

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGÉNIEUR

PAR **Fanny SEYCHELLES**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASER, MATIÈRE ET NANOSCIENCES

**Turbulence bidimensionnelle et
convection thermique
Système modèle pour étudier les
événements rares en turbulence
atmosphérique**

Soutenue le 17 Décembre 2008

Après avis de :

M. Antonio CELANI	Directeur de Recherche, Institut Pasteur, Paris
M. Jean-François PINTON	Directeur de Recherche, l'ENS, Lyon

Devant la commission d'examen formée de :

M. Miloud BESSAFI	Professeur, Université de la réunion, île de la Réunion	Président
M. Antonio CELANI	Directeur de recherche, Institut Pasteur, Paris	Rapporteur
M. Jean-François PINTON	Directeur de recherche, l'ENS, Lyon	Rapporteur
M. Yves COUDER	Professeur, ENS, Paris	Examineur
M. Charles-Henri BRUNO	Professeur, Université Bordeaux I	Examineur
M. Hamid KELLAY	Professeur, CPMOH, Université Bordeaux I	Directeur de thèse

Fanny SEYCHELLES Turbulence bidimensionnelle et convection thermique : système modèle pour étudier les événements rares en turbulence atmosphérique. **2008**

Résumé :

L'hydrodynamique à deux dimensions est d'un intérêt majeur pour la compréhension des phénomènes atmosphériques divers comme la formation de structures tels les cyclones ou les ouragans. La convection thermique comme moteur est probablement essentielle. Depuis quelques années déjà, les films de savon représentent un outil idéal dans le cadre de l'étude de la turbulence à deux dimensions.

Le sujet de cette thèse est l'étude de la convection thermique dans une demi-bulle de savon. Le gradient thermique entre l'équateur et le pôle engendre une turbulence autour de l'équateur et donne naissance à des structures tourbillonnaires uniques de grandes tailles proches du pôle. Ces tourbillons évoluent de manière aléatoire à la surface de la demi-bulle. Je me suis donc intéressée à la caractérisation du mouvement de ces structures. L'étude du déplacement quadratique moyen du centre du tourbillon montre une loi d'échelle qui illustre un comportement super-diffusif. Au-delà d'une analogie qualitative de nos vortex avec les structures de grandes échelles tels les cyclones, nous avons mis en évidence une dynamique identique à nos tourbillons pour les ouragans et cyclones, à savoir un comportement super-diffusif.

Une étude de la turbulence engendrée par la convection thermique a également été réalisée. Plus particulièrement, nous avons étudié les fluctuations d'épaisseur mais aussi du champ de vitesse et de température. En ce qui concerne l'épaisseur, les résultats obtenus sont en accord avec la théorie concernant la turbulence stratifiée.

Parallèlement, la température présente une transition étonnante d'un comportement intermittent pour les gradients de température faible, à un comportement non intermittent lorsque l'on accroît le gradient de température. Cette dynamique est corrélée avec celle du champ de vitesse qui montre également cette transition.

Mots-clés : *turbulence bidimensionnelle, Film de savon, Convection, Comportement super-diffusif, Intermittence, Turbulence stratifiée, Structures tourbillonnaires*

Table des matières

0.1	Remerciements	1
0.2	Préambule	2
1	Dynamique de la Turbulence.	5
1.1	Généralités sur la turbulence.	5
1.1.1	introduction.	5
1.1.2	Quelques éléments.	5
1.1.3	Intermittence.	7
1.2	Turbulence bidimensionnelle.	8
1.3	Film de savon : modèle expérimental de la turbulence 2D. . .	11
2	Convection thermique.	15
2.1	Introduction.	15
2.2	Expérience de Rayleigh Bénard.	15
2.3	Motivation	20
3	Dispositif expérimental	21
3.1	Montage expérimental.	21
3.2	Méthodes expérimentales.	22
3.3	Etude de la convection.	24
3.3.1	Observation de la convection.	27
3.3.2	Traitement des données.	28
4	Emergence de vortex.	31
4.1	Introduction.	31
4.2	Quelques exemples de structures tourbillonnaires organisées. . .	31
4.3	Structure organisées.	34
4.4	Caractérisation de vortex à la surface d'une demi-bulle. . . .	35
4.5	Mouvement brownien.	39
4.6	Diffusion anormale.	43
4.7	Conclusion	49

5	Analyse d'ouragans et de cyclones.	51
5.1	Introduction.	51
5.2	Ouragans et cyclones.	52
5.3	Dynamique	54
5.4	Etude statistique de la dynamique des ouragans.	57
5.5	Conclusion.	65
5.6	Conclusion seconde partie.	66
6	Fluctuations d'épaisseur	69
6.1	Introduction	69
6.2	Le champ scalaire	69
6.3	Interférométrie.	72
6.4	Fonction de structure des fluctuations d'épaisseur	82
6.5	Conclusion.	84
7	Champ de vitesse.	85
7.1	Introduction.	85
7.2	Velocimetry Doppler Laser.	86
7.3	Caractérisation de la vitesse.	87
7.4	Conclusion.	88
8	Fluctuations de température.	89
8.1	Introduction.	89
8.2	Contexte.	89
8.3	caractérisation qualitative du champ de température.	90
8.4	Fonction de structure des fluctuations de température.	95
8.5	Caractérisation de la vitesse pour ΔT élevé.	97
8.6	Conclusion.	100
9	Conclusion générale.	103

0.1 Remerciements

Une pensée pour toi mamie...

A mon île, à ma maman sans qui tout ça ne serait jamais arrivé. A ma famille et à tous ceux qui m'ont accompagnés tout le long de ce chemin. A mes amis, qui ont su trouver les mots pour m'encourager...

Je souhaite remercier les membres du jury Antonio Celani, Jean-François Pinton, Miloud Bessafi, Charles-Henri Bruno, et également Yves Couder malgré son absence physique : pour leur enthousiasmes et leurs conseils.

Je remercie Yacine Amarouchene pour son aide, et ses réflexions qui m'ont guidées durant ces trois années.

Je remercie Jean-François Boudet pour la découverte des "granulaires".

Je remercie Hamid Kellay pour l'aventure, pour la découverte de la recherche depuis le Master.

Je remercie le CPMOH que j'ai eu le plaisir de cotoyer, et particulièrement Eddie et Touati, sans qui ce projet n'aurait jamais abouti.

Enfin je remercie Mathieu, Nicolas, Jean-François, Yacine... pour nos parties de squash !...

0.2 Préambule

La turbulence est un phénomène d'un grand intérêt. Elle est présente dans de nombreux domaines. Un exemple typique est l'écoulement d'un torrent autour des piliers qui présentera des tourbillons dans son sillage. Aujourd'hui encore et malgré la connaissance des équations du mouvement, elle ne reste pas très bien comprise. La turbulence à 3D est décrite comme une cascade direct d'énergie des petites échelles vers les grandes échelles. Ce transfert se fait par l'étirement de tourbillons. La turbulence bidimensionnelle est différente à bien des égards de la turbulence tridimensionnelle. En effet elle présente une cascade inverse de l'énergie, c'est-à-dire d'un transfert des petites échelles vers les grandes échelles. De plus, elle présente une cascade supplémentaire : l'enstrophie (carré moyen de la vorticité). La turbulence bidimensionnelle est présente dans de nombreux domaines comme les écoulements atmosphériques et océaniques.

A grande échelle, la turbulence atmosphérique présente des caractéristiques bidimensionnelles, de part l'épaisseur fine de l'atmosphère et à la stratification stable. Elle est à l'origine de phénomènes atmosphériques divers comme la formation de structures tels les cyclones ou les ouragans. De tels phénomènes peuvent avoir un pouvoir de destruction considérable comme en témoignent des événements récents avec l'ouragan Nargis par exemple. La convection thermique joue un rôle important dans la formation de ses systèmes de grandes échelles.

Il est établi que les films de savon représentent un modèle idéal pour l'étude des écoulements 2D et la convection thermique bidimensionnelle. La plupart des études réalisées avec les films de savon présentent une géométrie plane. L'étude envisagée dans cette thèse est la turbulence 2D et la convection thermique dans une demi-bulle de savon. Cette thèse se décompose en trois parties :

Dans la première partie, un rappel sur la turbulence et la convection thermique y est développée. De plus une description du montage expérimental et des différentes techniques y est présentée.

La deuxième partie, est consacrée à la caractérisation de tourbillons formés à la surface de la demi-bulle. Dans ce cadre, nous allons voir la présence d'une dynamique à temps court de ces structures caractérisées par un phénomène de superdiffusion. Au vue de la géométrie particulière de notre film de savon, du phénomène de convection et de l'apparition de tourbillons, l'image de la terre et de l'atmosphère nous vient à l'esprit. De ce fait, dans un autre chapitre, une étude sur des structures de grandes échelles tels que les ouragans et les cyclones y est présentée. On y constatera alors l'analogie entre nos structures tourbillonnaires et ses systèmes de grandes échelles, à travers

une loi universelle.

La troisième partie s'attachera à donner les caractéristiques de la convection thermique. Elle présente une étude sur le champ d'épaisseur et la vitesse. Nous verrons alors un comportement similaire aux films plans de savon. La convection thermique est un phénomène thermodynamique permettant le transfert de la chaleur, elle est proportionnelle à la température. De ce fait dans un dernier chapitre, on présente l'étude sur le champ de température. On y constatera l'apparition d'un nouveau régime pour des gradients de température élevés.

Chapitre 1

Dynamique de la Turbulence.

1.1 Généralités sur la turbulence.

1.1.1 introduction.

Dans les années 1870, Saint-Venant remarqua qu'un écoulement turbulent dans un canal de grande largeur possédait une viscosité "effective" beaucoup plus élevée que celle d'un fluide laminaire. Par la suite Boussinesq en déduit que la viscosité ne dépend pas uniquement du fluide, mais aussi de la position dans l'écoulement et de l'agitation tourbillonnaire. Ce n'est que bien plus tard, que la description statistique fait son apparition avec Reynolds qui suggéra de décomposer les champs turbulents en une partie moyennée et une autre fluctuante. Taylor fut le premier à utiliser en 1935 la notion de fonction de corrélation permettant de relier l'approche statistique et les expériences de laboratoire. Plus tard vers 1941, l'émergence de la fameuse théorie de Kolmogorov marquera l'histoire de la turbulence. Cette fameuse théorie sera popularisée par Batchelor et vérifiée dans les années 60. Aujourd'hui encore la turbulence suscite un vif intérêt de part sa présence dans de nombreux domaines.

1.1.2 Quelques éléments.

A priori, les écoulements turbulents se caractérisent par un désordre apparent. Cependant il est maintenant connu que l'écoulement dans un tuyau présentera une transition, d'un comportement laminaire (lisse) à un régime plus irrégulier que l'on désigne comme désordonnée (turbulent). En somme, si on impose à un volume de fluide de taille L une vitesse U , l'énergie nécessaire par unité de masse est de l'ordre de U^2 . La puissance P requis pour y parvenir pendant un temps caractéristique que l'on appelle temps d'advection

$\tau_a \sim \frac{L}{U}$ est de l'ordre de :

$$P \sim \frac{U^3}{L} \quad (1.1)$$

Le temps nécessaire pour dissiper cette énergie est de l'ordre de : $\tau_d \sim L^2/\nu$ appelé temps de diffusion. Nous pouvons définir un nombre de Reynolds comme étant le rapport de ces deux temps, celui-ci s'écrit :

$$R_e \sim \tau_d/\tau_a \quad (1.2)$$

Lorsque $R_e \gg 1$, la viscosité n'influence pas la dynamique. Ainsi l'écoulement sera qualifié comme étant dans un régime inertiel, et subira des instabilités qui transféreront l'énergie successivement jusqu'à une échelle L_η à partir de laquelle la viscosité sera efficace, donnant ainsi lieu à un régime dit dissipatif. L'image classique de ce processus est une cascade d'énergie des grandes vers les petites échelles, celle-ci est suggérée pour la première fois en 1926 par Richardson [2].

A très haut nombre de Reynolds ($R_e \rightarrow \infty$), une idée d'homogénéité et d'isotropie locale semble se dessiner. Celle-ci se caractérise par des distributions de fluctuations de vitesse identique dans les trois directions de l'espace, permettant d'avoir une image universelle des mécanismes de transferts d'énergie indépendants de l'échelle particulière r considérée tant que $r \gg L_\eta$. Les échelles contenant l'essentiel de l'énergie pour $r \ll L$ sont découplées des échelles $r \ll L_\eta$ la dissipant. Ce sont les éléments clés de la théorie de Kolmogorov [2].

Généralisons ce raisonnement pour une échelle quelconque. Soit U_r^2 l'énergie typique associée à une échelle r . Les temps caractéristique d'advection et de diffusion seront alors donnés respectivement par $\tau_a \sim r/U_r$ et $\tau_d \sim r^2/\nu$. Ainsi la puissance transférée est donnée par :

$$\epsilon \sim U_r^3/r \quad (1.3)$$

L'échelle à laquelle apparaît la limite au régime inertiel, telle que $\tau_d(r) \sim \tau_a(r)$, s'écrit :

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} \sim R_e^{-3/4} \quad (1.4)$$

Dans la limite des très grands nombres de Reynolds, en supposant la turbulence homogène et isotrope, Kolmogorov obtient analytiquement la fameuse loi des $4/5$:

$$S_3(r) = \langle \delta v(r)^3 \rangle = -\frac{4}{5}\epsilon r \quad (1.5)$$

où $\delta v(r) = v(x+r) - v(x)$. Une analyse dimensionnelle permet d'écrire l'équivalent de cette loi (3) pour le second moment des incréments de vitesse $S_2(r)$. Celle-ci nous donne :

$$S_2 = \langle \delta v(r)^2 \rangle \sim (\epsilon r)^{2/3} \quad (1.6)$$

Le spectre d'énergie $E(k)$ ($\int E(k)dk \sim \frac{1}{2} \langle v^2 \rangle$) correspondant à la densité d'énergie associé à un nombre d'onde k dans l'espace de Fourier s'exprime par :

$$E(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.7)$$

Ainsi par des arguments dimensionnels les moments des incréments de vitesse $S_n(r)$ représentant les fluctuations de vitesse à l'échelle r s'écrivent pour $\delta v(r) = v(x+r) - v(x)$:

$$S_n(r) = \langle \delta v(r)^n \rangle \sim (\epsilon r)^{\varsigma_n} \text{ avec } \varsigma_n = n/3 \quad (1.8)$$

Ces fameuses lois d'échelles pour S_2 , S_3 et $E(k)$ sont vérifiées expérimentalement [2].

1.1.3 Intermittence.

L'une des hypothèses de la théorie de Kolmogorov est basée sur la similarité des distributions des fluctuations de vitesse dans la gamme inertielle. Cependant dans le domaine dissipatif Batchelor et Townsend [2] ont montré que les statistiques sont fortement intermittentes. Ils ont ainsi appliqué des dérivées successives à un signal turbulent, et observé le résultat sur un oscilloscope. Ils ont alors constaté que les différents signaux présentaient une allure de plus en plus "éclaté" quand l'ordre de la dérivée augmentait. La question est de savoir si dans la gamme inertielle, il existe où pas des statistiques intermittentes. Historiquement la première tentative a été réalisée sur des mesures de fluctuations locales de dissipation de l'énergie. L'interprétation est relativement délicate (pour plus d'explication le lecteur peut se référer à [2]). Ce n'est que bien plus tard que des expériences ont montré qu'il en était de même pour les statistiques du domaine inertiel. A titre d'exemple on peut citer les mesures réalisées par F. Anselmet et al. [3].

La théorie de Kolmogorov prédit que les fonctions de structure d'ordre n suivent la loi d'échelle en $n/3$. Une caractérisation de l'intermittence dans le domaine inertiel est que celle-ci se traduit par une déviation des exposants des fonctions de structure ζ_n de cette loi linéaire en $n/3$ pour les moments d'ordre supérieur.

Il existe de nombreux modèles décrivant l'intermittence suivant des lois d'échelles anormales. On peut citer alors la forme particulière des structures responsables des fluctuations de la dissipation de l'énergie. A titre d'exemple Z-S. She et E. Leveque [4] considère les tubes de vorticité comme étant les structures les plus intermittentes.

Dans le cadre d'un mélange turbulent d'un champ scalaire comme, par exemple, la température, le phénomène d'intermittence semble être plus prononcé. Un parallèle à la théorie de Kolmogorov a été réalisé par Obukhov-Corrsin [5, 6] dans le régime inertiel – convectif pour lequel le phénomène de la diffusivité du scalaire est négligeable. Le spectre des fluctuations de température est donné par :

$$E_\theta(k) \sim \epsilon_\theta \epsilon^{-1/3} k^{-5/3} \quad (1.9)$$

ϵ_θ étant le taux de transfert du champ scalaire. Nous avons ainsi :

$$S_n^\theta(r) = \langle \delta\theta^n \rangle \sim (\epsilon_\theta^{3/2} \epsilon^{-1/2} r) \zeta_n^\theta \quad (1.10)$$

Avec $\zeta_n^\theta = n/3$. L'intermittence est caractérisée par des lois d'échelle anormales, dont on sait qu'elles existent même en l'absence d'intermittence du champ de vitesse comme l'a montré Kraichnan en 1994 [7] (voir également une revue récente de Shraiman et E.D. Siggia [8]). D'autre part une autre difficulté vient de l'existence de fronts thermiques pour le champ de température, qui sont responsables de la présence d'anisotropie à petites échelles.

L'une des particularités du champ scalaire passif est qu'il est un problème simplifié de la turbulence. Ainsi la compréhension de celui-ci pourrait permettre une meilleure compréhension de l'intermittence du champ de vitesse.

1.2 Turbulence bidimensionnelle.

La turbulence atmosphérique et océanique est considérée suivant certaines approximations quasi bidimensionnelle. Dans le cadre des écoulements atmosphériques, Morel et Larcheveque [9] ont observé la dispersion de ballons sondes dans l'atmosphère. Ils ont ainsi montré que la turbulence atmosphérique présentait des aspects bidimensionnels. A grande échelle, il existe des approximations sur les écoulements atmosphériques et océaniques. En effet la stratification de l'atmosphère et la rotation de la terre, ont tendance à inhiber les mouvements verticaux. De nombreuses études ont été entreprise en turbulence bidimensionnelle. Des revues très intéressantes explicitent parfaitement ce phénomène, on peut se référer à la publication récente de Patrick Tabeling [10] mais également H. Kellay et W.I. Goldburg [11].

La turbulence bidimensionnelle diffère à bien des aspects de la turbulence tridimensionnelle. L'une des différences notables est l'absence totale d'étirement de filaments de vorticité. Cela se traduit par la conservation de l'enstrophie $w^2 = \nabla x u$. La vorticité $w = \nabla u$ est régie par l'équation suivante :

$$D_t w = \partial_t w + (u \cdot \nabla) w = (w \cdot \nabla) u + \nu \Delta w \quad (1.11)$$

Le terme d'étirement des tourbillons $(w \cdot \nabla) u$ s'annule en 2D. Dans la limite des forts nombre de Reynolds ($R_e \rightarrow \infty$) l'équation précédente se traduit par :

$$\frac{Dw}{Dt} = 0 \quad (1.12)$$

En l'absence de forage et dans la gamme inertielle il y a conservation des moments pairs de la vorticité. Cela implique qu'en plus de l'énergie $E = \frac{u^2}{2}$, une deuxième quantité est conservée, l'enstrophie définie par :

$$\Omega = \langle w^2 \rangle \quad (1.13)$$

Kraichnan [12] a suggéré, que de part et d'autre d'une échelle d'injection r_{inj} , l'existence simultanée d'un flux inverse d'énergie vers les grandes échelles et d'un flux d'enstrophie vers les petites échelles où elle est dissipée. Par conséquent pour une échelle $r > r_{inj}$ il définit la cascade inverse d'énergie par le spectre :

$$E(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.14)$$

Respectivement pour $r < r_{inj}$, il définit la cascade direct d'enstrophie jusqu'à une échelle $r_d \sim \nu^{1/2} \beta^{-1/6}$ pour laquelle les effets dissipatifs dominent par le spectre :

$$E(k) \sim \beta^{2/3} k^{-3} \quad (1.15)$$

Avec β qui représente le taux moyen de transfert de l'enstrophie $\beta = \frac{d\Omega}{dt}$. Par analogie à la turbulence 3D, pour la turbulence 2D en déclin, on peut écrire le moment d'ordre 3 des incriments de vitesse $S_3(r)$ en fonction de l'échelle r par :

$$S_3(r) = (3/2)\epsilon r \quad (1.16)$$

De même dans la gamme inertielle, l'enstrophie tout comme l'énergie est une quantité conservée. Suivant des arguments dimensionnelles le second moment est exprimée par la relation suivante :

$$S_2(r) \propto \beta^{2/3} r^2 \quad (1.17)$$

Si on résume les arguments ci-dessus de la turbulence 2D, nous avons alors pour le moment d'ordre 2 :

$$S_2(r) \sim (\epsilon r)^{2/3} \text{ pour } L_0 > r > r_{inj} \quad (1.18)$$

$$S_2(r) \sim \beta^{2/3} r^2 \text{ pour } r_{inj} > r > r_d \quad (1.19)$$

Avec L_0 qui représente la taille caractéristique du système bidimensionnel considéré. Notons cependant que ces équations sont correctes d'un point de vue dimensionnel, mais une correction logarithmique est prédite théoriquement. Cela se traduit par un second moment de la forme :

$$\delta v(r)^2 \sim r^2 \beta^{2/3} (cste + \log^{2/3}(r/r_{inj})) \quad (1.20)$$

Le spectre d'énergie associé est :

$$E(k) \sim \beta^{2/3} k^{-3} \log^{-1/3}(k/k_{inj}) \quad (1.21)$$

Ce résultat est basé sur la fonction de corrélation de la vorticité qui est donnée par $\langle w(x)w(x+r) \rangle = \beta^{2/3} \log^{2/3}(r_{inj}/r)$. Pour plus d'explications le lecteur pourra se référer à Falkovich et Lebedev [13]. Dans le régime d'ensrophie cette correction logarithmique, change l'exposant -3 du spectre d'énergie, le rendant plus raides. Cependant d'autres exposants existent, Saffman [14] trouve comme résultat un exposant -4 si on prend en compte les chocs de vorticité. On peut également citer Moffatt [15] qui obtient un exposant de $11/3$. Notons que dans le régime d'ensrophie la valeur de l'exposant du spectre de l'énergie dépend beaucoup des conditions d'excitation [16].

Dans le cas d'une turbulence en déclin, Batchelor [17] montra également l'existence d'une cascade direct d'ensrophie dans le régime inertiel. En considérant que l'énergie est le seul invariant et que l'ensrophie est en déclin donné dimensionnellement par $\Omega \propto t^{-2}$, il en déduit que les spectres d'énergie sont également en déclin en k^{-3} . Des études récentes [18, 19], ont confirmé ce comportement.

En 2D l'intermittence du champ de vitesse dépend de la coexistence ou non des flux d'énergie et d'ensrophie dans le régime inertiel. Ainsi Rutgers [20] a montré dans les films de savons qu'il ya des corrections de l'intermittence uniquement lorsque la turbulence est "forcée". En ce qui concerne le champ scalaire passif, les spectres $E_s(k)$ peuvent être déduit de manière équivalente au cas 3D par des arguments dimensionnels. Nous pouvons alors

déterminer une échelle de dissipation k_{sd} du scalaire à partir de sa diffusivité κ :

$$k_{sd} = (\epsilon_s / \kappa^3)^{1/6} \quad (1.22)$$

Avec ϵ_s qui représente le taux de dissipation du scalaire. Si on injecte un scalaire dans un champ de vitesse de cascade inverse en $-5/3$, celui-ci sera régit par une cascade directe en $k^{-5/3}$. Dans le régime d'énstrophie, il existe différents régime suivant que l'échelle dissipative du scalaire k_{sd} soit en dessous ou au dessus de l'échelle dissipative du champs de vitesse k_d .

Pour $k_{sd} > k_d$, nous avons alors :

$$E_s(k) \sim \epsilon_s \beta^{-1/3} k^{-1} \quad (1.23)$$

Un exemple typique de ce régime en k^{-1} est le régime dit de Batchelor [21], définit en turbulence 2D et 3D dans le régime visqueux-convectif.

1.3 Film de savon : modèle expérimental de la turbulence 2D.

Un film de savon est constitué de molécules de surfactants composé d'une partie hydrophile qui se mélange à l'eau et d'une partie hydrophobe qui déteste l'eau, celle-ci est formée par une où plusieurs chaînes carbonées. Ces molécules peuvent induire à la formation de phases de membranes auto-organisées ayant des topologies différentes comme les phases micellaires. L'étude de ses propriétés remonte à Plateau (1873) qui énonça dans un traité sur les films minces, des règles expérimentales sur l'agencement des films de savon dans différentes structures. L'emploi des films de savon est une avancée considérable dans le domaine de la turbulence, il permet de réaliser de manière très simple des écoulements bidimensionnels. L'une des premières expériences où un film de savon est utilisé pour étudier la turbulence 2D, nous vient de Y. Couder [22]. L'expérience consiste alors à générer un écoulement turbulent en introduisant une grille qui traverse un film de savon horizontal (voir 1.1).

La figure 1.1 montre l'apparition de vortex au passage de la grille. Ces vortex interagissent entre eux, générant des paires de vortex qui éventuellement fusionnent en un plus gros tourbillon. Cette image de petits tourbillons qui fusionnent pour former un plus gros tourbillon est l'illustration de la cascade inverse d'énergie de la turbulence 2D. Dans l'expérience de Couder, la taille typique des vortex croît avec le temps. Ce constat est en accord avec l'argument dimensionnel de Batchelor selon lequel il y a une augmentation

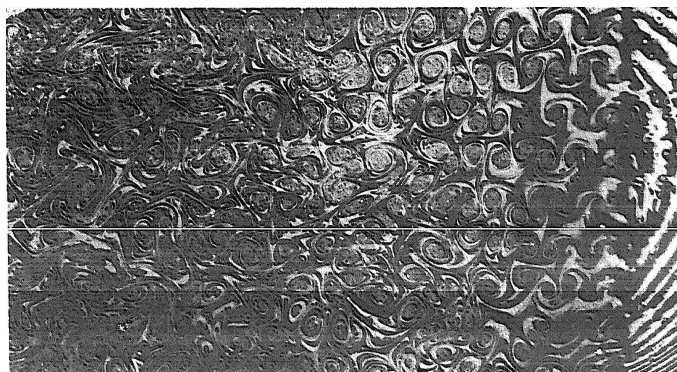


FIG. 1.1: Turbulence générée par une grille qui traverse un film de savon horizontal.[22]

de l'échelle caractéristique dans le cas d'une turbulence sans forçage dites "en déclin" [17]. Il suppose alors que durant la phase de "déclin", l'énergie est un invariant et que les propriétés du "déclin" dépendent uniquement de l'énergie initiale et du temps.

Des expériences plus récentes, ont étudié la turbulence 2D engendrée par une grille, dans un film de savon dont la vitesse d'écoulement est de quelques mètres secondes. L'intérêt est de pouvoir faire une étude de la turbulence pour des nombres de Reynolds élevés. Gharib et Derango [24] ont présenté une nouvelle technique leur permettant de produire un écoulement bidimensionnel. Un film de savon est placé sur un cadre horizontal porté par un jeu de quatre pieds. Deux de ses pieds sont en contact avec un réservoir contenant une solution de savon, de l'autre côté le film de savon est étiré par les deux autres pieds. Cette méthode a l'avantage d'augmenter la durée de vie du film de savon, en effet cette technique alimente en permanence le film de savon. Comme précédemment dans l'expérience de Couder, ils ont destabilisé l'écoulement laminaire en introduisant différents objets (petits cylindres, grille).

Dans une étude récente, Kellay et al. [25] ont étudié la turbulence d'un film de savon vertical. Notons que l'écoulement d'un film de savon vertical permet d'avoir des vitesses d'écoulement plus fortes et il présente une plus grande stabilité. L'expérience consiste à créer un écoulement de film de savon vertical alimenté par une solution de savon entre deux tiges parallèles séparées par une distance fixe de 5cm . Un réservoir rempli de solution de savon est placé à l'extrémité du bas du film de savon. Une pompe reliée au réservoir alimente en permanence l'autre extrémité du film de savon en solution savonneuse. Le système mesure 2m de hauteur. L'intérêt de la pompe est de faire varier la vitesse d'écoulement du film de savon entre 40 et 400 centimètres

1.3. FILM DE SAVON : MODÈLE EXPÉRIMENTAL DE LA TURBULENCE 2D.13

par seconde. La turbulence est alors créée en insérant une grille perpendiculaire au film de savon. L'étude de la turbulence est réalisée à l'aide de deux méthodes : homodyne photon spectroscopie corrélation (HCS) et vélocimétrie à fibre optique (OFV). Ils ont ainsi obtenu les spectres des fluctuations de vitesse. L'exposant dépend de la position de la grille. Celui-ci varie entre -3.3 et -3.7 . Ce résultat est différent de l'exposant de Kolmogorov $-5/3$ attendu dans le cadre de la turbulence 3D et de la cascade inverse d'énergie en turbulence 2D. Cependant le résultat obtenu est en concordance avec une cascade direct d'entrophie dont l'exposant attendu est -3 . Ce résultat est similaire à Gharib et Derango.

Notons que Couder [23] avait suggéré que la friction de l'air pouvait jouer un rôle dans la turbulence 2D générée par une grille dans un film de savon, mais aucune mesure expérimentale avaient confirmé cette hypothèse. Ce n'est que bien plus tard que Martin et al. [18] ont étudié l'effet que pouvait avoir la friction de l'air dans la turbulence 2D en "déclin". La friction de l'air pourrait avoir des effets sur la dissipation mais aussi sur les fluctuations de vitesse. Martin et al. [18], ont ainsi testé les effets de l'air en comparant les propriétés du champ de vitesse à différentes pressions. La turbulence reste anisotrope pour les grandes échelles, et l'exposant pour les petites échelles est en accord avec les résultats précédents, avec une valeur proche de -3.3 .

Ces différents travaux montrent qu'un film de savon est un outil idéal pour étudier la turbulence 2D.

Chapitre 2

Convection thermique.

2.1 Introduction.

La nature illustre l'importance de la convection. Dans les écoulements atmosphérique [26], elle est à l'origine de nombreuses manifestations : à savoir les dépressions orageuses, les cyclones tropicaux. Elle joue un rôle primordial dans le transport de l'énergie dû aux réactions thermonucléaires du soleil. Sa compréhension reste un enjeu important dans de nombreux domaines.

Dès lors de nombreuses études ont été entreprises pour comprendre la dynamique de la convection. Ainsi en 1901 les premières expériences font leur apparition avec Bénard et Rayleigh. A la même époque, Boussinesq (1903) proposera une simplification des équations régissant la convection. Il suppose que les propriétés thermodynamiques et de transport du fluide sont indépendants de la température et de la pression. De plus, il considère le fluide comme étant incompressible.

2.2 Expérience de Rayleigh Bénard.

Considérons le problème d'un fluide newtonien contenu entre deux plaques horizontales à des températures différentes (voir 2.1). Nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation de Boussinesq.

La dynamique du système est décrite par 4 équations bien distinctes. L'équation d'état du fluide est caractérisée par :

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0)) \quad (2.1)$$

où ρ est la masse volumique du fluide à la température T (ρ_0 pour une température T_0), et α qui représente le coefficient de dilatation du fluide.

L'équation de conservation de la masse :

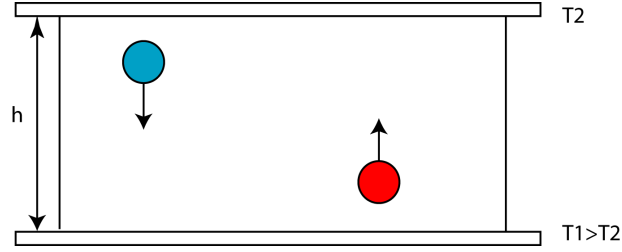


FIG. 2.1: Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.2)$$

Où $\vec{u}$ représente la vitesse. L'équation de Navier-Stokes donnée par :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = - \nabla p + \eta \nabla^2 \vec{u} + \vec{g} \quad (2.3)$$

où p désigne la pression, $\vec{g}$ l'accélération de la pesanteur et η la viscosité dynamique du fluide ($\nu = \frac{\eta}{\rho}$ viscosité cinématique). Et enfin l'équation de transport de la chaleur est décrite par :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (2.4)$$

où κ est le coefficient de diffusivité thermique du fluide. La dérivée dT/dt représente la variation de température d'une particule que l'on suit pendant son déplacement. La dérivée $\partial T/\partial t$ désigne la variation de température en un point fixe donné. Le terme $\vec{u} \cdot \nabla T$ décrit le transport de la chaleur associé à l'écoulement du fluide. En adimensionnant les équations ci-dessus par la hauteur h et l'écart de température ΔT , on montre que le système dépend de deux paramètres, à savoir le nombre de Prandtl et le nombre de Rayleigh définis par :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (2.5)$$

$$Ra = \frac{g \cdot h^3 \cdot \alpha \cdot \Delta T}{\kappa \nu} \quad (2.6)$$

Le nombre de Rayleigh représente le rapport entre la poussée d'Archimède (phénomène moteur) et les deux termes diffusifs (phénomène résistant). Le nombre de Prandtl correspond à l'importance relative des deux effets dissipatifs s'opposant à la convection : la diffusion de la quantité de mouvement

et la diffusion de la chaleur. Suivant l'état liquide solide ou gazeux il possède des valeurs différentes. A titre d'exemple l'hélium gazeux possède un nombre de Prandlt proche de l'unité (soit 0.7). Ces paramètres permettent de caractériser la convection.

Il existe un autre paramètre important dans la convection, il s'agit du nombre de Nusselt. Pour une différence de température ΔT donnée, on peut également caractériser l'importance de la convection par le nombre de Nusselt Nu , qui représente le rapport entre le flux de chaleur en présence de convection et le flux de chaleur diffusif en l'absence de convection.

Si la température de la plaque inférieure est plus faible que celle du dessus, le fluide est dans un état stable (stratification). C'est le phénomène que l'on observe dans certaines villes avec la pollution de l'atmosphère. Les nappes d'air chaud sont au dessus des nappes d'air frais. Dans le cas opposé, on se trouve dans une situation instable. Cependant contrairement au gradient horizontal, le mouvement du fluide n'apparaît que lorsque la différence de température ΔT atteint un certain seuil.

La seule étude du nombre de Rayleigh R_a permet de savoir si oui ou non un fluide va convecter. Lorsque le nombre de Rayleigh R_a est inférieur à la valeur critique R_{ac} , l'apport d'énergie n'est pas suffisant pour contrer les phénomènes résistants, le fluide demeure immobile. A contrario, lorsque $R_a > R_{ac}$ le fluide se déstabilise, et se met en mouvement. Suivant les valeurs du nombre de Rayleigh, le fluide présentera un comportement différent.

Etudions qualitativement l'augmentation du nombre de Rayleigh critique. Lorsque la valeur n'est pas très éloigné de R_{ac} on observe l'apparition de rouleaux convectifs horizontaux. Pour des nombres de Rayleigh plus élevés, on voit naître d'autres formes qui dépendent du temps passant d'un régime ordonné (rouleaux) à un régime chaotique. Entre ses deux régimes, il existe un régime où on constate la formation de panache thermique (voir figure 2.2).

Ces "plumes" se trouvent proche des parois de la cellule considérée. Pour un nombre de Rayleigh très élevé, les transferts de chaleur sont très efficaces et réduisent les écarts de température dans la partie centrale de la couche de fluide. Les variations importantes de température se trouvent alors dans les couches limites thermiques près des parois. Ce régime se présente sous la forme de plumes qui se situe tout autour des parois. Au milieu de la couche de fluide on observe un écoulement à grande échelle ("large scale circulation") (voir figure 2.3).

La figure 2.3 illustre le régime d'écoulement à grande échelle dans du glycerol, on observe une quantité importante de plume proche des parois. Les plumes se trouvant en contact avec la paroi la plus chaude ont un mouvement de déplacement horizontal vers la droite et se détachent de la paroi quand elles arrivent à l'extrémité. Proche de la paroi supérieure, les plumes se déplacent

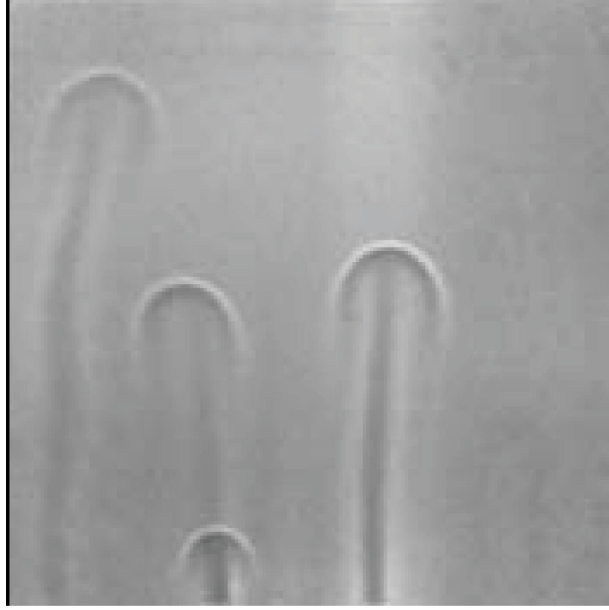


FIG. 2.2: Photographie de panaches thermique extrait de [26].

au contraire sur la gauche avec également un détachement à l'extrémité de la paroi. Ces différents comportements contribuent à l'écoulement à grande échelle que l'on constate dans la partie centrale de la couche de fluide.

La description du comportement de la convection est réalisable à partir de ces simples paramètres que sont le nombre de Rayleigh, le nombre de Prandtl, et de Nusselt. De nombreuses théories se sont attachées à expliquer les différents régimes de la convection. L'un des premiers modèles sur l'étude de la convection de Rayleigh-Bénard montre une loi d'échelle entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh en $1/3$:

$$N_u \sim R_a^{1/3} \quad (2.7)$$

Cela suppose que chaque couche limite est indépendante, et que leur épaisseur ne dépend pas de la taille de la cellule. Plus tard, Castaing et al (1989) [29] propose une loi d'échelle entre le nombre de Reynolds et le nombre de Rayleigh de la forme :

$$R_e \sim R_a^\alpha \quad (2.8)$$

avec $\alpha = 0.491 \pm 0.002$. Ce modèle sera vérifié par bon nombre d'expérience et de simulation. On peut citer Solomon et Gollub [30] où encore Shen, Tong et Xia [31]. Une autre théorie émise par Siggia (1990), suggère que la

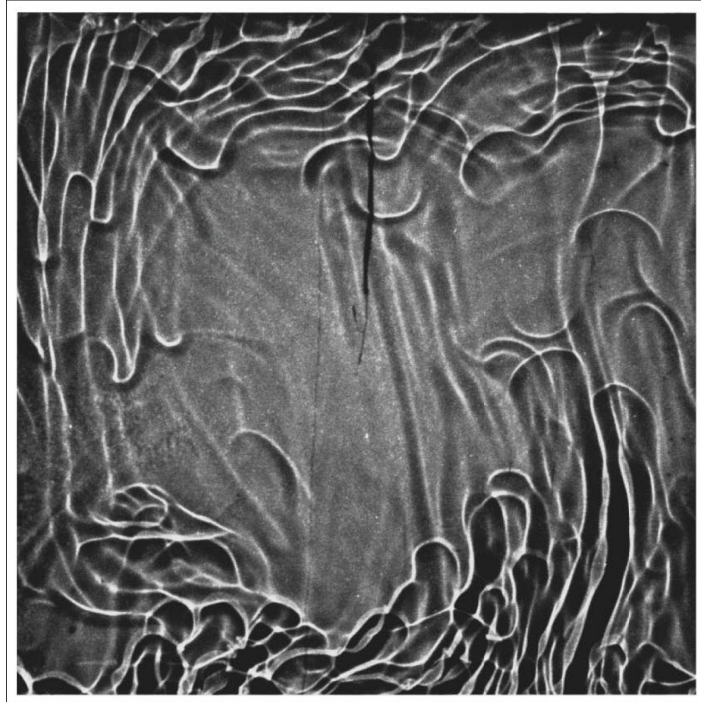


FIG. 2.3: Photographie de plumes dans du glycerol extrait de [27].

chaleur est transportée par cet écoulement à grand échelle. La loi d'échelle obtenu entre le nombre de Nusselt, Prandtl et Rayleigh est donné par :

$$N_u \sim R_a^{2/7} P_r^{-1/7} \quad (2.9)$$

Pour une meilleure compréhension des différents modèles, le lecteur peut se référer à l'article de Grossmann et Lohse [32]. Ils suggèrent de séparer le taux de dissipation de l'énergie cinétique et thermique. Pour chacun d'eux, les contributions des couche limites et de la région centrale sont distinguées. Depuis la première observation de Krishnamurti et Howard (1981), ce régime d'écoulement à grande échelle a été largement étudié. Celui-ci est formé par la montée et la descente des plumes thermiques générées par la convection de la cellule considérée. A titre d'exemple Kadanoff [33], compare la convection d'un écoulement turbulent à une machine, où les plumes représentent le moteur de la formation de l'écoulement à grande échelle, et du transport de la chaleur de part et d'autre de la cellule de convection. Lorsque le gradient de température dépasse un seuil critique, on transite vers le régime ultime de convection prédit par Kraichnan[35].

2.3 Motivation

Dans le cadre de la convection turbulente 2D, différents études théoriques existent [34, 60]. Cependant il subsiste peu d'études expérimentales. Les films de savon représente un cadre idéal pour réaliser de manière simple des écoulements 2D. Dès lors des expériences sur l'étude de la convection thermique dans un film de savon ont fait leur apparition.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

L'expérience de Rayleigh-Bénard est largement utilisée en laboratoire pour l'étude de la convection thermique. Un film de savon représente un cadre idéal pour l'étude de la convection bidimensionnelle [1]. L'intérêt est qu'un film de savon exposé à une différence de température, peut présenter un état de convection important. La plupart des expériences concernant la convection dans un film de savon sont réalisées dans une géométrie classique rectangulaire. On se propose ici, d'étudier la convection turbulente dans une demi-bulle de savon.

3.1 Montage expérimental.

Le concept ici est simple : on dispose d'une cellule de laiton creuse de forme cylindrique. Sur la face supérieure deux cavités circulaires de rayons différents ont été sculptés. On peut ainsi faire varier la taille de la demi-bulle étudiée. Le dispositif est porté par un système de trois pieds métallique possédant une conductivité thermique moins importante que le cuivre, afin d'éviter de chauffer la surface sur laquelle repose la cellule. Cette cellule cylindrique présente une partie vide sur laquelle nous plaçons pour les besoins de l'expérience une fine plaque circulaire de teflon. Une représentation de cette cellule est illustrée sur la figure 3.1.

La première cavité possède un diamètre de 11.7cm , avec une largeur et une profondeur de 1cm . La deuxième cavité a un diamètre de 13.9cm , avec les mêmes dimensions caractéristiques que la première cavité. Cette cellule présente deux ouvertures circulaires sur la face inférieure permettant une connexion avec un système de deux tuyaux reliés à un thermostat. Celui-ci nous permet d'imposer une température à notre cellule par une circulation d'eau chaude. La température peut varier entre 0°C et 100°C . Dans l'étude

présentée ci après nous travaillerons dans une gamme comprise entre 30°C et 90°C .

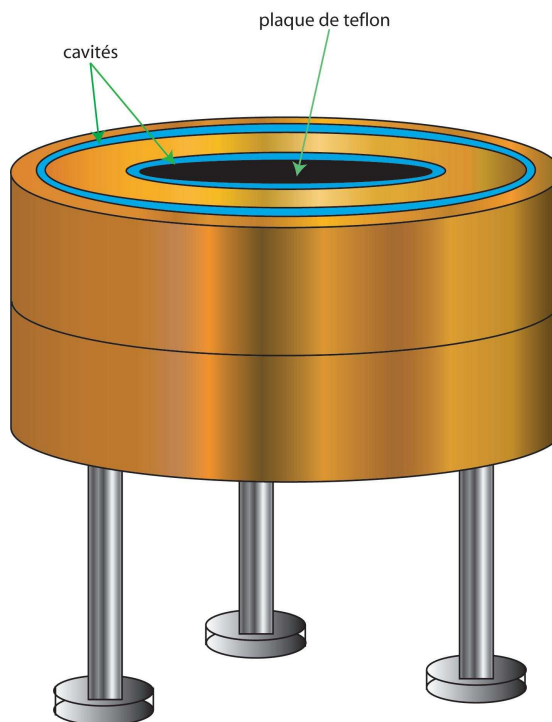


FIG. 3.1: schéma de la cellule

La figure 3.2 représente une coupe transverse de la cellule. La solution de savon est placée dans l'une des deux cavités suivant le diamètre de la bulle que l'on souhaite étudier. Le détergent employé dans nos expériences est un liquide vaisselle composé de tensio-actifs non-ioniques de concentration inférieure à 5% et de tensio-actifs anioniques de concentration entre 5%–15%, que l'on trouve dans le commerce. La solution d'étude est composée d'un mélange de 0.05% à 5% du détergent avec 95% – 99.95% d'eau.

3.2 Méthodes expérimentales.

On chauffe notre cellule à l'aide du thermostat par une circulation d'eau chaude à une température T que l'on fixe. Le chauffage de la cellule augmente progressivement la température de la solution de savon se trouvant dans l'une des cavités de la cellule. Lorsque la solution de savon possède une température uniforme T_0 proche de T , on forme la demi-bulle en soufflant à l'aide d'une

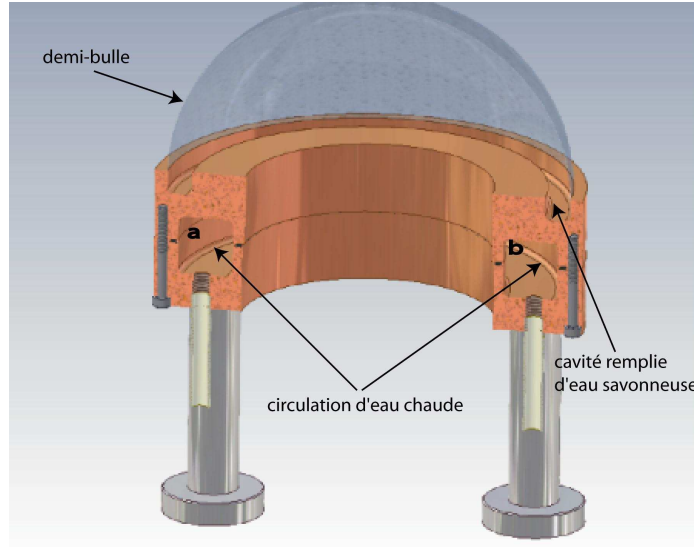


FIG. 3.2: Schéma d'une coupe transverse de la cellule.

pipette sur la surface de la solution. La température à l'équateur de la demi-bulle qui est en contact direct avec la solution est T_0 . Une différence de température s'établit alors entre l'équateur et le sommet de la demi-bulle. Lors de nos expériences, la pièce d'étude est placée à une température de 17°C à l'aide d'un climatiseur. La maîtrise du gradient de température ΔT s'est révélée être un paramètre essentiel dans le cadre de nos expériences. Ainsi la mesure du gradient de température entre le haut et le bas de la demi-bulle est effectuée par un thermocouple constitué d'une sonde dont la précision est de l'ordre de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Il est important de souligner que la température mesurée à l'équateur est différente de celle imposée par le thermostat. En effet une perte de chaleur a lieu au niveau des tuyaux. A titre d'exemple, si on impose une température $T = 60^\circ\text{C}$ du thermostat on mesure à l'équateur de la demi-bulle qui est en contact direct avec la solution de savon se trouvant dans l'une des cavités une température $T_0 = 54.8^\circ\text{C}$, et au pôle une température $T_1 = 33.2^\circ\text{C}$ nous donnant un gradient de température $\Delta T = 21.6^\circ\text{C}$.

La figure 3.3 présente une photographie de notre cellule. Ce système présente l'avantage de minimiser le phénomène d'évaporation, effectivement il n'y a pas de fluide à l'intérieur de la demi-bulle mais uniquement de l'air.

Ce système résulte à la base d'un premier montage simplifié. L'expérience consistait comme précédemment à imposer une différence de température à une demi-bulle de savon contenue dans une boîte de pétrir remplie d'une solution de savon. La boîte de pétrir est chauffée à l'aide d'une cellule de forme

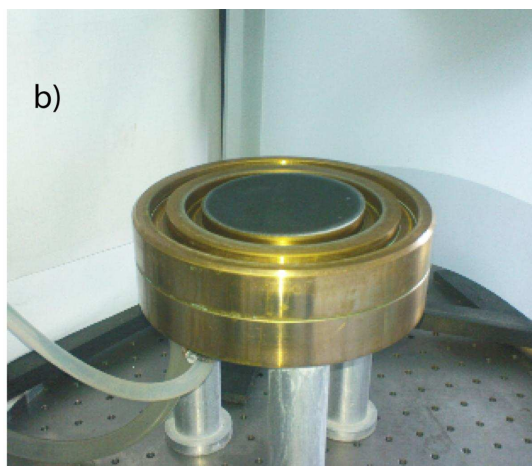


FIG. 3.3: photographie de la cellule convective.

rectangulaire et creuse. Celle-ci possède les dimensions suivantes : $6.7 \times 6\text{cm}$ de largeur-hauteur et 3.1cm de profondeur. A la surface d'une des faces du bloc deux trous circulaires ont été creusés, permettant ainsi la fixation de deux tuyaux qui sont reliés à un thermostat. La cellule est portée par un système de grosse pince elle-même fixé à un système de pieds. Une manifestation importante de ce système simple est l'apparition du phénomène d'évaporation. Effectivement contrairement au montage précédent, la demi-bulle de savon recouvre la solution de savon, ainsi lorsqu'on impose un gradient de température élevé il y a évaporation de l'eau contribuant à la limitation de la zone convective et donc de la turbulence engendrée. A titre d'exemple, pour une température du thermostat $T = 60^\circ\text{C}$ on mesure une température de la solution de l'ordre de $T_0 = 42^\circ\text{C}$ et une température au pôle $T_1 = 30^\circ\text{C}$, donnant un gradient de température $\Delta T = 12^\circ\text{C}$. Cela a pour conséquence le confinement de la zone de convection sur une hauteur de 1cm à 2cm .

3.3 Etude de la convection.

Dans l'expérience proposée ci-après, lorsque le gradient de température ΔT a atteint un certain seuil on observe l'apparition de la convection au niveau de l'équateur. Dans l'étude présentée ci-dessous le seuil correspond à $\Delta T = 6^\circ\text{C}$. La convection se caractérise par la remontée de panaches de liquide en forme de champignons le long de l'équateur (voir figure 3.4).

Lorsque l'on augmente le gradient de température, on observe un accroissement significatif de la zone de convection. Caractérisons qualitativement



FIG. 3.4: photographie de la convection à l'équateur de la demi bulle de savon

la convection de la demi-bulle en fonction de la différence de température ΔT . La figure 3.5 illustre la demi-bulle de savon. On observe une succession de couleurs entre le sommet et l'équateur de la demi-bulle. Les couleurs sont disposées en couches parallèles. Ceci est caractéristique d'une demi-bulle soumise à un drainage continu (stratification).

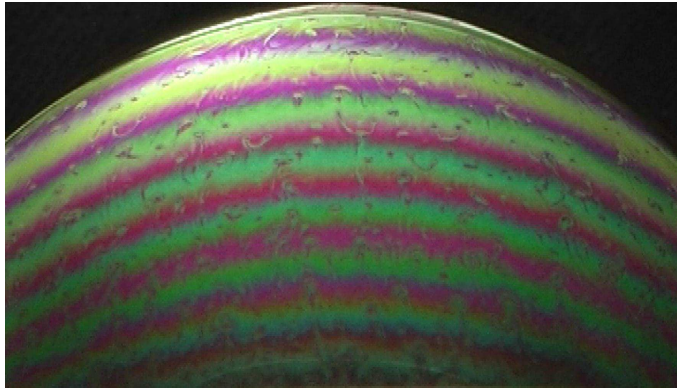


FIG. 3.5: Photographie de la demi-bulle en drainage.

La photographie de la figure 3.6 montre la demi-bulle soumise à un gradient de température $\Delta T = 11^\circ\text{C}$. On distingue au niveau de l'équateur la remontée de quelques plumes de convection, on note également la stratification de la demi-bulle.



FIG. 3.6: Photographie de la demi-bulle en convection à $\Delta T = 11^\circ\text{C}$.



FIG. 3.7: Photographie de la demi-bulle en convection à $\Delta T = 21^\circ\text{C}$.

La figure 3.7 présente la demi-bulle soumis à un gradient de température $\Delta T = 21^\circ\text{C}$. Comme précédemment, on constate la formation au niveau de l'équateur de plumes de convection dont le nombre est plus important, mais

également d'un désordre apparent de la forme des plumes. Pour un gradient de température $\Delta T = 40^\circ\text{C}$, on remarque que la zone de convection présente un aspect plutôt désordonné qui recouvre quasiment toute la demi-bulle (voir figure 3.8).



FIG. 3.8: Photographie de la demi-bulle en convection à $\Delta T = 40^\circ\text{C}$.

Notons que dans le cas présent lorsque le gradient de température est élevé, la convection ne présente pas un régime dit "large scale circulation" comme dans le cadre de Rayleigh-Bénard [33].

3.3.1 Observation de la convection.

La visualisation de la demi-bulle se fait en lumière blanche. Du fait de sa géométrie cela nécessite l'utilisation d'un montage particulier pour éclairer la demi-bulle. Pour plus de facilité dans la suite nous donnerons à celui-ci le nom de "dôme" (voir figure 3.9).

Ce "dôme" est constitué d'un demi tube cylindrique caractérisé par un empilement de papier calque de largeur 25 cm et de longueur 35 cm. L'utilisation du papier calque nous permet d'obtenir une bonne diffusion de la lumière localisée sur une grande surface. Afin de lui donner une forme plus rigide, le tube cylindrique est fixé sur un support en plastique en forme de demi cercle. L'une des extrémités du tube est fermée par un tissu noir pour une meilleure visualisation des couleurs de la demi bulle. L'autre extrémité

nous permettant d'observer la demi bulle de savon. Nous disposons le "dôme" au dessus de notre demi bulle.

Le système d'éclairage utilisé lors de nos expériences, est composé de deux lampes de puissance 20 watts que nous plaçons au dessus du "dôme". Afin d'éviter les pertes de lumière nous plaçons du papier aluminium au dessus des sources lumineuses. Nous obtenons ainsi par réflexion l'image de la demi bulle de savon.

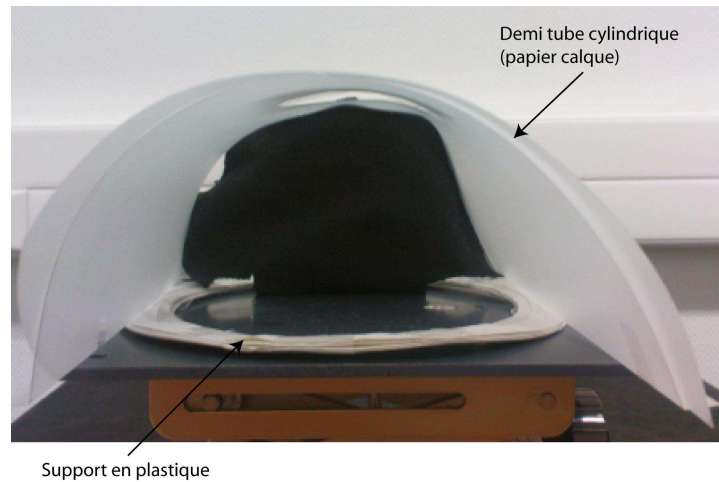


FIG. 3.9: Photographie du dôme.

La figure 3.9 montre une photographie du "dôme".

3.3.2 Traitement des données.

Lors de l'étude de la convection, une caméra tri CCD couleur possédant une cadence de 25 images par seconde permet de faire l'acquisition de l'évolution de la demi bulle soumise à la convection. On détermine au préalable par une méthode d'interférométrie, le profil d'épaisseur. A partir d'un programme, on extrait la mesure des fluctuations de l'épaisseur de la demi-bulle.

Pour caractériser la turbulence générée par la convection, on s'est également intéressé, au champ de température et au champ de vitesse s'installant au sein de la demi-bulle. L'acquisition du champ de température est réalisée par une caméra thermique sensible dans la gamme spectrale de $3\mu m$ à $5\mu m$.

La figure 3.10 illustre un exemple d'image du champ de température de la demi-bulle à $\Delta T = 19^\circ C$. Dans le cas présent, la palette de température est comprise entre $21^\circ C$ et $37^\circ C$. A partir du logiciel Image J, on extrait les images du champ de température acquis par la caméra thermique. De

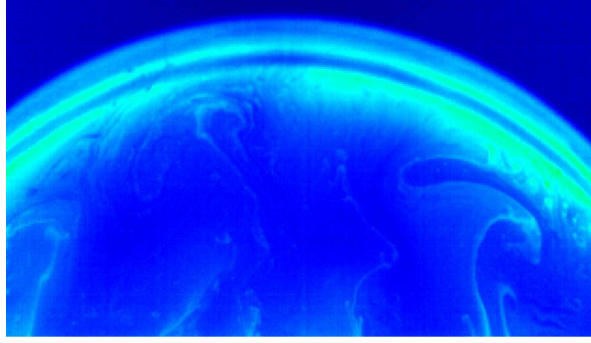


FIG. 3.10: Image du champ de température de la demi-bulle à $\Delta T = 19^\circ\text{C}$.

manière identique au champ d'épaisseur, on traite la série d'images à l'aide du programme Matlab. On obtient alors les fluctuations de la température au cours du temps. La mesure de la vitesse, a été effectuée par la méthode de vélocimétrie laser doppler, que nous décrirons plus tard dans la section correspondante.

Lors de notre étude, nous avons constaté que lorsque le gradient de température ΔT dépassait un certain seuil, l'apparition de structures cohérentes (voir figure 3.11) à la surface de la demi-bulle. Nous nous sommes donc intéressés à la caractérisation de ces vortex. Ces structures apparaissent dès lors que le gradient de température ΔT est de l'ordre 11°C .

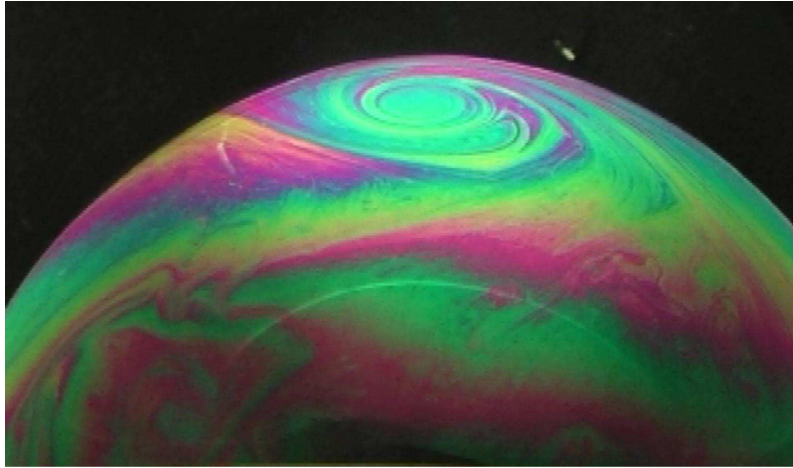


FIG. 3.11: Photographie d'une structure cohérente à la surface de la demi-bulle à $\Delta T = 19^\circ\text{C}$.

L'évolution des structures cohérentes est filmé à partir deux types de

caméras : une caméra tri CCD couleur dont la cadence est de 25 images par seconde et une caméra rapide. Les mesures de l'évolution du déplacement du tourbillon à la surface de la demi-bulle en fonction du temps ont été réalisées à l'aide du logiciel Image J. L'exploitation consiste à pointer manuellement le centre du tourbillon image par image sur des durées d'acquisition allant de quelques secondes à plusieurs minutes. On obtient alors la trajectoire de ces structures organisées au cours du temps.

Chapitre 4

Emergence de vortex.

4.1 Introduction.

Lors de nos expériences, l'observation de la convection à la surface de la demi-bulle nous a permis de faire une découverte étonnante, à savoir l'apparition de structures cohérentes à la surface de la demi-bulle. L'idée générale de ce chapitre, consiste en l'étude de ces structures organisées. Celles-ci se forment à la surface de la demi-bulle et évoluent de façon aléatoire au sein de la turbulence générée par la convection. Soulignons qu'une structure cohérente est un système qui présente une durée de vie relativement longue, ce qui est le cas des vortex observés.

4.2 Quelques exemples de structures tourbillonnaires organisées.

La turbulence est souvent caractérisée par l'existence d'écoulements imprévisibles, désordonnés. L'un des phénomènes possibles de la turbulence, est la présence de structures tourbillonnaires, au sein du milieu considéré. Ces systèmes sont observables dans l'atmosphère terrestre, dans les océans mais également dans l'atmosphère d'autres planètes, comme par exemple jupiter ou encore vénus.

La tache rouge que l'on distingue parfaitement sur la figure 4.1(a), en est un exemple. Ce tourbillon impressionnant est un immense anticyclone, dont la taille est de l'ordre de 20000km de long et de 13000km de large, soit trois fois la taille de la Terre. Cette tache a été observée pour la première fois en 1665 par Hooke. De nombreuses études ont été entreprise sur la compréhension de cette tache [63]. Encore aujourd'hui, on cherche à comprendre les

raisons de sa formation et de sa longévité.

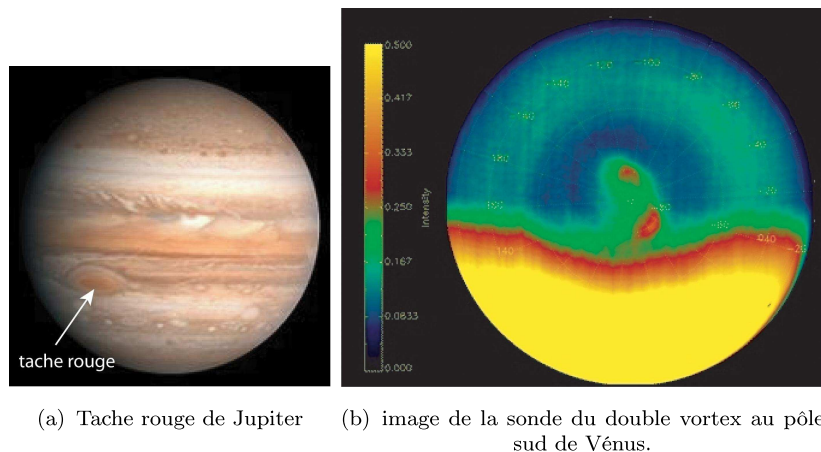


FIG. 4.1

Plus récemment, lors de sa première orbite autour de Vénus, la sonde spatiale Vénus Express a révélé l'existence d'un double vortex au pôle sud de Vénus. L'une des particularités de l'atmosphère vénusienne, est que la couche nuageuse effectue une rotation complète, en 4.2 jours terrestres. Elle s'effectue d'est en ouest. Ce phénomène, est plus connu sous le nom de super rotation. Elle s'amorce vers une altitude de 10km , puis augmente régulièrement jusqu'à une altitude de 65km , où les vents atteignent une vitesse supérieure à 350km/h . La combinaison de cette super rotation et du recyclage de l'air chaud de l'atmosphère, serait à l'origine de l'existence de vortex au niveau des pôles. Cependant, la présence du double vortex est à ce jour inexpiquée.

La figure 4.1(b), nous présente une image du double vortex, réalisée par Vénus Express. Dans l'atmosphère terrestre, des structures similaires sont également observées. Portant différents noms, cyclone dans l'océan Indien, ouragan dans l'Atlantique ou encore typhon dans le pacifique. Ses structures peuvent être considérées comme de véritables machines thermiques, dont le carburant n'est autre que l'évaporation de l'eau des océans. La figure 4.2, représente respectivement une image satellite de l'ouragan Ivan, où l'on voit bien cette formation nuageuse en spirale, entourant l'oeil de l'ouragan, et une image satellite de l'ouragan Wilma.

D'autres manifestations de ces structures cohérentes existent. Les tornades (voir figure 4.3) sont des systèmes tourbillonnaires en forme tubulaire, de plus petite taille qui se forment à la base d'un nuage d'orage : cumulonimbus. Ces vortex possèdent des vents extrêmements violents, pouvant atteindre dans les cas les plus spectaculaires, une vitesse de l'ordre de 500km/h . Ils

4.2. QUELQUES EXEMPLES DE STRUCTURES TOURBILLONNAIRES ORGANISÉES.33

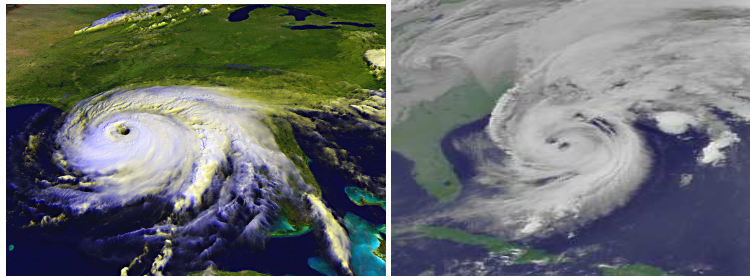


FIG. 4.2: image satellite de l'ouragan Ivan.

se déplacent sur le sol avec une vitesse pouvant parvenir à 100km/h . On les observe également à la surface des océans, citons par exemple les trombes marines (voir figure 4.3). Ce sont des vortex en colonne, formés d'un mélange d'eau et d'air. Elles prennent naissance sur l'eau, et se dissipent en contact avec la terre. Elles sont similaires aux tornades, cependant elles sont moins intenses.



FIG. 4.3: photo d'une tornade en fin de vie provenant du National oceanic and Atmospheric administration/Departement of commerce et photo d'une trombe marine

Un autre spectacle de la turbulence est l'apparition successive de tourbillons dans l'atmosphère mais aussi dans l'océan. Ce phénomène est plus connue sous le nom d'allée de Von Kàrman. La figure 4.4 présente cette allée de tourbillons, dans un amas nuageux. L'obtention de ce phénomène est due, à la séparation d'un écoulement par un objet. Donnant lieu à l'apparition périodique de tourbillons, dans l'écoulement. Dans l'exemple présenté, la formation de l'allée de Von Kàrman dans les nuages, est due à la rencontre entre le vent et l'île de Juan Fernandez.

La formation et l'évolution de ces vortex attirent, beaucoup l'attention. Tant d'un point de vue général (due à leur complexité), que problématique

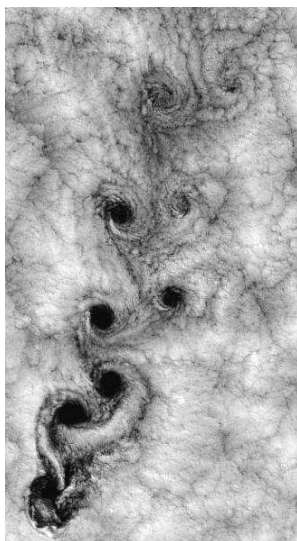


FIG. 4.4: Allée de Von Kàrman dans les nuages.

(catastrophes naturelles). Bon nombre de simulations et d'expériences ont été réalisées pour comprendre le processus de formation et leur progression.

Ces phénomènes soulèvent des interrogations. Quels sont les processus de formation de ces structures organisées? Pourquoi se forment-elles dans un milieu turbulent? Comment expliquer leur longévité?

4.3 Structure organisées.

Imaginer que de tels systèmes, peuvent se former au sein d'un écoulement turbulent, semble à priori étonnant. Cependant la turbulence bidimensionnelle apparaît se prêter facilement à la formation de structures organisées. Sous certaines conditions comme le confinement d'un fluide dans une faible épaisseur, ou alors un fluide soumis à une forte rotation, l'écoulement présentera des structures tourbillonnaires.

Suite à des expériences réalisées par Brown et Roshko, Aref et Siggia [64] ont étudié numériquement des structures organisées dans un jet turbulent 2D. Ils ont alors remarqué que ses structures organisées possédaient une durée de vie relativement longue, à l'intérieur d'une turbulence développée. Ces observations sur la formation de structures organisées et leur temps de vie élevé ont été confirmés numériquement par James C. McWilliams [65] .

L'observation de ces structures cohérentes est intrinsèquement liée au champ de vorticité. Plusieurs études confirment cette caractéristique. David

A. Schecter et Daniel H. E. Dubin [66] ont ainsi travaillé numériquement et analytiquement sur le déplacement de vortex dans le voisinage d'un gradient de vorticité. Ils ont constaté que des vortex "positifs" et "négatifs", possédaient un comportement diff  rent donnant lieu à un mouvement opposé. Ces structures cohérentes peuvent se former également lorsqu'un fluide est soumis à une rotation [67].

4.4 Caractérisation de vortex à la surface d'une demi-bulle.

Toutes ces observations montrent l'importance de la compréhension de ces structures organisées de part leur présence dans la nature. De manière générale, il s'agit ici de caractériser des structures tourbillonnaires uniques évoluant à la surface de la demi-bulle en l'absence de parois sous une géométrie semi-sphérique. L'éclosion de telle tourbillon, se produit dès lors que le gradient de température $\Delta T \sim 8^\circ\text{C}$

On se propose de caractériser l'évolution de ces vortex, en étudiant leur trajectoire. Le concept est simple, des enregistrements de la position du tourbillon sont alors réalisés avec une caméra. Cette démarche est quelque peu fastidieuse, compte tenu de l'aspect géométrique. En effet il n'est pas rare de voir le vortex disparaître du champ de la caméra.

Les enregistrements, sont par la suite analysés par un programme sur ordinateur Image J. L'exploitation consiste à pointer manuellement le centre du tourbillon image par image sur des durées d'acquisition allant de quelques secondes à plusieurs minutes, nous permettant d'obtenir la trajectoire. La figure 4.5 représentent un tourbillon unique, à la surface de la demi-bulle.

Dans les expériences réalisés ci-dessus, ils se forment généralement proche de l'  quateur et se déplacent vers le pôle. Dans un premier temps, intéressons nous    quelques caractéristiques de ces tourbillons. On procède à une étude en fonction du gradient de température compris entre $\Delta T = 12^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 45^\circ\text{C}$. On peut présumer, qu'en augmentant le gradient de température ΔT , la convection devenant plus intense, entraine des remontées de plume pouvant atteindre le pôle de la bulle, et donc une perturbation de la structure tourbillonnaire.

La figure 4.6 présente l'évolution de la durée de vie de structures organisées en fonction du gradient de température ΔT . On observe un accroissement de la durée de vie du tourbillon jusqu'à une température du thermostat $T = 55^\circ\text{C}$, suivi d'une diminution. Tout au plus sous l'effet d'une perturbation, le comportement général de ces vortex, est un changement de

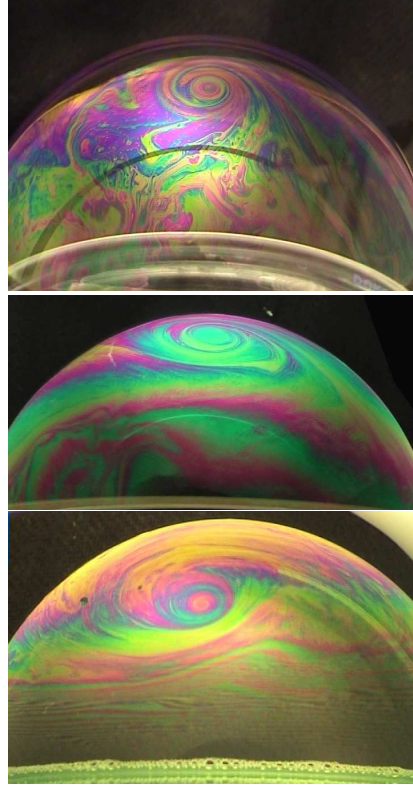


FIG. 4.5: Structure organisée à $\Delta T = 18^\circ\text{C}$, $\Delta T = 23^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 44^\circ\text{C}$

leur diamètre. Celle-ci évolue de manière aléatoire durant la durée de vie de la structure organisée. La figure 4.7 présente l'évolution de la taille d'un tourbillon à la surface de la demi-bulle pour un gradient de température $\Delta T = 24^\circ\text{C}$ respectivement $\Delta T = 17^\circ\text{C}$

On distingue parfaitement, le changement de diamètre de la structure organisée. Les images ont été prises dans un ordre aléatoire. D'une manière indéniable, le gradient de température joue un rôle important dans la persistance mais également l'évolution de ces structures organisées. La figure 4.8, introduit l'évolution du nombre de tourbillons en fonction du gradient de température ΔT . Dans l'exemple proposé, l'évolution du nombre de structures en fonction de la température est réalisée pour des durées de vie de la demi-bulle de l'ordre de 2 minutes.

La courbe présentée ci-dessus illustre, une augmentation du nombre de structures organisées avec la température imposée par le thermostat. Il découle de ces différentes constatations une certaine stabilité de ces structures et ceux malgré un environnement agité. Notons cependant que pour des tem-

4.4. CARACTÉRISATION DE VORTEX À LA SURFACE D'UNE DEMI-BULLE.37

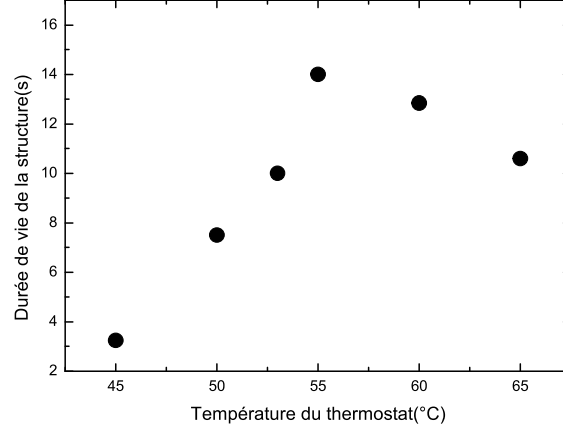


FIG. 4.6: Temps de vie de la demi-bulle en fonction du gradient de température.

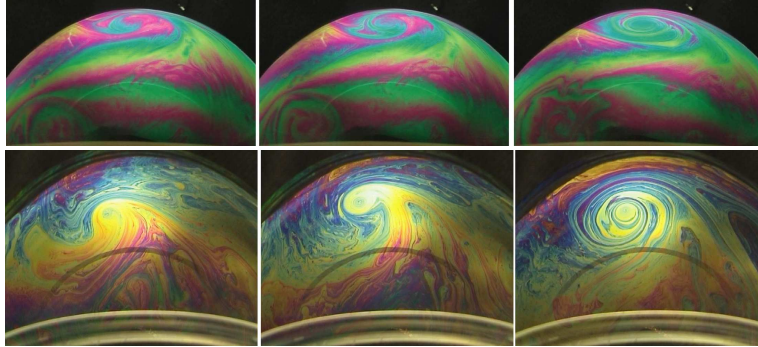


FIG. 4.7: évolution d'un vortex à $\Delta T = 24^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 17^\circ\text{C}$.

pératures supérieures à $T = 60^\circ\text{C}$ (température fixée par le thermostat), il est difficile d'observer de tels systèmes au sein de la turbulence. La tendance serait plutôt à une diminution du nombre de structures organisées.

De manière semblable, on se propose d'étudier l'évolution du comportement des structures organisées, en analysant leur vitesse de rotation. L'idée est simple, elle consiste à suivre une petite aspérité proche, de la structure organisée, sur les enregistrements réalisés par la caméra. Cette irrégularité, tourne ainsi autour du tourbillon. On comptabilise le nombre d'images qu'il lui faut pour exécuter une rotation complète. De cette méthode, on détermine une certaine vitesse de rotation de la structure organisée.

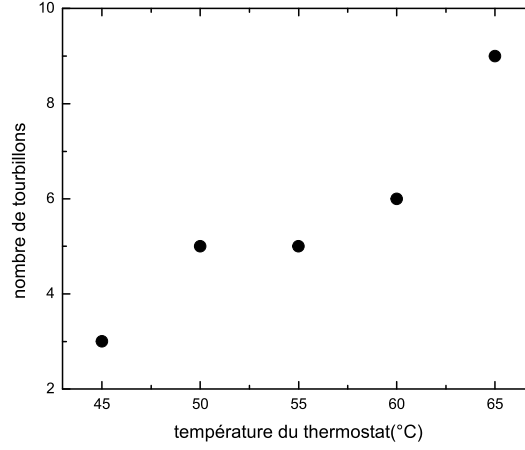


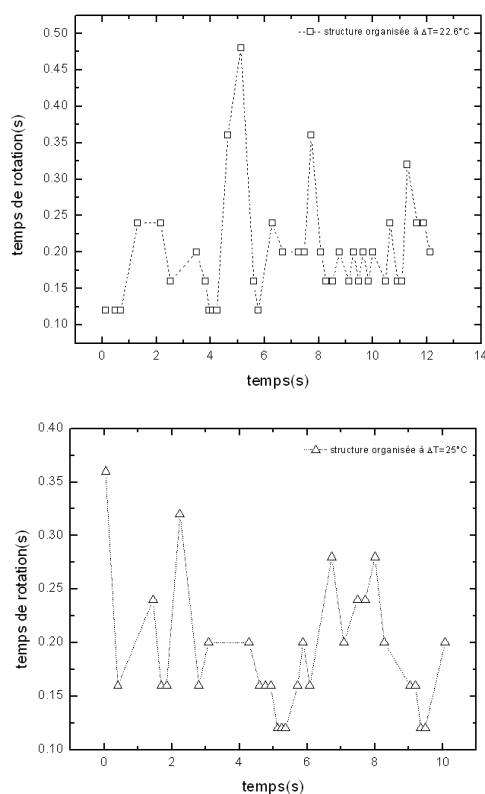
FIG. 4.8: Nombre de structures organisées observée en fonction de la température.

La figure 4.9, présente le caractère aléatoire de la vitesse de rotation des structures organisées. L'axe de temps correspond au moment où on considère le début de la rotation de la structure. Cette variation montre une certaine similitude avec des fluctuations de l'intensité que peuvent illustrer les tourbillons lors de leur évolution. Cependant, cette étude pas très rigoureuse ne présente qu'une indication sur le comportement de ces tourbillons.

Après cette petite parenthèse concernant la singularité de ces structures organisées, revenons-en à leur trajectoire. Dans un premier temps, nous déterminons à partir des enregistrements l'évolution de la position du centre de ces vortex. Les résultats caractérisent plusieurs gradients de température. Nous avons choisi de travailler dans un intervalle d'étude compris entre $\Delta T = 8.4^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 19.8^\circ\text{C}$. La figure 4.10 décrit la trajectoire de structures organisées le long de la surface de la demi-bulle à un intervalle de temps entre chaque position de 0.04s .

L'ensemble des trajectoires expose un comportement plus ou moins erratique. Ce comportement agité des structures est confirmé par la trace temporelle de leurs positions.

Les figures 4.11 et 4.12 illustrent la trace temporelle de la position de la structure pour $\Delta T = 14^\circ\text{C}$ respectivement $\Delta T = 29^\circ\text{C}$. On constate que la trace temporelle présente des variations importantes de la position en fonction du temps. De part la nature fluctuante des trajectoires, une analogie avec le mouvement brownien nous vient alors à l'esprit.

FIG. 4.9: Temps de rotation d'une structure unique à $\Delta T = 22.6^\circ\text{C}$.

4.5 Mouvement brownien.

Le mouvement Brownien correspond à un mouvement aléatoire d'une particule qui n'est soumise qu'à des chocs avec des petites molécules dans le fluide considéré. Cela donne lieu, à un mouvement très irrégulier comme le décrit la figure 4.13.

Ce phénomène a été décrit pour la première fois, par le biologiste Robert Brown. C'est en observant au microscope du pollen dispersé dans l'eau, qu'il remarqua que les grains semblaient soumis à une agitation chaotique, sans avoir été mis en mouvement au préalable. A la suite de ses travaux, un grand nombre de physiciens ont cherché à expliquer ce phénomène. L'ensemble des expériences et les nombreuses observations ont permis à Dalsaux (1877) de suggérer que ce mouvement était dû à l'ensemble des chocs exercés par les molécules d'eau sur la particule. Par la suite, M. Gouy (1888) remarque l'effet de la viscosité du liquide environnant les particules. En 1905 Albert Einstein,

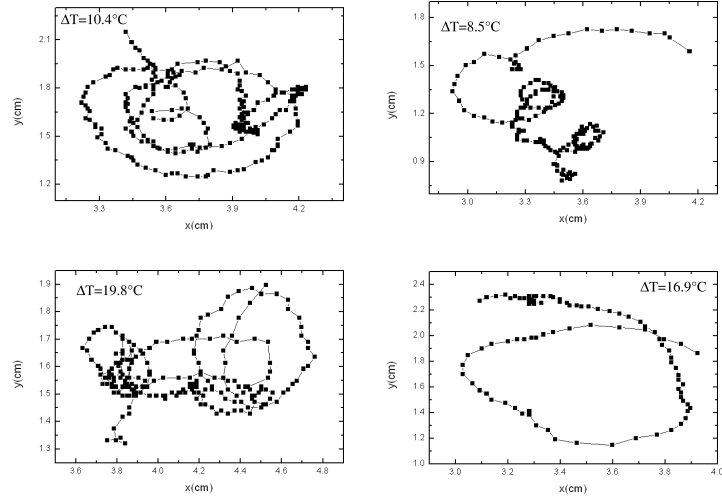


FIG. 4.10: Position du centre du tourbillon à $\Delta T = 10.4^\circ\text{C}$, à $\Delta T = 8.5^\circ\text{C}$, à $\Delta T = 19.8^\circ\text{C}$, et à $\Delta T = 16.9^\circ\text{C}$

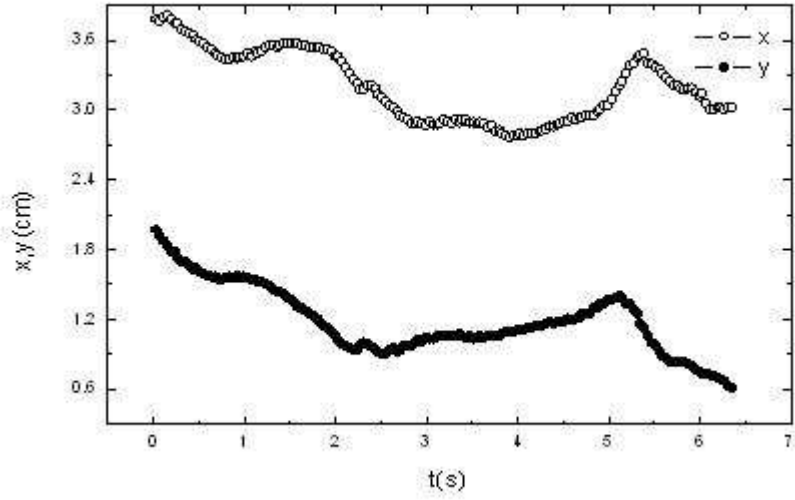


FIG. 4.11: Trace temporelle de la position du centre de la structure à $\Delta T = 14^\circ\text{C}$.

et plus tard M. Von Smoluchowski (1906) proposent une théorie.

On caractérise le mouvement Brownien par le déplacement quadratique

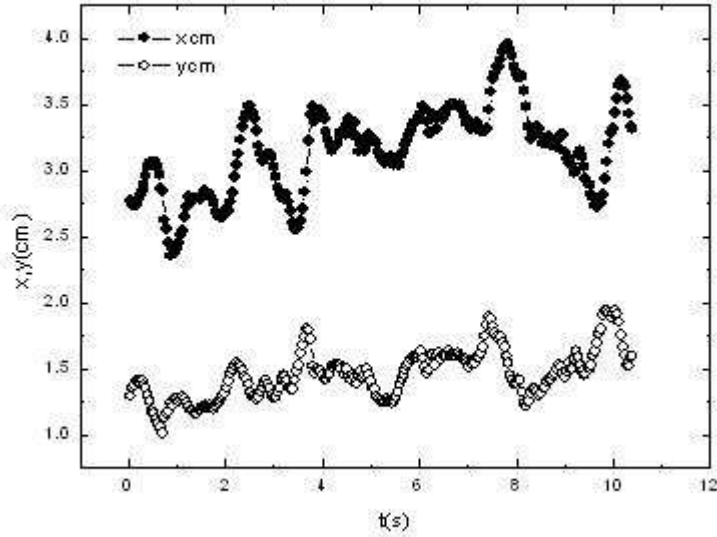
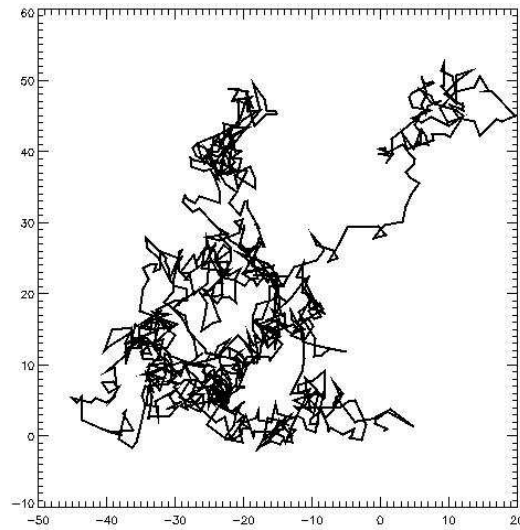
FIG. 4.12: Trace temporelle de la position du centre de la structure à $\Delta T = 29^\circ\text{C}$.

FIG. 4.13: Exemple de mouvement brownien.

moyen $\langle x^2 \rangle$. On démontre que dans ce cas, le déplacement quadratique moyen est proportionnel au temps. Celui-ci est décrit par l'expression sui-

vante :

$$\langle x^2(t) \rangle = dDt \quad (4.1)$$

Avec d qui représente la dimension de l'espace, D le coefficient de diffusion et t le temps écoulé. A cet effet, nous nous sommes intéressés au déplacement quadratique moyen de la position du centre de la structure organisée considérée. On se propose d'étudier plusieurs gradients de température : la gamme d'étude est comprise entre $\Delta T = 7.4^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 40^\circ\text{C}$.

L'ensemble des résultats se rapporte à la distance parcourue par le centre du vortex considéré. Celle-ci est caractérisée par l'expression suivante :

$$r^2(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)} \quad (4.2)$$

$x(t)$ est la composante horizontale de la position, et $y(t)$ la composante verticale de la demi-bulle. A partir des valeurs obtenues, nous déterminons l'écart quadratique moyen du déplacement du centre de la structure par l'équation :

$$\langle r^2(\tau) \rangle = \langle (r(t + \tau) - r(t))^2 \rangle \quad (4.3)$$

La figure 4.14, illustre le comportement du déplacement quadratique moyen de structures isolées. Elles montrent une loi d'échelle de la forme $\langle r^2(\tau) \rangle \sim \tau^\alpha$, avec comme exposant $\alpha > 1$ pour les temps court. Cette loi d'échelle est définie pour les temps $t < \tau_c$, avec τ_c que l'on définit comme le temps caractéristique. On estime ce temps caractéristique par la fonction de corrélation. A ce temps caractéristique τ_c est associé une aire caractéristique L_c^2 définie par $L_c^2 = \langle r(t + \tau_c)r(t) \rangle$. La méthode consiste à normaliser les déplacements quadratiques moyen par le temps caractéristique τ_c et la longueur caractéristique L_c . On normalise l'axe des temps par le temps caractéristique, respectivement l'axe du déplacement quadratique moyen est normalisé par l'aire caractéristique. Cette méthode nous permet de collapser l'ensemble des déplacements quadratiques moyen avec une courbe qui suit une loi de puissance universelle, avec comme exposant $\alpha = 1.6$. Les figures 4.15 et 4.16 illustrent le déplacement quadratique moyen collapsé de différents vortex.

Ce comportement a également été constaté expérimentalement par Wu et Libchaber [68] dans le cadre de la diffusion de particules dans un bain de bactérie en 2D. Par la suite, on se propose de confirmer cette dynamique au temps court. On utilise une caméra rapide. L'acquisition est réalisée avec une cadence de 125 images par seconde.

La figure 4.17, présente la loi d'échelle au temps court d'un tourbillon isolé réalisé à l'aide d'une caméra rapide. Le comportement est similaire à ce

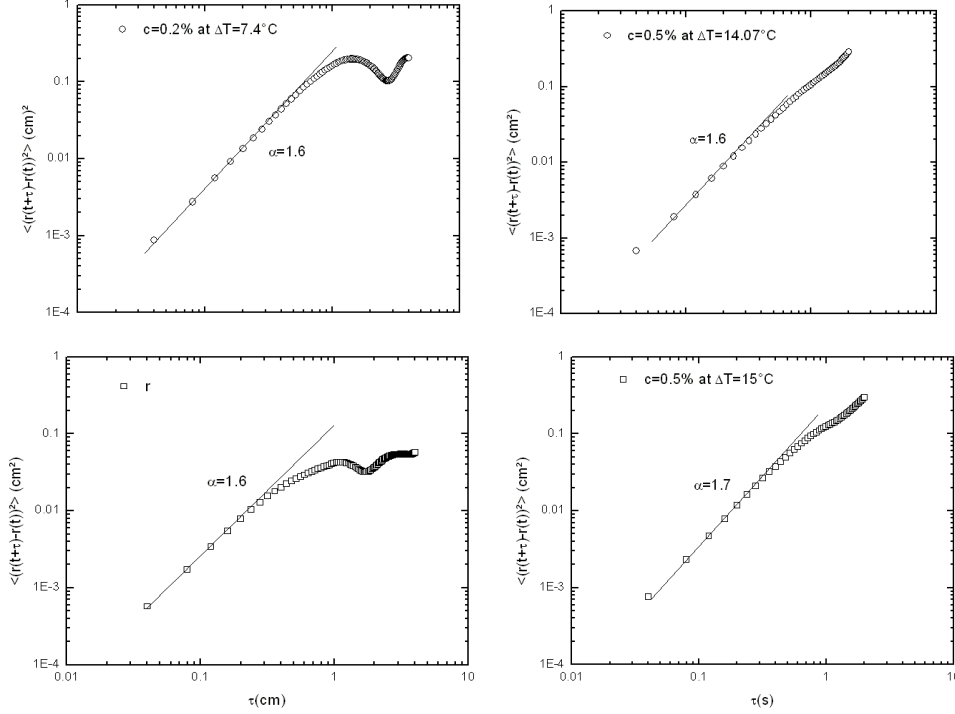


FIG. 4.14: Déplacement quadratique moyen d'une structure organisée à $\Delta T = 7.4^\circ\text{C}$, à $\Delta T = 14.07^\circ\text{C}$, à $\Delta T = 15^\circ\text{C}$, et à $\Delta T = 21^\circ\text{C}$

qui a été observé précédemment. L'ensemble des résultats, semble confirmer ce résultat étonnant. La dynamique diffère du mouvement Brownien. En effet le mouvement Brownien est caractérisé par un exposant α égal à 1. Selon certains critères, pour un exposant supérieur ou inférieur à l'unité, on parle de diffusion anormale.

4.6 Diffusion anormale.

Depuis quelques années déjà, les expériences nous montrent la présence d'une dynamique déviant du comportement brownien dans différents domaines. Cette déviation s'illustre par un écart quadratique moyen, dont l'exposant $\alpha \neq 1$. La diffusion anormale est connue depuis Richardson (1926). Dans les années 60, la diffusion anormale est étudiée dans le cadre de la théorie du transport. En particulier des investigations théoriques ont été réalisées par Scher et Montroll dans le cadre de la description du transport dispersif

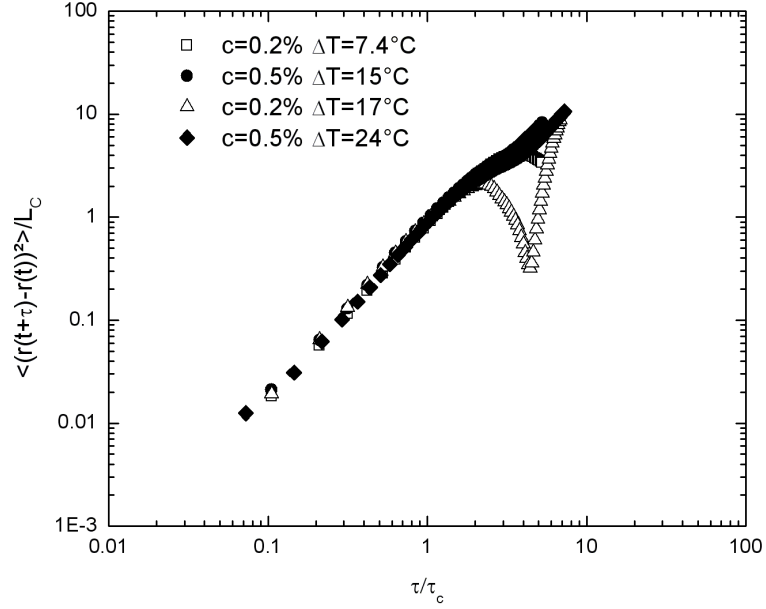


FIG. 4.15: Déplacement quadratique moyen du centre de structures organisées à différents gradients de température.

dans les semi conducteurs. Une contribution importante a été également apportée par Shlesinger [69]. La liste des systèmes décrit par ce comportement anormal est vaste.

Lorsque, l'exposant est inférieur à l'unité, $\alpha < 1$, on parle de mouvement sous diffusif. Ce comportement a été remarqué dans plusieurs cas. Citons par exemple la dynamique de systèmes moléculaires complexes [70].

La deuxième situation rencontrée est beaucoup plus rare, cela concerne le cas du mouvement superdiffusif, soit quand l'exposant est supérieur à l'unité, $\alpha > 1$. La superdiffusion se rencontre dans des domaines bien précis. L'exemple typique est la dispersion de Richardson dans un fluide turbulent. I. M. Sokolov, A. Blumen et J. Klafter [71] ont étudié une application de la dispersion de Richardson. Ils se sont intéressés à la dispersion de deux particules dans un écoulement turbulent.

De nombreux modèles traitent du phénomène de superdiffusion, comme par exemple les équations de Langevin. On se propose dans le cas présent, de s'intéresser au phénomène de superdiffusion liée au "vol de Lévy". D'innombrables études ont été entreprises dans le cadre de la superdiffusion liée au "vol de Lévy". Citons par exemple, la simulation numérique réalisée par I.

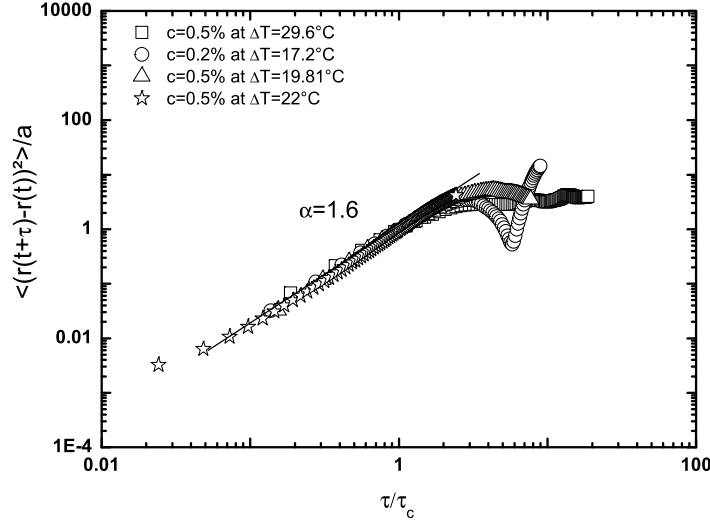


FIG. 4.16: Déplacement quadratique moyen du centre de structures organisées.

A. Min, I. Mezic et A. Leonard en 1996 [73], ou encore l'analyse effectuée par M. F. Shlesinger, B. J. West et J. Klafter en 1986 [74]. Pour une meilleure compréhension, il existe une revue de J. P. Bouchaud et A. Georges [75] qui traite de la diffusion anormale. De manière générale, on peut schématiser la superdiffusion liée au "saut de Lévy" par une trajectoire erratique dont les intervalles de séparation entre chaque point de déplacement sont irréguliers au court du temps (voir figure 4.18)

L'une des questions que l'on peut se poser alors est : " est ce que dans notre cas on observe un tel phénomène expliquant ainsi la présence de la superdiffusion au temps court ?". De part nos observations lors de l'évolution d'un tourbillon à la surface de la demi-bulle, on constate des petits sauts très rapides dans une direction aléatoire de la structure organisée. Cela se produit généralement lorsqu'il y a une augmentation de l'agitation de l'environnement.

Notons qu'il existe un critère concernant la superdiffusion liée au "vol de Lévy". Ce critère s'exprime par une loi de puissance déduite de la probabilité de distribution, exprimé par $Pdf(\delta r) \sim r^{-\beta}$, où δr représente le pas effectué par la structure à un temps Δt . L'exposant β de la probabilité de distribution est liée directement à l'exposant α du déplacement quadratique moyen, par la relation suivante :

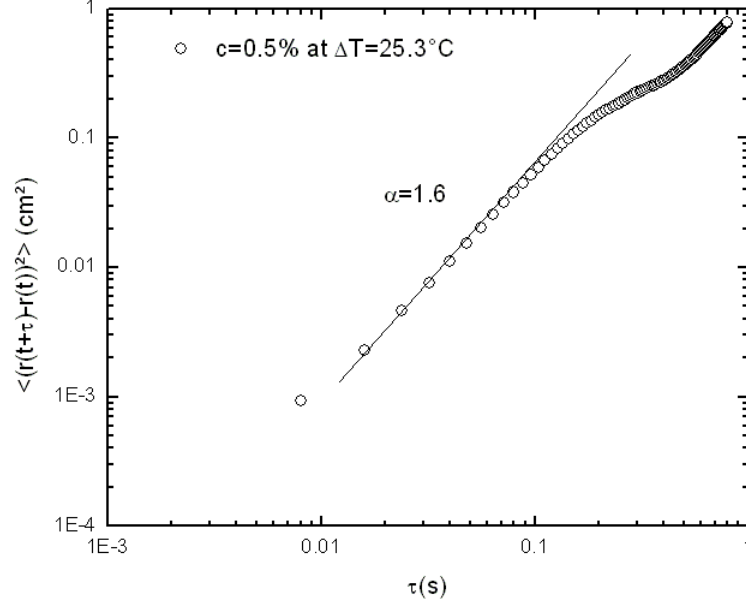


FIG. 4.17: Déplacement quadratique moyen d'une structure au temps court à $\Delta T = 25.3^\circ\text{C}$.

$$\beta = 1 + \frac{2}{\alpha} \quad (4.4)$$

On se propose ainsi de déterminer la probabilité de distribution du déplacement du centre de la structure organisée, suivant la coordonnée horizontale $x(t)$ et verticale $y(t)$.

Les figures 4.19, 4.20 et 4.21 illustrent la probabilité de distribution de $\delta x(t)$ et $\delta y(t)$ du centre des structures organisées pour différents gradients de température. $\delta x(t)$, $\delta y(t)$ représentent le pas effectué par la structure en un temps Δt . On observe une loi d'échelle, dont l'exposant β est proche de la valeur 2.2. D'après le critère défini précédemment, en prenant la valeur de l'exposant $\alpha = 1.6$, on obtient une valeur de $\beta = 2.25$. L'ensemble des résultats semble être en concordance avec une superdiffusion due au "vol de Lévy".

L'observation de ce comportement superdiffusif de structures organisées unique, semble d'après nos connaissances unique. L'explication viendrait de la turbulence elle-même. En effet bien que les structures organisées évoluent de manière aléatoire le long de la surface de la demi-bulle selon leur propre "chef", il n'en est pas moins évident qu'elles interagissent de manière continue

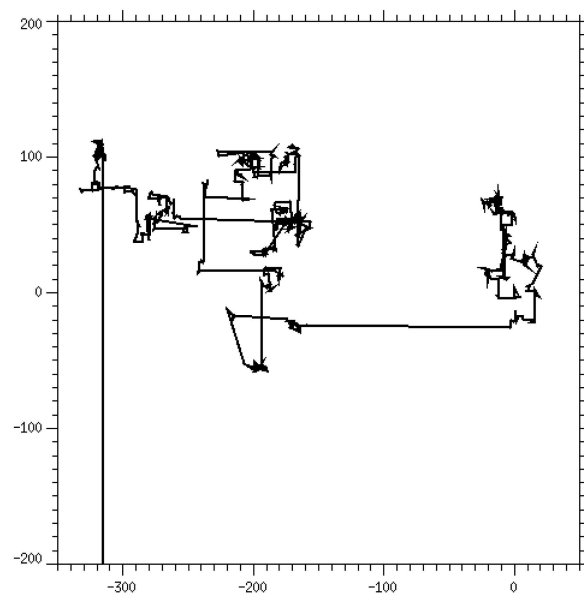
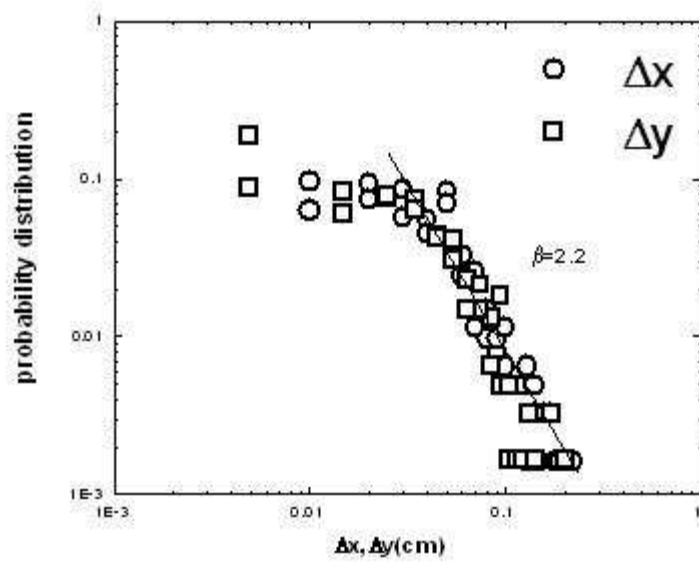
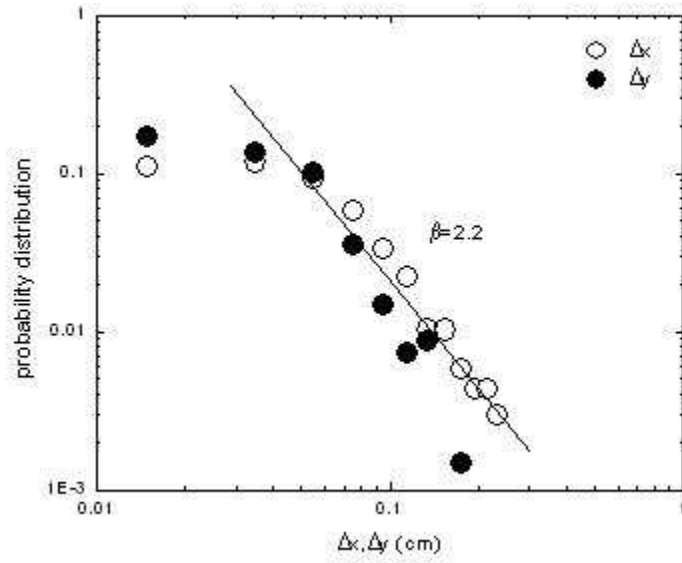
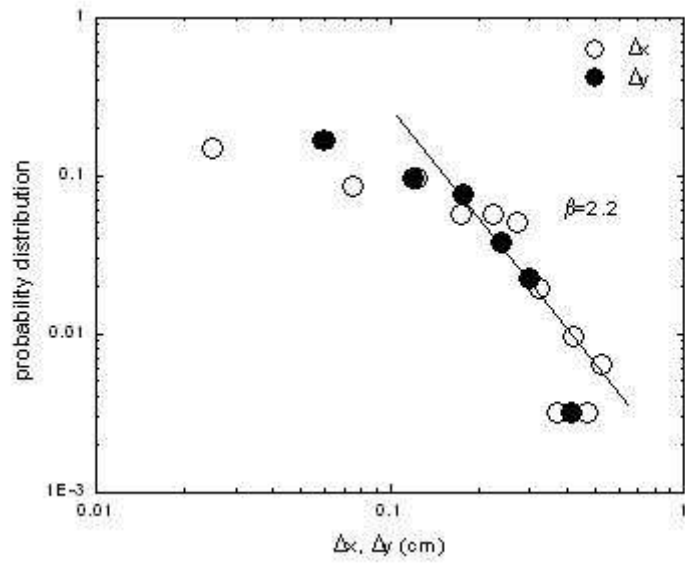


FIG. 4.18: Exemple de "saut de Lévy" en deux dimension.

FIG. 4.19: Probabilité de distributions du déplacement à $\Delta T = 18^\circ\text{C}$.

FIG. 4.20: Probabilité de distribution du déplacement à $\Delta T = 22^\circ\text{C}$.FIG. 4.21: Probabilité de distribution du déplacement à $\Delta T = 27^\circ\text{C}$.

avec le milieu environnant. L'hypothèse avancée serait alors que la remontée brutale d'une bouffée de turbulence au pôle, produirait un choc entre le

tourbillon considéré et une plume de convection. Cette collision donnerait lieu à un déplacement rapide de la structure, expression même du "vol de Lévy".

Une autre hypothèse serait que le probable changement d'intensité de ces structures organisées pourrait être à l'origine de mouvement brusque le long de la surface de la demi-bulle.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons constaté la formation de structures organisées uniques évoluant à la surface de la demi-bulle. L'observation de ces tourbillons est faite lorsque la température du thermostat avoisine $T = 40^{\circ}\text{C}$. De part, les différents paramètres que l'on a fait varier, à savoir le gradient de température ΔT , la concentration de la solution et le diamètre de la demi-bulle, un comportement similaire a été mis en évidence. Nous avons constaté la présence d'une loi d'échelle dite superdiffusive au temps court du déplacement quadratique moyen. Cette superdiffusion serait alors la signature caractéristique "des vols de Lévy".

Nous avons également mis en évidence un temps caractéristique, à partir duquel on associe une aire caractéristique L_c^2 . A partir de ces deux paramètres on définit une courbe unique représentant la dynamique universelle de nos structures. Cependant, il reste à comprendre l'évolution de l'intensité de ces systèmes. Une ébauche a été réalisée en estimant une certaine vitesse de rotation.

D'autre part, au vu de la nature de l'expérience, il serait très intéressant d'appliquer une rotation au système, afin de voir l'effet sur la dynamique de ces structures.

Chapitre 5

Analyse d'ouragans et de cyclones.

5.1 Introduction.

Au vue de la géométrie particulière de notre film de savon, du phénomène de convection ayant lieu et de l'apparition de vortex à la surface de ce film, l'image de notre planète et de l'atmosphère nous vient alors à l'esprit. En effet, des structures organisées se forment également dans certaines régions du globe, et sous certaines conditions. Celle-ci sont plus connues sous le nom d'ouragans, de cyclones ou de typhons. Ces phénomènes fascinants, font l'objet d'une attention très particulière depuis plusieurs années par les météorologues et les chercheurs. On ne peut s'empêcher de citer l'exemple de l'ouragan Katrina qui s'est abattu sur la Nouvelle Orléans, rappelant à l'homme la violence de ces phénomènes. Il existe des simulations permettant de prévoir la trajectoire de ces ouragans. Cependant, de nombreux paramètres rentrent en compte dans la détermination de la destination de ces structures. Notons également que l'intensité de ses structures présente des variations étonnantes durant la durée de vie de celles-ci.

De manière générale, il s'agit ici de réaliser une analyse similaire à nos structures organisées sur différents ouragans de l'océan Atlantique et sur plusieurs cyclones se trouvant dans l'océan Indien, dont la durée de vie est relativement longue.

Dans un premier temps, nous présenterons l'intérêt porté à la dynamique de ces systèmes. Par la suite, nous étudierons comme précédemment d'un point de vue statistique le déplacement quadratique moyen de la position du centre de ces structures. Nous verrons alors un résultat remarquable, de part la similitude avec nos structures organisées.

Pour terminer, nous verrons alors les interrogations soulevées par ce résultat étonnant. Enfin, nous présenterons les différentes perspectives que scucite notre étude.

5.2 Ouragans et cyclones.

Il est maintenant acquis, qu'un cyclone est un système dépressionnaire en rotation. Celui-ci est constitué d'un coeur entouré d'un amas nuageux en spirale (5.1). Plusieurs paramètres sont nécessaires au processus de cyclogénèse, c'est-à-dire à la formation de tels systèmes. Il faut en effet que la température de l'océan soit d'au moins à 26.5°C sur une profondeur d'un minimum de 50 mètres. D'autre part, il doit y avoir présence d'une perturbation. L'atmosphère doit se refroidir facilement avec l'altitude de manière à être potentiellement instable pour favoriser le phénomène de convection. De plus il doit y avoir existence d'une couche relativement humide dans la basse et moyenne troposphère. La troposphère est une des couche constituant notre atmosphère. Elle contient 75% de la masse totale de l'atmosphère, en moyenne la température y diminue avec l'altitude. C'est dans cette zone que l'on retrouve la plupart des phénomènes météorologiques. Une autre caractérisation est l'absence ou peu de variation de la vitesse du vent avec l'altitude, afin d'éviter le cisaillement de la structure. Enfin, il faut que la force de Coriolis soit suffisante pour permettre la rotation du système.

Un tel phénomène, ne se forme pas n'importe ou sur le globe. Il va de soit, qu'on ne les rencontre pas directement en Europe. A titre d'exemple, prenons le cas des ouragans terme employé pour ces systèmes dans la région du bassin Atlantique. Il est bien connu depuis de nombreuses années, que des perturbations de basses couches de la troposphère se déplacent vers l'ouest et deviennent la plupart du temps une amorce de circulation cyclonique.

Ces perturbations sont plus connues sous le nom "d'ondes d'est africaines". Celles-ci sont générées par une instabilité du courant du jet d'est africain. Ces ondes se dépacent ainsi vers l'ouest, dans le flux d'alizée au-dessus de l'océan Atlantique. Elles apparaissent en avril/mai et se terminent vers octobre/novembre.

La compréhension de l'évolution de ces systèmes, est un enjeu majeur tant d'un point de vue humain que économique. Si on prends le cas d'un cyclone arrivé à maturité celui-ci possède une énergie considérable, cela équivaut à faire exploser une bombe thermonucléaire de 10 mégatonnes toutes les 20 minutes. Dans le cas d'un ouragan de catégorie 5 sur l'échelle de Saffir-Simpson, les vents à la périphérie peuvent dépasser les 249km/h causant ainsi de nombreux dégats, des batisses entières peuvent être détruite.



FIG. 5.1: L'ouragan Ivan près de la Grenade, le 7 septembre 2004.

Des ondes de tempêtes peuvent se créer, donnant lieu à une élévation du niveau de la mer produisant une inondation des zones côtières, des pluies torrentielles s'abattent. Des tornades peuvent apparaître dues aux zones orageuses présentes dans le système. Parmi les ouragans les plus meurtriers, Mitch (1998) a fait entre 11000 et 18000 morts lors de son passage. Plus récemment le cyclone Nargis (2008), a fait 85000 morts et 53000 disparus.

De part, la nature destructrice de ces phénomènes, de nombreux modèles ont été mis en place afin de prévoir leur trajectoire mais aussi l'intensité. A titre d'exemple, il y a le modèle statistique : ce type de prévisions repose sur la répétitivité dans l'espace et dans le temps des trajectoires des cyclones tropicaux. Le principe consiste à rechercher, dans la base de données disponible, les cyclones anciens ayant des caractéristiques proches du cyclone étudié, en intensité, position, déplacement, au cours de la même partie de la saison. On attribue alors au cyclone en cours le même type de comportement. Ces modèles s'appellent CLIPER.

5.3 Dynamique

A priori, on pourrait voir le déplacement d'un cyclone comme celui d'une feuille morte emportée par le courant. Il est maintenant établi qu'ils se forment dans des zones relativement éloignées de l'équateur, suffisamment pour que la force de coriolis puisse ainsi amorcer le phénomène de rotation de la perturbation, suivant que les conditions décrites précédemment soient réunies. Les cyclones tropicaux se forment sur l'eau chaude des mers tropicales.

Globalement les cyclones se déplacent vers l'ouest avec une faible composante vers les pôles. C'est parce qu'il existe au niveau de la face polaire du cyclone un axe de haute pression qui s'étire d'est en ouest. Sur la face équatoriale de cette zone de hautes pressions, souffle en permanence des alizés.

Le cyclone peut ainsi incurver sa trajectoire vers les pôles, si une faiblesse apparaît dans cette zone de hautes pressions et voir même dans certains cas faire demi tour. Cela est due entre autre à la formation d'un thalweg dans le courant. Un thalweg (creux barométrique) est une région dépressionnaire de l'atmosphère prenant à l'horizontale une forme suffisamment allongée. De plus un cyclone n'est pas un point, il mesure entre 500km et jusqu'à plusieurs milliers de kilomètres. Il est également établi que la force de Coriolis varie avec la latitude, et de part la relative taille imposante de ses structures il existe des variations de la force de Coriolis le long de la structure, ce qui peut produire une déviation vers les pôles il s'agit de l'effet Beta. Cependant il est souvent difficile de prédire si un cyclone va oui ou non dévier vers les pôles en prenant en compte ces différents paramètres.

En dépit d'un nombre important de modèle pour déterminer la trajectoire des ouragans, il existe très peu d'archétypes sur la prévision d'intensité. Pour exemple, de manière similaire au modèle de prévision de la trajectoire, il existe un modèle de Statistique de prévision d'intensité plus connu sous le nom de SHIFOR. Cependant celui-ci reste peu fiable dans le cas du changement d'intensité du cyclone. En ce qui concerne la compréhension du changement d'intensité des ouragans, il existe différents articles ayant traité ce sujet. On peut citer un article récent de Kerry A. Emanuel [76], qui montre que l'évolution de l'intensité d'un cyclone dépend de trois paramètres : le premier facteur concerne l'intensité de départ de la structure, le second dépend de l'état thermodynamique de l'atmosphère et enfin de l'échange de chaleur entre l'océan et le coeur de l'ouragan, plus tard M. Bister et K. A. Emanuel [77] vont montrer par une étude basée sur la théorie et sur des simulations numériques que l'augmentation de l'intensité de la force des vents d'un ouragan est de l'ordre de 20%. Pour autre exemple on peut aussi se référer à Y. Wang et C.-C. Wu [78]. Ces différentes études ne permettent pas cependant

de déterminer de manière indéniable si oui ou non un cyclone va augmenter en puissance, ni à quel moment.

Il va de soi que d'autres paramètres sont à prendre en compte, comme par exemple la température de l'océan où encore le réchauffement climatique. A priori une augmentation de la température, devrait entraîner une augmentation de l'intensité des ouragans. A titre d'exemple, la compréhension de l'oeil du cyclone devient dans cette éventualité importante. En effet près du mur de l'oeil se trouve les vents les plus violents. Il convient d'en faire une description plus précise : l'oeil du cyclone est une zone circulaire de vents relativement faible, où on n'observe aucune précipitation, et des lambeaux de ciel bleu peuvent être aperçus. Il est entouré par le mur de l'oeil, qui est une région circulaire de convection étroite, où les vents sont extrêmement violents. Les mécanismes de formation de l'oeil ne sont à l'heure actuelle pas encore tous bien compris.

De manière générale une augmentation de la température des océans, entraînerait une évaporation de l'eau beaucoup plus importante et donc une augmentation significative de la zone de convection profonde du mur de l'oeil. A fortiori cela entraînerait un accroissement de l'intensité de celui-ci, de part la violence des vents. Quelques uns des cyclones les plus intenses peuvent posséder deux, voire plusieurs murs de l'oeil.

En fait quand l'oeil intérieur se forme la convection qui entoure le mur de l'oeil s'organise en anneaux distincts. Ainsi l'oeil intérieur va commencer à ressentir les effets de la subsidence, c'est-à-dire du mouvement vertical de l'air orienté vers le bas de l'oeil externe. Cela entraîne l'affaiblissement de l'oeil intérieur, et conduit ainsi à son remplacement par le mur de l'oeil externe. C'est lors de ce processus que résulte à priori l'intensification du système.

La figure 5.2, présente l'ouragan le plus puissant qu'est connu les Etats-Unis. Il s'agit de l'ouragan Wilma en 2005, on observe sur la photo satellite la présence du double oeil. Différentes études sur les corrélations entre le changement climatique et l'intensification des ouragans ainsi que l'évolution de l'oeil, ont été entrepris. Kerry Emanuel [79] a montré, qu'il existe une réciprocity évidente entre l'augmentation de la température des océans et l'accroissement du nombre des cyclones tropicaux intenses qui a lieu depuis le milieu des années 70. Pour sa part P. J. Webster et al [80] vont montrer que l'augmentation de la température des océans entraîne un accroissement du nombre d'ouragans de catégories 4 et 5. Cette augmentation est observée dans le nord du Pacifique, dans l'océan Indien, dans le sud-ouest de l'océan Pacifique et un pourcentage moins important dans l'océan Atlantique.

A contrario Alexandra Witze [81] émettera l'argument selon lequel, il est difficile de se prononcer sur une corrélation effective entre l'augmentation de la température des océans et celui du nombre d'ouragans dévastateurs en

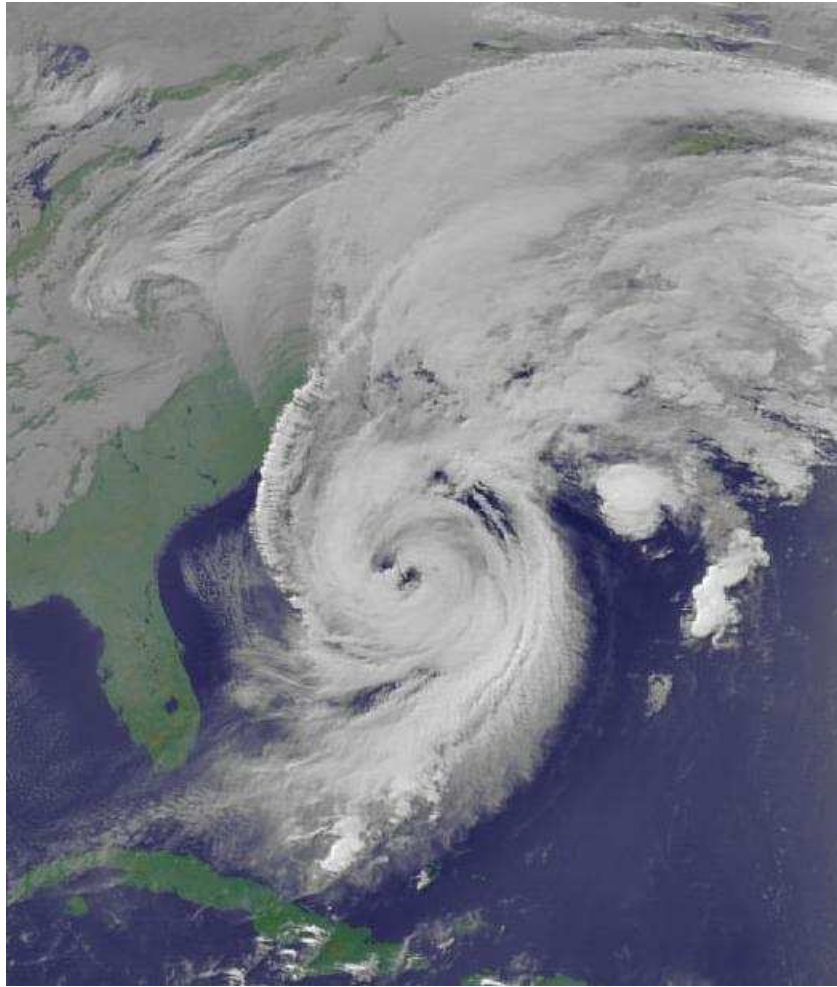


FIG. 5.2: image satellite du double-œil de l'ouragan Wilma 2005.

signalant que toutes les données sur les cyclones passés ne sont pas prises en compte du au manque d'information les concernant.

Dans un autre article, Robert A. Houze Jr. et al [82] se concentreront sur la période cyclonique de 2005. Ils étudieront en particulier l'évolution de l'œil du cyclone et son intensité. Ils accentueront alors l'importance du remplacement de l'œil interne par l'œil externe du cyclone et de la phase d'intensification du système par ce processus.

En dépit de toutes ces études sur l'évolution de l'intensité des cyclones, les zones d'ombres persistent toujours sur ce processus de changement de l'œil du système.

5.4 Etude statistique de la dynamique des ouragans.

Malgré des progrès importants dans la détermination de la trajectoire, de part les nombreux modèles mis en place il reste une part d'incertitude. A fortiori après sa formation, le cyclone se déplace en direction de l'ouest comme il a été décrit précédemment. Par la suite une déviation vers les pôles est possible lors d'une déstabilisation de la zone de hautes pressions ou par la force de Coriolis. Cependant est ce que cette déviation aura lieu, ou encore le moment exact n'est pas prévisible en dépit de tous les modèles. De manière générale, un cyclone est très sensible à l'environnement qui l'entoure. Citons alors l'atmosphère, la température de l'océan, etc.... En étudiant de plus près le passé cyclonique des différents bassins, on constate l'apparition d'une trajectoire moyenne. A titre d'exemple, on présente ci-dessous le cas du bassin Atlantique nord et de celui de l'océan Indien.



FIG. 5.3: Trajectoire de tous les ouragans du bassin Atlantique nord de 1980 à 2005.

Les figures 5.3 et 5.4, présentent toutes les trajectoires des cyclones et ouragans depuis 1980 jusqu'à 2005. Cependant il existe des illustrations relativement étonnantes de trajectoire. A titre d'exemple le cyclone Hyacinthe (saison 1980-1981) peut être considéré comme l'un des plus capricieux de l'histoire des cyclones, en effet il passera par trois fois près des côtes de l'île de la Réunion décrivant une trajectoire relativement chaotique. L'île va rester pendant 12 jours sous une énorme masse nuageuse entraînant ainsi un record au niveau des précipitations. Il est tombé l'équivalent de 3485mm d'eau en 96h . Pour se faire une petite idée, c'est comparable à plus de 4 fois ce qu'il tombe en un an à Paris.



FIG. 5.4: Trajectoire de tous les cyclones du bassin de l'océan Indien sud-ouest de 1980 à 2005.

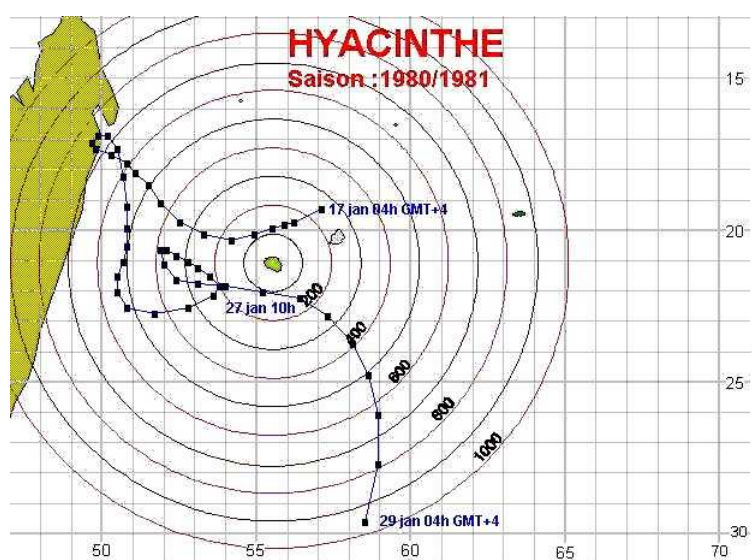


FIG. 5.5: Cyclone Hyacinthe de la période cyclonique de 1980-1981.

La figure 5.5 illustre la trajectoire chaotique du cyclone Hyacinthe. Elle passera une première fois proche de l'île à une centaine de kilomètres avec des vents relativement faibles, une masse nuageuse va se détacher de la structure et rester au dessus de l'île provoquant des précipitations énormes. Il s'éloignera par la suite, puis décrira deux boucles pour toucher l'île par

deux fois en étant beaucoup plus intense. Cette exemple nous montre, qu'il existe une part aléatoire bien difficile à comprendre encore aujourd'hui.

D'un point de vue général, il serait intéressant d'étudier cette part aléatoire que présente les ouragans et cyclones. Dans un premier temps, intéressons nous à leur trajectoire. L'ensemble de l'étude portera sur des trajectoires dont les statistiques de positions sont suffisamment importantes, afin d'obtenir une meilleure convergence de nos résultats. Une indication importante concerne les données des trajectoires, celles-ci sont obtenues à l'aide des données répertoriées par the naval Pacific meteorological and oceanographic center. De plus il faut noter que les "best-track" sont relevées suivant le réseau synoptique, à savoir toutes les six heures. Intéressons nous à titre d'exemple à certaines trajectoires des ouragans du bassin Atlantique nord.

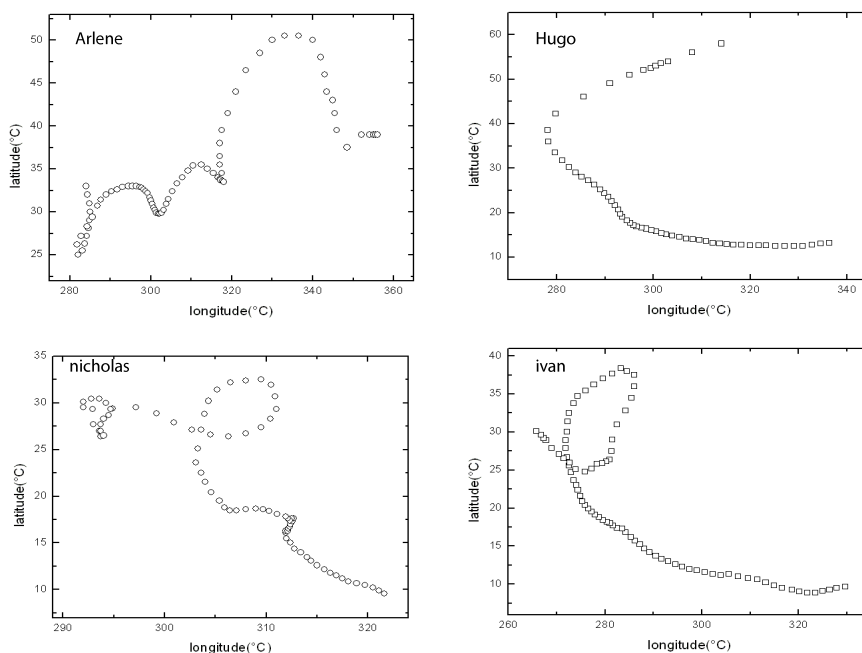


FIG. 5.6: trajectoire de l'ouragan Arlène, de l'ouragan Hugo, et de l'ouragan Nicholas.

La figure 5.6, illustre différentes trajectoires d'ouragan du bassin Atlantique nord. On constate qu'en moyenne, ils se dirigent vers le pôle nord. Cependant si on compare leur trajectoire à une trajectoire moyenne, l'ouragan Hugo semble être le moins perturbé de tous les exemples donnés ci-dessus. En ce qui concerne les trajectoires de l'ouragan Jeanne et Ivan, on observe un retour en arrière de la structure formant ainsi une boucle pour repar-

tir vers une direction différente. Il n'en est pas moins évident, qu'ils sont sous l'influence de l'environnement qui les entoure. En outre, ils existent de nombreux phénomènes perturbateurs comme par exemple : les masses d'air chaudes ou froides, les courants marins, les anticyclones, la température de l'eau... Tous ses éléments peuvent bouleverser la trajectoire de ces structures organisées. Une étude identique peut être entreprise dans le cas du bassin de l'océan Indien, à fortiori les structures organisées dont l'appellation dans cette partie est "cyclone" décrivent également un déplacement vers l'ouest, suivi d'une incurvation vers le pôle sud.

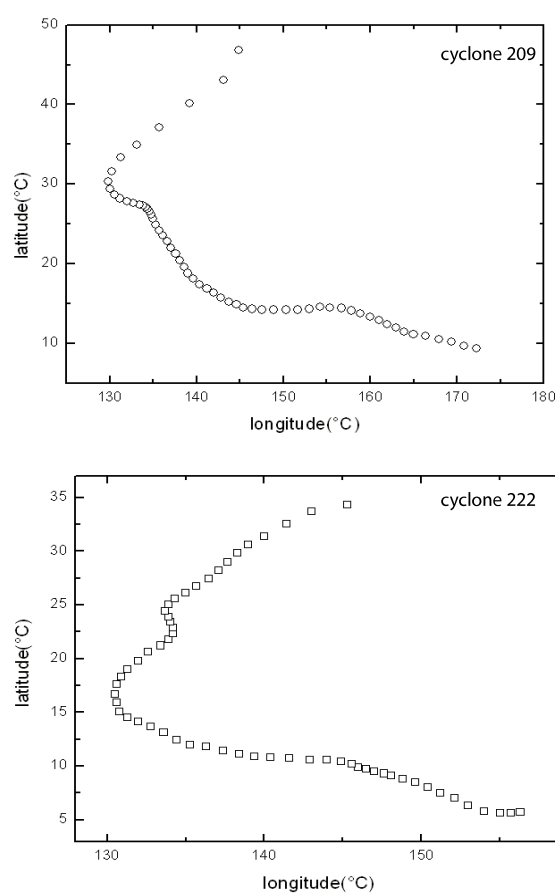


FIG. 5.7: Trajectoire du cyclone n°209, et du cyclone n°222.

La figure 5.7 représente deux exemples de trajectoire de cyclones dans le bassin de l'océan Indien. On constate de légères fluctuations lors de leur déplacement. Contrairement au cas des structures organisées observées à la

surface de la demi-bulle, les oscillations semblent être moins importantes, et les trajectoires beaucoup plus lisses. Afin d'étudier ces variations, on considère ainsi une trajectoire moyenne tirée de la structure considérée. On se propose de s'intéresser de plus près au comportement de la longitude et de la latitude en fonction du temps.

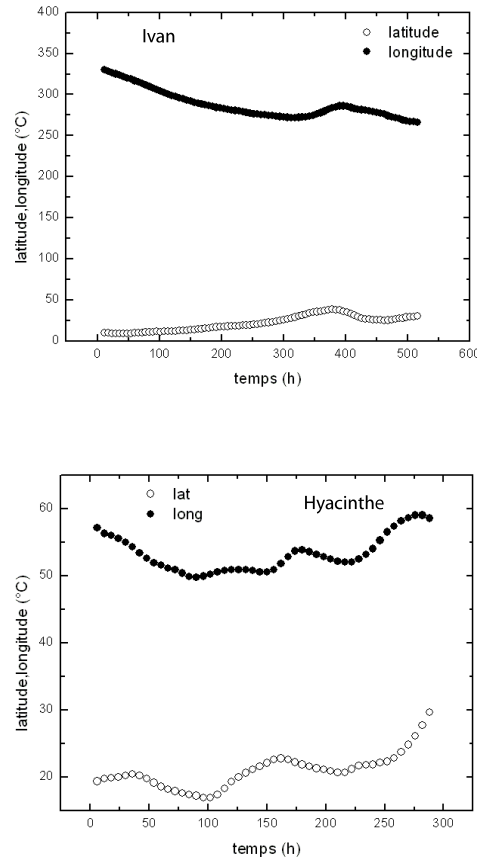


FIG. 5.8: évolution de la latitude et de la longitude en fonction du temps de l'ouragan Ivan et du cyclone Hyacinthe.

La figure 5.8 représente le comportement de la longitude et de la latitude en fonction du temps, de l'ouragan Ivan dans le premier cas et du cyclone Hyacinthe. On constate que Haycinthe présente des fluctuations plus importantes que Ivan. Bien évidemment ces oscillations sont étroitement liées à la trajectoire de la structure étudiée, cela explique que le cyclone Hyacinthe présente des variations plus importantes.

L'idée réside donc à utiliser la méthode employée précédemment sur

l'étude de nos structures organisées, et d'effectuer de manière similaire l'analyse sur les différents ouragans et cyclones présentés ci-dessus. On introduit ainsi le déplacement quadratique moyen, suivant la relation suivante :

$$\langle r^2(\tau) \rangle = \langle (r(t + \tau) - r(t))^2 \rangle \quad (5.1)$$

Il va de soi que si l'on s'intéresse uniquement aux fluctuations le long de la trajectoire de ces structures, il nous faut ainsi soustraire la trajectoire moyenne de l'ouragan considéré. De manière équivalente à nos tourbillons, l'analyse est effectuée sur les valeurs de la distance parcourue par la structure étudiée. Plus précisément nous définissons cette distance par $r^2(t) = \sqrt{\text{lat}^2(t) + \text{long}^2(t)}$, avec Lat qui représente la latitude et Long qui symbolise la longitude du système étudié. A titre d'exemple, analysons les trajectoires des ouragans bien connus d'Ivan, et de Nicholas :

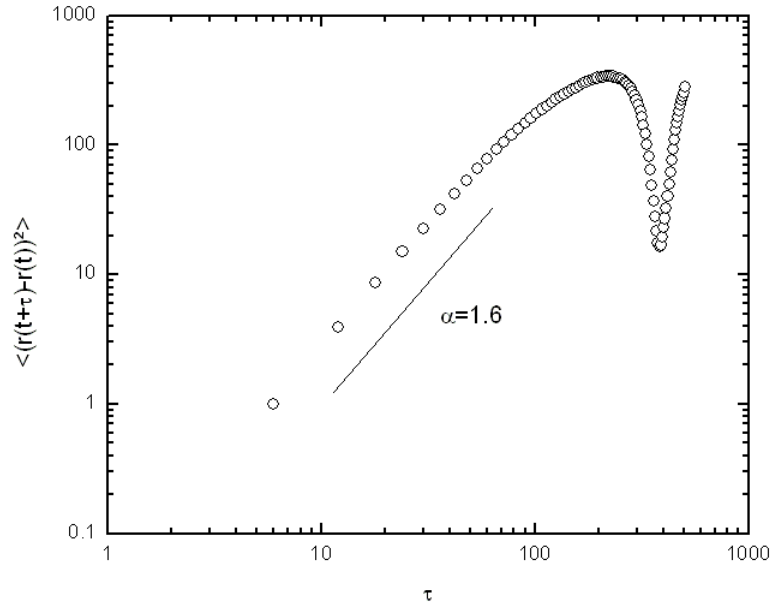


FIG. 5.9: Déplacement quadratique moyen de l'ouragan Ivan.

Les figures 5.9 et 5.10 représentent le déplacement quadratique moyen de différents ouragans. On constate alors que la dynamique de ces structures illustre une loi d'échelle bien définie avec comme exposant $\alpha = 1.6$. A fortiori on remarque qu'il est identique à celui observé dans le cas des structures

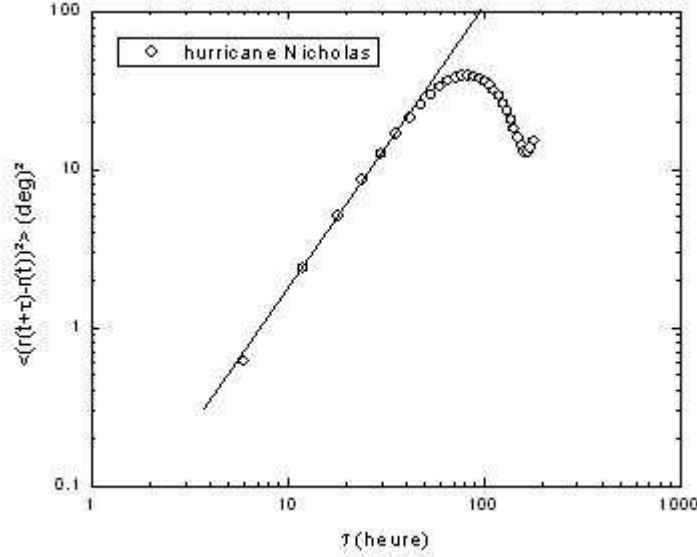


FIG. 5.10: Déplacement quadratique moyen de l'ouragan Nicholas.

organisées formées à la surface de la demi-bulle. On distingue parfaitement que ces structures présentent un comportement superdiffusif au temps court.

Ce résultat étonnant, montre une certaine similitude entre nos tourbillons, et les phénomènes de grandes échelles que sont les ouragans et les cyclones. L'ensemble de l'étude réalisée confirme ce comportement incroyable, que nous avons également appliqué à certains cyclones du bassin de l'océan Indien. Indéniablement une question nous vient alors à l'esprit : comment cela est-il possible ? Les cyclones et les ouragans sont soumis effectivement au phénomène de convection comme dans le cas de nos structures, mais ils subissent aussi l'influence de la force de Coriolis. Serait-il envisageable de dire que l'effet de la rotation de la Terre n'influence que très peu la dynamique de ces systèmes ? Il en est évident que la rotation de la Terre joue un rôle primordial à l'existence et à la dynamique de ces structures. En cela, le résultat obtenu est curieux.

De manière analogue à nos structures, on définit également un temps caractéristique τ_c qui est déterminé par la fonction de corrélation. A ce temps caractéristique correspond une aire caractéristique L_c^2 . A partir de ces résultats, on normalise le déplacement quadratique moyen de l'ouragan considéré. De la sorte, on peut collapser différentes courbes de plusieurs cyclones et ouragans.

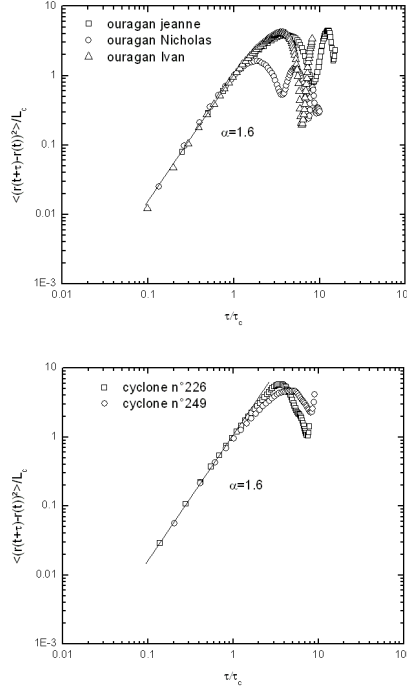


FIG. 5.11: Déplacement quadratique moyen d'ouragans du bassin Atlantique nord.

Les figures 5.11 et 5.12 montrent plusieurs déplacement quadratique moyen collapsé en une courbe, présentant la même loi d'échelle dont l'exposant est $\alpha = 1.6$.

Au vue de l'ensemble des résultats, une analogie peut être faite entre nos structures et les immenses phénomènes que sont les ouragans. Par conséquent, à partir de la même analyse on collapse différents déplacements quadratique moyens de nos vortex avec plusieurs ouragans et cyclones.

La figure 5.13, illustre plusieurs déplacements quadratiques moyens de nos structures collapsés avec ceux de différents ouragans et cyclones. On obtient une même courbe dont la loi d'échelle possède un exposant $\alpha = 1.6$, signature de la superdiffusion. Cette dynamique similaire met en lumière le caractère aléatoire présent dans la trajectoire des ouragans ou des cyclones. Ces structures interagissent en permanence avec leur environnement. Il est évident que ces échanges constants entre ces phénomènes atmosphériques et l'environnement traduisent la difficulté que peuvent rencontrer les météorologues pour déterminer exactement le comportement de ces structures. Comme nous l'avons souligné précédemment il est difficile de préciser le moment exact où

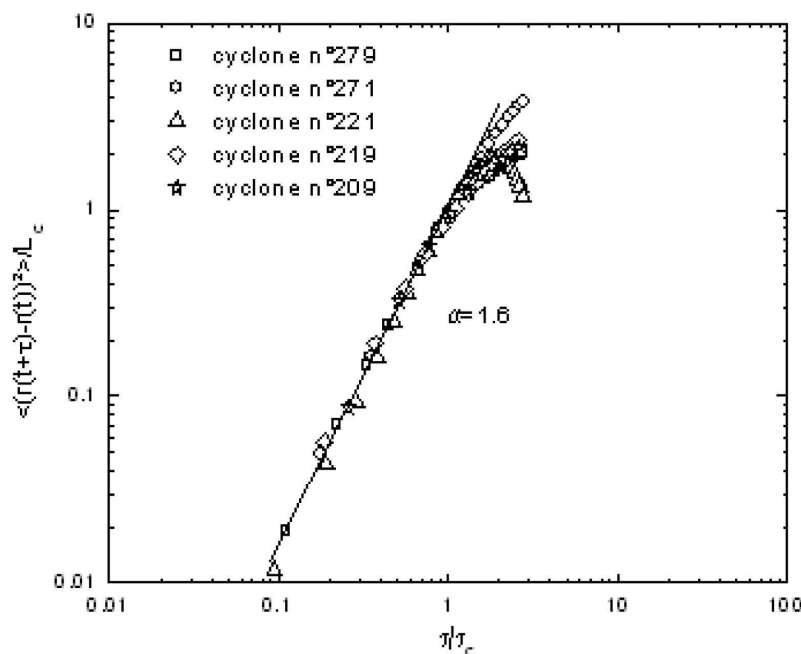


FIG. 5.12: Déplacement quadratique moyen de plusieurs cyclones de l'hémisphère sud.

l'ouragan va incliner sa trajectoire vers le pôle.

5.5 Conclusion.

A partir de l'analyse de différents ouragans et cyclones, nous avons mis en lumière un comportement superdiffusif de ces phénomènes climatiques, semblable à nos structures organisées évoluant à la surface de la demi-bulle. L'hypothèse avancée pour expliquer la dynamique de ces systèmes serait l'interaction constante qu'il existe avec l'environnement et vis versa.

Ce comportement est caractérisée par une loi de puissance universelle avec pour exposant $\alpha = 1.6$.

Ce résultat étonnant, soulève cependant des interrogations. En effet, une condition importante à l'existence des phénomènes climatiques que sont les ouragans et les cyclones est la force de Coriolis. Or dans notre expérience il n'y aucune rotation de notre système. Au vue de ce résultat, il semblerait que la rotation de la terre ne gêne en aucune manière la dynamique des ouragans.

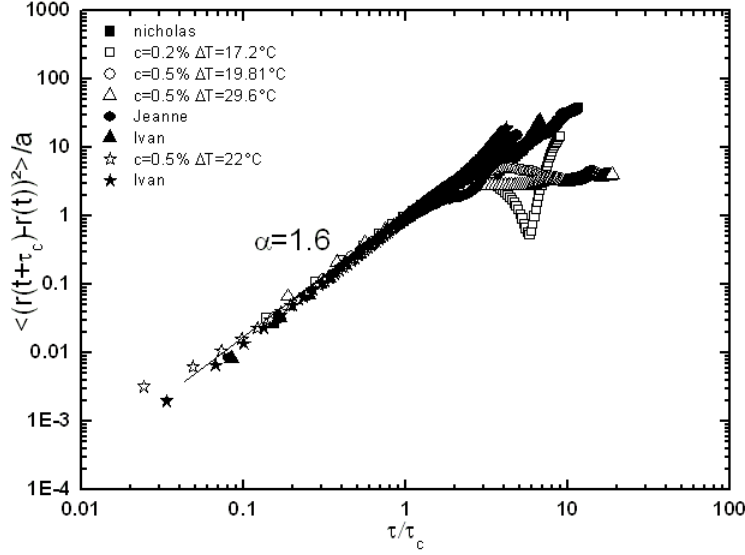


FIG. 5.13: Déplacement quadratique moyen de tourbillons et d'ouragans.

Il serait intéressant d'étudier différents ouragans, en enlevant la composante de Coriolis, afin de voir si celà change ou pas la dynamique de cette loi de d'échelle.

5.6 Conclusion seconde partie.

L'observation de la convection, nous a permis de découvrir l'apparition de structures tourbillonnaires de grande taille à la surface de la demi-bulle. Nous avons à partir d'une étude en fonction du gradient de température, caractériser le comportement de ces structures cohérentes. Certaines propriétés sont apparus, comme l'augmentation de leur nombre avec le gradient de température. De plus une étude de la dynamique de leur déplacement, à savoir le déplacement quadratique moyen, a mis en évidence un comportement superdiffusif au temps court. A cet effet, nous avons caractériser une loi de puissance universelle avec pour exposant $\alpha = 1.6$.

Une étude de systèmes à grandes échelles, que sont les ouragans ou les cyclones a également été réalisée. De manière similaire, nous avons caractériser leur dynamique, par une analyse du déplacement quadratique moyen.

Nous avons mis en évidence un comportement superdiffusif, présentant une loi d'échelle avec pour exposant $\alpha = 1.6$. De ce fait, une analogie entre nos structures organisés, et les ouragans a été mis en lumière.

Chapitre 6

Fluctuations d'épaisseur

6.1 Introduction

L'observation quotidienne nous révèle l'importance de la convection. Ce processus est présent dans bien des domaines, de la simple cuisson des pâtes dans de l'eau bouillante au mouvement tectonique des plaques du manteau terrestre. Auparavant, nous avons vu que les films de savon représentaient un modèle de laboratoire très simple pour étudier la convection thermique. Il est dès lors apparu une littérature succincte traitant de la convection dans les films de savons. A titre d'exemple on peut se référer Jie Zhang et X. L. Wu [36] où encore B. Martin et X. L. Wu [37]. Dans la plupart des études de la convection thermique réalisées dans les films de savons, la géométrie utilisée est simple : rectangulaire. L'idée générale ici est d'étudier les fluctuations d'épaisseur d'un film de savon induit par la convection, sous une topologie différente : à savoir une demi-bulle de savon, suivant une technique développée au sein du groupe.

6.2 Le champ scalaire

Une question essentielle nous vient à l'esprit. À savoir si les fluctuations d'épaisseur $\delta h(x, y, t)$ de la demi-bulle de savon induites par la convection, sont elles ou pas advectées passivement par l'écoulement. Le caractère passif réside dans le fait que celle-ci n'influencerait pas la dynamique propre du film de savon. Ainsi l'épaisseur se comporterait comme un traceur de l'écoulement. A titre d'exemple la dispersion de la fumée dans l'air, d'un polluant dans l'atmosphère ou encore d'un colorant dans un écoulement (voir fig 6.1) illustre parfaitement une quantité scalaire dite passive.

On peut écrire le champ d'épaisseur comme étant la somme d'une partie

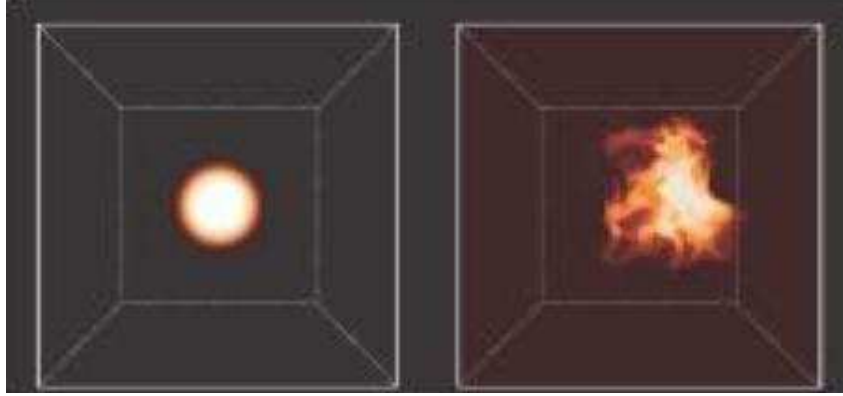


FIG. 6.1: évolution d'une tache de colorant (scalaire passif) dans un milieu turbulent.

moyennée et d'une partie fluctuante suivant l'expression $h(x, y, t) = h_0 + \delta h(x, y, t)$. Si on considère que le champ d'épaisseur est passif, son évolution dans un écoulement de vitesse v sera défini par l'équation d'advection-diffusion suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (v \cdot \nabla) h = D \nabla^2 h \quad (6.1)$$

Avec D qui représente la diffusivité du scalaire. Cependant suite aux travaux de Y. Couder, J.M. Chomaz et M. Rabaud [38], Wu et al. [39] ont écrit pour un film de savon les équations suivantes pour le champ de vitesse 2D et l'épaisseur h :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v = -\frac{v_0^2}{h_0} \nabla h + \nu \nabla^2 v \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (v \cdot \nabla) h = -\kappa \nabla^4 h - h_0 \nabla \cdot v \quad (6.3)$$

Ici $v_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho h_0}}$ est la vitesse des ondes élastiques dans le film de savon, avec E et ρ qui représentent respectivement le module d'élasticité et la densité de l'eau. La constante κ représente le terme de diffusion dans l'équation du scalaire passif. Elle dépend à la fois de la viscosité et de la tension de surface du film de savon. Cette diffusivité κ est de l'ordre de $10^{-10} \text{cm}^4 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour des forts nombre de Reynolds les contributions du terme élastique $\frac{v_0}{h_0} \nabla h$ et du terme de compressibilité $h_0 \nabla \cdot v$ peuvent devenir négligeables par rapport aux termes convectifs $(v \cdot \nabla) v$ et $(v \cdot \nabla) h$. On peut s'attendre à ce que les fluctuations d'épaisseur soient passives. Un régime de Batchelor a été mis

en évidence par Wu et al.[39] suggérant un comportement passif de l'épaisseur. Rappelons que la densité d'un film de savon est liée à son l'épaisseur par $\rho_{film} = h\rho_{eau}$. De plus il a été montré que les variations de l'épaisseur sont couplées à ceux du champ de vitesse [38]. Il existe une corrélation entre l'épaisseur et la vorticité, celui-ci a été mis en évidence dans le cadre de la turbulence de grille. Cependant Rivera et al. [40] ont montré que cette cor relation décroît assez rapidement pour des positions éloignées de la grille. Suite au résultat obtenu par Wu et al. [4], O. Greffier, Y. Amarouch ne et H. Kellay [41] ont étudié les fluctuations d'épaisseur dans le cas de l'écoulement d'un film de savon vertical entre deux tiges parallèles. l'écoulement pouvant atteindre une vitesse de l'ordre de $2m/s - 3m/s$. La turbulence est générée en insérant une grille perpendiculaire au film. Ils ont mesuré les fluctuations d'épaisseur en utilisant une technique interférométrique adaptée (voir fig 6.2). Ils ont montré que les fluctuations d'épaisseur présentait également un comportement passif. Dans une autre étude, Y. Amarouchene et H.K Kellay [45], ont étudié la dynamique d'un scalaire passif dans le régime dissipatif. Ils ont mis en évidence la loi d'échelle de type Batchelor.

a b

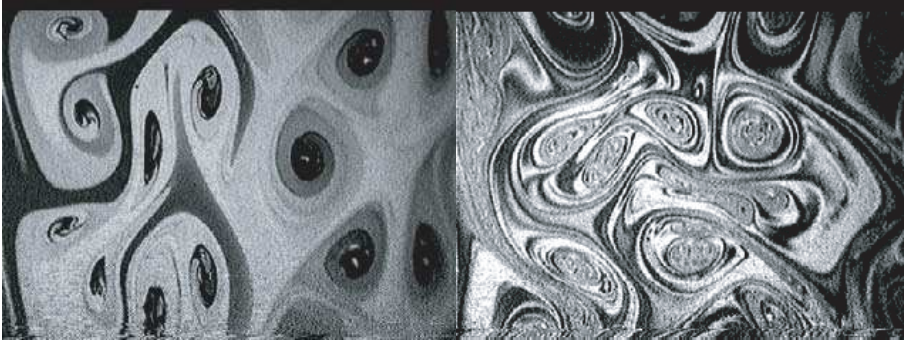


FIG. 6.2: Photographies du champ d'épaisseur d'un film de savon turbulent pour un débit faible (a) et pour un débit élevé (b).

Dans un article récent, J. Zhang et Wu [36], ont également mis en évidence un régime de Batchelor dans le cadre de l'étude des fluctuations de densité d'un film de savon vertical, engendré par la convection. Ce comportement a été observé lorsque le gradient de température ΔT appliqué était relativement élevé. La plupart des expériences ont été réalisées dans une géométrie rectangulaire, d'autres plus atypiques sous une topologie elliptique ou triangulaire. De part la forme de notre demi-bulle, il est intéressant d'étudier les

fluctuations d'épaisseur. Différentes techniques permettent de déterminer la dynamique des fluctuations de l'épaisseur dans un film de savon. On peut se référer à X.L. Wu et al. [42]. On se propose ici d'utiliser une simple technique d'interférométrie.

6.3 Interférométrie.

L'observation à la lumière blanche d'un film de savon présente une succession de couleur, il s'agit du phénomène d'interférence. La figure 6.3 illustre, un exemple du phénomène d'interférence se produisant dans un film de savon vertical éclairé en lumière blanche. Sur la figure 6.3, on observe une cascade de teintes qui présentent un aspect de moins en moins contrastées en descendant vers le bas du cadre, cela s'explique par la croissance de l'épaisseur du film de savon. Il est apparent qu'au cours du temps le film de savon tend à s'amincir sous l'effet de la gravité, se traduisant par l'apparition en haut du cadre de ce qu'on appelle le film noir de Newton.

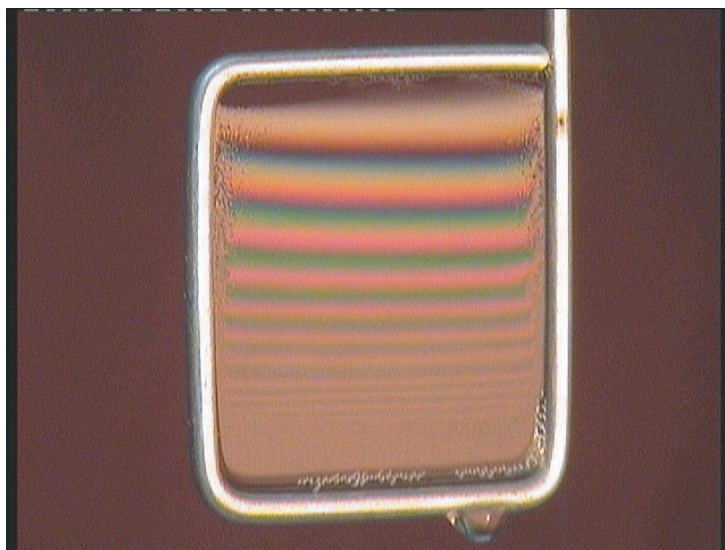


FIG. 6.3: photographie d'interférences d'un film de savon vertical.

Le phénomène d'interférence est en soit bien connu. Considérons le film de savon comme étant une fine lame transparente composée de deux membranes de même indice n , séparée par une couche d'indice différente dont nous donnons une représentation sur la figure 6.4.

Lorsqu'un rayon lumineux arrive sur la première couche sous une incidence quelconque, une partie de ce rayon est alors réfléchi et l'autre partie

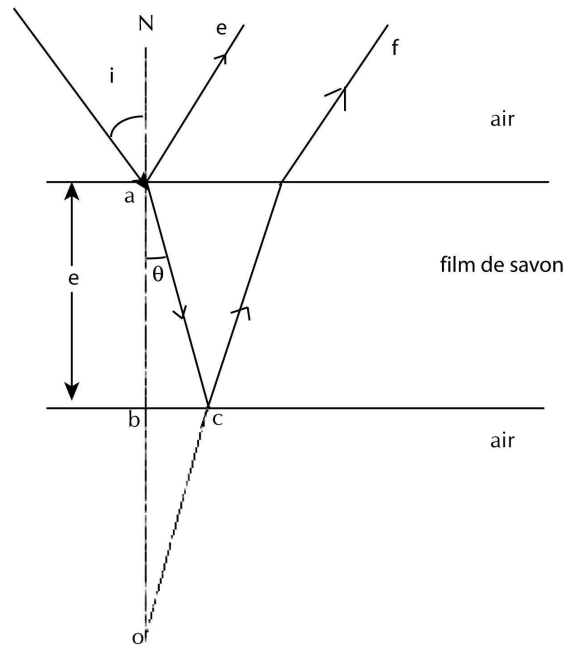


FIG. 6.4: interférences dans un film de savon.

est transmise puis de nouveau réfléchi sur la seconde couche pour ensuite ressortir par la première. Le chemin parcouru par le rayon réfléchi et le rayon transmis est différent, c'est la différence de marche soit un déphasage entre les deux rayons. Celui-ci est de l'ordre de $2ne$, avec e étant l'épaisseur de la lame.

Cependant il faut tenir compte d'un terme supplémentaire, en effet le phénomène de réflexion provoque un changement de phase de Π , c'est à dire une différence de marche supplémentaire de $\frac{\lambda}{2}$ nous obtenons ainsi une différence de marche globale :

$$\delta = 2ne + \lambda/2 \quad (6.4)$$

Il existe deux types d'interférences. Quand les ondes ont parcouru exactement le même chemin l'intensité obtenue est maximale puisque les ondes s'ajoutent cela implique que la différence de marche δ est égale à un nombre entier k de longueurs d'onde λ , on parle alors d'interférences constructives.

De même si les ondes ont parcouru un chemin différent l'intensité obtenue est nulle, et donc la différence de marche δ est égale à un nombre $(k - 1/2)$

de longueurs d'onde λ on dit que les interférences sont destructives. Pour les interférences constructives on a l'expression suivante :

$$\delta = 2ne \cos \theta + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (6.5)$$

Parallèlement, on obtient pour les interférences destructives l'expression suivante :

$$\delta = 2ne \cos \theta + \frac{\lambda}{2} = \lambda(k - \frac{1}{2}) \quad (6.6)$$

En supposant que l'amplitude des deux ondes réfléchies est la même, on a :

$$A_r = A + Ae^{i\Delta} \quad (6.7)$$

Où Δ est la différence de phase. Elle est exprimée à partir de l'expression (3) sous la forme suivante :

$$\Delta = \frac{2\Pi}{\lambda}(2ne \cos \theta + \frac{\lambda}{2}) \quad (6.8)$$

Déterminons maintenant l'intensité réfléchie, celle-ci est caractérisée par la définition, $I_r = A_r A_r^*$, d'où :

$$\begin{aligned} I_r &= (A + Ae^{i\Delta})(A + Ae^{-i\Delta}) \\ &= A^2(2 + e^{i\Delta} + e^{-i\Delta}) \\ &= 2A^2(1 + \cos \Delta) \end{aligned} \quad (6.9)$$

Or, $\cos \Delta = \frac{1}{2}(e^{i\Delta} + e^{-i\Delta})$, en utilisant la formule trigonométrique, $(1 + \cos \Delta) = 2 \cos^2 \frac{1}{2}\Delta$, on obtient :

$$I_r = 4A^2 \cos^2 \frac{1}{2}\Delta \quad (6.10)$$

En remplaçant la formule (6) dans l'expression (9) on a :

$$I_r = 4A^2 \cos^2 \left(\frac{2\Pi}{\lambda} ne \cos \theta + \frac{\Pi}{2} \right) \quad (6.11)$$

$$I_r = 4I_i R \sin^2 \left(\frac{2\Pi}{\lambda} ne \cos \theta \right) \quad (6.12)$$

L'équation de l'intensité réfléchie peut également être exprimée en terme d'intensité incidente et de réflectivité R du film de savon avec R qui représente

la partie de l'intensité incidente réfléchiée par le film de savon. On pose ainsi que $A^2 = I_i R$.

Après cette petite parenthèse, revenons-en à notre demi-bulle de savon. Dans un premier temps intéressons nous au drainage de la demi-bulle. La figure 6.5, présente la demi-bulle de savon en l'absence totale de convection (drainage). Les trois images successives représentent l'évolution de la demi-bulle lors du drainage au cours du temps. Dans le cas présent la durée de vie de la demi-bulle lors du drainage est de l'ordre de 2 minutes.

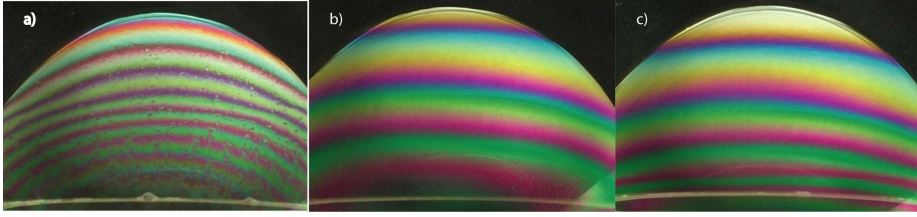


FIG. 6.5: évolution de la demi-bulle lors du drainage.

On observe une échelle de teintes de couleurs parallèles dont l'intensité varie du pôle jusqu'à l'équateur. La photographie a) de la figure 6.5, illustre le début du drainage de la demi-bulle. Elle est caractérisée par une succession importante de couleurs. L'évolution de la demi-bulle pendant le drainage se traduit sur les deux photographies successives b) et c). On constate une diminution des teintes de couleurs présentes. Sur la photographie c) l'apparition au sommet d'une couleur marron clair reflète l'épaisseur fine du sommet de la demi-bulle de savon. A partir du drainage, il nous est donc facile d'en déduire l'évolution de l'épaisseur et ainsi obtenir son profil. En effet chaque couleur correspond à une longueur d'onde, elle-même reliée à une épaisseur.

Pour caractériser le profil d'épaisseur, il nous faut connaître exactement les conditions initiales. Dans le cadre de la figure 6.5 la caméra CCD est placée perpendiculairement à la demi bulle et le système d'éclairage au dessus de la demi-bulle. L'angle d'incidence θ sous lequel arrive la lumière à la surface de la demi bulle varie en fonction de la composante verticale, dont l'expression est la suivante :

$$\theta = 90^\circ - \cos^{-1}\left(\frac{H - R}{R}\right) = 90^\circ - \cos^{-1}\left(\frac{z}{R}\right) \quad (6.13)$$

Avec z qui représente la composante verticale et R le rayon de la demi bulle. Le profil de l'angle d'incidence θ en fonction de la hauteur de la demi bulle est illustré sur la figure 6.6.

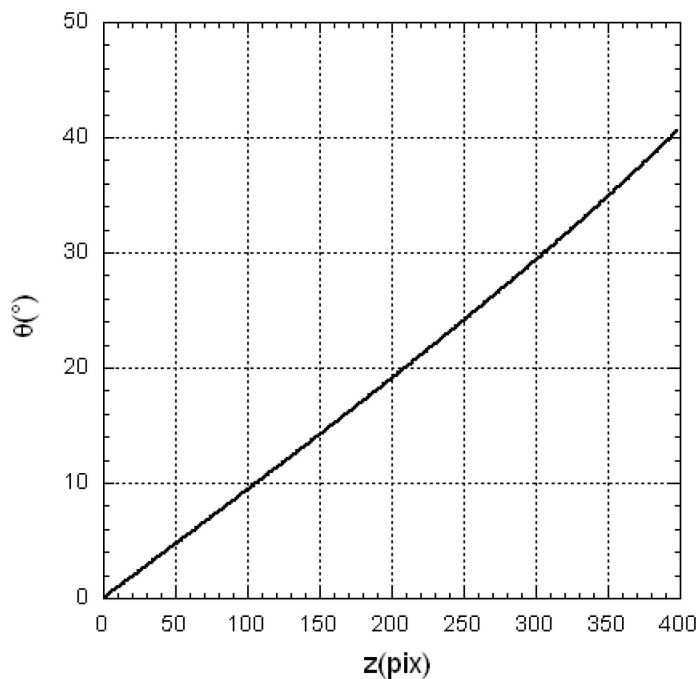


FIG. 6.6: profil de l'angle d'incidence θ en fonction de la composante verticale de la demi-bulle.

Par analogie, on peut s'attendre à ce que l'intensité lumineuse varie avec la hauteur de la demi-bulle. Dans un premier temps, intéressons-nous aux sources lumineuses utilisées. Le spectre RGB des lampes, est caractérisé par un spectromètre à fibre. A partir du spectre, on détermine les différentes longueurs d'ondes des couleurs primaires rouge, vert, et bleu correspondants aux sources lumineuses utilisées pour éclairer la demi-bulle. Rappelons que ses longueurs d'onde interviennent dans le calcul de l'épaisseur donnée, à partir de l'équation (15).

La figure 6.7 présente les différentes longueurs d'onde constituant le spectre RGB des sources lumineuses ainsi que l'amplitude maximale de l'intensité de la réponse spectrale associée. Dans ce cas-ci nous avons :

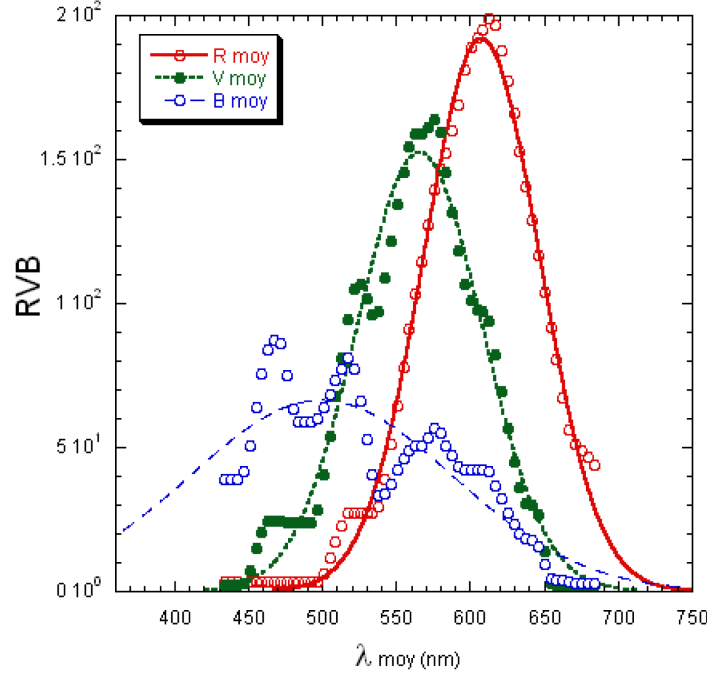


FIG. 6.7: Réponse spectrale RVB des lampes

$$\lambda_{rouge} = 607.91nm; A_{rouge} = 191.95$$

$$\lambda_{bleu} = 499.08nm; A_{bleu} = 66.44$$

$$\lambda_{vert} = 566.03nm; A_{vert} = 152.38$$

De manière similaire, on détermine le spectre RGB d'une image de la demi-bulle lors du drainage. A l'aide du logiciel Image J, on extrait une image de l'acquisition de l'évolution de la demi-bulle pendant le drainage, provenant de la caméra tri CCD couleur, et on mesure son profil d'intensité des couleurs primaires. La figure 6.8 illustre le spectre RGB de la demi-bulle lors du drainage. Nous obtenons alors des spectres constituées de plusieurs maximums et minimums représentant le profil d'intensité des différentes couleurs (rouge, vert, bleu) suivant la composante verticale. On constate une

décroissance du profil d'intensité pour chacune des couleurs en fonction de la hauteur.

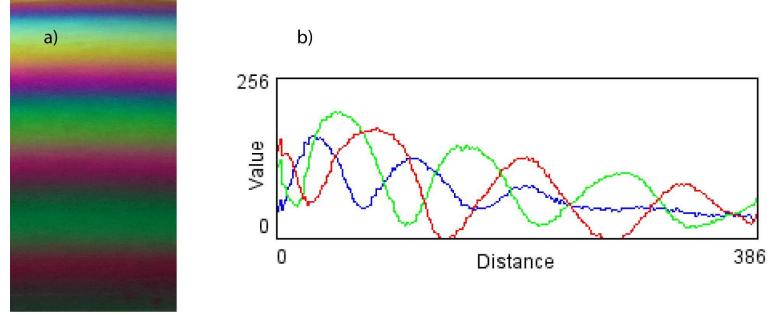


FIG. 6.8: a) coupe d'une bande de la demi-bulle lors de son drainage et b) profil RVB de la coupe.

A partir des différentes valeurs de la position verticale correspondante à une intensité maximale, on remonte aux valeurs de l'angle incident θ , qu'on détermine pour chacune des couleurs primaires : rouge, vert et bleu. A présent, considérons le cas des interférences constructives, donnée par l'expression suivante :

$$\delta = k\lambda = 2ne \cos \theta \quad (6.14)$$

Nous obtenons l'épaisseur :

$$\Rightarrow e = \lambda \frac{k}{2n \cos \theta} \quad (6.15)$$

Avec k un nombre entier et n la valeur de l'indice de réfraction de l'eau, $n=1.33$. La longueur d'onde λ , est substituée suivant la couleur primaire étudiée par la valeur de la longueur d'onde correspondant aux sources lumineuses, déterminée par le spectromètre à fibre. L'angle θ est pour sa part remplacée par les différentes valeurs trouvées précédemment. Nous obtenons alors le profil d'épaisseur de la demi-bulle (voir figure 6.9) à un instant t du drainage.

La figure 6.9 représente le profil d'épaisseur en fonction de la position sur la demi bulle. On observe un accroissement de l'épaisseur avec la position verticale. Précisons alors que le haut de la bulle correspond à l'origine de la position d'où l'allure de la courbe. Le profil d'épaisseur est exprimé par l'équation suivante :

$$e = 80.075 + 3.4114 \cdot z + 4.7932 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 \quad (6.16)$$

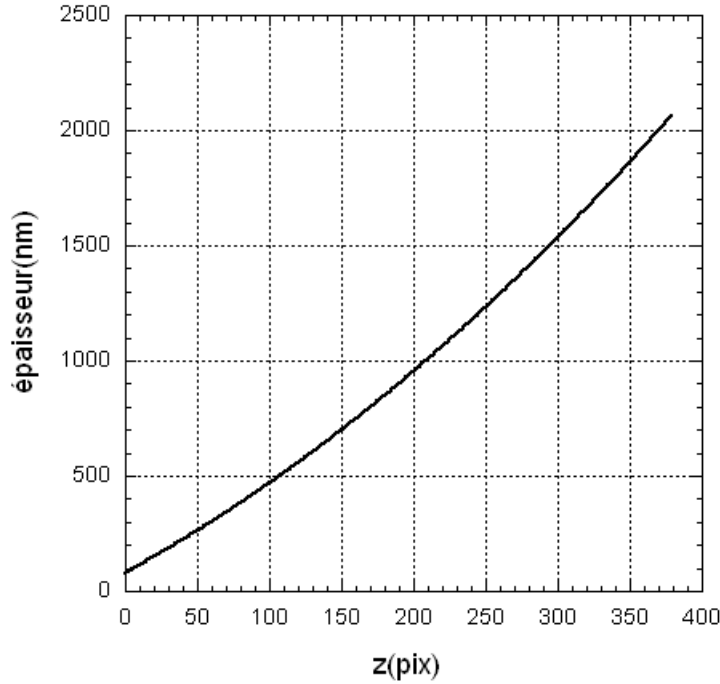


FIG. 6.9: profil d'épaisseur de la demi bulle

Avec z qui représente la position verticale. Il faut souligner que ce profil correspond à un moment précis de la durée de vie de la demi bulle, il faudra en tenir compte dans la suite de notre raisonnement.

Intéressons-nous maintenant aux fluctuations d'épaisseur engendrées par la convection. Il va de soi que l'aspect stratifié de celle-ci (voir figure 6.5) tend à disparaître sous l'effet de la convection turbulente, laissant place à un mélange des différentes couleurs. Obtenir son profil d'épaisseur devient plus délicat. On procède de la manière suivante :

Pour chaque point de l'image étudiée correspond un triplet d'intensité rouge, vert et bleu. Ce triplet est alors comparé à la courbe de calibration de l'épaisseur lors du drainage de la demi-bulle. Lorsqu'à ce triplet, on peut lui associer une intensité de la calibration, on obtient la position z correspondante. A partir de la valeur de z , on détermine l'épaisseur e associée.

Pour que notre argumentation soit logique il nous faut prendre une image

turbulente au même moment où nous avons déterminé le profil d'épaisseur lors du drainage de la demi-bulle, c'est-à-dire par l'observation de teintes identiques. La réalisation de l'expérience de drainage et de convection est faite dans les mêmes conditions. La position de la caméra tri CCD couleur est placée perpendiculairement à la demi-bulle et la hauteur du système d'éclairage est identique dans les deux cas.

On considère une image de la demi-bulle soumise à la convection avec un gradient de température $\Delta T = 17.3^\circ\text{C}$. À l'aide du logiciel Image J, on sélectionne une partie de l'image extraite de l'acquisition faite par la caméra tri CCD couleur. La sélection possède les dimensions de 200pixels par 200pixels , soit l'équivalent de 2cm par 2cm . Notons que l'on s'intéresse à la zone de convection, la partie analysée est donc proche de l'équateur de la demi-bulle. À partir d'un programme Matlab, on compare l'image de la demi-bulle lors de la convection avec l'image de la demi-bulle lors du drainage.

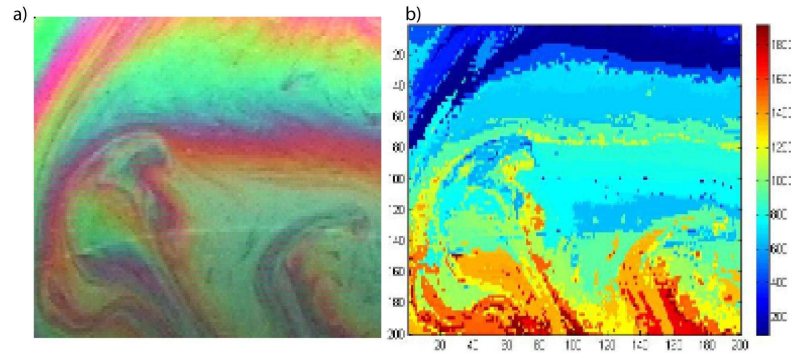
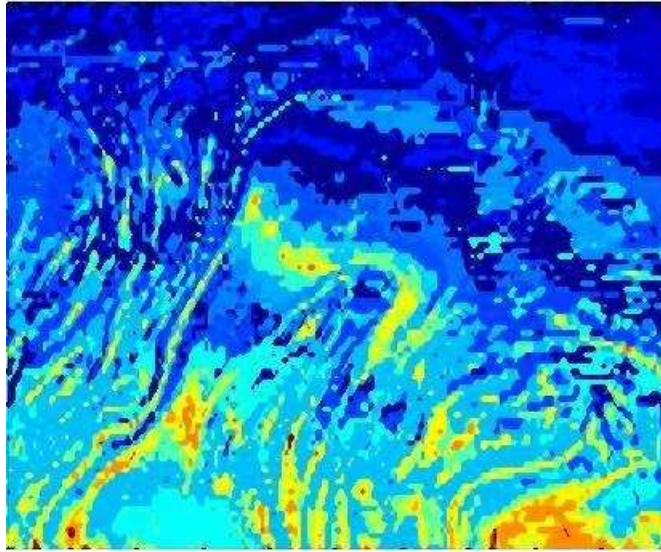
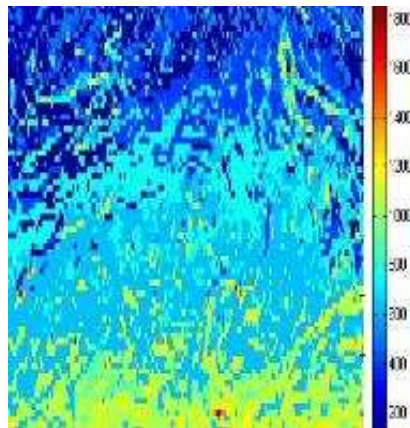


FIG. 6.10: a) image brute de la convection et b) image de l'épaisseur de la convection à $\Delta T = 17.3^\circ\text{C}$.

La figure 6.10 illustre sur la partie de gauche une photographie de la demi-bulle à un gradient de température $\Delta T = 17.3^\circ\text{C}$, et sur la partie de droite une image de son profil d'épaisseur réalisé sous le programme. De manière similaire, on applique cette analyse pour des gradients de température plus importants : soit $\Delta T = 32^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 40^\circ\text{C}$. La figure 6.11 et 6.12 présentent le profil d'épaisseur de la demi-bulle, pour des gradients de température $\Delta T = 32^\circ\text{C}$ respectivement $\Delta T = 40^\circ\text{C}$. Dans les exemples illustrés ci-dessous les images montrent un mélange relativement turbulent. L'aspect stratifié de la demi-bulle est moins marqué.

La technique d'interférométrie développée au sein du laboratoire nous permet d'obtenir le champ d'épaisseur de la demi-bulle en régime stratifié mais également dans un état turbulent (voir figure 6.11 et figure 6.12). L'avantage de cette méthode est sa simplicité de mise en oeuvre. Soulignons cependant

FIG. 6.11: image de l'épaisseur à $\Delta T = 32^\circ\text{C}$ FIG. 6.12: image du profil d'épaisseur à $\Delta T = 40^\circ\text{C}$.

que la principale difficulté de cette méthode est que la calibration doit être faite pour chaque série d'expériences différentes.

6.4 Fonction de structure des fluctuations d'épaisseur

Nous allons maintenant présenter les résultats sur l'étude des fluctuations d'épaisseur. Rappelons que dans le cadre d'un champ scalaire, sa dynamique dans un écoulement révèle deux propriétés : la présence de lois d'échelle anormales et l'intermittence à petite échelle. Il existe deux types de méthodes pour analyser les fluctuations d'un champ scalaire : soit à travers l'étude des fonctions de structure, soit par une analyse spectrale.

Dans la situation présente, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'évolution des fluctuations d'épaisseur, du point de vue des fonction de structure spatiales que nous définissons de la manière suivante :

$$\langle \delta h^n(r) \rangle = \langle (h(r) - h(0))^n \rangle \quad (6.17)$$

Avec h qui représente l'épaisseur.

Pour cette analyse, les résultats présentés concernent des séries de mesures pour une centaine d'images au minimum sur un fenêtrage de 200 pixels par 200 pixels. Cela correspond à des statistiques de quatre millions de points assurant une bonne convergence de nos résultats. Intéressons-nous à la fonction de structure du second ordre qui est donnée par l'expression suivante :

$$\langle \delta h^2(r) \rangle = \langle (h(r) - h(0))^2 \rangle \quad (6.18)$$

Considérons dès lors la situation où la demi-bulle est faiblement convectée avec un gradient de température de l'ordre de $\Delta T = 17^\circ\text{C}$, mais également pour un gradient plus fort, soit avec $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$ (voir figure 6.11). La figure 6.13 présente la fonction de structure du second ordre dans la direction horizontale et verticale de la zone de convection considérée. On constate un comportement relativement différent entre les deux gradients de température.

Dans la situation des gradients de température faible un comportement en loi d'échelle avec un exposant α proche de la valeur 0.4 est souligné. Cette loi d'échelle est en concordance avec les résultats obtenus dans le cas de l'étude des fluctuations d'épaisseur d'un film de savon vertical faiblement convecté [1]. Ce résultat est également analogue au régime de Bolgiano pour lequel la loi d'échelle présente un exposant $\alpha = 0.4$, prédit dans le cadre de la convection atmosphérique stratifiée en 1959 [43].

Pour les gradients de température élevée une transition est constatée. La loi d'échelle obtenue est différente (voir figure 6.13). Elle illustre un comportement presque plat, avec un exposant très faible. Ce résultat est similaire au résultat obtenu par Y. Amarouchene et H. Kellay dans le cadre de fluctuations d'épaisseur dans un film plan. Notons également qu'il est similaire

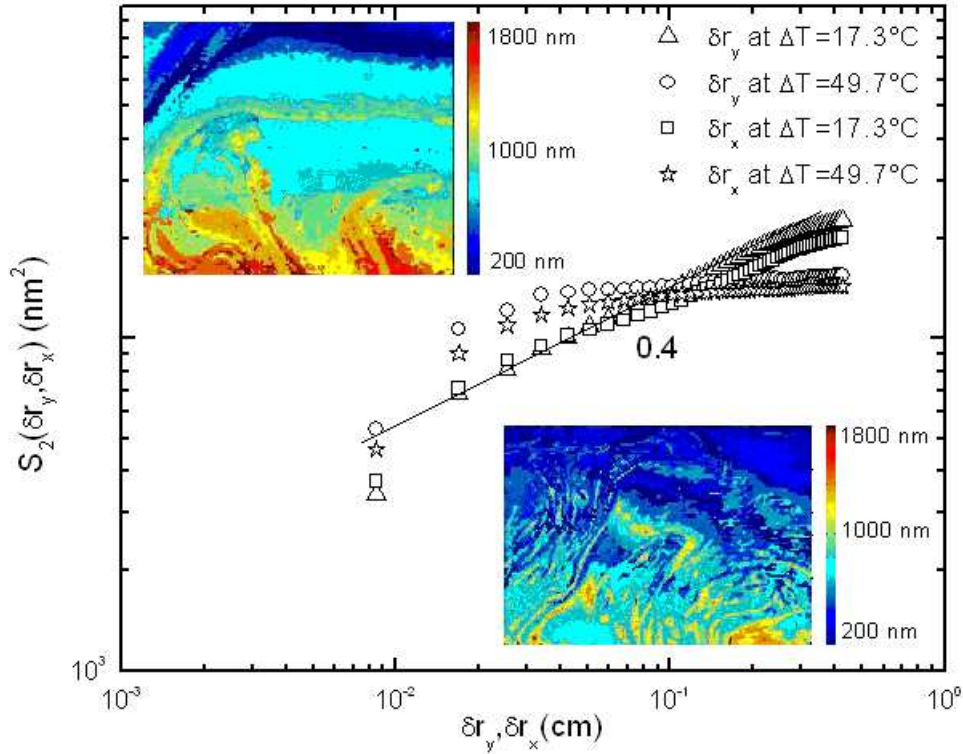
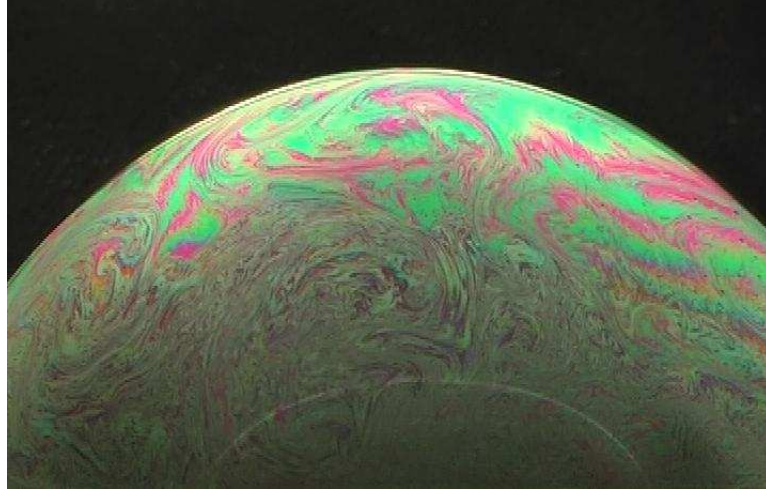


FIG. 6.13: fonctions de structure du second ordre dans la direction verticale et horizontale.

au régime dit de Batchelor [44], synonyme d'un fort mélange turbulent au sein de l'écoulement.

Par ailleurs cette transition a aussi été observé par Zhang et Wu [36] pour le comportement du champ d'épaisseur dans la situation de forts gradients de température. Ils ont attribué cette transition à, l'écoulement de grande échelle constaté mais également à l'inversion de la stratification qui passe d'un état stable à un état instable. Notons que dans le cas présent il n'y a pas d'inversion de la densité, cependant on observe une réduction du gradient de densité par un facteur 4 lorsque le gradient de température croît.

Signalons également que pour la demi-bulle fortement convectée, il y a présence d'un fort mélange turbulent (voir figure 6.14) pouvant être responsable de la réduction de la densité.

FIG. 6.14: photographie de la demi-bulle à $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$

6.5 Conclusion.

Dans cette partie, nous avons développé une méthode d'interférométrie simple nous permettant d'obtenir le champ d'épaisseur. Nous avons également caractérisé la dynamique des fluctuations d'épaisseur de la demi-bulle de savon soumise à la convection. Notre étude confirme un comportement similaire à la dynamique des fluctuations de l'épaisseur observé pour un film de savon plan.

Pour de faibles gradients de température, on observe une loi d'échelle analogue au régime de Bolgiano prédit dans le cadre de la turbulence stratifiée. Pour une demi-bulle fortement convectée, nous avons constaté une transition d'un régime de Bolgiano à un régime dit de Batchelor. Cette dynamique a été également observé dans les films de savon plan, elle serait due à une inversion de la stratification et à la présence d'un "écoulement" de grande échelle (circulation de grande échelle). La différence notable avec un film plan, est que cette transition est corrélée avec une réduction importante du gradient de densité et non à une inversion de la stratification.

Chapitre 7

Champ de vitesse.

7.1 Introduction.

La description complète d'un écoulement nécessite la connaissance du champ de vitesse en chaque point. De manière générale, il s'agit ici de caractériser le champ de vitesse ayant lieu dans la demi-bulle de savon soumis à la convection.

Dans les années 1980, on assiste à l'émergence des premières expériences de la turbulence 2D en laboratoire avec Sommeria [46] et Couder [47]. Les premières caractérisations de la vitesse dans les films de savon concerne une turbulence 2D dite "en déclin". Gharib et Derango [48] sont les premiers à utiliser la technique de vélocimétrie laser doppler pour étudier le champ de vitesse dans une turbulence de grille et de jet dans un film de savon plan horizontal. Par cette méthode, ils ont mis en évidence que la turbulence produite, présentait des caractères de grille où de jet. Leur spectre longitudinal de la vitesse montre un comportement d'une double cascade : une cascade d'énergie et une d'ensrophie.

Plus tard H.Kellay, X.L. Wu et W.I. Goldburg [49] ont étudié la turbulence dans un film de savon vertical, qui présente la particularité d'avoir des vitesses encore plus fortes que dans le cas d'un film horizontal, et une plus grande stabilité. Le champ de vitesse est déterminé par deux techniques : corrélation photon spectroscopie et par vélocimétrie à fibre optique. Leur spectre présente une loi d'échelle avec pour exposant $\alpha = -3.3$ jusqu'à -3.7 suivant la position derrière la grille.

Citons également que des caractéristiques des statistiques des moments des incréments de vitesse ont été étudié par A. Belmonte and al.[50], ainsi que des spectres de vorticité par M. Rivera, P. Vorobieff et R.E. Ecke [51] mais aussi par H. Kellay and al. [52].

Récemment une étude des fluctuations de la vitesse dans un film de savon vertical, soumis à une différence de température a été rapporté par Zhang et Wu [53]. Notre étude consiste en l'étude des fluctuations de vitesse dans une demi-bulle de savon soumis à la convection thermique. La caractérisation est réalisée par la technique de vélocimétrie laser doppler.

7.2 Velocimetry Doppler Laser.

Le vélocimètre laser doppler (LDV) est une technique capable de mesurer la vitesse locale de particules advectées par un écoulement. Contrairement aux méthodes de mesures par film chaud, elle ne perturbe pas l'écoulement. Le principe du vélocimètre laser doppler est le suivant. On sépare optiquement un faisceau laser cohérent en deux faisceaux parallèles à l'aide d'un séparateur de faisceau. Par la suite nous faisons converger les deux faisceaux à l'aide d'une lentille convergente d'une longueur focale connue en un point de l'écoulement pour former des franges d'interférences.

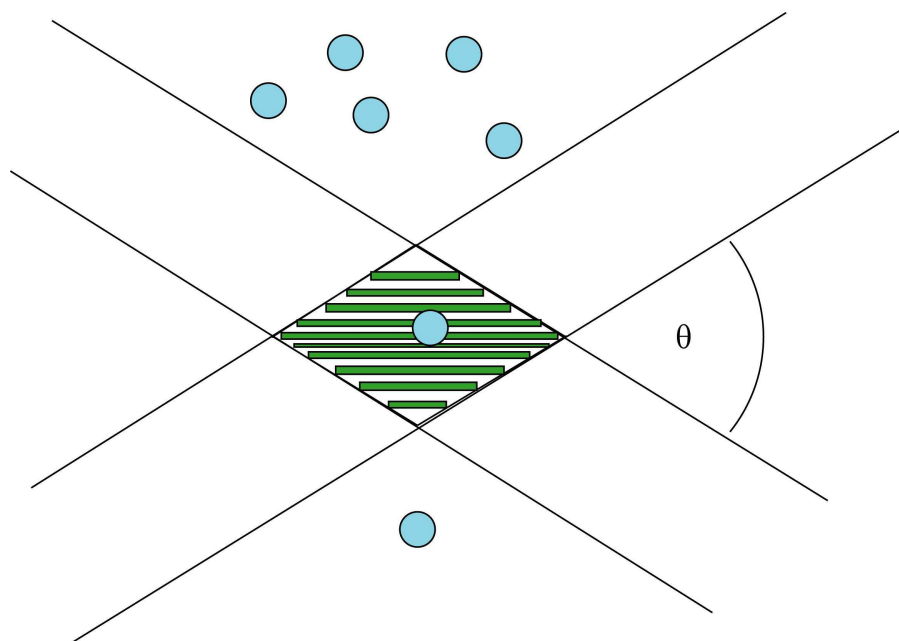


FIG. 7.1: Principe de vélocimètre Doppler laser

La distance entre deux franges brillantes successives, appelée interfrange i est donnée par :

$$i = \frac{\lambda}{2n \sin(\theta/2)} \quad (7.1)$$

λ , n , θ représentent respectivement la longueur d'onde dans le vide du laser utilisé, l'indice du milieu de propagation du faisceau et l'angle entre les faisceaux qui est fixé par la longueur focale de la lentille convergente.

La méthode consiste donc à collecter les fluctuations de l'intensité de la lumière diffusée par les particules en suspension. La fréquence de la lumière diffusée est liée à la vitesse du fluide v donnée par :

$$f = \frac{v}{i} \quad (7.2)$$

Le signal lumineux induit par le passage des particules est collecté à l'aide d'un photomultiplicateur. Un des inconvénients est que la lumière se focalisant sur une toute petite zone, il fautensemencer la solution d'une quantité certaine de particules afin d'avoir une statistique correct. Leur taille doit être suffisamment petite afin d'éviter la sédimentation. Les particules diffusantes utilisées sont des billes de latex d'un diamètre de $0.3\mu m$.

7.3 Caractérisation de la vitesse.

Nous présentons dans ce qui suit les résultats obtenus par une analyse spectrale des mesures de fluctuations de vitesse longitudinales $V_y(x, y, t)$ et transversales $V_x(x, y, t)$. Celles-ci sont effectuées vers le bas de la demi-bulle en un point de la zone de convection. À partir d'une série temporelle de la vitesse en un point, on calcule le spectre de puissance des fluctuations de vitesses longitudinaux $\langle V_y^2(f) \rangle$ et transverses $\langle V_x^2(f) \rangle$ les crochets représentant des moyennes temporelles.

L'échelle des fréquences peut être convertie en nombre d'onde en utilisant l'hypothèse de Taylor. Dans le cas présent, la vitesse moyenne est horizontale, on définit le nombre d'onde dans la direction horizontale par :

$$k_x = \frac{2\pi f}{V_{mean}} \quad (7.3)$$

Un histogramme des fluctuations de la vitesse dans la direction horizontale est présenté dans le coin en bas de la figure 7.2, montrant une vitesse bien définie et non nulle. La figure 7.2 illustre également une mesure de spectres de vitesses longitudinaux $\langle V_y^2(f) \rangle$ et transverses $\langle V_x^2(f) \rangle$ de la demi-bulle de savon pour deux gradients de température $\Delta T = 17^\circ C$ respectivement pour $\Delta T = 44^\circ C$. On peut noter l'isotropie de la convection turbulente pour

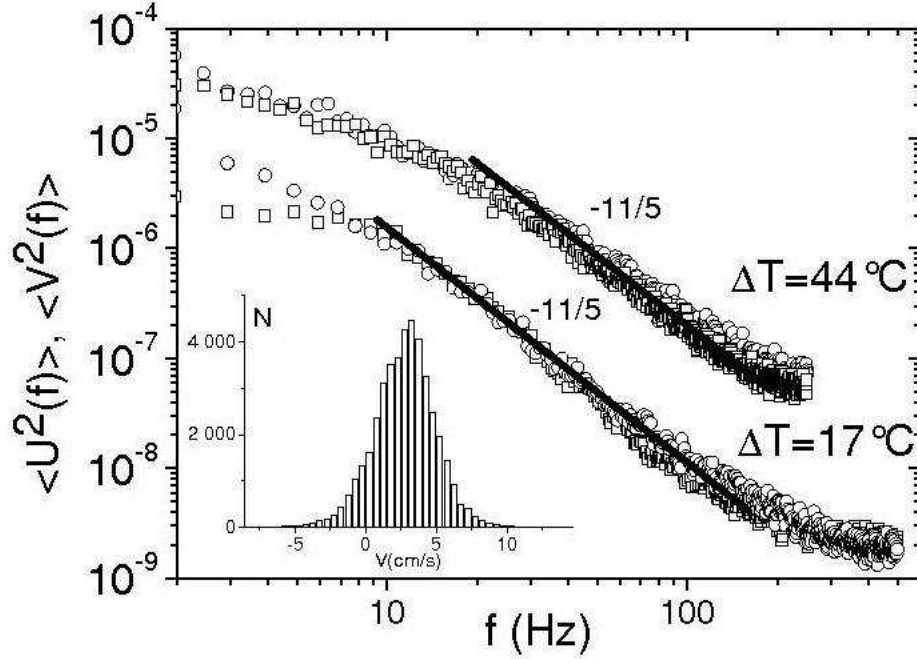


FIG. 7.2: Spectre des fluctuations de vitesse dans la zone convective.

des échelles l supérieures à une échelle d'injection l_{inj} . La représentation spectrale présente dans les deux cas, une loi d'échelle dont la puissance est proche de $-11/5$. Ce résultat est en adéquation avec les résultats obtenus par J. Zhang et X.L Wu [53] et également avec les prédictions de la théorie de Bolgiano [54] dans le cadre de la turbulence atmosphérique stratifiée.

7.4 Conclusion.

Dans cette partie, nous avons étudié le comportement des fluctuations de vitesse dans une demi-bulle de savon soumise à une différence de température ΔT , par la méthode de vélocimétrie laser Doppler. Il en ressort que la dynamique présente est analogue au cas d'un fil de savon plan [53]. On a ainsi mis en évidence des spectres dont le comportement est identique à celui de la turbulence stratifiée, et prédite par Bolgiano.

Chapitre 8

Fluctuations de température.

8.1 Introduction.

Jusqu'à présent nous avons caractérisé la turbulence 2D créée par la convection dans la demi-bulle, en étudiant les fluctuations de la densité et de la vitesse. Il en est ressortie que la dynamique présentait les mêmes caractéristiques que dans le cadre d'un film de savon plan. La convection est un phénomène thermodynamique permettant le transfert de la chaleur, de ce fait elle est proportionnelle à la température. De manière générale, il s'agit ici d'étudier les fluctuations de température ayant lieu dans la demi-bulle de savon en présence d'une différence de température.

8.2 Contexte.

Tout comme les colorants, la concentration d'une entité chimique où encore la fumée s'échappant d'une centrale nucléaire, la température est un champ scalaire qui interagit avec l'écoulement. Dans un écoulement, une quantité thermique est advectée par celui-ci et dissipée par diffusion. L'équation gouvernant le champ de température est ainsi donnée par l'équation de transport de la chaleur suivant l'expression :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (v \cdot \text{grad})T = \kappa \Delta T \quad (8.1)$$

Avec κ la diffusivité thermique. Pour la température, un parallèle à la théorie de Kolmogorov a été réalisé par Obukhov et Corrsin [55, 56] dans le régime inertiel. Ils ont déterminé les lois d'échelle des fonctions de structure des fluctuations de la température :

$$S_n^\theta(r) \sim \epsilon_\theta^{3/2} \epsilon^{-1/2} r^{\xi_n^\theta} \quad (8.2)$$

avec une loi linéaire $\xi_n^\theta = \frac{n}{3}$. Dans le cadre de la convection turbulente stratifiée et stable, Bolgiano [57] et Obukhov ont montré que les fonctions de structure de la vitesse présentaient des lois d'échelle en $r^{3p/5}$, où p représente l'ordre du moment. De manière similaire, pour la température, la loi d'échelle est prédite en $r^{p/5}$. Il est maintenant établi, que l'intermittence d'un champ scalaire est plus prononcé que dans le cadre du champ de vitesse.

Pour la température, cette propriété a été confirmée par Chavarria, Baudet et Ciliberto [58]. Lorsque la température est considérée comme un champ scalaire dit "passif", il a été montré que celui-ci présentait une saturation des exposants à partir du moment d'ordre 10 [59]. L'hypothèse avancée en ce qui concerne la saturation des exposants pour le cas du scalaire passif, serait lié à la présence de fortes structures "ramplike" dans la trace temporelle.

D'autres études ont été entreprises dans le cadre du champ de température. Une étude numérique de la convection thermique en 2D a été réalisée par A. Celani, A. Mazzino et M. Vergassola [60]. Ils ont montré que les exposants du champ de température saturent à partir du moment d'ordre $n = 8$. Au delà de $n = 8$, tous les exposants coïncident avec une valeur moyenne de $\zeta_\infty \simeq 0.8$. Dans une étude récente, J. Zhang et al. [62] ont étudié la convection thermique dans un film de savon vertical. La mesure des fluctuations de la température dans un film de savon n'est pas si simple. En effet l'épaisseur d'un film de savon est très petite de l'ordre du micron. Utiliser une technique de mesure qui entre en contact avec le film peut perturber la mesure. De ce faite, dans leur étude J. Zhang et al. ont utilisé un détecteur infrarouge dont la mesure est faite en un point, sans aucun contact direct avec le film de savon. Ils ont alors mis en évidence que les résultats obtenus étaient dominés par les fluctuations de densité et non de température. Obtenir les fluctuations de température dans un film de savon soumis à la convection est difficile.

L'ensemble de ces travaux souligne la complexité du champ de température dans le cas de la convection thermique. En effet, lors de la convection turbulente, le paramètre de contrôle est le nombre de Rayleigh qui est proportionnel avec le gradient de température.

8.3 caractérisation qualitative du champ de température.

Il s'agit ici de caractériser qualitativement le champ de température ayant lieu dans la demi-bulle soumise à la convection à l'aide d'une caméra ther-

8.3. CARACTÉRISATION QUALITATIVE DU CHAMP DE TEMPÉRATURE.91

mique. L'intérêt de cette technique est que nous obtenons le champ spatial et non uniquement des mesures temporelles (en un point) des fluctuations de température. La caméra thermique utilisée est sensible dans la gamme spectrale de 3 à $5\mu m$. L'acquisition est réalisée directement sur ordinateur, et l'exploitation est fait à partir d'un programme qui nous permet de traiter les images issues de la caméra thermique. Lors de notre étude, la température de la pièce est fixée à $T = 19^\circ C$. On se propose de faire une étude, en faisant varier le gradient de température ΔT mesuré par la caméra, entre $\Delta T = 22^\circ C$ et $\Delta T = 56^\circ C$.

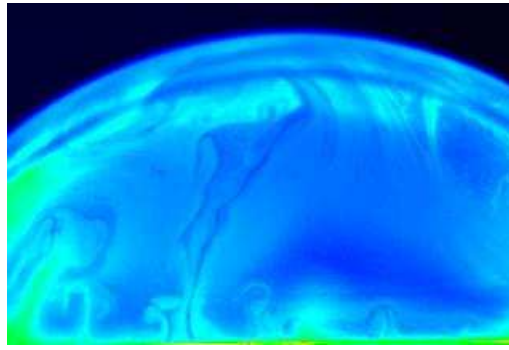


FIG. 8.1: Champ de température pour $\Delta T = 40^\circ C$.

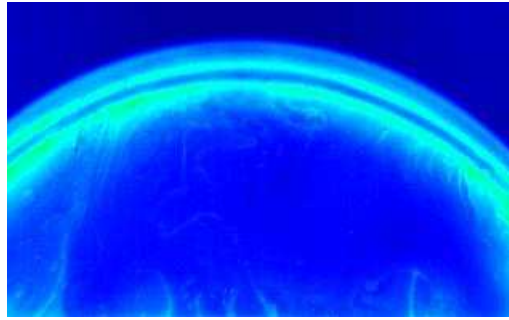
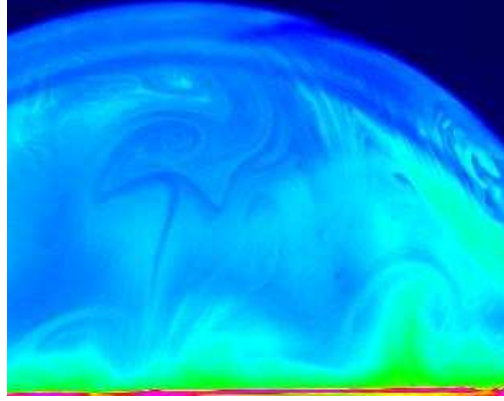


FIG. 8.2: Champ de température pour $\Delta T = 22^\circ C$.

Les figure 8.1, 8.2 et 8.3 illustrent des images du champ de température ayant lieu à la surface de la demi-bulle pour différents gradients de température, soit $\Delta T = 22^\circ C$, respectivement pour $\Delta T = 40^\circ C$ et $\Delta T = 46^\circ C$. L'acquisition est réalisée à une cadence de $50Hz$ soit à un temps de $20ms$. Les enregistrements comprennent 300 images, avec un fenêtrage de 320×256 pixels. On observe très distinctement la remontée de plume de convection

FIG. 8.3: Champ de température pour $\Delta T = 46^\circ\text{C}$.

avec des zones plus ou moins homogènes et lisses. Dans le cas de la figure 8.2, pour un gradient de température $\Delta T = 22^\circ\text{C}$, le champ de température présente une plage homogène très importante. On note également à l'équateur de la demi-bulle, la présence de quelques plumes. En ce qui concerne le champ de température pour des gradients plus élevés (voir figure 8.1 et 8.3), l'image montre un comportement plus agité du champ de température de la demi-bulle. On observe la remontée de plume thermique de l'équateur jusqu'au sommet de la demi-bulle.

Illustrons plus en détail, le comportement des plumes de convection avec l'augmentation du gradient de température. On considère dans un premier temps, la demi-bulle de savon faiblement convectée et on suit l'évolution de la plume.

La figure 8.4 représente l'évolution d'une plume de convection à un gradient de température peu élevé, soit $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ correspondant à la mesure estimée par la température ambiante et celle de la solution. Le sens d'évolution commence de l'image du haut jusqu'à celle du bas. On observe un accroissement de la taille de la plume avec le temps $\delta t = 20\text{ms}$. Cette augmentation de taille de la plume, est suivie d'un déplacement vers la droite de l'équateur de la demi-bulle. Notons que le déplacement de la plume est aléatoire. Elle peut se présenter soit vers la droite, soit vers la gauche. Cette conformation de la plume n'est constatée que pour des gradients de température peut élevés.

Dans le cadre d'une convection plus turbulente, on remarque une transition de l'évolution du comportement d'une plume. Celle-ci présente une allure chaotique, avec dans la plupart des cas une configuration déformée.

La figure 8.5 illustre le champ de température dans le cadre de fort gra-

8.3. CARACTÉRISATION QUALITATIVE DU CHAMP DE TEMPÉRATURE.93

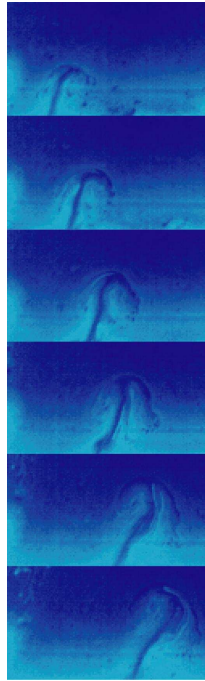


FIG. 8.4: évolution d'une plume convective à $\Delta T = 20^\circ\text{C}$.

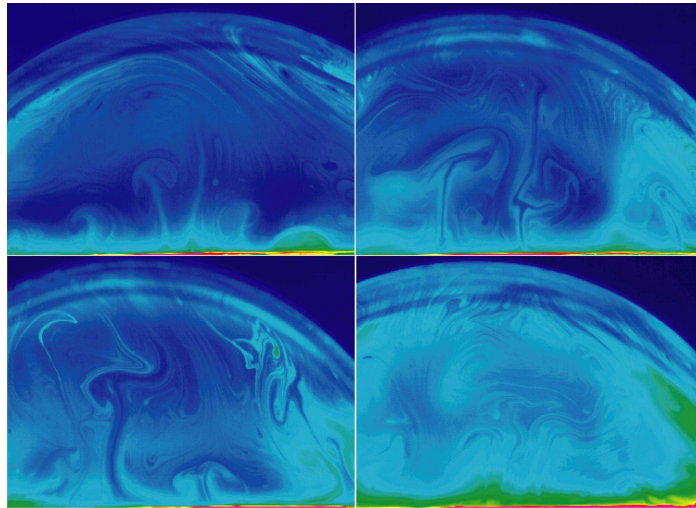


FIG. 8.5: Champ de température pour un gradient compris entre $\Delta T = 23^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 31^\circ\text{C}$.

dient de température. Notons que le gradient de température donné correspond à celui mesuré avec la caméra thermique. L'image en haut à gauche

correspond au gradient de température le moins élevé, soit $\Delta T = 23^\circ\text{C}$. Respectivement l'image en bas à droite, représente la demi-bulle fortement convectée, avec $\Delta T = 31^\circ\text{C}$. On observe un comportement de plus en plus agité avec l'augmentation de la température.

Maintenant intéressons-nous à une étude temporelle, en un point des fluctuations de température de la demi-bulle pour différents gradients ΔT . Cette mesure consiste à se placer en point identique pour chacun des cas dans la zone convective. À partir de cette position, on obtient les fluctuations de température tout le long de l'acquisition. Comme précédemment, la durée d'acquisition comprend une série de 300 images. L'étude temporelle est illustrée sur la figure 8.6. On constate que les variations de la température sont plus importantes dans le cas de forts gradients de température. Celle-ci présente des pics plus marqués avec une amplitude qui a tendance à augmenter avec le gradient. En ce qui concerne, les petits ΔT les fluctuations sont très faibles, et présentent peu de pics au niveau de la trace temporelle.

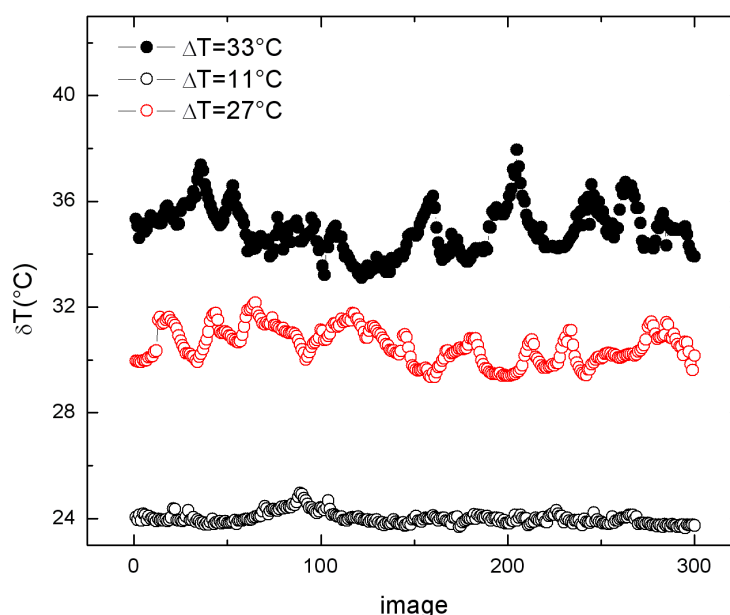


FIG. 8.6: Fluctuations de température en un point pour $\Delta T = 11^\circ\text{C}$, $\Delta T = 27^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 33^\circ\text{C}$.

L'idée maintenant est de caractériser statistiquement les fluctuations de température en fonction du gradient de température. Comme on l'a déjà évoqué il existe deux méthodes pour l'étude des fluctuations d'un champ scalaire.

D'un point de vue analogue aux fluctuations d'épaisseur on se propose d'étudier les variations du champ de température, par le calcul des fonctions de structure.

8.4 Fonction de structure des fluctuations de température.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus par une analyse statistique des fluctuations de température. On définit les fonctions de structure spatiales par l'expression suivante :

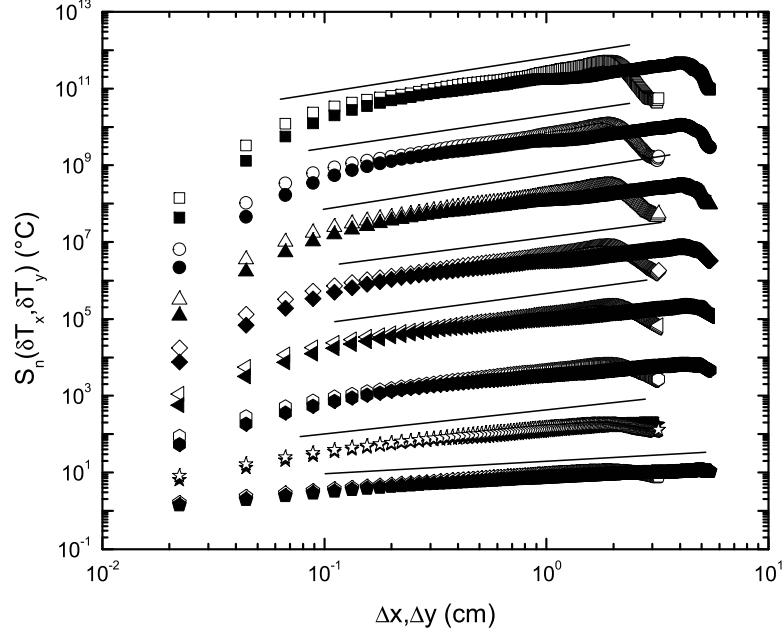
$$\langle \delta T^n(\delta r) \rangle = \langle (T(r + \delta r) - T(r))^n \rangle \quad (8.3)$$

Pour cette étude, les résultats présentés concernent des séries de mesures pour une centaine d'images. On sélectionne une partie de forme rectangulaire de taille caractéristique 200×200 pixels, cela correspond à une hauteur d'environ 4cm . Par ailleurs un moyennage de l'intensité sur l'ensemble des images analysées est effectué puis soustrait au film brut, permettant d'obtenir un meilleur contraste. On considère la demi-bulle à un gradient $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$, qui correspond à une valeur estimée avec la température de la pièce et celle de la solution. La figure 8.7 illustre les fonctions de structure des fluctuations de température jusqu'à l'ordre 8.

Nous observons un comportement en loi de puissance avec des exposants ζ_n augmentant avec l'ordre n et saturant pour les grandes valeurs. Dans un premier temps, on peut noter l'isotropie des fluctuations. Les exposants diffèrent de la loi en $n/5$, prédite par Bolgiano [57] et Obukhov. Le champ de température montre de l'intermittence. Ce résultat est similaire aux résultats obtenus récemment dans les simulations 2D de Celani et al [6]. La figure 8.8 présente les exposants ζ_n en fonction de l'ordre n , avec n qui est compris entre 1 et 8.

La figure 8.8 illustre l'intermittence du champ de température et la présence de saturation pour les ordres n élevés. On présente également, les résultats obtenus par Celani et al, mais aussi de la théorie en $n/5$. Nos valeurs présentes un bon accord avec ceux des simulations 2D. En revanche ils indiquent une déviation au modèle de la théorie en $n/5$, d'autant plus importante que l'ordre n des moments augmente.

Maintenant, observons le comportement du champ de température lorsqu'on augmente le gradient de température ΔT . La différence de température ΔT présentée, concerne une mesure estimée entre la température de la pièce et celle de la solution de savon. On s'intéresse dans le cas présent à un gra-

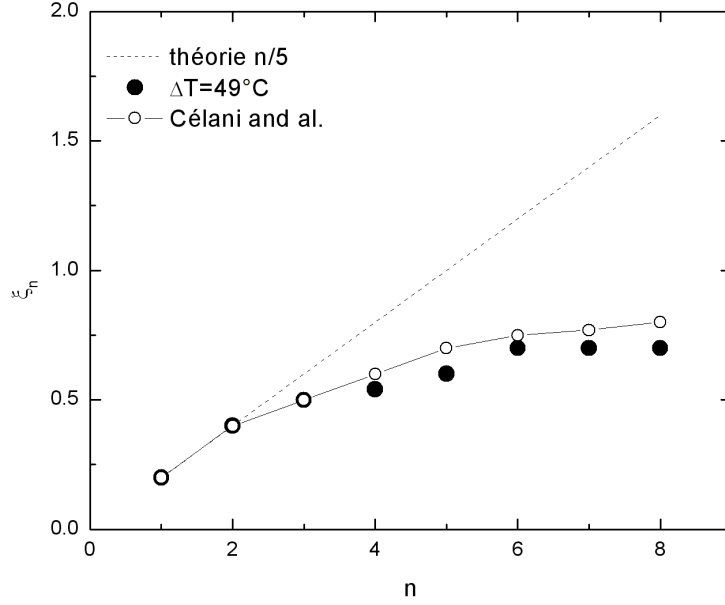
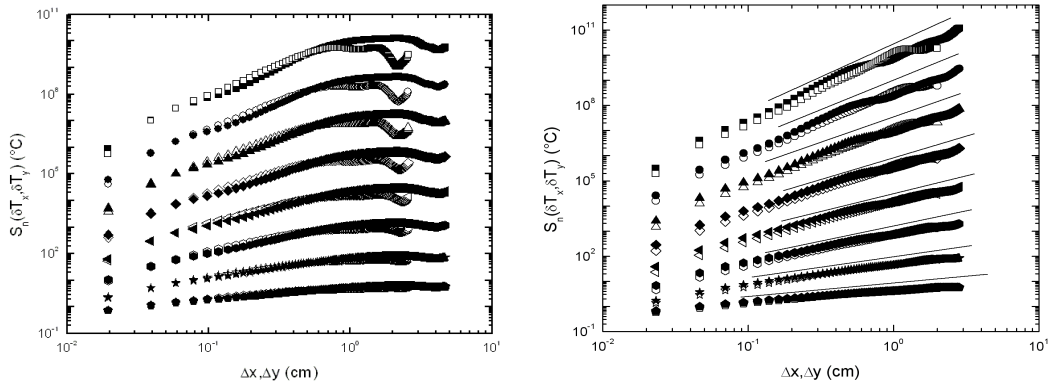
FIG. 8.7: Fonctions de structure des fluctuations de température à $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$

dient de température $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ respectivement à $\Delta T = 62^\circ\text{C}$. La figure 8.9 présente les fonctions de structure des fluctuations de température, de l'ordre $n = 1$ à $n = 8$. Nous obtenons un comportement en loi de puissance, avec des exposants ζ_n qui augmente avec l'ordre n .

Cependant, on ne constate aucune saturation avec les ordres élevés. Le champ de température montre une transition pour les gradients de température élevés. Le champ de température ne présente aucune intermittence.

La figure 8.10 illustre l'absence d'intermittence pour les ordres n élevés. De plus on constate un comportement étonnant des lois d'échelle du champ de température. En effet les exposants ζ_n sont supérieurs aux résultats prédits par Bolgiano et Obukhov. Et fait curieux, le champ de température présente un comportement de la loi en $n/3$ presque "parfait" (aucune intermittence).

Ce comportement est à notre connaissance observé pour la première fois. Afin d'obtenir une caractérisation complète de la convection à des gradients de température élevés, on étudie les fluctuations du champ de vitesse mais également de l'épaisseur.

FIG. 8.8: Exposant en fonction des moments pour $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$.FIG. 8.9: Fonctions de structure de la température d'ordre supérieur pour $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ et pour $\Delta T = 62^\circ\text{C}$.

8.5 Caractérisation de la vitesse pour ΔT élevé.

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats obtenus par une analyse des fonctions de structure des mesures de fluctuations de vitesse longitudinales

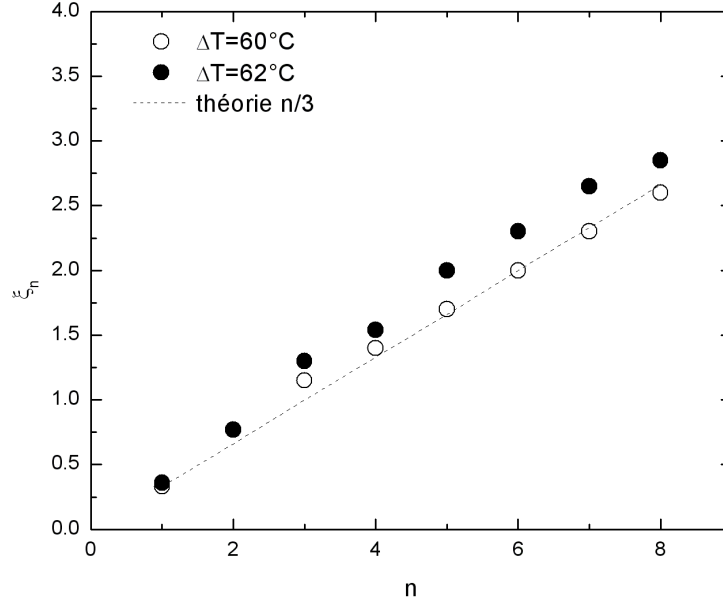


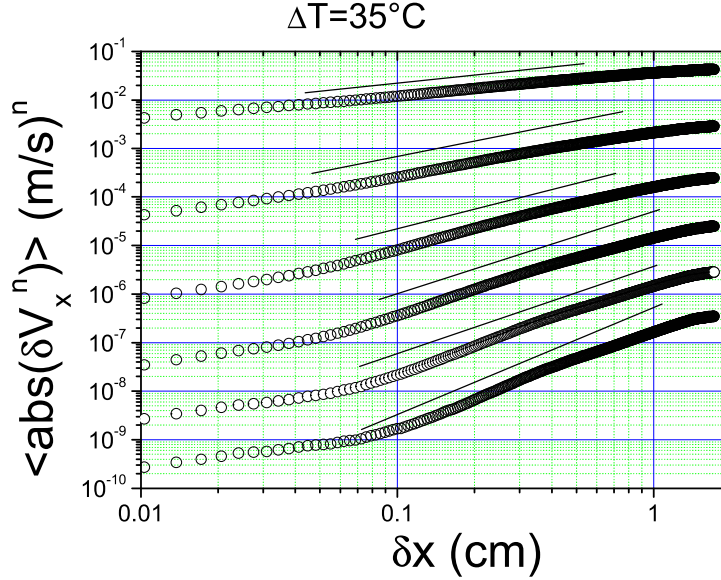
FIG. 8.10: Exposants en fonction de l'ordre n pour $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 62^\circ\text{C}$.

$V_x(x, y, t)$. On considère dans un premier temps un gradient de température $\Delta T = 35^\circ\text{C}$. Soulignons que la différence de température correspond à une estimation entre la température de la pièce et la température de la solution.

A partir d'une série temporelle de la vitesse en un point, on calcule les fonctions de structure des fluctuations de la vitesse. La figure 8.11 présente les fonctions de structure du champ de vitesse de l'ordre $n=1$ à $n=6$. On observe un comportement en loi de puissance avec des exposants ζ_n qui augmente avec l'ordre n , pour une gamme d'échelle de 0.1cm à 1cm similaire à la gamme qu'on observe pour les lois d'échelle δT . On constate également la présence d'une déviation pour les ordres élevés.

On l'a déjà évoqué, les variations de la vitesse pour la convection est prédite par Bolgiano et Obukhov, par la loi en $3n/5$.

La figure 8.12 confirme l'intermittence du champ de vitesse. Une comparaison est fait avec la loi d'échelle en $3n/5$, on constate que la déviation apparaît pour $n = 3$. Maintenant on s'intéresse au comportement du champ de la vitesse pour un gradient de température élevé. La figure 8.13 présente les fonctions de structure des fluctuations de vitesse de l'ordre $n = 1$ à $n = 6$ pour un gradient de température $\Delta T = 60^\circ\text{C}$. On observe toujours un com-

FIG. 8.11: Fonctions de structure des fluctuations de vitesse longitudinales en fonction de l'ordre n .

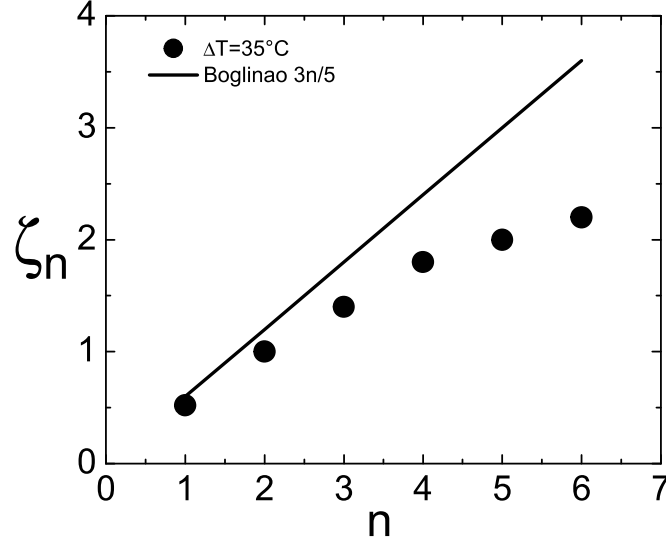
portement en loi de puissance qui suit la loi prédite par Bolgiano et Obukhov, en $3n/5$. La variation de l'exposant présente aucune déviation avec n . Elle suit "parfaitement" la loi en $3n/5$.

La figure 8.14 représente les exposants ζ_n en fonction de l'ordre n . La courbe illustre la dynamique des fluctuations de vitesse qui ne présente aucune intermittence et suit parfaitement la loi en $3n/5$. Ce résultat inattendu, montre que la dynamique du champ de température et du champ de la vitesse sont corrélées, bien que la loi d'échelle observée soit différente.

Précédemment nous avons constaté que les fluctuations du champ d'épaisseur, présentait un régime de Batchelor pour un gradient de température élevé. Rappelons que cette loi d'échelle s'illustre par une variation des fonctions de structure en fonction de r presque plate. Tout laisse à penser, que les fonctions de structure d'ordre supérieurs auraient le même comportement.

La figure 8.15 illustre les fonctions de structure des fluctuations d'épaisseur pour un gradient de température $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$. On observe un comportement presque plat, quelque soit l'ordre.

La dynamique du champ d'épaisseur est différente de la vitesse et de la température qui présente une transition étonnante. A l'heure actuelle, il est difficile d'expliquer cette transition pour la température, mais également

FIG. 8.12: Exposants ζ_n en fonction de l'ordre n pour $\Delta T = 35^\circ\text{C}$

pour la vitesse.

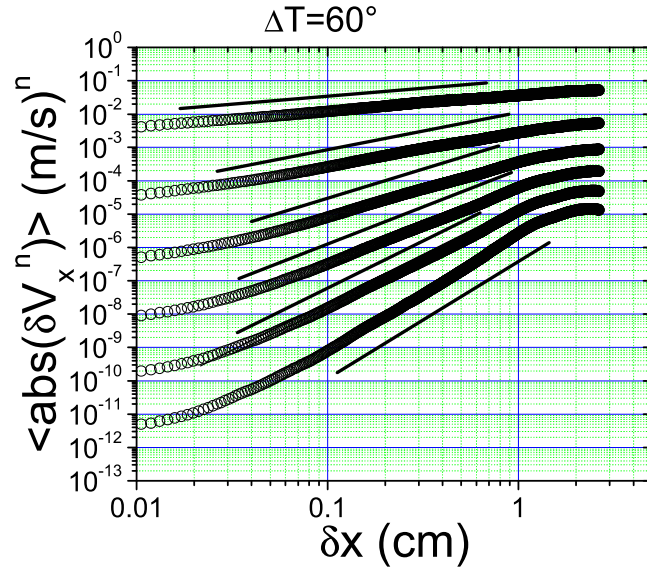
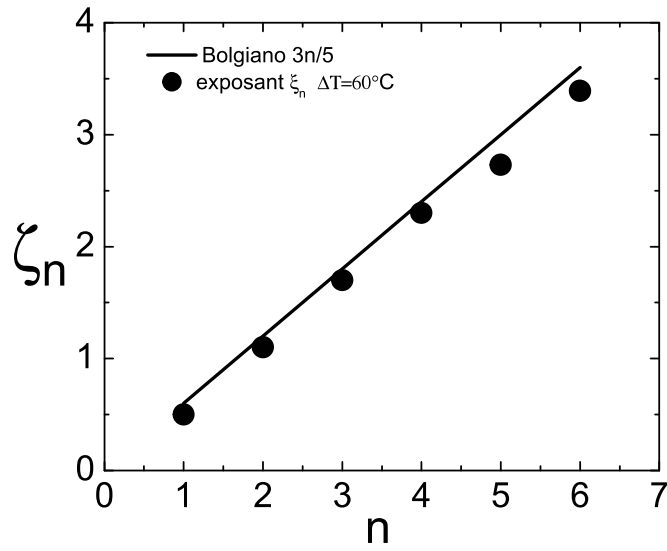
8.6 Conclusion.

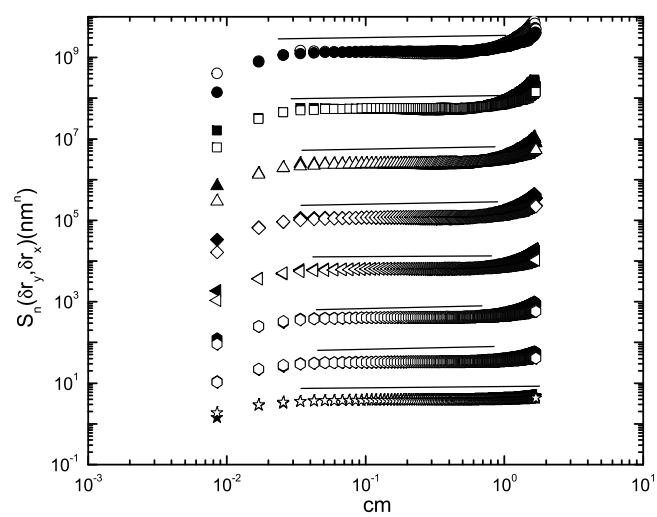
Dans cette partie nous avons étudié les fluctuations de température ayant lieu à la surface de la demi-bulle. Deux régimes ont été constaté, à savoir :

- Un régime pour les gradients de température faibles, où la dynamique des fonctions de structure du champ de température présente une loi d'échelle en $n/5$, avec une saturation pour les ordres élevés. Ce comportement a été également constaté dans des simulations 2D de Celani et al.[60]. Cette dynamique est déviée à celle prédite par Bolgiano[57] et Obukhov [55].

- En ce qui concerne le régime pour les forts gradients de température, on a observé que le champ de température ne présentait aucune intermittence, et qu'elle suivait parfaitement la loi en $n/3$.

Ce résultat étonnant est corrélé avec la dynamique du champ de vitesse qui présente également aucune intermittence et suit parfaitement une loi en $3n/5$. Pour autant, cette transition n'est toujours pas expliquée.

FIG. 8.13: Fonctions de structure des fluctuations de vitesse à $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ FIG. 8.14: Exposants ζ_n en fonction de l'ordre n des fluctuations de vitesse pour $\Delta T = 60^\circ\text{C}$.

FIG. 8.15: Fonction de structure des fluctuations d'épaisseur pour $\Delta T = 49.7^\circ\text{C}$

Chapitre 9

Conclusion générale.

L'idée principale de cette thèse était l'étude de structures cohérentes et la caractérisation de la convection de la demi-bulle.

L'étude de la dynamique des structures tourbillonnaires a mis en évidence un régime à temps court, plus précisément un comportement superdiffusif. On a ainsi montré une loi d'échelle universelle, avec pour exposant $\alpha = 1.6$. Une caractérisation de structures de grandes échelles tel que les ouragans a également été réalisé. Nous avons mis en lumière, une dynamique identique aux structures cohérentes évoluant à la surface de la demi-bulle. De ce fait, une analogie entre nos structures et les ouragans a été souligné.

La caractérisation de la convection de la demi-bulle de savon, consistait en une étude du champ d'épaisseur, du champ de vitesse et également du champ de température. Pour les fluctuations d'épaisseur un comportement analogue au film plan a été montré, avec deux types de régimes :

- Pour un gradient de température faible, on a observé un comportement en loi d'échelle avec un exposant α proche de la valeur 0.4. Ce résultat est analogue au régime de Bolgiano prédit dans le cadre de la convection atmosphérique stratifiée.

- Pour des gradients de température élevés, une transition a été mis en évidence avec une loi d'échelle dont le comportement est presque plat, avec un exposant très faible. Ce résultat est similaire au régime dit de Batchelor.

Lors de l'étude des fluctuations de la température, deux régimes ont également été soulignés. Un premier régime concernant les faibles gradient de température a montré de l'intermittence avec un comportement qui dévie de la loi en $n/5$ prédite par Bolgiano et Obukhov prévue dans le cadre de la convection turbulente stratifiée et stable. A contrario un résultat étonnant a été mis en évidence pour les forts gradients de température. En effet le champ de température ne présente plus d'intermittence et une transition a été également soulignée. En outre le champ de température présente un

comportement en loi d'échelle qui suit presque "parfaitement" la loi en $n/3$.

Ce résultat étonnant est corrélé par le champ de vitesse, qui pour sa part suit quasi "parfaitement" la loi d'échelle en $3n/5$, prédit par Bolgiano et Obukhov pour des gradients de température élevé.

Bibliographie

- [1] "Double-diffusive convection in freely suspended soap films" by Martin, X.L. Wu, PRL, 1998.
- [2] "turbulence : the legacy of Kolmogorov" by Frisch, *cambridge university press*, 1995.
- [3] "High-order velocity structure functions in turbulent shear flows" by Anselmet, Gagne and al, 1984, fluid mech 140, pp. 63-89.
- [4] "Universal scaling laws in fully developed turbulence" by Z. She and E. Leveque, PRL 72(3), pp. 336-339, 1994.
- [5] "Structure of the temperature field in turbulent flows" by A. Obukhov, DOKL. AKAD. NAUK, SSSR 13, 1949.
- [6] "On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence" by S. Corrsin, J. Applied phys 22(4), pp. 469-473, 1951.
- [7] "Anomalous scaling of a randomly advected passive scalar", PRL, vol 72(7), 1994.
- [8] "Scalar turbulence" by Shraiman and Siggia, Nature, vol 405, 2000.
- [9] "Relative dispersion of constant level balloons in 200mb general circulation" by P. Morel and M. Larcheveque, J. atmos. Sci. 31, 1974.
- [10] "Two dimensional turbulence : a physicist approach" by P. Tabeling, report and progress in physics, 2002.
- [11] "Two-dimensional turbulence : a review of some recent experiments" by H. Kellay and W.I. Goldburg, reports on progress in physics. 65, 2002.
- [12] "Inertial ranges in two-dimensional turbulence" by R. H. Kraichnan, physics of fluids 10(7), pp. 1417-1423, 1967.
- [13] "Universal direct cascade in two-dimensional turbulence" by G. Falkovich and V. Lebedev, phy. Rev. E, 50, 1994.
- [14] "On the spectrum and decay of random two-dimensional vorticity distributions at large Reynolds number", by P. G. Saffman, Studies in applied mathematics 50(4), pp. 377-383, 1971.

- [15] "In advances in turbulence" by H. K. Moffatt, Springer-Verlag Berlin, 1986.
- [16] "Power spectra in two-dimensional turbulence" by R. Benzi, G. Paladin and A. Vulpiani, physical Review A, vol 42(6), 1990.
- [17] "Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence" by G.K Batchelor, physics of fluids 12, pp.233-239, 1969.
- [18] "Spectra of decaying turbulence in a soap film" by B. Martin, X.L. Wu, W.I. Goldburg and M.A. Rutgers, PRL 80(18), pp.3964-3967, 1998.
- [19] "Vorticity measurements in turbulent soap films" by H. Kellay, X.L. Wu and W.I. Goldburg, PRL, vol 80(2), 1998.
- [20] "Forced 2D turbulence :experimental evidence of simultaneous inverse energy and forward enstrophy cascades" by M.A. Rutgers, PRL, vol 81(11), 1998.
- [21] "Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid" by G.K. Batchelor, fluid Mech 5, 113, 1959.
- [22] "Two-dimensional grid turbulence in a thin liquid film" by Y. Couder, j phys letters 45, 353, 1984.
- [23] "On the hydrodynamics of soap films" by Y. couder, J.M. Chomaz, M. Rabaud, physica D 37(1-3), pp. 384-405, 1989.
- [24] "A liquid film (soap film) tunnel to study two-dimensional laminar and turbulent shear flows." by M. Gharib and P. Derango, physica D 37 (406), 1989.
- [25] "Experiments with turbulent soap films" by H. Kellay, X.L. Wu and W.I. Goldburg, PRL 74(20), pp.3975-3978, 1995.
- [26] "Atmospheric convection" by K.A. Emanuel, oxford university Press, 1994.
- [27] "From laminar plumes to organized flows : the onset of large-scale circulation in turbulent thermal convection" by H.-D. Xi, S. Lam and Ke.-Q. Xia, J. fluid. mech, vol 503,pp.47-56, 2004.
- [28] "Non-bussinesq effet : thermal convection with broken symmetry" by J. Zhang, S. Childress and A. Libchaber, phys. Fluids 9(4),1997.
- [29] "Sacling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection" by B. Castaing and al., J. Fluid Mech. 204, 1989.
- [30] "Sheared boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection" by T.H. Solomon and J.P. Gollub, PRL 64, pp.2382-2385, 1990.
- [31] "Turbulent convection over rough surfaces" by Y. Shen, P. Tong and K.-Q. Xia, PRL 76,pp.908-911,1996.

- [32] "Scaling in thermal convection : a unifying theory" by S. Grossmann and D. Lohse, *J. Fluid Mech*, vol 407, pp.27-56, 2000.
- [33] "Turbulent heat flow : structures and scaling" by L. P. Kadanoff, American institute of physics, 2001.
- [34] "Density fluctuations in strongly stratified two-dimensional turbulence" by J. Zhang, X.L. Wu and K. -Q. Xia, *PRL* 94(17), 2005.
- [35] "Double diffusive convection in freely suspended soap films" by Martin, Wu, *PRL* 80, pp. 4187-4188, 1998.
- [36] "On the hydrodynamic of soap film" by Y. Couder, J.M. Chomaz and M. Rabaud, *physica D* 37, pp. 384-405, 1989.
- [37] "Hydrodynamic convection in two-dimensional couette cell" by X.L. Wu and al., *PRL* 75(2), pp236-239, 1995.
- [38] *M. Rivera, P. Vorobieff and R. Ecke, PRL* 81, 1998.
- [39] "Thickness fluctuations in turbulent soap films" by O. Greffier, Y. Amarouchene and H. Kellay, *PRL*, vol 88(19), 2002.
- [40] "Infrared technique for measuring thickness of a flowing soap film" by X.L. Wu and al., *Review of scientific instruments*, vol 72(5), 2001.
- [41] "Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere" by R. Bolgiano, *Journal of geophysical research*, vol 64(12), 1959.
- [42] G.K. Batchelor, *J. Fluid. Mech.* 5,113, 1959.
- [43] Y. Amarouchene and H. Kellay, *PRL*, vol 93, 2004.
- [44] J. Sommeria, *J. Fluid. Mech.* 170(139), 1986..
- [45] "Two-dimensional grid turbulence in a thin liquid film" by Y. Couder, *J. Physique lett.*45, 353, 1984..
- [46] "A liquid film (soap film) tunnel to study two-dimensional laminar and turbulent shear flows" by M. Gharib and P. Derango, *physica D*, 37(406), 1989.
- [47] "Experiments with turbulent soap films", by H. Kellay, X.L. Wu and W.I. Goldburg, *PRL* 74(20), 1995.
- [48] "velocity fluctuations in a turbulent soap film : The third moment in two dimensions", by A. Belmonte, W.I. Goldburg, H.Kellay, M.A. Rutgers, B. Martin and X.L Wu, *Phys. Fluids*, vol11(5), 1999.
- [49] "Turbulence in flowing soap films : Velocity, Vorticity, and Thickness fields" by Michael Rivera, Peter Vorbieff, and Robert E. Ecke, *PRL*, vol 81, 1998.
- [50] "Vorticity measurements in turbulent soap films" by H. Kellay, X.L. Wu and W.I. Goldburg, *PRL*, vol 80(2), 1998.

- [51] "Velocity intermittency in a buoyancy subrange in two-dimensional soap film convection experiment", by J. Zhang and X.L. Wu, *PRL* 94(23), 2005.
- [52] "Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere", by R. Bolgiano, *journal of geophysical research*, vol 64(12), 1959.
- [53] A.M Obukhov, *IZV. Akad Nauk SSSR*, 1949.
- [54] " On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence" by Stanley Corrsin, *journal of applied physics*, vol 22, 1951.
- [55] "Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere" by R. Bolgiano, *journal of geophysical research*, 1959.
- [56] "Scaling laws and dissipation scale of a passive scalar in fully developed turbulence" by G. Ruiz-Chavarria, *physica D*, 99, pp.369-380, 1996.
- [57] "Passive scalar intermittency in low temperature helium flows" by F. Moisy and al., *PRL*, vol 86(21), 2001.
- [58] "Thermal plume turbulence" by A. Celani and al, *physics of fluid*, vol 13, 2001
- [59] "Temperature structure functions in the Bolgiano regime of thermal convection" by L. Skrek and al, *PRE* 66, 2002.
- [60] "Thermal radiation and thickness fluctuations in freely suspended liquid films", by Jie Zhang, X.K. Wu and Nasser Rashidnia, *physics of fluids*, 2006.
- [61] "Prediction of a global climate change on jupiter" by Philip S. Marcus, *Nature*, vol 428, 2004.
- [62] "Vortex dynamics of the two-dimensional turbulent shear layer" by Hassan. Aref and Eric D. Siggia, *J. Fluid. Mech*, vol 100, pp. 705-737, 1980.
- [63] "The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flow" by James C. McWilliams, *J. fluid mech.*, vol146, pp. 21-43, 1984.
- [64] "Vortex motion driven by a background vorticity gradient" by David A. Schecter and Daniel H. E. Dubin, *PRL*, vol 83, number 11, 1999.
- [65] "Observations of zonal flow created by potential vorticity mixing in a rotating fluid" by Julien Aubert and al, *Geophysical research letters*, vol 29, 2002.
- [66] "Particle diffusion in a quasi two-dimensional bacterial bath" by Xia-Lun Wu and Albert Libchaber, *PRL*, vol 84, 2000.
- [67] "Asymptotic solutions of continuous-time Random Walks" by M. F. D. Shlesinger, *Journal of statistical physics*, vol 10, 1974.

- [68] "Subdiffusion and anomalous local viscoelasticity in actin networks" by F. Amblard and al, *PRL*, vol77, number 21, 1996.
- [69] "Drude approach to anomalous diffusion/ application to Richardson dispersion in turbulent flows" by I.M Sokolov, A. Blumen and J. Klafter, *europhysics letters*, 47(2), pp.152-157, 1999.
- [70] "Anomalous diffusion resulting from strong asymmetric random walks" by Eric R. Weeks and Harry L. Swinney, *physical review E*, vol 57, 1998
- [71] "Lévy stable distributions for velocity and velocity difference in systems of vortex elements" by I. A. Min, I. Mezic and A. Leonard, *physics of fluids*, 1996.
- [72] "Lévy dynamics of enhanced diffusion : application to turbulence" by M. F. Shlesinger, B.J. West and J. Klafter, *Physical review letter*, vol58, 1987.
- [73] "Anomalous diffusion in disordered media : statistical mechanisms, models and physical applications.
- [74] "Thermodynamic control of hurricane intensity" , by Kerry A. Emanuel, *Nature*, vol 401, 14 oct 1999.
- [75] "Dissipative heating and hurricane intensity", by M. Bister and K. A. Emanuel, *Meteorol. atmos. phys.* 65, 233-240 (1998).
- [76] "Current understanding of tropical cyclone structure and intensity changes", by Y. Wang and C.-C. Wu, *Meteorol Atmos Phys* 87, 257-278 (2004).
- [77] "Increasing destructiveness of tropical cyclones over the past 30 years", by Kerry Emanuel, *Nature*, vol 436, 4 août 2005.
- [78] "Changes in tropical cyclone number duration and intensity in a warming environment", by P. J. Webster and al, *Science* 309, 1844 (2005).
- [79] "Bad weather ahead", by Alexandra witze, *Nature*, vol 441, 1 juin 2006.
- [80] "Hurricane intensity and eyewall replacement", by Robert A. Houze, *Science*, vol 315, 2 mars 2007.
- [81] "Fundamentals of geophysical fluid dynamics", by James C. Williams, *Cambridge university Press*.

