rho \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}' \rangle) \quad (3.30)$$

Cette équation fait apparaître la divergence du Tenseur de Reynolds $\rho \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}' \rangle_i = \rho \partial_k \overline{u'_i u'_k}$. Ce terme représente la fonction de corrélation entre les composantes de la fluctuation de vitesse. Ce tenseur des contraintes caractérise l'influence des fluctuations sur l'écoulement moyen.

Les variations des intensités turbulentes des fluctuations de vitesse sont donc étudiées à partir des vitesses moyennées en temps sur un courant établi (sur typiquement 60 à 100 champs correspondant à 2 à 5 périodes de rotation de la cuve). Les profils de vitesse moyenne sont tracés sur les perpendiculaires aux lignes de courant. Un exemple typique est tracé sur la figure 3.22 et 3.23 pour l'expérience dont les paramètres initiaux sont : $\Delta\rho/\rho = 0.75\%$, $Q_o = 1.68L/s$, $T = 40s$. Cet exemple est représentatif des résultats expérimentaux obtenus dans la région où le courant atteint le régime autosimilaire. La ligne de courant centrale suivant le maximum de vitesse moyenne est choisie comme référence. La figure 3.23 montre des coupes de vitesse le long d'une droite perpendiculaire à cette ligne de courant centrale. La coordonnée le long de cette droite transverse à l'écoulement est notée y . Nous désignons par u la composante de la vitesse normale à cette droite (correspondant à la vitesse longitudinale de l'écoulement) et par v la projection de la vitesse selon y . L'origine des abscisses sur la droite transverse correspond à son intersection avec la ligne de courant centrale. En ce point, la vitesse transverse \bar{u} est maximale ($\bar{u}_m = U_{\max} = 12.7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas de la figure 3.23) et la vitesse longitudinale \bar{v} est nulle. Nous garderons ces notations dans la suite de cette section. Sur le graphe, les vitesses sont normalisées par la vitesse moyenne maximale U_{\max} et

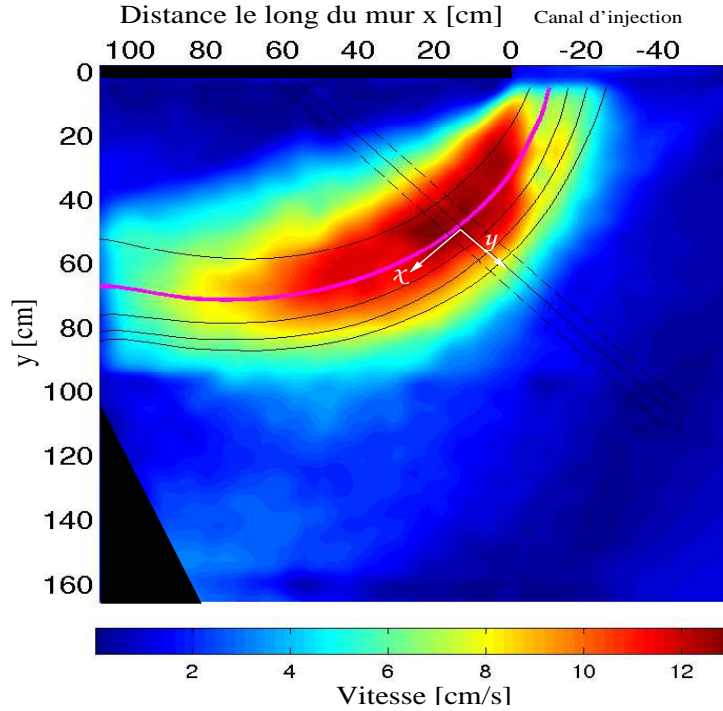


FIG. 3.22: Champ des vitesses moyennes et lignes de courant obtenus par mesures de PIV dans le courant de gravité avec une tranche laser parallèle à la pente (Exp. #2 avec $\Delta\rho/\rho = 0.75\%$, $Q_o = 1.68L/s$, $T = 40s$, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$).

les distances sont normalisées par la largeur du courant W_c . La même figure contient aussi les intensités turbulentes des fluctuations de vitesse transverse et longitudinale $u_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}$, $v_{rms} = \sqrt{\overline{v'^2}}$ respectivement ($\overline{u'^2} = \overline{u^2} - \bar{u}^2$; $\overline{v'^2} = \overline{v^2} - \bar{v}^2$). Le maximum du profil de u_{rms} est décalé par rapport au centre du courant et se situe au maximum de production d'énergie cinétique par cisaillement $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$. Le maximum du profil de v_{rms} est généralement centré sur le maximum de vitesse moyenne.

L'exemple proposé sur la figure 3.23a donne une valeur maximale $\frac{\overline{u'^2}^{1/2}}{U_{max}} \simeq 0.32$. Ce résultat est semblable aux valeurs expérimentales obtenues pour des jets turbulents axisymétriques en régime auto-similaire. Wygnanski & Fiedler (1969) et Antonia *et al.* (1975) trouvent $\overline{u'^2}^{1/2} / U_{max} = 0.28 \pm 0.01$ sur l'axe du jet. Dans le cas de jets plans les mesures des intensités turbulentes relatives des fluctuations de vitesse en régime auto-similaire donnent également des résultats similaires au jets axisymétriques : $\overline{u'^2}^{1/2} / U_{max} \simeq 0.23$ (Gutmark & Wygnanski, 1976).

3.4.2 Tenseur de Reynolds

La figure 3.23b présente la valeur moyenne du produit $\overline{u'v'} = \overline{uv} - \bar{u} \cdot \bar{v} = -\frac{\tau_{xy}}{\rho}$. C'est la tension de cisaillement turbulente à un facteur ρ près. La contrainte totale est

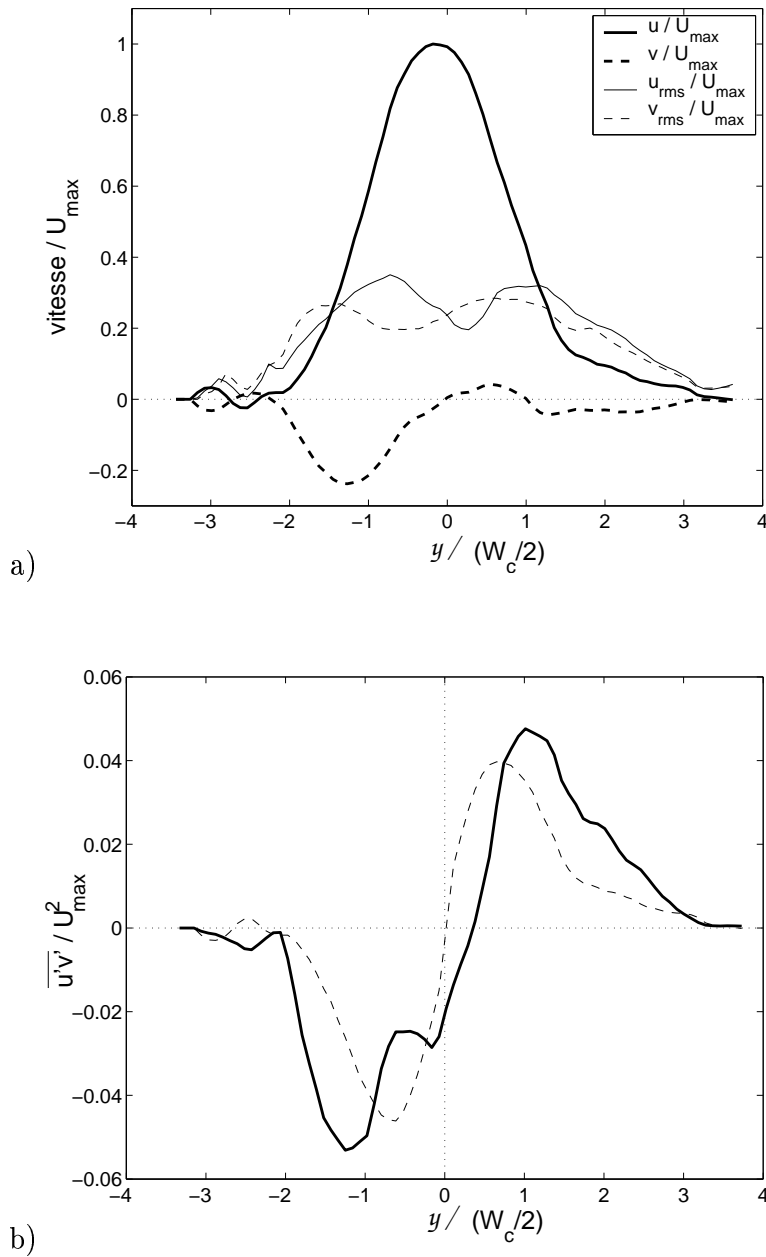


FIG. 3.23: a) Profils des vitesses moyennes dans les directions longitudinale et transverse sur la perpendiculaire à la ligne de courant centrale tracée sur la figure 3.22 (Exp #2), et intensités turbulentes des fluctuations de vitesse correspondantes. b) Tension de cisaillement de Reynolds (à un facteur ρ près). La courbe en pointillés est le calcul de $\overline{u'v'}$ par l'équation 3.38. W_c est la largeur du jet.

$\left[-\rho \overline{u'v'} + \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right]$. La courbe est asymétrique par rapport au centre du courant. La variation de $-\overline{u'v'}$ ressemble à la variation du gradient de la vitesse moyenne $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, ce qui est en accord avec le concept de viscosité turbulente. La contrainte de Reynolds passe par un maximum qui correspond au maximum de dérivée des vitesses moyennes. Le signe du produit $\overline{u'v'}$ montre que la turbulence transfère de la quantité de mouvement depuis les zones à vitesse maximale située au centre du courant, vers les zones à vitesse plus lente : le produit est positif quand le cisaillement moyen est négatif et vice-versa. La turbulence horizontale participe donc à l'élargissement du courant.

Les intensités maximales des tenseurs de Reynolds obtenues pour les différentes expériences varient entre

$$\frac{\overline{u'v'}}{U_{\max}^2} \sim 0.01 - 0.05$$

Le coefficient de corrélation ψ entre les fluctuations longitudinales et transverses au même point (Fig. 3.24) est généralement assez bon :

$$\psi = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}}} \sim 0.5 - 0.9$$

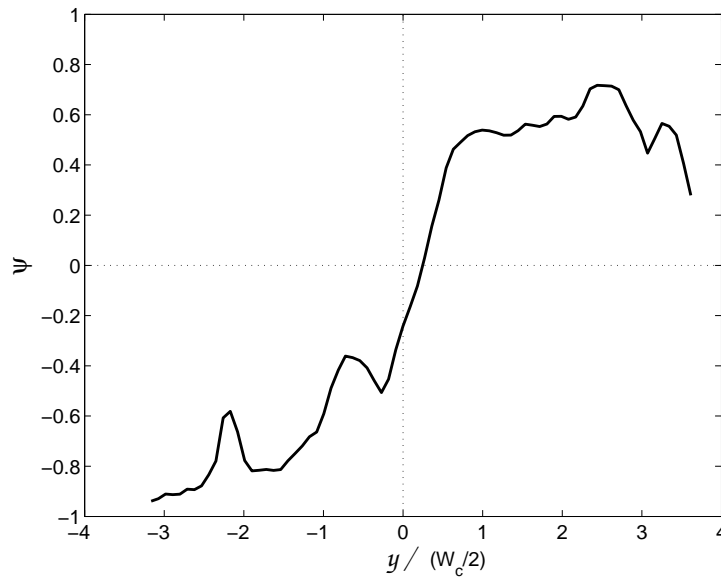


FIG. 3.24: Coefficient de corrélation des fluctuations : $\psi = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{v'^2}}}$ correspondant à l'exemple des figures 3.22 et 3.23 (Exp. #2, $\Delta\rho/\rho = 0.75\%$, $Q_o = 1.68L/s$, $T = 40s$, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$).

Ce produit des fluctuations de vitesses est du même ordre de grandeur que celui obtenu dans le cas d'un jet turbulent axisymétrique pour des nombres de Reynolds de 2000 (Fukushima *et al.*, 2002). Les mesures de l'intensité maximale de la tension de cisaillement turbulente par Wygnanski & Fiedler (1969) donnent $\overline{u'v'}/U_{\max}^2 = 0.017$. Le même ordre de grandeur est obtenu pour un jet plan turbulent par Gordeyev & Thomas (2000), $\overline{u'v'}/U_{\max}^2 \sim 0.020 - 0.025$. Les caractéristiques de ces écoulements turbulents sont passés en revue par List (1982) et sont finalement assez proche de celles d'un courant turbulent sur une pente en rotation.

3.4.3 Angle d'étalement turbulent

Nous avons vu que la turbulence horizontale participe à l'élargissement du courant. Les variations réelles de la largeur du courant sont mesurées directement par les positions de $U_{\max}/2$ sur les profils de vitesses moyennes selon y . L'évolution de la largeur en fonction de la distance x parcourue sur la ligne de courant centrale, est tracée sur la figure 3.25 toujours pour la même expérience prise en exemple et pour les différentes hauteurs de la tranche laser. L'angle d'étalement total du courant, W_c/x , est de 0.34 rad lors de sa descente initiale, puis la largeur varie peu une fois le courant stabilisé.

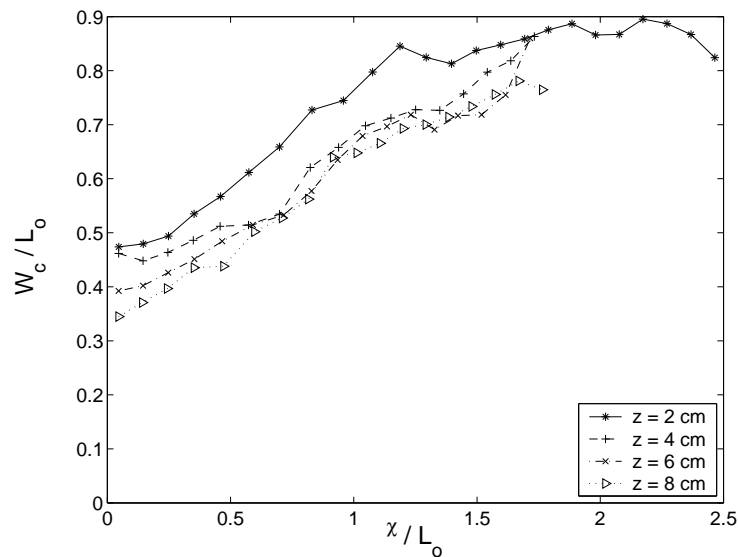


FIG. 3.25: Evolution de la largeur du courant en fonction de la position le long de la ligne de courant x et pour différentes hauteurs par rapport à la pente. L'angle d'étalement correspondant est de l'ordre de 0.17 rad lors de sa descente initiale, puis reste pratiquement nul (Exp. #2).

Il est intéressant de déterminer la contribution du mélange turbulent à cet élargissement total du courant. Un angle d'étalement produit uniquement par la turbulence

horizontale peut être obtenu à partir des profils de $\overline{u'v'}$ en supposant que l'écoulement soit auto-similaire.

Les profils du tenseur de Reynolds indiquent que la turbulence horizontale transfère de la quantité de mouvement du centre du courant où la vitesse est maximale, vers l'extérieur où les mouvements sont faibles. La turbulence horizontale a donc pour effet d'égaliser la vitesse moyenne du courant et de rendre l'écoulement auto-similaire. Le profil de vitesse moyenne doit alors vérifier :

$$\bar{u}(x,y) = \bar{u}_m(x) F\left(\frac{y}{W_c(x)}\right) \quad (3.31)$$

où W_c est la largeur du courant au demi-maximum de la vitesse et F est une fonction de la variable $Y = \frac{y}{W_c(x)}$ qui assure l'auto-similarité du profil de vitesse quel que soit x . Le profil a toujours la même forme $F(Y)$ mais sa largeur peut varier avec la distance à la source.

La projection dans la direction x de l'écoulement de l'équation moyennée du mouvement 3.30 devient :

$$\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.32)$$

où les termes de viscosité et les gradients de pression sont négligés, ainsi que les variations de $\overline{u'v'}$ selon x . Cette équation ne prend pas non plus en compte les effets de rotation ni de gravité et suppose que la densité du courant est uniforme. Ce sont des hypothèses fortes mais le calcul proposé ici est plutôt une comparaison avec un cas idéalisé de panache turbulent.

L'équation moyennée de la conservation de la masse se réduit également à :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (3.33)$$

Ainsi la forme du profil de vitesse longitudinale \bar{v} est déterminé par la forme de \bar{u}

$$\bar{v} = - \int_0^y \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dy \quad (3.34)$$

En intégrant l'équation 3.32 et en substituant \bar{v} par 3.34, on connaît le profil du tenseur de Reynolds :

$$\overline{u'v'} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^y \bar{u}^2 dy \right) - \bar{u} \bar{v} = \bar{u} \bar{v} - 2 \int_0^y \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} dy \quad (3.35)$$

En remplaçant la forme de \bar{u} (éq. 3.31) dans l'équation précédente, une forme générale

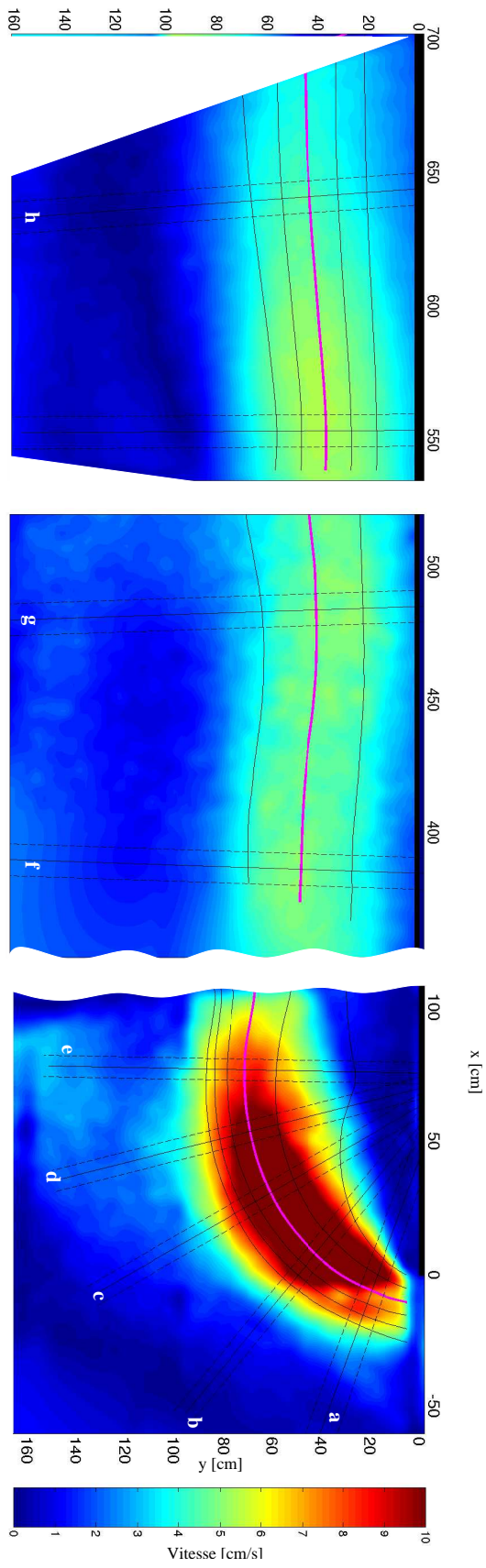


FIG. 3.26: Vue d'ensemble de la vitesse moyenne du courant sur les tranches lasers parallèles à la pente à 2 cm du fond, donnant la position des segments sur lesquels sont effectués les profils des vitesses et des tenseurs de Reynolds (Exp. #2).

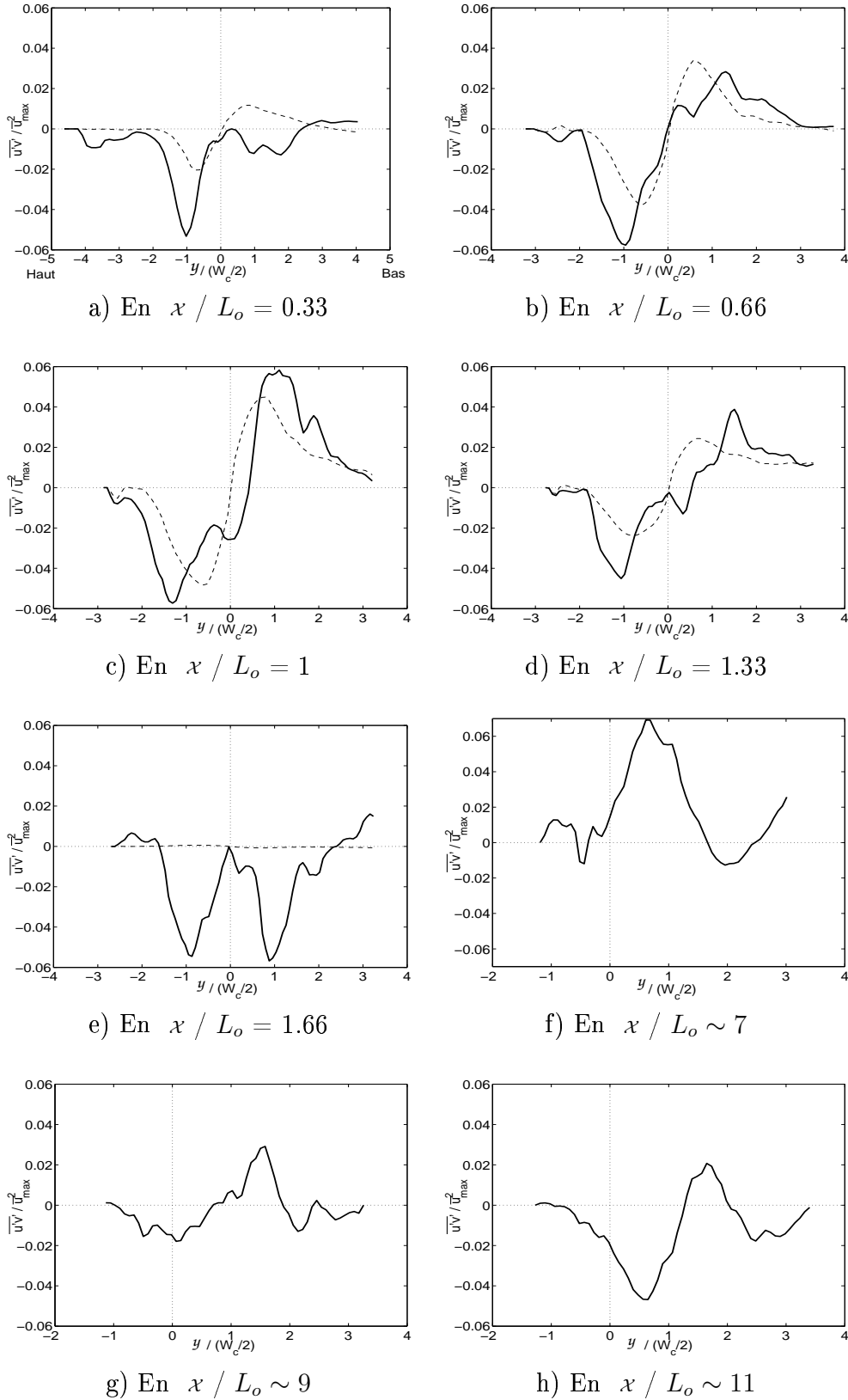


FIG. 3.27: Evolution du tenseur de Reynolds pour plusieurs distances x le long de la ligne de courant centrale. Les courbes en tirets sont le résultat de la fonction donnant $\overline{u'v'}$ par l'équation 3.38, (Exp. #2, $\Delta\rho/\rho = 0.75\%$, $Q_o = 1.68L/s$, $T = 40s$, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$)

de $\overline{u'v'}$ est obtenue :

$$\overline{u'v'} = \left(\bar{u}_m W_c \frac{d\bar{u}_m}{dx} + \bar{u}_m^2 \frac{dW_c}{dx} \right) F \int_0^Y F dY - \left(2 \bar{u}_m W_c \frac{d\bar{u}_m}{dx} + \bar{u}_m^2 \frac{dW_c}{dx} \right) \int_0^Y F^2 dY \quad (3.36)$$

Ces équations supposent que le flux de quantité de mouvement $Q = \bar{u}_m^2 W$ est conservé, d'où

$$\frac{dQ}{dx} = 0 = 2 \bar{u}_m W_c \frac{d\bar{u}_m}{dx} + \bar{u}_m^2 \frac{dW_c}{dx} \quad (3.37)$$

L'équation 3.36 se réduit alors à une expression simple pour le tenseur de Reynolds :

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{2 W_c} \frac{dW_c}{dx} u \int_0^y u dy = \alpha_T G \quad (3.38)$$

L'angle d'étalement $\alpha_T = \frac{dW_c}{dx}$ est provoqué par la turbulence horizontale seule, et ne prend donc pas en compte les autres processus pouvant participer à l'élargissement du jet comme les forces de pression. La courbe tracée en tirets sur le graphe 3.23b est un exemple de la fonction obtenue par l'équation 3.38 pour le produit $\overline{u'v'}$.

Les valeurs expérimentales sont prises pour W_c et G . Et l'angle est calculé en minimisant les écarts entre les mesures expérimentales du produit $\overline{u'v'}$ et celle de $(\alpha_T G)$ sur chacun des points expérimentaux des profils transverses à la ligne de courant centrale :

$$\alpha_T = \frac{dW_c}{dx} = \frac{\sum_i (\overline{u'v'_i} G_i)}{\sum_i G_i^2} \quad (3.39)$$

Les figures 3.27 montrent l'évolution des profils du tenseur de Reynolds sur des segments perpendiculaires à la ligne de courant centrale, en fonction de l'abscisse curviligne sur cette ligne de courant, obtenus pour notre expérience de référence. La fonction $(\alpha_T G)$ calculée est superposée par la courbe en tirets. Les positions des profils le long du courant moyen à 2 cm du fond sont données sur la figure 3.26. L'angle α_T correspondant à ces courbes est tracé sur la figure 3.28 en trait plein (pour $z = 2$ cm du fond). Ces figures sont à comparer aux variations de la largeur totale du courant de la figure 3.25.

Au commencement de la descente du courant sur la pente, les courbes du profil du produit de $\overline{u'v'}$ mesuré par CIV et de la fonction $(\alpha_T G)$ sont très différentes car le courant n'a pas encore atteint son régime d'auto-similarité, hypothèse à la base du calcul de cette fonction (Fig. 3.27a). Ce régime n'est atteint qu'à une certaine distance de la source proportionnelle à L_o . L'angle α_T représentant l'écartement lié à la turbulence horizontale est donc très faible, la turbulence est essentiellement tridimensionnelle et la composante verticale domine probablement.

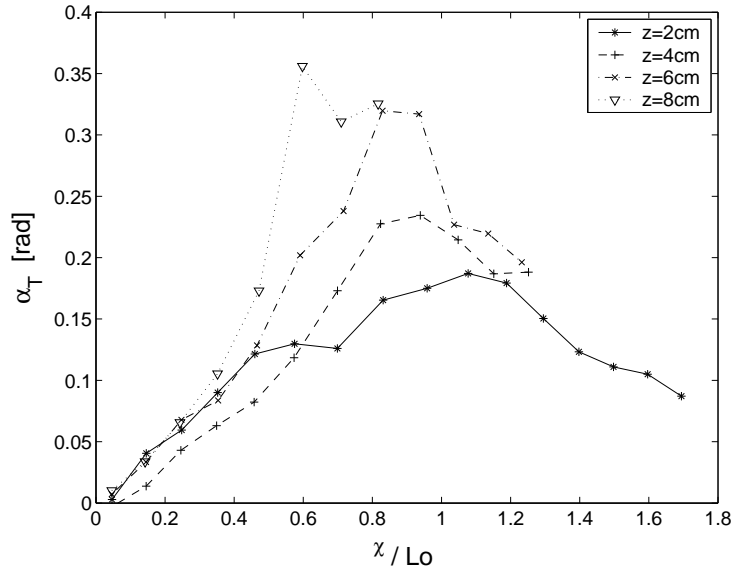


FIG. 3.28: Evolution de l'angle d'étalement en fonction de la position le long de la ligne de courant et pour différentes hauteurs par rapport à la pente (Exp. #2, $\Delta\rho/\rho = 0.75\%$, $Q_o = 1.68L/s$, $T = 40s$, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$). Cet angle est celui calculé par l'équation 3.39.

Puis le courant se stabilise atteignant un régime d'équilibre géostrophique le long de la pente où il est moins turbulent. Le produit des fluctuations de vitesses turbulentes $\overline{u'v'}$ calculés par la fonction se rapproche des valeurs mesurées (Fig. 3.27b, c et d). Le courant atteint donc son régime auto-similaire. La forme du profil est celle présentée sur la figure 3.23, et le signe de ses variations indique que le courant s'étaie. L'angle α_T augmente alors, le transport horizontal prenant de l'importance. Cet angle d'écartement lié à la turbulence horizontale atteint un maximum de 0.17 rad qui est plus faible que l'angle d'étalement total du courant de 0.34 rad d'après les courbes des figures 3.25 et 3.28. D'autres processus que la turbulence horizontale interviennent donc dans l'élargissement du courant, comme les forces de pression par exemple.

L'écoulement a ensuite tendance à remonter la pente, ce qui se traduit par une inversion du profil du tenseur de Reynolds qui devient négatif quel que soit le cisaillement moyen (Fig. 3.27e). La largeur ne varie plus, le courant ne s'étaie plus (Fig. 3.25) et l'angle α_T diminue à nouveau.

Enfin lorsque le courant s'éloigne sur la pente (Fig. 3.27f, g, h), les profils de $\overline{u'v'}$ changent de forme. Les comportements du tenseur de Reynolds et de la turbulence sont alors en fait gouvernés par la présence des grandes structures cycloniques et par leurs trajectoires décrites dans la section 3.5.

La figure 3.29 représente les variations de cet angle en fonction de la position sur la

ligne de courant pour 10 expériences différentes. La grande disparité des résultats fait qu'il est difficile d'en tirer une loi générale.

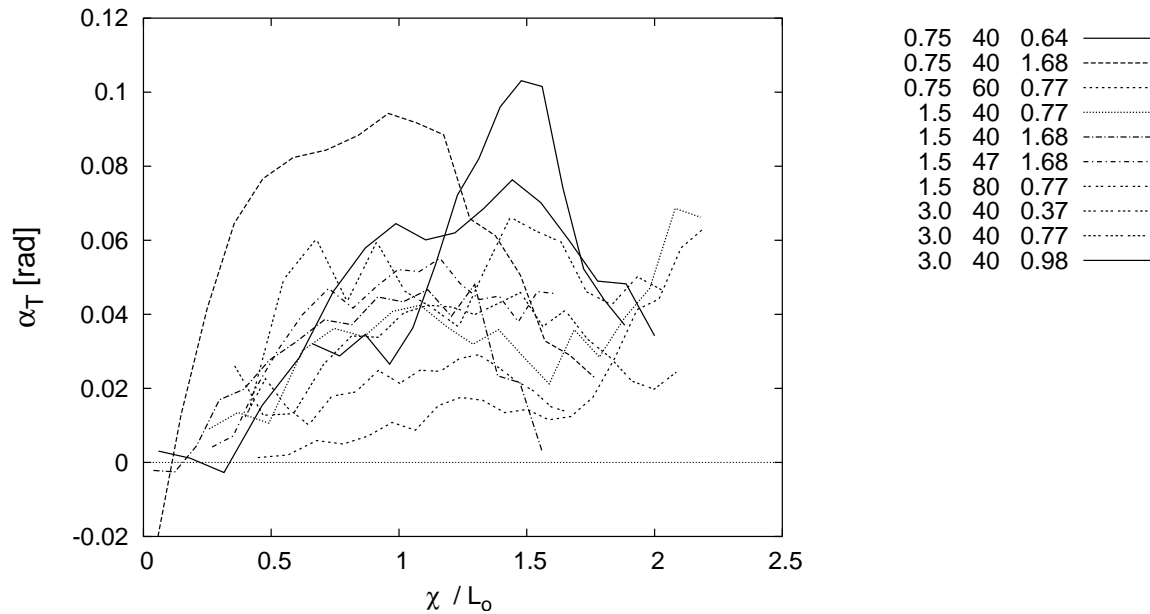


FIG. 3.29: Angle d'étalement α_T du courant en $z=1.5$ cm, produit par la turbulence horizontale, déterminé par l'équation 3.39 pour toutes les expériences.

Remarques

L'intensité du tenseur de Reynolds varie en fonction des expériences. Ces variations sont corrélées aux différentes trajectoires suivies par les tourbillons cycloniques. Ces structures tourbillonnaires et leurs trajectoires sont décrites dans la section 3.5.2. Lorsque l'écoulement dense est épais par rapport à la hauteur d'eau initiale, les tourbillons cycloniques sont entraînés par le sillage du courant et restent au dessus de lui. Les fluctuations de vitesses sont alors très importantes. Par contre, lorsque le courant est de plus faible épaisseur, les tourbillons suivent leurs propres trajectoires et dans ce cas les fluctuations de vitesses dans le courant sont moins fortes.

L'épaisseur initiale du courant sur la hauteur d'eau totale est donc un paramètre important pour expliquer les différences obtenues pour le tenseur de Reynolds. Ce paramètre n'a pas été pris en compte dans notre analyse adimensionnelle. Elle n'est alors plus justifiée pour certains paramètres comme $\overline{u'v'}$ qui sont très sensibles aux variations de hauteur. Mais elle reste valable pour d'autres grandeurs qui sont moins sensibles à ces variations d'épaisseur, telles que la largeur du courant ou sa vitesse moyenne. L'influence de ce rapport des hauteurs du courant sur le milieu ambiant reste à préciser par

la réalisation de futures expériences.

Les disparités obtenues pour les valeurs du produit $\overline{u'v'}$ et donc pour l'angle associé, peuvent s'expliquer par un problème de hauteur de la tranche laser. Elle est toujours la même dans nos expériences, à 2 cm du fond. Pourtant, pour faire une analyse adimensionnelle, il faudrait tenir compte de la hauteur typique qui, comme la longueur typique horizontale (L_o), dépend des paramètres des expériences. Si $\overline{u'v'}$ est sensible aux variations d'épaisseur, sa mesure dépend aussi de cette position de la tranche laser. C'est ce que confirme le graphe des variations de l'angle d'étalement turbulent avec la hauteur de la figure 3.28.

Le calcul de cet angle suppose également que le flux de quantité de mouvement est conservé, ce qui n'est pas forcément le cas à cause du mélange vertical. De plus la turbulence n'est pas libre et dépend des frottement sur le fond par exemple.

Les erreurs sur $\overline{u'v'}$ dépendent aussi du nombre d'images sur lequel sont calculés les vitesses moyennes. L'utilisation d'une soixantaine d'image pour ce calcul entraîne une erreur de l'ordre de $1/\sqrt{60} = 13\%$, ce qui n'est pas négligeable compte tenu des valeurs prises par $\overline{u'v'}$. Le passage d'un ou plusieurs tourbillons sur les champs de vitesses utilisés pour le calcul de la moyenne modifie également la valeur de la moyenne car ils déplacent entièrement le courant dense.

Le tenseur de Reynolds ne suit alors pas une loi d'échelle globale semblable à celles proposées pour les autres caractéristiques du courant de gravité. Mais sa forme générale et son évolution sont tout de même décrites de façon détaillée.

Le calcul de cet angle d'étalement sert essentiellement à comparer l'effet de $\overline{u'v'}$ dans ces expériences par rapport au cas d'un jet ordinaire turbulent ou d'un panache turbulent dans un milieu ambiant uniforme. Cet angle d'étalement α_T est équivalent à la constante d'entraînement puisque dans ces écoulements, l'entraînement est en fait une fraction de la vitesse verticale. L'étalement de ces écoulements auto-similaires est uniquement dû au mélange turbulent et l'angle d'élargissement est alors constant $\alpha_T = W_c / \chi$. Cette constante a été déterminée expérimentalement pour les jets axisymétriques turbulents et les résultats donnent un angle d'étalement $\alpha_T = 0.107$ rad (Fischer *et al.*, 1979). Dans le cas de panaches turbulents, les expériences produisent un angle $\alpha_T = 0.166$ rad et pour un jet turbulent le taux d'élargissement est de $\alpha_T = 0.2$. Ces angles sont plus grands que ceux trouvés pour nos expériences de courants de gravité sur une pente en rotation. Mais ces résultats montrent que l'angle mesuré correspond à un coefficient d'entraînement horizontal qu'il faudrait compléter par un coefficient d'entraînement vertical.

3.5 Analyse des tourbillons cycloniques

L'apparition de tourbillons cycloniques a été observée dans toutes les expériences réalisées de façon très robuste et se retrouvent également au niveau des écoulements denses océaniques. Par contre les simulations numériques ont généralement des difficultés à les reproduire. Pourtant la circulation induite par ces cyclones a des répercussions importantes dans le transport des masses d'eau. Il est donc nécessaire d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes de formation et de déplacement de ces tourbillons, ce qui est possible grâce aux expériences en laboratoire. En effet, le pompage des particules utilisées pour la CIV dans ces structures va permettre leur étude. Dans les expériences, les tourbillons cycloniques sont générés périodiquement lors de l'injection du courant de gravité; puis ils se déplacent vers l'Est (sur la droite), longeant la côte, avec une structure verticale qui s'apparente à un tourbillon barotrope. Par ses expériences dans différentes configurations, Etling *et al.* (2000) montre qu'en absence de rotation, ces tourbillons ne sont pas observés dans le milieu ambiant. Et lors d'expérience sur fond plat avec rotation, des tourbillons se forment bien mais ils ne se propagent pas, à cause de l'absence d'effet β . La rotation est donc importante pour la création des cyclones, et le fond incliné est essentiel pour engendrer leur périodicité.

3.5.1 Fréquence des tourbillons

La fréquence des instabilités peut être obtenue par les variations au cours du temps, soit des mesures de vitesse au dessus du courant de gravité dans une région particulière, soit des enregistrements de densité à une position fixe. Dans les deux cas, les oscillations obtenues en vitesse ou en densité sur les exemples des figures 3.30 et 3.31, correspondent au passage des vortex.

Le rapport entre la période de formation de ces cyclones et la période de rotation de la cuve est tracé sur la figure 3.32 en fonction du paramètre M . Les résultats expérimentaux montrent que ce rapport des périodes est constant :

$$\frac{T_{eddy}}{T_{cuve}} = 1.99 \pm 0.02 \quad (3.40)$$

Ce résultat diffère des études expérimentales précédentes. En effet, Etling *et al.* (2000) obtient un rapport T_{eddy}/T_{cuve} qui inversement proportionnel a $(Q_o/f)^{1/3}$ pour une inclinaison constante de la pente. Lane-Serff & Baines (1998) trouve un rapport T_{eddy}/T_{cuve} qui diminue lorsque L_o augmente. Mais l'ajustement de ses résultats est de la forme $T_{eddy}/T_{cuve} = (0.19 \pm 0.02/\Gamma) + (2.4 \pm 0.2)$ où $\Gamma = s L_o c_1/H_c$ et H_c est la hauteur d'eau au dessus de la source. Cette fréquence des cyclones tend asymptotiquement vers $2.4 T_{cuve}$.

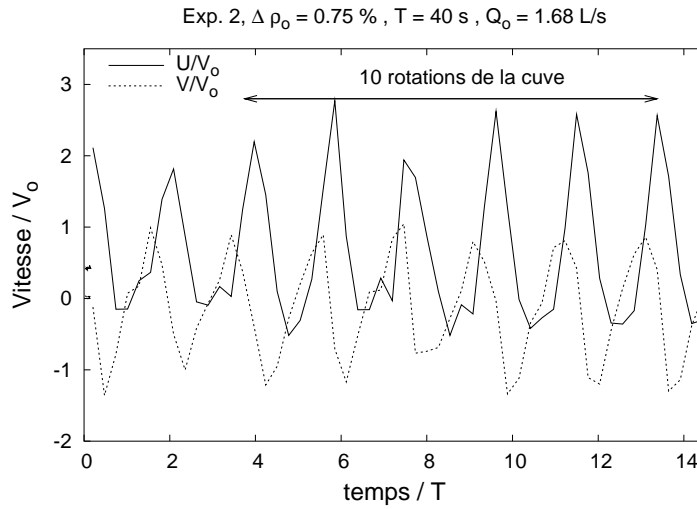


FIG. 3.30: Variations au cours du temps des vitesses mesurées au dessus du courant de gravité par les mesures de CIV à 6.5 cm du fond, moyennées sur une petite région. Les oscillations périodiques correspondent au passage des cyclones (Exp. #2, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$).

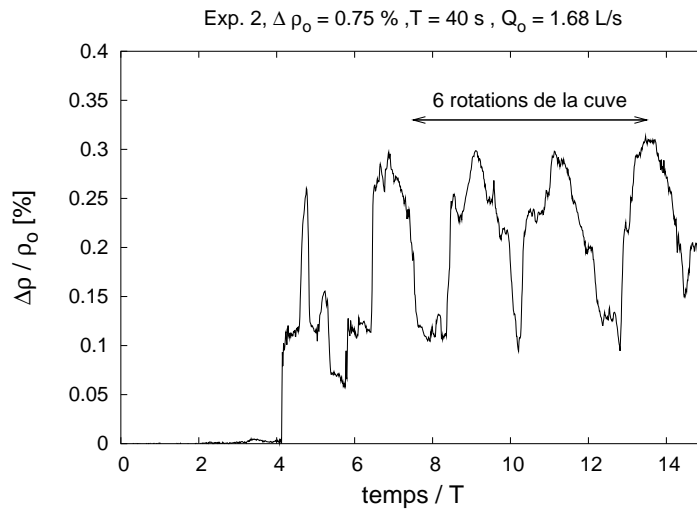


FIG. 3.31: Variations de densité en fonction du temps, mesurée pour une position fixe (en $x = 490 \text{ cm}$ du canal d'injection, $y = 108 \text{ cm}$ et à 2 mm de hauteur par rapport à la pente) au cours d'une expérience. La tête du courant de gravité arrive au niveau de la sonde à $t/T = 4.1$. La densité maximale observée dans le courant est $\Delta \rho / \rho_0 = 0.3\%$. Les oscillations correspondent au passage des cyclones (Exp. #2, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$).

Comme les valeurs prises par le paramètre Γ dans nos expériences ($\Gamma \sim 0.5 - 1.2$) sont supérieures à celles de Lane-Serff & Baines (1998) ($\Gamma < 0.45$), les résultats sont compatibles, malgré les différences dans le système d'injection du courant.

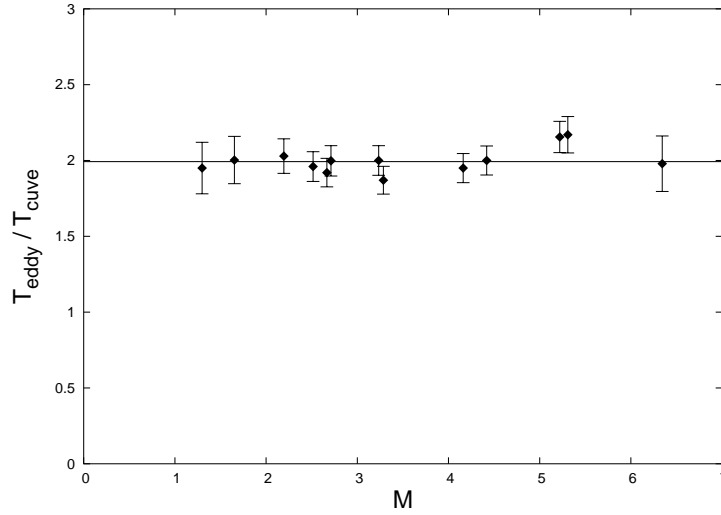


FIG. 3.32: Rapport de la fréquence de rotation de la cuve sur la fréquence de génération des tourbillons cycloniques : $T_{\text{eddy}}/T_{\text{cuve}} = 1.99 \pm 0.02$

Nous montrons ci-dessous que notre résultat est en accord avec des tourbillons générés par une instabilité barocline, avec leur propagation contrôlée par l'effet β correspondant au plan incliné du fond : $\beta = f s / D$.

En effet, les ondes topographiques dans l'expérience proviennent de la pente douce uniforme du fond et du paramètre de Coriolis, qui imposent un gradient de vorticité potentielle (analogue à celui imposé par effet β). La profondeur du fluide au repos est $H = H_c + s \cdot y$ où H_c est la profondeur moyenne de référence, et s l'inclinaison de la pente. La relation de dispersion de telles ondes est :

$$\omega = \frac{2\pi}{T_{\text{eddy}}} = \frac{g' s}{f} \frac{k_x}{1 + R^2 k^2} \quad \text{où } R = \frac{\sqrt{g' H_c}}{f} \quad (3.41)$$

$$\text{Soit } \omega = \frac{g' s}{f} \frac{k_x}{1 + \frac{g' H_c}{f^2} k^2} \simeq \frac{g' s}{f} \frac{k_x f^2}{g' H_c k^2} \simeq \frac{s f k_x}{H_c k^2} \sim \frac{s f}{H_c k} \quad (3.42)$$

où k est le nombre d'onde total, et k_x est le nombre d'onde dans la direction x de l'écoulement principal. La période de rotation de la cuve étant $T_{\text{cuve}} = 4\pi / f$, le rapport des périodes devient :

$$\frac{T_{eddy}}{T_{cuve}} = \frac{H_c k}{2 s} \quad (3.43)$$

Expérimentalement, ce rapport se trouve être constant et égal à 2 (éq. 3.40). Comme la pente $s = 0.258$ dans nos expériences, l'équation 3.43 devient

$$H_c k = 4 s \simeq 1 \quad (3.44)$$

Ce résultat se retrouve par les considérations induites par les lois d'échelles du § 3.1.2. Elles supposent que la largeur L_o et le rayon de déformation de Rossby sont proportionnels. Or ce sont ces deux paramètres qui contrôlent l'instabilité barocline. De plus, pour un courant de gravité en auto-similarité, la largeur est elle-même proportionnelle à la longueur typique de l'écoulement, qui devient $L \sim \frac{H}{s}$. Le nombre d'onde k étant inversement proportionnel à une longueur, $k \sim \frac{1}{L} \sim \frac{s}{H}$.

La substitution de k dans l'équation 3.42 implique alors que la pulsation des ondes est $\omega \sim f$. Or les mesures expérimentales suggèrent justement que $\omega \sim \frac{f}{4}$ (éq. 3.40); autrement dit, la longueur typique est $L \sim \frac{H}{4s}$.

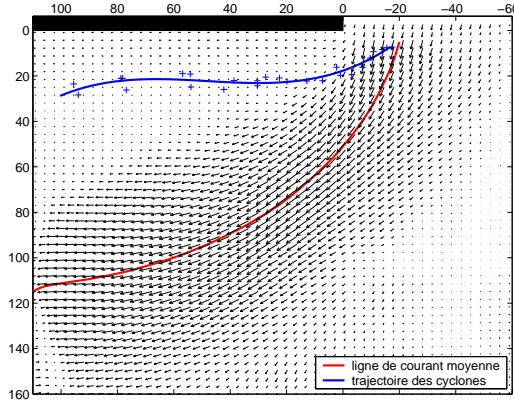
Une fois encore ce résultat rejoint les suppositions faites pour dériver les lois d'échelle du comportement du courant de gravité.

3.5.2 Trajectoire des tourbillons

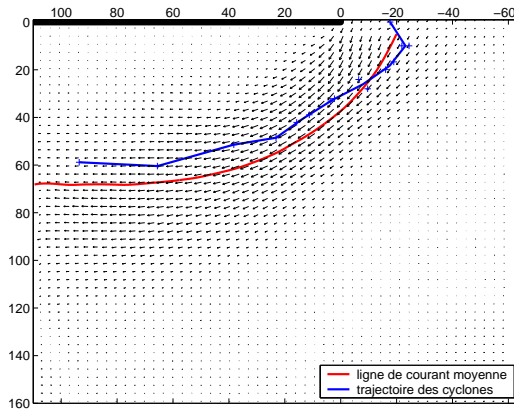
La trajectoire des tourbillons est obtenue par la position de leur centre, moyennée sur plusieurs passages de cyclones. Plusieurs exemples typiques sont montrés sur la figure 3.33. Les trajectoires des tourbillons sont différentes selon les paramètres initiaux des expériences et affectent plus ou moins le déplacement du courant de gravité.

Lorsque l'épaisseur initiale du courant est faible par rapport à la hauteur d'eau dans le canal d'injection (Fig. 3.33a), les tourbillons se détachent du courant principal pour suivre leur propre trajectoire qui est alors dominée par l'effet β lié à la pente. Mais pour des épaisseurs plus importantes (Fig. 3.33b) les cyclones sont advectés par le courant principal, entraînés en suivant les lignes de courant de l'écoulement et restent au dessus du courant. Pour une épaisseur encore plus importante, les cyclones restent sur le bord inférieur du courant principal (Fig. 3.33c).

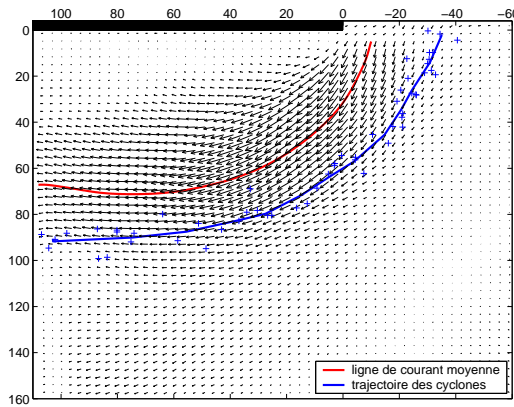
Pour décrire les tourbillons cycloniques, il faut donc tenir compte de l'épaisseur de la couche supérieure, au dessus du courant de gravité, ce qui n'est pas le cas pour les lois d'échelle sur le courant lui-même.



a) Exp. #9, $\Delta\rho = 1.50\%$, $T = 80\text{s}$, $Q_o = 0.77\text{L/s}$,
 $M = 6.26$, $Re = 1.56 \cdot 10^3$, $h_o = 4\text{cm}$, $h_o/H_c \sim 1/3$



b) Exp. #3, $\Delta\rho = 0.75\%$, $T = 60\text{s}$, $Q_o = 0.77\text{L/s}$,
 $M = 2.64$, $Re = 2.30 \cdot 10^3$, $h_o = 6.6\text{cm}$, $h_o/H_c \sim 1/2$



c) Exp. #2, $\Delta\rho = 0.75\%$, $T = 40\text{s}$, $Q_o = 1.68\text{L/s}$,
 $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$, $h_o = 11.9\text{cm}$, $h_o/H_c \sim 1$

FIG. 3.33: Trajectoires des tourbillons cycloniques (en bleu) calculées à partir des mesures de CIV dans les tranches lasers au dessus du courant de densité. Le champ de vitesse moyen du courant principal (vecteurs noir) avec une ligne de courant typique (en rouge) sont également tracés. $H_c = 13\text{ cm}$ est la hauteur d'eau dans le canal d'injection.

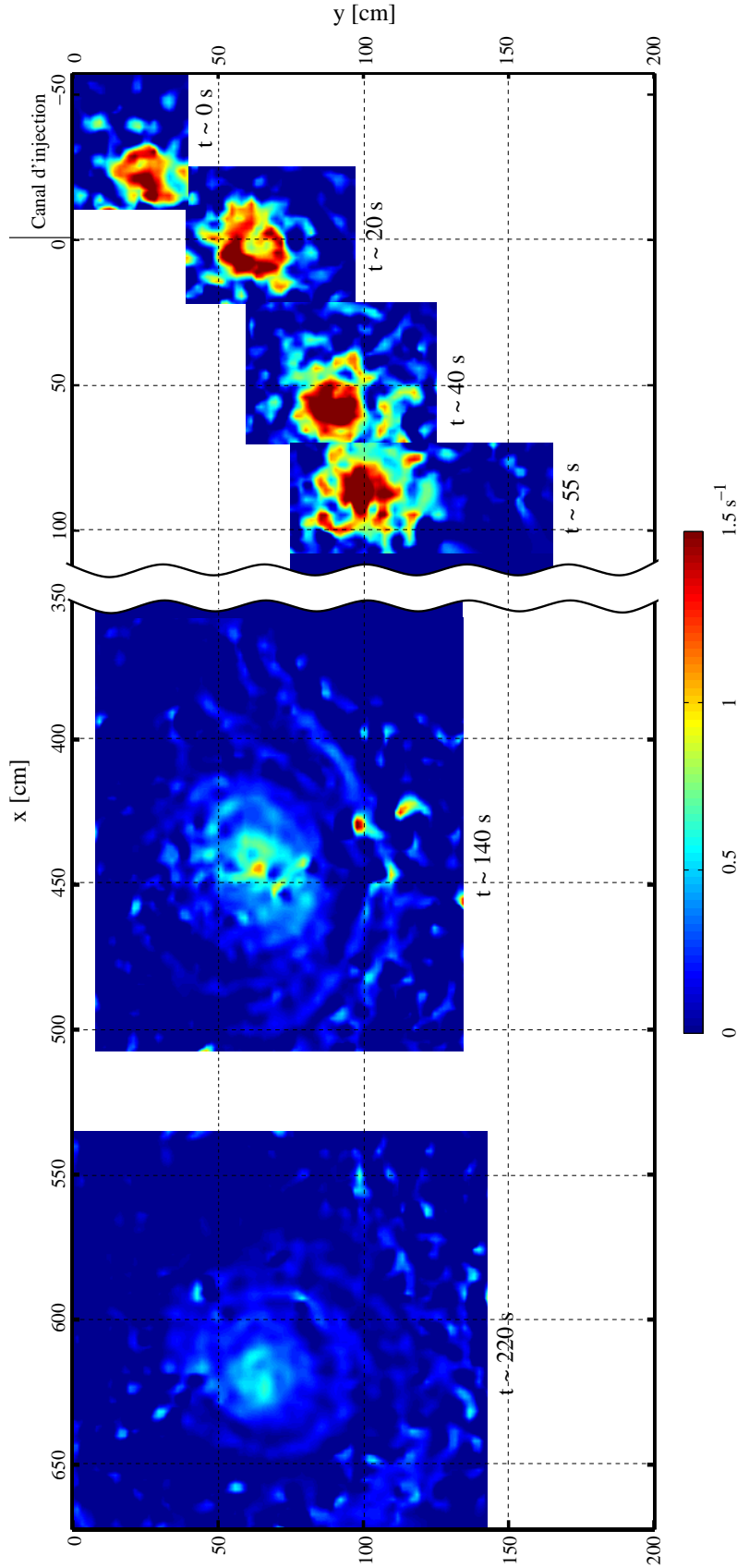


FIG. 3.34: Montage permettant de suivre au cours du temps l'évolution d'un tourbillon le long de la pente, de part sa position, sa vorticité et sa taille. Ce résultat provient des mesures CIV dans un plan laser parallèle à la pente à 8 cm du fond. L'échelle de vorticité est donnée en $[s^{-1}]$ et les distances sont en $[cm]$. Exp. #2, $\Delta\rho = 0.75\%$, $T = 40s$, $Q_o = 1.68L/s$, $M = 1.29$, $Re = 5.62 \cdot 10^3$

L'évolution des caractéristiques de ces tourbillons le long de leur trajectoire est possible par les deux séries de mesures CIV des vitesses, réalisées en $x = 0 - 1.5$ m puis en $x = 4 - 5$ m et $x = 6 - 7$ m sur un plan laser parallèle à la pente, à 8 cm du fond. Les variations de la position, de la taille et de la vorticité d'un tourbillons correspondant à la trajectoire de la figure 3.33c, sont visibles sur l'exemple de la figure 3.34.

3.5.3 Caractéristiques des tourbillons

Ces champs de vitesse contiennent peu de particules utilisées pour le calcul de CIV, celles-ci n'étant introduites initialement que dans le courant principal. Les tourbillons sont donc parfois difficiles à distinguer. Cela entraîne l'apparition de nombreux vecteurs vitesses incorrects lors des corrélations entre les images. Ce problème est amplifié par l'interpolation des champs de vitesses, nécessaires pour le calcul de la vorticité (Annexe A 1.3, p 171). Cet effet se répercute par des taches de vorticité plus forte, visible localement. Un exemple de champ de vitesse dans un tourbillon est montré sur la figure 3.35, superposé à sa vorticité. La précision obtenue est tout de même suffisante pour visualiser la circulation cyclonique.

Un profil de vitesse réalisé sur un segment de droite passant par le centre du cyclone dans la direction de l'écoulement permet d'obtenir sa vitesse azimutale et de déterminer son rayon r_e , distance par rapport à l'axe du vortex à laquelle la vitesse azimutale est maximale v_{θ_m} . Ces calculs sont également reportées sur la figure 3.35b.

A partir de ces deux grandeurs, les autres caractéristiques des tourbillons sont calculées :

$$\begin{aligned} \text{La vorticité moyenne} & \quad \zeta_e = v_{\theta_m}/r_e \\ \text{La circulation} & \quad \Gamma_e = 2\pi r_e v_{\theta_m} \end{aligned}$$

Enfin, en supposant que le tourbillon s'étire sur toute la colonne d'eau dans le milieu ambiant, sa position sur le plan incliné permet d'obtenir sa hauteur h_e . On peut alors en déduire l'énergie du tourbillon.

$$\text{L'énergie} \quad E_e = \pi r_e^2 h_e v_{\theta_m}^2$$

Les variations de chacun de ces paramètres en fonction de la position du tourbillon sur sa trajectoire sont mesurées. Deux exemples sont présentés sur les figures 3.36.

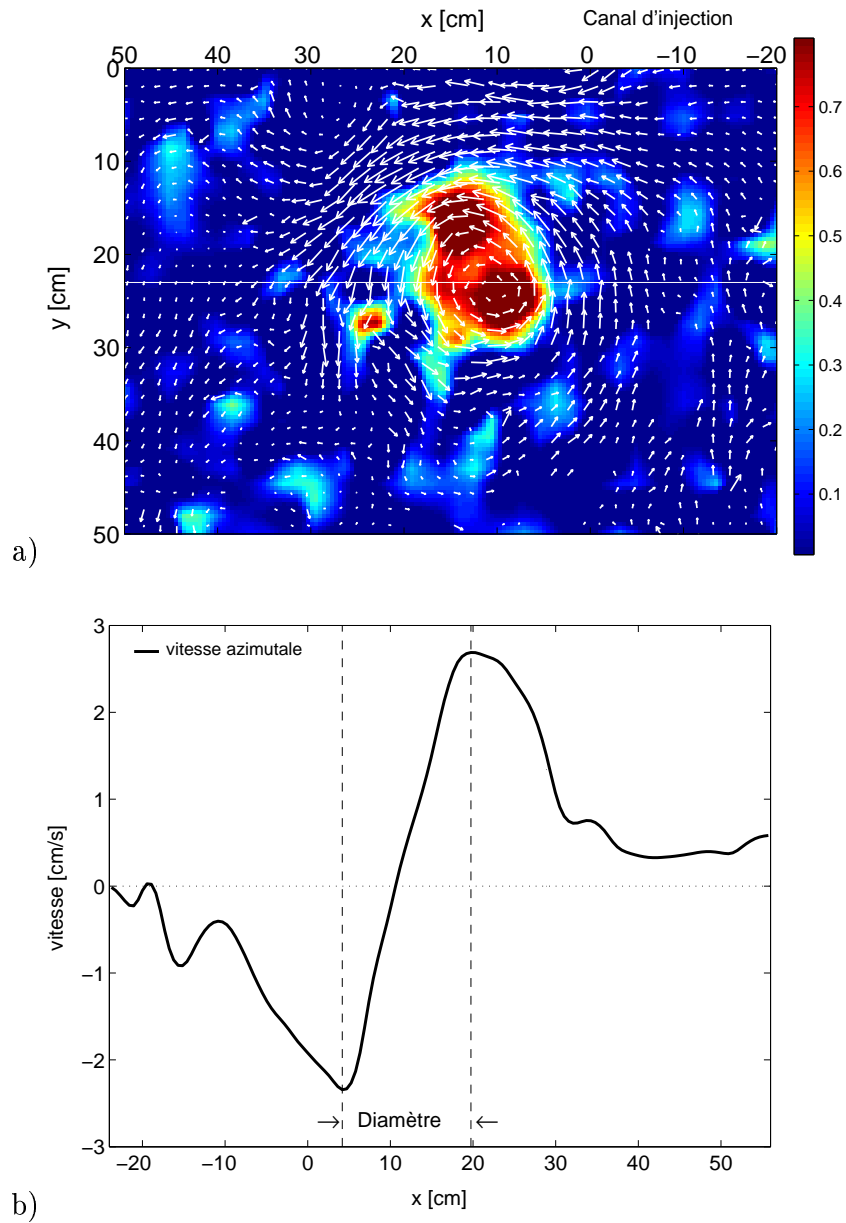


FIG. 3.35: a) Champ de vitesse d'un tourbillon, superposé à sa vorticité (échelle en $[s^{-1}]$). b) Profil de vitesse transverse (azimutale) à la ligne blanche de la figure a), utilisé pour déterminer la taille du tourbillon.

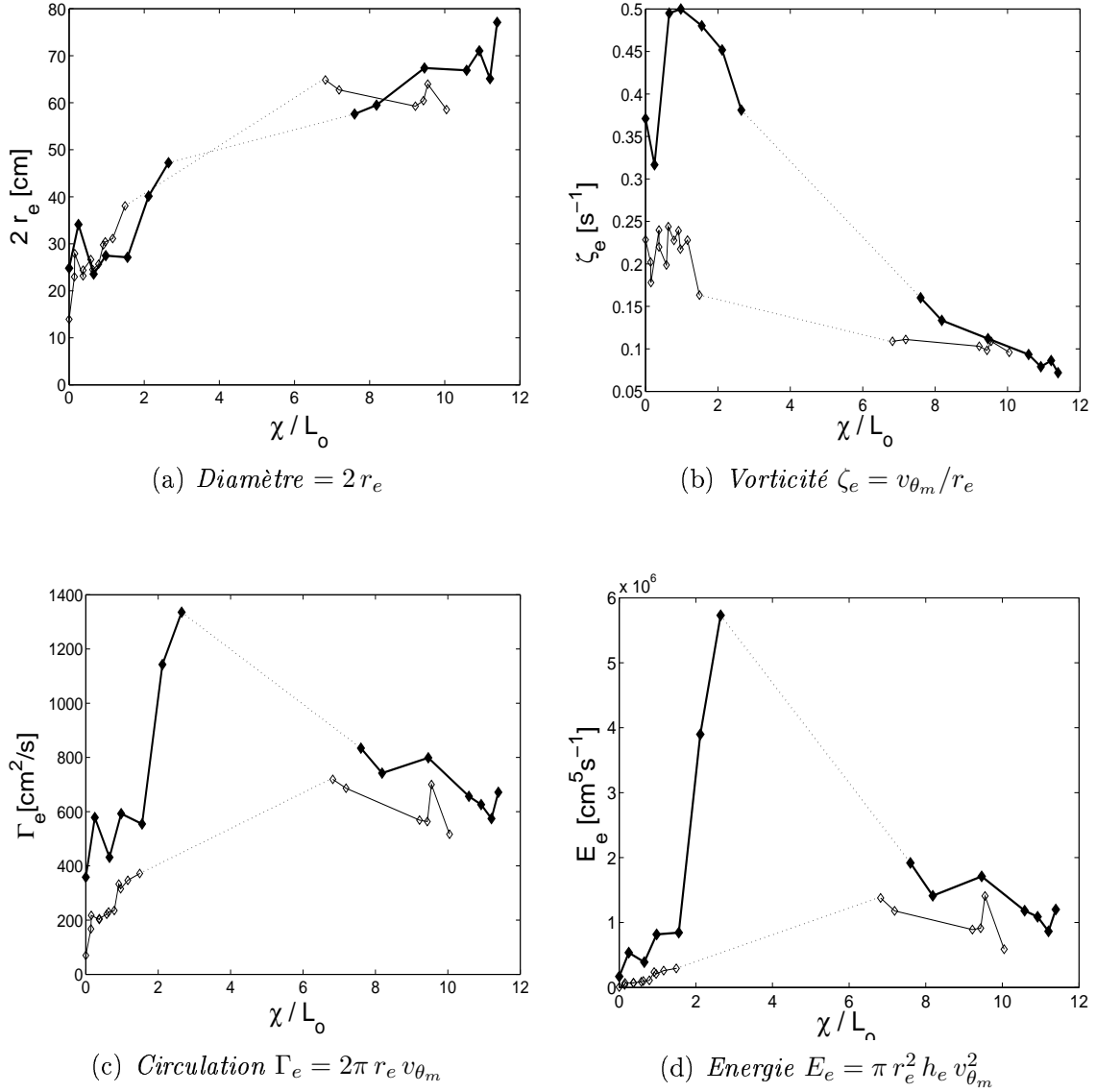


FIG. 3.36: Exemple de l'évolution de la structure des tourbillons cycloniques en fonction de leur position le long de leur trajectoire sur la pente, pour l'Exp. #2, $\Delta\rho = 0.75\%$, $T = 40s$, $Q_o = 1.68L/s$ en trait gras (Fig. 3.33c) et l'Exp. #3, $\Delta\rho = 0.75\%$, $T = 60s$, $Q_o = 0.77L/s$ en trait fin (Fig. 3.33b). r_e est le rayon des tourbillons, h_e leur hauteur et v_{θ_m} la vitesse azimutale .

Diamètre

Malgré la dispersion des mesures (Fig. 3.37), il est clair que le rayon des tourbillons augmente avec le rayon initial de déformation de Rossby, comme l'avait obtenu Whitehead *et al.* (1990) dans ses expériences et Spall & Price (1998) dans leurs simulations numériques. Les résultats expérimentaux donnent un rayon des tourbillons $r_e = (0.37 \pm 0.03) L_o$ en $x = L_o$. Ce coefficient est plus petit que celui trouvé par Lane-Serff & Baines (1998) $r_e = (0.62 \pm 0.03) L_o$.

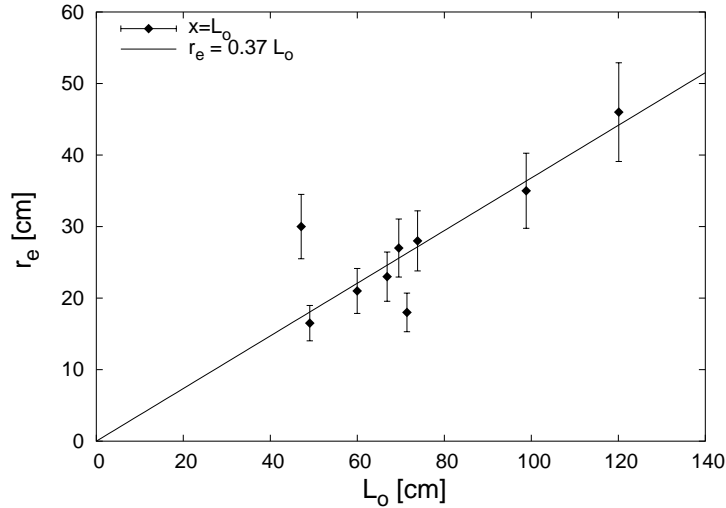


FIG. 3.37: Rayon des tourbillons en fonction du rayon initial de déformation de Rossby en $x = L_o$ du canal d'injection.

Ainsi, la taille du tourbillon est proportionnelle à la largeur typique L_o du courant dense. Cela prouve que la formation de ces cyclones est bien un processus lié au courant de gravité et pas uniquement un phénomène lié à la configuration expérimentale de son injection à travers un canal horizontal.

L'évolution du diamètre des tourbillons le long de leur trajectoire (Fig. 3.36(a)) montre que celui-ci est à peu près constant dans la phase initiale de descente alors que sa hauteur s'accroît. Le diamètre s'élargit ensuite continuellement au cours du temps.

Vorticité

Pour une même distance x , le rapport de la vorticité maximale sur la fréquence de rotation de la cuve (Fig. 3.38) est quasiment constant pour chacune des expériences. Ceci est contraire aux résultats des expériences de Etling *et al.* (2000) pour lesquels la vorticité s'intensifie avec le débit initial du courant, ou ceux de Lane-Serff & Baines (1998) pour lesquels la vorticité augmente avec L_o .

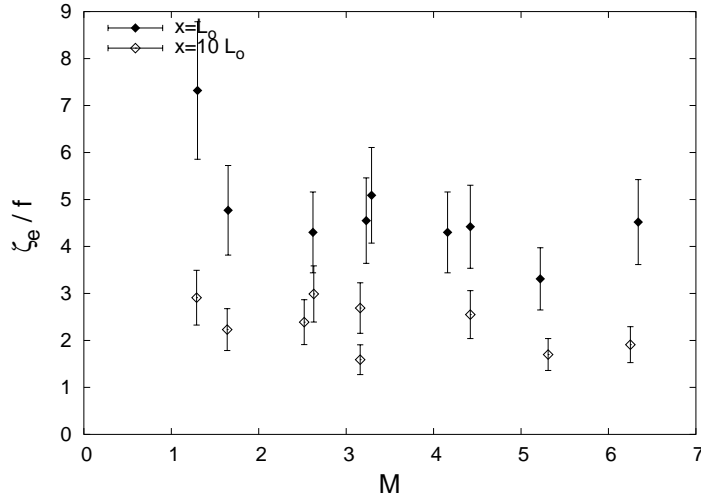


FIG. 3.38: Vorticité maximale des tourbillons en fonction du paramètre M , en $x = L_o$ et $x = 10 L_o$ du canal d'injection.

La vorticité reportée sur cette figure est la vorticité maximale obtenue par la dérivation du champ de vitesse CIV. Ces valeurs sont plus fortes que la vorticité calculée par le rapport $\zeta_e = v_{\theta_m}/r_e$. Mais ce résultat peut être comparé avec une vorticité du courant définie par le rapport de sa vitesse sur sa largeur typique :

$$\zeta_c = \frac{U}{W_c} = \frac{1.95 V_o}{2 \cdot 0.35 L_o} = 0.70 f$$

en prenant les lois obtenues par les mesures expérimentales (3.28 et 3.29) et en remplaçant V_o par son expression (éq. 3.4). Cette vorticité est également proportionnelle à la fréquence de rotation de la cuve tournante. C'est donc une échelle naturelle de la vorticité. Mais la vorticité des tourbillons est nettement supérieure à cette valeur, il y a donc un mécanisme très fort d'amplification.

Les variations de la vorticité des tourbillons en fonction de leur position sur leur trajectoire (Fig. 3.36(b)) montrent que celle-ci commence par croître lors de la descente initiale du courant et du cyclone. La conservation de la vorticité potentielle dictée par le théorème d'Ertel, intervient donc comme un mécanisme important d'amplification de la vorticité et de l'intensification du vortex lors de son étirement. La vorticité diminue ensuite par les effets de frottements et de diffusion, lorsque l'écoulement et le tourbillon atteignent leur position d'équilibre sur le plan incliné.

Circulation et énergie

Les courbes représentant les variations de la circulation et de l'énergie dépendent de la trajectoire suivie par le tourbillon et donc du rapport initial de la hauteur d'eau sur l'épaisseur du courant. Dans les deux exemples représentés sur les figure 3.36(c) et 3.36(d), la circulation dans le tourbillon varie peu lorsque celui-ci descend la pente, puis elle augmente fortement lorsque le cyclone est stabilisé à une certaine profondeur. Enfin, lorsque le tourbillon se déplace juste au dessus de l'écoulement principal (traits fins), la circulation continue de s'accroître avec la distance parcourue sur la pente. Par contre lorsqu'il se situe sur le bord inférieur du courant (traits gras), l'intensité de la circulation finit par diminuer.

L'énergie du tourbillon suit le même comportement avec un facteur d'augmentation initial encore plus important lors de la descente du tourbillon puisqu'ils s'étendent alors sur toute la hauteur d'eau qui augmente également.

3.5.4 Vitesse de propagation

La vitesse de propagation des tourbillons le long de la pente est calculée en traçant la position de leur centre en fonction du temps. Cette mesure est assez subjective notamment en ce qui concerne leurs positions, ce qui entraîne des variations importantes sur leur vitesse de déplacement. L'erreur typique sur la vitesse est de l'ordre de 15%.

La vitesse des tourbillons augmente généralement au début de leur descente sur la pente, avant d'être ralentie par les effets de frottements. On peut comparer cette vitesse avec la vitesse de Nof, dérivée pour un tourbillon anticyclonique sur un fond incliné avec un fluide infiniment profond au repos : $c_{Nof} = \frac{g's}{f}$. Pour cela il aurait fallu mesurer la densité dans le tourbillon, mais on peut supposer qu'elle est la même que le courant dense situé au-dessous. En effet, si des particules ou de la fluorescéine sont visibles dans les tourbillons c'est uniquement par pompage du fluide dense issu du courant. La densité dans le tourbillon est probablement un peu plus faible à cause du mélange avec le milieu environnant.

On trouve expérimentalement pour les mesures réalisées sur les tourbillons ayant atteint leur position d'équilibre en fin de pente, pour $x = 10 L_o$, que le rapport de la vitesse de propagation des tourbillons sur la vitesse de Nof (Fig. 3.39) est constant

$$c_{eddy} = (0.43 \pm 0.03) c_{Nof}$$

Les cyclones se déplacent plus lentement que le courant d'eau dense.

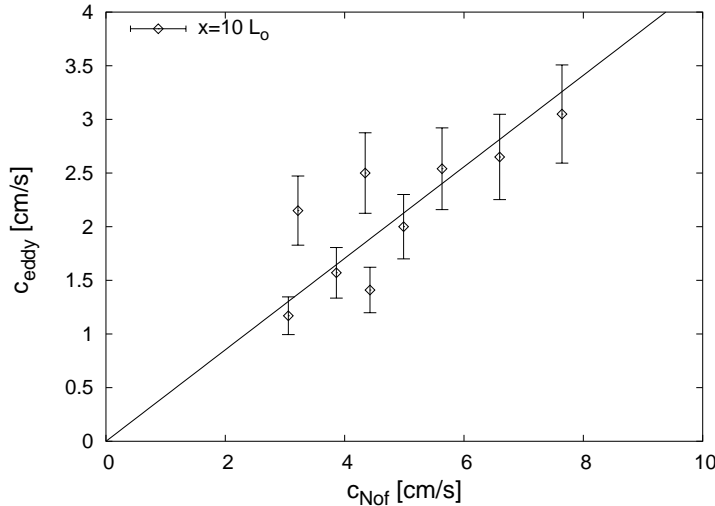


FIG. 3.39: Vitesse de propagation des tourbillons en fonction de la vitesse de Nof. Pour les mesures réalisées en $x = 10 L_o$, la vitesse des tourbillons est proportionnelle à la vitesse de Nof : $c_{eddy} = (0.43 \pm 0.03) c_{Nof}$

Les vitesses mesurées sur la descente initiale des tourbillons ne sont pas corrélées parce qu'ils ne sont pas encore stabilisés. Il est cependant possible de comparer ces résultats expérimentaux avec le critère sur les vitesses des tourbillons proposé par Lane-Serff & Baines (1998). Ils suggèrent que le rapport de la vitesse des tourbillons sur la vitesse de Nof forme une loi empirique en fonction d'un paramètre de friction $\frac{Y}{L_D}$, où $L_D = \frac{\sqrt{g'_o h}}{f}$ = rayon de déformation de Rossby basé sur l'épaisseur du courant h et $Y = \frac{Q_o}{c_{Nof \text{ init.}} \delta_E}$ est l'échelle de longueur le long de la pente, basée sur le flux de fluide s'écoulant dans la couche d'Ekman d'épaisseur $\delta_E = \sqrt{\frac{2\nu}{f}}$ à la vitesse $c_{Nof \text{ init.}} = \frac{g'_o s}{f}$.

Dans nos expériences, l'épaisseur de la couche d'Ekman est de l'ordre de

$$\delta_E = \left(\frac{2\nu}{f} \right)^{1/2} = 2.5 - 3.6 \text{ mm}$$

Cette couche est bien visualisée dans les expériences avec injection de colorant par les instabilités qui y ont lieu, sous forme de modulation de son épaisseur. Ces ondes apparaissent lorsque le nombre de Froude basé sur l'épaisseur de la couche d'Ekman est supérieur à un (Cenedese *et al.*, 2004), ce qui est le cas dans ces expériences.

Cette fonction est présentée sur la figure 3.40, pour les vitesses de propagation des tourbillons proches du canal d'injection. La loi empirique trouvée pour la vitesse de Nof

calculée par les paramètres initiaux, est :

$$c_{eddy} = (0.04 \pm 0.01) c_{Nof\ initial} \left(\frac{Y}{L_D} \right)^{0.74 \pm 0.11}$$

Cette loi est de la même forme que celle trouvée par Lane-Serff & Baines (1998) :

$c_{eddy} = 0.067 c_{Nof} \left(\frac{Y}{L_D} \right)^{0.62}$. Mais cette loi en puissance reste difficile à interpréter. Ce résultat suggère cependant que la couche d'Ekman joue un rôle important dans l'écoulement.

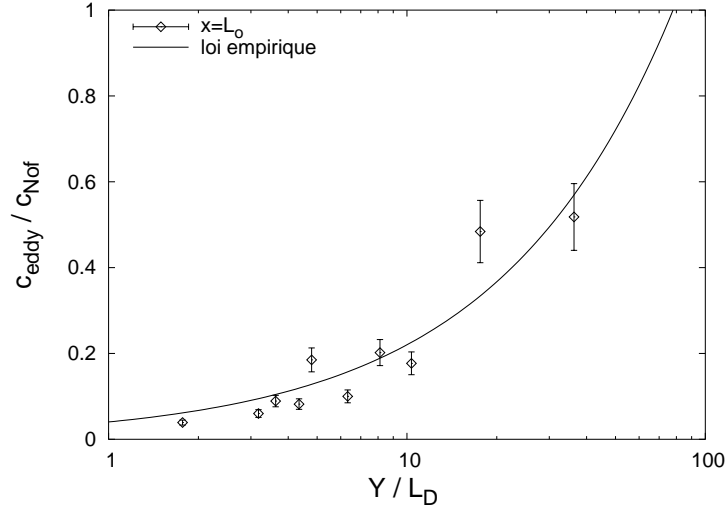


FIG. 3.40: Rapport de la vitesse de propagation des tourbillons sur la vitesse du courant principal $c_n = \frac{g's}{f}$ obtenue expérimentalement, en fonction du paramètre de Lane-Serff & Baines Y/L_D . La loi empirique obtenue est : $c_{eddy} = (0.04 \pm 0.02) c_{Nof} \left(\frac{Y}{L_D} \right)^{0.74 \pm 0.11}$.

Enfin, en prenant une hauteur d'eau moyenne, $h_e = 30$ cm, on peut remarquer que la longueur d'onde dérivée de l'équation 3.44 ($h_e k \simeq 1$) est

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 2\pi h_e \simeq 190 \text{ cm}$$

Elle est bien du même ordre de grandeur que la distance entre deux tourbillons, calculée par $\frac{c_{eddy}}{f_{eddy}} \simeq 200$ cm en moyenne (Fig. 3.41).

3.5.5 Conclusions sur l'évolution et la formation des tourbillons

Ces tourbillons cycloniques générés périodiquement influencent fortement l'évolution du courant de gravité. La compréhension de leur formation et de leur comportement est donc d'un grand intérêt.

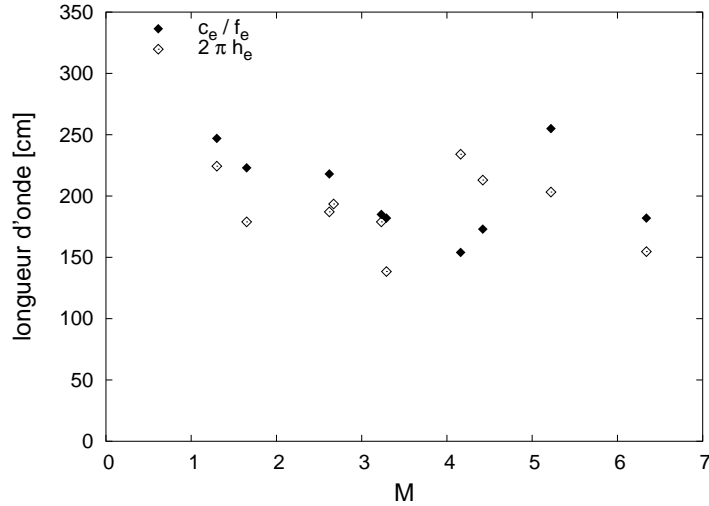


FIG. 3.41: Comparaison des valeurs expérimentales de c_e/f_e et de la longueur d'onde $\lambda = 2\pi h_e$, où h_e est la hauteur de la colonne d'eau du tourbillon, déterminée par sa position sur la pente.

Ils sont initiés par un germe de vorticité cyclonique assez fort qui provient du canal d'injection. Le rôle de la rotation est important lors de la création de ces tourbillons. Ils descendent ensuite la pente en étant déviés par l'effet de la force de Coriolis, puis se propagent le long du talus continental. La présence du fond incliné est essentielle pour engendrer leur propagation et leur p riodicite  par effet β .

Les variations de toutes les grandeurs mesur es indiquent que la structure tourbillonnaire commence par s' tirer sur toute la colonne d'eau lors de la descente initiale du cyclone : ζ_e et h_e augmentent, Γ_e , E_e et r_e sont constant. Mais ensuite, la circulation n'est pas conserv e et l'étirement des tourbillons n'est donc pas le seul processus qui intervient. Ce phénomène est alors dominé par de la diffusion : ζ_e diminue, r_e augmente, h_e reste constant, Γ_e et E_e augmentent. Mais si l'énergie croît autant, c'est qu'il y a d'autres processus physiques qui entretiennent ces tourbillons. Cela peut être un pompage à l'interface du courant (ce qui expliquerait la présence de particules, issues du courant, dans ces cyclones) ou une instabilité barocline par exemple. Il est difficile de conclure plus précisément sur les processus entrant en jeu lors de la formation et de l'évolution de ces tourbillons cycloniques. Mais les effets de diffusion, de frottement et de mélange continuent à agir tout au long du talus continental.

Les observations expérimentales sur les tranches lasers à différentes distances du fond, montrent que la vorticité, la taille et la vitesse azimutale des tourbillons varient peu en fonction de la hauteur sur la colonne d'eau qu'ils occupent. Une fois formés, ces tourbillons ont donc une structure avec une forte composante barotrope.

Avec ces quelques résultats, le mécanisme de génération de ces tourbillons cycloniques reste difficile à déterminer expérimentalement de façon claire. Mais ces observations peuvent être comparées avec la dynamique des tourbillons sur un plan incliné obtenus pour différentes expériences et théories développées auparavant. La plupart des théories ont pour hypothèse un milieu ambiant stationnaire au dessus du courant en équilibre géostrophique. Mais les expériences montrent que les mouvements dans le fluide ambiant ne sont pas négligeables et pourraient intervenir dans la formation des instabilités générant les tourbillons (Sutherland *et al.*, 2004).

Zatsepin *et al.* (1998) réalisent des expériences en injectant du fluide de même densité que le milieu ambiant, sur une pente, de sorte que seul les flux de masse et de vorticité potentielle existent. L'écoulement se divise en une série de vortex anticycloniques, quasi-barotropes. Le tourbillon se forme à la source et grandit de façon axisymétrique à cause du flux constant de masse et de vorticité potentielle. Quand son diamètre dépasse une valeur critique, la vitesse due à l'effet β topographique dépasse la vitesse de son étalement et le vortex s'éloigne de la source ; un nouveau tourbillon commence alors à se former.

Mory *et al.* (1987) réalise des expériences en relâchant une petite quantité de fluide dense dans un système initialement en rotation solide. Ce fluide dense forme un seul tourbillon barocline en une période de rotation, et de la vorticité cyclonique se développe dans le fluide ambiant. Ceci résulte de l'étirement de la colonne d'eau lié à la descente par gravité du fluide dense vers le bas de la pente. Le tourbillon, en équilibre géostrophique se déplace ensuite parallèlement à la pente avec une vitesse beaucoup plus faible que la vitesse de Nof. Zatsepin *et al.* (1998) propose la même explication pour ses expériences, tout comme Lane-Serff & Baines (1998) ou Etling *et al.* (2000). La production de vorticité dans la couche supérieure est liée à un mécanisme barotrope incluant l'étirement des lignes du vortex lors de la descente du courant dense et le drainage vers le bas de la pente dans la couche d'Ekman.

La couche d'Ekman influence considérablement l'évolution du tourbillon. Les effets visqueux ne sont pas négligeables et peuvent extraire de l'énergie potentielle et cinétique du tourbillon, entraînant un 'spin-down' et un mouvement vers le haut de la pente. Ce mouvement n'est pas observé dans les expériences de Whitehead *et al.* (1990), où les tourbillons sont générés en injectant du fluide dense. La vitesse de phase des tourbillons est, dans ces expériences, proche de la vitesse de Nof, mais avec une grande dispersion. Leur formation est attribuée à l'entraînement turbulent du fluide ambiant par l'écoulement issu de la source dense. Selon Griffiths & Hopfinger (1983), la formation des tourbillons est liée au couplage entre les deux couches de fluide, provenant des frottements et de la turbulence.

D'autres expériences ont été réalisées pour comprendre l'importance de la couche d'Ekman dans la formation des tourbillons cycloniques (Cenedese *et al.*, 2004). Etling *et al.* (2000) observent un deuxième régime de tourbillon, impliquant un autre mécanisme pour leur formation. C'est une instabilité barocline du courant lui-même qui entraîne la formation périodique des tourbillons. Cette instabilité se manifeste par une onde topographique de Rossby qui se développe sur les bords du courant. Ce mécanisme de formation des tourbillons est aussi proposé par Swaters (1991), dans une analyse théorique de stabilité linéaire pour un courant dense s'écoulant à la vitesse de Nof sous une couche fluide stationnaire. Ce résultat est également confirmé par les simulations numériques de Jiang & Garwood Jr. (1996, 1998) et Swaters (1998).

Dans nos expériences, deux régimes peuvent être séparés selon les trajectoires empruntées par les tourbillons, impliquant deux mécanismes différents pour leur formation.

Lorsque la trajectoire du courant dense n'est pas affectée par la formation des tourbillons périodiques, ils sont probablement générés uniquement par étirement de la colonne d'eau. Lorsque l'eau dense est introduite dans le canal, l'épaisseur du fluide ambiant diminue de H_c à $H_c - h_o$ (où H_c est la hauteur d'eau initial dans le canal d'injection, et h_o l'épaisseur du courant de gravité). Par la conservation de la vorticité potentielle,

$$\frac{f}{H_c} = \frac{f + \zeta}{H_c - h_o}$$

le fluide commence par tourner de façon anticyclonique $\zeta = -fh_o/H_c$. Il est ensuite entraîné par le courant d'eau dense qui descend la pente. La hauteur du fluide ambiant augmente donc et sa vorticité change de signe car le vortex s'étire sur toute la hauteur d'eau.

Mais lorsque les cyclones se propagent au dessus du courant, il devient encore plus instable. Dans ce cas, le mélange diapycnal modifie la structure en vorticité potentielle du courant et une instabilité barocline pourrait se développer et être l'origine de l'amplification des tourbillons.

Les vitesses de propagation des tourbillons mesurées expérimentalement ($c_{eddy} \sim 0.43 c_{Nof}$) sont en effet comparables à la vitesse de phase des ondes baroclines obtenues par Swaters (1991) dans sa théorie linéaire sur l'instabilité barocline ($c_{eddy} \sim 0.6 c_{Nof}$). De nombreux modèles sont développés sur ces instabilités baroclines dans les courants de gravité (Choboter & Swaters, 2000; Reszka & Swaters, 1999; Reszka *et al.*, 2002).

Swaters (1991) trouve également que la longueur d'onde du mode instable est contrôlé par un paramètre d'interaction μ qui mesure le rapport entre l'étirement de la colonne d'eau, et le gradient de vorticité potentielle associ e au plan incliné.

$$\mu = \frac{h_o}{s L_o c_1}$$

Ce paramètre est plus simplement le rapport entre la pente topographique et la pente isopycnale, autrement dit, $\mu = 2/M$ (M étant le paramètre défini par l'éq. 3.13). Pour une valeur de μ donnée, la théorie donne un nombre d'onde maximal sous lequel se développe l'instabilité barocline. Ce nombre d'onde est adimensionnalis e par $k = \frac{2 \Pi}{\lambda L_o c_1}$ où λ est la longueur d'onde de l'instabilité.

Dans nos expériences, les valeurs prises par le paramètre d'interaction varient entre $\mu \sim 0.3 - 2.0$. D'après les résultats de Swaters (1991) expos es sur la figure 3.42, le nombre d'onde correspondant est $k = 1 - 3$. Si l'on suppose que la longueur d'onde des instabilités observées est $\lambda = \frac{c_{eddy}}{f_{eddy}}$, les nombres d'ondes sans dimension mesur es directement par les expériences sont $k = 0.6 - 1.5$, ce qui se situe sous le seuil des nombres d'ondes maxima donn es par la théorie linéaire de Swaters (1991) et de Pavec *et al.* (2005). Ainsi, l'instabilité barocline pourrait être un mécanisme plausible pour l'amplification des tourbillons dans ces expériences.

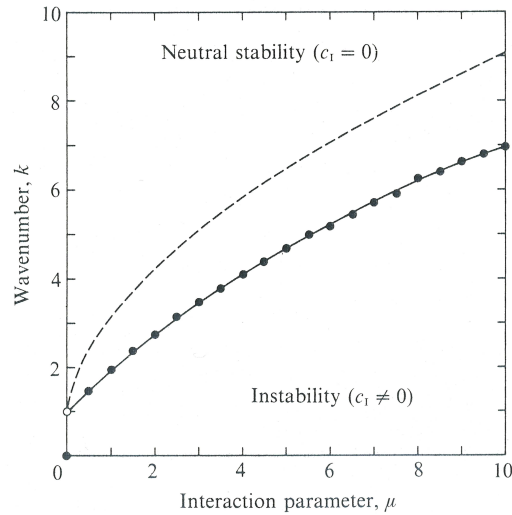


FIG. 3.42: Diagramme de stabilité d'un front de densité parabolique (d'après Swaters (1991), figure 3).

Il s'avère donc y avoir plusieurs processus intervenant dans la génération périodique de ces tourbillons cycloniques, qui s'étirent sur toute la hauteur d'eau, et qui, une fois form es, se déplacent le long de la pente avec une structure barotrope .

3.6 Conclusions

Le comportement d'un courant d'eau dense s'écoulant sur un plan incliné dans un milieu homogène en rotation est étudié en détail. Les caractéristiques principales de ce courant de gravité sont données par des lois auto-similaires. Dès que le courant a parcouru une certaine distance, les conditions initiales de l'injection perdent leur importance. Les flux initiaux de masse (g'_o) et de quantité de mouvement (Q_o) sont oubliés, seul le flux de flottabilité (B_o) est conservé.

Le courant commence donc par descendre la pente en accélérant. Il est dévié par la force de Coriolis et atteint un état d'équilibre géostrophique le long de la pente. La distance parcourue pour atteindre ce régime est directement proportionnelle au rayon de déformation de Rossby $L_o c_1$, tout comme la largeur du courant établi. Sa vitesse moyenne de propagation le long de la pente est alors quasiment horizontale. Elle est proportionnelle à sa vitesse initiale.

Pendant la descente initiale du courant, un mélange intense se produit à l'interface avec le milieu ambiant. Mais lorsque le courant atteint son régime établi, la turbulence devient moins importante et les effets du mélange s'estompent. Le mélange moyen dans l'écoulement est ainsi caractérisé par une loi simple. Le rapport de la gravité réduite du courant moyen établi le long de la pente sur sa valeur initiale est proportionnel au rapport de la pente géostrophique initiale sur la pente topographique.

Le mélange est également décrit en parti par les intensités des fluctuations de vitesses horizontales. Le profil du tenseur de Reynolds dans un plan parallèle à la pente montre qu'une partie de l'élargissement du courant est produit par ces fluctuations turbulentes. Ce sont les effets de la turbulence qui tendent à rendre le courant auto-similaire.

Mais les fluctuations de vitesse dépendent aussi de la présence de larges tourbillons. Le courant de gravité est en effet soumis à une instabilité générant périodiquement des structures organisées cycloniques qui s'étirent sur toute la hauteur d'eau dans le milieu ambiant. Leur propagation modifie considérablement l'évolution du courant dense. La trajectoire suivie par ces tourbillons dépend de l'épaisseur initiale du courant dense sur la hauteur d'eau dans le canal d'injection. Ce paramètre n'étant pas pris en compte dans les lois d'échelles proposées, il n'est pas possible de décrire leur comportement de façon générale, mais les principales caractéristiques de ces structures cycloniques obéissent à d'autres lois, proportionnelles aux propriétés du courant dense. Elles sont détaillées dans ce chapitre avec les mécanismes possibles de formation de ces tourbillons cycloniques.

Il s'agit maintenant de vérifier si ces lois, confirmées par les résultats expérimentaux, restent valables dans le cas d'écoulement océaniques réels.

3.7 Comparaison avec l'écoulement du détroit du Danemark

Ces expériences réalisées en laboratoire sont en particulier similaires au courant s'écoulant par le détroit du Danemark.

Dans l'atlantique Nord, c'est le refroidissement des eaux salées et chaudes du Gulf Stream dans les mers nordiques (mers de Norvège et du Groënland) qui est à l'origine de la plongée des masses d'eau devenues plus dense (Spall & Price, 1998; Jungclaus *et al.*, 2001). Dans une moindre mesure, la formation de glace de mer en hiver intensifie ce mécanisme de plongée. Les eaux froides des mers nordiques remplissent le bassin de Norvège puis s'écoulent par le Détroit du Danemark dans l'océan Atlantique pour former les eaux profondes Nord Atlantique (NADW). Ce mécanisme est schématisé sur les figures 3.43. Le flux de flottabilité B_o correspond donc à un flux de chaleur dans cet exemple.

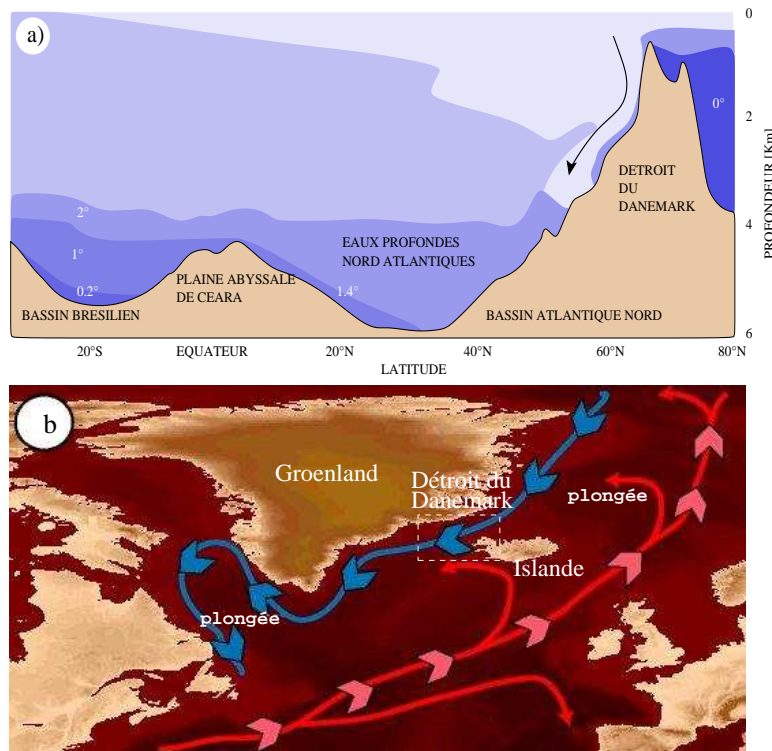


FIG. 3.43: a) Coupe schématique du détroit du Danemark et de l'atlantique Nord avec la distribution verticale de température (en °C). De l'eau salée à 2°C en provenance des mers nordiques s'écoule entre 1000 et 3500 m de profondeur et constitue ensuite les eaux profondes Nord-Atlantiques. b) Schéma de la circulation thermohaline proche du Détroit du Danemark : Le Gulf Stream (en rouge) apporte l'eau salée et chaude au nord-est Atlantique, et se mélange avec les eaux froides des mers nordiques. L'eau devenue plus dense (en bleu) plonge sur les côtes est et sud du Groënland.

Cet apport en eau dense correspond à l'injection à débit constant d'eau salée dans les expériences, le détroit étant représenté par le canal horizontal et le talus continental par la pente uniforme. Les caractéristiques de cet écoulement sont qualitativement semblables aux résultats expérimentaux : Le courant commence par descendre la pente avant d'être dévié le long des côtes du Groënland par la force de Coriolis. La largeur du détroit est bien supérieure au rayon de déformation de Rossby, et les effets de rotation sont donc importants. Le courant se stabilise ensuite et s'écoule parallèlement au talus continental, formant les eaux profondes du Nord Ouest Atlantique (NWABW). Cet écoulement constitue les parties les plus denses et les plus froides du NADW. Des tourbillons cycloniques intenses sont visibles en surface (Fig. 3.45), créés périodiquement par des instabilités. Ils s'accompagnent d'une brusque augmentation de vitesse du

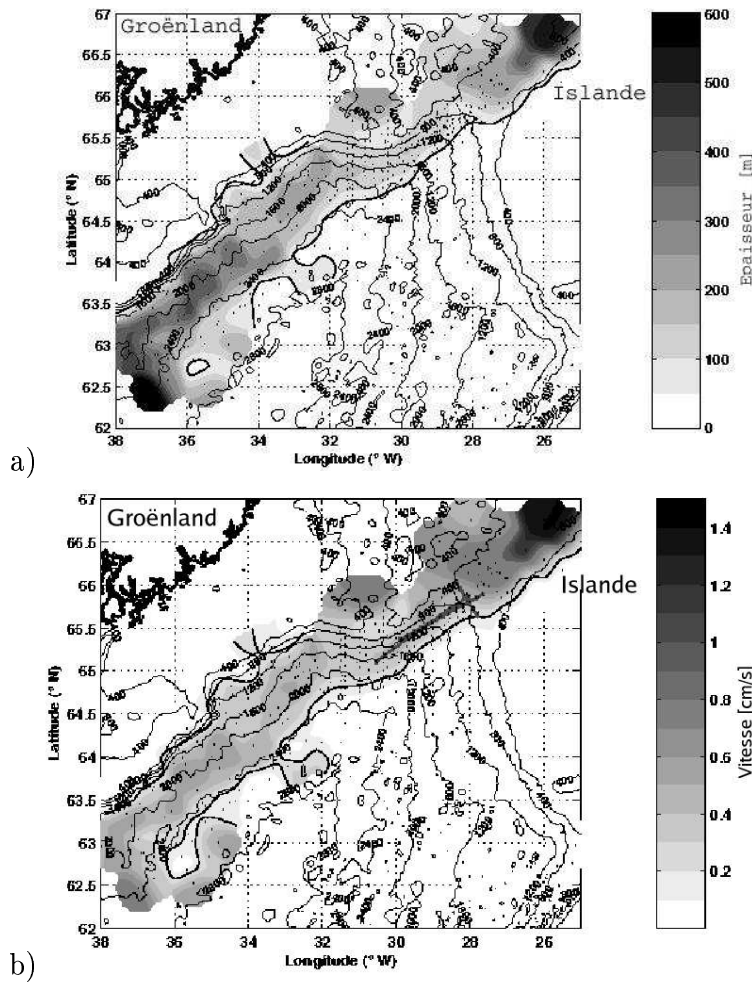


FIG. 3.44: a) Épaisseur h et b) Vitesse ($c_w = \sqrt{g'h}$) de la couche dense du courant de gravité (densité $\sigma_\theta > 27.81 \text{ kg.m}^{-3}$) obtenues par les données de la campagne Poséidon / Aranda de 1996-98. Les contours de la bathymétrie en mètre de Smith et Sandwell (1997) sont en noir.

courant profond, ce qui suggèrent qu'ils s'étendent sur toute la hauteur d'eau au dessus du courant dense, et se déplacent en longeant les côtes.

3.7.1 Le courant principal

Les propriétés de ce courant de gravité ont été obtenues lors de diverses campagnes de mesures in-situ. Les valeurs suivantes proviennent essentiellement de Dickson & Brown (1994), Bruce (1995) et Lilly *et al.* (2003). Les figures 3.44 montrent la descente et l'étalement du courant, définie par son épaisseur h (déterminée par la hauteur de l'isopycne de 27.81 kg.m^{-3} au dessus du fond), et par sa vitesse d'onde ($c_w = \sqrt{g'h}$). Les observations montrent que l'eau dense s'accumule contre le talus du Groënland par la force de Coriolis, puis descend de $H_c = 800 \text{ m}$ (profondeur du détroit) à 1500 m de profondeur. La pente à la sortie du détroit est $s = 0.02$, et le paramètre de Coriolis vaut $f = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à ces latitudes. Le débit volumique proche du seuil du détroit est d'environ $Q_o = 2.9 \text{ Sv}$ pour l'eau de moins de 2°C , de densité 1028 g/L . Le contraste de densité est $g'_o = 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$.

En substituant ces données dans les lois d'échelle proposées, on obtient les grandeurs suivantes qui viennent compléter la comparaison déjà réalisée par Lane-Serff & Baines (2000) :

$$h_o = (2 f B_o)^{1/2} g'_o{}^{-1} \sim 510 \text{ m}$$

$$L_o = (2 B_o f^{-3})^{1/4} \sim 19 \text{ km}$$

$$V_o = (2 f B_o)^{1/4} \sim 0.61 \text{ m.s}^{-1}$$

$$c_{No\beta} = g'_o s / f \sim 0.45 \text{ m.s}^{-1}$$

Il est ensuite possible de comparer les mesures in-situ dans le courant aux résultats expérimentaux, en appliquant les lois simples obtenues en laboratoire récapitulées dans le tableau 3.3.

La profondeur à laquelle le courant dense du Danemark est observé se situe le long des isobathes de 1000 à 2000 m . Le détroit étant de 800 m de profondeur et la pente de 0.02 , la distance réellement parcourue est de 35 km , ce qui est tout à fait comparable à la position d'équilibre atteinte par le courant principal d'après la courbe expérimentale (Fig. 3.13) appliquée aux échelles du détroit du Danemark. De la même façon, la vitesse

Courant principal

Grandeurs	Résultats expérimentaux appliqués au détroit du Danemark		Observations réelle au détroit du Danemark
Distance de stabilisation	$y_{des} = 1.16 L_o$	22 km	35 km
Vitesse	$U = 0.90 V_o$	55 cm.s ⁻¹	50 cm.s ⁻¹
Largeur	$W_c = 2 \cdot 0.35 L_o$	13 km	50 km
Epaisseur	$h = 0.2 s g'_o (f V_o)^{-1} h_o$	75 m	150 m

TAB. 3.3: Comparaison des caractéristiques du courant de gravité expérimental et de l'écoulement à la sortie du détroit du Danemark.

du courant en laboratoire (Fig. 3.16) est similaire à la vitesse moyenne du courant parallèlement au talus continental, estimée à 50 cm.s⁻¹ à 75 km du détroit (mais elles peuvent atteindre jusqu'à 150 cm.s⁻¹ au passage des tourbillons cycloniques). Par contre, les résultats expérimentaux sous-estiment les valeurs réelles de l'épaisseur et de la largeur du courant dense à la sortie du détroit (éq. 3.29 et Fig. 3.18).

3.7.2 Les tourbillons cycloniques

Des cyclones intenses sont formés périodiquement au sud du Détroit du Danemark au dessus du courant. Ils sont détectés par des mesures de la température de surface faites par satellites (Fig. 3.45). Ces tourbillons forcent le courant principal en l'accélégrant le long du talus continental du Groënland et s'accompagnent d'une augmentation de l'épaisseur de cette couche dense, surmontée d'un noyau intense d'eau de plus faible densité. Le fort mélange produit par ces cyclones modifie considérablement les caractéristiques du courant profond notamment en ce qui concerne l'entraînement et sa trajectoire de propagation.

Ces observations satellite infra-rouge à la surface de l'océan ont permis d'estimer leur taille, leur vitesse de propagation et leur trajectoire. Krauss (1996) reporte les observations faites lors de la campagne Poséidon de mai 1988 où 17 balises suivies par satellites à 100 m de profondeur ont été déployées entre les îles Féroés et le Groënland. Certaines de ces balises ont été piégées dans les tourbillons cycloniques qui sont donc observés au dessus du courant principal, se déplaçant le long des isobathes de 1000 – 1500 m de profondeur.

Pour comparer avec les lois obtenues expérimentalement, on se place dans le cas de

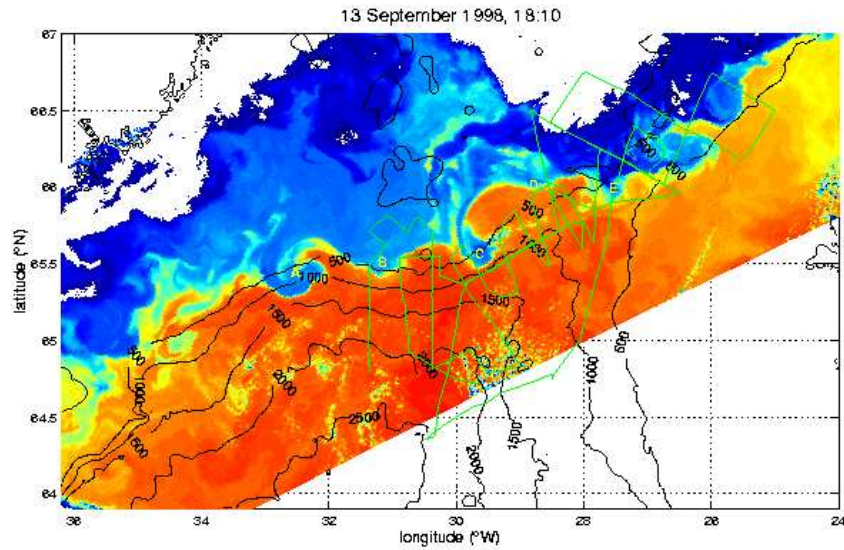


FIG. 3.45: Image satellite infrarouge (NOAA-12 AVHRR) du 13 septembre 1998, montrant les structures de la température de surface dans le Détroit du Danemark. Les eaux froides sont en bleu, les eaux plus chaudes en rouge (Les nuages et les terres sont en blanc). Cinq tourbillons cycloniques notés de A-E sont visibles.

la trajectoire de la figure 3.33b où les tourbillons suivent le courant. En effet, d'après les expériences, cette trajectoire par rapport au courant dense est dictée par le rapport de l'épaisseur initiale du courant (h_o) sur la hauteur d'eau dans le canal (H_c). Pour le détroit de Danemark, ce rapport vaut $\frac{h_o}{H_c} = \frac{500}{800} \sim 0.6$ le long des côtes du Groënland. Pour cette expérience, le rapport de la vitesse azimutale sur la vitesse de propagation des tourbillons $v_\theta/c_e \sim 2.3$. On se sert de ce résultat pour en déduire la vitesse azimutale d'un tourbillon océanique équivalent sachant que $c_e = 0.43 c_{Nof}$.

Certaines caractéristiques exposées dans le tableau 3.4 sont ainsi très similaires aux observations, comme la fréquence de génération des tourbillons cycloniques (Fig. 3.32), la longueur d'onde des instabilités qui correspond à la distance réelle entre deux tourbillons à la sortie du détroit (éq. 3.44). La vitesse des tourbillons varie de la même façon avec la vitesse de Nof (Fig. 3.39), et le rapport de la vitesse azimutale sur la vitesse de propagation des tourbillons est semblable. Seule la taille des tourbillons est légèrement sous estimée et la vorticité trouvée trop importante par rapport aux mesures in-situ.

Les différences obtenues entre les estimations à partir des résultats expérimentaux et des observations peuvent s'expliquer par la configuration bathymétrique. En effet, il n'y a pas de rupture brusque de la topographie dans le détroit du Danemark, contrairement

Tourbillons cycloniques

Grandeurs	Résultats expérimentaux appliqués au détroit du Danemark	Observations réelle au détroit du Danemark	
Hauteur d'eau sur épaisseur	h_o/H_c	0.6	0.6
Période	$T_{eddy} = 2 T_{cuve}$	2 jours	1.5-2.5 jours
Rayon	$r_e = 0.37 L_o$	7 km	10-20 km
distance entre 2 tourbillons	$\lambda = \frac{2\pi H_c}{4s}$	60 km	54 km
Vitesse de propagation	$c_{eddy} = 0.43 c_{Noj}$	20 cm.s ⁻¹	10-30 cm.s ⁻¹
vitesse azimutale	v_θ/c_{eddy} v_θ	2.3 46 cm.s ⁻¹	2 50 cm.s ⁻¹
vorticité relative	ζ_e	2.2 f	1.1 f

TAB. 3.4: Comparaison des caractéristiques des tourbillons cycloniques observés dans les expériences et à la sortie du détroit du Danemark.

aux expériences où la pente commence brusquement à la fin du canal horizontal d'injection. Or les résultats expérimentaux montrent que le mélange est particulièrement intense dans la phase de descente initiale du courant. Le mélange est ensuite plus faible le long de la pente. Ceci peut expliquer pourquoi la densité du courant observé sur les côtes du Groënland est plus forte que celle que prédit les expériences. Si le courant est plus dense, sa position de stabilisation sur la pente sera plus profonde et il aura tendance à s'étaler plus largement. Les tourbillons subiront également un étirement plus faible et leur taille sera plus grande avec une vorticité plus faible. Ce sont là les principales différences obtenues lors de cette comparaison, les autres résultats étant très similaires.

Spall & Price (1998) utilisent un modèle isopycnal pour simuler l'écoulement du détroit du Danemark. Ils retrouvent également les principales caractéristiques de l'écoulement, comme la formation de dômes d'eau dense, liée à des tourbillons cycloniques dans le milieu ambiant. Les observations ne montrent que peu de variabilité mensuelle ou saisonnière de ce courant dense et Bruce (1995) et Krauss (1996) interprètent la formation de ces tourbillons méso-échelle cycloniques après le détroit du Danemark comme le résultat d'un mécanisme d'instabilité barocline. Même si cette proposition n'est pas incompatible avec les résultats expérimentaux, il faudrait réaliser une analyse plus fine des tourbillons pour pouvoir la vérifier.

Chapitre 4

Etude en milieu stratifié

Pour une similitude plus complète avec les écoulements océaniques, la structure et l'évolution d'un courant de gravité sur une pente dans un milieu tournant uniformément stratifié en densité sont étudiées dans ce chapitre. Le dispositif expérimental est similaire au cas d'un milieu homogène, et les résultats obtenus par les différentes techniques de mesures utilisées sont présentés. L'attention est portée sur les propriétés générales du courant de gravité et sur les effets de la stratification sur l'écoulement.

4.1 Paramètres de similitudes et lois d'échelle

Il est possible de prendre en considération la stratification en densité de l'océan pour se rapprocher des conditions réelles. Cette stratification est liée à la distribution de température et de densité et peut être reproduite dans la cuve tournante en utilisant la salinité. Le mélange vertical est très lent par rapport aux effets dynamiques considérés, comme dans le cas océanique.

Comme pour le cas d'un milieu ambiant homogène, les paramètres contrôlés sont les suivant :

- L'échelle verticale D et l'échelle horizontale W du plan incliné, définissant la pente topographique $s = \frac{D}{W}$;
- Le paramètre de Coriolis $f = 2\Omega = \frac{4\pi}{T}$;
- La gravité réduite initiale $g'_o = g \frac{\Delta\rho_o}{\rho_s}$ où $\Delta\rho_o = \rho_f - \rho_s$ est la différence initiale de densité entre la surface ρ_s et le fond ρ_f de la cuve ;

- Le flux de flottabilité initiale $B_o = g'_o Q_o$;
- La viscosité cinématique ν .

La stratification induit un paramètre supplémentaire, la fréquence de Brunt-Väisälä N , l'inverse du temps caractéristique lié à la stratification :

$$N = \sqrt{\frac{g \frac{\Delta \rho_o}{\rho}}{D}}$$

Le nombre sans dimension qui dénote l'influence de la stratification est le nombre de Froude $Fr = \frac{U}{ND}$. Mais pour les milieux en rotation il faut également tenir compte des effets de la force de Coriolis. Le rapport important est donc le nombre de Burger

$$Bu_{(pente)} = \left(\frac{N D}{f W} \right)^2 = \left(\frac{Ro}{Fr} \right)^2$$

Dans l'océan, $N/f \sim (0.02/3000)^{1/2} / 10^{-4} \sim 26$, et $D/W \sim 0.025$, soit $Bu \sim 0.42$

Dans nos expériences, le rapport d'aspect $s = D/W = 0.258$ est plus grand. L'agrandissement d'un facteur dix de ce rapport est compensé par la diminution du rapport sans dimension N/f pour garder un nombre de Burger identique aux écoulements océaniques. Ceci impose le choix des paramètres expérimentaux présentés dans le tableau 4.1. L'excès de densité initial entre la surface et le fond de la cuve (remplie sur 63 cm) est de $(\rho_f - \rho_s)/\rho_s = 3.0\%$, ce qui donne une fréquence de Brunt-Väisälä

$$N = 0.683 \text{ s}^{-1}.$$

Le paramètre de Coriolis $f = 4\pi/T$ et le flux de flottabilité initial $B_o = Q_o g'_o$ sont ajustés pour atteindre les limites inertielle des grands Re et pour garder un nombre de Burger d'un ordre de grandeur comparable à celui des écoulements océaniques.

Dans les expériences, $N/f \sim 2.17$ à 4.35 , et $D/W = 0.258$, soit $Bu \sim 0.56 - 1.12$.

La similitude expliquée au chapitre 3.1 reste toujours valable, à condition d'utiliser des différences de densité locales entre le courant et le milieu ambiant. Mais la stratification induit une nouvelle échelle verticale :

$$d_N = \frac{L_o f}{N}$$

Exp.#	Paramètres initiaux		Nombres sans dimensions		Paramètres dérivés		
	T[s]	Q_o [L/s]	M	Re	h_o [cm]	L_o [cm]	U_o [cm/s]
1	40	0.37	5.39	$1.27 \cdot 10^3$	2.78	58	4.57
2	40	0.77	4.48	$2.20 \cdot 10^3$	4.02	70	5.49
3	40	1.68	3.69	$3.96 \cdot 10^3$	5.93	85	6.67
4	50	1.14	5.37	$2.50 \cdot 10^3$	4.37	91	5.64
5	60	0.37	8.94	$0.94 \cdot 10^3$	2.27	79	4.13
6	60	0.77	7.74	$1.63 \cdot 10^3$	3.28	95	4.96
7	80	0.77	10.67	$1.31 \cdot 10^3$	2.84	118	4.61
8	80	1.68	8.78	$2.35 \cdot 10^3$	4.19	143	5.61
9	40	0.4	5.28	$1.35 \cdot 10^3$	2.89	59	4.66
10	40	0.8	4.44	$2.27 \cdot 10^3$	4.09	71	5.54
11	40	0.13	7.00	$5.80 \cdot 10^2$	1.65	45	3.52
12	40	0.025	10.56	$1.69 \cdot 10^2$	0.72	30	2.33

TAB. 4.1: Paramètres des expériences réalisées dans le cas d'un fluide ambiant uniformément stratifié en densité avec un excès de densité initial de $\Delta\rho/\rho_o = 3.0\%$. Les quatre expériences réalisées par l'équipe Coriolis et E. Pavia en avril 2002 sont également reportées en fin de tableau.

Et la stratification relative est alors le rapport de l'épaisseur initiale du courant sur l'échelle de hauteur liée à la stratification :

$$r = \frac{h_o}{d_N} = c_1 (2 B_o f)^{1/4} N g_o'^{-1}$$

Des expériences récentes sur les courants de gravité sur une pente en milieu stratifié ont été réalisées par Baines (2001, 2002) dans le cas sans rotation et par Lane-Serff & Baines (2000) avec rotation lors d'une étude sur la formation des tourbillons cycloniques. Des expériences de lock-exchange sur un fond plat, à la base d'un milieu stratifié sont étudiées par Maxworthy *et al.* (2002) et Ungarish & Huppert (2002), et d'autres expériences de lock-exchange sur une pente dans un bicouche par Monaghan *et al.* (1999), dans des milieux non tournants.

4.2 Procédure expérimentale

4.2.1 Dispositif

La configuration expérimentale est exactement la même que celle décrite dans le cas d'un milieu homogène (Fig. 4.1), seul le milieu ambiant diffère en étant uniformément stratifié en densité.

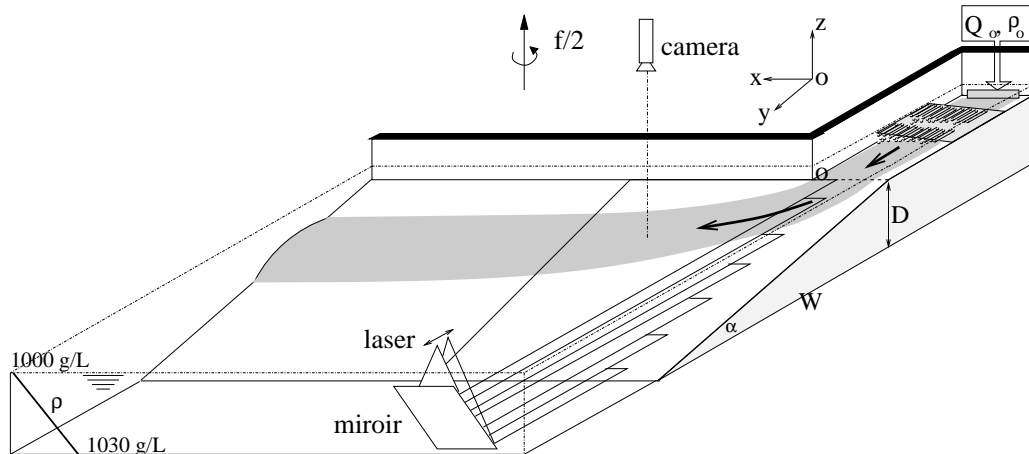


FIG. 4.1: Configuration expérimentale.

Pour établir une stratification linéaire en densité, deux réservoirs sont utilisés, l'un est rempli d'eau à la densité maximale souhaitée, l'autre d'eau à la densité minimale. Ils sont chauffés à la température ambiante du laboratoire. Une première pompe injecte l'eau de plus faible densité dans une cuve intermédiaire. L'eau de densité maximale y est injecté par une seconde pompe dont le débit initialement nul, augmente linéairement au cours du temps. Le débit de la première pompe est réglé de façon à garder le débit total constant, et diminue donc proportionnellement à la deuxième pompe. L'eau de la cuve intermédiaire voit ainsi sa densité croître en fonction des débits de chacune des pompes. Elle est introduite au fur et à mesure dans le fond de la plate-forme tournante par huit ouvertures réparties régulièrement. L'eau de plus en plus dense en sort tangentiellement et soulève les couches plus légères introduites auparavant. La linéarité de la stratification est contrôlée par des profils de conductivité et de température.

La figure 4.2 montre que l'impact de plusieurs expériences sur la linéarité du profil de densité n'est pas trop important. Il est déformé petit à petit par l'injection du courant de gravité constitué d'eau dense, qui se mélange au milieu ambiant. A la fin d'une manipulation expérimentale, une quantité d'eau correspondant au volume du courant introduit est retirée pour garder une hauteur d'eau totale constante à chaque expérience.

Ceci se fait par les huit ouvertures du fond de la cuve, ce qui soutire une partie de l'eau la plus dense et modifie petit à petit le profil de densité. Par contre les phénomènes de diffusion agissent à une échelle de temps suffisamment longue pour être négligeable face aux déformations de la linéarité du profil de densité lié au courant de gravité. Ceci oblige régulièrement un nouveau remplissage de la cuve tournante qui prend 3-4 jours (vidange, mise en condition des cuves de remplissage en densité et température et remplissage en rotation).

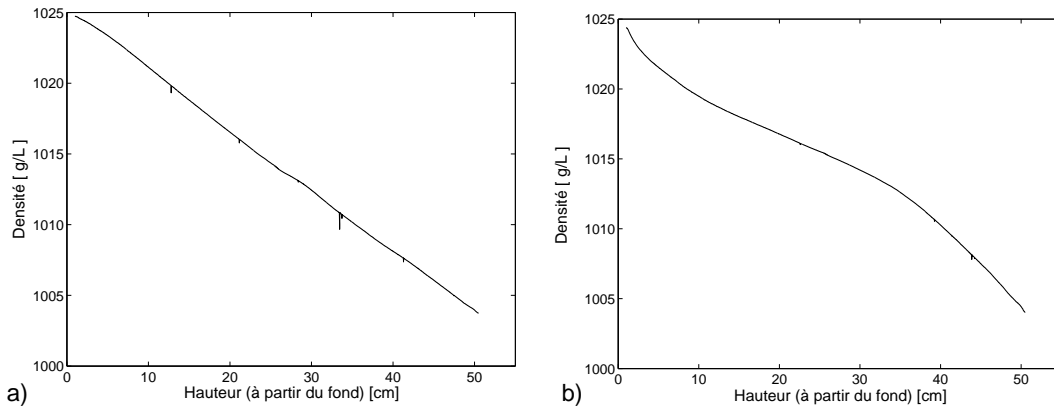


FIG. 4.2: *Évolution du profil de densité au cours du temps pour la stratification réalisée. a) Profil 1 jour après le remplissage. b) Profil 6 jours et 10 expériences plus tard.*

Nous avons fait le choix de prendre la densité du courant injecté égale à celle du fond de la cuve, de sorte qu'il s'y équilibrerait en absence de mélange et de rotation. Ce choix correspond à la configuration DOME et est réaliste par rapport aux écoulements océaniques. Mais d'un point de vue conceptuel, le bas de la pente et la stratification agissent au même endroit ce qui n'est peut être pas optimum pour la clarté de l'analyse des résultats.

La densité de surface est de $\rho_s = 1000\text{g/L}$ et la différence de densité initiale entre la surface et le fond est de $\frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s} = 3.0\%$.

4.2.2 Techniques de mesures

Pour étudier les propriétés du mélange turbulent, il est nécessaire de mesurer les champs instantanés de vitesse et de concentration. L'idéal aurait été d'avoir des mesures simultanées de ces quantités, mais cela n'a pas pu être réalisé dans le cadre de cette thèse.

Pour ces expériences, les caractéristiques générales du courant de gravité sont déduites par les techniques de mesures suivantes :

- Les variations moyennes de densité le long de la pente sont mesurées grâce aux sondes de conductivité et de température.

- Les mesures instantanées de vitesse sont obtenues par CIV, avec le même procédé et une disposition identique au cas d'un milieu homogène (Fig. 4.4a).

Les particules de polystyrène de 1005-1025 g/L sont utilisées pour obtenir un ensemencement égal sur toute la hauteur d'eau de la plate-forme lors du remplissage avec une stratification linéaire (Voir Annexe A 1.2). Des particules de pliolite sont injectées dans le courant.

- Ces résultats ont pu être complétés par des mesures de concentration par imagerie de fluorescence induite par laser (LIF) pour une expérience en particulier. Ces expériences complémentaires ont été réalisées en avril 2002 dans une configuration semblable par l'équipe Coriolis.

La concentration d'un colorant fluorescent est observée en mesurant la quantité de lumière émise par le colorant lorsque ses molécules sont excitées par une source de lumière d'intensité et de longueur d'onde connue. La fluorescéine absorbe les photons issus de la lumière du laser puis ses molécules se dés excitent en réémettant cette lumière à une longueur d'onde plus grande. L'intensité de la lumière émise est directement proportionnelle à la concentration locale de colorant et à l'intensité du laser. Une caméra enregistre les images de la distribution instantanée de l'intensité qui sont converties en champ de concentration, après un étalonnage minutieux.

L'expérience est réalisée en introduisant de la fluorescéine. Ses molécules absorbent les radiations bleues (maximum d'absorption à 490 nm) et restituent une fluorescence verte (maximum à 520 nm). Un filtre est donc placé sur le laser, lui permettant d'émettre à sa longueur d'onde principale de 488 nm, compatible avec la raie d'absorption des molécules de fluorescéine. La caméra est quant à elle munie d'un filtre de longueur d'onde 514 nm, lui permettant d'enregistrer la lumière fluorescée. Le rendement quantique de fluorescence, rapport entre l'énergie incidente et l'énergie fluorescente, est ainsi le plus élevé possible avec l'équipement disponible.

De la fluorescéine de concentration 1.25 g/L est injectée dans le courant avec un débit de $0.6 \text{ cm}^3/\text{s}$. Le débit de la source d'eau dense est de $Q_o = 0.8 \text{ L/s}$, donnant une concentration initiale de fluorescéine de $c_o = 0.94 \text{ g/kL}$. La densité initiale de l'eau dense est toujours de 1030 g/L, et la stratification ambiante est de 3% entre la surface et le fond. Pour cette expérience, la rotation de la plateforme est de $T = 40\text{s}$.

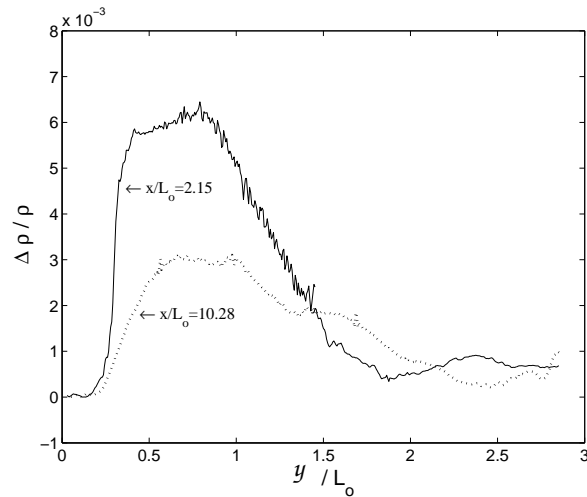


FIG. 4.3: Profils selon y de densité moyenne en $x=146$ cm et 720 cm du canal d'injection. Ce sont des mesures locales de différences entre la densité du courant et la densité du milieu environnant.

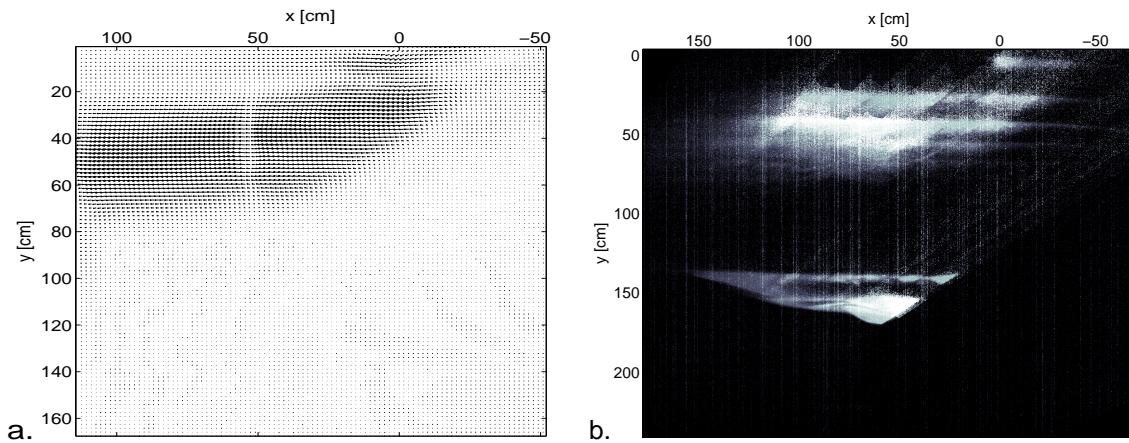


FIG. 4.4: a. Champ de vitesse obtenu par CIV avec une tranche laser longeant la pente, proche du canal d'entrée. La 'coupure' est le reflet des problèmes dans le calcul de CIV liés à l'illumination du fond. C'est en effet à 50 cm du canal que se trouve une jointure entre deux plaques utilisées pour fabriquer le plan incliné.

b. Visualisation de la concentration proche du canal d'entrée. Les différents niveaux de tranche laser sont superposés en une même image, et permettent de distinguer deux régions contenant du colorant.

Exemples de résultats pour les différentes techniques de mesures pour une même expérience (Exp. #2) en milieu stratifié avec un excès de densité initial de $\Delta\rho/\rho_0 = 3.0\%$, une période de rotation de $T = 40$ s, et un débit de $Q_0 = 0.77$ L/s, $M = 4.48$, $Re = 2.20 \cdot 10^3$.

Des images de références de la cuve sont enregistrées en absence du laser pour mesurer la luminosité de fond. Un étalonnage est réalisé avec un échantillon d'eau dense contenant une concentration en fluorescéine égale aux conditions expérimentales (puis de moitié). Cet échantillon est placé dans un petit réservoir cylindrique déposé dans la cuve tournante où le milieu ambiant est stratifié. Les images prises de ce cylindre illuminé par une tranche laser, permettent de déterminer les conditions initiales de luminosité : La loi de Beer Lambert relie de façon empirique l'absorption de la lumière aux propriétés de la substance dans laquelle la lumière passe : Lorsqu'un rayon lumineux traverse une solution absorbante de concentration c , l'intensité lumineuse transmise est $I = I_0 e^{-\alpha c l}$ où I_0 est l'intensité de la lumière incidente, l la distance traversée dans la substance, et α le coefficient d'atténuation caractéristique de la substance absorbante à une longueur d'onde donnée.

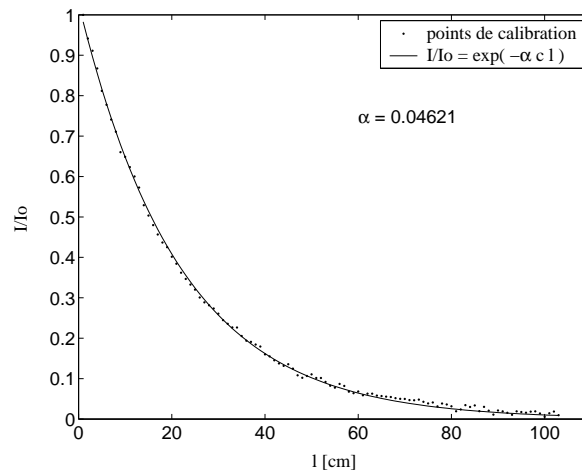


FIG. 4.5: Exemple de l'étalonnage des images : courbe de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la distance l parcourue dans la solution de fluorescéine. L'ajustement exponentiel permet de trouver le coefficient d'absorption.

L'écoulement est illuminé par dix tranches laser successives, donnant des plans horizontaux situés entre 10 cm et 45 cm de hauteur par rapport au fond de la cuve, et ce pour deux positions le long de la pente, l'une proche du canal d'injection ($x \sim 150$ cm), l'autre en $x \sim 600$ cm. La position verticale de ces niveaux est déterminée par la position de la réflexion de la tranche laser sur le plan incliné. Un exemple est donné sur la figure 4.4b. La fréquence de la caméra est réglée à 15Hz et les images de l'intensité lumineuse sont enregistrées pendant toute la durée de l'expérience. A la fin de l'expérience, beaucoup de colorant se retrouve proche du laser, ce qui détériore et réduit parfois la luminosité du laser (à cause de l'absorption de son faisceau).

4.3 Observations qualitatives

Lors de sa descente initiale, l'écoulement a une structure générale habituelle avec un front suivi d'un courant plus stable en moyenne. Les coupes verticales de la figure 4.6 montrent une séquence en temps de l'évolution du courant de gravité.

Au début de sa descente, le courant est accéléré par la pente et des instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent. Ces instabilités au niveau de l'interface du fluide avec le milieu ambiant sont à l'origine de la turbulence ($Re > 1000$ dans nos expériences) et du mélange. La dynamique du courant est gouvernée par les flux de masse et de flottabilité. Les conditions initiales de l'injection du courant ont progressivement moins d'importance. Pendant cette descente, la densité du milieu environnant augmente alors que la densité du courant diminue à cause du mélange et de l'entraînement. Les forces de gravités s'amenuisent donc progressivement. L'extraction de fluide dense vers le milieu ambiant (appelé 'detrainement') est clairement visible sur les figures 4.6c et d. Ce fluide quitte la pente et s'étale dans le milieu ambiant.

Le courant est dévié par l'effet de la force de Coriolis et atteint un régime d'équilibre le long de la pente avec une vitesse moyenne quasiment horizontale. La vue du dessus (Fig. 4.7) montre qu'une partie du fluide descend plus rapidement la pente dans la couche limite de fond. Elle engendre le même type d'instabilités liées au frottement que dans le cas homogène, visibles par les variations de l'épaisseur de cette couche visqueuse.

Contrairement au cas d'un courant de gravité s'écoulant sur une pente dans un milieu stratifié mais sans rotation, le courant n'atteint pas la profondeur où sa densité est égale à celle du milieu ambiant. Dans les expériences en milieu tournant, le courant est stabilisé par la force de Coriolis à une profondeur plus faible. Sa densité reste supérieure à la densité du milieu avoisinant comme le montre les courbes des variations de densité de la figure 4.3. Mais cette différence de densité locale continue de diminuer lentement lorsque le courant se propage le long de la pente à cause des échanges continus avec le milieu ambiant.

De larges structures cycloniques sont également observées. Ces tourbillons organisés sont générés périodiquement et se déplacent le long de la pente.

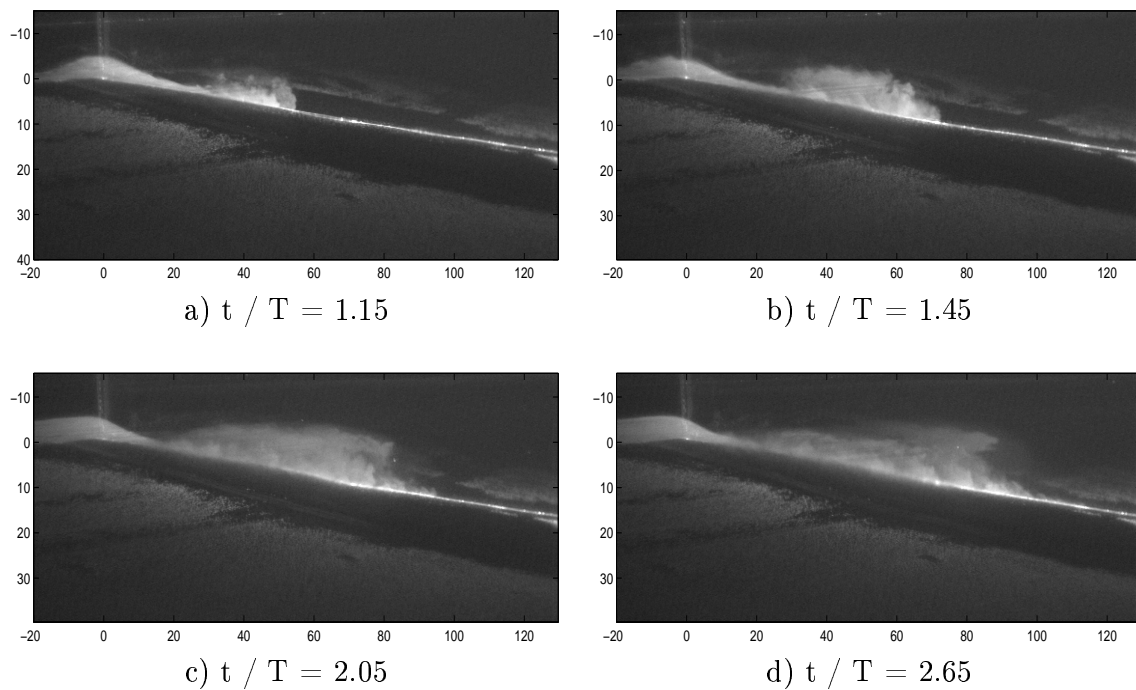


FIG. 4.6: Coupes verticales du courant de gravité au cours du temps ; pour l'Exp. #2.

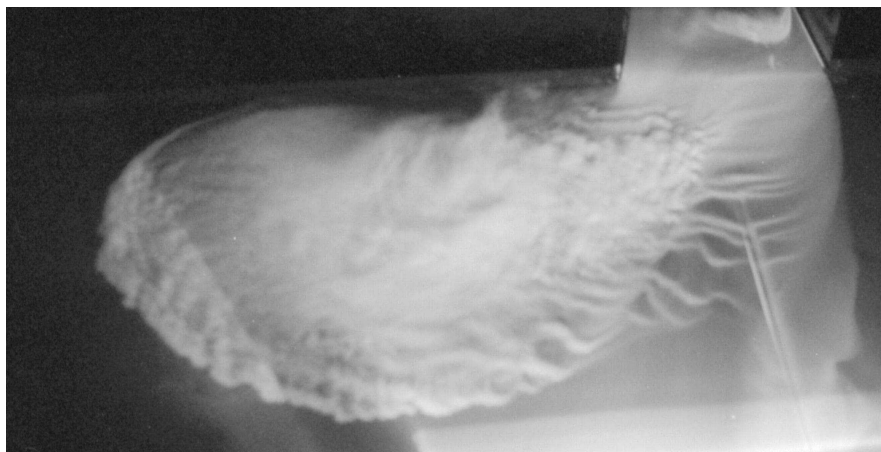


FIG. 4.7: Photo vue du dessus du courant de gravité visualisé par la fluorescéine qu'il contient ; dans le cas d'un milieu ambiant stratifié avec $\Delta\rho/\rho_o = 3.0\%$, $T = 40s$ et $Q_o = 0.77L/s$, $M = 4.48$, $Re = 2.20 \cdot 10^3$ (Exp. #2).

4.4 Résultats expérimentaux

4.4.1 Lois d'échelle : Comparaison des résultats en milieu stratifié avec le cas homogène

Les expériences dans un milieu ambiant stratifié étant semblables à celles en milieu homogène, les mêmes caractéristiques de l'écoulement peuvent être étudiées. Les lois d'échelle proposées pour le cas homogène se retrouvent en milieu stratifié, lorsque l'on prend en compte des différences locales de densité; seuls les coefficients de proportionnalité changent.

En effet, la position d'équilibre géostrophique atteinte par le courant principal se mesure de la même façon par la position du maximum de vitesse parallèle aux isobathes, en $x = L_o$ du canal d'injection (Fig. 4.8). Cette distance s'ajuste sur le rayon de déformation de Rossby ($L_o c_1 = (2 B_o f^{-3})^{1/4} = c_1^{-1} V_o f^{-1}$) et

$$y_{des} = (0.81 \pm 0.02) L_o. \quad (4.1)$$

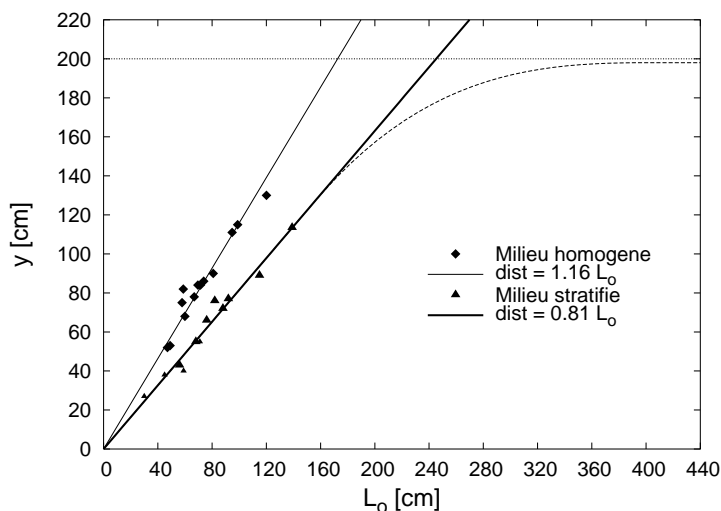


FIG. 4.8: Comparaison des résultats en milieu homogène et stratifié pour la position atteinte par le courant en régime établi. L'ajustement linéaire des mesures en milieu stratifié donne une distance $y_{des} = (0.81 \pm 0.02) L_o$.

Le fluide pénètre moins profondément dans le milieu ambiant que dans le cas homogène. Sa descente est plus faible puisque les différences de densités locales entre le courant et le milieu ambiant à la même profondeur sont plus faibles, ce qui réduit les effets des forces de gravité.

Mais dans un milieu stratifié, cette distance de stabilisation devrait tendre asymptotiquement vers la profondeur où la densité du milieu est égale à la densité initiale du courant. Dans notre configuration, cette distance correspond au bas de la pente, soit $y = 194$ cm. Si l'on obtient une position de stabilisation qui varie linéairement, c'est que les effets de la stratification ne sont pas suffisamment importants avec les paramètres adoptés lors de nos expériences. L'écoulement est principalement dominé par les effets de la rotation dans la plupart des expériences pour lesquelles $Bu < 1$ et $Ro \ll 1$. Il faudrait donc réaliser de nouvelles expériences avec une stratification plus forte afin de tester plus efficacement ses effets.

Ces commentaires sont confirmés par le calcul suivant :

Prenons l'expérience #2 ayant pour paramètres initiaux $T = 40$ s, 0.77 L/s et $\Delta\rho/\rho_o = 3\%$. La longueur typique est $L_o = 70$ cm et le paramètre du mélange $M = 4.42$. La position de stabilisation de cet exemple est $y_s = 0.81 L_o = 57$ cm.

Pour cette même expérience en milieu homogène, le mélange obtenu est tel que $g' = 0.28 g'_o$. La position d'équilibre correspondant à ce mélange dans le milieu stratifié est

$$y_m = \frac{g'}{s N^2} = \frac{g' g'_o}{g'_o s N^2} = \frac{g' D}{g'_o s} = 55 \text{ cm.}$$

Ce résultat est proche de y_s et prouve que les effets de la stratification ne dominent pas l'écoulement. Mais ils jouent tout de même un rôle puisque le rapport entre les positions d'équilibre en milieu stratifié (y_s) et homogène (y_h) est

$$\frac{y_s}{y_h} = \frac{1.63}{2.32} = 0.70 \quad (4.2)$$

Ceci permet d'expliquer le fait que les lois d'échelles obtenues pour un écoulement dans un milieu homogène restent valables dans notre milieu uniformément stratifié. C'est du moins ce que les résultats expérimentaux vont montrer dans la suite de cette section.

L'analyse décrivant ces lois d'échelles suppose que la vitesse longeant la pente en régime établi est proportionnelle à la vitesse de Nof locale. Sur la figure 4.9, le maximum de la vitesse U est comparé à la vitesse $c_{Nof} = g' s / f$, où $g' = g(\rho_c - \rho_a)/\rho_a$ est la différence locale de densité entre le courant ρ_c sur la pente et le milieu ambiant $\rho_a(z)$ à la même profondeur.

La vitesse obtenue est bien proportionnelle à la vitesse de Nof au début comme en fin de pente, mais elles ne sont pas égales.

$$\begin{aligned} \text{Pour } x = L_o, \quad \text{la vitesse} \quad U &= (1.18 \pm 0.04) g' s / f. \\ \text{Et pour } x = 10 L_o, \quad \text{la vitesse} \quad U &= (0.74 \pm 0.04) g' s / f. \end{aligned}$$

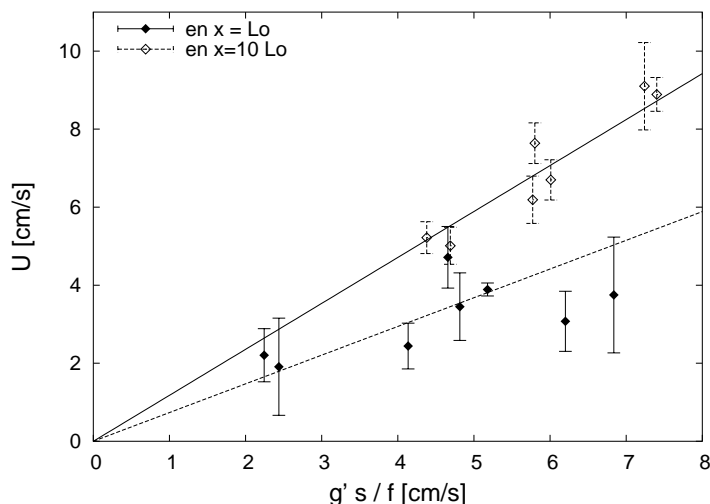


FIG. 4.9: Vitesses moyennes maximales sur des profils effectués selon y en $x \propto L_o$, en fonction de la vitesse de Nof $c_{Nof} = g' s / f$ mesurée par les sondes de conductivités.

La figure 4.10 présente le rapport de la vitesse moyenne U du jet le long de la pente (mesurée par CIV) sur la vitesse initiale (calculée à partir de l'équation 3.5 $V_o = c_1 (2 f B_o)^{1/4}$). La vitesse expérimentale est prise comme étant le maximum de la vitesse sur un champ moyenné en temps, pour un profil selon l'axe y , effectué en $x = L_o$ et $x = 10 \cdot L_o$ (pour certains paramètres il a fallu prendre une distance plus faible).

Bien que le rapport $\frac{U}{V_o}$ soit constant pour toutes les expériences à une distance donnée, la vitesse continue de diminuer le long de la pente.

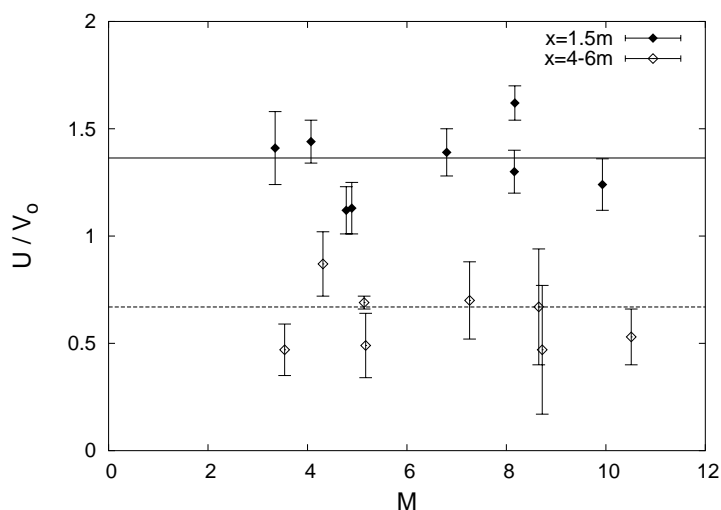


FIG. 4.10: Rapport de la vitesse moyenne du courant principal obtenue expérimentalement U , à sa valeur initiale théorique V_o en fonction du paramètre M : $\frac{U}{V_o}$ constant. $U = (1.42 \pm 0.07) V_o$ en $x = L_o$ et $U = (0.65 \pm 0.03) V_o$ en $x = 10 \cdot L_o$.

La figure 4.11 montre le rapport de la gravité réduite locale (mesurée par les sondes de conductivité en $x=720$ cm) sur sa valeur initiale (connue). La densité finale atteinte par le courant une fois stabilisé sur la pente est inversement proportionnelle au paramètre sans dimension M défini par l'équation 3.7.

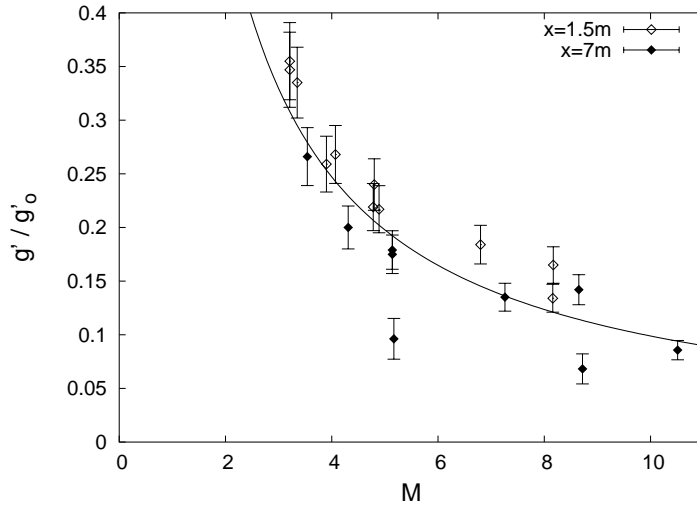


FIG. 4.11: Taux du mélange du courant principal en milieu stratifié (excès de densité finale du courant par rapport à sa densité ambiante locale divisé par la densité ambiante locale g'/g'_o) en fonction du paramètre M . Le meilleur ajustement des données expérimentales est $\frac{g'}{g'_o} = \frac{1}{M}$

Les résultats expérimentaux en milieu stratifié confirment les lois d'échelles du cas homogène, données par les équations 3.19 et 3.21. Les facteurs de proportionnalité sont différents car ils tiennent compte de l'échelle verticale liée à la stratification. Les ajustements linéaires impliquent que :

$$\frac{U}{V_o} = 0.65 \pm 0.03 = c_1^{-1} c_2^{1/2} 2^{-1/4} \quad (4.3)$$

$$\text{D'où } c_2 = 0.15 \pm 0.02$$

Pour observer le comportement auto-similaire de l'écoulement, des profils selon y sont examinés dans la zone où le courant est établi, en $x = L_o$. Cette distance où sont réalisés les profils dépend des paramètres initiaux des expériences. Huit profils des vitesses moyennes longeant la pente U sont présentés sur la figure 4.12. L'échelle de vitesse est normalisée par la vitesse initiale théorique V_o . Comme la largeur du courant dépend des paramètres initiaux, l'échelle de longueur est normalisée par L_o . Toutes les courbes se superposent en un seul profil, même pour des paramètres initiaux d'expériences complètement différents, confirmant encore une fois le caractère auto-similaire de l'écoulement.

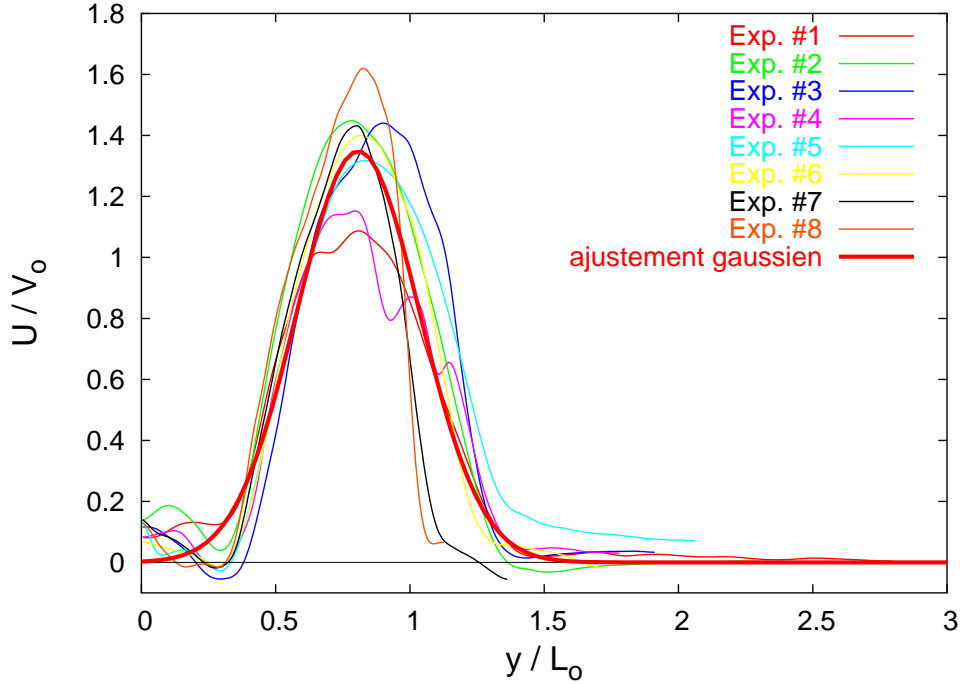


FIG. 4.12: Profils selon y , de la vitesse moyenne U longeant la pente, effectués en $x = L_o$. Les vitesses sont normalisées par V_o et les distances par L_o où L_o est l'échelle de longueur importante avec facteur de proportionnalité trouvé par la courbe de la figure 4.8. La ligne épaisse est un ajustement de la forme $U/V_o = a \exp(-(y/L_o - b)^2/(2c^2))$.

La courbe moyenne empirique est de forme gaussienne :

$$\frac{U}{V_o} = a \exp\left(-\frac{(y/L_o - b)^2}{2c^2}\right)$$

$$\text{avec } a = 1.35 \pm 0.04, b = 0.81 \pm 0.02 \text{ et } c = 0.23 \pm 0.01$$

Dans cet ajustement gaussien, le coefficient b correspond à la position de stabilisation normalisée du courant. Il permet de vérifier que la position du courant sur la pente est bien égale à

$$y_{des} = (0.81 \pm 0.02) L_o \quad (4.4)$$

La vitesse moyenne parallèle à la pente dans le courant est également retrouvée par la valeur du coefficient a qui donne

$$U = (1.35 \pm 0.01) V_o \text{ en } x = L_o. \quad (4.5)$$

Enfin, une mesure de la demi-largeur du profil de vitesse est obtenue par c :

$$W_c/2 = (0.23 \pm 0.02) L_o \text{ en } x = L_o. \quad (4.6)$$

Comme dans le cas en milieu homogène, la largeur du courant varie linéairement avec le rayon de déformation de Rossby.

Enfin, la vitesse de propagation du front du courant de gravité (Fig. 3.19) est également déterminée. Malgré la dispersion des mesures, cette vitesse reste inférieure à la vitesse moyenne de l'écoulement dense avec

$$U_{front} = (0.7 \pm 0.2) U_{|x=L_0} = (0.5 \pm 0.2) \sqrt{g'_o h_o} \quad (4.7)$$

Tous ces résultats soulignent encore le caractère auto-similaire du courant et l'importance des lois d'échelle.

4.4.2 Fluctuations de vitesse

Les fluctuations de vitesse (Fig. 4.15 et 4.16) ne montrent pas les mêmes tendances que dans le cas d'un milieu homogène et les valeurs maximales du tenseur de Reynolds sont généralement plus faibles. Avant que le courant ne se mette en équilibre géostrophique (Fig. 4.16a) le produit $\overline{u'v'}$ est maximum au centre du courant et positif quelque soit le cisaillement moyen et l'écoulement descend la pente. Le profil du tenseur de Reynolds est ensuite positif dans la partie cisailée inférieure du courant (Fig. 4.16c et d), mais proche de zéro dans la partie supérieure (proche du haut de la pente, pour les y négatifs). L'effet de diffusion turbulente semble donc limitée à ce bord inférieur où le cisaillement est de signe positif (cyclonique).

4.4.3 Analyse des tourbillons cycloniques

Les mêmes propriétés remarquables sur les tourbillons cycloniques sont observées dans le cas d'un milieu ambiant uniformément stratifié. En particulier, leur fréquence de génération reste proportionnelle à la fréquence de rotation de la cuve tournante (Fig. 4.13) bien qu'elle soit plus élevée qu'en milieu homogène.

$$T_{eddy}/T_{cuve} = 1.2 \pm 0.1 \quad (4.8)$$

Un exemple de la trajectoire suivie par ces tourbillons est tracé sur la figure 4.14 par la vorticité dans une tranche laser horizontale à 50 cm de hauteur par rapport au fond de la cuve (i.e. au niveau du haut de la pente, au dessus du courant dense). On y voit clairement jusqu'à trois tourbillons cycloniques se déplaçant vers la droite.

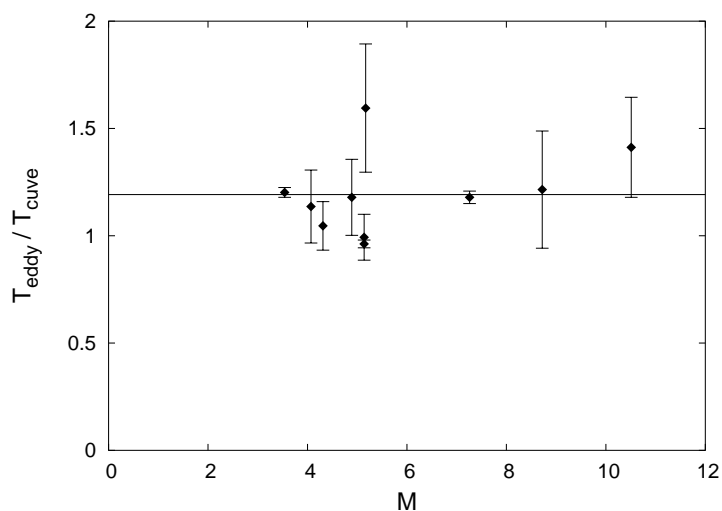


FIG. 4.13: Rapport de la fréquence de rotation de la cuve sur la fréquence de génération des tourbillons cycloniques : $\frac{T_{\text{eddy}}}{T_{\text{cuve}}} = 1.2 \pm 0.1$.

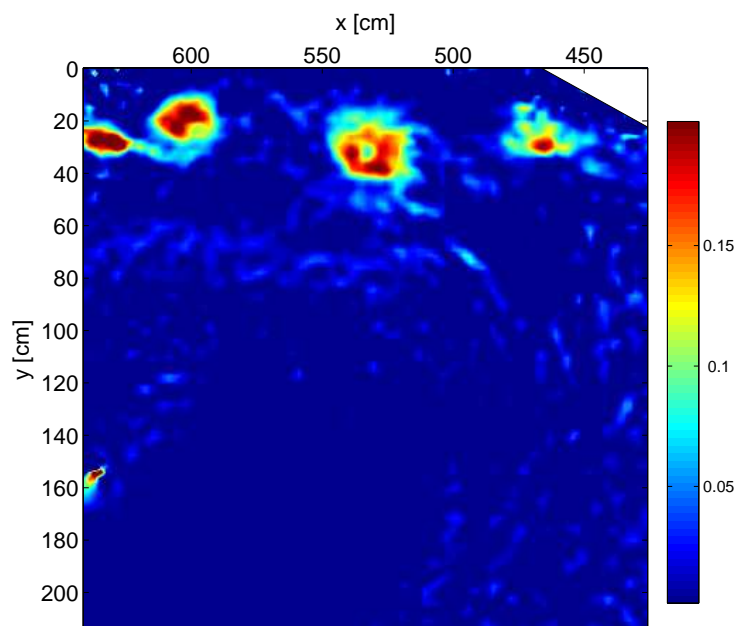


FIG. 4.14: Vorticité instantanée dans la couche supérieure à 50 cm de hauteur (au sommet de la pente) en pour $420 < x < 650$ cm, montrant le déplacement de trois tourbillons cycloniques (Exp. #2, $M = 4.48$, $Re = 2.20 \cdot 10^3$).

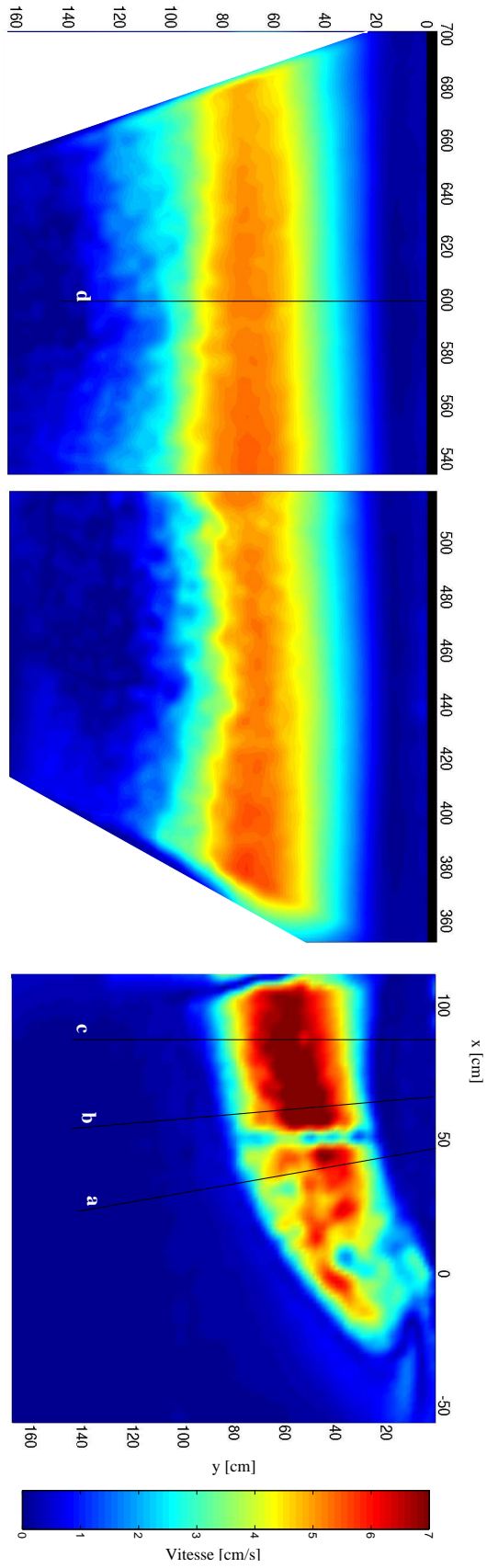


FIG. 4.15: Vue d'ensemble de la vitesse moyenne du courant sur les tranches lasers parallèles à la pente à 2 cm du fond, avec la position des profils de vitesse tracés sur la figure 4.16 (Exp. #2, $M = 4.48$, $Re = 2.20 \cdot 10^3$).

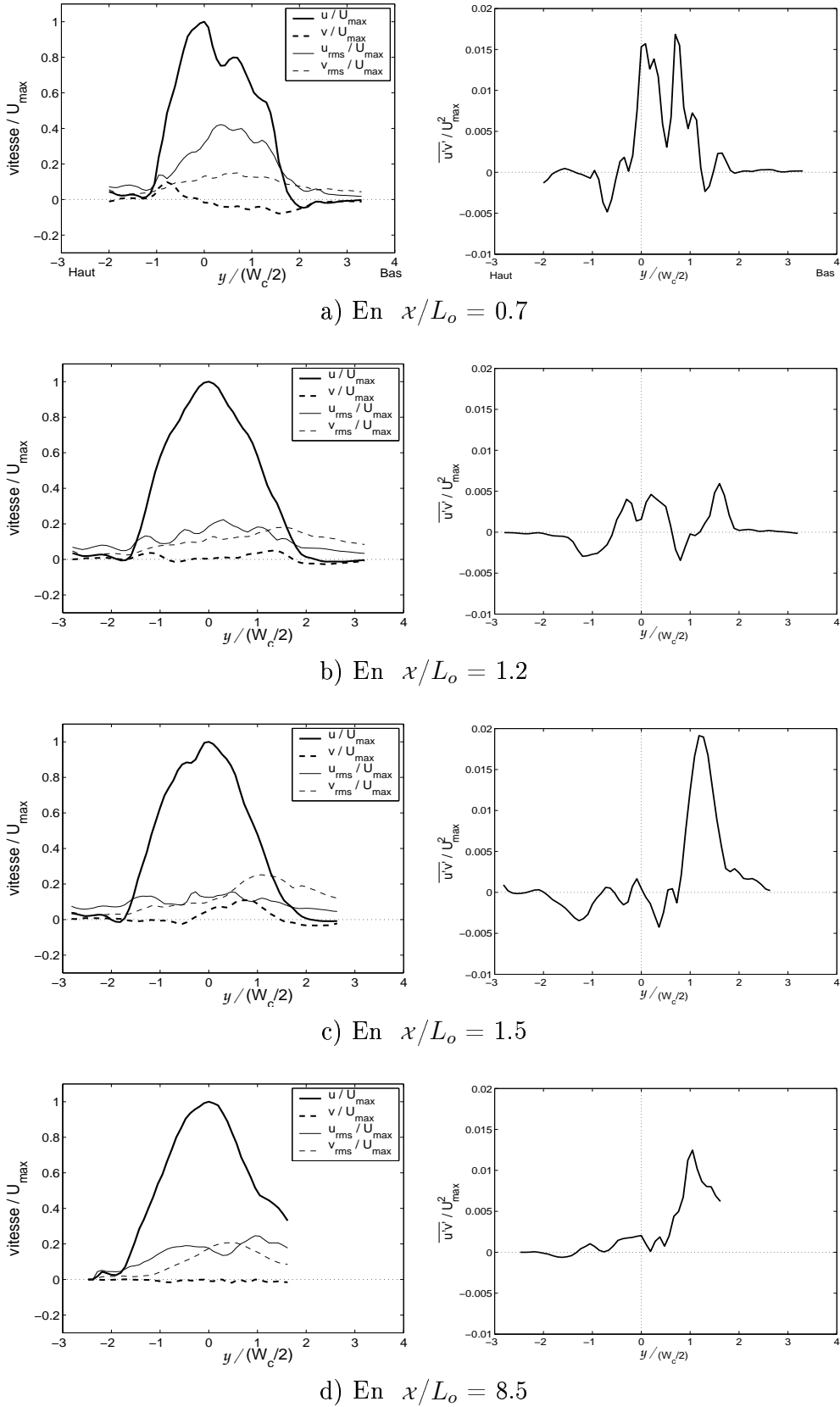


FIG. 4.16: Evolution des profils de vitesse moyenne et de ses fluctuations (courbes de gauche) et du tenseur de Reynolds (courbes de droite) pour plusieurs distances x le long de la ligne de courant centrale, pour l'Exp. #2, $M = 4.48$, $Re = 2.20 \cdot 10^3$.

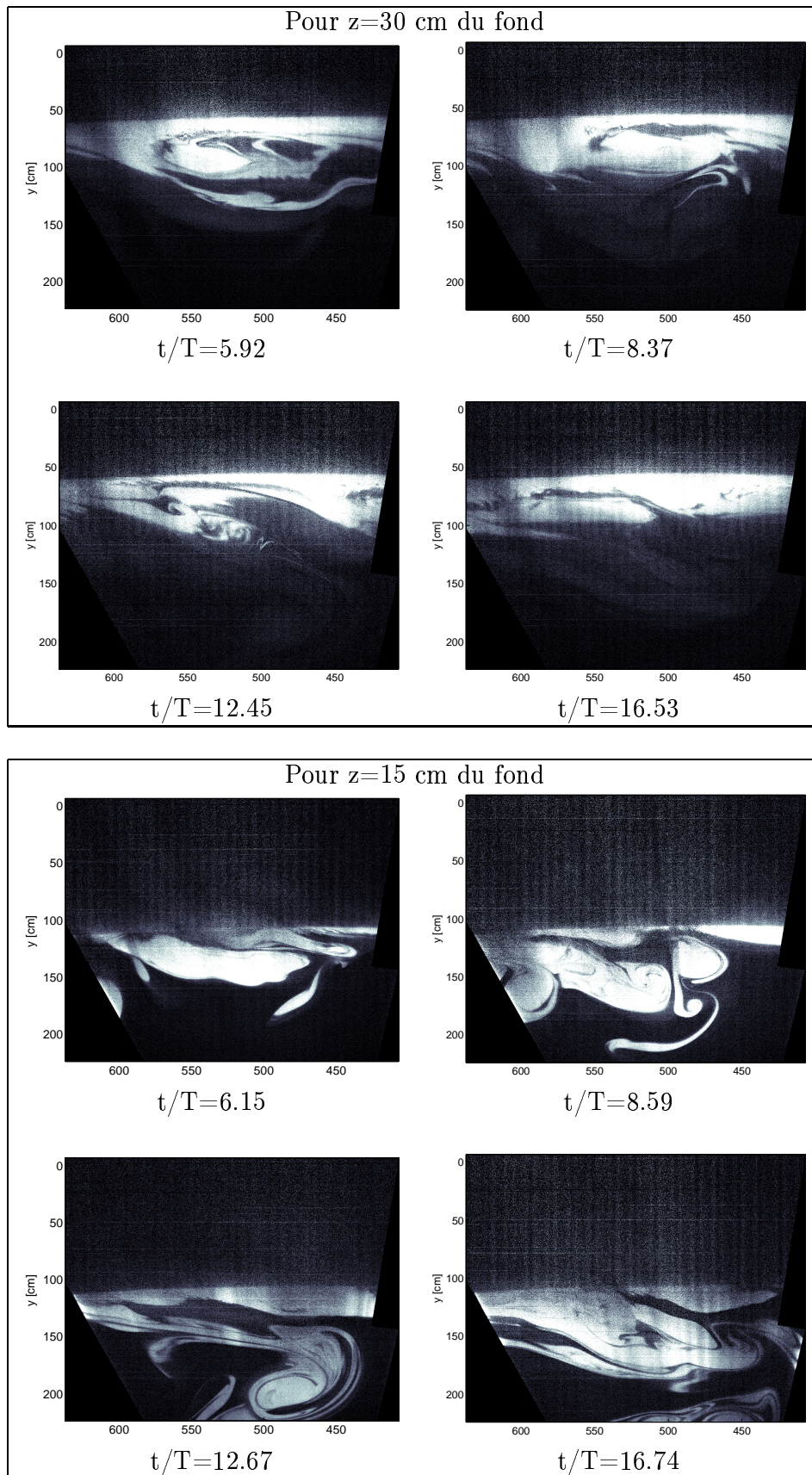


FIG. 4.17: Visualisation du champ de concentration en fluorescéine dans une tranche horizontale centrée en $x=8.57L_o=600$ cm pour deux hauteurs et sur 4 instants successifs.

4.4.4 Analyse de l'expérience commune de LIF et PIV

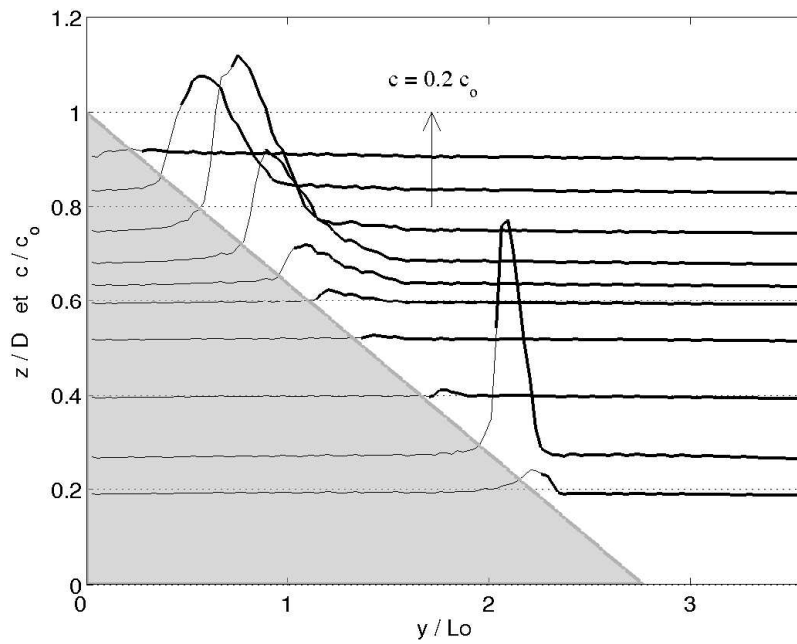
L'expérience commune de LIF et PIV a pour paramètres initiaux $Q_o = 0.8$ L/s, $T = 40$ s pour une stratification toujours égale à 3% entre la surface et le bas de la pente (Exp. #2). Un exemple de visualisation de la concentration en fluorescéine proche du canal d'entrée pour un temps donné se trouve sur la figure 4.4b. Son évolution au cours du temps à la distance $x=600$ cm du canal d'injection est représenté par les figures 4.17 pour deux hauteurs de la tranche laser (30 et 15 cm respectivement).

Les courbes des figures 4.18(a) et 4.18(b) montrent cette concentration moyenne en fluorescéine pour chacune des hauteurs de la tranche laser, en $x=2.15 L_o=150$ cm et $x=8.57 L_o=600$ cm respectivement. Ces résultats sont complétés par les profils de vitesse mesurés par CIV. La figure 4.19 résume par des coupes verticales, l'évolution le long de la pente des profils moyens de concentration en fluorescéine, de vitesse, et de leur produit. Ces coupes verticales permettent de déterminer la quantité de colorant $\int \frac{c}{c_o} dy dz$, le flux volumique $\int U dy dz$ et le flux de concentration en colorant $\int \frac{c}{c_o} U dy dz$.

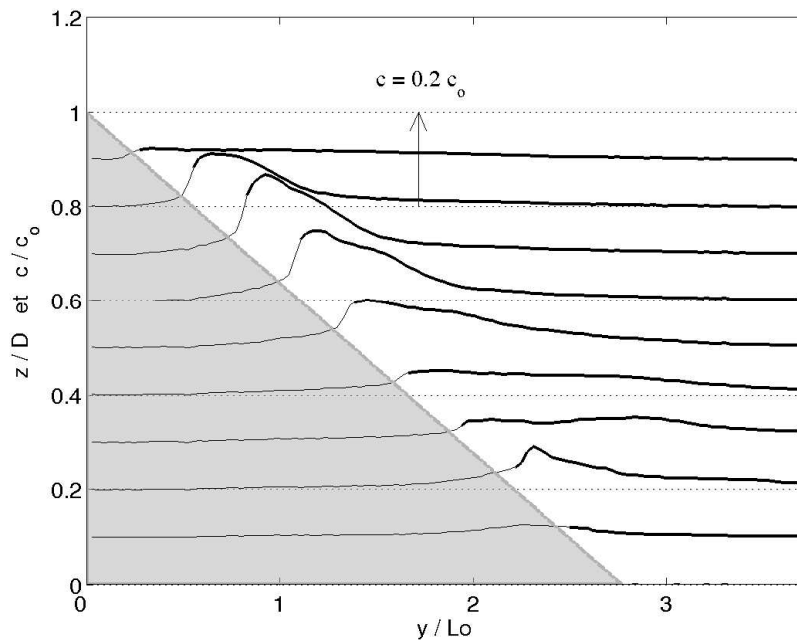
Le courant de gravité n'atteint pas le bas de la pente à cause du mélange et de l'entraînement qui réduisent sa densité de près de 50%. Les profils de sondes (Fig. 4.3) indiquent en effet que la densité du courant varie de $(\Delta\rho/\rho)_{max} = 5.8\%$ en $x=150$ cm à 2.8% en $x=600$ cm.

Sur les figures 4.18 et 4.19, on distingue bien la zone de stabilité du courant par la concentration en colorant sur le milieu de la pente. Cette position descend ensuite très légèrement la pente sur une distance de 5 m. L'ensemble de ces courbes montrent que la largeur du courant de gravité augmente avec la distance au canal d'injection, pendant que les valeurs des concentrations et de la vitesse diminuent. L'eau dense se mélange jusqu'à atteindre une concentration six fois plus faible que sa concentration initiale : en $x=600$ cm, la concentration maximale dans le courant est de $c = 0.16 c_o$. Cet élargissement et la dilution du courant proviennent de l'entraînement du fluide ambiant de plus faible concentration et quantité de mouvement. L'entraînement est aussi à l'origine de l'augmentation de la quantité de fluorescéine de $\int \frac{c}{c_o} dy dz = 119$ cm² au début de la pente à 213 cm² en $x=600$ cm malgré la dilution.

Proche du canal d'injection, il y a deux zones distinctes avec une présence de fluorescéine, l'une au niveau du courant principal, l'autre vers le bas de la pente, particulièrement bien visibles sur l'image 4.4b. Ces zones confirment les visualisations faite par



(a) Pour $x=2.15 L_o=150$ cm du canal d'injection



(b) Pour $x=8.57 L_o=600$ cm du canal d'injection

FIG. 4.18: Profils de concentration moyenne en fluorescéine injectée dans le courant après sa stabilisation à hauteur d'équilibre, en fonction de la hauteur par rapport au fond z/D ($D = 50$ cm) et de la distance horizontale y . La concentration c/c_o (où $c_o = 0.94$ g/kL est la concentration initiale) est obtenue sur une moyenne sur 30 images, l'échelle relative étant la même que pour la hauteur (indiquée par la flèche). Exp. #2

colorant rouge dans les expériences en milieu homogène (Fig. 3.4), en indiquant qu'une partie du courant descend plus rapidement la pente dans la couche limite de fond. La concentration en fluorescéine dans cette sous partie du courant est très importante car les effets du mélange y sont faibles. Toutefois, les vitesses dans le sens de l'écoulement à cet endroit sont négligeables, et le débit de colorant à travers la coupe verticale correspondant à cette sous partie est relativement faible par rapport au flux de colorant dans le courant principal (moins de 3% du débit total).

Le débit initial est de $800 \text{ cm}^3/\text{s}$. Ce flux volumique augmente pour atteindre $874 \text{ cm}^3/\text{s}$ en $x=150 \text{ cm}$, ce qui est dû à l'entraînement du milieu ambiant. Puis ce débit diminue le long de la pente jusqu'à $267 \text{ cm}^3/\text{s}$ en $x=600 \text{ cm}$. Cette diminution est liée à la diminution de la vitesse du courant qui perd une partie de sa matière. Il y a de la dilution horizontale par des phénomènes d'extraction de fluide dense vers le milieu ambiant tout au long de la pente. Ce sont les filaments de colorant visibles en différentes hauteurs sur les images 4.17 et qui partent du courant vers le milieu ambiant où ils sont dilués. Ceci confirme au moins qualitativement l'hypothèse de Baines (2001) qui introduit la notion de 'detrainement', comme une perte de fluide dense contenue dans le courant et rejeté vers le milieu ambiant. Cet échange horizontal continu avec le milieu ambiant est la principale différence avec le cas d'un milieu homogène.

On observe également la présence d'un fort courant de retour à côté et au-dessus du courant principal, se propageant dans la direction opposée. En effet, si l'on calcule le débit en intégrant uniquement sur les vitesses positives qui constituent le courant principal, sans prendre en compte le courant de retour, un débit volumique de $Q_{v \text{ max}} = 1858 \text{ cm}^3/\text{s}$ est obtenu en $x = 150 \text{ cm}$. C'est beaucoup plus que le débit initial, mais cela démontre peut être mieux l'importance de l'entraînement et du contre courant qui est probablement amplifié par les effets de stratification.

Cette analyse peut être recoupée par les flux en colorant. Mais si la forme des profils de concentration est correcte, les valeurs sont quant à elles très sensibles au protocole suivi pour la méthode de LIF. L'estimation du flux de colorant est assez fiable en début de pente, mais il devient difficile à évaluer tout au long de la pente, d'autant plus que le colorant s'étale horizontalement en s'éloignant du plan incliné (Fig. 4.18(b)). Un autre problème provient de l'utilisation de chlore pour détruire les liaisons de la fluorescéine restante à la fin d'une expérience et ainsi l'empêcher de fluorescer et d'absorber le faisceau laser lors de l'expérience suivante. Mais si ce chlore est mis en trop grande quantité, il continue d'agir pendant l'expérience suivante en réduisant considérablement la capacité du colorant à fluorescer. La luminosité observée est alors plus faible et la

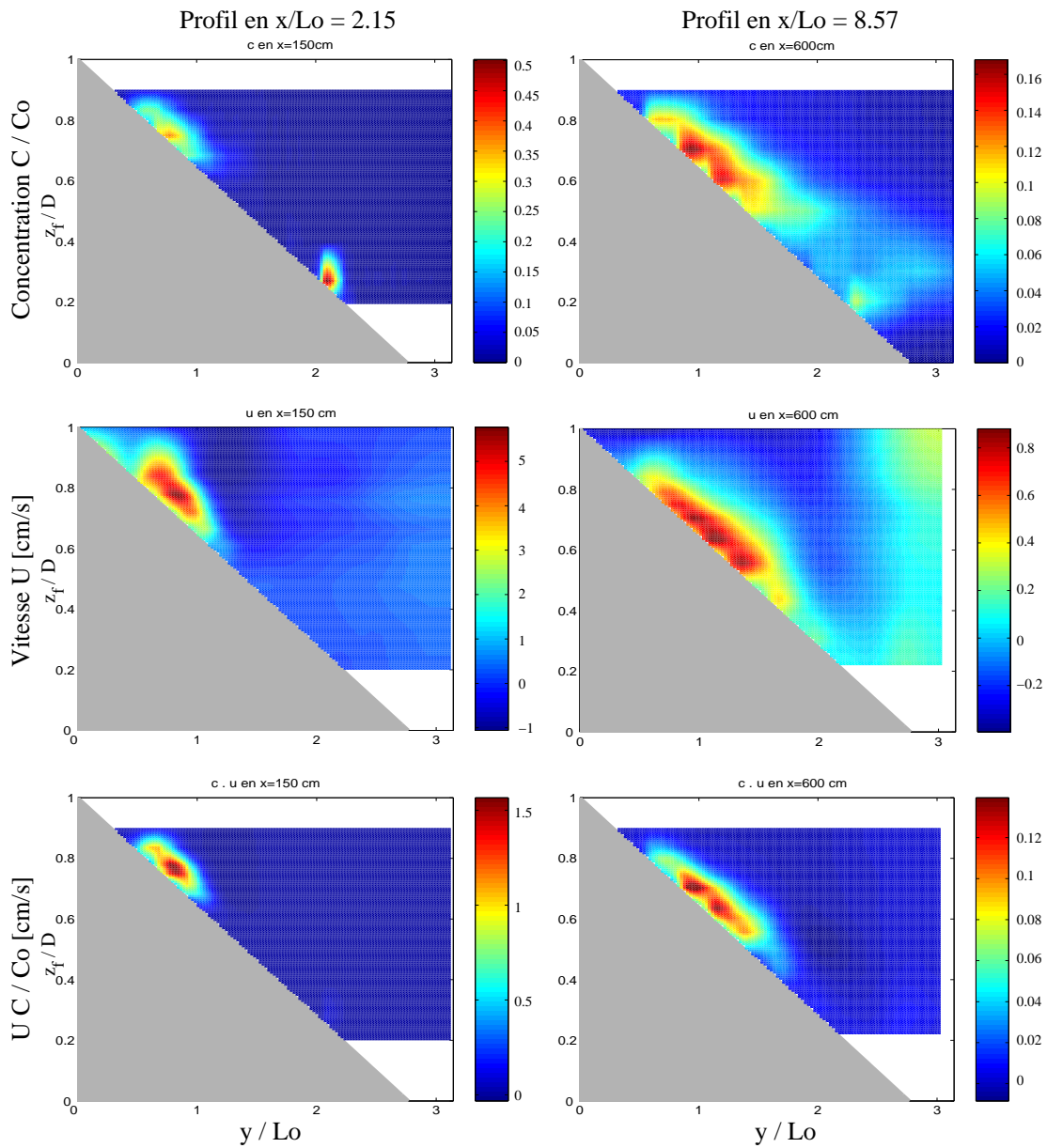


FIG. 4.19: Profils en $x = 2.15 L_o = 150 \text{ cm}$ et $x = 8.57 L_o = 600 \text{ cm}$ du canal, de concentration en fluorescéine moyenne sur 30 images normalisée par sa valeur initiale c/c_o , de vitesse moyenne U le long du plan incliné, et du flux de colorant $U \cdot \frac{c}{c_o}$. Les échelles indiquée sur la droite sont différentes pour chacune des coupes verticales (Exp. #2).

concentration en colorant qui en découle est sous-estimée.

Ceci explique en grande partie la diminution considérable du débit de colorant mesuré, de $800 \text{ cm}^3/\text{s}$ initialement à $120 \text{ cm}^3/\text{s}$ en $x=150 \text{ cm}$ du canal d'injection. Il est cependant évident qu'une partie de cette diminution est due au flux de colorant concentré dans la sous-couche visqueuse. La fluorescéine contenue dans cette couche limite est perdue par le courant principal. La fluorescéine est entraînée vers le bas de la pente par des vitesses perpendiculaires au courant non négligeables. L'épaisseur de la couche d'Ekman dans cette expérience est de l'ordre de 2 mm ($\delta_E = \sqrt{\nu/f}$). Le flux transverse de colorant peut être estimé en supposant que la vitesse dans cette couche est d'environ 5 cm/s sur 200 cm de large, et que la concentration en colorant est maximale ($c = c_o$). Le débit de colorant obtenu est alors de l'ordre de $200 \text{ cm}^3/\text{s}$ dans cette couche. Ce qui n'explique qu'une partie de la diminution du flux de colorant dans le courant principal.

Pour obtenir une évaluation plus précise des flux de colorant, il faudrait injecter une concentration initiale en fluorescéine plus faible et utiliser une instrumentation plus puissante en ce qui concerne le laser et plus sensible au niveau de la caméra. La diminution de la concentration initiale permettrait d'être dans un régime plus linéaire entre les intensités de lumière enregistrées et le calcul concentration en fluorescéine (Fig. 4.5). Il faudrait également faire une seule expérience pour ne pas avoir de perturbations liées aux restes de fluorescéine d'une expérience précédente, ni celles liées à l'utilisation de chlore. Enfin la distance parcourue par le laser pour arriver au domaine de mesure devrait être la plus courte possible pour atténuer l'influence du milieu ambiant et bénéficier de l'intensité maximale du laser. L'utilisation de traceurs thermiques pourraient donner des résultats plus fiables que ceux obtenus par LIF.

4.4.5 Conclusions

Les principales caractéristiques du courant de gravité dans un milieu ambiant uniformément stratifié en densité ressemblent qualitativement à celle de l'écoulement en milieu homogène. Ces expériences ont tout de même mis en évidence les phénomènes supplémentaires d'extraction de fluide dense du courant vers le milieu ambiant qui contribuent au processus de mélange. Ce fluide alimente un contre-courant dont le débit est comparable à celui du courant principal. On observe ainsi une réduction importante du débit (facteur trois) sur une distance de 6 m , soit environ dix fois L_o .

Les lois de comportement développées dans le cas d'un milieu ambiant homogène s'avèrent s'étendre au cas d'un milieu ambiant uniformément stratifié en considérant des différences locales de densité entre le courant dense et le milieu ambiant. Le courant atteint également un régime auto-similaire où le flux de flottabilité est conservé. Seul

les coefficients des lois obtenues expérimentalement sont modifiés, reflétant l'échelle de longueur supplémentaire induite par la stratification.

Mais les effets de la stratification choisie sont modérés. Avec la configuration adoptée, ce sont surtout les effets de la rotation et du mélange qui sont prépondérant dans cet écoulement. Le courant de gravité n'atteint donc jamais le fond de la pente, contrairement au cas océanique du détroit du Danemark. Dans cet écoulement réel, c'est le courant lui même qui contrôle la stratification océanique et alimente les eaux profondes Atlantique. D'un point de vue expérimental, la dynamique de ce courant dense est donc plus proche de la configuration en milieu homogène, pour laquelle une comparaison a été présentée.

Chapitre 5

Structure verticale turbulente et entraînement

Dans ce chapitre, la structure turbulente verticale d'un courant de gravité qui s'écoule dans un canal incliné est étudiée. Ces expériences préliminaires servent à la mise au point d'un protocole pour évaluer le coefficient d'entraînement par des mesures locales de vitesse et de densité, pour étudier ultérieurement ses variations en fonction de la stratification et de la rotation.

Les résultats des expériences précédentes sur de grands champs horizontaux ne permettent pas de caractériser la turbulence verticale dans l'écoulement, ni le mélange lié à l'entraînement. Il faudrait pour cela des mesures de vitesse dans un plan vertical. Or ces expériences n'ont été analysées que pour quatre hauteurs différentes par rapport au plan incliné. La résolution verticale est donc trop faible, d'autant plus que l'épaisseur de la tranche laser est de l'ordre du centimètre. Une nouvelle configuration a alors été mise en place pour estimer au mieux les flux turbulents de quantité de mouvement et de salinité.

Alors qu'un grand nombre de données existent sur la propagation des fronts de densité, peu de résultats concernent les structures de vitesse moyenne du courant et très peu d'études ont été réalisées sur leur structure turbulente. Kneller *et al.* (1999) ont fait des mesures dans le cas d'un 'lock-exchange' horizontal, sans rotation ni stratification. Il s'agit dans notre étude d'obtenir entre autre des informations plus détaillées sur les champs de vitesse turbulente dans les courants de gravité sur une pente.

5.1 Configuration Expérimentale et procédure

5.1.1 Dispositif

Le schéma de ces nouvelles expériences est représenté sur les figures 5.1 et 5.2. Le courant de gravité est toujours alimenté par un débit constant d'eau salée avec le même système d'injection, dans un milieu ambiant homogène. Il descend le long d'une pente de largeur $L_{canal} = 62$ cm et de longueur $L = 200$ cm, dont l'inclinaison α est variable de 0 à 15°. Le canal lui même peut être incliné transversalement de façon à équilibrer la force de Coriolis lors des expériences en rotation. Il s'agit ensuite de faire des mesures locales de CIV sur des champs de 15x15 cm².

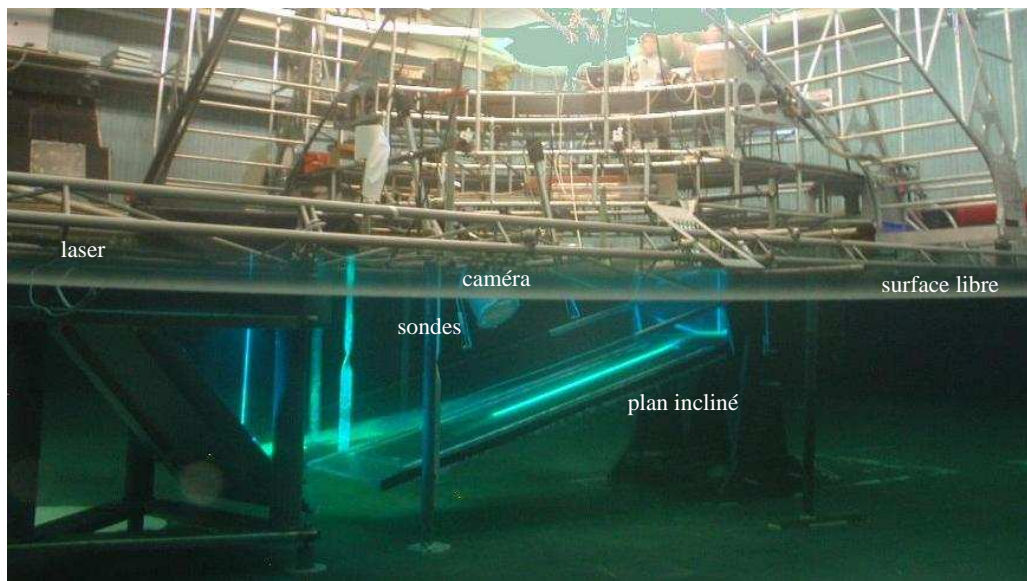


FIG. 5.1: Photo du dispositif expérimental.

Les problèmes de réfractons décrits dans l'annexe A 1.3 sont particulièrement gênants pour les mesures à petite échelle car elles sont plus sensibles à la qualité optique. Pour faire des coupes verticales du courant de gravité, les effets de réfraction du faisceau laser seraient minimisés en le mettant normal au plan incliné. Mais la caméra est alors en position rasante et c'est la lumière rediffusée par les particules qui est alors déviée.

L'optimum se situe donc avec une caméra et une tranche laser incidente à 45° de la verticale, comme schématisé sur la figure 5.2. Pour minimiser et caractériser ces effets de réfraction, des mesures de CIV en stéréo (avec deux caméras) ont été testées, mais n'ont pas pu être exploitées dans le cadre de cette thèse.

Pour ces expériences de petite échelle, des particules d'Orgasol de 60 μm de diamètre et 1027 g/L de densité sont utilisées. Les problèmes de sédimentation et d'ajustement en densité des particules sont moins critiques puisque ces particules sont de petite taille.

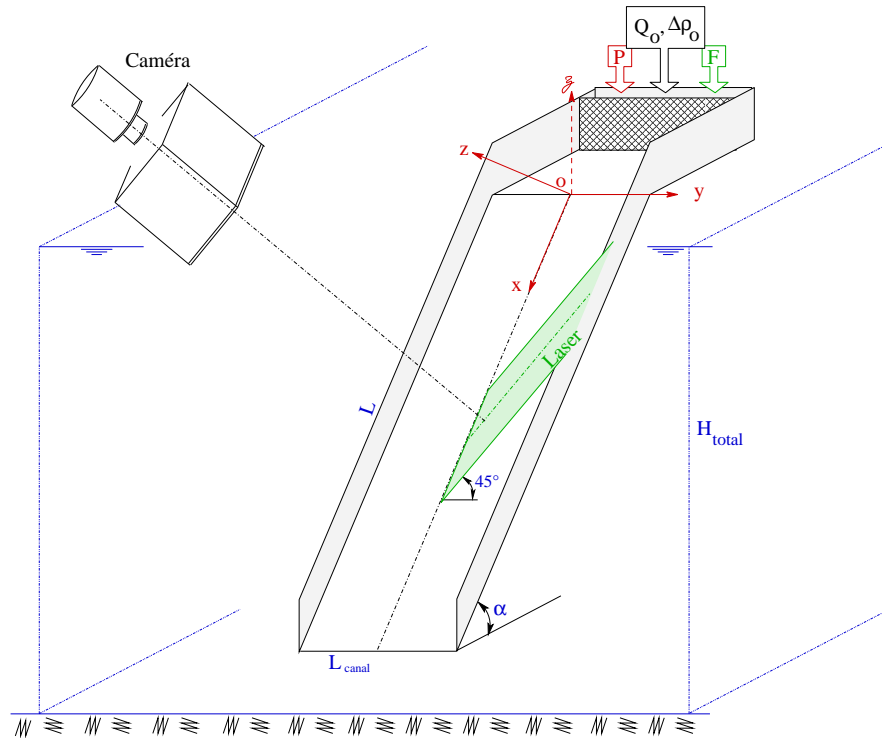


FIG. 5.2: Vue schématique de coté de la configuration expérimentale.

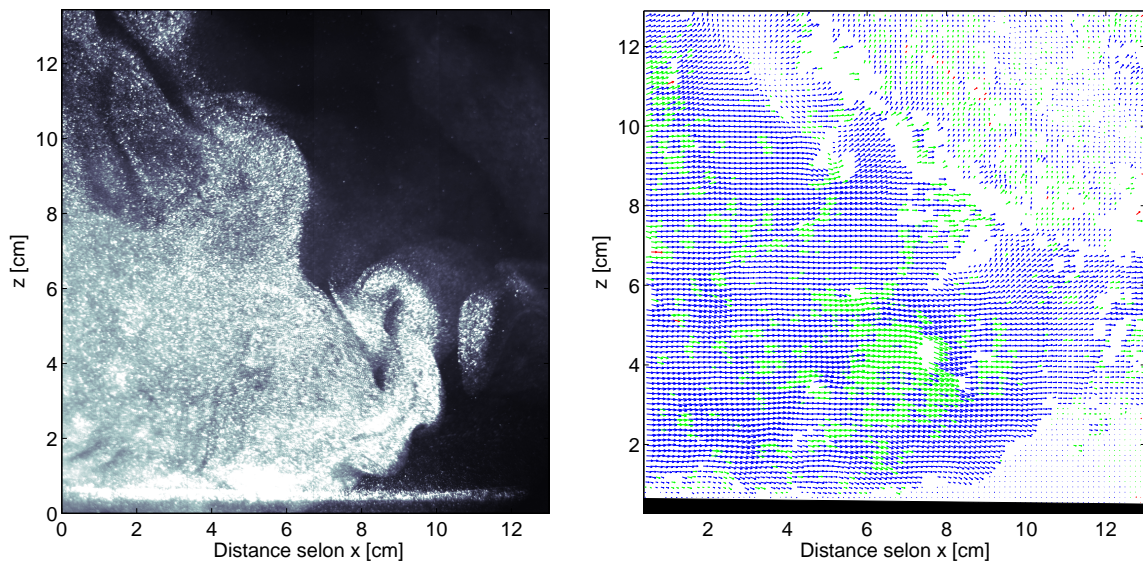


FIG. 5.3: Image de la tête du courant de gravité ensemençé de particules et champ de vitesse correspondant pour $x \sim 100$ cm.

Un exemple de champ de vitesse obtenu par CIV au niveau du front se trouve sur la figure 5.3. Pour ces images, le champ de la caméra est parallèle au plan incliné afin d'obtenir directement les composantes des vitesses u longitudinale à l'écoulement et w normale au fond. Les coordonnées parallèles et perpendiculaire au plan incliné sont (x, z) (Fig. 5.2).

5.1.2 Choix des paramètres expérimentaux

Pour les expériences sans rotation, la vitesse moyenne U du courant de gravité est normalisée par sa valeur initiale U_o et la hauteur z par son épaisseur initiale h_o . Ces quantités sont calculées par le flux de flottabilité initial B_o

$$B_o = g'_o U_o h_o L_{canal} \quad \text{où} \quad U_o \sim \sqrt{g'_o h_o} \quad (5.1)$$

$L_{canal} = 62$ cm est la largeur du canal et $g'_o = g \frac{\Delta\rho_o}{\rho_a}$ est la gravité réduite entre le courant dense initial est le milieu ambiant. On obtient alors les valeurs initiales de la vitesse et de l'épaisseur :

$$U_o \sim \left(\frac{B_o}{L_{canal}} \right)^{1/3} \quad \text{et} \quad h_o \sim \frac{1}{g'_o} \left(\frac{B_o}{L_{canal}} \right)^{2/3} \quad (5.2)$$

Les expériences réalisées sont listées dans le tableau 5.1.

Paramètres initiaux			Nombres de Reynolds	Paramètres dérivés	
$\Delta\rho_o/\rho_a$ [%]	Débit initial Q_o [L/s]	Angle d'inclinaison α [°]	Re	h_o [cm]	U_o [cm.s ⁻¹]
Sans Rotation					
0.13	1.00	15°	1.61 10 ³	9.25	1.74
0.24	1.00	15°	1.61 10 ³	7.54	2.14
0.47	0.47	15°	7.58 10 ²	3.64	2.08
0.43	1.00	15°	1.61 10 ³	6.20	2.60
0.45	2.21	15°	3.56 10 ³	10.37	3.44
0.47	0.47	5°	7.58 10 ²	5.24	1.45
0.48	1.00	5°	1.61 10 ³	8.60	1.88
0.48	2.21	5°	3.56 10 ³	14.59	2.44
2.05	0.47	15°	7.58 10 ²	2.23	3.40
2.05	1.00	15°	1.61 10 ³	3.55	4.54
2.05	2.21	15°	3.56 10 ³	6.25	5.70
Rotation à T=240 s					
0.45	0.47	15°	7.58 10 ²	3.70	2.05

TAB. 5.1: Paramètres des expériences réalisées dans le cas d'un fluide ambiant homogène.

5.2 Caractéristiques générales de l'écoulement

5.2.1 Ecoulement moyen

Les profils verticaux de la vitesse moyenne parallèle au fond incliné pour différentes expériences sont présentés sur la figure 5.4. Les résultats exposés dans la suite ont été obtenus pour une inclinaison $\alpha = 15^\circ$.

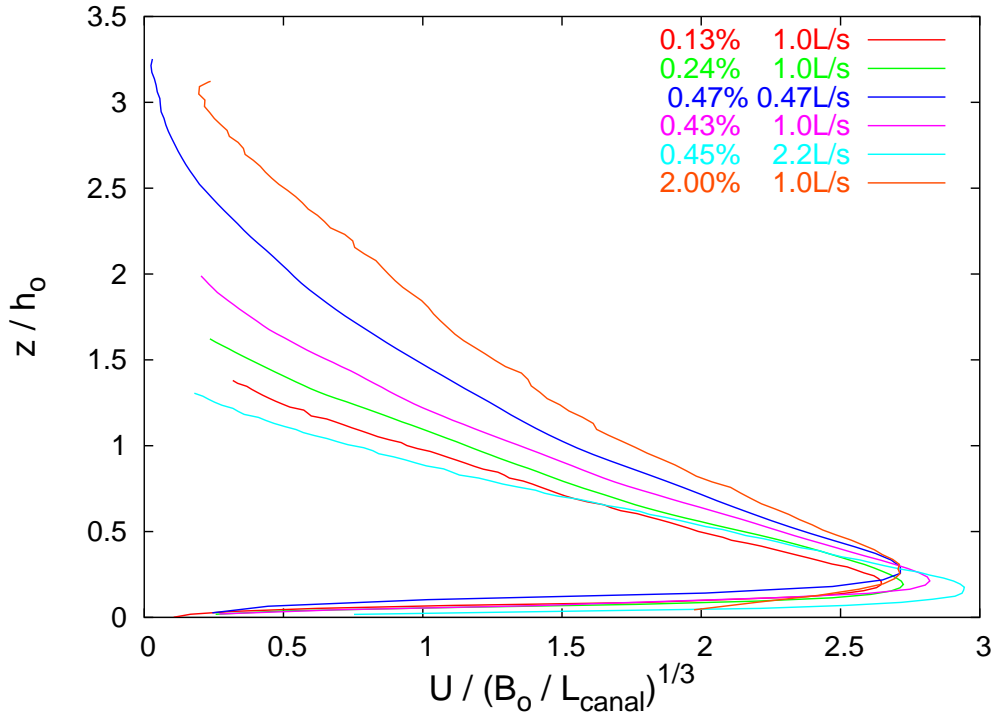


FIG. 5.4: Profils verticaux de vitesse horizontale (parallèle au plan incliné) moyennée en temps sur l'écoulement stabilisé pour $x=100$ cm et pour $\alpha = 15^\circ$.

Les profils de vitesse montrent un fort gradient près du fond, illustrant les effets de frottement à la paroi. Le maximum $U_{max} = (2.75 \pm 0.2)(B_0 L_{canal})^{1/3}$ est atteint vers $z = (0.3 \pm 0.05)h_o$. Les vitesses diminuent ensuite progressivement, illustrant les effets du mélange à l'interface de cisaillement. Ces effets seront discutés plus en détails dans les sections suivantes.

Sur le graphe 5.4, les profils de vitesse normalisés ne se superposent pas tout à fait. Cela est lié à la position selon x du champ de mesure qui est fixe pour toutes les expériences. Or pour poursuivre l'analyse auto-similaire du courant, il aurait fallu pouvoir effectuer des profils de vitesse à une distance dépendant des paramètres initiaux. Donc pour un h_o grand, comme l'épaisseur du courant h est une fonction de x/h_o , la distance à laquelle le profil est réalisé devrait être grande et vice-versa. Dans un régime

auto-similaire avec $h \sim E x$, h serait au contraire indépendant de h_o . Les profils de la figure 5.4 ayant une épaisseur proche de $h/h_o = 1$ sont à la limite du régime auto-similaire à la distance x considérée.

Le profil vertical de la vitesse moyenne U est donc une fonction du mélange à l'interface, des frottements sur le fond et du gradient de densité. Dans la sous-couche visqueuse, les effets de la viscosité dominent. Au dessus de ce film mince, les effets d'inertie sont prépondérants et l'écoulement est soumis aux échanges à l'interface avec le milieu ambiant.

Les profils 'instantanés' de densité montrent en effet des fluctuations importantes au niveau de l'interface. Ces variations sont le reflet du mélange avec le milieu ambiant. Celui-ci est entraîné par le courant et des filaments de fluide moins dense se retrouvent au coeur du courant où ils se mélangent. Sur la figure 5.5, le profil vertical de la vitesse moyenne horizontale est superposé au profil des différences relatives de densité, moyenné sur 5 déplacements des sondes de conductivité et de température. Les paramètres initiaux de cet exemple sont $\Delta\rho_o/\rho_a \simeq 0.43\%$, $Q_o = 1.0$ L/s, $\alpha = 15^\circ$ dans un système non tournant. Le profil de densité montre une couche dense proche de la paroi, suivie d'un fort gradient de densité à l'endroit où la vitesse moyenne atteint son maximum.

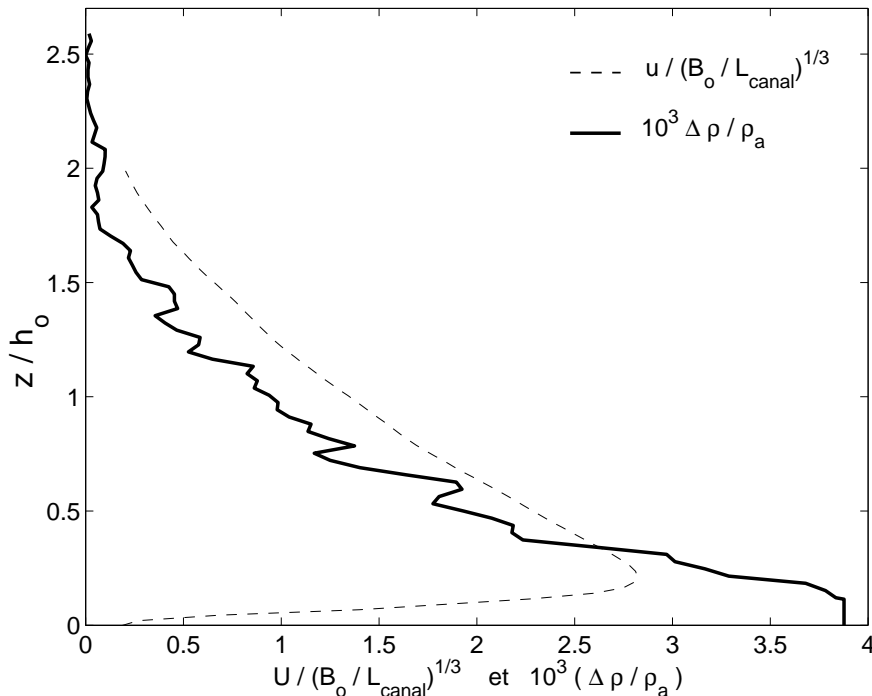


FIG. 5.5: Profils verticaux de densité et de vitesse horizontale pour $x=100$ cm du haut de la pente. Exemple pour $\Delta\rho_o/\rho = 0.43\%$, $Q_o = 1$ L/s, $\alpha = 15^\circ$, sans rotation.

Ces profils permettent également de vérifier que le flux de flottabilité est bien conservé :

$$B_o = g'_o Q_o = \int_o^h g' U L_{canal} dz = 4.2 \cdot 10^3 \text{ cm}^4 \text{ s}^{-3} \text{ dans notre exemple.}$$

5.2.2 Ecoulement turbulent

Les instabilités au niveau de la tête sont difficiles à évaluer à cause de la forte réfraction de la tranche laser sur le front de densité.

Mais les effets de la couche de cisaillement supérieure peuvent être mesurés par les différences entre les vitesses moyennes et instantanées dans le courant. La forme générale de ces profils est tracée sur la figure 5.6 pour l'expérience prise en exemple. Les composantes verticales et horizontales des vitesses moyennes, respectivement \bar{w} et \bar{u} , et celles de l'énergie cinétique turbulente, respectivement $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'^2}$, sont tracées sur ce graphe. Les fluctuations de vitesse montrent un minimum à la hauteur correspondant au maximum de vitesse moyenne ($U_{max} = 9.06 \text{ cm.s}^{-1}$ pour notre exemple) qui coïncide également avec la tension de cisaillement moyen minimale. Ceci illustre encore l'importance du cisaillement dans le bilan d'énergie cinétique turbulente.

Le signe du tenseur de Reynolds $\overline{u'w'}$ (Fig. 5.7) indique un transport de fluide de l'intérieur du courant vers le milieu ambiant. L'épaisseur du courant augmente donc avec la distance à la source, reflétant l'entraînement du fluide ambiant. Le cisaillement à l'interface génère des instabilités qui maximisent les fluctuations de vitesse $\overline{u'w'}$. Le niveau minimum de turbulence $\overline{u'w'} \simeq 0$ se trouve dans la région de vitesse moyenne maximale pour laquelle les tensions de cisaillement moyens sont faibles. Le produit $\overline{u'w'}$ est corrélé à $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ dans les deux zones de cisaillement (proche de la paroi et à l'interface). Le coefficient de corrélation des fluctuations de vitesse $\psi = \frac{\overline{u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{w'^2}}}$ pour cet exemple atteint un maximum de $\psi \sim 0.35$.

Le terme de production de cisaillement turbulent $-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ correspond au transfert d'énergie cinétique de l'écoulement moyen vers les échelles turbulentes. Les effets de la dissipation visqueuse $\sigma = -\rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ (courbe en tiret Fig. 5.7) sont également prépondérant dans la zone proche de la paroi. Ce terme de friction semble très important mais il est à comparer avec la production de quantité de mouvement par les forces de gravités. Le bilan des variations du flux de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{d(U^2 h)}{dx} = \int_o^h g' \sin \alpha dz + \sigma_{|z=0} \quad (5.3)$$

où h est l'épaisseur du courant, U sa vitesse et σ les forces de friction à la paroi.

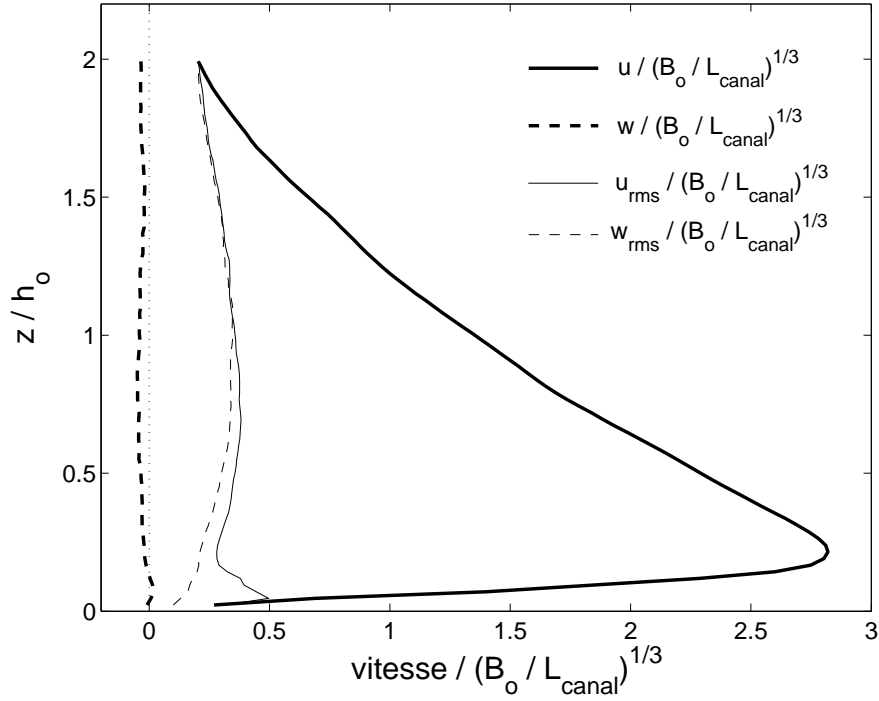


FIG. 5.6: Profils des vitesses moyennes horizontale \bar{u} et verticale \bar{w} en fonction de la hauteur z en $x = 70\text{cm}$ de la source, et intensités des fluctuations de vitesses turbulentes correspondantes. Exemple pour $\Delta\rho_o/\rho = 0.43\%$, $Q_o = 1.0\text{L/s}$, $\alpha = 15^\circ$, sans rotation.

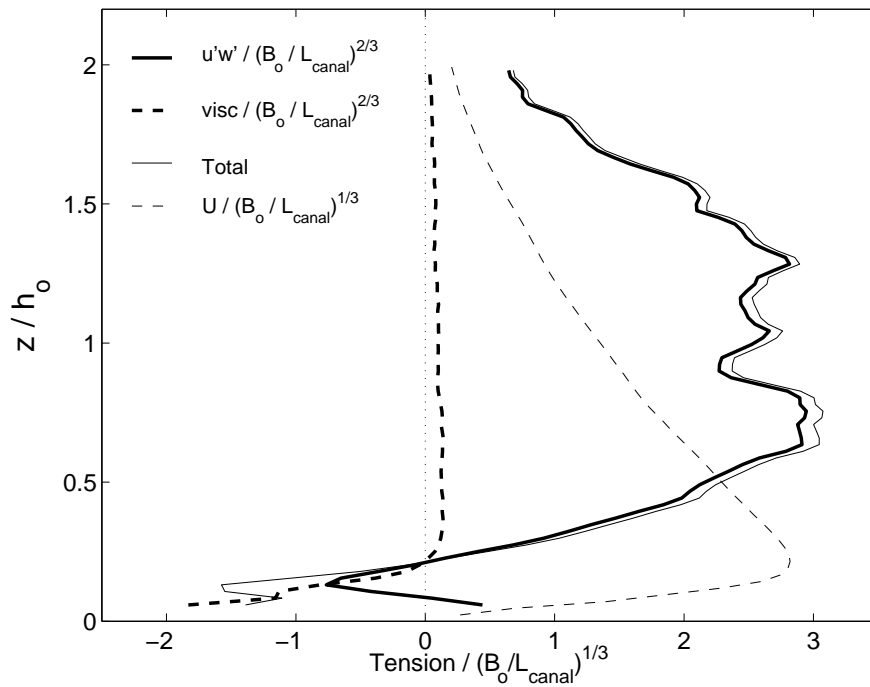


FIG. 5.7: Tension de cisaillement de Reynolds et tensions de viscosité. Exemple pour $\Delta\rho_o/\rho = 0.43\%$, $Q_o = 1.0\text{L/s}$, $\alpha = 15^\circ$, sans rotation.

Dans l'exemple présenté jusqu'à présent, $\sigma = -0.31 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ et $\int_0^h g' \sin \alpha dz = 2.69 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$. Donc le rapport des effets des forces de friction sur les effets de gravité est somme toute assez faible ~ 0.1 dans ce cas et ce sont les forces de gravité qui dominent. Mais lorsque la pente diminue, l'importance relative des forces de frottement est accentuée. La rotation modifie également l'écoulement et ce rapport de force. Il serait intéressant de pouvoir caractériser cet effet.

Dans la couche limite du fond, une vitesse de friction u_* peut être définie à partir de la dissipation visqueuse proche de la paroi : $\sigma \sim u_*^2$. Cette mesure permet de calculer le coefficient de frottement

$$C_D = \left(\frac{u_*}{U_{\max}} \right)^2 \quad (5.4)$$

Ce coefficient est $C_D \simeq 0.003$ pour notre exemple, ce qui est une valeur typique obtenue dans le milieu océanique.

5.3 Mesure de l'entraînement

5.3.1 Théorie d'auto-similarité

On étudie l'entraînement induit par un courant de gravité sur une pente. Ce problème a déjà été étudié en laboratoire (Ellison & Turner, 1959) pour des $Re \lesssim 10^3$. Notre étude avait pour objectif de poursuivre ce travail pour des nombres de Reynolds plus grands puis de le compléter par des expériences en rotation. Mais lors des expériences préliminaires, un problème a été soulevé : Toutes les grandeurs mesurées (vitesses et leurs fluctuations, densité) n'évoluent pas de façon auto-similaire avec la distance à la source. Pourtant les études précédentes sur l'entraînement sont toutes basées sur l'auto-similarité des profils de densité et de vitesse (Voir Chap. 2).

On considère un courant de gravité à deux dimensions s'écoulant sur un plan d'inclinaison α , dont les coordonnées parallèles et normales à la pente sont (x, z) et les vitesses (u, w) .

L'équation moyenne du mouvement (éq. 3.30) tenant compte des forces de gravité est

$$\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{\rho} (-\nabla \bar{P} + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} - \rho \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}' \rangle) + \mathbf{g} \quad (5.5)$$

La projection de cette équation dans la direction x de l'écoulement donne

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + \Theta \sin \alpha \quad (5.6)$$

où $\Theta = g\Delta\rho/\rho_a$. Et l'équation de continuité est

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (5.7)$$

On suppose ensuite que le courant évolue de la même façon en terme de vitesse et de densité, les deux étant liés par l'entraînement. Si la vitesse admet un profil auto-similaire, alors la densité également :

$$\bar{u} = U_{m(x)} F\left(\frac{z}{H(x)}\right) \quad (5.8)$$

$$\Theta = \Theta_{m(x)} G\left(\frac{z}{H(x)}\right) \quad (5.9)$$

où $U_{m(x)}$ est la vitesse moyenne maximale, $\Theta_{m(x)}$ la densité moyenne maximale et $H(x)$ l'épaisseur du courant. Les fonctions F et G assurent l'auto-similarité de ces profils quel que soit x . On introduit $Z = \frac{z}{H(x)}$ et d'après l'équation 5.7, la forme du profil de vitesse verticale \bar{w} est également auto-similaire :

$$\bar{w} = - \int_0^z \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dz \quad (5.10)$$

$$= - \int_0^Z \left(\frac{dU_m}{dx} F - U_m \frac{Z}{H} \frac{dH}{dx} \frac{\partial F}{\partial Z} \right) H dZ \quad (5.11)$$

$$= - \left[H \frac{dU_m}{dx} + U_m \frac{dH}{dx} \right] \int_0^Z F dZ + U_m \frac{dH}{dx} Z F \quad (5.12)$$

L'équation 5.6 peut ensuite être intégrée pour déterminer le profil du produit des fluctuations de vitesses :

$$\overline{w'w'} = - \int_0^z \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dz - \int_0^z \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz + \sin \alpha \int_0^z \Theta dz \quad (5.13)$$

$$= \overline{ww} - 2 \int_0^z \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz + \sin \alpha \int_0^z \Theta dz \quad (5.14)$$

Ce profil est aussi auto-similaire, avec $\overline{w'w'} = U_{m(x)}^2 T\left(\frac{z}{H(x)}\right)$.

En remplaçant \bar{w} par l'équation 5.12 on obtient une forme très générale pour le tenseur

de Reynolds :

$$\begin{aligned} \overline{u'w'} &= U_m^2 \frac{dH}{dx} \left[F \int_0^Z F dZ - \int_0^Z F^2 dZ \right] \\ &+ H \frac{dU_m^2}{dx} \left[\frac{1}{2} F \int_0^Z F dZ - \int_0^Z F^2 dZ \right] \\ &+ \sin \alpha \Theta_m H \int_0^Z G dZ \end{aligned} \quad (5.15)$$

De plus le flux de flottabilité est conservé dans les courants de gravité : $\Theta_m U_m H = cst$.

Pour une hauteur z donnée, ceci conduit à une équation différentielle pour H ou U_m . Pour obtenir une solution identique pour tout z , la seule possibilité est que chaque terme dépende de x de la même façon. Cette auto-similarité implique donc $U_m^2 \frac{dH}{dx}$ est constant et si $\frac{dH}{dx} = cst$ alors U_m^2 est constant et $H \frac{dU_m^2}{dx} = 0$. Ainsi les variations de vitesses dans la direction de l'écoulement sont nulles et le deuxième terme de l'équation s'annule. L'équation 5.15 se simplifie :

$$\overline{u'w'} = U_m^2 \frac{dH}{dx} \left[F \int_0^Z F dZ - \int_0^Z F^2 dZ \right] + \sin \alpha \Theta_m H \int_0^Z G dZ \quad (5.16)$$

$$\overline{u'w'} = \frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \left[\bar{u} \int_0^z \bar{u} dz - \int_0^z \bar{u}^2 dz \right] + \sin \alpha \int_0^z \Theta dz \quad (5.17)$$

L'équation 5.17 tend vers zéro lorsque z tend vers zéro. Elle ne tient donc pas compte des effets des forces de frottement à la paroi qui sont clairement une source de non similarité puisqu'ils font intervenir le nombre de Reynolds. En fait, la turbulence dans cette sous-couche visqueuse est plus difficile à obtenir et ses propriétés dépendent encore du Re pour les paramètres utilisés dans nos expériences.

Par contre pour z grand, le produit $\overline{u'w'}$ tend vers zéro, tout comme $\bar{u} \int \bar{u} dz$ et l'équation 5.17 peut se simplifier :

$$\frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \int \bar{u}^2 dz \simeq \sin \alpha \int \Theta dz \quad (5.18)$$

Par des arguments dimensionnels cette équation est équivalente à

$$\frac{dH}{dx} \sim \sin \alpha \frac{B_o}{U^3} \quad \text{ou} \quad \frac{dH}{dz} \sim \frac{B_o}{U^3}$$

$\frac{dH}{dz}$ étant constant, on retrouve l'équation 5.2 : $B_o \sim U^3$. La vitesse du courant ne dépend

pas de la pente pour une large gamme d'inclinaisons. En fait, la dépendance en pente est donnée par l'hypothèse d'auto-similarité en négligeant les forces de frottement dont les effets sont relativement faibles comme nous l'avons vu précédemment. L'apport en quantité de mouvement dû à l'entraînement provient donc directement des forces de gravité (B_o).

On précise la définition de la hauteur $H(x)$ par

$$\int_0^{\infty} \bar{u} dz = U_m H \quad (5.19)$$

Ceci implique alors que $\int_0^Z F dZ = 1$ et l'équation 5.12 se simplifie :

$$\bar{w}_{z \rightarrow \infty} = -U_m \frac{dH}{dx} \quad (5.20)$$

La vitesse verticale est négative lorsque le courant de gravité entraîne le milieu ambiant et le coefficient d'entraînement est

$$E = \frac{|\bar{w}|}{U_m} = \frac{dH}{dx} = \frac{dH}{dz} \tan \alpha \quad (5.21)$$

5.3.2 Détermination expérimentale du coefficient d'entraînement

Le calcul du coefficient d'entraînement E peut alors se faire de plusieurs manières : soit par des mesures des variations des grandeurs selon la distance x à la source, soit par des mesures locales de vitesse, densité et tenseur de Reynolds.

Pour illustrer ces méthodes, deux expériences sont présentées en exemple :

- ① $\alpha = 15^\circ$, $\Delta\rho_o/\rho_a = 0.47\%$, $Q_o = 0.47 \text{ L/s}$
- ② $\alpha = 15^\circ$, $\Delta\rho_o/\rho_a = 0.43\%$, $Q_o = 1.0 \text{ L/s}$

- La première méthode consiste à mesurer la décroissance de la densité moyenne maximale avec la distance, comme le fait Ellison & Turner (1959). Lorsque le flux de flottabilité est conservé ($U_m H \Theta_m = cst$) et que les variations de vitesse selon x sont nulles on obtient par dérivation que :

$$\Theta \frac{dH}{dx} + H \frac{d\Theta}{dx} = 0 \quad (5.22)$$

$$\text{d'où} \quad E = \frac{dH}{dx} = -H \frac{d\Theta}{\Theta dx} \quad (5.23)$$

La variation des profils de densité avec la distance pour les expériences prises en

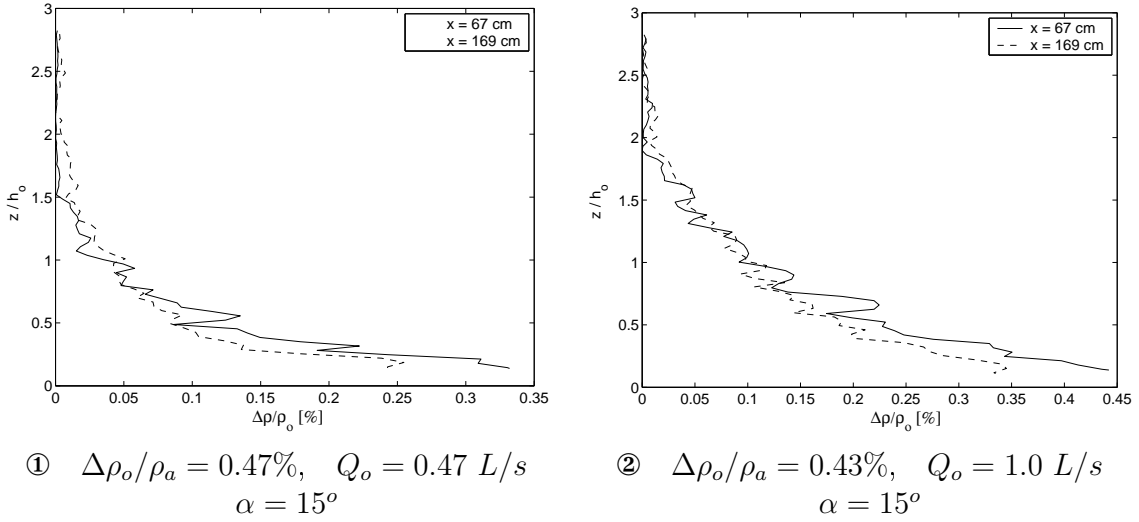


FIG. 5.8: Variations des profils de densité en fonction de la distance à la source : pour $x=67 \text{ cm}$ et 129 cm du haut de la pente.

exemples sont sur la figure 5.8. Les épaisseurs sont mesurées par la largeur à mi-maximum de densité.

Les résultats expérimentaux obtenus pour le coefficient d'entraînement sont :

$$\textcircled{1} \left\{ \begin{array}{l} x = 67 \text{ cm} \quad H_{67} = 1.92 \text{ cm} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = 0.33\% \\ x = 129 \text{ cm} \quad H_{129} = 2.06 \text{ cm} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = 0.25\% \end{array} \right\} E = 0.009$$

$$\textcircled{2} \left\{ \begin{array}{l} x = 67 \text{ cm} \quad H_{67} = 2.63 \text{ cm} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = 0.44\% \\ x = 129 \text{ cm} \quad H_{129} = 2.85 \text{ cm} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = 0.34\% \end{array} \right\} E = 0.012$$

Dans ce résultat, la moyenne entre les valeurs obtenues aux deux distances x est calculée. Cette méthode sous-estime le coefficient d'entraînement. En effet, si l'on compare ces résultats avec la loi proposée par Turner (1986) (Voir Chap. 2) :

$$E = \frac{0.08 - 0.1 Ri_o}{1.0 + 5.0 Ri_o} \quad \text{où} \quad Ri_o = \frac{g' h \cos \alpha}{U^2}$$

On obtient de cette façon :

$$\textcircled{1} \quad E = 0.026$$

$$\textcircled{2} \quad E = 0.031$$

Les différences viennent de la forme du profil de densité qui n'est pas auto-similaire. Comme le montrent les courbes 5.8, la largeur du profil varie peu alors que la valeur maximale de la densité diminue. En réalité, les mesures de vitesses révèlent également

des variations qui indiquent que le profil réalisé en $x = 67$ cm n'est pas à une distance suffisante. A cet endroit, le régime auto-similaire n'est pas encore atteint. En effet, le courant commence par être accéléré au début de sa descente sur le plan incliné avec son épaisseur qui décroît. Il n'atteint son régime auto-similaire qu'à partir d'une certaine distance dépendant des paramètres initiaux (Fig. 5.9).

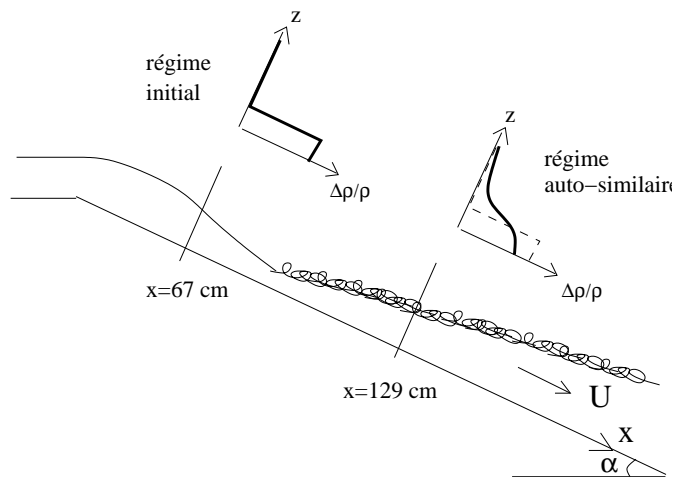


FIG. 5.9: Représentation schématique des variations d'épaisseur et de densité du courant sur la pente, déjà observées lors des coupes verticales des figures 3.5 en milieu homogène et 4.6 en milieu stratifié.

Il faudrait donc effectuer de nouvelles expériences sur un canal plus long pour pouvoir observer le régime pleinement auto-similaire.

- Si les profils effectués en $x=129$ cm sont à une distance suffisante pour être en auto-similarité, alors il est possible d'en déduire le coefficient d'entraînement par des mesures locales de densité et de vitesse. Il s'agit d'utiliser l'équation 5.17 pour mesurer le coefficient d'entraînement, en minimisant les écarts entre les termes $\overline{u'w'} - \sin \alpha \int \Theta dz$ et $\frac{1}{H} \frac{dH}{dx} \left[\overline{u} \int \overline{u} dz - \int \overline{u}^2 dz \right]$.

Les écarts entre les deux termes sont importants lorsque z tend vers zéro, puisque l'équation 5.17 ne tient pas compte des effets de frottement à la paroi. Le profil $\overline{u'w'}$ ne semble donc pas auto-similaire.

Par contre pour des hauteurs z plus grandes, la forme des courbes de chacun des deux termes est semblable. On obtient alors une valeur pour $\frac{1}{H} \frac{dH}{dx} = \frac{E}{H}$.

La hauteur est mesurée par l'équation 5.19 où U_m est la vitesse moyenne maximale : $H = \frac{1}{U_m} \int_0^z \overline{u} dz$ et le coefficient d'entraînement E peut ainsi être calculé. Les résultats

pour nos deux exemples obtenus en $x = 129$ cm sont :

- ① $H = 4.06$ cm, $U_m = 9.06$ cm.s⁻¹, $\Rightarrow E = 0.027$
- ② $H = 5.29$ cm, $U_m = 11.5$ cm.s⁻¹, $\Rightarrow E = 0.033$

Ces valeurs sont très proches de celles que suggère la loi de Turner. Il est donc possible d'évaluer l'entraînement par des mesures locales de vitesse et de densité.

5.4 Conclusions

Un courant de gravité turbulent est généré par l'injection d'un fluide dense dans un milieu ambiant homogène non tournant. Les caractéristiques moyennes et turbulentes de cet écoulement sont détaillées. Le courant est freiné par les forces de frottement sur le fond. Le fluide ambiant est entraîné par le courant et les fluctuations en densité montrent que ce fluide est incorporé jusqu'à la base du courant.

Pendant ces expériences, la difficulté principale lors des calculs de champs de vitesse par CIV provient de la réfraction des faisceaux lumineux liée aux différences de densité et à la turbulence de l'interface entre le courant et le milieu ambiant. Ces effets induisent une perte locale de netteté des images et certaines zones sont ainsi dépourvues de résultats fiables de vecteurs vitesses. De plus, la réfraction peut engendrer des déplacements purement optiques des positions des particules de visualisation. Ce dernier problème peut en parti être évité par des expériences de CIV stéréoscopique tout en conservant une tranche laser à 45° de la verticale. Deux caméras enregistrent simultanément des images du déplacement de l'écoulement, chacune ayant un angle différent oblique à la tranche laser. Les chemins optiques étant différents sur les 2 caméras, les effets de réfraction de la lumière peuvent être évalués. Ce système permettrait entre autre d'accéder aux trois composantes de la vitesse instantanées et d'en extraire les propriétés statistiques de l'écoulement.

Mais le problème majeur qui a été soulevé lors de ces expériences préliminaires reste celui de l'auto-similarité. Les différents profils mesurés indiquent que le comportement du courant n'est pas auto-similaire pour toutes les grandeurs, notamment en ce qui concerne la composante verticale du tenseur de Reynolds $\overline{u'w'}$. A cela vient s'ajouter un problème de stabilité temporel. Certaines expériences montrent des profils moyens qui ne sont pas conservés lorsqu'ils sont calculés sur différents intervalles de temps. Cela pourrait éventuellement être lié à une recirculation générale, mais vient corroborer l'hypothèse d'un courant de gravité n'ayant pas encore atteint son régime auto-similaire, au moins pour des distances à la source trop petites.

Pour les régimes turbulents étudiés, la longueur du canal était probablement insuffisante, de sorte que l'écoulement auto-similaire n'a pas toujours pu être clairement observé. De nouvelles expériences sur un plan incliné plus long permettraient donc de vérifier ces résultats en mesurant l'évolution des profils des grandeurs caractéristiques du courant avec la distance à la source. Elles devraient se poursuivre en milieu tournant et stratifié afin d'estimer les variations de l'entraînement en fonction de ces effets.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

6.1 Résultats expérimentaux

L'objectif de ce travail est de mieux comprendre la dynamique des courants de gravité turbulent que l'on observe fréquemment dans les océans, en s'intéressant particulièrement aux effets de rotation et de stratification. Cela a pu être réalisé dans la cuve tournante Coriolis, sa taille permettant d'approcher les régimes inertiels qui caractérisent les océans, même pour le mélange turbulent à petite échelle. Leur dynamique s'effectue sur des nombres de Reynolds très grands et des nombres de Rossby très faibles. Ainsi, l'écoulement d'un courant de gravité à la fois turbulent et fortement influencé par la rotation a pu être étudié pour la première fois.

Le courant est généré par l'injection d'eau salée au sommet d'un plan incliné. Il commence par descendre la pente et se trouve dévié par la force de Coriolis. Le courant principal atteint alors un régime établi en équilibre géostrophique le long de la pente avec une vitesse moyenne quasi-horizontale. Pendant sa phase de descente initiale, le courant entraîne le milieu ambiant de densité plus faible et subit un fort mélange. Ces échanges avec le milieu ambiant se poursuivent le long de la pente. Dans le cas d'un milieu uniformément stratifié en densité, des processus d'extraction de fluide du courant dense vers le milieu ambiant viennent s'ajouter aux phénomènes d'entraînement. Ces deux processus résultent de la forte turbulence à l'interface de cisaillement entre le courant et le milieu ambiant.

Ce régime fortement turbulent conduit à des lois de comportement auto-similaire qui généralisent les hypothèses classiquement utilisées pour les panaches turbulents. Ces

lois donnent la description de l'évolution du courant de gravité le long de la pente en conservant le flux initial de flottabilité. Elles permettent de prédire les caractéristiques du fluide telles que la position d'équilibre qu'il atteint, sa largeur, sa vitesse ou sa densité. Les paramètres importants dans la dérivation de ces lois sont le rayon de déformation de Rossby et l'intensité du mélange M défini par le rapport des pentes initiales des isopycnes sur la pente topographique.

Ces lois sont ensuite validées par les mesures expérimentales. Jusqu'à présent la plupart des expériences sur les courants de gravité concernaient la propagation et la caractérisation du front de densité, généralement par des méthodes de visualisation par colorant, et dans des régimes plutôt laminaires (Re plus faible). La technique de mesure (CIV) utilisée lors de nos expériences, nous donne accès au champ de vitesse à l'intérieur du courant de gravité. Des profils de densité complètent ces mesures en caractérisant le mélange global, essentiel dans la phase de descente initiale. Les résultats de ces mesures confirment le caractère auto-similaire de l'écoulement prédit par les lois d'échelle. La description du courant est poursuivie par l'analyse des intensités des fluctuations de vitesse turbulente dans un plan parallèle au fond incliné et de leurs effets sur la propagation du courant. Le mélange provenant principalement des fluctuations de vitesse verticales, cette étude est complétée par des expériences sur un courant dense dans un canal incliné non tournant. La structure turbulente de cet écoulement est ainsi explicitée en détail.

Toutes ces caractéristiques se retrouvent dans le cas d'un milieu ambiant uniformément stratifié en densité. Les lois d'échelles proposées dans le cas d'un milieu homogène restent valables mais elles sont modifiées par une nouvelle échelle de longueur induite par la stratification qui est prise en compte par des mesures locales de différence de densité entre le courant et le milieu ambiant. Une particularité de l'écoulement en milieu stratifié est l'existence de phénomènes d'extraction sous forme de filaments de fluide dense, du courant vers le milieu ambiant, tout au long de la pente.

Le mélange dans cet écoulement est une interaction complexe entre de la turbulence tridimensionnelle avec de l'entraînement (mélange vertical) et de la dispersion horizontale (extraction), et de la turbulence géostrophique avec la formation de larges cyclones cohérents.

En effet, le courant principal est également soumis à une instabilité générant des tourbillons cycloniques méso-échelles de façon périodique. Lors de leur propagation le long de la pente, ils acquièrent une structure quasi-barotrope. Ces tourbillons organisés ont déjà été observés dans de nombreuses expériences. Lors de notre étude, ils sont

caractérisés pour des régimes moins visqueux où ils apparaissent clairement. Le rôle de la rotation est important pour la création de ces structures cycloniques, et la présence du fond incliné est indispensable pour engendrer leur propagation par effet β . Leur analyse est rendue possible par le pompage des particules de visualisation initialement introduites dans le courant principal.

Les résultats montrent qu'ils sont initiés dans le canal d'injection mais qu'ils sont largement développés par les caractéristiques du courant dense (et pas uniquement par la configuration expérimentale). L'un des mécanismes d'amplification mis en évidence est l'étirement sur toute la hauteur d'eau au dessus du courant, ce qui confère aux tourbillons une structure barotrope avant de se propager parallèlement à la pente. Ces structures cycloniques obéissent elles-mêmes à des lois d'échelle et sont contrôlées par le courant. Leur fréquence ne dépend que de la rotation de la cuve, leur rayon est proportionnel au rayon de déformation de Rossby et leur vitesse de propagation s'ajuste sur la vitesse du courant dense.

La formation de ces tourbillons est donc remarquable par tous ces différents aspects et parce qu'ils modifient considérablement la propagation du courant profond en déplaçant sa position d'équilibre et en changeant sa vitesse. Ils jouent également un rôle important dans le transport de masses d'eau de salinité différente et dans le mélange avec le milieu ambiant. Le pompage de fluide dense dans ces cyclones participe au bilan global du mélange dans le courant dense.

Les propriétés de ces courants turbulents, observées expérimentalement, se retrouvent dans l'écoulement d'eau dense à la sortie du détroit du Danemark. Les nombreuses campagnes de mesures effectuées à cet endroit offrent la possibilité de faire des comparaisons quantitatives et de vérifier si les lois d'échelle confirmées expérimentalement restent valables dans le cas d'écoulement océaniques réels. Mais la similitude entre les échelles du laboratoire et les échelles océaniques n'est pas immédiate. Pour les courants de gravité, une similitude est proposée dans le cadre de cette thèse, basée sur l'identification des nombres sans dimensions importants de nos lois d'échelle.

Un certain nombre de résultats obtenus sont similaires aux observations in-situ, aussi bien pour le courant principal que pour le développement des tourbillons cycloniques. Mais les conditions initiales des expériences ne sont pas les mêmes que dans le cas océaniques. En particulier il n'y a pas de coupure brusque de la topographie dans le détroit, contrairement au début du plan incliné expérimental. Comme le mélange se produit essentiellement dans cette phase de descente initiale dans les expériences, cela peut expliquer certaines différences obtenues lors de la comparaison.

6.2 Perspectives

Si de nombreuses caractéristiques des courants de gravité ont pu être étudiées en détail et estimées, il reste encore des paramètres à tester.

En particulier l'influence de la pente mérite d'être évaluée par de nouvelles expériences avec différents angles d'inclinaison. Notre étude suppose que cette pente n'intervient pas directement dans les lois d'échelle, du moins pour des inclinaisons supérieures à environ 5° pour lesquelles les effets des forces de frottement sur le fond ne sont pas prépondérants. La vitesse d'un courant de gravité ne dépend effectivement pas de la pente sur un éventail très large d'inclinaisons, mais il serait judicieux de vérifier cela expérimentalement.

Les différentes trajectoires suivies par les cyclones semblent dépendre de la hauteur d'eau initiale dans le canal d'injection par rapport à l'épaisseur du courant initial. L'influence de ce paramètre reste à tester expérimentalement. Il n'a pas été pris en compte dans l'élaboration des lois d'échelle mais le courant principal ne devrait pas dépendre de ce paramètre. Par contre la dynamique des tourbillons est certainement influencée par ce rapport de hauteur, ne serait-ce que par la modification des effets d'étirements de la colonne d'eau. La hauteur d'eau totale devrait donc faire l'objet d'une étude complémentaire.

Ces tourbillons induisent également des flux de mouvement verticaux et participent ainsi au mélange. Il faudrait faire des mesures pour caractériser plus précisément ce mélange ainsi que les phénomènes d'entraînement et d'extraction de fluide. L'importance de la couche limite visqueuse sur le fond dans le transport de fluide dense vers le bas de la pente reste également à déterminer. Cette couche visqueuse est trop fine pour pouvoir être approchée par les mesures de vitesse CIV dans les tranches laser parallèles au plan incliné. Des expériences préliminaires avec une tranche verticale montrent qu'il est possible de mesurer les flux verticaux et donc d'estimer l'importance des frottements sur le fond et du cisaillement à l'interface avec le milieu ambiant, responsables du mélange. Une étude supplémentaire avec des mesures locales systématiques des fluctuations de vitesse pourrait venir compléter les premiers résultats obtenus.

Enfin, si le régime initial de mise en équilibre du courant dense a bien été décrit par nos expériences, il faudrait maintenant étudier le régime plus lointain où le mélange est faible et où l'écoulement est contrôlé par les frottements à la paroi. Un projet d'étude des couches limites turbulentes est en cours de développement pour caractériser ce type

d'écoulement avec des mesures in-situ. Ces écoulements également simulés en laboratoire permettront de poursuivre la validation des similitudes proposées entre les différentes échelles puis de les compléter.

Ces mesures locales du mélange permettraient de faire un lien très étroit avec les modèles numériques par des comparaisons quantitatives précises, facilitées par les champs de vitesse obtenus par CIV. Il est donc nécessaire de poursuivre ce travail en collaboration avec les simulations numériques de modèles océaniques.

Nous avons vu que les modèles océaniques globaux ont des difficultés à représenter correctement ces écoulements d'eau dense. Des comparaisons récentes entre différents types de modèles numériques océaniques de haute résolution utilisant trois coordonnées verticales (profondeur, isopycnales ou sigma) ont été initiées par le groupe DYNAMO pour la circulation Nord Atlantique. Les premiers résultats montrent qu'un léger changement dans la paramétrisation de la turbulence des écoulements denses situés vers le détroit du Danemark modifie considérablement la circulation thermohaline globale simulée. Ces résultats soulignent l'importance et la nécessité d'améliorer encore la paramétrisation du mélange. Les expériences réalisées dans le cadre de cette thèse peuvent servir de cas test aux modèles de prédictibilité océanique permettant ainsi d'optimiser et de valider leur paramétrisation.

Un certain nombre de simulations ont été réalisées en collaboration avec l'équipe MEOM du LEGI par l'utilisation des modèles OPA et MICOM dans une configuration similaire aux expériences, explicitée par le projet DOME (Dynamics of Overflow Mixing and Entrainment). Ce projet vise à simuler les courants de gravité par différents types de modèles numériques dans une configuration très précise. Ceci permet de déterminer les avantages et les faiblesses de chacun des modèles dans la représentation des courants denses et du mélange. Toutes ces études sont actuellement en cours.

Dans une perspective plus lointaine, on pourrait envisager d'utiliser la capacité des modèles numériques à décrire les tourbillons méso-échelle pour pouvoir être capable d'en déduire les caractéristiques du courant profond, les deux étant étroitement liés. Il s'agirait de déterminer l'évolution du courant dense au cours du temps à partir des mesures de surface où les tourbillons cycloniques sont détectés par les différences de température ou par les différences d'élévation du niveau de la surface.

Le développement d'une méthode d'assimilation de données expérimentales (puis océanique) dans un modèle numérique devrait parvenir à améliorer sensiblement les résultats. Cette méthode permet de minimiser les écarts systématiques que produisent

les modèles en les corrigeant par comparaison aux mesures au même instant. Le modèle MICOM a déjà été adapté à la configuration des expériences de la cuve tournante Coriolis pour l'étude de la stabilité d'un tourbillon barocline et d'un courant côtier (Galmiche *et al.*, 2003). Il est alors envisageable d'analyser de façon détaillée la dynamique de notre système. Les paramétrisations des couches limites du fond et de mélange turbulent peuvent se tester par l'analyse de la dérive du modèle par rapport aux expériences. La réduction de ces écarts valide le schéma d'assimilation tout en améliorant la précision des simulations numériques. L'assimilation des données de surface de l'océan permettrait alors de décrire l'écoulement d'eau dense en profondeur.

Bibliographie

- ALAVIAN, V. 1986 Behaviour of density currents on an incline. *J. of Hydraulic Engineering* **112**, 27–42.
- ANTONIA, R. A., PRABHU, A. & STEPHENSON, S. E. 1975 Conditionally sampled measurements in a heated turbulent jet. *J. Fluid Mech.* **72**, 455–480.
- BAINES, P. G. 2001 Mixing in flows down gentle slopes into stratified environments. *J. Fluid Mech.* **443**, 237–270.
- BAINES, P. G. 2002 Two-dimensional plumes in stratified environments. *J. Fluid Mech.* **471**, 315–337.
- BARINGER, M. O. & PRICE, J. F. 1997 Mixing and spreading of the mediterranean outflow. *J. Phys. Oceanogr.* **27** (8), 1654–1692.
- BENJAMIN, T. B. 1968 Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.* **31**, 209–248.
- BORENÄS, K., WÅHLIN, A., AMBAR, I. & SERRA, N. 2002 Mediterranean outflow splitting - an intercomparaison between theoretical models and canigo data. *Deep Sea Res.* **49**, 4195–4205.
- BRADBURY, L. J. S. 1965 The structure of a self-preserving turbulent planar jet. *J. Fluid Mech.* **23**, 31–64.
- BREIDENTHAL, R. E. 1992 Entrainment at thin stratified interfaces : the effects of schmidt, richardson and reynolds numbers. *Phys. Fluids A* **4**, 2141–2144.
- BRITTER, R. E. & LINDEN, P. F. 1980 The motion of the front of a gravity current travelling down an incline. *J. Fluid Mech.* **99**, 531–543.
- BRUCE, J. G. 1995 Eddies southwest of the denmark strait. *Deep-sea Res.* **42**, 13–29.
- BRYDEN, H. L., CANDELA, J. & KINDER, T. H. 1994 Exchange through the strait of gibraltar. *Progr. Oceanogr.* **33**, 201–248.
- CENEDESE, C., WHITEHEAD, J. A., ASCARELLI, T. A. & OHIWA, M. 2004 A dense current flowing down a sloping bottom in a rotating fluid. *J. Phys. Oceanogr.* **34**, 188–203.
- CHOBOTER, P. F. & SWATERS, G. E. 2000 On the baroclinic instability of axisymmetric rotating gravity currents with bottom slope. *J. Fluid Mech.* **408**, 149–177.

- CONDIE, S. A. 1995 Descent of dense water masses along continental slopes. *J. Mar. Res.* **53**, 897–928.
- DALLIMORE, C., IMBERGER, J. & ISHIKAWA, T. 2001 Entrainment and turbulence in a saline underflow in lake ogawara. *J. Hydraul. Eng.* **127**, 937–948.
- DICKSON, R. R. & BROWN, J. 1994 The production of north atlantic deep water : Sources, rates, and pathways. *J. Geophys. Res.* **99** (C6), 12319–12341.
- DIMOTAKIS, P. E. 2000 The mixing transition in turbulent flows. *J. Fluid Mech.* **409**, 69–98.
- ELLISON, T. H. & TURNER, J. S. 1959 Turbulent entrainment in stratified flows. *J. Fluid Mech.* **6**, 423–448.
- ETLING, D., GELHARDT, F., SCHRADER, U., BRENNECKE, F., KUHN, G., CHABERT D’HIÈRES, G. & DIDELLE, H. 2000 Experiments with density currents on a slopping bottom on a rotating fluid. *Dyn. Atmos. Oceans* **31**, 139–164.
- FERNANDO, H. J. S. 1991 Turbulent mixing in stratified fluids. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23**, 455–493.
- FINCHAM, A. & DELERCE, G. 2000 Advance optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Experiments in Fluids* **29**, 13–22.
- FINCHAM, A. M. & SPEDDING, G. R. 1997 Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow. *Exp. Fluids* **23**, 449–462.
- FISCHER, H. B., LIST, E. J., KOTH, R. C. Y., IMBERGER, J. & BROOKS, N. H. 1979 *Mixing in Inland and Coastal Waters*. New York : Academic.
- FUKUSHIMA, C., AANEN, J. & WESTERWEEL, J. 2002 Investigation of the mixing process in an axisymmetric turbulent jet using piv and lif. In *Laser Techniques for Fluid Mechanics* (ed. R. J. Adrian *et al.*), pp. 339–356. Berlin : Springer.
- GALMICHE, M., SOMMERIA, J., THIVOLLE-CAZAT, E. & VERRON, J. 2003 Using data assimilation in laboratory experiments of geophysical flows. *CRAS* **331**, 843–848.
- GORDEYEV, S. V. & THOMAS, F. O. 2000 Coherent structure in the turbulent planar jet. part 1. extraction of proper orthogonal decomposition eigenmodes and their self-similarity. *J. Fluid Mech.* **414**, 145–194.
- GRIFFITHS, R. W. 1986 Gravity currents in rotating systems. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **18**, 59–89.
- GRIFFITHS, R. W. & HOPFINGER, E. J. 1983 Gravity currents moving along a lateral boundary in rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **134**, 357–399.
- GRIFFITHS, R. W., KILLWORTH, P. D. & STERN, M. E. 1982 Ageostrophic instability of ocean currents. *J. Fluid Mech.* **117**, 343–377.

- GUTMARK, E. & WYGNANSKI, I. 1976 The planar turbulent jet. *J. Fluid Mech.* **73**, 465–495.
- HALLBERG, R. 2000 Time integration of diapycnal diffusion and richardson number-dependent mixing in isopycnal coordinate ocean models. *Mon. Wea. Rev.* **128**, 1402–1419.
- HOGG, A. M. & IVEY, G. N. 2003 The kelvin-helmholtz to holmboe instability transition in stratified exchange flows. *J. Fluid Mech.* **477**, 339–362.
- HOPFINGER, E. J. 1983 Snow avalanche motion and related phenomena. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **15**, 47–76.
- HØYER, J. L., QUADFASEL, D. Q. & ANDERSEN, O. B. 2002 Deep ocean currents detected with satellite altimetry. *Can. J. Rem. Sens.* **28** (4), 556–566.
- HUNT, J. C. R., PACHECO, J. R., MAHALOV, A. & FERNANDO, H. J. S. 2005 Effects of rotation and sloping terrain on fronts of density currents. *J. Fluid Mech.* **537**, 285–315.
- HUPPERT, H. E. & SIMPSON, J. E. 1980 The slumping of gravity currents. *J. Fluid Mech.* **99**, 785–799.
- JEFFREYS, H. 1925 The flow of water in an inclined channel of rectangular section. *Phil. Mag.* **49**, 793–807.
- JIANG, L. & GARWOOD JR., R. W. 1996 Three-dimensional simulations of overflows on continental slopes. *J. Phys. Oceanogr.* **26**, 1224–1223.
- JIANG, L. & GARWOOD JR., R. W. 1998 Effect of topographic steering and ambient stratification on overflows on continental slopes. a model study. *J. Geophys. Res.* **103**, 5459–5476.
- JUNGCLAUS, J. H. & BACKHAUS, J. 1994 Application of a transient reduced gravity plume model to the denmark strait overflow. *J. Geophys. Res.* **99** (C6), 12375–12396.
- JUNGCLAUS, J. H., HAUSER, J. & KÄSE, R. H. 2001 Cyclogenesis in the denmark strait overflow plume. *J. Phys. Oceanogr.* **31**, 3214–3229.
- KÄSE, R. H., GIRTON, J. B. & SANFORD, T. B. 2003 Structure and variability of the denmark strait overflow : Model and observations. *J. Geophys. Res.* **108** (C6), 3181.
- KILLWORTH, P. D. 1977 Mixing on the weddell sea continental slope. *Deep Sea Res.* **24**, 427–448.
- KILLWORTH, P. D. 2001 On the rate of descent of overflows. *J. Geophys. Res.* **106** (C10), 22267–22275.
- KILLWORTH, P. D. 2003 Inclusion of the bottom boundary layer in ocean models. In *Åha Hulikoà Winter Workshop on Near Boundary Processes and their Parameterization* (ed. P. Müller), pp. 177–185.

- KNELLER, B. C., BENNETT, S. J. & McCAFFREY, W. D. 1999 Velocity structure, turbulence and fluid stresses in experimental gravity currents. *J. Geophys. Res.* **104** (C3), 5381–5391.
- KRANENBURG, C. 1984 On the evolution of roll waves. *J. Fluid Mech.* **245**, 249–261.
- KRAUSS, W. 1996 A note on overflow eddies. *Deep Sea Res.* **43**, **10**, 1661–1667.
- KRAUSS, W. & KÄSE, R. H. 1998 Eddy formation in the denmark strait overflows. *J. Geophys. Res.* **103** (C8), 15525–15538.
- LANE-SERFF, G. F. & BAINES, P. G. 1998 Eddy formation by dense flows on slopes in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **363**, 229–252.
- LANE-SERFF, G. F. & BAINES, P. G. 2000 Eddy formation by overflows in stratified water. *J. Phys. Oceanogr.* **30**, 327–337.
- LEGG, S., HALLBERG, R. W. & GIRTON, J. B. 2006 Comparison of entrainment in overflows simulated by z-coordinate, isopycnal and non-hydrostatic models. *Ocean Modelling* **11**, 69–97.
- LENTZ, S. T. & HELFRISH, K. R. 2002 Buoyant gravity currents along a sloping bottom in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **464**, 251–278.
- LILLY, J. M., RHINES, P. R., SCHOTT, F., LAVENDER, K., LAZIER, J., SEND, U. & D'ASARO, E. 2003 Observations of the labrador sea eddy field. *Progr. Oceanogr.* **59**, 75–176.
- LIST, E. J. 1982 Turbulent jets and plumes. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **14**, 189–212.
- MARTIN, J. R. & LANE-SERFF, G. F. 2005a Rotating gravity currents. part 1 : Energy loss theory. *J. Fluid Mech.* **522**, 35–62.
- MARTIN, J. R. & LANE-SERFF, G. F. 2005b Rotating gravity currents. part 3 : Laboratory investigation.
- MARTIN, J. R., SMEED, D. A. & LANE-SERFF, G. F. 2005 Rotating gravity currents. part 2 : Potential vorticity theory. *J. Fluid Mech.* **522**, 63–89.
- MAXWORTHY, T., LEILICH, J., SIMPSON, E. & MEIBURG, E. H. 2002 The propagation of a gravity current into a linearly stratified fluid. *J. Fluid Mech.* **453**, 371–394.
- MCELWAIN, J. N., PATTERSON, M. D. & DALZIEL, S. B. Lobe and cleft formation at the head of a gravity current. *in preparation* .
- MONAGHAN, J. J., CAS, R. A. F., KOS, A. M. & HALLWORTH, M. 1999 Gravity currents descending a ramp in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.* **379**, 39–70.
- MOREL, Y. & WILLIAMS, J. 2001 Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic current. *J. Phys. Oceanogr.* **31** (8), 2280–2290.

- MORY, M. 1991 A model of turbulent mixing across a density interface including the effect of rotation. *J. Fluid Mech.* **223**, 193–207.
- MORY, M., STERN, M. E. & GRIFFITHS, R. W. 1987 Coherent baroclinic eddies on a sloping bottom. *J. Fluid Mech.* **183**, 45–62.
- NAGATA, Y., KIMURA, R., HONJI, H., YAMAZAKI, Y., KAWAGUCHI, K. & HOSOYAMA, T. 1993 Laboratory experiments of dense water descending on continental slope. In *Deep Ocean Circulation, Physical and Chemical Aspects* (ed. T. Teramoto), pp. 333–350. Elsevier.
- NOF, D. 1983 The translation of isolated cold eddies on a sloping bottom. *Deep-Sea Res.* **30**, 171–182.
- ÖZGÖKMEN, T. M. & CHASSIGNET, E. P. 2002 Dynamics of two-dimensional turbulent bottom gravity currents. *J. Phys. Oceanogr.* **32**, 1460–1478.
- ÖZGÖKMEN, T. M., FISCHER, P. E. & JOHNS, W. E. 2005 Product water mass formation by turbulent density currents from a high-order nonhydrostatic spectral element model. *Ocean Modelling* in press.
- PAIHUA MONTES, L. 1978 Quelques méthodes numériques pour le calcul de fonctions splines à une et plusieurs variables. PhD, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, Grenoble, France.
- PAPADAKIS, M. P., CHASSIGNET, E. C. & HALLBERG, R. W. 2003 Numerical simulations of the mediterranean sea outflow : impact of the entrainment parameterization in an isopycnic coordinate ocean model. *Ocean Modelling* **5**, 325–356.
- PAVEC, M., CARTON, X. & SWATERS, G. 2005 Baroclinic instability of frontal geostrophic currents over a slope. *J. Phys. Oceanogr.* **35**, 911–918.
- PRICE, J. F. & BARINGER, M. O. 1994 Outflows and deep water production by marginal seas. *Progr. Oceanogr.* **33**, 161–200.
- PRICE, J. F., BARINGER, M. O., LUECK, R. G., JOHNSON, G. C., AMBAR, I., PARRILLA, G., CANTOS, A., KENNELLY, M. A. & SANFORD, T. B. 1993 Mediterranean outflow mixing and dynamics. *Science* **259**, 1277–1282.
- PRICE, J. F. & YANG, J. 1998 Marginal sea overflows for climate simulations. In *Ocean Modelling and Parametrization* (ed. E. P. Chassignet & J. Verron), pp. 155–170. Kluwer Academic.
- PRINCEVAC, M., FERNANDO, H. J. S. & WHITEMAN, C. D. 2005 Turbulent entrainment into natural gravity-driven flows. *J. Fluid Mech.* **533**, 259–268.
- RESZKA, M. K. & SWATERS, G. E. 1999 Eddy formation and interaction in a baroclinic frontal geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 3025–3042.
- RESZKA, M. K. & SWATERS, G. E. 2001 Dynamics of bottom trapped currents with application to the strait of georgia. *Can. App. Math. Quart.* **9** (2), 127–157.

- RESZKA, M. K., SWATERS, G. E. & SUTHERLAND, B. R. 2002 Instability of abyssal currents in a continuously stratified ocean with bottom topography. *J. Phys. Oceanogr.* **32**, 3528–3550.
- SHAPIRO, G. I. & ZATSEPIN, A. G. 1997 Gravity current down a steeply inclined slope in a rotating fluid. *Ann. Geophysicae* **15**, 366–374.
- SIMPSON, J. E. 1982 Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. rev. Fluid Mech.* **14**, 213–234.
- SIMPSON, J. E. 1997 *Gravity Currents : in the Environment and the laboratory*, 2nd edn. Cambridge University Press.
- SMITH, P. C. 1975 A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean. *Deep-Sea Res.* **22**, 853–873.
- SMITH, W. H. F. & SANDWELL, D. 1997 Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Sciences* **277**, 1956–1962.
- SPALL, M. A. 2001 Large-scale circulations forced by localized mixing over a sloping bottom. *J. Phys. Oceanogr.* **31**, 2369–2384.
- SPALL, M. A. & PRICE, J. F. 1998 Mesoscale variability in denmark strait : The pv outflow hypothesis. *J. Phys. Oceanogr.* **28**, 1598–1623.
- SPEEDING, G. R. & RIGNOT, E. J. M. 1993 Performance analysis and application of grid interpolation techniques for fluid flows. *Exp. Fluids* **15**, 417–430.
- STERN, M. E., WHITEHEAD, J. A. & HUA, B. L. 1982 The intrusion of a density current along the coast of a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **123**, 237–266.
- SUTHERLAND, B. R., NAULT, J., YEWCHUK, K. & SWATERS, G. E. 2004 Rotating dense currents on a slope. part i : Stability. *J. Fluid Mech.* **508**, 241–264.
- SWATERS, G. E. 1991 On the baroclinic instability of cold-core coupled density fronts on a sloping continental shelf. *J. Fluid Mech.* **224**, 361–382.
- SWATERS, G. E. 1998 Numerical simulations of the baroclinic dynamics of density-driven coupled fronts and eddies on a sloping bottom. *J. Geophys. Res.* **103**, 2945–2961.
- TURNER, J. S. 1973 *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press.
- TURNER, J. S. 1986 Turbulent entrainment : the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J. Fluid Mech.* **173**, 431–471.
- UNGARISH, M. & HUPPERT, H. 2002 On gravity currents propagating at the base of a stratified ambient. *J. Fluid Mech.* **458**, 283–301.
- WEBSTER, D. R., ROBERTS, P. J. W. & RA'AD, L. 2001 Simultaneous dptv/plif measurements of a turbulent jet. *Exp. Fluids* **30**, 65–72.

- WELLS, M. G. & WETTLAUFER, J. S. 2005 Two-dimensional density currents in a confined basin. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **99** (3), 199–218.
- WHITEHEAD, J. A. 1998 Topographic control of oceanic flows in deep passages and straits. *Rev. Geophys.* **36**, 423–440.
- WHITEHEAD, J. A., STERN, M., FLIERL, G. & KLINGER, B. 1990 Experimental observations of baroclinic eddies on a sloping bottom. *J. Geophys. Res.* **95**, 9585–9610.
- WILLEBRAND, J., BARNIER, B., BÖNING, C., DIETRICH, C., KILLWORTH, P. D., LE PROVOST, C., JIA, Y., MOLINES, J. M. & NEW, A. L. 2001 Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the north atlantic. *Progr. Oceanogr.* **48**, 123–161.
- WINTON, M., HALLBERG, R. & GNANADESIKAN, A. 1998 Simulation of density-driven frictional downslope flow in z-coordinate ocean models. *J. Phys. Oceanogr.* **28**, 2163–2174.
- WIRTH, A. 2005 A non-hydrostatic flat-bottom ocean model entirely based on fourier expansion. *Ocean Modelling* **9**, 71–87.
- WÄHLIN, A. & WALIN, G. 2001 Downward migration of dense bottom currents. *Environn. Fluid Mech.* **1**, 257–279.
- WYGNANSKI, I. & FIEDLER, H. 1969 Some measurements in the self preserving jet. *J. Fluid Mech.* **38**, 577–612.
- ZATSEPIN, A. G., DIDKOVSKI, V. L. & SEMENOV, A. V. 1998 Self-oscillatory mechanism of inducing a vortex structure by a stationary local source over a sloping bottom in a rotating fluid. *Oceanology* **38**, 43–50.
- ZATSEPIN, A. G., KOSTYANOI, A. G. & SEMENOV, A. V. 1996 An axisymmetric density current over a sloping bottom in a rotating fluid. *Oceanology* **36**, 311–316.

Annexe A

Techniques et moyens de mesures utilisés

Les expériences ont été réalisées sur la grande plate-forme tournante de l'équipe Coriolis (LEGI, UJF-INPG-CNRS). Cette annexe décrit les différentes techniques de mesures adoptées pour analyser l'écoulement généré par l'injection de fluide dense dans un milieu de densité plus faible : Les champs de vitesses sont obtenus par une méthode de vélocimétrie par corrélation d'images (CIV). Les variations de densités sont mesurées par différents types de sondes. Leurs principes sont brièvement expliqués dans cette annexe.



Photo de la plate-forme tournante avec sa nouvelle structure.

A 1 Vélocimétrie par corrélation d'images

A 1.1 Principe Général

Le développement des techniques optiques, électroniques et numériques a permis de passer des visualisations qualitatives à des mesures quantitatives dans les écoulements. Parmi les nombreuses méthodes de mesures basées sur l'imagerie numérique, la P.I.V. (Particule Image Velocimetry) permet d'obtenir la vitesse instantanée du fluide avec une grande résolution. Le principe de la PIV est basé sur l'analyse du déplacement de particules, traceurs de l'écoulement, illuminées à l'aide d'une source plane de lumière laser. Une caméra numérique collecte les images dans un plan perpendiculaire à la tranche laser. La projection dans ce plan de la vitesse du fluide est calculée par le déplacement des particules entre deux images prises successivement sur un intervalle de temps très court. Ce principe est illustré sur la figure A.1.

La méthode de calcul des vitesses utilisée pour les expériences de la cuve tournante est la C.I.V. (Correlation Image Velocimetry), développée par Fincham & Spedding (1997) puis par Fincham & Delerce (2000). Elle est basée sur la correspondance entre les textures sur deux images successives de l'écoulement. Le champ des déplacements, proportionnel à la vitesse, est obtenu par inter-corrélation directe entre de petits sous-domaines de la paire d'images. Le vecteur de déplacement de chaque partie est déterminé par le maximum de covariance. Ces paramètres et la méthode utilisée sont décrits dans les sections suivantes.

A 1.2 Acquisition des images

- **Source lumineuse**

Pour générer une tranche laser fine on utilise un laser continu Argon (Innova 70C-4 produit par Cohérent SA) d'une puissance de 8 Watts (Fig. A.2). La source de lumière cohérente doit être suffisamment intense, car la lumière diffusée par les particules est généralement recueillie par une caméra positionnée perpendiculairement au plan du faisceau incident. Le spectre du laser est étendu, mais les deux principales longueurs d'ondes émises sont de 488 nm (bleu) et 514.5 nm (vert). La tranche laser est produite par le faisceau lumineux transmis par une fibre optique au niveau de l'expérience et réfléchi à sa sortie par un miroir (modèle 6850 de Cambridge Technology) oscillant à une fréquence de 120 Hz, synchronisé avec les images de la caméra par les impulsions électroniques qu'elle émet (Fig. A.2). On peut ainsi obtenir une tranche laser uniforme, étendue et de faible épaisseur. Son étalement angulaire dépend directement de l'amplitude des oscillations du miroir et peut atteindre 80°, ce qui permet d'optimiser la luminosité

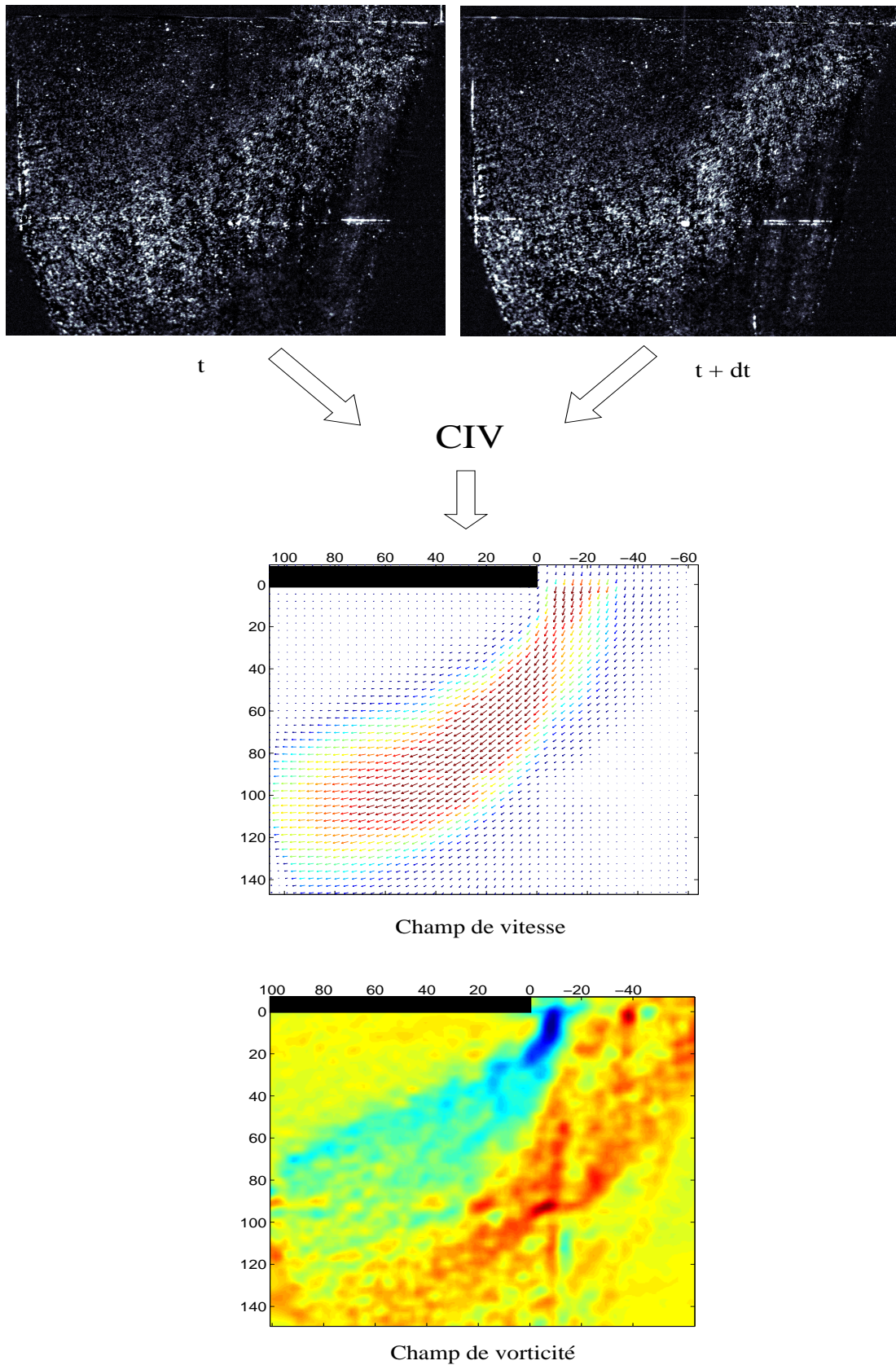


FIG. A.1: *Correlation Image Velocimetry. Le champ de vitesse est obtenu par inter-corrélation entre une paire d'images prises sur un intervalle de temps dt . On obtient le champ de vorticité par dérivation.*

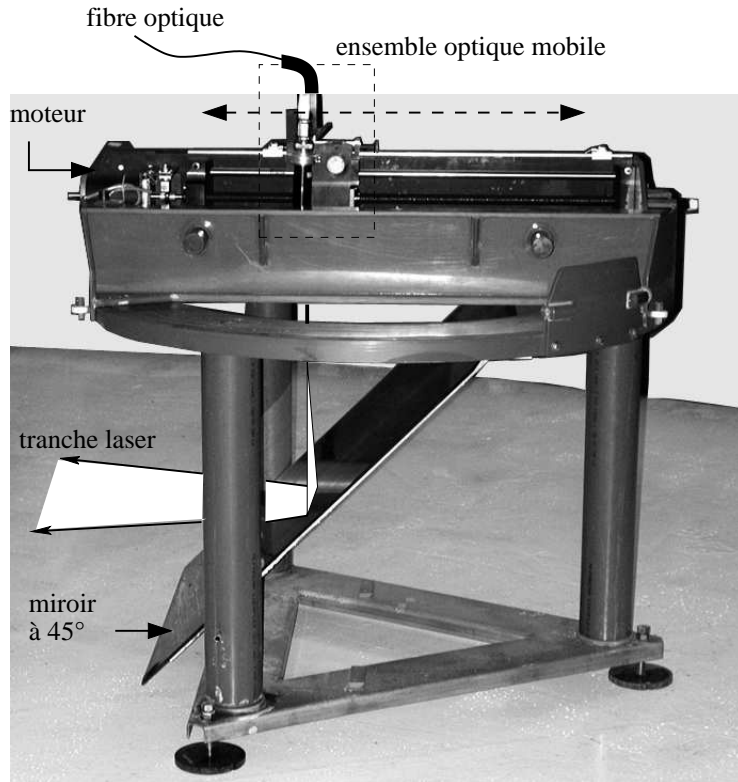


FIG. A.2: *Système de génération et translation de la tranche laser. Le faisceau laser qui sort de la fibre optique est réfléchi sur un petit miroir oscillant générant la tranche laser verticale. Celle-ci est déviée en une tranche horizontale par un miroir à 45°.*

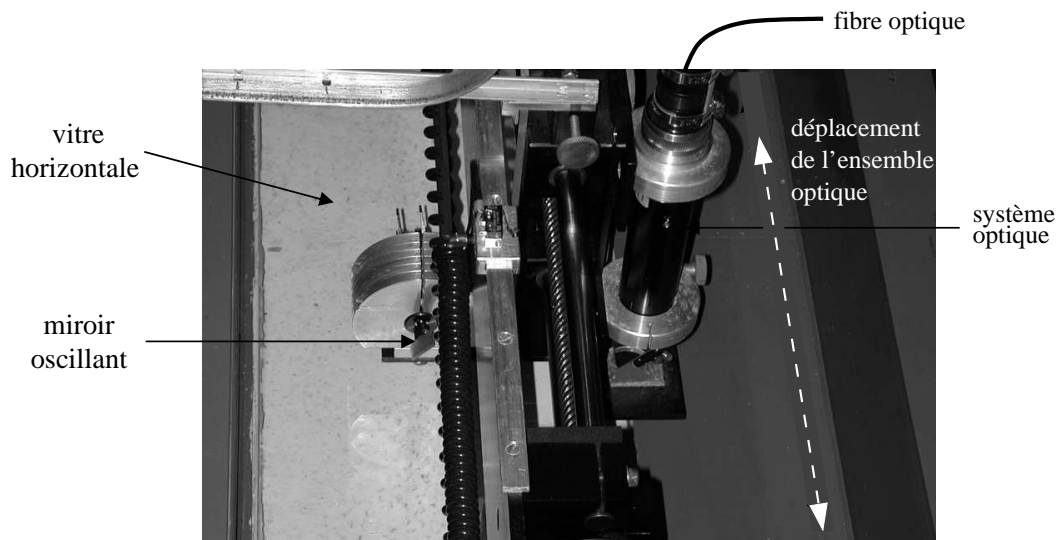


FIG. A.3: *Détail de l'ensemble optique mobile, qui permet de générer une tranche laser. Il comprend la fibre optique guidant le faisceau laser ainsi qu'un système optique et le miroir oscillant.*

dans le champ de mesure souhaité.

Cette tranche laser passe au travers d'une vitre horizontale, permettant de s'affranchir des problèmes liés aux mouvements de la surface libre (Fig. A.3). Elle est ensuite réfléchi sur un miroir à 45° qui transforme la tranche laser verticale en une tranche horizontale. Un déplacement horizontal de l'ensemble optique et miroir oscillant se traduit donc par une translation verticale de la tranche laser dans le fluide. Ce déplacement le long d'un rail par un moteur pas à pas est contrôlé par ordinateur via un boîtier Anaheim et permet d'effectuer des mesures en différentes profondeurs lors d'une même expérience. Le système peut également être tourné de 90° par rapport au miroir oscillant pour générer une tranche laser verticale.

• Caméra et objectifs

La précision des mesures obtenues par cette méthode dépend avant tout de la qualité des images de particules, nécessaires à la détermination de la vitesse. Elles sont enregistrées par une caméra numérique.

L'enregistrement des données se fait sur une caméra de haute résolution spatiale, la taille idéale d'une particule sur l'image de la caméra étant de l'ordre de 2-3 pixels. La sensibilité de la caméra doit être élevée à cause de la faible intensité de la lumière rediffusée par les particules, l'enregistrement étant effectué perpendiculairement à la tranche éclairée de l'écoulement. La durée d'exposition doit être suffisamment brève pour éviter l'erreur sur la trajectoire des particules ; mais elle doit être suffisamment longue pour minimiser les variations propres aux particules et avoir une meilleure luminosité. Pour l'acquisition d'images en plusieurs hauteurs de la tranche laser, la fréquence de la caméra (cadence d'acquisition) est aussi un facteur important. Les caractéristiques de la caméra SMD 1M60 utilisée pour la plupart des expériences sont décrites sur le tableau A.1, ainsi que celles de la Pulnix et de la Dalsa, utilisées lors des visualisations en tranche laser verticale.

Caméra	SMD et DALSA 1M60	Pulnix TM9701
Résolution	1024 x 1024 à 512 x 512 pixels	768 x 484 pixels
Sensibilité	$10 \mu\text{V}/e^-$	$8 \mu\text{V}/e^-$
Niveau de gris	4096 (12 bits)	256 (8 bits)
Fréquence	60 Hz à 120 Hz	30 Hz
Taille du pixel	$14 \times 14 \mu\text{m}^2$	$11.6 \times 13.6 \mu\text{m}^2$

TAB. A.1: Caractéristiques des caméras numériques.

• Particules

Le fluide estensemencé de particules théoriquement de même densité et si possible uniformément réparties. Elles doivent être suffisamment petites pour ne pas perturber l'écoulement et adopter la vitesse du fluide. De plus, de petites particules sédimentent moins rapidement. La vitesse de sédimentation U_s des particules dépend en effet de leur diamètre d_p et peut être exprimée à partir de la loi de traînée de Stokes $U_s = g d_p^2 (\rho_p - \rho) / (18 \mu)$ où ρ_p est la densité des particules et ρ celle du fluide, μ est la viscosité dynamique du fluide. Ainsi une faible taille des particules permet aussi de réduire les effets de sédimentation et les effets d'inertie. Mais leur taille ne doit pas être trop petite, pour pouvoir recueillir avec la caméra une intensité suffisante de lumière rediffusée. Le choix de la taille des particules est donc un compromis entre la nécessité d'un faible temps de relaxation et une diffusion suffisante de lumière. Ceci est d'autant plus vrai pour les écoulements rapides.

Ce problème est moins critique dans le cas de mesure à petite échelle (15 x 15 cm²) où les particules utilisées sont de faible diamètre. Par contre cette difficulté devient importante pour les mesures sur des grands champs (2 x 2 m²) qui exigent des particules plus grosses.

Mais la vitesse de sédimentation dépend également de la différence de densité entre le traceur et le fluide. Il est donc primordial d'avoir des particules de densité très proche de celle du fluide. C'est un problème important lors des expériences que nous avons réalisées puisque le courant de densité initiale connue, subit un fort mélange avec le milieu environnant. Sa densité décroît alors rapidement et les particules, initialement à la bonne densité, sédimentent. Elles ne correspondent plus au déplacement du courant de gravité et gênent les mesures de vitesses. Afin d'éviter autant que possible ce phénomène lors des expériences, on choisit d'introduire des particules de densité légèrement inférieure à la densité initiale du courant. Pour faciliter leur mouillage et pour retarder la formation d'agglomérations de particules, elles sont préalablement mélangées à un agent tensioactif (l'Ifotol).

La concentration en particules est également un paramètre important. Plus le nombre de particules pouvant être distinguées individuellement est grand, plus il y a d'information disponible sur chaque image. Mais un trop grand nombre de particules peut conduire à une absorption importante de la lumière du laser et une diminution du contraste par diffusion.

- **Acquisition**

Le logiciel utilisé pour l'acquisition des images, CivIt, est développé par Fincham & Spedding (1997). Il contrôle et synchronise le déplacement de la tranche laser avec la caméra et le temps entre les images. Ce temps doit être suffisamment court pour que les déplacements restent proportionnels à la vitesse du fluide et pour que les particules ne sortent pas de la tranche laser à cause de leur vitesse transverse, mais suffisamment grand pour que les images de chaque particule restent corrélées. Mais un temps trop court entre deux images conduit à une erreur relative importante sur le déplacement mesuré. Le déplacement optimum entre deux images est de l'ordre de 5 à 10 pixels pour le traitement PIV. Pour optimiser ces temps entre les images, des séries de 4 images sont prises à de courts intervalles de temps différents. Ceci permet d'ajuster les intervalles de temps sur lesquels s'effectuent les calculs, selon l'évolution de la vitesse de l'écoulement.

- **Conclusions**

Le choix de chaque composant de la mesure PIV (particules, laser et camera) est dicté par un compromis entre la taille du domaine étudié, la résolution désirée (donnée par les échelles spatiales de l'écoulement), la durée, la vitesse du phénomène étudié et les moyens disponibles.

A 1.3 Traitement des données par CIV

Une fois l'acquisition des images terminée, le traitement des données permet l'obtention des champs de déplacement (Fig. A.1). Une évolution de la PIV est utilisée pour ces expériences, qui se base sur une méthode de corrélation croisée entre toutes les textures d'une paire d'image qui peuvent être des particules par exemple. Le détail de cette méthode de calcul appelée CIV et des algorithmes utilisés pour ce traitement sont décrits dans les articles de Fincham & Spedding (1997) et Fincham & Delerce (2000). Le principe général de la CIV est expliqué dans les sections suivantes.

- **Détermination des déplacements**

La concentration en particules sur les images PIV ne permet pas leur suivi par simple visualisation. Le déplacement est donc évalué dans un sous-domaine de l'image défini par une 'fenêtre de corrélation'. Le vecteur de déplacement de chaque sous-domaine est déterminé par une méthode statistique basée sur le maximum du pic de corrélation d'intensité lumineuse.

Cela suppose que la valeur de l'intensité lumineuse sur chaque pixel (codée sur 4096 niveaux de gris pour la camera SMD) est fonction de la présence ou non de particules.

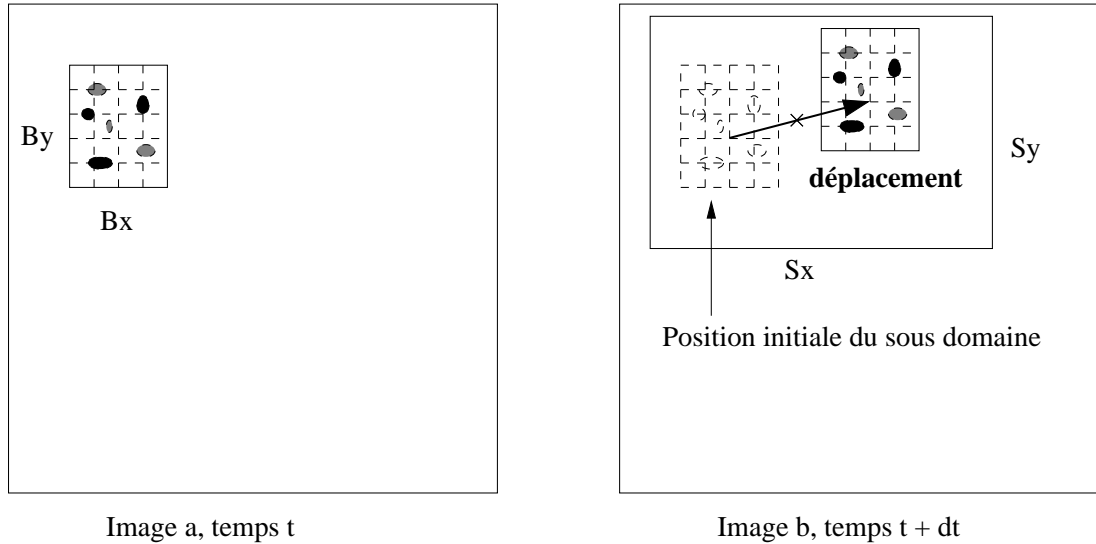


FIG. A.4: Schéma du principe pour le calcul des déplacements CIV par sous-domaines.

Une image de qualité, contenant de l'information, présente un grand nombre de niveaux de gris selon les pixels et sera donc différente de l'image suivante.

La procédure permettant de déterminer le champ de déplacement à partir d'une paire d'images (a,b) est la suivante :

- On définit un sous-domaine élémentaire de taille (B_x, B_y) de la première image (Fig. A.4), appelé boîte d'identification.

- La texture contenue dans cette fenêtre est ensuite recherchée dans une boîte de recherche sur la seconde image. Cette boîte de recherche de taille (S_x, S_y) doit être suffisamment grande pour couvrir le déplacement de la boîte d'identification. Cela suppose une estimation a priori de l'ordre de grandeur des maxima des déplacements.

- Ces deux fenêtres servent au calcul des corrélations dans les directions x et y , le pic de corrélation correspondant au déplacement moyen des particules de la boîte d'identification.

Ce calcul de l'inter-corrélation directe (spatiale) s'effectue pour toutes les positions possibles de la boîte (B_x, B_y) dans le sous-domaine (S_x, S_y) par translation de pixel en pixel dans chaque direction.

- L'intensité lumineuse de chaque pixel (k, l) de la boîte d'identification ($k = 1 \dots B_x$ et $l = 1 \dots B_y$) est définie par $I_a(k, l)$ pour la première image (a) et par $I_b(k + i, l + j)$ dans la deuxième image (b) pour laquelle la boîte d'identification est décalée de (i, j) par rapport à sa position initiale (Fig. A.4). Les intensités moyennes dans chacune des

boîtes sont :

$$\bar{I}_a = \frac{1}{B_x B_y} \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} I_a(k, l)$$

$$\bar{I}_b = \frac{1}{B_x B_y} \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} I_b(k + i, l + j)$$

Ces valeurs moyennes sont soustraites à chaque intensité, ce qui permet de minimiser les écarts de poids entre le fond et les particules. Toutes les textures (même les plus sombres) participent ainsi à la recherche du mouvement du fluide. La covariance :

$$c(i, j) = \frac{\sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_a(k, l) - \bar{I}_a) (I_b(k + i, l + j) - \bar{I}_b)}{\left[\sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_a(k, l) - \bar{I}_a)^2 \sum_{k=1}^{B_x} \sum_{l=1}^{B_y} (I_b(k + i, l + j) - \bar{I}_b)^2 \right]^{1/2}}$$

est calculée pour chacun des déplacements (i, j) autorisés par la boîte de recherche.

Cette fonction, évaluée uniquement pour des valeurs discrètes est ensuite interpolée pour obtenir une résolution inférieure au pixel. Ainsi pour chaque boîte d'identification qui compose l'image, le déplacement moyen correspondant est évalué par la position du maximum de cette fonction d'inter-corrélation. Connaissant l'intervalle de temps dt séparant la paire d'image (a,b) et le calibrage spatial (nombre de pixels/cm), la vitesse correspondant à ce déplacement est calculée. La grande précision de la méthode permet la reconstitution du champ de vitesse dans la zone de mesure suivant une grille dont le pas est indépendant de la taille des boîtes (B_x, B_y) .

Les déplacements sont évalués au centre de chaque boîte d'identification et sont représentatifs de la vitesse au point milieu entre sa position initiale et finale (au centre du déplacement, Fig. A.4). Le champ de vitesse instantané est donc évalué sur une grille irrégulière. Une interpolation par des fonctions splines lissantes de type plaque mince, pour chaque composante de vitesse permet de reconstruire le champ de vitesse sur une grille régulière. Ainsi les quantités des dérivées spatiales des vitesses mesurées telles que le rotationnel, la divergence ou l'énergie peuvent être calculées à l'aide des coefficients des fonctions splines. Cette fonction d'interpolation-lissage (Paihua Montes, 1978; Spedding & Rignot, 1993) est basée sur la minimisation du Laplacien du champ de vitesse et de l'écart aux points de mesure, pondérés par un coefficient de lissage. Un exemple du traitement des images est présenté schématiquement sur la figure A.1.

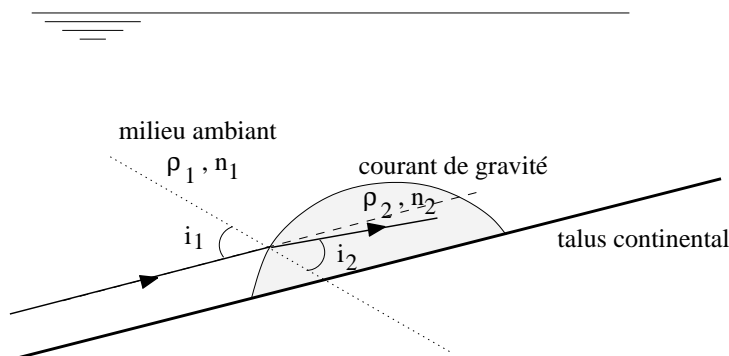


FIG. A.5: Déviation du faisceau laser au passage d'une interface entre deux milieux de densités différentes.

• Vecteurs incorrects et algorithme hiérarchique

Après l'évaluation du champ de vitesse à partir des images de particules, un certain nombre de vecteurs apparaît incorrect de manière évidente (complètement différents en norme, direction et sens par rapport aux autres vecteurs alentours). L'origine de ces vecteurs erratiques provient entre autre des forts gradients de vitesse, des mouvements des particules d'ensemencement hors et dans le plan laser, des incertitudes sur l'emplacement de la mesure liées aux écarts de densité ou simplement du manque de particules. Les difficultés rencontrées lors des expériences et liées à notre configuration sont développées plus en détail au paragraphe 3.2.4.

- Un problème important est lié à la déviation du faisceau laser en présence d'un gradient de densité. En effet, au passage d'une interface entre deux milieux de densités différentes (et donc d'indices de réfraction différents), la tranche laser est déviée car l'indice de réfraction varie avec la densité du milieu. Un faisceau incident se propageant avec un angle i_1 par rapport à la normale à l'interface, dans un milieu de densité ρ_1 d'indice de réfraction n_1 , est réfracté d'un angle i_2 (tel que $\sin i_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin i_1$) en passant l'interface vers un milieu de densité ρ_2 et d'indice de réfraction n_2 .

Lorsque les différences de densité entre les deux milieux sont importantes (ce qui est souvent le cas dans les expériences de courant de gravité), la tranche laser est fortement réfractée. Par exemple, pour un milieu ambiant homogène de densité $\rho_1 = 1000$ g/L et un courant de densité $\rho_2 = 1015$ g/L, les indices de réfraction respectifs sont $n_1 = 1.3374$ et $n_2 = 1.3423$ pour une température de 18°C et pour les longueurs d'ondes du laser. Si l'angle d'incidence du laser est $i_1 = 75^\circ$, le faisceau pénètre le milieu 2 avec un angle $i_2 = 74.2^\circ$. Ceci engendre une différence de position du laser de 2mm sur un parcours de 15cm dans le milieu 2. Plus l'angle d'incidence du faisceau laser i_1 est grand, plus les effets de réfraction sont importants. Un éclairage normal ($i_1 = 0$) du laser minimise cet

effet, mais la caméra serait alors en position rasante. Comme la lumière rediffusée par les particules vers la caméra est également réfractée, on perd la netteté sur les images et les particules apparaissent alors floues.

Pour les faibles différences de densité entre les deux milieux, la réfraction du laser n'a que peu d'impact sur le calcul CIV et l'on peut s'affranchir de ce problème, même pour des courants relativement larges. Par contre pour des différences de densité importante les effets de réfraction de la tranche laser ne sont plus négligeables. En pratique les champs de vitesse ne peuvent pas être estimés pour des différences de densité supérieures à 1-2%, l'image devenant alors complètement floue et le laser étant fortement dévié. Il faudrait alors utiliser une méthode d'ajustement de l'indice de réfraction par l'ajout d'un deuxième soluté (par exemple de l'alcool), mais ceci n'est guère réalisable en pratique pour ces expériences de grandes dimensions.

- Une autre difficulté majeure de l'analyse par CIV est la présence de maxima secondaires de la covariance, qui peuvent dépasser insidieusement le maximum associé au déplacement local et engendrer des vecteurs vitesses erronés. Cette difficulté peut être limitée en choisissant une boîte de recherche (S_x, S_y) restreinte. De plus, un critère d'élimination de ces vecteurs faux consiste à faire une 'corrélacion de la corrélation' : Le maximum de covariance à une certaine position est multiplié par la fonction de covariance des positions voisines. Comme ces maxima de covariance correspondent à des déplacements de particules voisines, ils doivent être proches. La multiplication accroît donc le pic de corrélation correct, alors que les pics secondaires, généralement produits par du bruit, ne sont pas corrélés.

- Pour le calcul de certaines grandeurs, comme les dérivées du champ de vitesse (vorticité, divergence ...), un vecteur faux peut augmenter considérablement le bruit par la discontinuité qu'il engendre. Des critères portant sur la qualité des fonctions de corrélation et sur la continuité spatiale du champ de vitesse permettent de détecter et d'éliminer la plupart de ces vecteurs faux. L'interpolation-lissage du champ de vitesse par une fonction 'spline plaque mince' permet en particulier de fournir un champ lisse de vitesse. Le lissage tend à diminuer le bruit aléatoire produit par les erreurs de mesure CIV. Les vecteurs s'écartant trop de ce champ lissé sont éliminés. Un critère de seuil pour cet écart de vitesse, correspondant à un ou deux pixels de déplacement sur l'image, est utilisé. C'est un test de continuité sur la vitesse montrant la qualité des résultats obtenus lors de l'algorithme de CIV.

Cependant, avec cette interpolation, les mouvements de petites échelles qui existent en réalité dans les écoulements turbulents sont amoindris. Pour mesurer les fluctuations

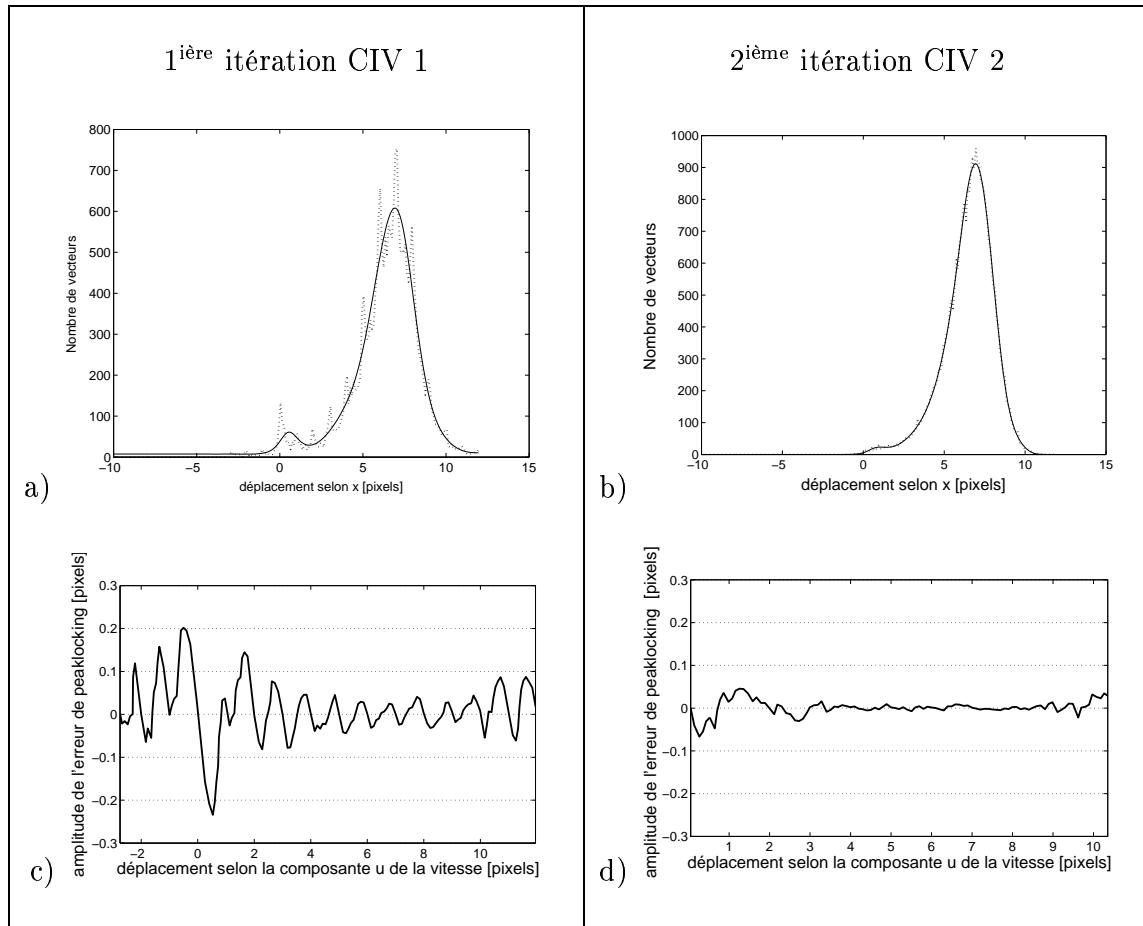


FIG. A.6: a) et b) sont les histogrammes des déplacements mesurés (en pointillés) selon la direction x . L'effet de peak-locking se traduit par une oscillation de l'histogramme. La comparaison de cet histogramme mesuré à l'histogramme lissé par interpolation (en trait plein) conduit à l'estimation de l'erreur systématique de peak-locking représentée en c) et d). La partie gauche (a et c) correspond aux résultats après une seule itération de CIV 1 ; la partie de droite (b et d) montre la diminution de l'effet de peak-locking après une seconde itération de CIV 2.

de vitesse, il est donc préférable de travailler avec les résultats non lissés.

Les vitesses très proches de zéro sont également éliminées, car pour nos expériences, elles correspondent clairement à l'image du fond fixe sur lequel des particules ont sédimenté.

- Enfin, il existe des incertitudes liées au calcul numérique. Une erreur, dite de 'peak-locking', provient de la discrétisation par pixel de la fonction d'inter-corrélation. Celle-ci est déterminée sur chaque pixel discret, ce qui a pour effet de biaiser la position de son maximum vers une valeur entière. L'erreur systématique sur le déplacement due au 'peak-locking' est estimée par la fonction globale de distribution de probabilité des déplacements. Cette erreur systématique approche 0.1 pixels pour la corrélation simple,

notée CIV 1 (Fig. A.6a et c). Elle s'annule pratiquement pour les valeurs entières du déplacement (ainsi que pour les valeurs demi-entières par symétrie entre les 2 pixels voisins). C'est pour les valeurs s'écartant d'un quart de pixel d'une valeur entière que l'erreur est maximale, car c'est là que l'attraction par la valeur entière a le plus d'effet.

- Une méthode itérative permet ensuite d'augmenter la précision et d'éliminer les vecteurs faux restants : Une première estimation du champ de vitesse et de ses dérivées (CIV 1) est effectuée pour laquelle le calcul des déplacements se base sur une pure translation de chaque boîte d'identification. L'interpolation permet ensuite de déterminer la rotation et le taux de déformation. Cette interpolation sert également de test sur la qualité des vecteurs. Un nouveau champ de déplacement est calculé par une seconde itération (CIV 2) qui utilise les résultats précédents comme estimation initiale des vitesses pour la recherche de l'optimum de corrélation. Cette seconde itération permet en plus de prendre en compte les effets locaux de déformation et de rotation et de réduire l'essentiel de l'erreur de 'peak-locking' comme le montre les figures A.6b et d (la méthode utilisée est décrite par Fincham & Delerce (2000)). La procédure d'interpolation-lissage et d'élimination des vecteurs faux peut être renouvelée sur ce nouveau champ et ainsi de suite. Ces itérations successives améliorent la qualité des corrélations d'images et diminuent le nombre de vecteurs erronés détectés. L'efficacité de cette méthode est étudiée dans le cas des expériences de courant de gravité sur la figure 3.7.

Ces expériences de laboratoire fournissent ainsi des champs de vitesse semblables à ceux produits par les modèles numériques, ce qui facilite leurs comparaisons.

A 2 Mesures de sondes

Avant chaque expérience, il est essentiel de s'assurer des conditions initiales de densité (homogénéité ou stratification linéaire du milieu ambiant, densité initiale du courant de gravité...). Ces mesures se font durant le remplissage de la cuve par des densimètres 'flotteurs' gradués (le volume immergé dépend de la masse volumique du milieu dans lequel il est plongé). On vérifie ces mesures par des profils de densité effectués avec des sondes de conductivité et de température. Ces sondes sont ensuite utilisées durant l'expérience pour enregistrer les variations de densité du courant de gravité et du milieu ambiant en différentes positions.

Les signaux de chacune des sondes sont enregistrés par un multiplexeur et digitali-

sés avec une résolution de 16 bits (carte d'acquisition National Instrument PC6031 E, contrôlée par Labview). La fréquence d'acquisition est de 240Hz. Un filtre passif analogique RC de fréquence de coupure fixée à 40Hz, placé sur chaque sonde, élimine le bruit haute fréquence. La nouvelle structure de la plate-forme tournante protège plus efficacement ces signaux de mesure contre les bruits électromagnétiques.

A 2.1 Sondes de conductivité

Les mesures de conductimétrie sont effectuées avec une microsonde développée par la société PME. Le modèle 125 MSCTI (MicroScale Conductivity-Temperature Instrument) est conçu pour mesurer la conductivité électrique de solutions contenant des ions conducteurs avec une grande résolution temporelle et spatiale. La tension de sortie de l'instrument est proportionnelle à la conductivité de la solution. La sonde est composée de quatre électrodes (sphères de platine) soutenues par du verre fondu (Fig. A.7). Chaque électrode est enrobée de platine noir pour améliorer le contact électrique avec l'eau. Le support en verre est fixé au bout d'un tube en inox de 6.3mm de diamètre. Grâce à ses faibles dimensions, la sonde ne perturbe que très peu l'écoulement.

Un courant alternatif à 10 kHz alimente les deux électrodes intérieures et la tension entre les deux électrodes extérieures est mesurée. La tension de sortie correspond donc à une moyenne spatiale de la conductivité de l'eau dans un volume entre les électrodes. Ce volume, estimé à une sphère de 1mm de diamètre centré sur les électrodes intérieures, correspond à la résolution spatiale de la sonde. Son temps de réponse (de l'ordre de 0.2s) est très inférieur aux échelles de temps caractéristiques de l'écoulement et les mesures peuvent être considérées comme instantanées.

Un étalonnage des sondes (Fig. A.8) est effectué avant les expériences sur des échantillons d'eau de densité connue, mesurée avec un densimètre 'flotteur'. Cette sonde permet donc de mesurer les variations rapides de la conductivité électrique de l'eau avec une haute résolution. Elles sont utilisées pour réaliser des profils de l'écoulement.

La conductivité d'une solution dépend à la fois de la salinité et de la température, il est donc nécessaire d'effectuer des mesures de conductimétrie et de température simultanément pour connaître la densité. Les gradients de température induits par les variations thermiques à l'intérieur du bâtiment sont généralement faibles, ainsi que l'évaporation et les gradients horizontaux et verticaux qui apparaissent naturellement dans la cuve. Ils ne modifient pas de façon significative la dynamique de l'écoulement mais doivent être pris en compte pour des mesures précises de la densité. Il est cependant très important de vérifier la température du courant de gravité injecté lors des expériences. Autour de 20°C, la conductivité augmente de 2.3% pour une augmentation de température de 1°C.

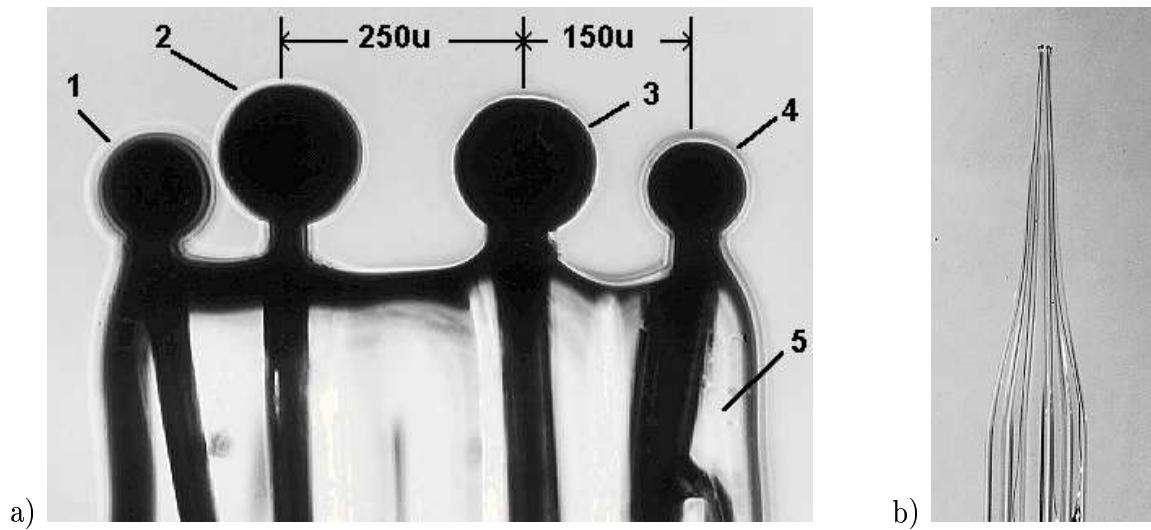


FIG. A.7: Détails de la sonde de conductivité. a) Les électrodes 2 et 3 reçoivent le courant alternatif, la tension est mesurée entre les électrodes 1 et 4. b) et 5 montrent le support en verre.

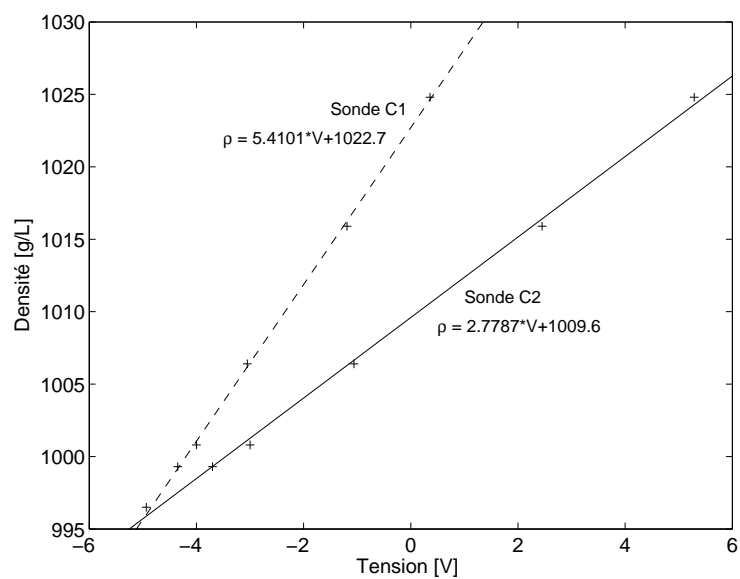


FIG. A.8: Courbes d'étalonnages de deux sondes de conductivité à température constante (19° dans cet exemple) en fonction de la tension de sortie.

A 2.2 Sondes de température

La température est mesurée avec des mini-thermistances CTN (Coefficient de Température Négatif) de 1.5mm de diamètre, encapsulées de verre (Fenwal Electronics, modèle 120-103FAJ-Q01) et fixées sur un tube en inox. Le temps de réponse de ces thermistances est de l'ordre de 0.5s, leur volume étant très petit. La tension mesurée est une fonction linéaire de la résistance électrique de la thermistance ($U = R \cdot I$). Cette tension est reliée à la température par une courbe d'étalonnage, effectuée avec un thermomètre à mercure pour la température de référence (Fig. A.9). L'expression de la température en fonction de la résistance (de Steinhart-Hart) est $1/T = A + B(\ln R) + C(\ln R)^3$. Ces thermistances sont alimentées par un courant I de $125\mu\text{A}$, à basse impédance (120Ω) pour limiter les risques d'interactions avec les sondes de conductivité.

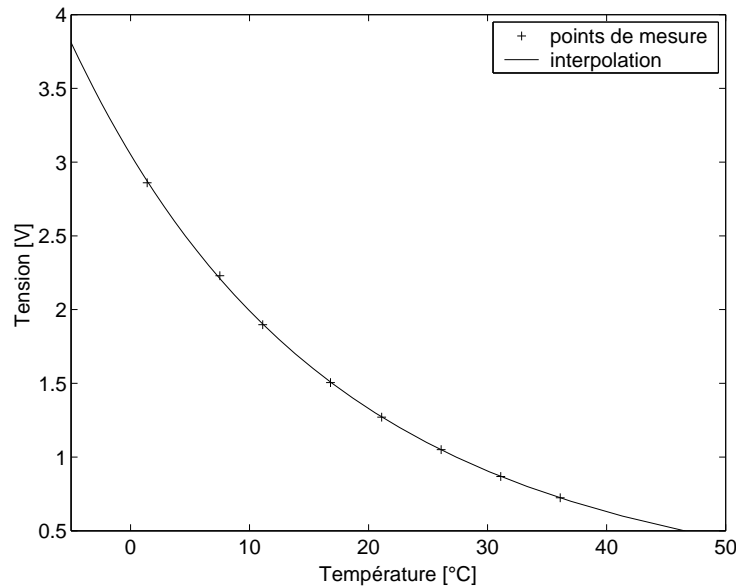


FIG. A.9: Courbe d'étalonnage d'une sonde de température en fonction de la tension de sortie, obtenue en utilisant un calorimètre et un thermomètre à mercure.

A 2.3 Sondes à ultrasons

Cet autre type de sonde mesure les variations de célérité du son dans l'eau, qui dépend de la salinité, de la température et de la pression et donc de la densité du milieu. Les effets de pression sont négligeables dans nos expériences en supposant l'écoulement en équilibre hydrostatique. En revanche, pour une salinité donnée, une augmentation de 5°C de la température engendre une diminution de 0.01 g/L en densité, ce qui n'est plus négligeable. Mais si les températures entre le milieu et le courant de gravité introduit ne

varient pas, alors le signal acoustique dépend essentiellement des variations de salinité. La vitesse du son dans l'eau est $c = c_o + 1100 s + 4.12 \theta - 0.037 \theta^2$ où $c_o = 1410 \text{ m.s}^{-1}$, θ est la température [°C] et s la salinité [psu].

Ces sondes mesurent le temps de parcours du signal acoustique entre un émetteur-récepteur (pastille piézo-électrique de quelques mm^2 de surface) et un réflecteur : $\tau = 2 d/c$ (où $d = 2\text{cm}$ est la distance entre les deux capteurs et c la célérité du son). La tension de sortie est proportionnelle à ce temps, qui est lui-même fonction de la densité du liquide situé entre les deux capteurs : $V_s = k\tau - V_o$. Ces sondes ont été développées au LEGI par D. Auchère au sein de l'équipe Instrumentation.

Annexe B

Scaling properties for turbulent gravity
currents deviated by Coriolis effect on
a uniform slope

Scaling properties for turbulent gravity currents deviated by Coriolis effect on a uniform slope

By SABINE DÉCAMP¹ AND JOËL SOMMERIA¹

¹Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) CNRS-UJF-INPG, Coriolis, BP53, 38041 Grenoble, cedex9, France.

(Received 1 March 2006)

We experimentally study turbulent gravity currents flowing down a uniform slope in a homogeneous ambient fluid, initially at rest in a rotating reference frame. Such dense overflows renew deep oceanic water as part of the global thermohaline convective cycle, with strong impact on the climate. Experiments are performed in the large ‘Coriolis’ rotating tank in Grenoble (13 m in diameter), providing weaker viscous effects than in previous studies, so that the dynamical parameters of the ocean are better approached. Furthermore measurements of velocity fields by Particle Imaging Velocimetry (PIV), which are new in this context, provide comprehensive results on the mean current and eddy structure. Scaling laws have been obtained for the mean position and width of the current. A regime of self-similar current from a point source of buoyancy flux is approached. The structure of the mean flow is then universal and its scale depends only on the buoyancy flux and rotation rate.

This gravity current is flowing downslope near the source, with active turbulent mixing, and is deviated by the Coriolis effect to a horizontal cross-slope motion. Mixing is suppressed at this latter stage and geostrophic balance is achieved. The downslope motion is associated with lateral spreading of the current by gravity effects and by the Reynolds stress, which are found similar to those of ordinary jets. The lateral spreading is suppressed once the current reaches the horizontal direction.

Viscous friction near the sloping bottom produces a downslope falling film, as analyzed in previous studies. This results in a leak on the main current, which progressively reduces its buoyancy flux.

The formation of large cyclonic vortices is analysed in detail from PIV measurements. These vortices are generated in the inlet channel upstream of the slope, but they are further amplified while the gravity current is turning to its horizontal direction: they receive a significant part (about 15%) of the power released from the potential energy of the gravity current. The vortices are barotropic, extending up to the free surface and they pump material from the gravity current in their columnar core. Thus both energy and matter is transferred from the gravity current to the ambient fluid in the vortices. The final vorticity and size of the vortices scale like the gravity current itself, but their trajectory is found to depend on the total water height above the current: it is the resultant of both topographic Rossby wave propagation and advection by the barotropic component of the gravity current.

1. Introduction

Dense overflows on a continental slope renew deep oceanic water as part of the thermohaline convective cycle, which strongly influences the climate. Very active gravity currents occur in particular locations, passing over a sill from marginal or shelf seas where dense water is produced. In the Polar Regions, cold water from the Nordic seas flows out over the Denmark Strait (Spall & Price 1998; Käse *et al.* 2003). Similarly the Mediterranean salty waters descent through the Gibraltar Strait into the Atlantic Ocean. Exchange of these different water masses involves high shears and density gradients, instabilities and generation of mesoscale vortices. The resulting mixing does influence the final stabilization depth of the water mass, which controls the whole convection process. Determining this rate of mixing is a key challenge.

The in-situ study of these deep sea phenomena requires heavy oceanographic campaigns, which do not provide a synoptic coverage of the time evolution. Furthermore, the dynamical parameters are not controlled and field observations are often difficult to interpret because of the interference of multiple phenomena. Direct numerical simulations are difficult and costly because of the wide range of scales involved. Therefore laboratory experiments provide valuable insight for these phenomena.

Earlier experiments on gravity current were performed without rotation (Simpson 1997). These experiments allow to study the turbulent wake behind the front, undergoing shear driven instabilities at the gravity current interface. This turbulence contributes to the entrainment and mixing of fresh water into the dense current. The entrainment rate has been determined experimentally by Ellison & Turner (1959) and Turner (1986) in the case of a homogeneous ambient fluid. As ambient fresh water is entrained along the slope, the gravity current density decreases while its thickness grows linearly with the distance to the source of dense fluid. This corresponds to a self similar behaviour of the flow, for which the buoyancy flux is conserved. The constant angle of vertical spreading can be characterized by an entrainment coefficient E . It is usually defined from the velocity component normal to the slope. Its asymptotic value w , far from the interface, is proportional to the mean down-slope velocity U of the gravity current, such that $|w| = E U$. Turner (1986) suggests that the entrainment coefficient E depends on the Richardson number, which compares the stabilizing effect of gravity to the shear effect which maintains turbulence.

The effects of rotation on such gravity currents (Griffiths 1986) have been explored in quasi-laminar regimes. From recent experiments, Cenedese *et al.* (2004) clearly identified different regimes depending on the initial flow conditions, showing large scale instabilities with the formation of either waves or domes in the dense current. In the latter regime, cyclonic vortices appear periodically in the fresh water above the gravity current. These were already observed and analyzed by Lane-Serff & Baines (1998, 2000) and Etling *et al.* (2000).

In the present paper, experimental results are described for a fully turbulent gravity current deviated by the Coriolis force in a uniform ambient fluid. To minimize viscous effects, experiments were performed on the large ‘Coriolis’ rotating platform at the LEGI laboratory in Grenoble (13 m in diameter). Mesoscale oceanic dynamics can be well reproduced in similarity. The idealized case of a uniform sloping bottom is considered, in agreement with the configuration proposed by the Dynamics of Overflow Mixing and Entrainment (DOME: <http://www.rsmas.miami.edu/personal/tamay/DOME/dome.html>) project. This research group aims at comparing the results of different numerical models in representing dense overflows in the ocean.

After a description of the experimental system in § 2, the relevant non-dimensional

numbers are discussed in § 3. It is argued that a regime of strong mixing can be achieved, for which the length scale, velocity and density of the current depend only on the buoyancy flux and rotation period, while the structure of the current is universal in non-dimensional coordinates. Then the current can be considered as coming from a point source of buoyancy flux. This is a generalisation of classical self-similarity properties for jets or plumes, or for gravity currents confined to a channel in the absence of rotation.

A description of the flow obtained during the experiments is given in § 4. The current is observed to split in a main part deflected by Coriolis effect and a thin viscous film moving down the slope. The main current undergoes a variety of instabilities and unsteady flow features are observed in this system. These involve the shear instability at the interface of the gravity current, a viscous instability of the viscous film and the formation of large cyclonic vortices by a mechanism akin to baroclinic instability.

The mean flow properties are analyzed in detail in § 5. These include the determination of the current trajectory, mean velocity and density profiles. The scaling laws are found in agreement with the dimensional analysis of § 3.

In classical experiments of gravity currents confined to a channel, the downstream increase of thickness and related decrease in density can be directly interpreted in terms of an entrainment coefficient, related to the rate of turbulent vertical mixing of the heavy fluid. In our case, the vertical mixing cannot be directly deduced from the density variations, as it depends on the lateral spreading of the current, associated both with the horizontal divergence of the mean flow and with the lateral eddy transport. In § 6, we directly measure this lateral eddy transport and compare it with classical results on turbulent jets. However we are not able to provide a full inventory of the different dynamical terms, as we are missing local measurements for the vertical transport.

Nevertheless we study in detail the formation and propagation of the cyclonic vortices in § 7. Generation of large cyclonic vortices has been observed in all the experiments of gravity currents in rotation. Etling *et al.* (2000) showed that they do not appear when rotation is suppressed, while in experiments on a flat bottom in a rotating environment, vortices are generated but do not propagate. These vortices propagating with the current are therefore important components of the gravity current dynamics on a slope in a rotating system, with influence on the energetic and mixing properties. They are observed from satellite altimetry observations over the Denmark Strait or Faroe Bank Channel (Høyer *et al.* 2002). Insight in the variability of the deep current could be inferred from such observations. However the properties of vortices are not easily reproduced in numerical models, so their analysis is particularly important to test our modelling capabilities and to improve our interpretation of oceanic observations.

2. Experimental system

The experimental setup is presented in figures 1 and 2. The gravity current is driven by salt concentration in water. It is introduced with a constant flow rate Q_o at the top of the slope through a horizontal inlet channel of length 200 cm and width 62 cm, in which the current adjusts itself to geostrophic equilibrium. A honeycomb, made of glass tubes $\phi_{ext} 8 \times \phi_{int} 6$ mm in diameter, is used to initiate a uniform flow, parallel to the channel, approaching the condition of geostrophic balance. For that purpose the honeycomb has a triangular section, with height 8 cm and width 60 cm, like sketched in figure 2. The flow rate is controlled by a diaphragm operating at a constant pressure set by a constant level in a tank situated 7 m above the experiment. The source flow rate is maintained at a constant value Q_o between 0.37 and 1.68 L s⁻¹ (within $\pm 1\%$), depending on the diaphragm diameter. The initial relative density difference between the source and the

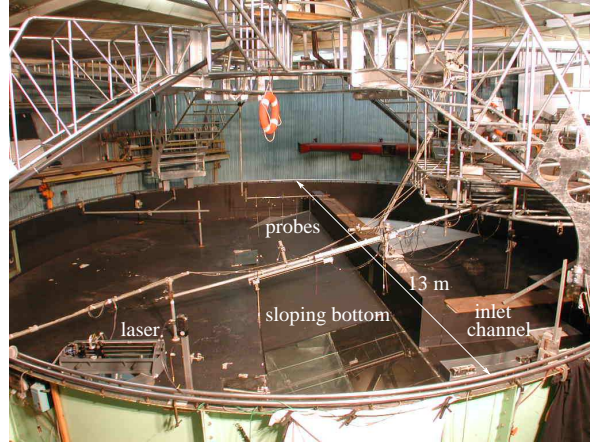


FIGURE 1. Photo of the experimental setup.

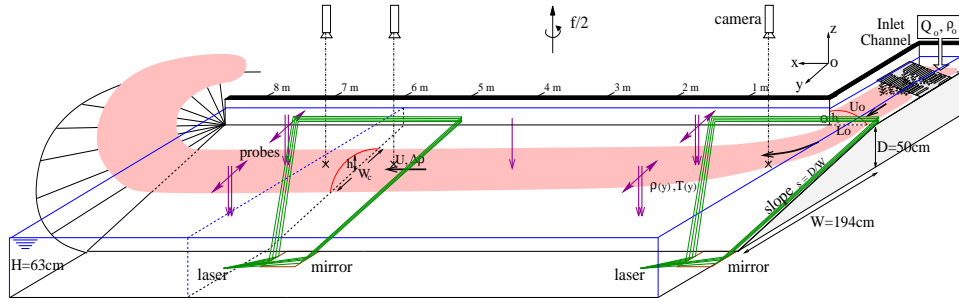


FIGURE 2. Schematic perspective view of the experimental configuration, including the laser, camera and probe positions.

ambient $\Delta\rho/\rho_0$ is 0.75%, 1.5% or 3.0%. This initial density is measured with a precision of 10^{-4} (relative precision of 2% for $\Delta\rho/\rho_0$).

The current flows down an inclined slope of height $D=50$ cm, width $W=194$ cm, corresponding to an inclination angle of 14.5° , and its length is 9 m (see figure 1). The slope bottom intercepts the flat bottom of the tank, while its upper side lies on a vertical wall. The slope is positioned along a diameter of the rotating tank, $2R_T=13$ m. The end of the slope smoothly matches with a half cone, around which the current can turn, so that it finally mixes on the other side of the vertical wall, minimizing backward perturbations on the gravity current. The tank is initially filled with a fresh water layer of thickness $H = 63$ cm.

The rotation period T of the tank varies between 40 s and 80 s with a relative accuracy of 10^{-4} . This corresponds to a Coriolis parameter $f = 4\pi/T = 0.314$ to 0.157 s^{-1} . The tank is rotating in the anticlockwise direction, like in the Earth North hemisphere. During rotation, the free surface is a paraboloid. At a neutral radius $r = 2R_T/3 = 4.30$ m from the tank centre, the water depth remains equal to its initial value $H = 63$ cm. For the highest rotation rate $f = 0.314$ s^{-1} , the maximum deviation from this average is -3 cm at the tank centre and $+3$ cm at its periphery. However the inlet channel is close to the neutral position $r = 2R_T/3$ (the coordinate origin O taken as the inlet channel's edge is at a radius $r = 0.7R_T$), so the total water thickness remains $H = (63 \pm 1)$ cm at the inlet which makes a vertical extend of (13 ± 1) cm of water over the channel's floor. The

horizontal coordinates are x and y (see figure 2). The height from the bottom of the tank is denoted by the vertical coordinate z and the height of the sloping bottom is given by $z_B(x, y) = (1 - y/W)D$.

The trajectory of the current can be visualized by introducing dye (food dye) initially mixed in the source of salty water. The bottom is then painted in white and the flow is illuminated from above by standard iodine incandescent projector lamps. Alternatively, the vertical structure of the current has been visualized by fluorescent dye, excited by a vertical laser sheet. The bottom is painted in black and the fluorescence is then observed from the side by a CCD video camera.

Velocity fields are obtained by the Particle Image Velocimetry (PIV) technique. The gravity current is then seeded with particles at its source. It is illuminated by a laser sheet and a CCD camera (1024×1024 pixels, Black & White 12 bits) records series of images. The displacement of the particle patterns between two images is calculated by direct cross-correlation of the image luminosity. The camera is placed at 5 m above the tank bottom to provide large view fields of $1.7 \times 1.7 \text{ m}^2$ (see figure 2). The horizontal projection of the velocity (perpendicular to the vertical line of sight) is then obtained in the laser sheet. The particles used for PIV are either pliolite ($\phi=200\text{-}300 \text{ }\mu\text{m}$, 1023.6 g L^{-1}) or polystyrene ($\phi=300 \text{ }\mu\text{m}$, $1005\text{-}1015 \text{ g L}^{-1}$). The density is chosen according to the initial density of the gravity current, to optimize the particle suspension in the turbulent flow. A system with optical fibres and an oscillating mirror synchronized with the camera (at 240 Hz) is used to generate the laser sheet. This sheet ($\sim 1 \text{ cm}$ thick) is directed parallel to the slope at different heights ($z - z_B = 2, 4, 6$ or 8 cm from the sloping bottom), and at three different horizontal positions: in the inlet channel, at the beginning of the slope and at $x=4$ to 6 m from the origin O situated at the channel edge. The laser sheet tends to be refracted by density gradients and remains trapped in the dense current. The vertical spread of the laser sheet results in some vertical averaging of the velocity, ponderated by the particle density, which reflects the gravity current density. We have systematically checked that the resulting fields are not sensitive to the positioning of the laser sheet near the bottom (within $\pm 1 \text{ cm}$).

Some particles or other impurities remain at rest on the bottom, which can result in spurious velocity measurements. To prevent these, we numerically subtract a background image to the images used for PIV processing. This background is obtained by measuring for each pixel the statistics of the image luminosity on a sliding sequence of 20 images and taking a median value. Finally the velocity vectors with very small modulus or differing too much from their neighbours are eliminated.

Density variations are measured from conductivity and temperature probes. Temperature variations are less than 1°C , so density is controlled by salinity. Mean profiles across the stream are obtained by a simultaneous translation of two probes along the slope at a distance $z - z_B = 1 \text{ cm}$. Each probes performs a translation of 100 cm , one starting at $y=199 \text{ cm}$, the other at $y=101 \text{ cm}$, which gives an overlap of 2 cm at mid distance on the sloping bottom. The translation is repeated three times at constant speed (1 cm s^{-1}), using a stepping motor. Measurements are performed at two different locations ($x=150 \text{ cm}$ and 720 cm from the inlet channel).

3. Non-dimensional numbers and scaling laws

The control parameters in the experiments are the following (see figure 2):

- The initial density difference $\Delta\rho$ between the source and the ambient, expressed as

the initial reduced gravity $g'_o = g \Delta\rho/\rho_o$, where ρ_o is the ambient fluid density.

- The rotation period of the turntable T , or equivalently the Coriolis parameter $f = 4\pi/T$.
- The volume flow rate introduced at the source of the gravity current Q_o .
- The kinematic viscosity $\nu = 10^{-6} \text{ m s}^{-2}$.
- The salt diffusivity $\kappa = 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.
- The geometric parameters, mainly the height $D=50 \text{ cm}$ and width $W=194 \text{ cm}$ of the incline slope and the water depth H_c in the inlet channel.
- The list of experiments with their set of parameters $\Delta\rho/\rho_o$, T and Q_o , is given in table 1.

From these eight physical parameters, one can define six independent non-dimensional parameters. Assuming that the molecular diffusivity effects κ is negligible and that the height H_c is not relevant, we are led to four important physical parameters. In addition to the slope $s = D/W = 0.25$, these should include the Burger number, Bu , the Reynolds number, Re , and the Rossby number, Ro , depending on a velocity scale U_o . However the velocity is not directly a control parameter, as we impose instead the flow rate Q_o , or the related buoyancy flux B_o :

$$B_o = g'_o Q_o \quad (3.1)$$

The velocity scale U_o , as well as the initial current thickness h_o and width L_o , can be physically evaluated from the classical estimate of the initial velocity $U_o = \sqrt{g'_o h_o}$, combined with the integral constraint on the flow rate $B_o = g'_o Q_o = g'_o h_o L_o U_o$ and with an hypothesis of hydrostatic and geostrophic balance in the inlet channel $f U_o = g'_o h_o/L_o$. These estimates yield the following relations

$$U_o = (B_o f)^{1/4} \quad (3.2)$$

$$L_o = (B_o f^{-3})^{1/4} \quad (3.3)$$

$$h_o = (B_o f)^{1/2} g_o'^{-1} \quad (3.4)$$

The velocity field in the inlet channel has been directly analyzed by PIV measurements. An example of a mean velocity field at $z - z_B = 2 \text{ cm}$ from the channel's floor is given in figure 3(a). The corresponding vertical cut of the velocity profile is plotted in figure 3(b) with velocities normalized by U_o , as defined by (3.2). These results confirm that the initial velocity is close to the velocity scale U_o , and that the width scale L_o and current thickness scale h_o defined by (3.3) and (3.4) provide good estimates.

From these scales, one can classically define a Burger number $Bu = s g'_o/(f^2 W)$ and a Rossby number $Ro = U_o/(f W)$, depending on the slope width W . However, we are interested in the dynamics of the free gravity current, moving on the incline slope without confinement by its lateral boundaries. In this case, we do not expect the width W to play an important role, so the ratio $M = Bu/Ro = s g'_o/(f U_o)$, in which W has been eliminated, should be the relevant parameter. It can be viewed as the ratio of the topographic slope (s) over the natural slope of the isopycnals given by the initial geostrophic equilibrium ($h_o/L_o = f U_o/g'_o$). We call it the mixing parameter M , as we shall see that it repre-

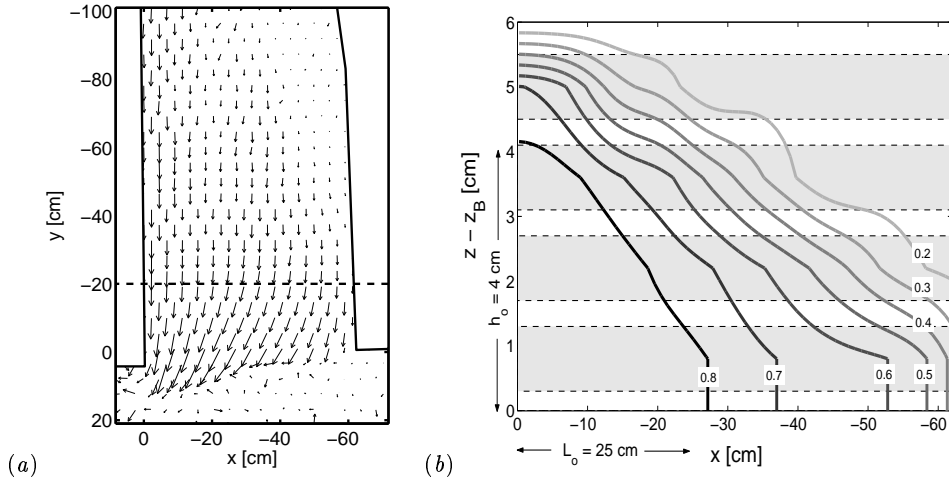


FIGURE 3. (a) Mean horizontal velocity field in the inlet channel, obtained by PIV with a laser sheet at $z - z_B = 2$ cm from the channel floor. (b) Mean velocity contours along the dashed line plotted in (a) at $y = -20$ cm from the end of the inlet channel. Contours correspond to $U/U_o = 0.8, 0.7, \dots, 0.2$. This vertical section is obtained by linear interpolation from four positions of the laser sheet, indicated as grey bands representing the estimated thickness of the laser sheet. The interface of the gravity current is somewhat smoothed out by this interpolation process (Exp. #6 of table 1, for which $h_o = 4$ cm, $L_o = 25$ cm and $U_o = 7.72$ cm s $^{-1}$).

sents the amount of global mixing of the gravity current with the ambient. From these considerations, we define the flow conditions by the following set of four independent non-dimensional parameters:

$$\text{The mixing parameter} \quad M = \frac{s g'_o}{f U_o} = s g'_o f^{-5/4} B_o^{-1/4} \quad (3.5)$$

$$\text{The width ratio} \quad \frac{L_o}{W} = f^{-3/4} B_o^{1/4} W^{-1} \quad (3.6)$$

$$\text{The Reynolds number} \quad Re = \frac{U_o h_o}{\nu} = \nu^{-1} g_o'^{-1} f^{3/4} B_o^{3/4} \quad (3.7)$$

$$\text{The slope} \quad s = D/W \quad (3.8)$$

Values of these parameters for the experiments carried out are given in the table 1. These values were chosen to approach dynamical similarity with oceanic cases. The large dimensions of the turntable allow us to reach sufficiently high Reynolds numbers for which the mean flow properties become independent of Re . The rotation period and the initial density excess are then adjusted to keep small Burger and Rossby numbers and small width ratio $L_o/W \ll 1$, so that the flow is not constrained by the lateral limits of the slope. A gravity current both fully turbulent (high Reynolds number) and strongly influenced by rotation (small Rossby number) is then obtained. Different initial conditions can lead to similar M numbers (Exp. #3, #6 and #8 for example) or similar Reynolds numbers (Exp. #1, #6 and #13 for example). These runs were performed to investigate separately the importance of the non dimensional parameters. In some experimental runs, either the width ratio L_o/W was too large and the gravity current

Exp. #	Control parameters			Dimensionless numbers		Derived parameters		
	$\Delta\rho/\rho_o$ [%]	T [s]	Q_o [L s ⁻¹]	M	Re	h_o [cm]	L_o [cm]	U_o [cm s ⁻¹]
1	0.75	40	0.64	0.98	$3.24 \cdot 10^3$	5.23	20	6.20
2	0.75	40	1.68	0.76	$6.69 \cdot 10^3$	8.47	25	7.89
3	0.75	60	0.77	1.54	$2.74 \cdot 10^3$	4.68	28	5.87
4	<i>0.75</i>	<i>80</i>	<i>1.31</i>	<i>1.94</i>	<i>$3.29 \cdot 10^3$</i>	<i>5.29</i>	<i>40</i>	<i>6.24</i>
5	1.50	40	0.37	1.88	$3.81 \cdot 10^3$	2.81	20	6.43
6	1.50	40	0.77	1.56	$3.13 \cdot 10^3$	4.06	25	7.72
7	1.50	40	1.68	1.29	$5.62 \cdot 10^3$	5.99	30	9.39
8	1.50	47	1.68	1.57	$4.91 \cdot 10^3$	5.53	34	9.02
9	<i>1.50</i>	<i>80</i>	<i>0.77</i>	<i>3.72</i>	<i>$1.86 \cdot 10^3$</i>	<i>2.87</i>	<i>41</i>	<i>6.49</i>
10	<i>1.50</i>	<i>80</i>	<i>1.68</i>	<i>3.06</i>	<i>$3.31 \cdot 10^3$</i>	<i>4.24</i>	<i>50</i>	<i>7.89</i>
11	3.0	40	0.37	3.16	$1.52 \cdot 10^3$	1.99	24	7.65
12	3.0	40	0.77	2.63	$2.63 \cdot 10^3$	2.87	29	9.18
13	3.0	40	0.98	2.48	$3.16 \cdot 10^3$	3.24	31	9.76

TABLE 1. List of the experiments with values of the control parameters: the density difference $\Delta\rho/\rho_o$, the tank rotation period T and the volume flow rate Q_o at the current source. The corresponding values of the non-dimensional parameters and scales, defined by (3.2-3.7) are also given. Lines in italic correspond to a ratio L_o/W which is not small, so that lateral confinement effects may alter the results.

went more rapidly down the slope, reaching the bottom of the turntable, or the thickness h_o was very small and the PIV measurements lost accuracy.

Using the scales (3.2-3.4), the velocity fields, reduced gravity and current thickness can be written in a non-dimensional form, as functions of the reduced coordinates of position and time,

$$\mathbf{u}(x, y, t) = (B_o f)^{1/4} \tilde{\mathbf{u}}(x/L_o, y/L_o, ft) \quad (3.9)$$

$$g'(x, y, t) = (B_o f^5)^{1/4} \tilde{g}'(x/L_o, y/L_o, ft) \quad (3.10)$$

$$h(x, y, t) = s (B_o f^{-3})^{1/4} \tilde{h}(x/L_o, y/L_o, ft) \quad (3.11)$$

We shall consider more specifically time averaged fields, expressed in terms of stream-wise and transverse coordinates (χ, η) . The maximum modulus of this averaged velocity at abscissa χ is then denoted U_m . The corresponding vertical averaged density profile is then described in terms of a maximal reduced gravity g'_m and thickness h_m . From (3.9-3.11), these averaged quantities can be expressed in the non-dimensional form:

$$\frac{U_m}{U_o} = \mathcal{U}(\chi/L_o) \quad (3.12)$$

$$\frac{g'_m}{g'_o} = \frac{1}{M} \mathcal{G}(\chi/L_o) \quad (3.13)$$

$$\frac{h_m}{h_o} = M \mathcal{H}(\chi/L_o) \quad (3.14)$$

The non-dimensional functions defined above (\mathcal{U} , \mathcal{G} and \mathcal{H}) depend a priori on the four non-dimensional parameters (3.5-3.8). However we consider the case of a current unconfined by the lateral boundaries of the slope, so that $L_o/W \ll 1$ and this parameter should not influence the dynamics. The Reynolds number Re is assumed sufficiently large

so that the mean flow properties become independent of Re . We did not vary the slope s in these experiments, but we expect that the flow properties would not depend significantly on this parameter. This is indeed an exact property for the dynamical equations based on the hydrostatic approximation, and experiments of gravity currents in the absence of rotation indicate that the velocity depends only very weakly on the slope (Britter & Linden 1980).

We therefore expect that the structure of the current depends only on the parameter M . We shall be particularly interested in the limit $M \gg 1$, for which the current could be considered as initiated by a point source of buoyancy flux B_o , which is conserved along the current (as it is proportional to salinity). Any other properties of the source, in particular the initial density g'_o , would be then irrelevant. In this limit we expect that the reduced non-dimensional velocity field $\tilde{\mathbf{u}}(x/L_o, y/L_o, ft)$ has a universal behaviour: the current trajectory and structure would be similar for different experimental parameters, but with a different length scale L_o and velocity scale U_o . The density g'/g'_o normalized by the initial density scales in $1/M$ while the reduced thickness h/h_o scales in M . The product of these last two quantities, which is involved in the momentum equation, remains independent of M .

The similarity between the experiment and the oceanic dynamics is controlled by the four dimensionless parameters used in the scaling laws (3.5) to (3.8). For a typical experiment (#6 of table 1), the non dimensional parameters are $Re=3.1 \cdot 10^3$, $L_o/W = 0.125$ and $M = 1.56$. For the Denmark Strait overflow, typical values of the physical parameters are $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $D = 3000 \text{ m}$, $W = 120000 \text{ m}$, $Q_o = 5.4 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, $g'_o = 0.01 \text{ m s}^{-2}$. These are typical oceanic values chosen by the DOME research group. This gives the same values $L_o/W = 0.125$ and $M = 1.56$ as in the experiments, but with a smaller slope $s = 0.025$, ten times smaller and the larger Reynolds number $Re=3.6 \cdot 10^8$. The aspect ratio between the vertical and the horizontal is therefore expanded by a factor of ten in the experiments with respect to the oceanic case, and the Reynolds number is reduced. Nevertheless, we have argued earlier that these two parameters should not play a major role, so that a good similarity between the oceanic case and the experiments is expected.

4. Qualitative description of the flow

Global visualization of the gravity current is obtained by injecting red dye at the source of the current, as shown in figure 4 (top views). A uniform illumination from the top is then provided by incandescent light spots, while the bottom is painted in white. In addition, black dye is introduced from a point source above the current to visualize motion in the upper layer. The observed current is composed of two distinct parts: a bulk current and a few millimetres thick viscous film, flowing down the slope.

From the inlet, the bulk current first flows down the slope, undergoing intense turbulent mixing at the interface with the ambient fluid. It is deflected to the right by the Coriolis force until it reaches an equilibrium depth, in a state of geostrophic balance with a nearly horizontal velocity.

By contrast, the viscous film is moving downward with laminar motion and little mixing. Thickness modulation of this layer is visible as quasi-horizontal red stripes in figure 4. These can be understood as the so called ‘roll waves’ produced by a friction driven instability (Jeffreys 1925; Kranenburg 1984). This phenomena has already been observed in experiments of Whitehead *et al.* (1990), Lane-Serff & Baines (1998) or Etling *et al.* (2000).

Another instability is observed in the bulk current, generating large cyclonic vortices,

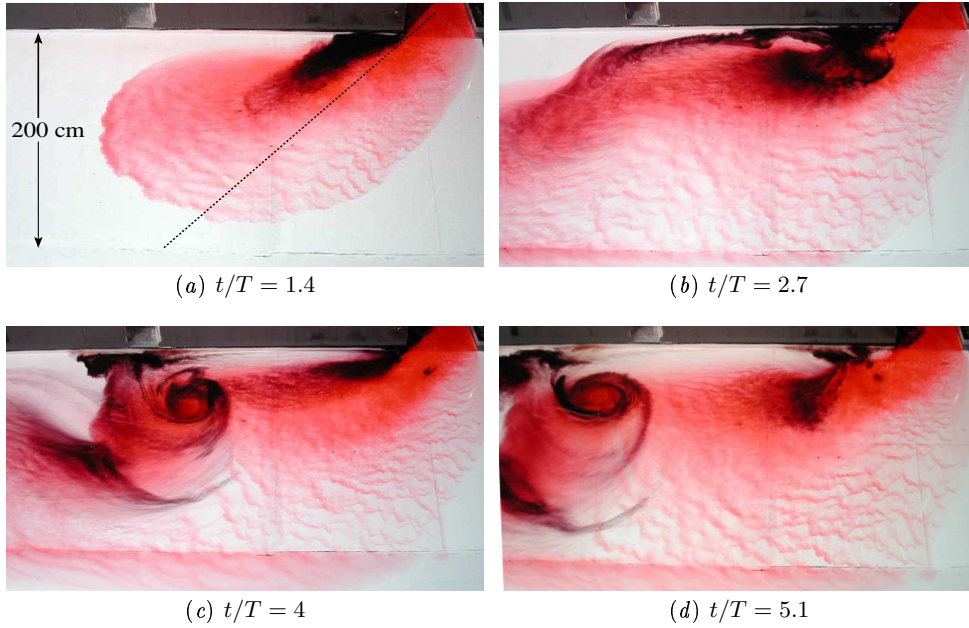


FIGURE 4. Visualization of the gravity current at different times (the time origin is taken when the current tip reaches the corner of the inlet channel at $(x, y) = 0$). The current, marked by red dye, splits into a geostrophically balanced current deviated across the slope and a thin viscous film descending the slope. The main current is subjected to instabilities which induce large cyclonic vortices. The vortices extend above the current, as shown by the black dye injected in the ambient fluid above the current at the inlet (Exp. #6).

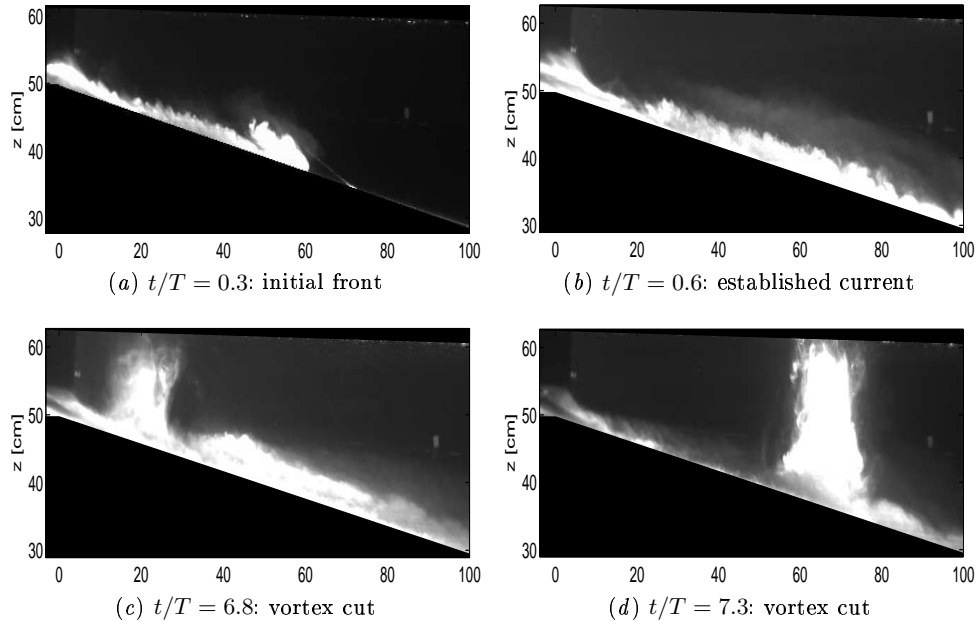


FIGURE 5. Vertical cut of the gravity current at different times (with origin when the current tip reaches the corner of the inlet channel $(x, y) = 0$). Fluorescein is mixed in the current source. Illumination is performed by a vertical laser sheet horizontally slanted at 45° , as shown by the dotted line in figure 4(a). Scales along this line are in [cm] (Exp. #6).

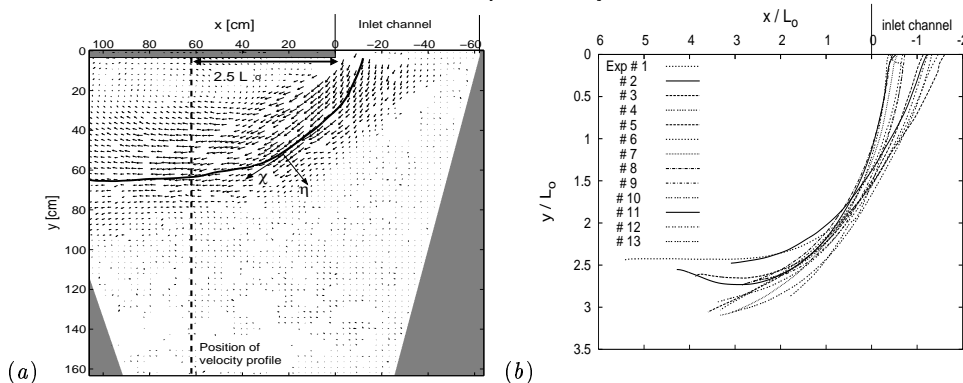


FIGURE 6. (a) Snap-shot velocity field obtained by PIV measurements at the beginning of the sloping bottom, with a laser sheet parallel to the slope at 2 cm height (Exp. #2). (b) Trajectory of the mean gravity current (central streamline of the mean velocity field), in normalized coordinates.

stretching over the whole water depth over the gravity current (see figure 4c, 4d). These cyclones are periodically produced and induce upslope and downslope oscillating velocities in the gravity current. Similar vortices have been studied in laboratory and numerical simulation of rotating gravity currents (Whitehead *et al.* 1990; Lane-Serff & Baines 1998, 2000; Etling *et al.* 2000; Spall & Price 1998). Finally a slow counter-current is visible in the ambient fluid near the top of the slope. It must occur to replace the ambient fluid entrained by the gravity current. This coastal current towards the source has also been observed in earlier experiments (Etling *et al.* 2000).

Visualization of the gravity current by laser induced fluorescence is shown in figure 5. In that case, fluorescein is mixed in the current source, while the background is painted in black. Because of negligible diffusion effects, fluorescent luminosity can be assumed proportional to salt concentration and density. Fluorescence is excited by a vertical laser sheet and observed from the side. The direction of the cut is horizontally slanted at 45° , as indicated in figure 4(a), to follow approximately the current trajectory. The initial front of the gravity current is visible in the first snap-shot (image 5a). Then the established current can be observed in image 5(b). The mean stream-wise profile of current thickness can be estimated by a quantitative analysis of such images. It first decreases, in association with the current initial acceleration, then increases linearly by mixing with the ambient fluid. The interface is periodically perturbed by the cyclonic vortices which pump material from the gravity current up to the free surface, like tornadoes. The crossing of such a vortex in the field of view is clearly visible at two successive times in images 5(c) and 5(d).

5. Structure of the mean current

5.1. Time average velocity field

An example of a snap-shot velocity field obtained from PIV measurements is given in figure 6(a). In this section, we analyze the mean flow by averaging such velocity fields over 500 s (6 to 12 tank rotation periods), once the permanent regime has been established.

We first characterize the mean current trajectory by its ‘central’ streamline. This streamline has been defined as the streamline for which the mean velocity is maximum along the dashed line represented in figure 6(a), at $x = 2.5 L_o$. This distance has been

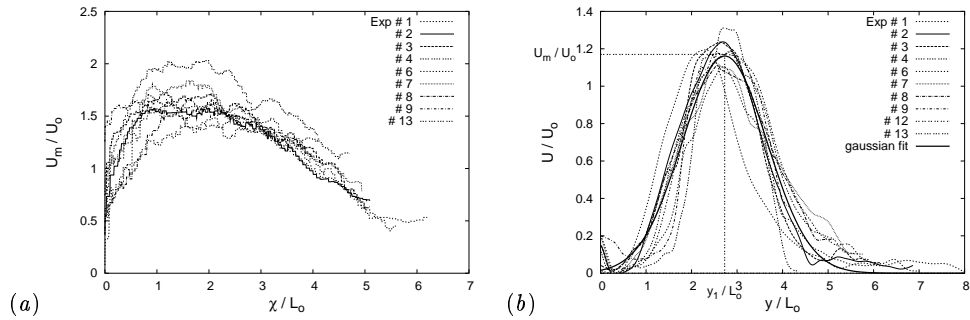


FIGURE 7. (a) Velocity variations along the central streamline of the gravity current corresponding to the maximum velocity as plotted in figure 6(b). (b) Velocity profiles along the horizontal y -axis made at $x = 2.5 L_o$. The velocities are normalized by U_o and the distance by L_o , defined by (3.2) and (3.3). Experiments where $h_o > 2.87$ cm and $L_o < 40$ cm are selected in the list of table 1 to insure good quality PIV measurements and negligible lateral effects at the slope bottom.

empirically determined as the abscissa for which the current first reaches the horizontal cross-slope direction. This streamline is tracked backward toward the source by a numerical integration of the mean velocity field. The coordinates along and normal to the central streamline of this mean flow are denoted χ and η respectively. The central streamlines are plotted in figure 6(b) for the different experiments. The streamlines differ in position at the very beginning of the descent of the gravity current and then tend to coincide in the reduced coordinates: this confirms that the trajectory of the gravity current is a function of $(x/L_o, y/L_o)$ beyond some distance from the source. At this stage a self-similar behaviour is obtained, independent of the initial experimental parameters.

The dependency of the velocity with the stream-wise coordinate χ is plotted in figure 7(a). It is obtained from the mean velocity fields along the central streamlines shown in figure 6(b). An initial acceleration of the current is observed, followed by a decay of velocity under the effect of mixing and lateral spreading.

These results can be compared with the thickness variations inferred from maps of fluorescent intensity (see figure 5), assumed proportional to density. Although these cuts are not strictly along streamlines, it can be checked that the initial acceleration is associated with a decrease of the layer thickness, while the deceleration corresponds to its growth by mixing with the ambient fluid.

For distance from the source greater than $2.5 L_o$, the different curves of figure 7(a) tend to coincide in the reduced coordinates, although the physical velocities and length scales differ. This confirms the relevance of these coordinates and the absence of Reynolds number dependency. To confirm the existence of a universal current structure, we have plotted transverse velocity profiles at abscissa $x = 2.5 L_o$, for which the current has reached a quasi-horizontal direction (so that the y -axis correspond to the horizontal projection of the transverse coordinate η). These U/U_o profiles are plotted in figure 7(b) in terms of the reduced coordinates y/L_o . The curves of the different experiments superimpose on a single profile, showing a universal current width L_1 and mean position y_1 on the slope. These quantities can be precisely defined from a Gaussian fit of the velocity profile, which provides a good approximation, as shown in figure 7(b).

$$\frac{U}{U_o} = \frac{U_m}{U_o} \exp\left(-\frac{(y - y_1)^2}{L_1^2} 4 \ln 2\right) \quad (5.1)$$

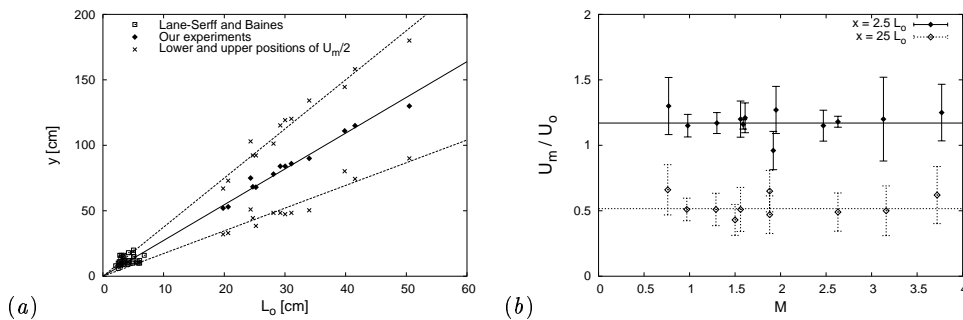


FIGURE 8. (a) Position and width of the mean current at $x = 2.5 L_o$ as a function of L_o . Diamonds: position y_1 of the current maximum U_m ; crosses: positions $y_1 \pm L_1/2$ where velocity is half the maximum; squares near the origin: position of the current from Lane-Serff & Baines (1998) (their figure 5a). (b) Velocity ratio U_m/U_o at $x = 2.5 L_o$ (black diamonds) and at $x = 25 L_o$ (open diamonds).

The fitted velocity then reaches its maximum U_m at $y = y_1$ and is equal to $U_m/2$ at $y = y_1 \pm L_1/2$. Note that the actual current oscillates around this mean curve, in association with the release of the large cyclonic vortices. Our averaging time is not quite sufficient, resulting in a residual variability of the transverse profile (clearly visible for exp. #1, in which particularly large fluctuations are observed).

In spite of these residual fluctuations, the fit (5.1) provides a good estimate of the current position, width and maximum velocity after its deviation to the horizontal direction, at $x = 2.5 L_o$. Comparing the different experiments, we get the following fits, shown in figure 8:

$$y_1 = (2.7 \pm 0.1) L_o \quad (5.2)$$

$$L_1 = (2.0 \pm 0.2) L_o \quad (5.3)$$

$$U_m = (1.17 \pm 0.06) U_o \quad \text{at } x = 2.5 L_o \quad (5.4)$$

$$U_m = (0.52 \pm 0.06) U_o \quad \text{at } x = 25 L_o \quad (5.5)$$

The distance and width are both proportional to the scale L_o , while the velocity is proportional to U_o , as expected from our dimensional analysis (3.12). These results are clearly shown in figures 8(a) and 8(b). It was earlier noticed (Griffiths *et al.* 1982; Lane-Serff & Baines 1998) that the current width is proportional to the scale L_o , which can be interpreted as a Rossby radius of deformation, $L_o = (g'_o h_o)^{1/2}/f$ from (3.3) and (3.4). These previous experimental results are also represented in figure 8(a) for comparison. The corresponding length scales L_o are about 10 times smaller than in our experiments.

The current velocity U_m decreases with the downstream abscissa from a maximum $U_m \simeq 1.5 U_o$, as seen in figure 7(a). It reaches the values expressed in (5.4) and (5.5) at $x = 2.5 L_o$ and $x = 25 L_o$ respectively, as shown in figure 8(b). We did not record the variations between these two positions, because of a gap in the possible locations of the laser sheet (see figure 2).

The front velocity U_f , measured in the phase of initial descent of the current, is found to be approximately constant in modulus and smaller than the mean gravity current speed at the same location:

$$U_f = (0.74 \pm 0.1) U_o = (0.74 \pm 0.1) (B_o/L_o)^{1/3} \quad (5.6)$$

This result is consistent with what is obtained by Britter & Linden (1980) for a gravity

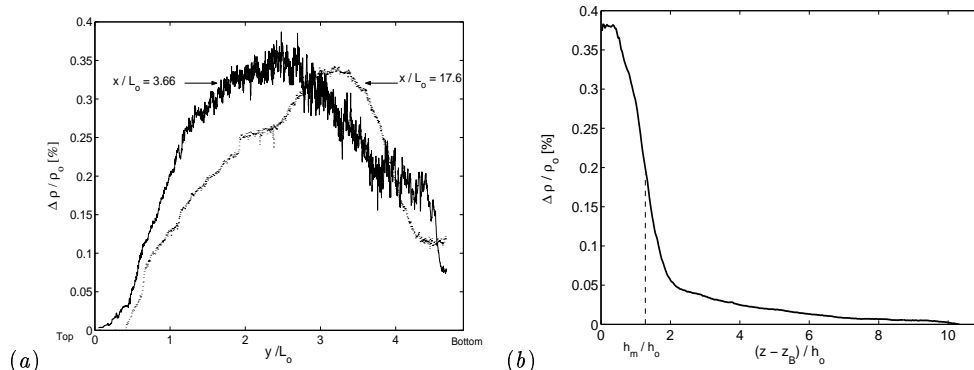


FIGURE 9. (a) Mean density profiles down the slope at $z - z_B = 1$ cm, for $x=150$ cm and 720 cm. (b) Mean vertical density profile made at mid slope ($x=490$ cm, $y=100$ cm). Both plots are from Exp. #9 with $\Delta\rho/\rho_o = 1.5\%$, $L_o = 41$ cm, $h_o = 2.87$ cm.

current confined to a channel in the absence of rotation: $U_f = (1.5 \pm 0.2) (B_o/L_{channel})^{1/3}$. However in that case the width of the current is the channel width $L_{channel}$ instead of the scale L_o .

5.2. Density profiles

An example of mean density profile across the gravity current is displayed in figure 9(a) at two different distances x from the inlet channel (just after the flow has reached its stabilized position $x=150$ cm and at the far end of the slope $x=720$ cm). In this experiment, the initial density difference between the current and the ambient is 1.5%, while it is reduced to a maximum of 0.35% in the measured profiles at both locations. This indicates that intense mixing occurs in the initial region of strong descent, but further mixing becomes negligible once the current has reached its quasi-horizontal direction.

Vertical density profiles have been also obtained at a fixed position at the middle of the slope ($x=490$ cm and $y=100$ cm) as shown in figure 9(b). From such profiles, the thickness of the gravity current can be estimated as the distance h_m to the slope for which the mean density is half its maximum. The thickness has also been evaluated from fluorescence intensity in the vertical cuts along the dashed line shown in figure 4, at the position intersecting the central streamline.

The current density and thickness obtained from these profiles are plotted versus the mixing parameter M in figure 10. The density has been normalized by the initial current density and is expressed in terms of a normalized reduced gravity g'_m/g'_o . It is defined as the maximum in the y -profile measured at $x = 720$ cm. The current thickness has been normalized by the height scale h_o defined by (3.4). The two estimates of the thickness represented in figure 9(b) coincide well, so the current thickness seems to become fairly uniform beyond the zone of current descent, for $x > 2.5 L_o$. The variations of g'_m and h_m with the mixing parameter M can be fitted by the following laws for $M > 1$ and $x > 2.5 L_o$:

$$g'_m = \frac{0.67 \pm 0.07}{M} g'_o \equiv (0.67 \pm 0.07) s^{-1} f U_o \quad (5.7)$$

$$h_m = (0.38 \pm 0.08) M h_o \equiv (0.38 \pm 0.08) s L_o \quad (5.8)$$

These laws correspond to the limit of a universal current structure, independent of the initial density, as predicted by dimensional analysis, relations (3.13) and (3.14). Relation

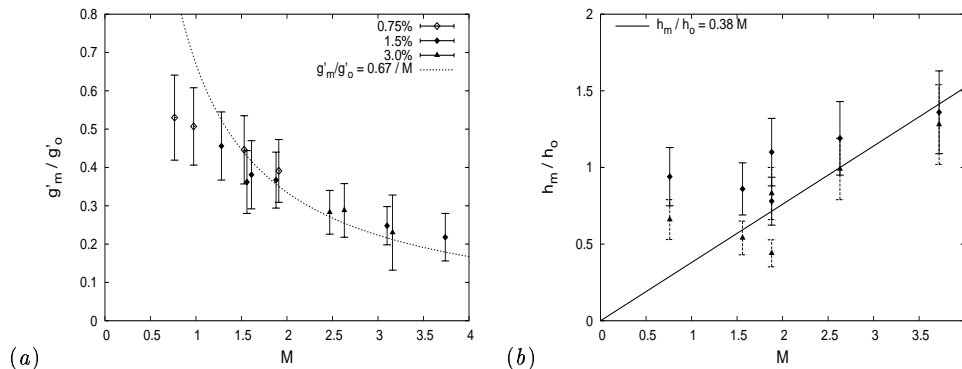


FIGURE 10. (a) Final maximal density excess in the main current (normalized by its initial value). The fit (5.7) for $M > 1$ is represented by the solid line. (b) Final current thickness h_m , normalized by the height scale h_o , with the fit (5.8) for $M > 1$ shown as a solid line. The data are obtained from density profiles measured by the conductivity probe at $x=490$ cm, $y=100$ cm (triangles) and from laser induced fluorescence in vertical cuts along the central streamline (diamonds).

(5.8) can be viewed as an entrainment law of the form $h_m = E\chi$, with an entrainment coefficient $E = 0.38 s$ for the initial mixing of the current along a distance $\chi = L_o$.

In the opposite limit $M \rightarrow 0$, with no mixing, the ratio g'_m/g'_o must tend to unity. This tendency is apparent in the two measurements for $M < 1$, although none of our experiments come close to this limit. We observe correlatively that the normalized thickness tends to a value close to 1 in the limit $M \rightarrow 0$.

It results from (5.5) and (5.7) that U_m is proportional to the ‘Nof velocity’ sg'_m/f , corresponding to a current in geostrophic balance with an interface slope equal to the topographic slope. At $x = 25 L_o$, the coefficient of proportionality is (0.8 ± 0.2) , close to unity, but it is twice larger at $x = 2.5 L_o$. We may conclude that the current has not yet reached a state of geostrophic balance at this nearer position, which should be related to the residual curvature of the streamlines.

By combining (5.3), (5.4), (5.7) and (5.8), one can estimate the buoyancy flux B at $x = 2.5 L_o$ and compare it to the input flux B_o . Assuming the Gaussian fit (5.1) for velocity and a similar Gaussian fit for the vertical density profile, we find $B = L_1 U_m g'_m h_m \pi / (4 \ln 2) = 0.7 B_o$. This buoyancy flux obtained from measurements is smaller than the known input flux B_o . At larger distance, $x = 25 L_o$, the current width, density and thickness are not significantly modified, as seen above, but the velocity is twice smaller, see relation (5.5). The main current has then lost more than half of the initial buoyancy flux. This may be due to the viscous film flowing downward below the current, as seen in figure 4, which produces a constant drainage.

Measurements in this thin layer would be needed to test this hypothesis. However, Nagata *et al.* (1993) derived an expression for this flow and the associated downslope volume flux Q_E in the viscous film. The result is $Q_E = 3UL\delta_E/4$ for $h/\delta_E > 3$, where $\delta_E = (2\nu/f)^{1/2}$ is the Ekman layer thickness. In our experiments the condition $h/\delta_E > 3$ is satisfied, so that the buoyancy flux B_E in the viscous layer per unit of length can be estimated as

$$B_E = 3Ug'\delta_E/4 = 2^{-3/2} 3 M^{1/2} s^{-1/2} Re^{-1/2} (h_o/h_m) B L^{-1}$$

For $\chi = 2.5 L_o$, we can express B_E using (5.3) and (5.8), which yields $B_E \simeq 1.4 (MsRe)^{-1/2} B L_o^{-1}$. The total loss of matter in the viscous film is then about

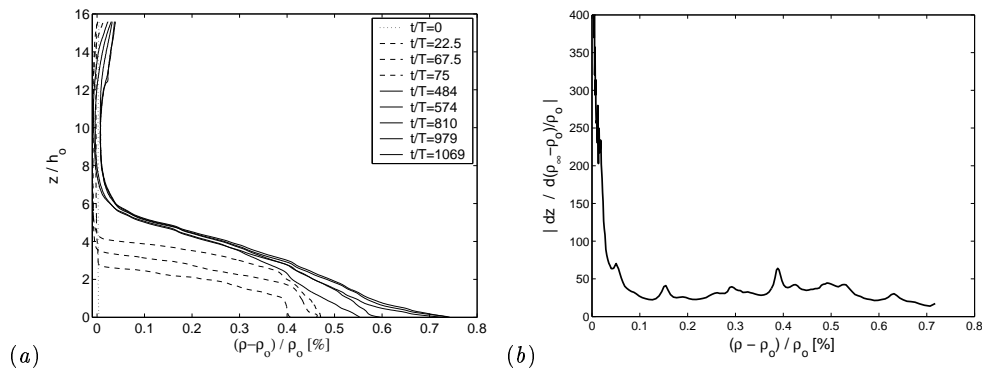


FIGURE 11. (a) Evolution of the vertical density profiles before ($t=0$), during ($t=0\text{h} - 1\text{h}45$) and after ($t=1\text{h}45 - 24\text{h}$) the experiment, until the fluid reaches a rest state ($t > 18\text{h}$). (b) Global density distribution probability obtained by mixing of a current of $\Delta\rho/\rho_o = 1.5\%$ of initial density excess.

$B_E * 2.5 L_o = 0.1 B$. For $\chi = 25 L_o$, the loss becomes of the same order of magnitude as the buoyancy flux of the main current B . This drainage in the viscous film can therefore account for the 50% loss of the initial buoyancy flux observed at $\chi = 25 L_o$. Since $(M s Re)^{-1/2}$ varies in the small interval $[0.020 - 0.035]$ in all our experiments the relative loss does not vary to a large extent. In previous studies (Cenedese *et al.* 2004; Lane-Serff & Baines 1998; Etling *et al.* 2000), this parameter was larger, so the viscous film was more important. In some conditions, the whole current was flowing as a viscous film.

5.3. Global mixing

A production of water masses of different densities eventually results from mixing in the gravity current. This property is of prime relevance for oceanography. To determine this global mixing effect, we run the experiment for a long time (1h 45min) and then wait for the state of rest, for which the fluid particles are sorted by density as uniform layers across the whole tank section. The volume of water produced in each density bin is then obtained from vertical density profiles.

The flow parameters have been chosen to produce an equilibrium current close to the bottom of the slope, limiting further mixing which could occur when the current reaches the end of the slope (such mixing is also limited by the conic edge of the slope). The source flow rate is $Q_o = 1.30 \text{ L s}^{-1}$, the initial density difference $\Delta\rho/\rho_o = 1.61\%$ and the rotation period $T = 80 \text{ s}$. The corresponding non dimensional numbers are $M = 3.36$, $Re = 3.74 \cdot 10^4$ and the scales are $L_o = 48 \text{ cm}$, $h_o = 3.65 \text{ cm}$ and $U_o = 7.48 \text{ cm s}^{-1}$.

After the experiment, the system is left at rest during 24 hours, until the fluid particles get sorted by their density (without stopping the tank rotation). Vertical density profiles are measured every hour to monitor the evolution toward the state of rest. Sample profiles are represented in figure 11(a) as a function of the vertical height z from the bottom of the turntable. The variations of these profiles become negligible about 18 hours ($t/T \simeq 800$) after the beginning of the experiment, so we assume that the sorted rest profile, that we denote $\rho_\infty(z)$, has been obtained at this stage. The volume of water per unit of density is then calculated as $A/(d\rho_\infty/dz)$, where $A = \pi R_T^2$ is the tank section area. This quantity is the probability distribution plotted in figure 11(b).

We observe a peak at $(\rho - \rho_o)/\rho_o = 0.4\%$ corresponding to the maximal density difference measured in the main part of the gravity current, as shown by the dashed

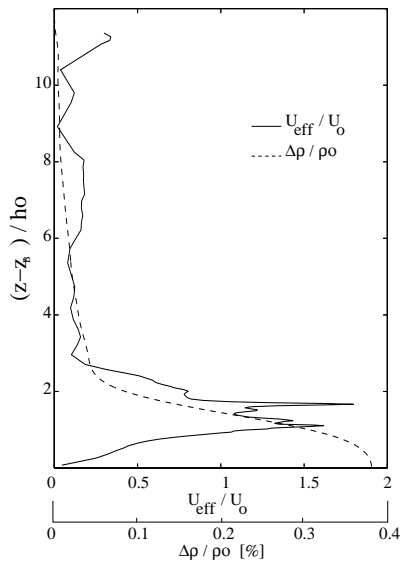


FIGURE 12. Vertical density profile measured in the current at $x=490$ cm, $y=100$ cm (dashed line), with the effective velocity profile U_{eff} deduced by (5.9) from the density profile measured in the tank at rest after the end of the experiments.

line in figure 12. The occurrence of higher densities (up to 0.7%) can be attributed to the viscous film observed to flow below the current in the region of strong descent (see visualisation of figure 4). This part of the flow is not turbulent, so that it is protected from mixing. The density distribution in between the maximum at $(\rho - \rho_o)/\rho_o = 0.4\%$ and the smaller values is relatively uniform. This results from the intense mixing occurring at the interface with the ambient fluid.

The total quantity of salt introduced during the experiment (which is supposed proportional to density) is conserved as shown by integration of this global mixing assessment: $B_o t_{exp} = A \int_0^H g (\rho_\infty(z) - \rho_o)/\rho_o dz = (1.29 \pm 0.03) \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$ where t_{exp} is the total duration of the experiment.

This global density profile should be related to the vertical profile of density flux in the current itself, downstream the mixing region (this profile is a function of the vertical coordinate $\zeta = z - z_B$). Indeed the final volume of water $A/(d\rho_\infty/dz)$ per unit of density can be estimated as the product of an effective velocity $U_{eff}(\zeta)$ by the thickness $1/(d\rho/d\zeta)$, the current width L and the total duration of the experiment t_{exp} :

$$\frac{A}{d\rho_\infty/dz} = U_{eff} \frac{1}{d\rho/d\zeta} L t_{exp} \quad (5.9)$$

In this relation, the velocity and density are taken at the height $\zeta = z - z_B$ in the current such that the density ρ coincides with the density ρ_∞ in the final rest profile.

The peak obtained in the density distribution in figure 11(b) corresponds to $d\rho/d\zeta = 0$, where the maximum density in the gravity current is reached. The densities beyond this peak ($(\rho - \rho_o)/\rho_o > 0.4\%$) are not related to the main current, so they are discarded in the analysis. The current width L_1 has been fitted by relation (5.3), which provides a good estimate beyond $x = 2.5 L_o$. We have directly measured the density profile $\rho(\zeta)$ in the current as shown in figure 11(b). We did not measure the vertical velocity profile in

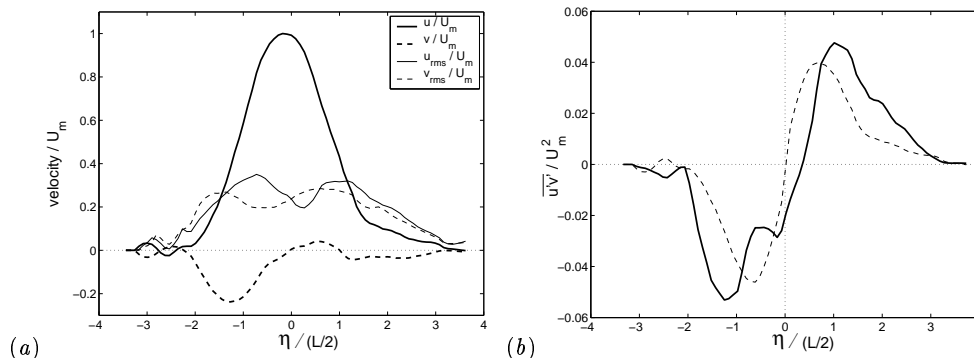


FIGURE 13. (a) Mean velocity profiles in the longitudinal and transverse direction of the perpendicular to the streamline drawn in figure 14 and the corresponding turbulent intensity of the velocity fluctuations across the gravity current. (b) Reynolds shear stress (Exp. #2).

the current. Nevertheless, we can use relation (5.9) to translate the global density profile of figure 11 into a profile of the effective transport velocity U_{eff} in the current. The result is plotted in figure 12. This estimated velocity profile is maximum at the height corresponding to the high density gradient, and it decays to 0 for $z \rightarrow 0$ as expected. The maximum value is consistent with velocities obtained by PIV measurements in horizontal planes at $x = 2.5 L_o$. It is however twice larger than the velocity measured at $x = 25 L_o$. This seems to confirm the hypothesis that half the buoyancy flux has leaked through the viscous film between these two positions.

6. Statistics of the velocity fluctuations

We now analyse the statistics of the velocity fluctuations, writing the velocity vector \mathbf{u} as the sum of a time-average $\bar{\mathbf{u}}$ and fluctuation \mathbf{u}' . We are particularly interested in evaluating the influence of horizontal velocity fluctuations on the lateral spreading of the mean current. For that purpose, we first determine the central streamline of the mean current, as shown in figure 6. We then consider transverse velocity profiles, along straight cross-lines perpendicular to this streamline, as plotted in figure 13. The origin of the abscissa η on the cross-line is taken at the intersection with this central streamline, so the x -component of the mean velocity, \bar{u} , is maximum and the transverse velocity \bar{v} vanishes at that point by definition. It is slightly negative for $\eta < 0$, on the upper side of the current, because of the divergence of the mean flow.

The r.m.s. velocity fluctuations $u_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}$ and $v_{rms} = \sqrt{\overline{v'^2}}$ are also shown. They are normalized by the maximum mean velocity U_m . In the example of figure 13(a) for experiment #2, a maximal value $u_{rms}/U_m \simeq 0.32$ is obtained and $v_{rms}/U_m \simeq 0.28$. These results are similar to that obtained for axisymmetric turbulent jets in self-similar regime. In the literature, values vary between: $u_{rms}/U_m \simeq 0.24 - 0.30$ on the jet centre axis and $v_{rms}/U_m \simeq 0.18 - 0.30$ (Wyganski & Fiedler 1969; Antonia *et al.* 1975; Webster *et al.* 2001; Fukushima *et al.* 2002). For planar jets, relative turbulent intensity measurements of the velocity fluctuations are of the same order of magnitude: $u_{rms}/U_m \simeq 0.22 - 0.25$ and $v_{rms}/U_m \simeq 0.2$ (Bradbury 1965; Gutmark & Wyganski 1976; Gordeyev & Thomas 2000).

The profile of Reynolds shear stress $\overline{u'v'}$ is plotted in figure 13(b). It is negative on the upper side of the jet (η negative) and positive on the lower side (η positive). This corresponds to an outward momentum flux, resulting in the spreading of the current

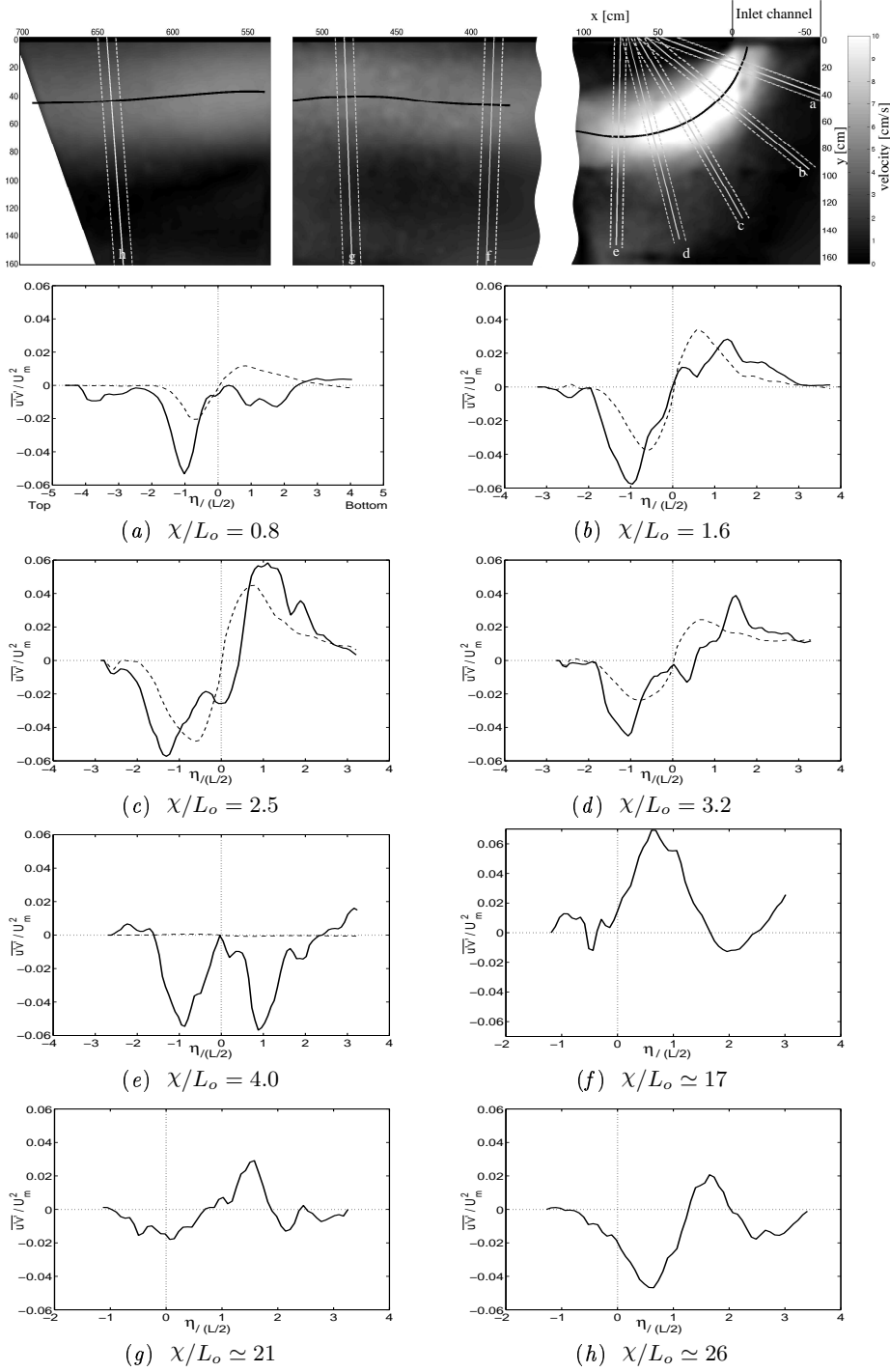


FIGURE 14. Transverse profiles of the Reynolds stress measured at the successive alongstream abscissa χ indicated on the velocity map at the top of this figure (white lines). The mean velocity modulus (grey scale) and the central streamline (black solid line) are also represented. On the sub-figures (a-h) the Reynolds stress is plotted as a solid line and its fit by (6.1) as a dashed line. The measurements are performed in a laser plane at a distance $z - z_B = 2$ cm from the sloping bottom (Exp. #2).

by eddy transport. The maximum intensities of the Reynolds stress obtained for the various experiments are $\overline{u'v'}/U_m^2 \simeq 0.01 - 0.05$. The correlation coefficient between the longitudinal and transverse velocity fluctuations $\psi = \overline{u'v'}/(u_{\text{rms}}v_{\text{rms}})$ are relatively high, varying between $\psi \simeq 0.5 - 0.9$ for the different experiments. The product of the velocity fluctuations in these experiments is similar to that obtained for a self preserving axisymmetric turbulent jet. Maximal intensity of the turbulent shear stress measured are $\overline{u'v'}/U_m^2 \simeq 0.016 - 0.020$ (Wyganski & Fiedler 1969; Antonia *et al.* 1975; Webster *et al.* 2001; Fukushima *et al.* 2002). For a turbulent planar jet, $\overline{u'v'}/U_m^2 \simeq 0.020 - 0.027$ (Bradbury 1965; Gutmark & Wygnanski 1976; Gordeyev & Thomas 2000). The horizontal turbulent transport in our gravity current is therefore fairly similar to the case of usual turbulent jets.

If we assume a self-similar velocity profile of the current $\overline{u}(\eta/L)$, we can show from the Reynolds equations that the profile of $\overline{u'v'}$ must be of the form:

$$\overline{u'v'} = \frac{\alpha}{2L} \left[\overline{u} \int_0^\eta \overline{u}(\eta') d\eta' \right] \quad (6.1)$$

The coefficient α corresponds to an angle of spreading by eddy transport. It is of interest to determine the contribution of the horizontal turbulent mixing to the total spreading of the current. The best fit of $\overline{u'v'}$ by (6.1) is shown in figure 13(b) by the dashed line.

Figure 14 describes the evolution of the Reynolds stress profiles along the current for experiment #2. During the initial phase of descent, between $\chi = L_o$ to $3L_o$, the behaviour of the Reynolds stress is like in usual jets. The fit to the form (6.1), shown by the dashed curves is reasonably good, corresponding to a self-similar spreading of the current by turbulence. The corresponding angle α is equal to 0.1 rad, which would lead to a current width $L \simeq 0.1\chi$ under the effect of turbulence alone. However the current width is observed to increase at a faster rate, as $L \simeq 0.34\chi$. This is not surprising as gravity forces provide an additional driving mechanism for lateral spreading.

Once the current has been deviated to horizontal motion, for $\chi/L_o > 3$, the structure of the Reynolds stress is quite different. This should be attributed to the predominance of the large geostrophic vortices in the fluctuations. These behave quite differently than usual turbulence and the momentum transport is not down-gradient anymore.

Although the qualitative behaviour of the Reynolds stress is the same for all the experiments, the measured angle α turns out to vary, typically by a factor of 2. Furthermore, while the mean flow is independent of height inside the current thickness, the horizontal Reynolds stress is observed to depend on the height. This is probably an important source of uncertainty for the Reynolds stress, since we do not control the position of the laser sheet with a precision better than 1 cm.

7. Cyclonic vortices

7.1. Frequency

The vortices are generated in a periodic way, which results in periodic oscillations of all the dynamical quantities. For instance a time record of the two velocity components at a given position on the side of the current is shown in figure 15(a). Similarly, a time record for density is shown in figure 15(b). Frequencies measured from the different records are in agreement. Figure 16 shows that the ratio of the vortex shedding period over the turntable period is remarkably constant with

$$\frac{T_c}{T} = 2.0 \pm 0.1 \quad (7.1)$$

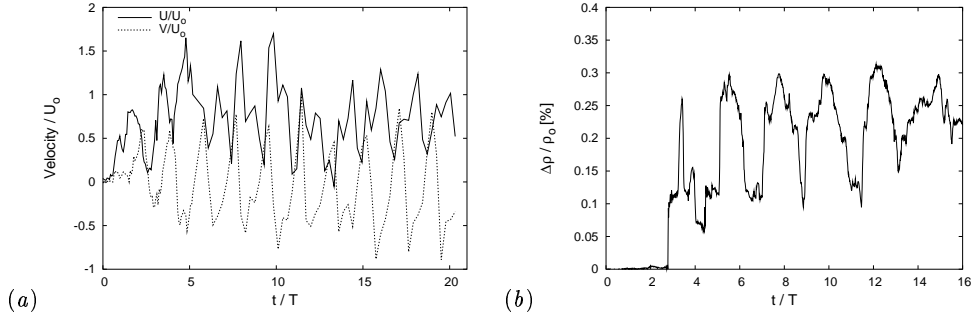


FIGURE 15. Observation of the periodic oscillations associated with vortex shedding (Exp #2); the time origin is taken when the current tip passes the corner of the inlet channel at $(x, y) = 0$. (a) Components of velocity over the gravity current, from PIV measurements at $(x, y) = (150, 90)$ cm, $z - z_B = 2$ cm. (b) Density variations at the probe position $(x, y) = (490, 108)$ cm, $z - z_B = 0.2$ cm.

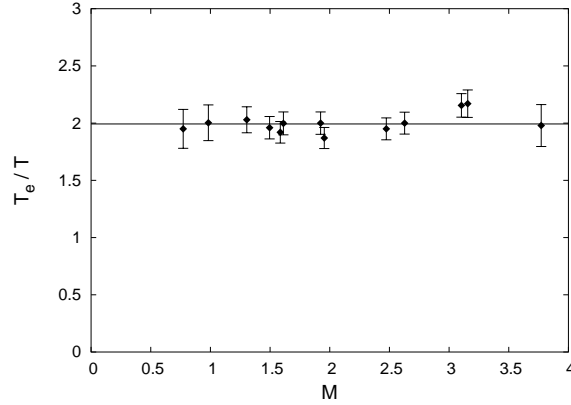


FIGURE 16. Ratio of the vortices period over the turntable period: $T_e/T = 2.0 \pm 0.1$.

The vortices are clearly initiated in the inlet channel, as shown below, so we expect the frequency to be controlled in this region. The mechanism of generation is probably akin to baroclinic instability. The wavenumber k_o of this instability is of the order of the Rossby radius of deformation, $k_o \sim f(g'_o h_o)^{-1/2}$, and the propagation velocity should be of the order of the current velocity $c_o \sim (g'_o h_o)^{1/2}$. The resulting frequency is $k_o c_o \sim f$, consistent with our experimental results. The ratio T_e/T should however depend also on the ratio of the current thickness $\sim h_o$ to the channel depth, which is determined by the current flow rate. Therefore a more selective mechanism should be sought to explain the constant value $T_e/T = 2$.

This result differs from the previous experimental study. Lane-Serff & Baines (1998) obtained a ratio T_e/T decreasing with increasing L_o : $T_e/T = 0.19/\Gamma + 2.4$ with $\Gamma = s L_o/H_o$ where H_o is the water height in the inlet channel. This tends to a constant value 2.4 in the limit of large Γ . The values of Γ in our experiments are in the range $[0.5 - 1.2]$, larger than in Lane-Serff & Baines (1998) experiments ($\Gamma < 0.45$). This would correspond to T_e/T in the range $[2.8 - 2.5]$. Etling *et al.* (2000) found a shedding frequency dependence on the source strength, rotation period and slope inclination, resulting in $T_e/T \simeq 2 - 5$. These results are somewhat larger than our value $T_e/T = 2$, but note that the injection system was different in their experiments, since there was no inlet channel.

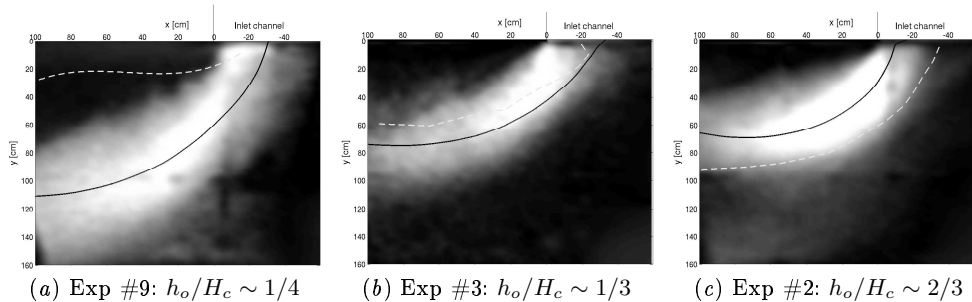


FIGURE 17. Trajectories of the cyclonic vortex centre (dashed lines) obtained from PIV measurements with the laser sheet above the main gravity current. The central streamline of the mean current is also represented (solid line), as well as the field of mean velocity modulus.

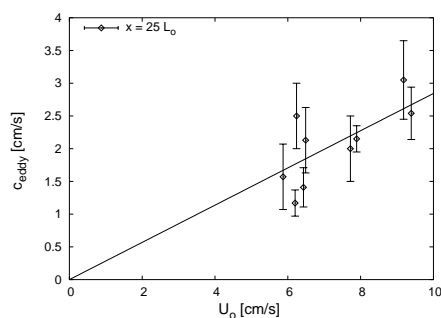


FIGURE 18. Propagation velocity of vortices versus the initial velocity U_o .

7.2. Trajectories and propagation speed

Trajectories of the vortex centres are shown in figure 17. We observe that the vortices follow a constant path during a given experiment, but the position with respect to the central streamline depends on the experiment. When the initial current thickness is weak in comparison with the water height in the inlet channel, the vortices remain above the main current (Fig. 17(a)). For a thicker initial current (see figure 17(b)), vortices stay just above the dense current. For even thicker currents (see figure 17(c)), vortices stay on the lower edge of the gravity current.

We can qualitatively explain this behaviour by a competition between two effects: a coupling between the current and the vortices, which tend to entrain the vortices with the current speed, and a cross-slope horizontal propagation as Rossby waves. For a small current thickness, the entrainment effect is expected to be weak, so the vortices propagate horizontally above the current, like in (see figure 17(a)). In the case of a larger current thickness, by contrast, the vortices tend to be entrained down in the current before propagating horizontally.

To document the effect of entrainment by the current, we have plotted in figure 18 the observed propagation speed versus the characteristic current speed U_o . A law of proportionality is approximately obtained, with a fit

$$c_e = (0.28 \pm 0.03) U_o \quad (7.2)$$

The cyclonic vortices travel more slowly than the dense current along the sloping bottom, but the propagation speed is roughly proportional to the mean current velocity.

Combining this scaling with the result (7.1) for the shedding period and (5.7) for the

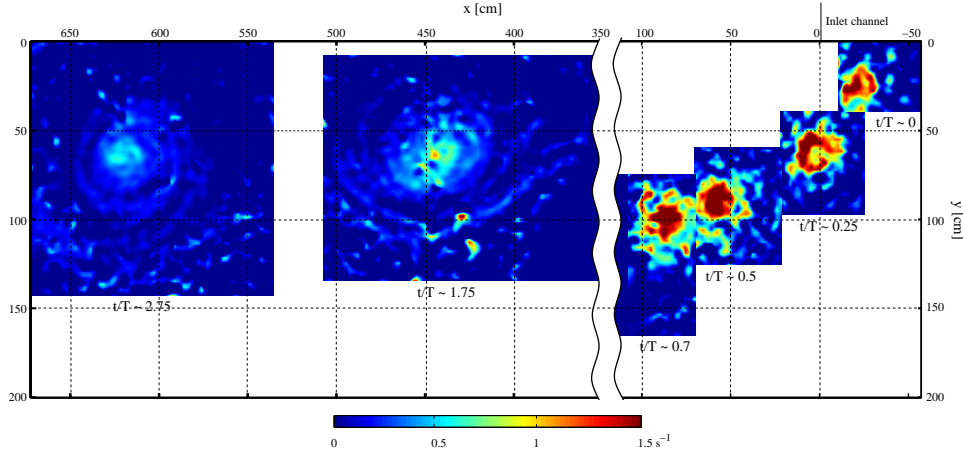


FIGURE 19. ‘patchwork’ showing the evolution with time of the vorticity field in a cyclonic vortex along the slope. This result is obtained from PIV measurements in a laser sheet at 8 cm from the sloping bottom. The vorticity scale is given in $[s^{-1}]$, distances are in $[cm]$ and the time is set to zero for the first position of the vortex (Exp. #2).

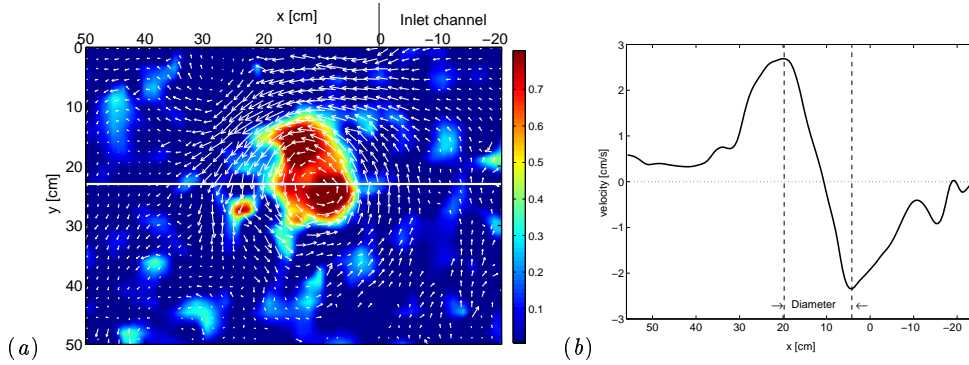


FIGURE 20. (a) Vortex velocity field and associated vorticity (scaling in $[s^{-1}]$). (b) Velocity profile of the transverse component (azimuthal velocity) to the white line plotted on (a), used to determine the vortex size (Exp. #9).

current density, this yields a distance between successive vortices (wavelength):

$$\lambda_e = 7.2 L_o \quad (7.3)$$

The vortices also propagate across the slope as Rossby waves under the topographic beta-effect. The dispersion relationship for a plane Rossby wave with wavenumber k_e and local water height H_e yields a frequency $\omega_e = sf/(k_e H_e)$. Since the shedding frequency is observed to be $\omega_e = f/4$, the corresponding propagation speed is $c_e = \omega_e/k_e$. This should determine the position H_e . However a more sophisticated analysis should be undertaken to take into account the actual current profile.

7.3. Growth of the vortex strength and size

The velocity fields inside the vortices have been analysed from PIV measurements with the laser sheet above the gravity current. Although the seeding particles are initially introduced only in the dense current, visualisation is possible by the rising flux of material from the current occurring in the vortex heart. Vorticity can be obtained by differentiation

of these velocity fields, as shown in figure 19. Successive vorticity fields in a given vortex are represented as a patchwork.

The measurement conditions are not optimum, because of the uneven seeding by particles, producing spurious noise in the vorticity fields (see figure 20*a*). Nevertheless, the typical vorticity and width of the vortex can be estimated from a transverse cut of the velocity across the vortex centre (vorticity maximum), as shown in figure 20*b*). We detect the minimum and maximum of this velocity, define the vortex radius r_e as half the distance between the two extrema, and the vortex velocity v_e as half the corresponding velocity difference. From these two quantities, we define the vorticity $\zeta_e = v_e/r_e$, circulation $\Gamma_e = 2\pi r_e v_e$, kinetic energy $E_e = \pi r_e^2 H_e v_e^2/2$, where H_e is the water height above the vortex centre.

We have compared these quantities obtained with the laser sheet above the gravity current at different distances from the sloping bottom and found no systematic difference, confirming the barotropic structure of the vortices. The vortices are also detected inside the gravity current, but their velocity field is then difficult to extract from the velocity field of the current itself.

Variations of these quantities with the stream-wise abscissa χ are presented in figures 21. The vortices are followed in their initial phase of descent and in the stabilized horizontal current further downstream. The gap between these two records is due to the two positions chosen for our laser sheet and camera field.

We observe that the vortices begin the descent with a finite vorticity $\zeta_e \sim f$ and diameter $2r_e \sim L_o$, so they are initiated in the inlet channel. In the experiment #2, an increase of vorticity is observed in the initial phase of descent ($\chi < 2 L_o$), which can be attributed to vortex stretching. However the circulation does not increase in this process, while it should increase like H_e for an ideal process of stretching by a barotropic flow with preservation of the potential vorticity. Moreover this initial vorticity increase is not observed in all experiments, like in experiment # 3.

The vortex strength increases at a later stage, as the current has been deviated to the horizontal direction. The vortex grows in size, keeping a fairly constant vorticity. This result in an increase of the circulation and kinetic energy. A process of vortex growth therefore occurs at this stage, akin to baroclinic instability. The energy increase can be compared to the total power available from the potential energy of the gravity current. The mean power required to produce the vortex is $E_e f/(8\pi)$, obtained by dividing the vortex energy E_e by the period of shedding $8\pi/f$. The input power from the gravity current can be estimated as the product of the buoyancy flux B_o by the height drop $H_1 = y_1 s$, where $y_1 = 2.7 L_o$ from relation (5.2). It results from these estimates that the proportion of the input energy transferred to produce the vortex is of the order of $1.510^{-2} E_e f/(B_o L_o s)$, which is equal to 15% in experiment #2. The production of vortices is therefore a significant process in the global dynamics of the current.

At $x = 2.5 L_o$, the following fit has been obtained for the vortex radius, as seen in figure 22*a*).

$$r_e = (0.88 \pm 0.06) L_o \quad (7.4)$$

We notice that the vortex size scales like L_o and its vorticity like f (although it seems to decrease with increasing M). This is the same scaling as the current itself, whose vorticity is $U_m/L_1 = (0.53 \pm 0.03) f$, obtained by combining relation (5.4), (5.3), (3.2) and (3.3). The energy does not satisfy a simple law, as it depends on the equilibrium position of the vortex across the slope, which was shown above to depend on the initial current thickness h_o relative to the inlet channel depth.

The proportionality of the vortex radius with initial Rossby radius of deformation

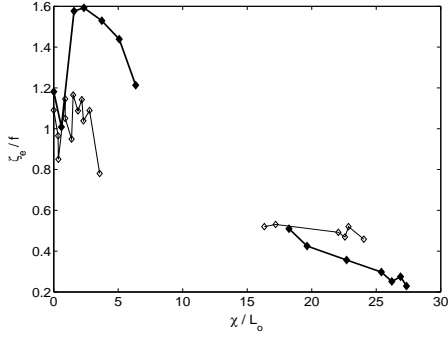
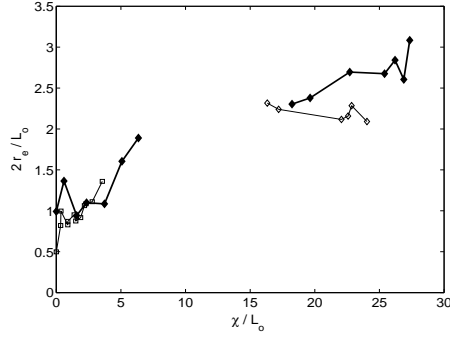
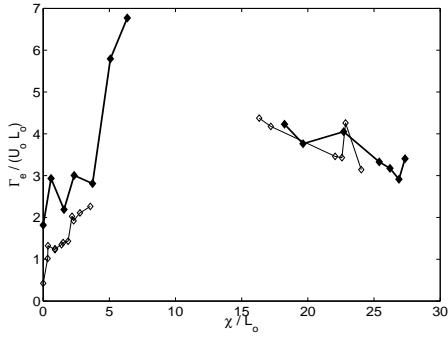
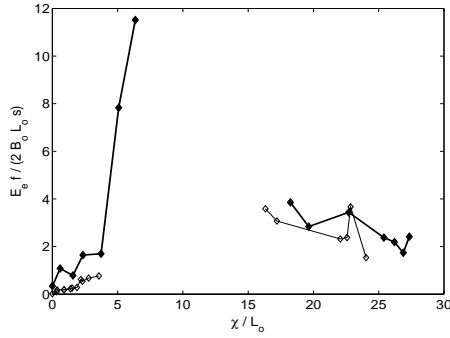
(a) Reduced vorticity $\zeta_e/f = v_e/(r_e f)$ (b) Reduced diameter $= 2r_e/L_o$ (c) Reduced circulation
 $\Gamma_e/(L_o U_o) = 2\pi r_e v_e/(L_o U_o)$ (d) Reduced energy
 $E_e f/(s L_o B_o) = \pi r_e^2 H_e v_e^2 f/(2s L_o B_o)$

FIGURE 21. Evolution of the cyclonic vortices structure as a function of their position along the slope for Exp. #2 (see figure 17c) in bold lines and #3 (see figure 17b) in thin lines. The variations of the vortex size, vorticity, circulation and energy are presented. These are calculated from the vortex radius r_e , its height h_e and its maximum azimuthal velocity v_e .

is in agreement with the experiments of Whitehead *et al.* (1990) and the numerical computations of Spall & Price (1998). The radius found by Lane-Serff & Baines (1998) is of the same order of magnitude $r_e = (1.49 \pm 0.06) L_o$ (obtained from dye pattern). The result on vorticity differs from the experiments of Etling *et al.* (2000) who found that vorticity intensifies with the source flow rate, or of Lane-Serff & Baines (1998) who obtained a vorticity increasing with L_o . These differences with our results may be related to the larger viscous effects.

Further downstream (at $x = 25 L_o$), the vortex velocity decreases typically by a factor of 2, while its width increases by a factor of 2. This results in a decrease of the vorticity by a factor of 4. At the same stage, the current velocity has decreased by a factor of 2, but keeps approximately the same width. Therefore the size of the vortex with respect to the current increases.

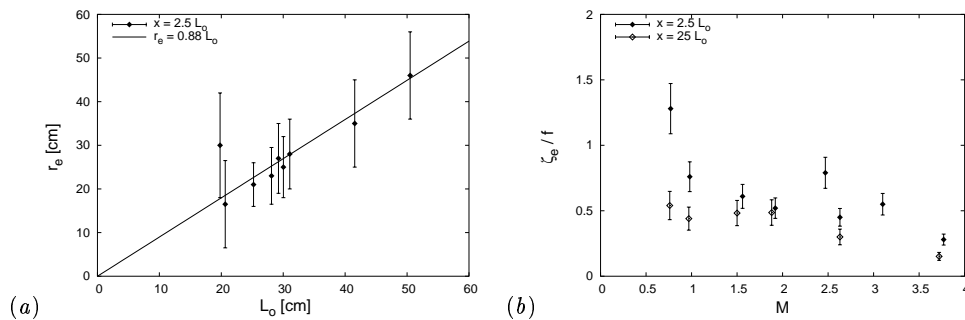


FIGURE 22. (a) Vortex radius as a function of the Rossby radius of deformation, at $x = 2.5 L_o$ from the inlet channel: $r_e = (0.88 \pm 0.06) L_o$. (b) Vorticity $\zeta_e = v_e / r_e$ as a function of the mixing parameter M , at $x = 2.5 L_o$ and $x = 25 L_o$ for the different experiments.

8. Conclusions

The dynamics of a turbulent gravity currents flowing down an incline slope in a rotating homogeneous ambient fluid has been thoroughly analyzed. A remarkable variety of flow phenomena is observed. Their scales and regions of occurrences are quite distinct under the conditions of large Reynolds numbers achieved in the experiments.

The main current first accelerates along the slope, strongly mixes with the ambient and rotates to a quasi-horizontal direction under the Coriolis effect. Mixing becomes negligible at this latter stage. The dynamics could depend on the four non-dimensional parameters defined by (3.5-3.8), but we have shown that the structure of the mean flow depends only on the mixing parameter M . No dependency on the Reynolds number Re is found in the range 1500-7000 covered by our experiments, so that our results should be relevant as a test bed for oceanic dynamics, corresponding to the limit of very large Re . In this respect the main question is the influence of the topographic slope s , which is generally smaller in oceanic situations. This parameter has no influence in the frame of the hydrostatic approximation and results in the absence of rotation indicate that the velocity is independent of the slope to a first approximation. We therefore expect that our results should apply to situations with a smaller slope, although this conjecture should be checked by further experiments.

In the case $M > 1$, we find that the mean current structure does not depend on this parameter M . This current is fully determined by the buoyancy flux B_o , without influence of the other properties of the source. In particular the dependency in the initial density is lost because of the mixing process. The horizontal scale of the current is the Rossby radius of deformation $L_o = (B_o f^{-3})^{1/4}$ and its velocity scales like $U_o = (B_o f)^{1/4}$. Its thickness scales like $s L_o$ and its density is proportional to $f U_o / s$, see (5.2-5.8). These scaling laws have been previously proposed by Lane-Serff & Baines (1998), but not checked by direct measurements of velocity fields and density profiles. Furthermore, their Re was limited to 1500 and M to 3, so that viscosity has a larger effect in the flow dynamics.

In addition to the bulk current, reaching a state of geostrophic balance after its deviation by the Coriolis force, a thin film is observed to flow downslope. A friction driven instability develops in this film, leading to 'roll waves', which are clearly visible as red stripes in figure 4, but this does not lead to significant mixing. The fluid near the sloping bottom cannot be in geostrophic balance, unlike the bulk of the current, so we understand that it must fall down under gravity. We estimate that about 50 % of the buoyancy flux has been lost by this process as the current reaches the end of the slope. This experimental estimate is consistent with the model of Nagata *et al.* (1993). According to

this model the relative loss of buoyancy flux should vary as $(M s Re)^{-1/2}$. We could not detect this dependency, possibly because the range of variation of this parameter, [0.020 – 0.035], was not very large in our experiments. Further studies would be needed to clarify this point, with analysis of the vertical flow structure in the main current and in the thin film.

The turbulent transport in both vertical and horizontal directions should be analysed in this system. At the present stage, measurements have been limited to large scale horizontal velocity fields, from which the Reynolds stress and the resulting momentum transport has been estimated. In the initial stage of descent, the properties of the turbulent transport have been found similar to those found in ordinary jets. The structure is however quite different when the current has reached a state of geostrophic balance: this may be attributed to the dominance of large organized cyclonic vortices.

These large cyclones are initiated in the inlet channel and some of their properties may be specific to our system of current initiation. In particular their shedding period, $T_e = 2T$, may be set by an instability occurring in this channel. This result differs from previous experiments, for which the injection system was different, with no inlet channel. However, amplification of the vortices occurs in the horizontal part of the current, just after the region of strong descent, by a mechanism akin to baroclinic instability. The vortices are barotropic, extending up to the free surface. A significant part (up to 15%) of the power released by the potential energy of the gravity current is converted into the vortex kinetic energy. The resulting mature vortices scale like the current length scale L_o and they move with a velocity roughly proportional to the current velocity U_o . The vortex trajectory however depends on the ratio of the initial current thickness to the total water depth in the inlet channel. This can be interpreted as the result of two competing mechanisms: the advection by the barotropic component of the current, increasing with the current thickness and the horizontal propagation across the slope like a topographic Rossby wave. As a result the vortices remain on the upper side of the current for small thickness h_o , while they tend to reach the lower side for higher thickness.

The trajectory of the vortices therefore depend on the parameter h_o/H , in addition to the above mentioned non-dimensional parameters involved in the mean current properties. Experiments with different total water depths would be needed to get a more systematic understanding of this vortex dynamics and relate it to oceanic observations. In that respect, the occurrence of background stratification is also an important effect to consider. The scaling laws obtained here can be extended to this case, as shown in another paper in preparation.

We would like to thank B. Barnier for suggesting us this work, as well as H. Didelle, S. Mercier and S. Viboud for their important technical support in the course of the experiments. This work has been supported by DGA-CNRS for a PhD grant, by the Service Hydrographique et Océanographique de la Marine under grant number CA2003/01/CMO, and by the program PATOM of the Institut des Sciences de l'Univers et de l'Environnement.

REFERENCES

- ANTONIA, R. A., PRABHU, A. & STEPHENSON, S. E. 1975 Conditionally sampled measurements in a heated turbulent jet. *J. Fluid Mech.* **72**, 455–480.
- BAINES, P. G. 2001 Mixing in flows down gentle slopes into stratified environments. *J. Fluid Mech.* **443**, 237–270.
- BRADBURY, L. J. S. 1965 The structure of a self-preserving turbulent planar jet. *J. Fluid Mech.* **23**, 31–64.

- BRITTER, R. E. & LINDEN, P. F. 1980 The motion of the front of a gravity current travelling down an incline. *J. Fluid Mech.* **99**, 531–543.
- CENEDESE, C., WHITEHEAD, J. A., ASCARELLI, T. A. & OHIWA, M. 2004 A dense current flowing down a sloping bottom in a rotating fluid. *J. Phys. Oceanogr.* **34**, 188–203.
- ELLISON, T. H. & TURNER, J. S. 1959 Turbulent entrainment in stratified flows. *J. Fluid Mech.* **6**, 423–448.
- ETLING, D., GELHARDT, F., SCHRADER, U., BRENNECKE, F., KÜHN, G., CHABERT D’HIÈRES, G. & DIDELLE, H. 2000 Experiments with density currents on a sloping bottom on a rotating fluid. *Dyn. Atmos. Oceans* **31**, 139–164.
- FINCHAM, A. & DELERCE, G. 2000 Advance optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Exp. Fluids Suppl.* **29**, 13–22.
- FUKUSHIMA, C., AANEN, J. & WESTERWEEL, J. 2002 Investigation of the mixing process in an axisymmetric turbulent jet using piv and lif. In *Laser Techniques for Fluid Mechanics* (ed. R. J. Adrian *et al.*), pp. 339–356. Berlin: Springer.
- GORDEYEV, S. V. & THOMAS, F. O. 2000 Coherent structure in the turbulent planar jet. part 1. extraction of proper orthogonal decomposition eigenmodes and their self-similarity. *J. Fluid Mech.* **414**, 145–194.
- GRIFFITHS, R. W. 1986 Gravity currents in rotating systems. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **18**, 59–89.
- GRIFFITHS, R. W., KILLWORTH, P. D. & STERN, M. E. 1982 Ageostrophic instability of ocean currents. *J. Fluid Mech.* **117**, 343–377.
- GUTMARK, E. & WYGNANSKI, I. 1976 The planar turbulent jet. *J. Fluid Mech.* **73**, 465–495.
- HØYER, J. L., QUADFASEL, D. Q. & ANDERSEN, O. B. 2002 Deep ocean currents detected with satellite altimetry. *Can. J. Rem. Sens.* **28** (4), 556–566.
- JEFFREYS, H. 1925 The flow of water in an inclined channel of rectangular section. *Phil. Mag.* **49**, 793–807.
- KÅSE, R. H., GIRTON, J. B. & SANFORD, T. B. 2003 Structure and variability of the denmark strait overflow : Model and observations. *J. Geophys. Res.* **108** (C6), 3181.
- KRANENBURG, C. 1984 On the evolution of roll waves. *J. Fluid Mech.* **245**, 249–261.
- LANE-SERFF, G. F. & BAINES, P. G. 1998 Eddy formation by dense flows on slopes in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **363**, 229–252.
- LANE-SERFF, G. F. & BAINES, P. G. 2000 Eddy formation by overflows in stratified water. *J. Phys. Oceanogr.* **30**, 327–337.
- LENTZ, S. T. & HELFRISH, K. R. 2002 Buoyant gravity currents along a sloping bottom in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **464**, 251–278.
- MORY, M., STERN, M. E. & GRIFFITHS, R. W. 1987 Coherent baroclinic eddies on a sloping bottom. *J. Fluid Mech.* **183**, 45–62.
- NAGATA, Y., KIMURA, R., HONJI, H., YAMAZAKI, Y., KAWAGUCHI, K. & HOSOYAMADA, T. 1993 Laboratory experiments of dense water descending on continental slope. In *Deep Ocean Circulation, Physical and Chemical Aspects* (ed. T. Teramoto), pp. 333–350. Elsevier.
- SIMPSON, J. E. 1997 *Gravity Currents: in the Environment and the laboratory*, 2nd edn. Cambridge University Press.
- SPALL, M. A. & PRICE, J. F. 1998 Mesoscale variability in denmark strait: The pv outflow hypothesis. *J. Phys. Oceanogr.* **28**, 1598–1623.
- SWATERS, G. E. 1998 Numerical simulations of the baroclinic dynamics of density-driven coupled fronts and eddies on a sloping bottom. *J. Geophys. Res.* **103**, 2945–2961.
- TURNER, J. S. 1973 *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press.
- TURNER, J. S. 1986 Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J. Fluid Mech.* **173**, 431–471.
- WEBSTER, D. R., ROBERTS, P. J. W. & RA’AD, L. 2001 Simultaneous dptv/plif measurements of a turbulent jet. *Exp. Fluids* **30**, 65–72.
- WHITEHEAD, J. A. 1998 Topographic control of oceanic flows in deep passages and straits. *Rev. Geophys.* **36**, 423–440.
- WHITEHEAD, J. A., STERN, M., FLIERL, G. & KLINGER, B. 1990 Experimental observations of baroclinic eddies on a sloping bottom. *J. Geophys. Res.* **95**, 9585–9610.
- WYGNANSKI, I. & FIEDLER, H. 1969 Some measurements in the self preserving jet. *J. Fluid Mech.* **38**, 577–612.