

LAMOME Julien
PASUTTO Thomas

Responsable : GODOY-DIANA Ramiro

Objectif : Utilisation d'un système de PIV pour mesurer le champ de vitesse d'un dipôle *pancake* dans un fluide stratifié.

Etude des tourbillons dans un fluide stratifié

ETUDE DES TOURBILLONS DANS UN FLUIDE STRATIFIE

I- INTRODUCTION :	2
I-1-GENERALITES SUR LES FLUIDES STRATIFIES	2
I-2-PROPRIETEE DES MILIEUX STRATIFIES :	2
I-2-1 <i>Ondes de gravité interne</i>	2
I-2-2 <i>Ecoulement quasi bidimensionnel</i>	3
I-2-3 <i>Turbulence stratifié</i>	3
I-3-PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA PIV :	3
II- DISPOSITIF EXPERIMENTAL :	4
II-1-FORMATION DU DIPOLE PANCAKE:	4
II-2 ENSEMENCEMENT D'UN PLAN HORIZONTAL :	6
II-3 PRISE DES MESURES	6
III- ANALYSE DES RESULTATS :	7
III-1 CHAMP DE VITESSE CARACTERISTIQUE :	7
III-2 EVOLUTIONS DE LA VITESSE :	7
III-2-1 <i>Cas : N=1.3</i>	7
III-2-2 <i>Cas : N=1.6</i>	9
III-2-3 <i>Comparaisons</i> :	12
IV- CONCLUSIONS :	12
A-RELATION DE DISPERSION DES ONDES DE GRAVITE INTERNES :	14

I- Introduction :

I-1-Généralités sur les fluides stratifiés

Un fluide monophasique est dit stratifié lorsque sa masse volumique varie spatialement. De nombreux systèmes géophysiques sont naturellement stratifiés sous l'action de la gravité. C'est par exemple le cas de l'atmosphère terrestre dont la densité est une fonction de la hauteur : pour des hauteurs croissantes, l'air y est plus froid mais moins dense. La stratification d'un milieu peut également provenir d'un gradient de concentration : c'est le cas des océans, où le profil de densité n'est plus seulement gouverné par les gradients de température mais également par la salinité du milieu.

En l'absence de mouvement, la stabilité d'un milieu stratifié est entièrement déterminée par la poussée d'Archimède : les configurations stables sont celles pour lesquelles les couches légères se trouvent au-dessus des couches plus lourdes. Lorsqu'une particule fluide est déplacée verticalement, elle se trouve entourée d'un fluide plus léger ou plus lourd qui la force à retourner vers sa position d'origine. Dans les configurations stables, la force d'Archimède agit donc comme un ressort qui ramène par un mouvement oscillatoire amorti les particules fluides vers leur position d'équilibre.

I-2-Propriétés des milieux stratifiés :

Plusieurs caractéristiques dues à cette tendance du milieu d'empêcher les mouvements verticaux, apparaissent dans les fluides stratifiés.

I-2-1 Ondes de gravité interne

En raison de la nature oscillatoire des stratifications stables, le milieu peut propager des ondes dites de gravité interne (analogues aux ondes que l'on observe entre deux couches fluides dont la densité est différente). Le calcul de la relation de dispersion montre que pour une stratification linéaire la pulsation de ces ondes est proportionnelle à la fréquence de Brunt-Väisälä N :

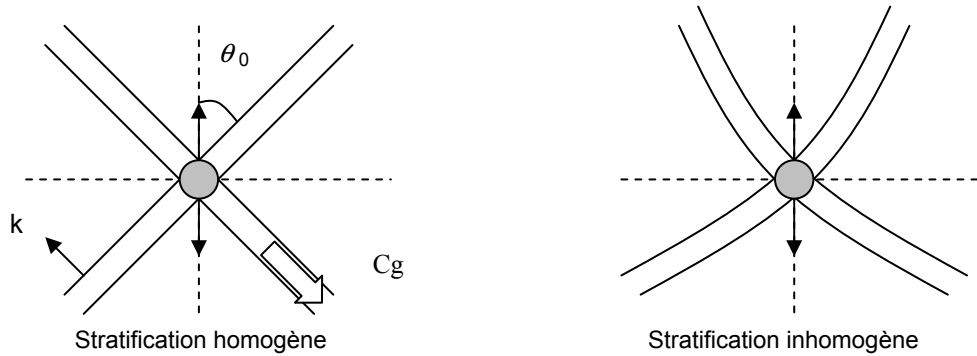
$$-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} = N^2$$

La relation de dispersion de ces ondes s'écrit :

$$\omega^2 = N^2 \sin^2 \theta$$

ou θ est l'angle que fait le vecteur d'onde avec la verticale.

Ces ondes ont pour particularité d'avoir une vitesse de groupe perpendiculaire au vecteur d'onde. Pour un obstacle oscillant à une pulsation donnée, seuls les vecteurs d'ondes vérifiant la relation de dispersion sont excités définissant ainsi un cône dont l'angle avec l'axe vertical est θ_0 . Dans un plan vertical, la trace de ce cône est matérialisée par deux droites qui représentent les rayons porteurs d'énergie passant à proximité de l'obstacle. Lorsque la stratification est inhomogène, les cônes se déforment et les rayons émis par l'obstacle ne se propagent plus en ligne droite.



I-2-2 Ecoulement quasi bidimensionnel

En raison de l'atténuation des mouvements verticaux, la dynamique des écoulements stratifié est fortement anisotrope : les écoulements s'organisent en couches, et on voit apparaître des régimes dit quasi bidimensionnel. En pratique ces écoulement sont bien entendu tridimensionnelle, mais au premier ordre, les champs vitesse restent confinés dans des plan horizontaux. De nombreuses expériences réalisées en laboratoire illustre ce phénomène qui se caractérise par la formation de structures tourbillonnaire dont les échelles horizontales sont bien plus importantes que les échelles verticales. C'est sur l'une de ces structure quasi bidimensionnelle, nommé « pancake » qu'on été réalisées les mesure faites pendant ce mini stage.

I-2-3 Turbulence stratifié

Au delà de la bidimensionnalité de l'écoulement moyen, cette « frustration » géométrique n'est pas sans influence sur l'évolution de la turbulence. Celle ci est bien différente de celle qu'on observe dans les fluides à profil homogène.

En l'absence d'une source continue d'énergie, la décroissance de l'intensité turbulente est mesurée par un nombre de Froude local, défini comme $F=U/NL$, où U est une vitesse moyenne et L la longueur caractéristique des structures les plus énergétiques. Ce nombre de Froude peut être vu comme un rapport entre les forces de flottabilité et d'inertie.

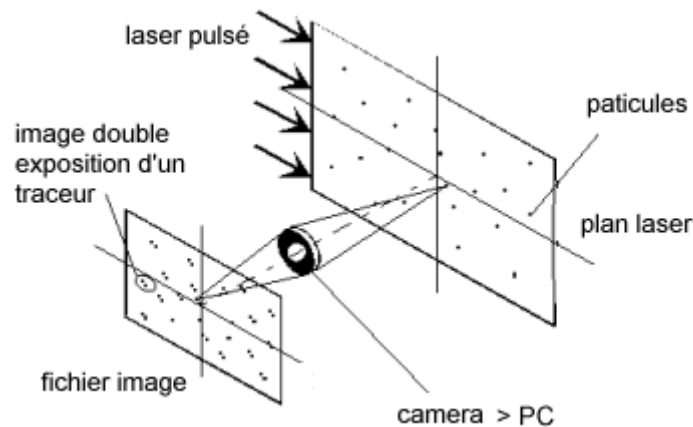
Tant que les forces inertielles dominant, l'écoulement n'est pas trop différent de celui que l'on observe dans un milieu homogène. En revanche, lorsque la turbulence décroît, le nombre de Froude diminue (décroissance de U et augmentation de L), et la dynamique observée change radicalement : les mouvements ne se font presque plus que de façon horizontale. Dans les cas les plus simples ces mouvement se composent de monopôles ou de dipôles (bien que d'autres structures avec des configurations verticales et horizontales plus complexes puissent aussi exister), et c'est ce qui justifie que l'on s'intéresse à la dynamique d'un unique dipôle pris de façon isolé.

I-3-Principe de fonctionnement de la PIV :

La vélocimétrie par images de particules ou PIV est une méthode optique basée sur la mesure du déplacement de petites particules réfléchissantes présentes dans l'écoulement. Cette technique, non intrusive, donne accès par post-traitement informatique à des grandeurs quantitatives telle que le champ de vitesses ou de vorticités dans le plan de l'écoulement qui est illuminé.

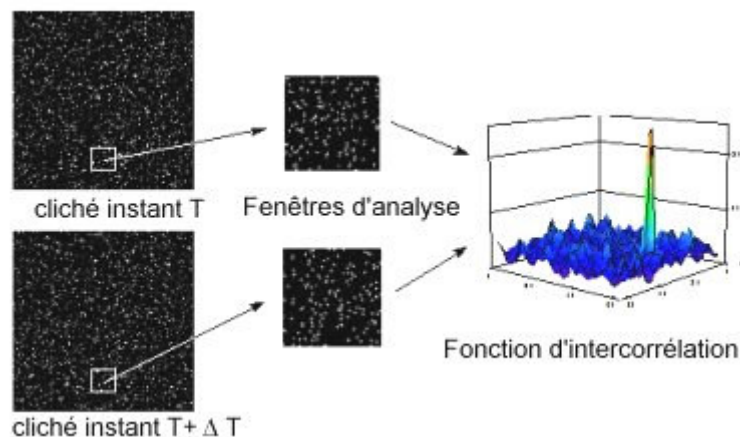
Pour l'enregistrement des clichés de PIV, l'écoulement estensemencé par des micro particules, dont la masse volumique est voisine de celle du liquide utilisé. Une source laser pulsé génère sur un même plan optique deux impulsions lumineuses décalées dans le temps d'un intervalle Δt . Ces impulsions traversent le dispositif optique et viennent éclairer les particules présentes sur la nappe laser.

Un système de prise de vue (camera CCD synchrone) permet d'enregistrer les positions des particules pour chaque impulsion lumineuse (doublets d'images).



Le principe d'analyse des clichés de PIV consiste à diviser chaque cliché en sous-domaines appelés fenêtres d'analyse.

l'analyse est effectuée par intercorrélation. A chaque fenêtre d'analyse est attribuée une fonction représentant le niveau de gris à un point de coordonnées donné. La corrélation croisée des deux fonctions associées aux deux images successives d'une même aire d'interrogation s'obtient par transformée de Fourier rapide. La fonction d'intercorrélation ne présente généralement qu'un seul pic intense dont la position par rapport au centre donne accès à la direction, au sens et à la longueur du déplacement des particules dans la fenêtre d'analyse.



La maximisation de cette fonction permet ainsi de trouver les déplacements les plus probables des particules présentes dans la maille de calcul. La vitesse au centre de chaque maille est ensuite déduite de ce déplacement en le divisant par le pas de temps séparant deux images.

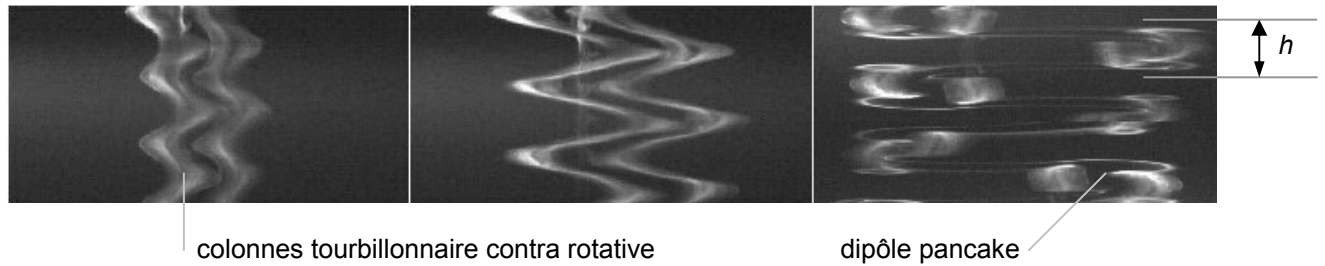
II- Dispositif Expérimental :

II-1-Formation du dipôle pancake:

Un paire de tourbillons contrarotatifs est générée au moyen de deux volets situés d'un côté de la cuve. Initialement parallèles, les volets se ferment l'un sur l'autre (comme une pince), et crée un jet de

fluides qui entraîne la formation de deux colonne verticale de vorticité. Par induction des filaments tourbillonnaire, le dipôle se déplace et traverse la cuve.

Pour une plage de nombres de Froude bien définie, la cohérence verticale des tourbillons est détruite par une instabilité appelé zigzag. Cette instabilité zigzag, antisymétrique par rapport au plan séparant les deux tourbillons, se manifeste par une torsion et une flexion de la colonne tourbillonnaire.

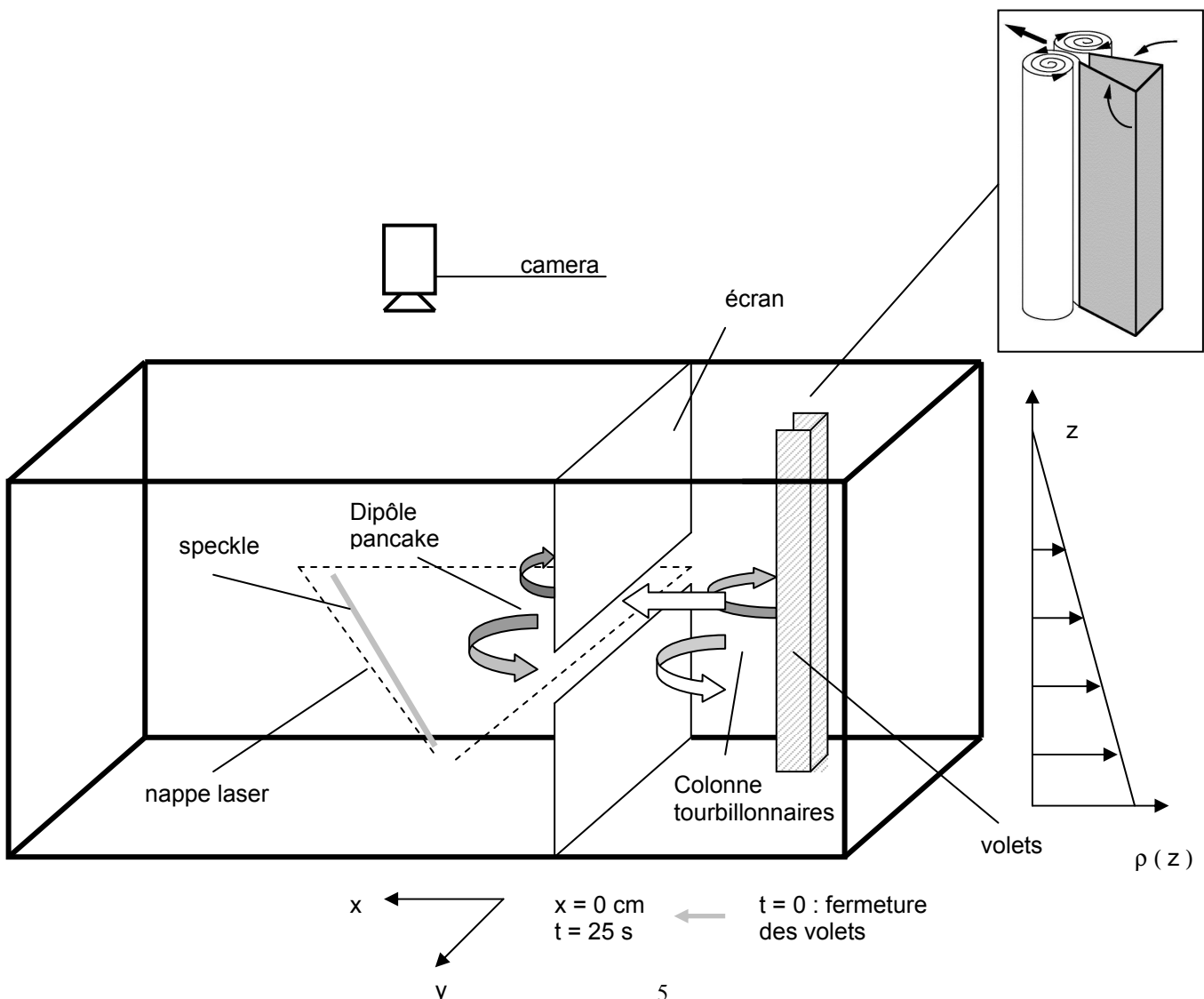


colonnes tourbillonnaire contra rotative

dipôle pancake

Le dipôle est finalement coupé en plusieurs dipôles d'une hauteur plus petite qui sont nommés dipôles « pancake ». Ces dipôles, dont l'échelle verticale dépend de l'intensité de la stratification (N), continuent indépendamment à se déplacer dans la cuve.

De manière à pouvoir étudier la dynamique d'un dipôles pancake pris de façon isolé (i.e sans l'influence des autres dipôles résultant de l'instabilités), on se sert d'un écran à l'intérieur duquel est découpé une fenêtre horizontale. La hauteur h de cette fenêtre est choisie de telle sorte que forme un dipôle pancake sans devoir attendre le développement de l'instabilité zigzag : le dipôle formé n'aura donc à priori pas de raison de se déstabiliser.



II-2 Ensemencement d'un plan horizontal :

Un des but du mini stage fut de trouver un mode opératoire permettant de faire de la PIV dans un plan horizontale de l'écoulement. Contrairement au cas de la PIV verticale, qui avait déjà été réalisé, une des difficulté été ici de pouvoir ensemençé la nappe dans laquelle le dipôle se formait, sans introduire de particules dans les strates supérieures afin d'avoir les images les plus nettes possible.

En raison de leurs structures quasi bidimensionnelle, les écoulements stratifiés sont très sensible aux perturbations. L'énergie de ces dernière ne pouvant « fuire » dans les composantes verticale du mouvement, les temps de décroissance des perturbations sont extrêmement long. La toute première des contrainte etait donc de réaliser cette opération en perturbant le moins possible l'écoulement.

Les particules utilisées pour ensemençer l'écoulement sont des poussières d'oxyde de titane (TiO₂) dont la densité est supérieure à celle de l'eau utilisé dans la cuve. La vitesse de sédimentation de ces dernière étant relativement lente (de l'ordre de la journée), le dispositif a consisté à prélever au moyen d'une seringue de l'eau se trouvant à la même altitude que celle ou se forme le dipôle pancake. Une fois le TiO₂ mélangé à l'eau, on réinjecte par le même procédé, la solution préparé a une hauteur légèrement supérieure. Ainsi, le mélange préparé a une densité proche de l'eau présente dans la strate, et le nuage de particule se maintient naturellement en équilibre à la bonne altitude.

Les premiers tests furent réalisés en ensemençant que la partie à droite de l'écran ainsi que l'eau contenue à l'intérieur des deux volets. Cette méthodes qui permet d'injecter des particule dans les noyaux tourbillonnaires ne donne en revanche pas accès, faute de particules, aux champs de vitesse autour du dipôles. Pour obtenir de bonnes images, nous avons donc dut également ensemençer la strate de fluides traversé par la nappe laser.

Une difficulté supplémentaire provenait de l'inhomogénéité des nuages de TiO₂ crée lors de la réinjections de la solution : Les bouffée de TiO₂ très concentré déposées avec la seringue reste sur place et ne se mélange pas avec les particules fluides voisines. Pour palier à ce problème, la méthode la plus efficace à été d'utiliser une grille verticale très large que l'on déplace lentement suivant des mouvement horizontaux. Il faut éviter lors de cette opération de privilégier une direction particulière du drainage, car le mouvement crée mettra alors d'autant plus de temps à s'atténuer.

Remarque :

Cette technique, qui est celle qui à donné les meilleurs résultats à pour dés inconvinient de perturber très fortement l'états de la stratification. Apres l'ensemencement, il est impératif d'attendre une trentaine de minutes que la cuve retrouve son état initial.

II-3 Prise des mesures

Pour les test réalisés, l'acquisitions des données débutent 25 secondes après la fermeture des volets. Ce temps correspond approximativement au temps nécessaire pour que tourbillons initiaux atteignent l'écran. De cette manière la première image de la PIV coïncide avec le début de la formation du dipôle pancake derrière l'écran.

<u>Acquisition</u>				<u>Post traitement</u>	
Délai initial	Temps entre 2 doublets d'images	Temps entre 2 expositions	Puissance laser	Taux de recouvrement	Taille des Fenêtre d'analyse (2 passes)
25 s	500 ms	60 000 μ s	2 à 3 W	50 %	128x128 → 32x32

Durant le mini stage l'eau de la cuve fut changée une fois. On dispose donc de données expérimentales pour deux profils de concentration différents. Deux techniques peuvent être utilisées pour déterminer la valeur du gradient de concentration dans la cuve.

Une première méthode consiste à faire osciller verticalement un objet immergé. Le train d'onde émis par l'obstacle, suit dans le plan vertical deux droites rectilignes dont l'image peut être visualisée par ombroscopie. L'angle que forme ces droites avec la verticale permet d'accéder, connaissant la pulsation du vibreur, à la fréquence N de Brunt-Väisälä, et donc de remonter à la valeur du gradient. En pratique, cette méthode qui est très simple à mettre en œuvre peut être très utile pour vérifier la linéarité de la stratification.

La seconde méthode, plus laborieuse, nécessite d'effectuer des prélèvements à différentes altitudes de la cuve, et pour chaque prélèvement, de déterminer par réfractométrie l'indice optique et la concentration de la solution. C'est cette technique, qui est utilisée en pratique pour déterminer la valeur de N .

III- analyse des résultats :

Nous nous sommes principalement intéressés durant ce stage, à caractériser l'évolution au cours du temps de la vitesse suivant x au centre du dipôle. Nous avons également comparé celle-ci à la vitesse de déplacement globale du doublet.

La valeur maximale de la composante suivant x de la vitesse au centre du dipôle ($V_x \text{ max}$) a été notée pour chaque image post-traitée. Celle-ci renseigne qualitativement la décroissance de « l'énergie » présente dans l'appariement.

L'abscisse de ce maximum à partir de la sortie de l'écran, permet quand à elle de calculer la vitesse d'avancement du dipôle.

La quantité d'informations disponible étant déjà considérable pour un seul enregistrement (160 images), seule une image sur dix a été post-traitée pour tracer les courbes d'évolutions. Afin d'être sûre cependant que ces données soient pertinentes, nous avons pris soin de vérifier de temps à autres que les variations entre deux images consécutives étaient bien minimales.

III-1 Champ de vitesse caractéristique :

Comme le montre l'image d'un champ de vecteur, la vitesse suivant x est bien plus grande au centre du dipôle qu'à sa périphérie. Cette constatation est rassurante car elle traduit l'avancement du dipôle dans la cuve, et concorde également avec les résultats des modèles d'appariement tourbillonnaire que l'on trouve en théorie des écoulements potentielle.

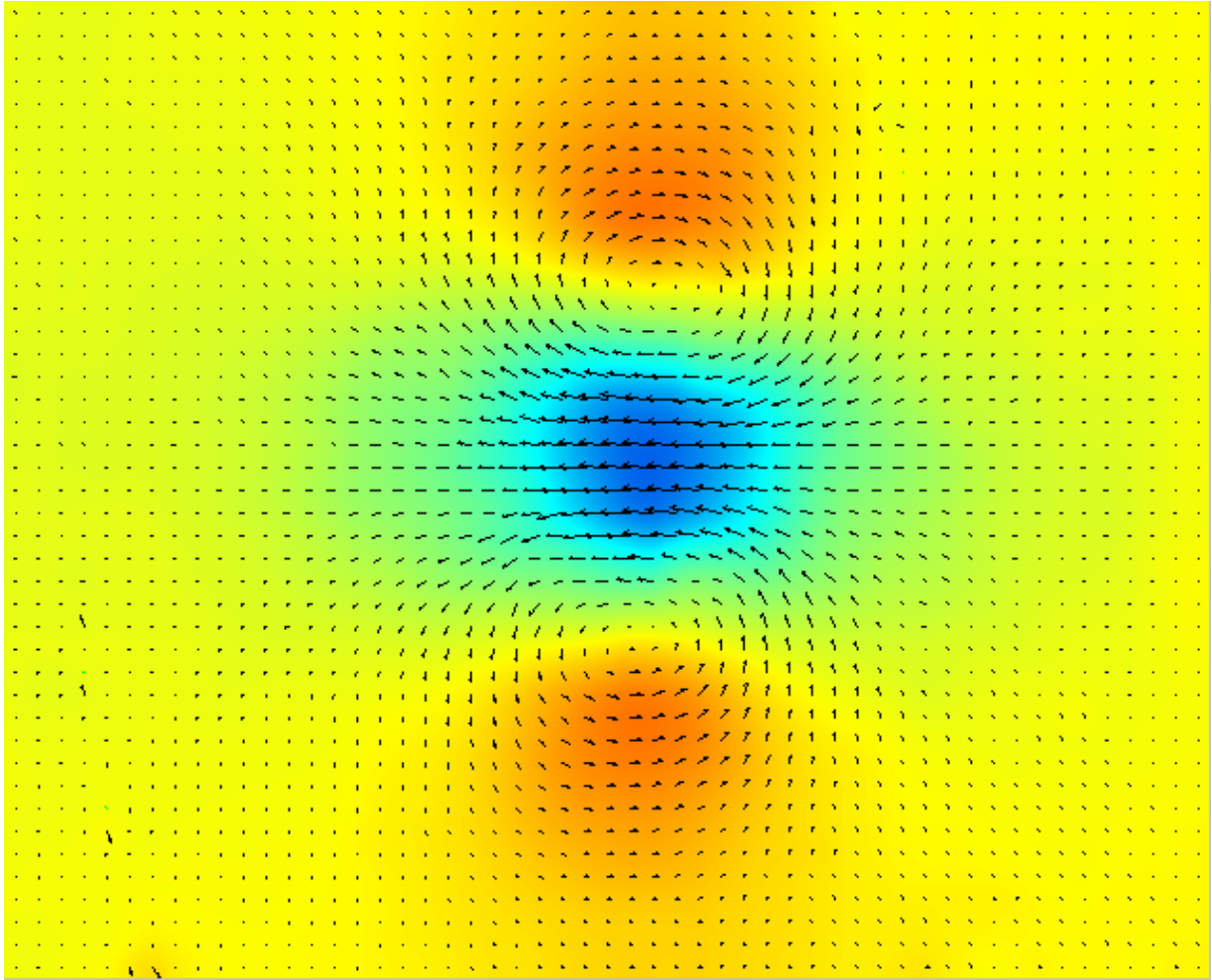
La seconde image montre les effets d'un défaut d'éclairage de la nappe laser. L'image du centre est « hachée » ce qui rend l'exploitation des résultats incertaine comme nous le verrons ultérieurement.

III-2 Evolutions de la vitesse :

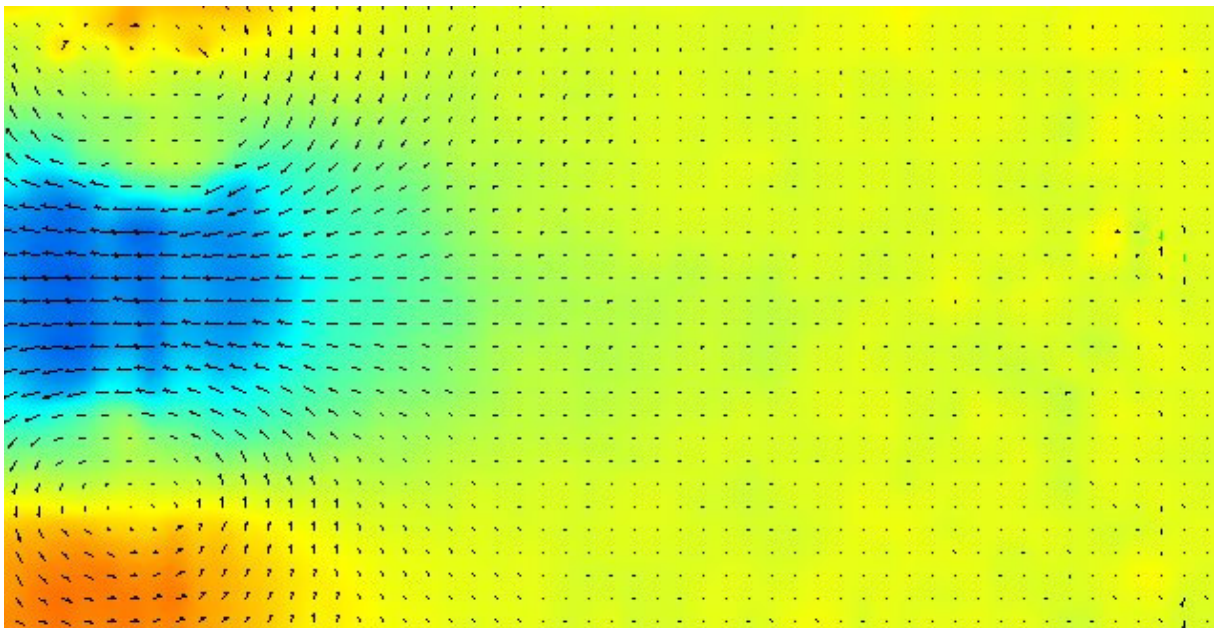
III-2-1 Cas : $N=1.3 \text{ rad/s}$

Les courbes d'évolutions temporelles font apparaître trois domaines :

- $t=25$ à $t=30 \text{ s}$: Cette première phase non représentée, correspond au transitoire durant lequel le dipôle se forme : la valeur du maximum ainsi que sa position sont très variables d'une image à l'autre. Les phénomènes sont encore pleinement tridimensionnels et du même coup, les valeurs données par la PIV pas très significatives.



champs de vitesse typique ($N=1.3 \text{ rad/s}$)

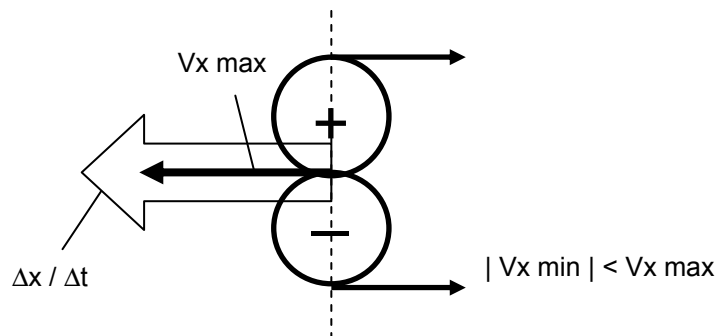


influence du speckle

- $t=30s$ à $t=80s$: L'intensité au cœur du dipôle décroît de plus en plus lentement (établissement progressif de l'écoulement quasi 2D).

- $t > 80$: la valeurs de V_x max subit brutalement une forte variation. Ce phénomène a pour origine un défaut de la nappe laser qui, lorsque l'on se rapproche du centre de la lentille, présente une atténuation d'intensité (interférence provenant d'un problème de fibre optique). Ce défaut nommé « speckle » se manifeste sur les fichiers images par une striure oblique noire le long de laquelle les particules ne réfléchissent plus la lumière. Lorsque le dipôle arrive à la hauteur du speckle, les données sont erronées et c'est ce qui explique la dispersion observée.

En ce qui concerne la position du maximum, on voit que par induction les deux tourbillons se déplacent en bloc à une vitesse presque constante de 0.27 cm/s.



Il est très surprenant que cette vitesse soit indépendante de la valeur de V_x max. Il semble aussi très curieux, que cette vitesse puisse être à un moment plus importante que la vitesse au cœur du dipôle (résultats en contradiction avec ce que l'on trouve pour un dipôle en fluide parfait).

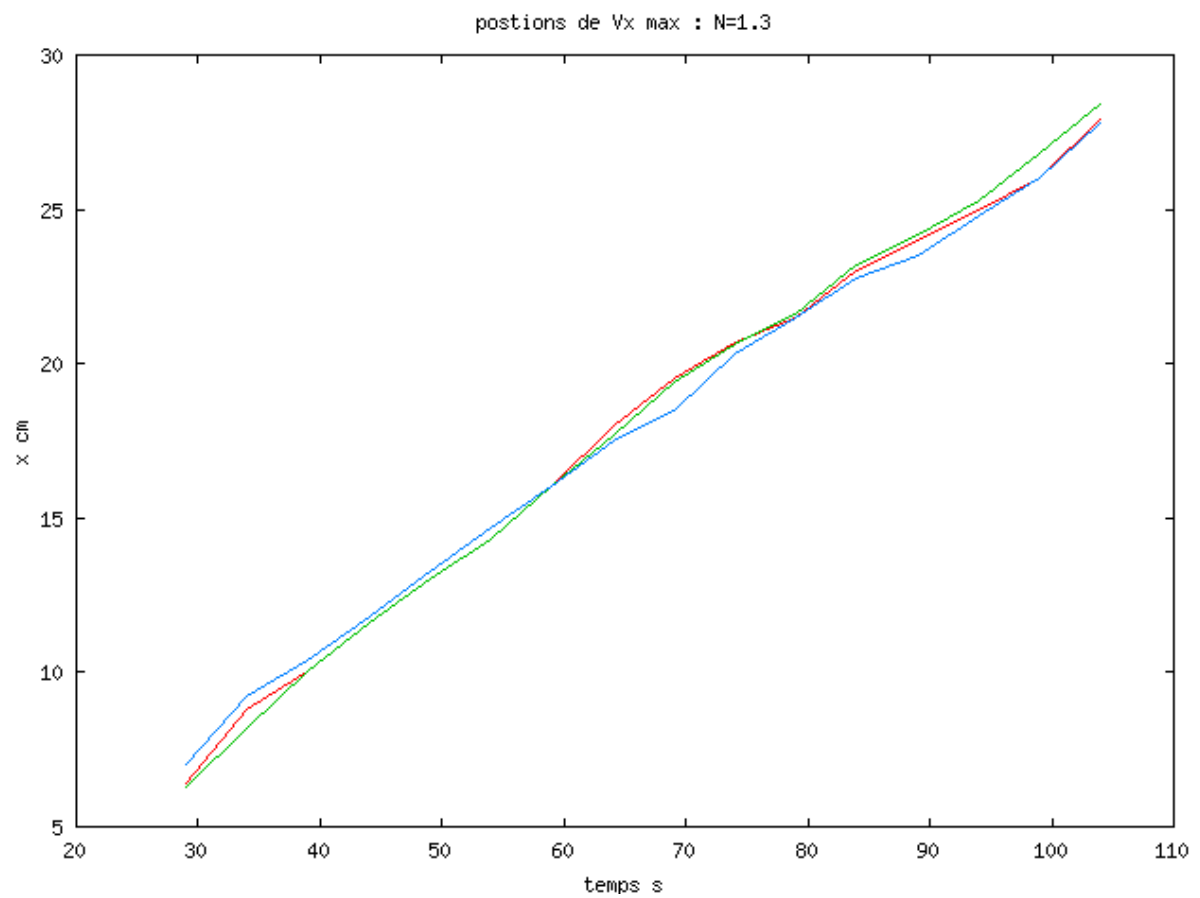
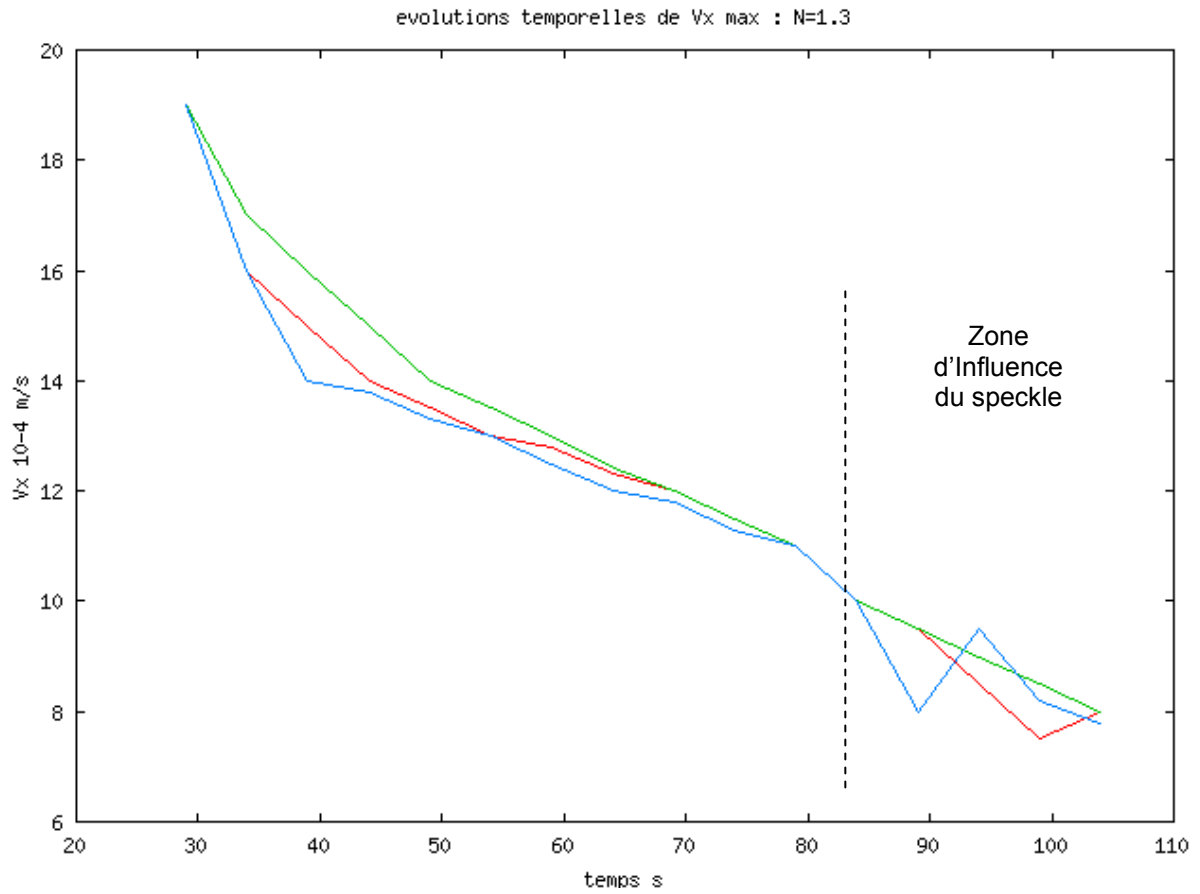
Nous ne connaissons toujours pas vraiment l'origine de ce phénomène (la vitesse d'avancement reste constante alors que l'intensité du dipôle diminue). Il est possible qu'il soit simplement lié à une erreur de manipulation du logiciel, ou bien peut être à une incertitude trop grande sur les mesures de la position du dipôle. Nous avons pu également constater que les ordres de grandeurs des vitesses d'avancement obtenues étaient comparables à celles d'expériences réalisées pour les colonnes tourbillonnaires entières, ce qui tendrait à privilégier plutôt la seconde hypothèse.

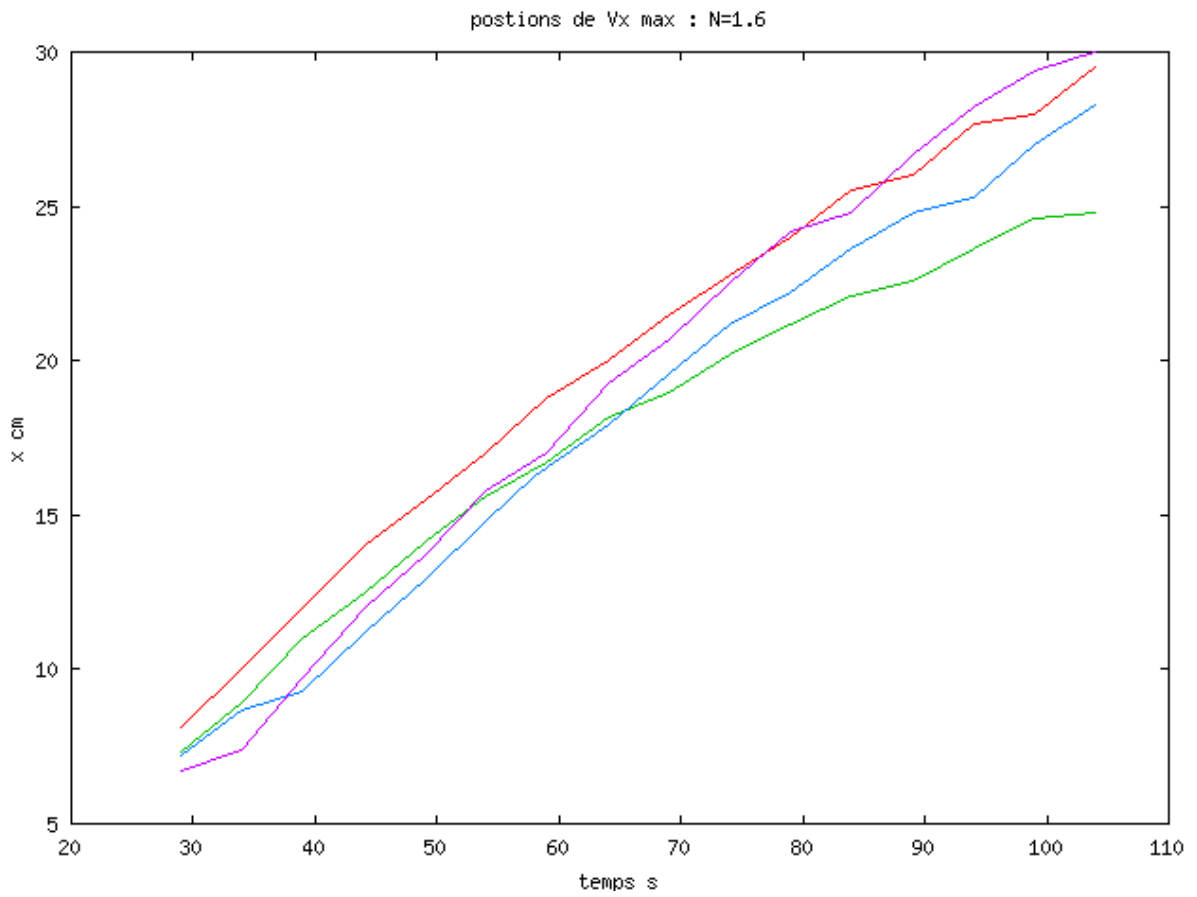
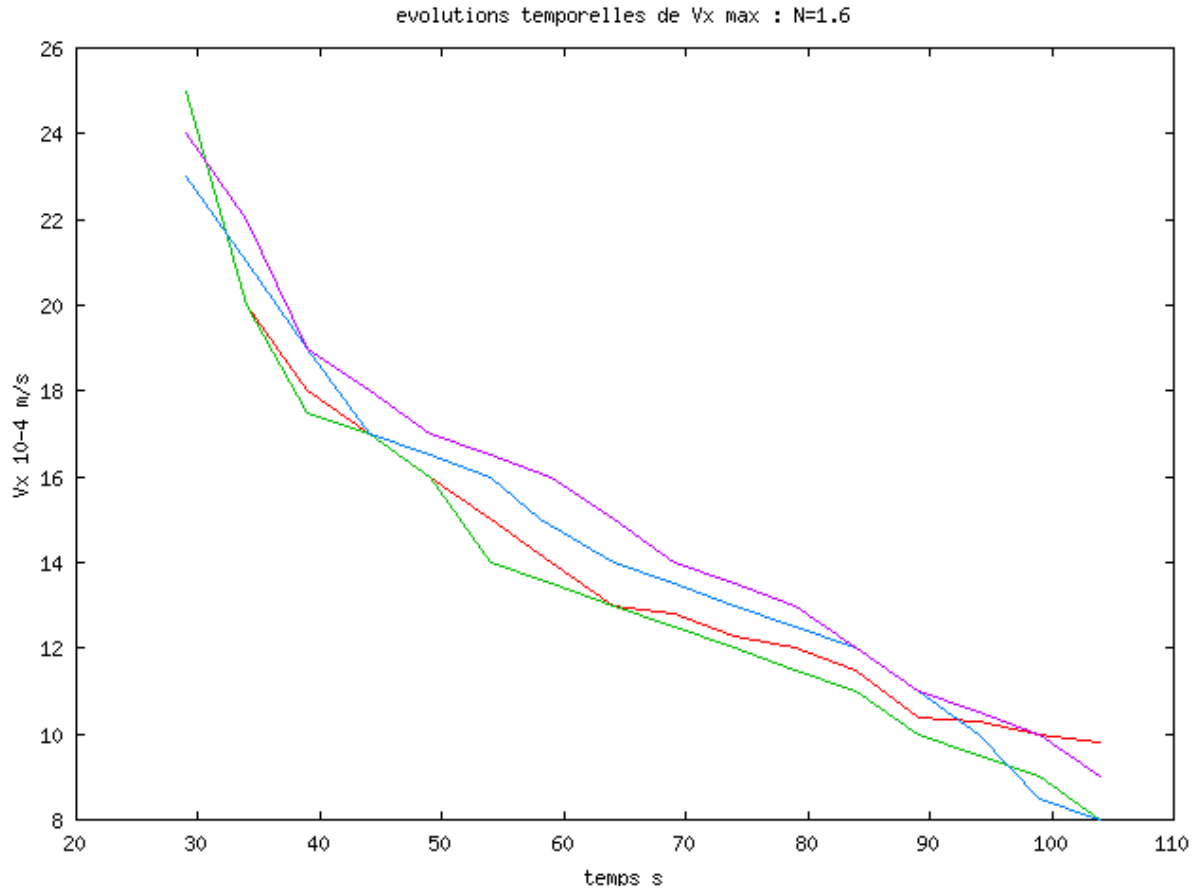
III-2-2 Cas : $N=1.6$ rad/s

Les courbes ont globalement la même allure (décroissance de V_x max et déplacement à une vitesse constante de 0.28 cm/s), mais sont beaucoup plus dispersées que dans le cas précédent. Ce phénomène est très probablement lié à un amortissement plus lent des perturbations présentes dans le bassin lorsque N augmente.

Nous avons pu constater par exemple, que lorsque le temps entre la génération de deux dipôles est trop faible (< 20 minutes), un effet d'entraînement existe bien qu'aucune vitesse ne soit détectable par la PIV : le second dipôle va plus loin, comme s'il était aspiré par le premier dipôle situés en amont de la cuve.

Il n'est pas étonnant compte tenu des très faibles vitesses dans l'écoulement lui-même ($\sim 10^{-4}$ m/s), qu'une telle sensibilité aux conditions initiales puisse exister. Il est donc prudent pour éviter ces désagréments, et disposer de conditions initiales semblables, de laisser reposer la cuve plus longtemps quand N est grand.





III-2-3 Comparaisons :

Pour estimer l'influence du gradient de concentration sur la vitesse du dipôles, des moyenne ont été réalisé.

Comme on peut le voir sur le première courbe, les valeur de V_x max sont toujours plus importantes lorsque N est grand. Ce résultats est normal : lorsque le gradient de concentration croit, le fluide est contraint, sous l'action de la force d'Archimède, à rester plus fermement dans sa strate. L'énergie, qui ne peut plus fuir dans les mouvements verticaux, met donc davantage de temps à décroître, et c'est ce qui explique que V_x max soit plus importantes lorsque N est grand.

La vitesse de déplacement de l'appariement apparaît insensible à l'états de la stratification. Cette observations reste en accord avec le résultat précédent suivant lequel, pour les échelles de temps de l'observation, la vitesse de déplacement est indépendante de la vitesse au centre du dipôle.

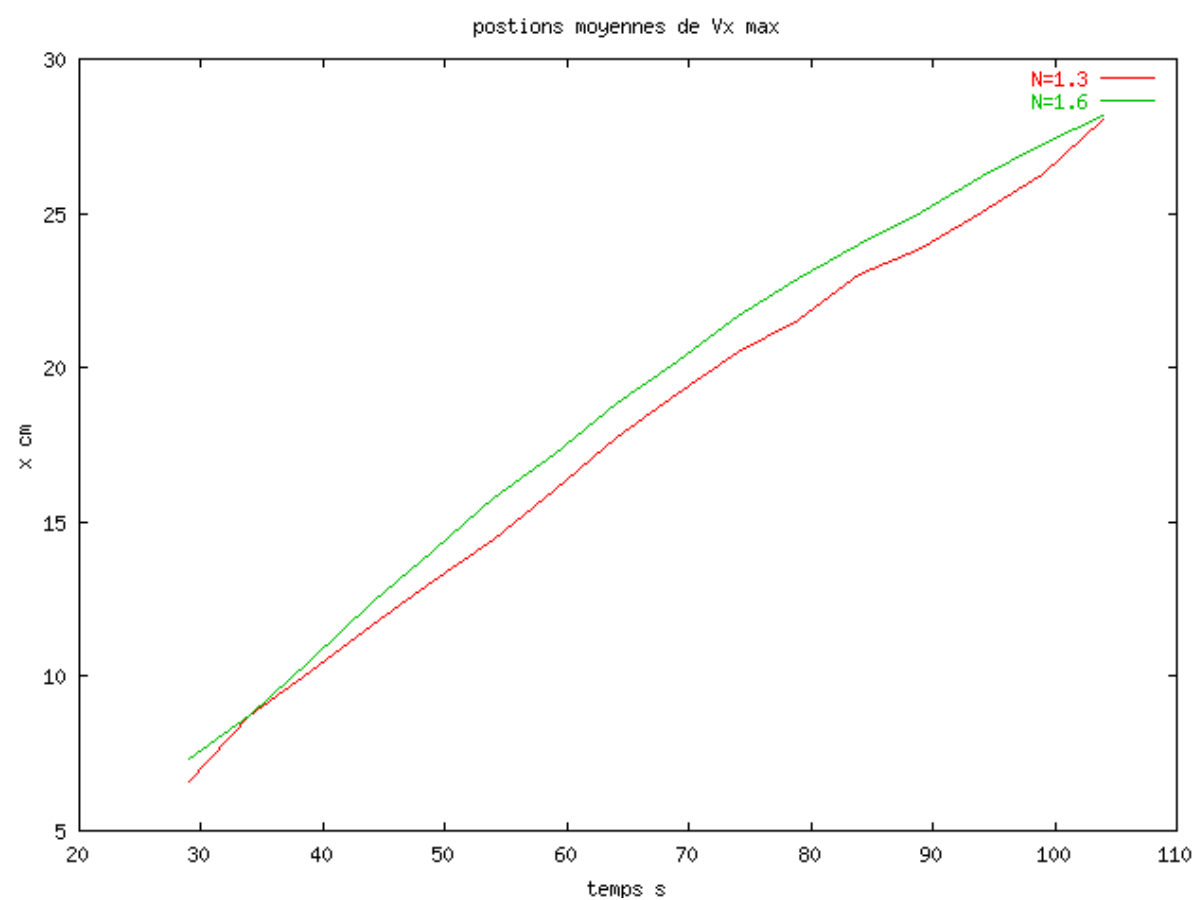
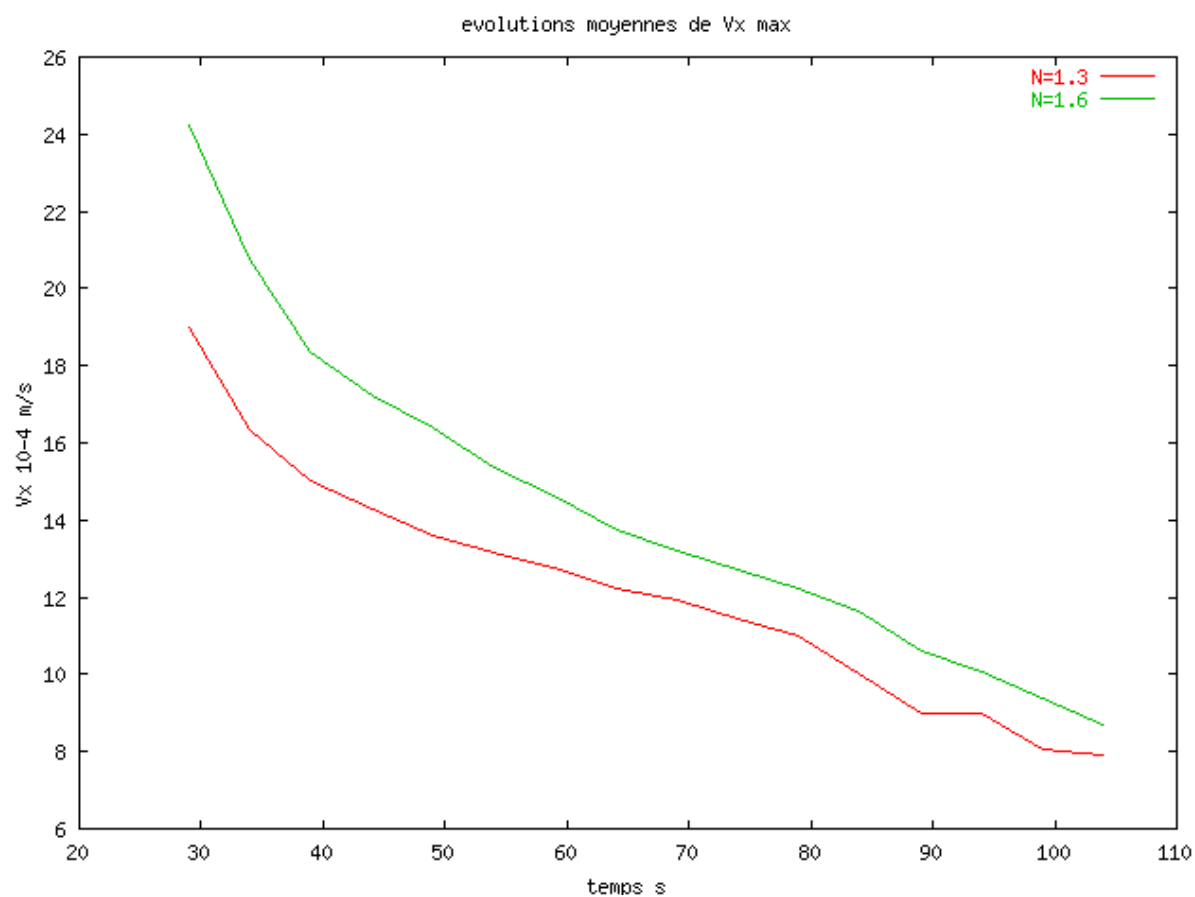
IV- Conclusions :

Un protocoles de PIV permettant d'étudier le champ de vitesses d'un dipôle pancake dans un plan horizontale à été testé.

Les résultats valables ont ensuite été post traité et on permis d'accéder à des informations qualitative telle que l'influence du gradient de concentration sur la vitesse au cœur du dipôle. Un certain nombre de résultats quantitatif sont aussi disponible, mais ces derniers doivent être considéré avec précaution pour trois raisons principale :

- Insuffisance du nombre d'essais pour construire des statistique véritablement fiable.
- Précision de la méthode de mesure pour la vitesse d'avancement de l'appariement tourbillonnaire (incertitudes importantes sur la position du centre du dipôle).
- Temps d'observation limitée par l'étendue de la nappe laser et le champ de vision restreint de la camera.

La PIV reste cependant un outil puissant et fort bien adapté à l'analyse de la dynamique des écoulement surtout lorsque ces derniers sont quasi bidimensionnelle. Cela en fait donc un choix très approprié pour la compréhension des mécanismes caractéristiques des milieux stratifiés.



A- Relation de dispersion des ondes de gravité internes :

Pour établir la relation de dispersion des ondes de gravité nous partons de l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}.$$

Étant donné que nous négligeons les variations de la densité dues à la variation de la pression (importantes dans le cas des ondes sonores) nous pouvons considérer le fluide comme étant incompressible, c.à.d.

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0.$$

De plus, comme nous nous intéressons à des processus adiabatiques nous complétons donc le système d'équations par une équation de conservation de l'entropie :

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s = 0.$$

En posant :

$$p = p_0 + p' \quad \rho = \rho_0 + \rho' \quad s = s_0 + s'$$

où les quantités avec l'indice 0 représentent l'état d'équilibre hydrostatique on obtient le système linéarisé suivant :

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\nabla p'}{\rho_0} - \frac{\nabla p_0}{\rho_0^2} \rho' \\ \nabla \cdot \vec{v} \\ \frac{\partial s'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s_0 \end{array} \right\} = 0$$

où nous avons utilisé le fait qu'à l'ordre zéro le fluide est à l'équilibre hydrostatique déterminé, comme d'habitude, par :

$$\nabla p_0 = \rho_0 \vec{g}$$

Pour des perturbations

$$\propto \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$$

on trouve :

$$\omega^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\rho'}{s'} \sin^2 \theta \frac{ds_0}{dz}.$$

où θ représente l'angle entre \vec{k} et l'axe z . Cette expression montre explicitement le fait que la stabilité de la stratification dépend de la variation de l'entropie avec la hauteur. Si nous prenons la pression et l'entropie comme variables indépendantes pour décrire l'état thermodynamique du fluide, la densité est déterminée par la relation :

$$d\rho = dp \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s + ds \left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_p.$$

Vu que nous négligeons, dans la perturbation de densité, la contribution due à la variation de la pression nous pouvons donc écrire que :

$$\rho' \approx s' \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial s_0} \right)_p.$$

D'autre part l'équation pour la variation de densité indique que l'équilibre est caractérisé (en omettant les indices 0) par :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_p = \frac{d\rho}{ds} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \frac{dp}{ds}.$$

Avec :

$$(\partial p / \partial \rho)_s \equiv c^2 = \gamma p / \rho \quad \partial p / \partial z = -g\rho \quad \frac{g}{\rho} \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] = N^2$$

On peut écrire finalement :

$$\omega^2 = N^2 \sin^2 \theta = N^2 \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + k_z^2} = N^2 \left[1 - \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{e}_z}{k} \right)^2 \right].$$

Ou :

$$k_{\perp}$$

est la composante de \vec{k} perpendiculaire à l'axe z . La particularité de ces ondes est que leur vitesse de groupe, donnée par :

$$\vec{u}_g \equiv \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = -\frac{N^2}{k\omega} (\vec{n} \cdot \vec{e}_z) [\vec{e}_z - (\vec{n} \cdot \vec{e}_z)\vec{n}]$$

Avec :

$$\vec{n} \equiv \vec{k}/k$$

est perpendiculaire au vecteur d'onde \vec{k} . Autrement dit l'énergie des ondes de gravité internes est transportée parallèlement aux plans d'oscillation des ondes.