



HAL
open science

Mélange induit par un écoulement au travers un réseau aléatoire d'obstacles

Cédric Besnaci

► **To cite this version:**

Cédric Besnaci. Mélange induit par un écoulement au travers un réseau aléatoire d'obstacles. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2012. Français. NNT : 2012INPT0003 . tel-04225830

HAL Id: tel-04225830

<https://theses.hal.science/tel-04225830>

Submitted on 3 Oct 2023

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Institut Polytechnique National de Toulouse*
Discipline ou spécialité : *Dynamique des fluides*

Présentée et soutenue par **Cédric Besnaci**

Le **17 Janvier 2012**

Titre : *Mélange induit par un écoulement U_i travers un réseau aléatoire d'*

JURY

Fabien Anselmet
Fabrice Lemoine
Pascal Fede
Michel Lance
Frédéric Risso
Véronique Roig

Rapporteur
Rapporteur
Membre
Président
Co-Directeur de Thèse
Directrice de Thèse

Ecole doctorale : *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)*
Unité de recherche : *Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)*
Directeur(s) de Thèse : *Véronique Roig, Frédéric Risso*

Table des matières

1	Introduction Générale	7
1.1	Avant-propos	7
1.2	Généralités sur le problème du mélange en écoulement monophasique	9
1.3	Que sait-on sur le mélange en écoulement dispersé à grand nombre de Reynolds particulière ?	11
1.4	Objectifs de ce travail de recherche	13
2	Présentation du dispositif expérimental et de l'écoulement	15
2.1	Le dispositif expérimental.	15
2.1.1	Le canal	15
2.1.2	Le réseau aléatoire d'obstacles.	16
2.2	Propriétés hydrodynamiques dans le réseau aléatoire d'obstacles.	21
2.2.1	Décomposition statistique pour l'étude de l'écoulement dans le réseau	21
2.2.2	Propriétés de l'agitation régnant au sein du réseau	22
2.3	Définition de l'expérience de mélange	24
2.4	Conclusion du chapitre	28
3	Techniques de mesure par imagerie laser	29
3.1	La Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF)	29
3.1.1	Principe de la fluorescence	29
3.1.2	Fluorescence induite par laser (LIF) et absorption	30
3.1.3	La molécule fluorescente considérée	31
3.2	La chaîne PLIF	34
3.2.1	Le laser	34
3.2.2	La caméra	35
3.2.3	Le plan de mesure	35
3.3	Corrections du signal de fluorescence	36
3.3.1	Origine du bruit et autres perturbations dans les mesures	36
3.3.2	Méthodologie de mise en oeuvre de la PLIF	38
3.4	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	43
3.4.1	L'ensemencement	43
3.4.2	L'acquisition	44
3.4.3	Le calcul des champs de vitesse	46

3.5	Conclusions du chapitre	47
4	Premières observations des mécanismes de mélange d'un scalaire dans le réseau	49
4.1	Influence du Nombre de Reynolds particulaire Re	50
4.2	Mécanisme de mélange à petit nombre de Reynolds	53
4.3	Mécanisme de mélange à grand nombre de Reynolds	57
4.4	Transition vers le mélange à grand Re	61
4.5	Conclusion	62
5	Description statistique du transport et du mélange dans le réseau	65
5.1	Etude du méandrement du champ de concentration	65
5.1.1	Calcul de la position du barycentre G du champ instantané de concentration	66
5.1.2	Evolution des barycentres des champs instantanés au cours du temps	67
5.1.3	Evolution de l'écart-type σ_G des positions du barycentre	71
5.2	Etude des champs moyens de concentration	72
5.2.1	Hypothèses et définitions des différentes moyennes utilisées	75
5.2.2	Discussion des hypothèses et de la convergence statistique	76
5.2.3	Evolution des champs moyens de concentration avec Re	87
5.3	Estimation d'un coefficient de diffusion propre à l'écoulement	87
5.3.1	Equation de transport d'un soluté dans le réseau aléatoire de sphères fixes . .	87
5.3.2	Evolution longitudinale des variances des profils moyens de concentration . .	90
5.3.3	Evolution du coefficient de diffusion en fonction du nombre de Reynolds et discussion	93
5.4	Conclusion	95
6	Analyse spectrale	97
6.1	Définitions, notations et méthode de détermination des spectres	97
6.1.1	Spectres de la vitesse	97
6.1.2	Spectres des fluctuations de concentration	101
6.2	Spectre en espace des fluctuations de vitesse	101
6.3	Spectre en fréquence des fluctuations de vitesse	106
6.4	Spectre en espace des fluctuations de concentration	110
6.5	Synthèse et conclusion	115
7	Conclusion Générale	119

Résumé-Abstract**Résumé**

Ce travail s'inscrit dans le cadre de nos recherches sur les écoulements à bulles. C'est l'étude expérimentale du mélange d'un traceur très peu diffusif (fluoresceine dans l'eau) dans l'écoulement instationnaire engendré par le passage d'un écoulement uniforme au travers d'un réseau d'obstacles sphériques (2% de fraction volumique) répartis aléatoirement dans l'espace. Cet écoulement reproduit correctement les caractéristiques de l'agitation dans un essaim de bulles en ascension. La vitesse du fluide est mesurée par PIV de manière assez classique. Le traceur est injecté en amont du réseau et l'évolution de sa concentration est mesurée par PLIF. L'utilisation de la PLIF pour mesurer des champs de grande extension (15 cm) et avec une grande dynamique d'intensité lumineuse fluorescée constitue une contribution importante de ce travail. Les résultats ainsi obtenus montrent que, à petit nombre de Reynolds, le mélange est régi par les forts gradients de vitesse qui existent dans le voisinage des sphères. A grand nombre de Reynolds, il est maîtrisé par la turbulence qui se développe alors. L'analyse des résultats comporte deux parties principales : (1) une analyse statistique des profils de concentration aboutissant à la détermination d'un coefficient de diffusion effectif et (2) une description de la distribution spectrale des fluctuations de vitesse et de concentration.

mots-clés : écoulement à bulles, mélange, PIV, PLIF, coefficient de diffusion effectif

Abstract

This research is a part of our research about bubbly flows. Experiments are performed about mixing of a high Schmidt scalar component (fluorescein in water) by the agitation generated by the flow through a random array of fixed spheres (at high Re and with a volume fraction of solid equal to 2%). This flow mimics for a great part the agitation in the liquid phase of a bubble swarm rising in a liquid otherwise at rest. The velocity of the liquid is estimated from PIV measurements. The scalar is injected through a point source in the array and the evolution of its concentration is estimated by PLIF method. An important part of this research is the measurement of large fields of concentration (15 cm) with a good precision by PLIF. The results show that, at moderate Reynolds number (100), mixing is controlled by the steep velocity gradients located near the spheres, while, at large Reynolds number, it is controlled by the turbulence that develops. The analysis of the results is composed of two parts : (1) the statistical analysis of the spatial distribution of scalar concentration, and the determination of an effective diffusion coefficient, (2) a spectral analysis of the velocity and concentration fields.

key-words : bubbly flows, mixing, PIV, PLIF, effective diffusion coefficient

Remerciements

Je remercie Messieurs Fabien Anselmet et Fabrice Lemoine pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mon document, Pascal Fede d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et Michel Lance pour l'avoir présidé.

Je remercie tout le personnel de l'IMFT pour leur participation à la réussite de ce travail, notamment le service informatique qui a toujours su me dépanner même sans envoi de mail à "sos-informatique". Un remerciement particulier à Bruno Bourret qui a toujours su écouter mes plaintes concernant le mode de chauffage du Hall Bouasse et à Moïse Marchal qui a accepté mes légers piques sur ces tenues vestimentaires et sa défaite au bras de fer. Je remercie également Marie-Hélène Manzato qui m'a supporté pendant ces trois ans de thèse malgré mes faibles connaissances de la vie administrative, notamment lorsqu'il s'agit de distinguer une mutuelle de la sécurité sociale

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans le soutien technique de l'atelier. Je remercie particulièrement Jean-Pierre Escafit, Laurent Mouneix et Jean-Marc Sfedj pour leur disponibilité et leur grande efficacité sachant que j'ai su au bout de deux ans et demi qu'il fallait remplir un bon de travail avant une quelconque intervention sur une manip. Je remercie également le service "Signaux et Images" pour leurs compétences et leurs dévouements. Un sincère merci à Emmanuel Cid pour l'étude PIV et toute l'installation qu'elle nécessite, et surtout un merci sans fin à sa "majesté" Sébastien Cazin. Sa modestie en prendra un coup mais tant pis : il m'a initié aux techniques d'imageries laser avec la passion qu'on lui connaît et prouve jour après jour que les thèses expérimentales ont besoin de personnes compétentes et disponibles pour aboutir à de bons résultats. L'institut de mécanique des fluides de Toulouse est très chanceuse d'avoir une personne comme Sébastien au sein de son effectif

Un très grand merci à tous les membres du groupe INTERFACE. La disponibilité et la sympathie des personnes qui le composent ont permis de créer une ambiance et un dynamisme exceptionnels. Je remercie l'ensemble des permanents pour m'avoir permis d'accéder à ce groupe en prenant le risque lié au financement original que l'on connaît. Je remercie en particulier François Charru responsable du groupe INTERFACE à mes débuts, Dominique Legendre, qui lui a succédé en imposant un certain impact physique (notamment sur le terrain de football). Je remercie également Jacques Magnaudet pour avoir essayé de me chamberer bien qu'il n'ait jamais fait le poids malgré sa connaissance du terrain (La ciotat et ses bourgades environnantes). Un merci également à Patricia Ern, dont le sourire et la bonne humeur permettait de me remettre de mes émotions après toute une journée passée dans le bureau à côté. Je remercie également Grégory Ehses pour son aide, toujours dans la joie et la bonne humeur, malgré un souci capillaire persistant. Enfin, un grand merci à Catherine Colin, toujours disponible, efficace et souriante, qui a été comme une deuxième mère pour Brian et moi à l'ICMF.

Je remercie également l'ensemble des thésards qui était présent tout au long de cette aventure.

Un merci tout d'abord pour ceux qui ont eu la chance ou la malchance de partager mon bureau : Serge Adjoua (qui ne balance pas), Irène Renaud qui a su gentillemerit rire à toutes mes blagues et qui m'a redonné confiance pendant les moments de doute, Jaime Latifa pour l'ambiance salsa et enfin Nicolas Abi-Chebel, grand intermittent du spectacle. Je remercie également l'ensemble des autres thésards pour leur soutien et l'ambiance agréable qu'ils ont su conserver tout au long de cette expérience : Lucia, Benjamin, René, Thomas, Romain, Jérôme, Joel, Marie, Mickael, Eric, Oliver, Manel : merci !! Je remercie en particulier Brian "ABBA" Verthier et Antoine "Air" Fourière, mes compagnons de manip dans le hall Bouasse. Je remercie Emmanuella Bouche pour sa patience, sa gentillesse et les fraises TAGADA, Marco, l'étalon italien, Agathe Chouippe qui m'a toujours épaulé, à la fois administrativement, scientifiquement, humainement, rédactionnellement, extra scolairement,joliement. Un merci tout particulier à Mélanie Leroux, toujours adorable et attentionnée avec moi, et qui accepté de nombreux têtes à têtes même si mon collègue Yoahnn Legac, thésard le plus cultivé de France, n'était pas toujours d'accord.

Je remercie mes "chefs" qui m'ont accompagné durant ces trois années. Tout d'abord Frédéric Risso pour sa rigueur scientifique et enfin, the last but not least, Véronique Roig, qui a su gérer à merveille, à la fois humainement et scientifiquement, cette fin de thèse qui a parfois connu des moments difficiles. Je me permets pour une fois de la tutoyer : Véro, tu es la meilleure !!

Enfin, je remercie toute ma famille, qui n'a pas forcément toujours compris en quoi consistait mon travail mais qui m'a toujours soutenu.... Une pensée particulière à la femme de ma vie, ma mère, sans qui rien n'aurait été possible. Aucun fils n'aura eu meilleure mère : Maman, je t'aime !

Chapitre 1

Introduction Générale

1.1 Avant-propos

Dans le cadre d'un travail de recherche sur le mélange on peut se demander ce qu'est le mélange et quels sont les mécanismes qui permettent de favoriser la dispersion d'un soluté dans un écoulement.

D'un point de vue physique, le mélange est une union en proportion indéfinie d'au moins deux corps qui gardent leurs propriétés spécifiques (LITRE (1882)). L'action de mélanger quant à elle peut se résumer à « unir des choses pour former un tout », (REY & TANET (1994)).

Si l'on considère l'état au repos de deux espèces disposées dans deux régions ségréguées d'un même volume, mélanger consistera à atteindre un état d'uniformité où la composition du milieu est homogène dans la totalité du volume. Le mélange peut s'établir soit d'une manière naturelle dans un milieu au repos sous l'action de la diffusivité moléculaire de l'espèce considérée ou alors d'une manière forcée lorsqu'une action extérieure favorise l'homogénéisation du milieu, comme par exemple une agitation mécanique permettant une mise en mouvement macroscopique à l'intérieur de ce milieu. Les expériences de la vie quotidienne nous apprennent que le mélange est d'autant plus efficace et rapide que le milieu est agité. C'est le cas de toutes les actions menées en cuisine comme lorsque l'on sale une casserole d'eau par exemple. Le fait de mélanger et d'agiter une cuillère en bois dans une casserole tend à faire parcourir au sel introduit la quasi totalité du volume considéré et favorise ainsi les processus d'uniformisation. La convection naturelle ou celle engendrée par une ébullition participent également de manière active au mélange.

Les problématiques de mélange que l'on trouve dans les applications industrielles ou dans la nature diffèrent en de nombreux aspects. Il peut s'agir, à l'échelle environnementale, de la dispersion du plancton dans les océans ou encore des processus de mélange favorisant le développement des nuages dans le ciel. Parallèlement à ces phénomènes naturels, les études de mélange, dans l'industrie, peuvent se rapporter aux procédés de combustion entre différentes phases dans un moteur ou encore à l'efficacité d'un réacteur chimique de type colonne à bulles. Les applications et enjeux liés à une bonne compréhension des lois de mélange sont donc extrêmement variés.

Les mécanismes physiques mis en jeu au cours de ces phénomènes s'établissent sur des gammes d'échelles très différentes et pour des types d'écoulements très variés. Nous pouvons résumer une

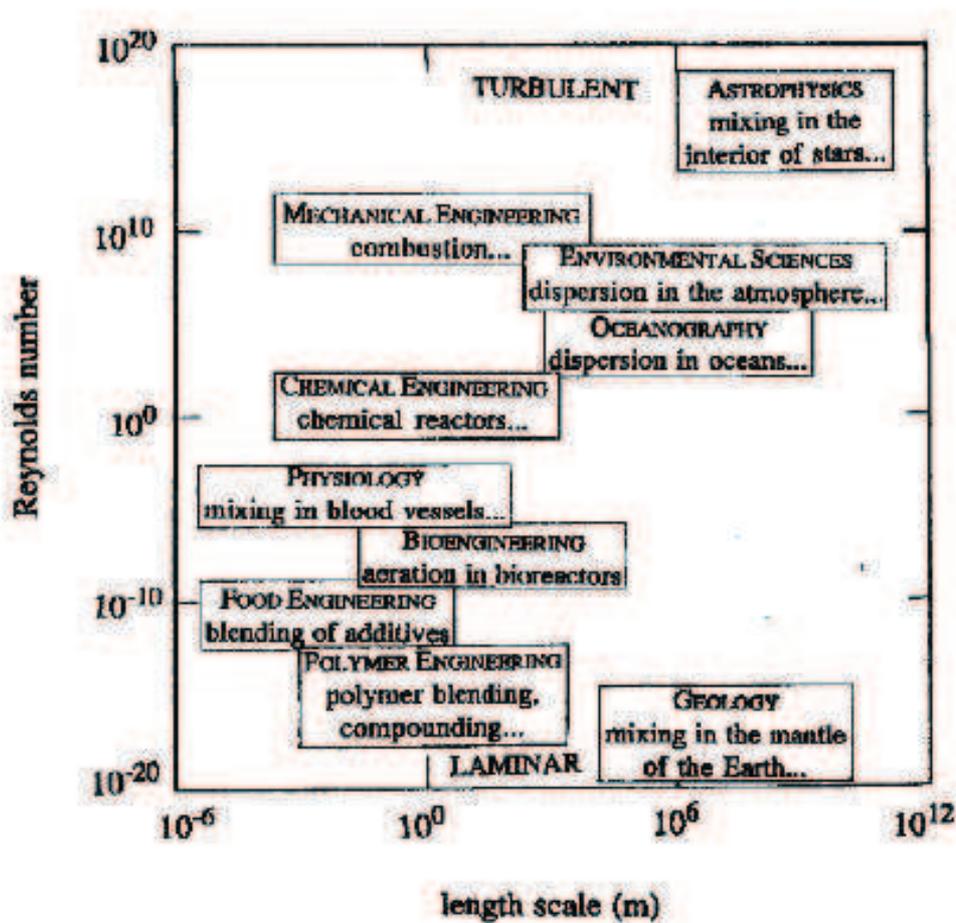


FIGURE 1.1: Classification des contextes associés aux mécanismes de mélange, OTTINO (1990)

première classification des différents contextes des problèmes de mélange en fonction du nombre de Reynolds propre à l'écoulement sous-jacent utilisé et des échelles de longueurs qui s'y établissent à l'aide du diagramme d'Ottino. Nous pouvons voir ainsi que les différents domaines d'étude se répartissent sur de très larges gammes d'ordres de grandeur de l'échelle de longueur caractéristique et du nombre de Reynolds (figure 1.1). Au regard de ce diagramme, nous pouvons constater la complexité et le grand nombre de phénomènes physiques mis en jeu concernant le mélange.

Ce travail de recherche vise une meilleure compréhension du mélange d'un scalaire passif dans les écoulements multiphasiques dispersés et plus particulièrement les écoulements à bulles. Bien qu'ils soient utilisés dans de nombreuses applications industrielles, les phénomènes physiques mis en jeu dans de tels écoulements sont très complexes et demeurent mal connus. Aujourd'hui, la compréhension du mélange dans ces écoulements particuliers reste très limitée et aucun modèle physique ou théorique ne sait complètement prédire comment un soluté se disperse ou encore comment la chaleur se diffuse au sein de ces écoulements. Le travail expérimental que nous allons présenter est consacré à l'étude et la compréhension des mécanismes qui assurent la diffusion et le transport d'un soluté au sein d'un réseau d'obstacle considéré comme un modèle d'écoulement à

bulles.

1.2 Généralités sur le problème du mélange en écoulement monophasique

Déjà en écoulement turbulent monophasique, le mélange d'un constituant est un problème physique relativement complexe qui demande de comprendre des mécanismes spécifiques et requiert de considérer des statistiques différentes de celles nécessaires à la description de l'hydrodynamique seule. Nous considérons l'équation de transport d'une concentration C :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_i \frac{\partial C}{\partial x_i} = D \Delta C \quad (1.1)$$

(où u_i est la composante de la vitesse dans la direction i , C la concentration et D la diffusivité moléculaire du constituant). Cette équation est linéaire en concentration. Mais elle témoigne du couplage entre le champ de concentration et le champ des vitesses et du rôle de la diffusivité moléculaire D qui interviendra notamment aux plus petites échelles. Ces deux effets suffisent à rendre plus complexe le comportement statistique du transport et du mélange des concentrations. Cette équation permet également de constater que le mélange dépend du nombre de Reynolds $Re = \frac{UL}{\nu}$ et du nombre de Péclet $Pe = \frac{UL}{D}$ (ou de Schmidt $Sc = \nu/D$) où U , L et ν sont les échelles de vitesse, de longueur et la viscosité cinématique moléculaire. Comme le souligne WARHAFT (2000), le couplage fort entre les grandes et les petites échelles de la concentration dans un écoulement turbulent rend les modèles de comportement universel des plus petites échelles, même à grands Re et Pe , relativement peu représentatifs. Par ailleurs, l'intermittence des petites échelles est plus marquée pour les fluctuations de concentration que pour les fluctuations de vitesse et renforce donc les écarts à la gaussianité. Enfin les petites échelles sont loin d'avoir un comportement isotrope. Les caractéristiques du mélange sont donc reliées aux caractéristiques de la turbulence mais s'en démarquent par des effets propres qui justifient des études dédiées au mélange.

Dans les approches de type ingénieur du mélange turbulent, le regard est plutôt tourné vers les caractéristiques du transport à des échelles proches de l'échelle intégrale. Il s'agit en général de se doter de modèles pour prédire la décroissance temporelle de la variance des concentrations ou le flux turbulent de concentration $\overline{u'c'}$ (où $\overline{\cdot}$ représente l'opérateur de moyenne statistique). Là encore, la phénoménologie du mélange est complexe et aucun modèle général n'existe vraiment.

En 1921 Taylor a proposé une théorie fondatrice pour la modélisation de la diffusion turbulente (TAYLOR (1921); HINZE (1959)). La diffusion turbulente y est représentée par l'analyse lagrangienne de mouvements de particules fluides conservant leurs propriétés (c'est à dire à grand Sc), les mouvements résultant d'un processus aléatoire continu, ayant une mémoire temporelle. Taylor montre, qu'en écoulement turbulent homogène isotrope, à condition de considérer le mélange sur des temps longs (c'est à dire supérieurs à l'échelle intégrale de temps lagrangienne), le flux turbulent peut être représenté par un modèle formellement semblable à une loi de Fick avec un coefficient de diffusion turbulente constant :

$$\overline{u'c'} = -K^t \vec{\nabla} C, \quad (1.2)$$

où K^t est le coefficient de diffusion turbulente qui s'écrit en fonction de la variance des vitesses $\overline{u^2}$ et de l'échelle intégrale de temps lagrangienne T_L selon la relation :

$$K^t = \overline{u^2} T_L. \quad (1.3)$$

La simplicité de ce modèle de fermeture et sa représentativité correcte du mélange dans des configurations simples d'écoulements cisailés a assuré son succès dans les modèles de fermeture utilisés dans l'ingénierie. Ce modèle manque cependant de précision et peut également être mis en défaut. C'est le cas notamment en frontière d'écoulements du type jets ou sillages où l'intermittence de frontière associée aux grandes échelles et aux structures cohérentes ne permet pas de décrire le mélange dans le cadre d'un modèle supposant la continuité de la turbulence. Il faut alors introduire des modèles mixtes où les petites échelles causent une diffusion qui suit une loi de type gradient et où les mouvements turbulents aux grandes échelles engendrent un transport de type convectif à leur vitesse propre (HINZE (1959); POPE (2000)). Dans tout problème de mélange il est donc important d'examiner la validité et la représentativité des modèles de flux basés sur le gradient de la concentration moyenne.

Même si l'on sait aujourd'hui que le comportement des fluctuations de concentration aux petites échelles n'est pas nécessairement isotrope, est très marqué par l'intermittence et n'est pas universel à cause du couplage avec les grandes échelles, il est cependant intéressant de rappeler les théories phénoménologiques développées par Kolmogorov-Obukhov-Corrsin (KOC) et Batchelor qui fournissent des lois d'échelle du spectre de concentration à condition d'accepter un comportement universel des plus petites échelles de la turbulence. Le caractère approché de ces théories ne remet pas en cause leur capacité à discuter différents régimes de mélange. Ces théories permettent par exemple d'analyser le contenu spectral d'un champ de concentration et d'examiner comment le transport par la turbulence structure les niveaux des fluctuations de concentration aux différentes échelles spatiales lorsqu'une inhomogénéité globale aux grandes échelles est introduite dans un écoulement.

Ces théories sont présentées en détails par TENNEKES & LUMLEY (1972). On peut également lire avec intérêt BATCHELOR (1959).

La théorie s'applique aux grands nombres de Reynolds pour lesquels un régime inertiel existe pour la densité spectrale des vitesses, le régime dissipatif apparaissant pour les longueurs d'onde inférieures à l'échelle de Kolmogorov $\lambda_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ où ϵ est le taux de dissipation visqueuse. Dans la gamme inertielle le spectre de vitesse suit donc la loi $S_w(k) \approx \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ où k est le nombre d'onde. Au delà, dans la gamme dissipative, l'atténuation du spectre est très rapide à cause de la dissipation des mouvements par la viscosité.

A grands nombre de Reynolds et Péclet, la prédiction de KOC permet d'écrire de la même manière dans la gamme inertielle de concentration le spectre de concentration sous la forme $S_c(k) \approx \epsilon_\theta \epsilon^{-1/3} k^{-5/3}$ où $\epsilon_\theta = 2D \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i}$ est le taux de dissipation des fluctuations de concentration. L'étendue en nombre d'onde de la gamme inertielle de concentration dépend du nombre de Schmidt. Les nombres d'onde k de la gamme inertielle vérifient $L^{-1} < k < \lambda_K^{-1}$ pour $Sc > 1$. Lorsque $Sc < 1$ cette gamme est réduite à $L^{-1} < k < \lambda_{c1}^{-1}$ avec $\lambda_{c1} = (D^3/\epsilon)^{1/4} = Sc^{-3/4} \lambda_K$ définie comme l'échelle de Kolmogorov. Aux faibles nombres de Schmidt, les fluctuations de concentration

1.3. QUE SAIT-ON SUR LE MÉLANGE EN ÉCOULEMENT DISPERSÉ À GRAND NOMBRE DE REYNOLDS ?

s'amortissent donc plus vite que celles de vitesse de sorte que les plus petits tourbillons sont homogénéisés en concentration. Examinons maintenant le comportement du spectre de concentration en deçà de l'échelle de Kolmogorov λ_K pour $Sc > 1$. Avant que toute fluctuation de concentration ne disparaisse pour $k \gg \lambda_{c2}^{-1}$ où $\lambda_{c2} = Sc^{-1/2}\lambda_K$, Batchelor (1959) a mis en évidence un régime visqueux-convectif, ainsi dénommé parce que la viscosité ν est dominante d'un point de vue hydrodynamique et que le transport de concentration n'y est pas encore affecté par la diffusivité moléculaire D . Dans ce régime le spectre des fluctuations de concentrations décroît selon la loi $S_{c'}(k) \approx \epsilon_\theta (\frac{\nu}{\epsilon})^{1/2} k^{-1}$.

Des mécanismes d'étirement, de repliement de filets ou de nappes fluides sont à l'origine de la distribution en nombres d'ondes et notamment de la réduction des échelles. La diffusion moléculaire est elle à l'origine de l'atténuation de l'amplitude des fluctuations aux plus grands nombres d'onde en assurant la dilution des concentrations dans l'écoulement. Ces mécanismes, présents dans tous les écoulements, peuvent être modifiés par la géométrie particulière de l'écoulement. Ils donnent alors lieu à des distributions spectrales différentes. Il est donc important de pouvoir décrire ce contenu spectral.

1.3 Que sait-on sur le mélange en écoulement dispersé à grand nombre de Reynolds particulaire ?

Une simple analyse adimensionnelle permet de montrer que le problème du mélange dans un nuage homogène d'inclusions fluides en mouvement relatif à la vitesse moyenne U dans un fluide au repos dépend de 4 nombres adimensionnels : α la fraction volumique de la phase dispersée, $Re = Ud/\nu$ le nombre de Reynolds particulaire utilisant le diamètre des inclusions, leur vitesse relative et la viscosité cinématique du fluide dans lesquelles elles évoluent, $Sc = \nu/D$ le nombre de Schmidt du constituant soumis au mélange et $We = \rho U^2 d/\sigma$ qui permet de caractériser la forme des inclusions fluides. L'étude du mélange en écoulement diphasique dispersé est donc un vaste programme. Et il est aisé de constater que peu d'études dédiées à l'analyse des mécanismes fondamentaux participant au mélange ont été entreprises, même si l'on se limite au cas qui nous intéresse, à savoir celui des écoulements à bulles à grands nombres de Reynolds et de Schmidt et pour des nombres de Weber modérés. La raison est peut être à rechercher dans la difficulté d'effectuer des simulations numériques dans ces conditions et de réaliser des mesures expérimentales. En effet, l'étude directe du mélange d'un soluté dans les écoulements à bulles s'avère complexe. La présence intermittente des bulles rend difficile l'exploration avec des techniques de mesures optiques, ou l'usage de sondes de mesures de concentration intrusives ou non. De plus, ces mesures sont généralement mal résolues en espace et en temps et n'offrent pas toujours une précision satisfaisante.

Dans un nuage de bulles homogène en ascension dans un liquide au repos à grands Re et Sc , MAREUGE & LANCE (1995) ont démontré, dans un travail pionnier, qu'à très faible fraction volumique de gaz ($\alpha \approx 0.2\%$), le mélange d'un constituant injecté peut être décrit par une loi de type Fick en introduisant un coefficient de diffusion effective associée à l'agitation générée par les bulles qui est constant aux temps longs. Deux principaux résultats sont ressortis de cette étude : la grande

efficacité du mélange due à l'agitation induite par les bulles et l'anisotropie de ce mélange. En admettant un modèle de fermeture du flux de concentration proportionnel au gradient de concentration moyenne, ABBAS et coll. (2009) ont étudié l'évolution de la diffusivité équivalente avec la fraction volumique du gaz pour des conditions similaires en nombres de Reynolds et de Schmidt à partir de mesures globales dans un écoulement vertical. Il s'agissait d'étudier le rôle des interactions hydrodynamiques dans le mélange. Pour cela un écoulement homogène du point de vue hydrodynamique mais inhomogène en concentration a été obtenu en injectant dans deux régions de la section d'entrée deux populations de bulles distinctes qui transfèrent de l'oxygène à des taux différents le constituant dans le liquide. Un gradient de concentration moyenne est ainsi généré, qui s'atténue sous l'action de l'agitation induite dans le liquide. En comparant les résultats expérimentaux et la solution analytique d'un modèle macroscopique, une diffusivité équivalente dans la direction horizontale D^h a pu être déterminée. Il s'avère que lorsque l'on norme cette diffusivité $\frac{D^h}{Ud}$ son évolution en fonction de α n'est pas monotone. Cette diffusivité normalisée augmente d'abord avec α jusqu'à environ 3% puis diminue avant de se stabiliser. Ce comportement a également été observé par TANINO & NEPF (2008) dans un réseau aléatoire de cylindres imitant une canopée.

Du point de vue de la modélisation il existe peu de propositions pour prédire la diffusivité effective d'un constituant dans un écoulement à bulles. Sur la base d'une analyse adimensionnelle, SATO & SADATOMI (1981) ont proposé la relation : $D^t/(Ud) = c_1\alpha$, avec $c_1 \approx 0.6$, D^t étant le coefficient de diffusion. D'une manière analogue, MAREUGE & LANCE (1995) ont également proposé un modèle de dispersion longitudinale en écoulement à bulles. En considérant uniquement la dispersion générée par les trajectoires aléatoires des bulles, ils prédisent une diffusivité effective évoluant linéairement avec la fraction volumique de gaz, malheureusement en désaccord avec leurs mesures. EAMES & BUSH (1999) ont proposé un modèle de diffusivité longitudinale pour des écoulements potentiels : $D^t/(Ud) = c_2C_M\alpha$ où $C_2 \approx 0.17$ et C_M est le coefficient de masse ajoutée. Ce modèle reste également incapable de fournir des résultats similaires aux expériences de MAREUGE & LANCE (1995) ou de ABBAS et coll. (2009). Ces modèles estiment des diffusivités effectives beaucoup plus faibles que celles mesurées dans les expériences. La raison en est l'absence de prise en compte du rôle actif des sillages et de leurs interactions dans l'agitation induite dans le liquide.

Une approche féconde pour la compréhension du mélange revient à détailler et analyser graduellement les mécanismes élémentaires du mélange. Ce type d'analyse est celui que nous avons choisi d'aborder. Il s'agit de comprendre la nature des différentes interactions que peut subir un soluté le long de sa trajectoire lorsqu'il est transporté dans un écoulement à bulles. Chaque événement ou interaction apporte sa contribution au mélange global, chacun y participant avec une intensité différente. Il peut s'agir d'étirements et de repliements du scalaire à proximité des inclusions ou encore de la capture par les sillages attachés suivi du relargage du soluté. Tous ces événements peuvent être accompagnés par l'agitation turbulente induite par les interactions de sillages. Le mélange final résultant est donc composé de différents mécanismes de transport, chacun contribuant au mélange de manière spécifique en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement et de la fraction volumique de gaz. Cette approche est également celle suivie par WHITE & NEPF (2003) ou TANINO & NEPF (2008) pour l'étude du mélange dans des réseaux aléatoires de cylindres. Les régimes d'écoulement que nous explorons sont cependant différents pour 3 raisons essentielles : nous

utilisons des sphères et non des cylindres, nous considérons des fractions volumiques beaucoup plus faibles qu'eux et des nombres de Reynolds bien plus élevés.

1.4 Objectifs de ce travail de recherche

L'objectif de ce travail est de réaliser une étude expérimentale du mélange d'un constituant injecté depuis une source ponctuelle en continu dans un réseau aléatoire de sphères parcouru par un écoulement uniforme. Le régime d'étude est caractérisé par des grands nombres de Reynolds et de Schmidt. Cette étude constitue une première étape dans le cadre des recherches du groupe Interface sur le mélange en écoulement à bulles.

Notre ambition est (i) d'identifier les mécanismes élémentaires du mélange, (ii) d'analyser la représentativité de la loi de flux par une diffusivité équivalente, (iii) d'analyser la structure spectrale et la contribution des différentes échelles au mélange.

Le document est donc organisé comme suit. Après cette introduction (chapitre 1), le dispositif expérimental réalisant un écoulement au travers d'un réseau aléatoire de sphères est présenté au chapitre 2. Nous y rappelons également quelques résultats essentiels obtenus durant la thèse de AMOURA (2008) sur l'hydrodynamique particulière de l'agitation dans le réseau aléatoire, et nous y présentons l'expérience de mélange. Le troisième chapitre présente en détails les techniques de mesure par imagerie laser. Il développe la méthodologie de mesure par PLIF qui a été mise au point durant ce travail. Des visualisations directes des champs de concentration il est déjà possible d'extraire des informations intéressantes. Le chapitre 4 apporte ainsi une analyse qualitative de ses champs de concentration qui permet d'identifier différents mécanismes qui participent au mélange et de distinguer différents régimes de mélange selon le nombre de Reynolds de l'écoulement. Au chapitre 5 nous reportons une description statistique du transport et du mélange d'un constituant dans le réseau. Nous y examinons la question de la possibilité de définir une diffusivité équivalente liée à l'agitation des sillages en interaction. Enfin, le chapitre 6 est consacré à l'analyse spectrale des champs de vitesse et de concentration. Nous y mettons en évidence des lois d'évolution originales des densités spectrales en fonction du nombre d'onde et y déterminons les échelles de longueur caractéristiques du mélange.

Chapitre 2

Présentation du dispositif expérimental et de l'écoulement

Ce chapitre présente l'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans ce travail. Ce dispositif réalise un écoulement au travers d'un réseau aléatoire de sphères fixes. Nous rappellerons les difficultés rencontrées pour la conception du réseau aléatoire d'obstacles et les paramètres qui ont été pris en compte pour qu'il soit représentatif de la dynamique d'un nuage de bulles. Ensuite, nous verrons, sur la base des travaux effectués par AMOURA (2008) que l'agitation générée par l'écoulement au travers de ce réseau est similaire à celle d'un écoulement à bulles. Enfin, nous présenterons l'expérience de mélange, objet de cette thèse en précisant notamment les adaptations techniques effectuées à cet effet sur le dispositif expérimental.

2.1 Le dispositif expérimental.

2.1.1 Le canal

Nous utilisons un écoulement d'eau se développant dans un canal vertical (1), de longueur suffisante pour assurer l'établissement de l'écoulement dans la section d'essai (figure 2.1). L'écoulement est gravitaire (vertical descendant) et se développe dans un circuit fermé. Une pompe (2) de 0.75 kW capable de fournir un débit maximum de $18 \text{ m}^3/\text{h}$ assure l'alimentation du canal en acheminant l'eau d'une cuve d'alimentation au sol (3) (d'un volume de 0.7 m^3) vers une cuve de stabilisation (4) disposée en amont du canal. Ce passage de l'écoulement par une cuve de stabilisation est indispensable car il permet de réduire significativement les perturbations engendrées par la pompe et permet à l'écoulement d'être uniquement soumis à l'effet de la gravité. La cuve de stabilisation est suralimentée en eau et le trop plein est évacué vers la cuve de récupération (5) par la conduite (6). L'existence d'un trop plein permet ainsi de maintenir le canal sous une charge en eau constante et d'assurer la stationnarité du débit traversant la veine d'essai. Un convergent en acier inoxydable (7) assure la connexion entre la cuve de stabilisation et la veine d'essai. Le convergent a été construit de manière à ce que le rapport de ses sections soit élevé, afin d'homogénéiser le plus rapidement possible la vitesse d'écoulement sur toute la section à l'entrée de la veine d'essai. Un deuxième convergent (8) est disposé à l'aval de la veine d'essai afin d'orienter l'écoulement vers la cuve de récupération (5) de 1.1 m^3 , elle-même reliée à la cuve d'alimentation. Enfin, la vanne de régulation

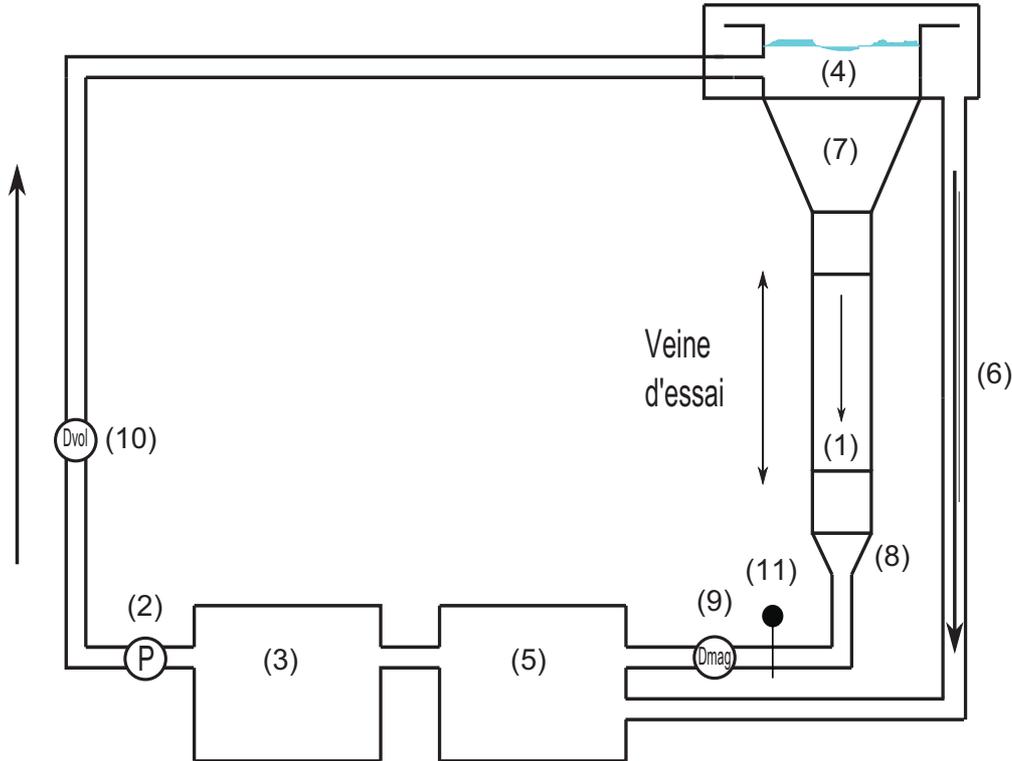


FIGURE 2.1: Schéma global du dispositif.

permet d'ajuster le débit dans le canal. Ce débit Q est mesuré par lecture directe sur l'affichage du débitmètre (10). Ce débitmètre magnétique à affichage numérique, d'un diamètre interne de 25 mm et d'une précision de 0.02 % est placé en sortie du deuxième convergent. Un débitmètre volumique (11) situé en sortie de pompe, mesure le débit total Q_T . La connaissance de ces deux débits nous permet de connaître à chaque instant le débit déversé par le trop plein. Il est important de connaître le débit du trop plein ou le débit total. En effet, le débit total participe à la génération d'agitation turbulente dans la cuve à surface libre (1). Cette agitation est ensuite advectée dans le canal d'expérimentation par la vitesse débitante $U = Q/S$. Nous avons veillé à travailler à Q_T fixé en ne faisant varier que Q . Cela nous a permis de nous placer dans les mêmes conditions expérimentales que l'étude des propriétés de l'agitation dans le réseau aléatoire de sphères menée par AMOURA (2008).

Le canal vertical est composé de plaques de plexiglas d'une épaisseur de 2.5 cm, lui assurant une certaine rigidité. La longueur du canal est de $l=1.72$ m et sa section carrée de $L=0.22$ m de côté. La partie utile de la veine d'essai comporte le réseau aléatoire utilisé pour nos expériences. Ce réseau s'étend sur une partie du canal de 0.80 m de long. Une porte ouvrant sur toute la hauteur de la veine d'essai est disponible, permettant la mise en place du réseau aléatoire d'obstacles.

2.1.2 Le réseau aléatoire d'obstacles.

Cette partie rapporte les réflexions et les arguments développés par AMOURA (2008) qui ont abouti à la construction de ce réseau aléatoire d'obstacles, l'objectif étant de se rapprocher du

mieux possible de la physique liée à l'agitation générée par un nuage de bulles en ascension. Des visualisations du réseau sont données en figures (2.2, 2.3) où les axes XYZ sont reportés.

Type de configuration recherchée

Le réseau d'obstacles a été construit en respectant des contraintes bien précises. Le choix des nombres adimensionnels du problème a été dicté par les études précédentes relatives aux écoulements à bulles. Pour garantir la représentativité d'un écoulement à bulles par le réseau, il s'agissait en effet de choisir de façon adéquate la forme géométrique des obstacles, leur fraction volumique dans l'espace considéré, leur distribution spatiale (aléatoire ou uniformément répartie par exemple) et le nombre de Reynolds.

Les études précédentes de l'équipe (ELLINGSEN (1998), LARUE DE TOURNEMINE (2001), RIBOUX et coll. (2010)), ont guidé les réflexions quant au choix des paramètres à prendre en compte pour la construction du réseau d'obstacles. Une simulation numérique des grandes échelles utilisant une distribution aléatoire de sources volumiques de quantité de mouvement (RISSO & LEGENDRE (2003), RIBOUX (2007)) a démontré que la forme des inclusions, la condition à la limite sur leur surface (solide ou bulle) ainsi que le mouvement relatif des inclusions entre elles ne participent pas de façon déterminante à la formation du champ d'agitation. Les nombres adimensionnels à conserver pour que la simulation reproduise en grande partie l'agitation générée par le nuage de bulles sont la valeur du coefficient de traînée, qui doit être le même qu'en écoulement à bulles et la fraction volumique des sphères. Le choix de construction du modèle expérimental s'est donc tourné vers l'utilisation de sphères solides en plastique, fixées de façon aléatoire dans un réseau parcouru par un écoulement.

La question du choix de la fraction volumique α des sphères disposées dans le réseau s'est également posée. Les études précédentes en écoulement à bulles homogène (pour $\alpha \geq 1\%$) montrent l'existence d'un régime d'écoulement présentant des propriétés singulières pour des fractions volumiques comprises entre 1 % et 15 %. Ce régime présente une densité de probabilité des vitesses du liquide autosimilaire à condition que celles-ci soient normalisées par $\alpha^{0.4}$ (RISSO & ELLINGSEN (2002), RIBOUX (2007)). Il fallait donc choisir α suffisamment grand pour que les effets statistiques de positionnement des bulles structurent une densité de probabilité des vitesses malgré la taille finie des échantillons. Dans un même temps, il fallait un α assez petit pour, à la fois rester dans ce régime d'écoulement et pouvoir gérer les contraintes de montage technique et d'accès optique.

Les résultats de la littérature montrent que dans les nuages homogènes de bulles à grands nombres de Reynolds, la distribution spatiale des bulles est statistiquement essentiellement uniforme. Le dispositif expérimental se doit donc de réaliser une distribution spatiale des bulles aussi proche que possible de la distribution uniforme.

Réalisation expérimentale

Le réseau aléatoire de sphères fixes qui a été retenu est placé à l'intérieur de la veine d'essai du canal hydraulique décrit précédemment et est maintenu par un support en aluminium anodisé (figure 2.2). Les sphères ont un diamètre $d = 2$ cm ce qui implique qu'elles sont environ 10 fois plus petites que la section $L = 22$ cm du canal. Ce choix a été effectué pour ne pas trop confiner

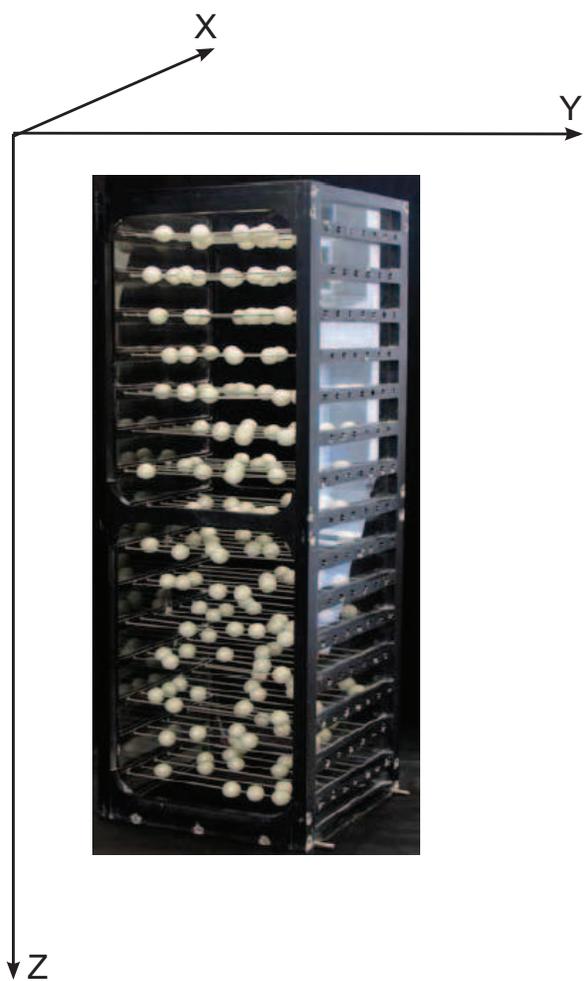


FIGURE 2.2: réseau vue de côté

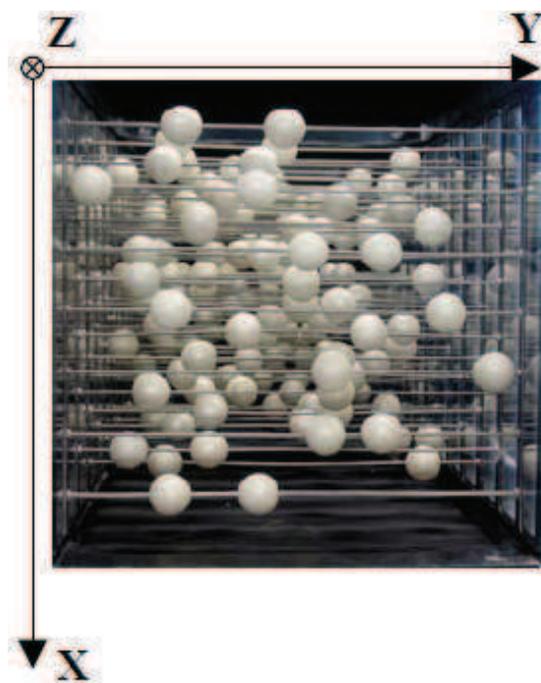


FIGURE 2.3: réseau vue de dessus

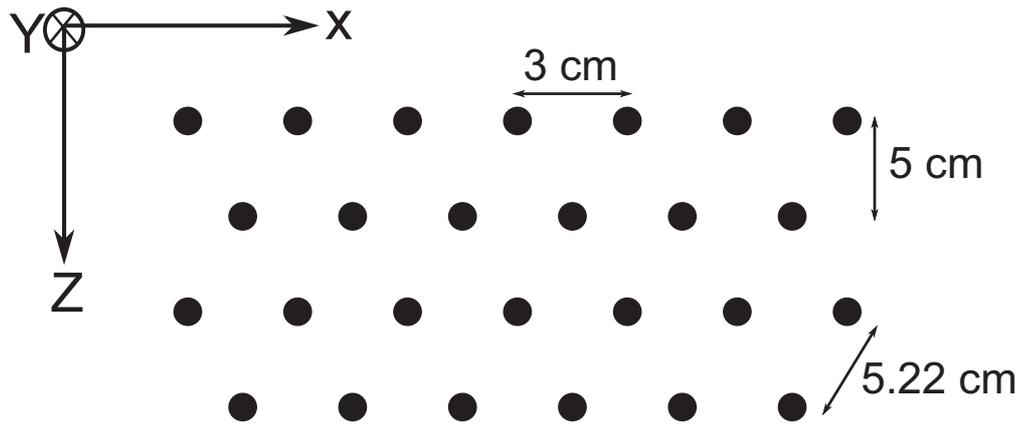


FIGURE 2.4: Disposition des tiges dans le plan XZ.

l'écoulement et se rapprocher d'un écoulement où l'influence des parois est négligeable sur l'hydrodynamique. Les nombres de Reynolds compris entre 100 et 1000 permettent de générer des sillages semblables à ceux présents dans les écoulements à bulles. Le nombre de Reynolds ($Re = Ud/\nu$) est défini comme étant un nombre de Reynolds particulière, avec U , la vitesse débitante, d le diamètre des sphères et ν la viscosité cinématique de l'eau. La fraction volumique des sphères dans la veine d'essai est fixée à 2%, ce qui correspond à la gamme désirée et nécessite l'utilisation d'environ 200 sphères.

Pour des raisons techniques, les sphères sont fixées sur un réseau périodique de tiges filetées en acier inoxydable d'un diamètre maximal de 2 mm. Les tiges sont disposées perpendiculairement à l'écoulement et fixées horizontalement de part et d'autre de deux faces opposées du canal (figure 2.3). Les axes des tiges sont disposés en quinconce dans le plan XZ (figure 2.4). La tenue des tiges est assurée par des supports en aluminium anodisés qui doivent permettre des accès optiques. Cela implique une distance fixe de 5 cm entre chaque rangée horizontale de tiges. Par ailleurs, la distance entre deux tiges dans la direction X est de 3 cm. Le diamètre des tiges utilisées (10 fois plus petit que le diamètre des sphères) ainsi que la faible fraction volumique qu'elles occupent (environ 0.7% du volume total de la veine) assurent à ces dernières une influence négligeable sur les propriétés de l'écoulement.

Type de configuration choisie

En prenant en considération toutes les contraintes expérimentales décrites précédemment, l'objectif sous-jacent a été de construire un réseau aléatoire de sphères fixes le plus représentatif possible d'une distribution aléatoire idéale dans un volume infini où les positions des sphères sont statistiquement indépendantes les unes des autres. Le volume de la veine d'essai est évidemment fini, nous obligeant à vérifier que les statistiques soient représentatives de celles obtenues au sein d'un volume de taille infinie. Le maintien des sphères par les tiges impose surtout une certaine disposition des sphères dans le réseau. Cette périodicité semble être un frein à la réalisation du réseau aléatoire

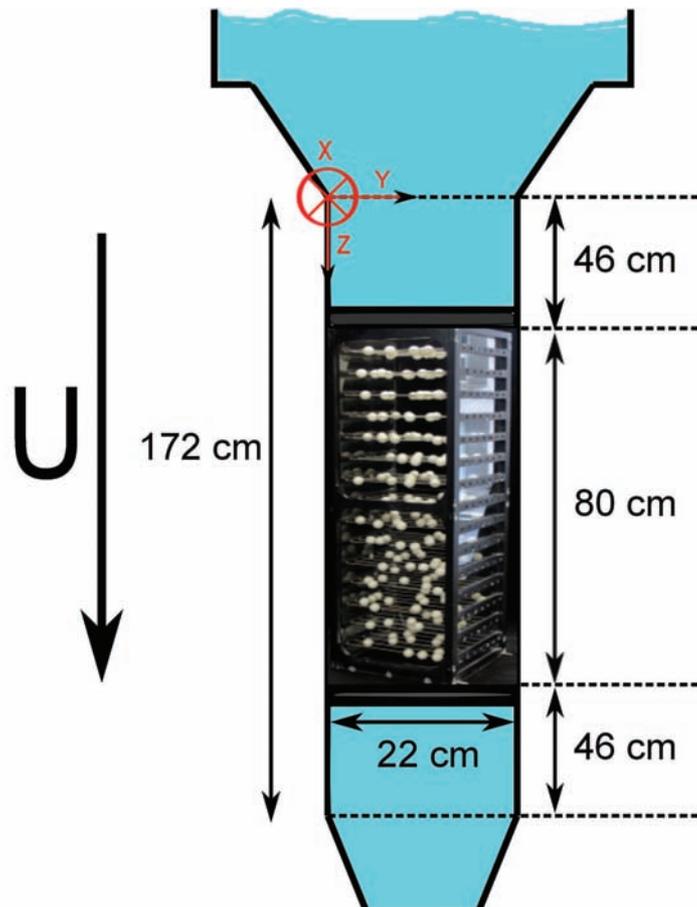


FIGURE 2.5: Schéma de la veine d'essai et du réseau.

d'obstacles. Cependant, AMOURA (2008) a démontré qu'en imposant au moins deux sphères par tiges, une distribution spatiale des sphères qui s'approche de la distribution aléatoire uniforme peut être construite malgré l'obligation de placer les sphères sur un réseau ordonné de tiges. Afin de valider la qualité de la disposition aléatoire des sphères dans l'espace utilisé pour construire le réseau, cette disposition particulière a été comparée à la situation idéale. Pour cela, AMOURA (2008) a étudié les statistiques associées aux positions relatives des sphères réalisables sur le dispositif et les a comparées aux statistiques de la situation idéale.

Plusieurs outils statistiques permettent de caractériser la position spatiale d'objets fixes dans un espace fini. L'un d'eux est la densité de probabilité des vecteurs des positionnements relatifs. L'étude complète des positions des sphères les unes par rapport aux autres a été effectuée dans la thèse de AMOURA (2008). Ce dernier a ainsi montré que les écarts entre la fonction densité de paires associée aux positions des sphères dans le réseau et celle associée à une répartition uniforme sont minimales. Un réseau aléatoire de sphères fixes a ainsi pu être réalisé. Il s'agit d'un réseau dont les propriétés statistiques des positions des sphères les unes par rapport aux autres sont très similaires à celles issues d'un réseau d'extension infini, représentatif d'un essaim idéal. Un schéma du dispositif final (figure 2.5) montre le dispositif expérimental final comprenant le réseau aléatoire de sphères fixes disposé à l'intérieur du canal.

2.2 Propriétés hydrodynamiques dans le réseau aléatoire d'obstacles.

Avant de discuter du mélange d'un scalaire dans le réseau en analysant différents champs de concentrations instantanés, nous allons rappeler les propriétés hydrodynamiques globales de cet écoulement particulier. Leur description complète a été donnée dans la thèse de AMOURA (2008). Il ne s'agit pas ici de détailler tous les résultats mais de mettre en évidence les informations les plus pertinentes qui nous permettront de mieux comprendre et analyser les phénomènes physiques associés au mélange d'un scalaire au sein de cet écoulement. Par ailleurs, ce travail s'inscrivant dans une recherche de l'équipe sur les écoulements à bulles, nous rappellerons quelques résultats montrant que l'écoulement au sein de ce réseau est un modèle pertinent de l'agitation au sein d'un nuage de bulles.

2.2.1 Décomposition statistique pour l'étude de l'écoulement dans le réseau

En 1881, O. Reynolds introduit une décomposition bien connue de toute grandeur g pouvant décrire l'écoulement, comme la pression ou la vitesse. L'utilisation de la décomposition de Reynolds se justifie lorsqu'on a affaire à un écoulement turbulent : un champ fluctuant instantané peut être alors décomposé en sa moyenne et en une fluctuation centrée autour de cette moyenne. L'opérateur de moyenne considéré peut être une moyenne d'ensemble ou temporelle, qui sont équivalentes sous conditions d'ergodicité. Ainsi, nous décomposons une grandeur instantanée g , en une partie moyenne notée \bar{g} et une partie fluctuante au cours du temps, g' telle que :

$$g = \bar{g} + g' \quad \text{avec} \quad \bar{g}' = 0 \quad (2.1)$$

Si l'on applique cette décomposition pour la vitesse u , il vient

$$u(\vec{x}, t) = \bar{u}(\vec{x}) + u'(\vec{x}, t) \quad (2.2)$$

Cependant, cette décomposition ne peut suffire pour décrire l'écoulement traversant un réseau aléatoire quelconque de sphères fixes. Nous allons donc utiliser une décomposition similaire à celle utilisée par WHITE & NEPF (2003) et par AMOURA (2008) en introduisant une double décomposition et en prenant en considération l'opérateur de moyenne temporelle noté $\bar{}$ et l'opérateur de moyenne spatiale $\langle \cdot \rangle$. En effet, il est fondamental de pouvoir distinguer les fluctuations spatiales \bar{u}^s dues à la disposition des sphères dans l'espace, des fluctuations temporelles u' associées aux instabilités hydrodynamiques. Nous introduisons alors les notations suivantes :

$$U = \langle \bar{u}(\vec{x}, t) \rangle \quad \text{et} \quad \bar{u}^s(\vec{x}) = \bar{u}(\vec{x}, t) - U \quad (2.3)$$

L'écart qui existerait en l'absence de sphères entre la vitesse débitante U et la moyenne temporelle de la vitesse en un point est noté \bar{u}^s . En prenant en compte cette nouvelle décomposition, la vitesse s'écrit de la manière suivante :

$$u(\vec{x}, t) = U + \bar{u}^s(\vec{x}) + u'(\vec{x}, t) \quad \text{avec} \quad \bar{u}'(\vec{x}, t) = 0 \quad \text{et} \quad \langle \bar{u}^s(\vec{x}) \rangle = 0 \quad (2.4)$$

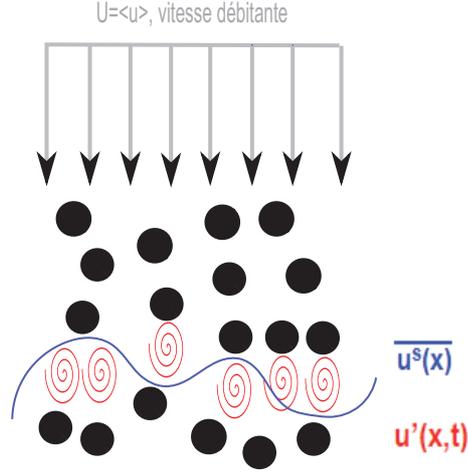


FIGURE 2.6: Schéma de principe de décomposition de la vitesse dans le réseau : $u(\vec{x}, t) = U + \overline{u^s(\vec{x})} + u'(\vec{x}, t)$

Enfin, la variance totale des fluctuations se définit comme la somme des contributions dues aux fluctuations temporelles $\langle \overline{u'^2} \rangle$ et aux fluctuations spatiales $\langle \overline{u^{s2}} \rangle$:

$$\langle \overline{(u - U)^2} \rangle = \langle (u - U)^2 \rangle = \langle \overline{u^{s2}} \rangle + \langle \overline{u'^2} \rangle \quad (2.5)$$

Cette décomposition sera celle utilisée pour l'étude hydrodynamique de cet écoulement au sein du réseau. Un schéma de décomposition de la vitesse au sein du réseau est proposé sur la figure 2.6. Les fluctuations spatiales représentent les variations de vitesse des moyennes temporelles d'un point à l'autre du réseau. Les fluctuations temporelles rendent compte de l'agitation turbulente générée par les interactions de sillages. Pour tous les nombres de Reynolds, ces deux types de fluctuations sont présents dans l'écoulement mais chacun apporte une contribution différente en fonction du régime de l'écoulement.

2.2.2 Propriétés de l'agitation régnant au sein du réseau

Nous rappelons quelques propriétés génériques de l'agitation au sein du réseau. Nous examinons les évolutions de ces propriétés avec le nombre de Reynolds de l'écoulement $Re = Ud/\nu$. Nous examinons tout d'abord les variances des fluctuations de vitesse $\langle \overline{u^{s2}} \rangle$ et $\langle \overline{u'^2} \rangle$ dans le réseau. Elles sont reportées après normalisation par U^2 sur la figure 2.7. En premier lieu, on remarque que la variance de la fluctuation spatiale de la vitesse longitudinale $\langle \overline{u_z^{s2}} \rangle$ domine toutes les autres variances. Les fluctuations spatiales $\overline{u_z^s}$ et $\overline{u_y^s}$ résultent des sillages des sphères. Le déficit de vitesse marqué dans la direction longitudinale z explique les valeurs importantes de $\langle \overline{u_z^{s2}} \rangle$ et celles beaucoup plus faibles de $\langle \overline{u_y^{s2}} \rangle$. De plus, on constate que $\langle \overline{u_y^{s2}} \rangle / U^2$ est complètement indépendante du nombre de Reynolds. La variance $\langle \overline{u_z^{s2}} \rangle$ normalisée par U^2 semble également peu sensible à Re . Par ailleurs, les variances des fluctuations temporelles de vitesse $\langle \overline{u_z'^2} \rangle$ et $\langle \overline{u_y'^2} \rangle$ une fois normalisées par U^2 présentent une évolution similaire, croissante avec Re . Aux

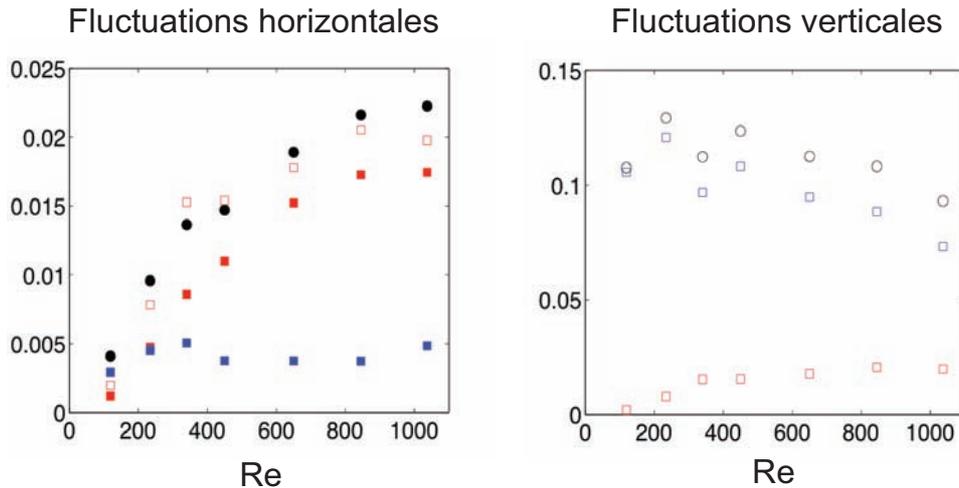


FIGURE 2.7: Variance des fluctuations de vitesse normalisées par U^2 en fonction du nombre de Reynolds. En noir, vitesse totale, en bleu la composante spatiale et en rouge la composante temporelle. Les fluctuations horizontales sont en symboles pleins et les fluctuations verticales sont en symboles vides. AMOURA (2008)

plus grands nombres de Reynolds, ces valeurs deviennent indépendantes de Re et dénotent une isotropie remarquable.

Nous pouvons nous étonner de la présence de fluctuations temporelles de vitesse (c'est-à-dire de la turbulence) pour Re d'ordre 100, dans la mesure où les sillages sont réputés être stationnaires dans cette gamme de Re . Cependant, les travaux de AMOURA (2008) ont montré que cette turbulence à petit Re résulte de la distorsion par le réseau de la turbulence incidente générée par le circuit amont. Pour des Re plus importants, ces travaux ont montré qu'une dynamique originale d'une agitation spécifique à l'écoulement au travers du réseau se met en place. Cette agitation résulte des interactions de sillages qui destabilisent l'écoulement à partir de $Re = 200$. Une des conséquences de ce changement de régime visible sur la figure 2.7 est que l'agitation temporelle (qu'elle que soit la composante) domine l'agitation spatiale dans la direction transverse.

La figure (2.8) présente les densités de probabilité (ddp) des fluctuations totales des vitesses, normalisées par la vitesse moyenne U pour un nombre de Reynolds fixé à 845. Les ddp des fluctuations de vitesses normalisées sont essentiellement indépendantes de Re à partir de $Re = 234$. Le choix de présenter des ddp à $Re = 845$ est justifié par la comparaison que l'on veut faire avec les ddp mesurées en écoulement à bulles pour un Re semblable et une même fraction volumique (RIBOUX et coll. (2010).

Dans le réseau, la ddp de u_y est symétrique et celle de u_z est par contre marquée par une forte dissymétrie qui présente une longue queue. L'étude complète menée par AMOURA (2008) a montré que dans la direction transversale, les fluctuations temporelles et spatiales présentent également des ddp symétriques. On comprend donc que la fluctuation totale dans la direction y ait une ddp symétrique. L'étude de Amoura a aussi montré que dans la direction longitudinale, la fluctuation temporelle u'_z présente une ddp symétrique mais que la ddp de la fluctuation spatiale $\overline{u_z^s}$ est dissymétrique à cause des ralentissements de l'écoulement dans les sillages. Comme la fluctuation

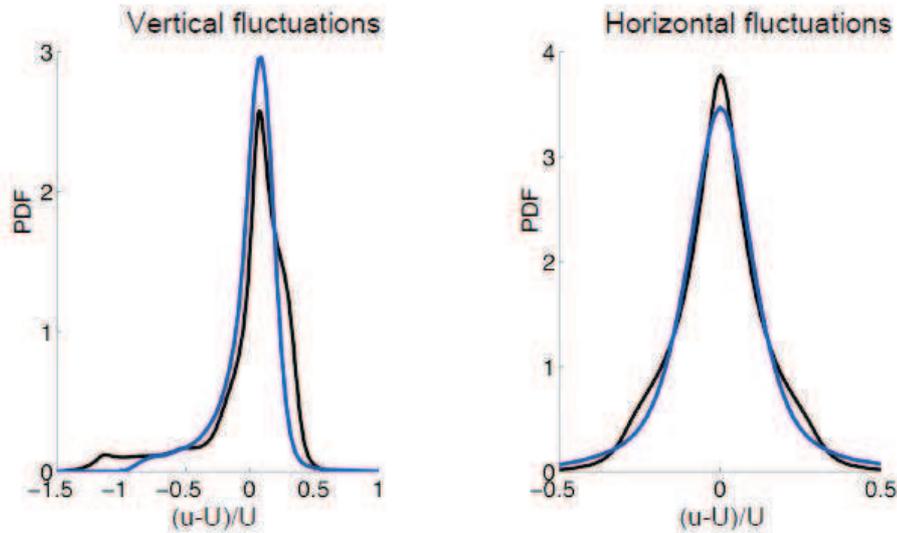


FIGURE 2.8: Densité de probabilité des fluctuations totales de vitesse normalisées par leur écart type. En bleu : écoulement à bulles (RIBOUX et coll. (2010)) ; en noir : écoulement au sein du réseau (AMOURA (2008)).

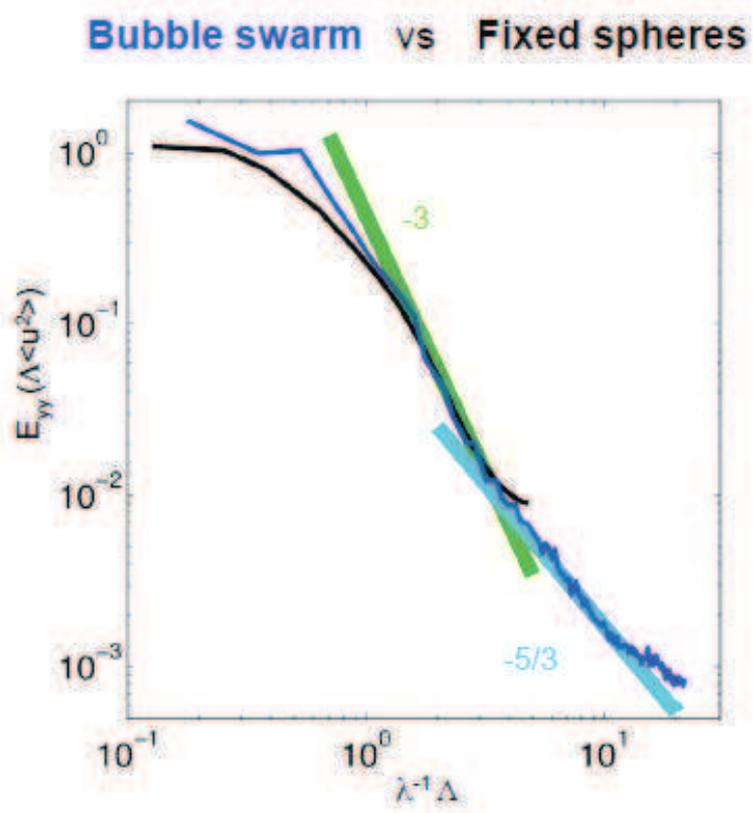
spatiale domine la fluctuation temporelle dans la direction z , cette dissymétrie persiste dans la ddp de u_z (figure 2.8).

Pour chacune des composantes de la vitesse, la comparaison des ddp obtenues dans le réseau et dans le nuage de bulles montre un excellent accord. Ce premier élément de comparaison montre que du point de vue de la description en un point de l'agitation, l'écoulement à travers le réseau constitue un modèle intéressant de l'écoulement au sein d'un nuage homogène de bulles.

De la même façon, les densités spectrales d'énergie de la fluctuation de la vitesse transversale dans le réseau sont similaires à celles mesurées par RIBOUX (2007) dans un nuage de bulles (figure 2.9). Il en est de même pour la densité spectrale d'énergie de u_z qui n'est pas présentée dans ce document. Les densités spectrales d'énergie normalisées, qu'elle que soit la composante de vitesse analysée, sont indépendantes de Re à partir de $Re = 250$ environ. Elles évoluent en puissance -3 du nombre d'onde aux grandes échelles, puis en puissance $-5/3$ aux plus petites échelles. L'évolution en k^{-3} est générique à plusieurs études relatives aux écoulements à bulles (LARUE DE TOURNEMINE (2001), RIBOUX (2007)). Nous reviendrons au chapitre 6 sur l'interprétation de cette loi de puissance et sur les mécanismes à l'œuvre dans la turbulence de réseau.

2.3 Définition de l'expérience de mélange

Le mélange dans un réseau aléatoire de sphères dépend de la fraction volumique α , du nombre de Reynolds, $Re = Ud/\nu$, et du nombre de Schmidt, $Sc = \nu/D$, qui représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν (ou viscosité cinématique) et de la diffusivité massique D .

FIGURE 2.9: Densité spectrale d'énergie de u_y adimensionalisée, AMOURA (2008).

Dans nos expériences, la fraction volumique est constante et nous avons choisi de travailler avec un nombre de Schmidt élevé et constant. Afin d'étudier les propriétés de mélange d'un scalaire passif, nous injectons un colorant, la fluorescéine, dans l'écoulement traversant le réseau aléatoire de sphères fixes. Le nombre de Schmidt de la fluorescéine est de l'ordre de 2000. Dans les régimes à grand nombre de Schmidt, le mélange est assuré en partie par les mouvements macroscopiques d'agitation aux grandes échelles avant que l'agitation moléculaire n'assure le mélange aux plus petites échelles. Dans ce champ hydrodynamique original qu'est l'agitation dans le réseau, nous avons donc choisi le régime de mélange à grand nombre de Schmidt pour lequel on s'attend à ce qu'il soit maîtrisé en grande partie par l'hydrodynamique. Dans notre étude, nous faisons essentiellement des essais en variant le nombre de Reynolds Re qui peut prendre des valeurs comprises entre 100 et 1000.

Nous avons choisi d'injecter le colorant en continu depuis une source ponctuelle à l'intérieur du réseau. Ce choix a été fait car il est techniquement réalisable et permet d'effectuer une multitude d'essais différents en faisant varier la position du point d'injection dans le réseau. Ainsi, le choix de combiner différents essais avec des positions différentes de sources permet d'assurer une mesure du mélange plus représentative. La fluorescéine est injectée à l'intérieur du réseau à l'aide d'une buse que l'on peut déplacer (figure 2.10). Le colorant est acheminé dans le canal à l'aide d'un tuyau souple relié à un pousse seringue. Ce tuyau est fixé à une arrête du canal le long de l'axe Z ($X=0, Y=0$) à l'aide d'une tige de support. Une tige de maintien horizontale qui peut coulisser le long de l'axe Z permet de positionner la sortie du tuyau souple en un point précis du réseau (figure 2.11). Une buse en aluminium de section circulaire de 40 mm de long et avec diamètre de sortie $d_{inj} = 2$ mm prolonge le tuyau afin d'assurer l'injection dans le sens de l'écoulement. Ainsi, l'injection du colorant peut s'effectuer en tout point du réseau grâce à la flexibilité de ce système qui permet :

- La rotation d'un angle θ de la tige de support autour de l'axe Z ,
- La translation de la tige de maintien suivant l'axe Z ,
- Le changement de longueur de la tige de maintien, lt

L'injection est assurée par un pousse-seringue de marque *KDSscientific* qui permet un réglage précis des débits ou de volumes désirés avec une précision de $1.4 \cdot 10^{-7}$ L/s dans une gamme de débits comprise entre $1.5 \cdot 10^{-5}$ et $15 \cdot 10^{-5}$ L/s. En effet, comme on souhaite étudier le mélange qui résulte uniquement de l'écoulement, il faut injecter la fluorescéine sans créer ni source ni puits de quantité de mouvement. Ainsi, la vitesse d'injection est choisie identique à la vitesse de l'écoulement porteur pour chaque essai. Nous observons le champ de concentration dans un plan transverse à l'écoulement à l'aide d'une technique de mesure par imagerie laser (PLIF) que nous détaillerons dans la suite de ce manuscrit. Nous avons fait varier la distance z entre la source et le plan d'observation afin d'examiner l'évolution du mélange dans l'écoulement.

L'ensemble des essais effectués est résumé dans le tableau ci-dessous. Il indique le numéro de l'essai effectué, la position de l'injecteur dans le canal (longueur tige et angle) et la distance entre l'injecteur et le plan de mesure (figure 2.12).

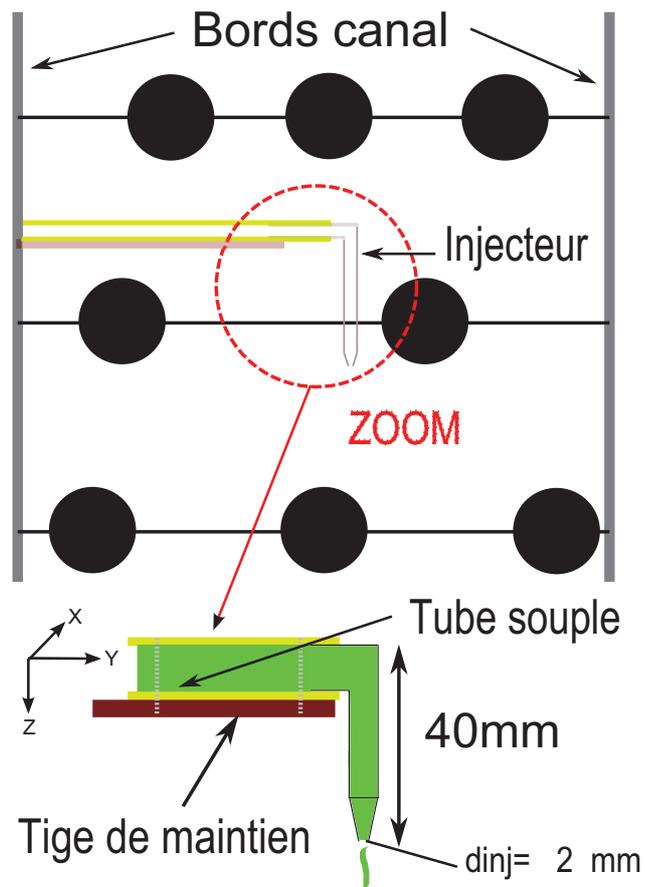


FIGURE 2.10: Schéma du dispositif d'injection, vue de côté

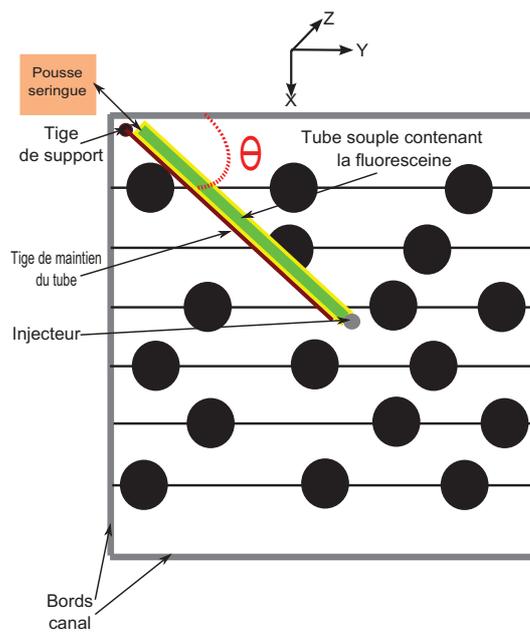


FIGURE 2.11: Schéma du dispositif d'injection, vue de dessus

Essais	Longueur tige L_t	Angle Θ	Distance z
Point1	15 cm	40°	21 cm
Point2	15 cm	60°	21 cm
Point3	15 cm	30°	21 cm
Point4	10.5 cm	45°	21 cm
Point5	13.5 cm	75°	21 cm
Point6	13.5 cm	45°	31 cm
Point7	13.5 cm	30°	31 cm
Point8	15 cm	45°	31 cm
Point9	15 cm	75°	31 cm
Point10	15 cm	25°	31 cm
Point11	20 cm	45°	31 cm
Point12	20 cm	35°	11 cm
Point13	15 cm	60°	11 cm
Point14	15 cm	75°	11 cm
Point15	13.5 cm	50°	11 cm
Point16	15 cm	45°	11 cm
Point17	15 cm	45°	21 cm

FIGURE 2.12: Tableau récapitulatif des essais effectués

2.4 Conclusion du chapitre

Un dispositif expérimental existant au laboratoire permet de reproduire l'agitation générée par un nuage de bulles en ascension. Ce dispositif consiste en l'écoulement au travers d'un réseau aléatoire de sphères fixes. Le choix des différents paramètres, à savoir la taille des sphères, la fraction volumique ou encore les nombres de Reynolds et les régimes d'écoulement considérés a été effectué afin d'imiter la physique associée à la turbulence induite par les bulles. Les propriétés statistiques de l'écoulement étudiées par AMOURA (2008) et rappelées dans ce chapitre montrent la similitude de comportement entre l'écoulement au sein du réseau et celui induit par un nuage de bulles en ascension. Ce dispositif original a été adapté pour étudier le mélange d'un soluté à grand nombre de Schmidt à travers une phase dispersée. L'utilisation du réseau comme modèle d'écoulement à bulles nous permettra ainsi de séparer les mécanismes associés aux fluctuations spatiales de ceux associés aux fluctuations turbulentes et d'analyser l'intensité et le poids relatif de ces deux contributions. Nous examinerons également l'influence du nombre de Reynolds sur l'efficacité du mélange.

Chapitre 3

Techniques de mesure par imagerie laser

Au cours de cette thèse, nous avons utilisé principalement deux techniques de mesures par imagerie laser : la vélocimétrie par images de particules (Particle Image Velocimetry ou PIV), et la fluorescence induite par plan laser (Planar Laser Induced Fluorescence ou PLIF). La PIV a été utilisée afin de caractériser les propriétés hydrodynamiques associées à l'écoulement et la PLIF pour la détermination des concentrations de fluorescéine au cours du mélange induit par l'écoulement au travers du réseau aléatoire d'obstacles. Ces deux méthodes présentent plusieurs points communs : elles sont non intrusives et permettent d'obtenir de façon instantanée des cartographies en deux dimensions de l'écoulement.

3.1 La Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF)

La fluorescence induite par laser (Planar Laser Induced Fluorescence ou PLIF) est une méthode d'imagerie permettant d'obtenir de façon instantanée une cartographie 2D de la concentration d'une molécule fluorescente. La technique de fluorescence est souvent utilisée dans de nombreuses études concernant la dispersion d'un polluant ou la mesure d'espèces dans les flammes comme l'étude des phénomènes de mélange.

3.1.1 Principe de la fluorescence

Le phénomène de fluorescence consiste en une émission lumineuse provoquée par l'excitation d'une molécule immédiatement suivie d'une émission spontanée. La fluorescence ne doit pas être confondue avec la phosphorescence, autre état excité de la matière conduisant également une émission lumineuse. Le principe de fluorescence est généralement illustré par Jablonski (figure 3.1) qui proposa pour la première fois un diagramme décrivant tous ces phénomènes mis en jeu. Sans aucune excitation, la configuration électronique de la molécule est appelée état fondamental. Si une onde incidente possède une énergie qui correspond à une fréquence propre d'excitation de la molécule, la molécule passe alors à un état énergétique excité : c'est le phénomène d'absorption. Ensuite, il existe plusieurs modes de désexcitation de la molécule : Le premier mode est la relaxation vibrationnelle où le système relaxe et perd de l'énergie par vibration sans rayonnement.

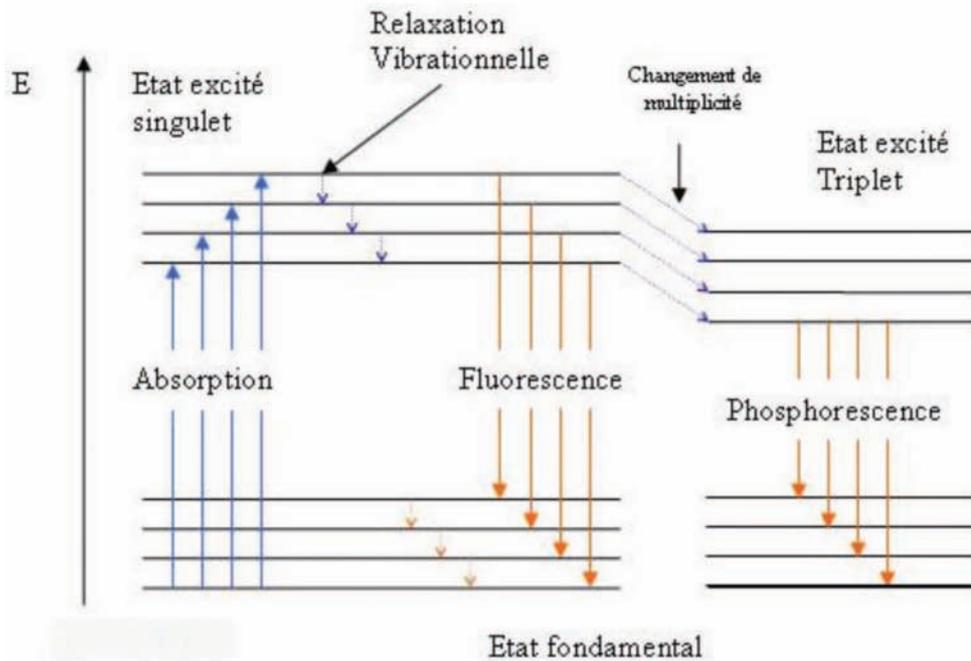


FIGURE 3.1: Schéma de Jablonski

Le deuxième mode est la fluorescence qui se produit lorsque le système a atteint le niveau le plus bas de l'état excité : il peut alors céder un photon en revenant à son état fondamental. Ce photon émis possède une énergie plus basse que le photon absorbé car il a pour origine un état énergétique où le système a perdu de l'énergie par vibration. Ainsi, sachant que la longueur d'onde de la lumière émise est inversement proportionnelle à l'énergie de son photon, le spectre énergétique de la lumière fluorescée est décalé vers les plus grandes longueurs d'onde (déplacement de Stokes). La fluorescence s'effectue à une longueur d'onde plus élevée que l'absorption. Cela nous permet de distinguer la lumière émise par les molécules et la lumière d'excitation grâce à une nette différence de longueur d'onde. Le mode de désexcitation par phosphorescence s'effectue lors du passage des électrons présents dans l'état excité singulet à un état triplet intermédiaire. Ce passage d'état excité singulet à un état excité triplet est appelé passage intersystème. La phosphorescence correspond alors au retour de l'état triplet à l'état fondamental. Ce passage est effectué à des échelles de temps beaucoup plus longues que la fluorescence, de l'ordre de quelques millisecondes, contre quelques nanosecondes pour la fluorescence.

3.1.2 Fluorescence induite par laser (LIF) et absorption

La fluorescence induite par laser utilise un laser pour provoquer l'excitation de la molécule. Cette source lumineuse, cohérente, possède précisément un spectre de rayonnement centré sur une longueur d'onde particulière. Les mesures peuvent alors être effectuées en un point à l'aide d'un faisceau laser focalisé (LIF) ou dans un plan en éclatant le faisceau en nappe laser (PLIF). Considérons le cas d'une nappe laser se propageant dans la direction y à travers un milieu contenant une seule espèce absorbante et fluorescente de concentration homogène C . Le signal de fluorescence F s'écrit, d'après

CRIMALDI (2008) :

$$F(y) = \Phi(\lambda, T)\epsilon(\lambda, T)C(y) \times I_1(y) \quad (3.1)$$

- $\epsilon(\lambda, T)$ est le coefficient d’extinction molaire exprimé en $\text{mol}^{-1}.\text{L}.\text{cm}^{-1}$.
- $\Phi(\lambda, T)$ est le rendement quantique de fluorescence, fonction de la température T et de la longueur d’onde λ .
- $I_1(y)$ est l’énergie d’excitation issue du laser qui arrive en y
- C est la concentration molaire de l’espèce fluorescente en $\text{mol}.\text{L}^{-1}$.

On constate cependant que l’énergie incidente est absorbée exponentiellement par l’espèce fluorescente. Ce phénomène d’absorption est décrit pour la première fois par la loi de Beer-Lambert. Au cours de cette absorption, l’énergie lumineuse I_1 d’un faisceau traversant un milieu absorbant diminue avec la distance parcourue et la concentration C de celui-ci selon la relation suivante :

$$I_1(y) = I_0 e^{-\epsilon \int_0^y C(y) dy}, \quad (3.2)$$

- où I_0 est l’énergie incidente du laser en $y = 0$

Ce phénomène d’absorption entraîne la diminution du signal d’excitation de la molécule considérée le long de la distance parcourue par la nappe laser. Une correction sera nécessaire pour obtenir, comme nous le verrons par la suite, un signal fluorescent de référence sur l’ensemble du champ de mesure associé à une concentration homogène en fluorescéine. Enfin, comme nous l’avons indiqué précédemment, le phénomène de fluorescence s’établit sur des échelles de temps très petites. Ces échelles de temps sont de l’ordre de quelques nanosecondes et permettent d’obtenir des champs de concentration figés indépendamment des échelles temporelles caractéristiques de l’écoulement.

3.1.3 La molécule fluorescente considérée

Un grand choix de molécules s’offre aux utilisateurs de PLIF. Cependant, la molécule utilisée doit posséder certaines caractéristiques bien précises. En effet, elle doit être capable de restituer une luminosité perceptible par nos moyens de détection. Autrement dit, en mettant de côté la sensibilité du capteur de la caméra que nous avons utilisée, le rendement quantique de l’espèce fluorescente doit être le plus élevé possible. Par ailleurs, la séparation entre les longueurs d’onde d’excitation et d’émission doit être la plus nette possible. De plus, l’influence de la température et du pH sur les propriétés de fluorescence doivent être connues et contrôlées. Enfin, d’un point de vue moins technique, l’espèce choisie, qui sera utilisée en assez grande quantité doit être peu coûteuse et sa toxicité la plus faible possible. La Rhodamine *B* et la fluorescéine possèdent des caractéristiques très intéressantes. Le rendement quantique de ces deux espèces est élevé (de l’ordre de 0.9) et elles sont couramment utilisées dans les mesures par PLIF. Nous avons choisi d’utiliser la Fluorescéine sodium. En effet, ce colorant est très bien documenté dans la littérature (CRIMALDI (2008), KOOCHESFAHANI & DIMOTAKIS (1985)) et possède certains avantages que la Rhodamine *B* ne possède pas comme nous allons le voir par la suite.

Propriétés physico-chimiques de la fluorescéine sodium

La fluorescéine ($C_{20}H_{10}Na_2O_5$) est une substance chimique complexe composée de deux molécules de phénols liées à un cycle furane, lui-même relié à un acide benzoïque. Cette substance dérivée du

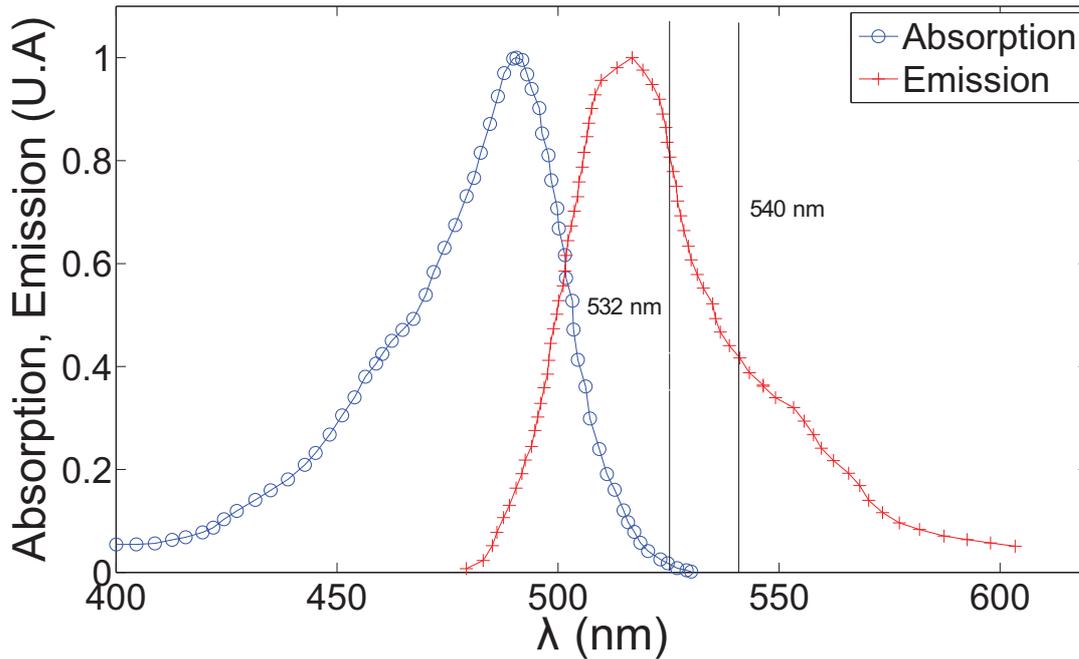


FIGURE 3.2: Spectre d'absorption et d'émission de la fluorescéine, KOCHESFAHANI & DIMOTAKIS (1985)

xanthène, acide, de couleur rougeâtre en transparence et vert-fluo par réflexion de la lumière du jour, émet une lumière de fluorescence lorsqu'elle est excitée par les ultraviolets. Sa masse molaire atomique est de 376,27 g/mol et sa température de fusion menant à une décomposition est de 315°C. En ce qui concerne les propriétés optiques, son spectre d'absorption se situe entre 400 et 550 nm avec un pic à 496 nm alors que son spectre d'émission est dans une gamme de longueurs d'onde comprises entre 490 et 600 nm avec un pic d'émission à 520 nm (figure 3.2). Nous pourrions ainsi utiliser un laser à 532 nm et un filtre passe haut à 540 nm pour ne visualiser que le signal réémis par la fluorescéine. Enfin, la fluorescéine sodium est un colorant qui possède une diffusivité très faible dans l'eau.

Influence de la température sur le signal de fluorescence

Les études concernant l'influence de la température sur le signal de fluorescence sont très nombreuses (CRIMALDI (2008), WALKER (1987), KOCHESFAHANI & DIMOTAKIS (1985)). Selon certains modèles comme celui de GUILBAULT (1973), il est démontré que lorsque la température augmente, l'énergie de vibration des molécules à l'état fondamental mais également à l'état excité croissent. Comme il est précisé dans le diagramme de Jablonski (figure 3.1), ce phénomène conduit à une augmentation de la probabilité d'obtenir un croisement intersystème. Par conséquent, la quantité de molécules capables de fluorescer diminue légèrement selon les molécules fluorescentes utilisées. La figure (figure 3.3) illustre assez nettement cette évolution de l'intensité du signal de fluorescence F , normalisée par F_{ref} à 25°C, en fonction de la température. Les mesures affichées sur cette figure indiquent que le signal de fluorescence diminue lorsque la température augmente. Cette diminution

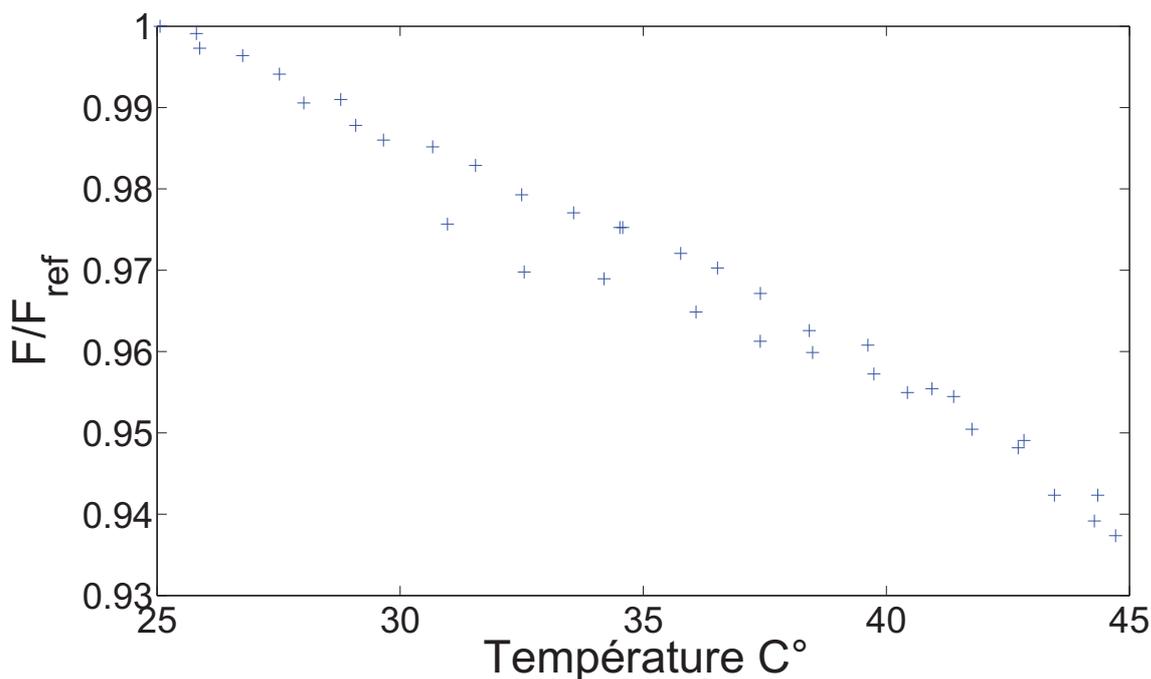


FIGURE 3.3: Intensité de fluorescence en fonction de la température, GUILBAULT (1973)

est de l'ordre de 0.3% par degrés Celsius dans une solution tampon avec un pH égal à 9. Cette perte de fluorescence reste très faible et permet de négliger les variations d'intensité de fluorescence au cours de nos expériences où la température pouvait varier de plus ou moins 1°C. D'autres colorants utilisés en PLIF n'ont pas cette capacité d'être peu réactifs aux changements de température. C'est le cas de la Rhodamine *B*, qui connaît des variations de rendement quantique plus importantes de l'ordre de 5% par degré Celsius (GUILBAULT (1973)).

Influence du pH sur le signal de fluorescence

La fluorescence de la fluorescéine sodium dépend du pH de la solution considérée. Sachant que la fluorescéine sodium est un composé acide, son introduction dans un solvant aura tendance à diminuer le pH. Des mesures d'intensité de fluorescence effectuées pour différents de pH (LINDQUIST (1960)) sont représentées sur la figure 3.4. On constate une nette évolution du signal de fluorescence pour des pH compris entre 3 et 9. Cependant, au cours de nos expériences, notamment durant l'étalonnage (évolution du signal fluorescé en fonction de la concentration), nous avons mesuré les écarts de pH associés aux différentes solutions. En nous plaçant dans le cas le plus défavorable, à savoir l'écart de pH entre une solution fortement concentrée et le solvant, les pH mesurés varient entre 7.96 et 8.20, ce qui correspond à un écart de l'ordre de 2% sur la figure (figure 3.4). Ainsi, au cours de nos expériences, nous pouvons considérer comme négligeable l'influence de la température et celle du pH sur le signal de fluorescence.

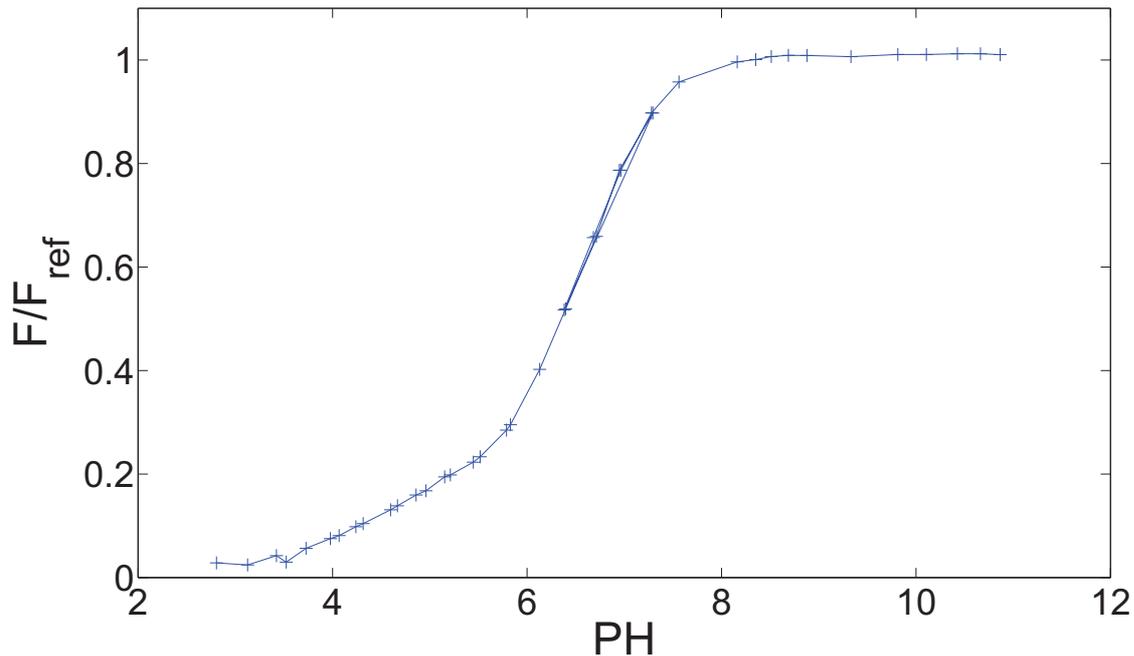


FIGURE 3.4: Intensité de fluorescence en fonction du PH, (Lindqvist,1960)

Influence de la concentration sur le signal de fluorescence

L'absorbance A mesure la capacité d'un milieu de concentration homogène C à absorber la lumière qui le traverse. Il s'agit d'une grandeur sans unité donnée par la relation $A = \epsilon bC$, avec ϵ le coefficient d'extinction molaire, b la longueur traversée par le faisceau et C la concentration molaire de la solution. Les travaux de SKOOG et coll. (1988) ont montré que le signal de fluorescence F est proportionnel à la concentration C , et suit la relation $F = KC$ pour une intensité I_0 donnée dès lors que $A \leq 0.05$. Le graphique de la puissance de fluorescence d'une solution en fonction de la concentration de l'espèce émettrice est donc linéaire aux faibles concentrations. Lorsque C devient assez grand pour que l'absorbance soit supérieure à environ 0.05, la relation cesse d'être linéaire. Cet effet résulte de l'auto-désactivation, un phénomène par lequel les molécules absorbent la fluorescence émise par d'autres. Dans certains cas, il arrive même que F augmente jusqu'à atteindre un maximum et se mette ensuite à décroître au fur et à mesure que la concentration C augmente. Nous verrons par la suite, au cours de notre étalonnage, que nous nous sommes placés dans la zone de linéarité de la fluorescence en fonction de la concentration et que ce phénomène de saturation apparaît de façon nette.

3.2 La chaîne PLIF

3.2.1 Le laser

Nous avons utilisé un laser pulsé double cavité de type ND-YAG et de marque Quantel dont la cavité émet dans le vert (532 nm). La puissance délivrée par le laser (2×200 mJ) compense l'écart

de longueur d'onde entre le pic d'absorption de la fluorescéine (496 nm) et celle émise par le laser. En effet, le spectre d'absorption de la fluorescéine possède pour borne supérieure une longueur d'onde de l'ordre de 550 nm. Nous nous situons ainsi dans les limites de la gamme d'absorption de ce colorant mais la puissance du laser permet d'obtenir une bonne dynamique de signal dans la plage de concentrations considérées. On associe le laser à une lentille cylindrique de longueur focale ($f=-20$ mm) qui génère une nappe laser divergente de 2 mm d'épaisseur à partir du faisceau incident.

3.2.2 La caméra

Des mesures quantitatives de fluorescence ne peuvent être réalisées qu'avec l'utilisation d'une caméra à forte sensibilité. En effet, l'intensité lumineuse émise par le fluorophore se traduit en niveaux de gris sur le capteur d'une caméra qui doit être capable de déceler la moindre variation d'intensité de fluorescence. Pour cela, nous avons utilisé une caméra PCO SENSICAM 12 bits munie d'un capteur CCD refroidi jusqu'à -20°C , de taille 1040×1376 pixels. L'objectif utilisé est un Nikon de focale 55 mm, d'ouverture $f/D=1.2$, à lentilles asphériques en verre. Il est muni d'un filtre passe-haut avec une longueur d'onde de coupure de 540 nm, filtrant la longueur d'onde du laser (532 nm) et séparant ainsi le signal fluorescé du signal émis. Le champ de mesures correspondant est de $135 \times 180 \text{ mm}^2$ avec une résolution d'environ $130 \mu\text{m}$. Le noir du capteur (bruit de la caméra) est d'environ 32 niveaux de gris et la caméra possède un étalement dynamique de 4096 niveaux ce qui nous donne une dynamique réelle d'environ $4096/32 \approx 130$.

Au cours des différentes séries d'acquisition effectuées à 2 et 8 Hz, 1000 et 700 images ont été respectivement enregistrées dans le but de suivre l'écoulement durant au moins 1 minute. Le temps d'exposition utilisé est de $1/3000$ s, ce qui permet de collecter toute la lumière émise par l'impulsion laser (de l'ordre de quelques nanosecondes).

3.2.3 Le plan de mesure

La section de mesure associée à la nappe laser reste fixe et se situe au dessous du réseau aléatoire de sphères fixes. La distance entre la dernière rangée de tiges et le plan fixe de mesure est de 7.5 cm. Nous avons préféré utiliser un plan de mesure fixe à cause des difficultés d'accès optique rencontrées dans la veine d'essai (voir chapitre 2) et des réglages (laser et caméra) à effectuer à chaque mise en place d'un nouveau plan de mesure (mise au point, horizontalité de la nappe...). La mobilité de la buse d'injection (chapitre 2) permet quant à elle de déplacer l'injecteur en tout point de l'espace dans le réseau. Nous avons étudié trois configurations différentes d'injection où la distance comprise entre l'injecteur mobile et le plan de mesure peut prendre 3 valeurs : $z = 11, 21$ et 31 cm. Un schéma regroupe la configuration globale de l'écoulement ainsi que l'ensemble du matériel utilisé (figure 3.5). Lorsque le scalaire traverse la nappe laser, un miroir placé à 45° permet une visualisation du champ de concentration engendré dans le plan horizontal de la nappe laser. Une fois l'injection effectuée, deux visualisations sont donc possibles : la vue directe de côté qui nous renseigne sur l'évolution du filet de colorant (figure 3.6) et la visualisation faite par PLIF (figure 3.7). Le champ d'observation de la PLIF est relativement important ($135 \times 180 \text{ mm}^2$). En effet, sachant que la direction de l'injection est transversale par rapport au plan horizontal de mesure, l'objectif est

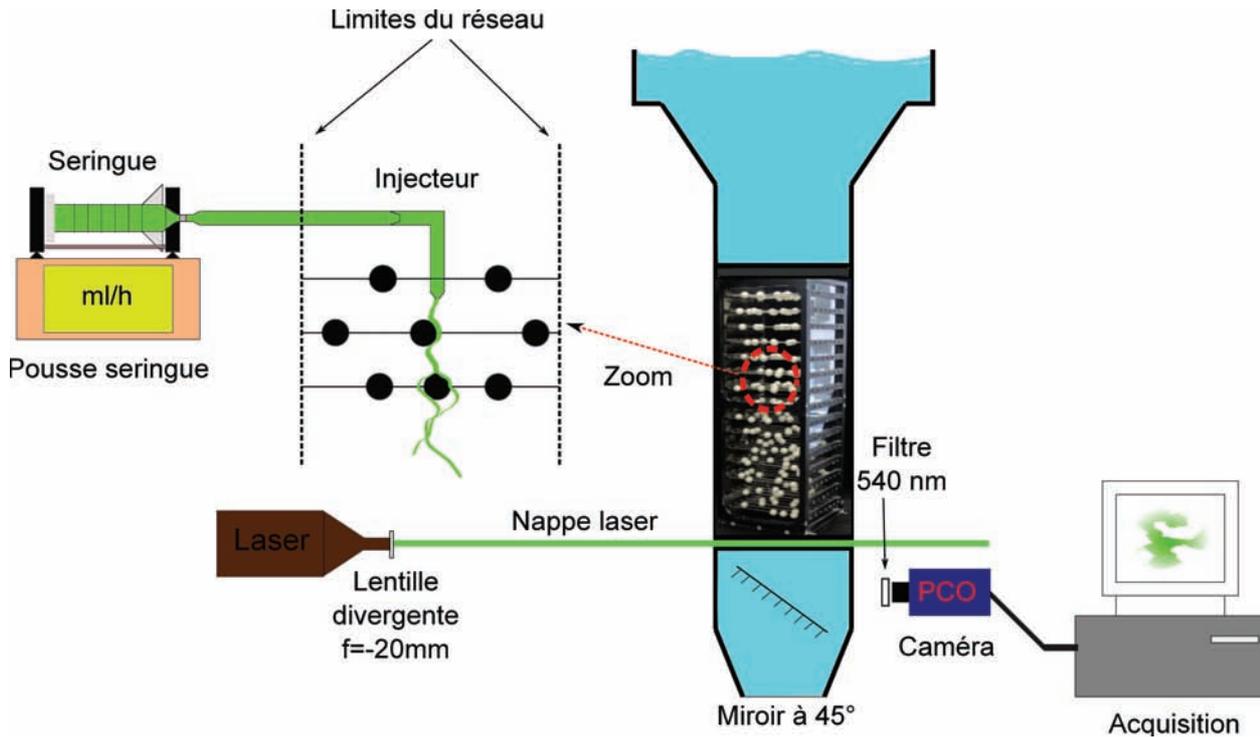


FIGURE 3.5: Protocole expérimental

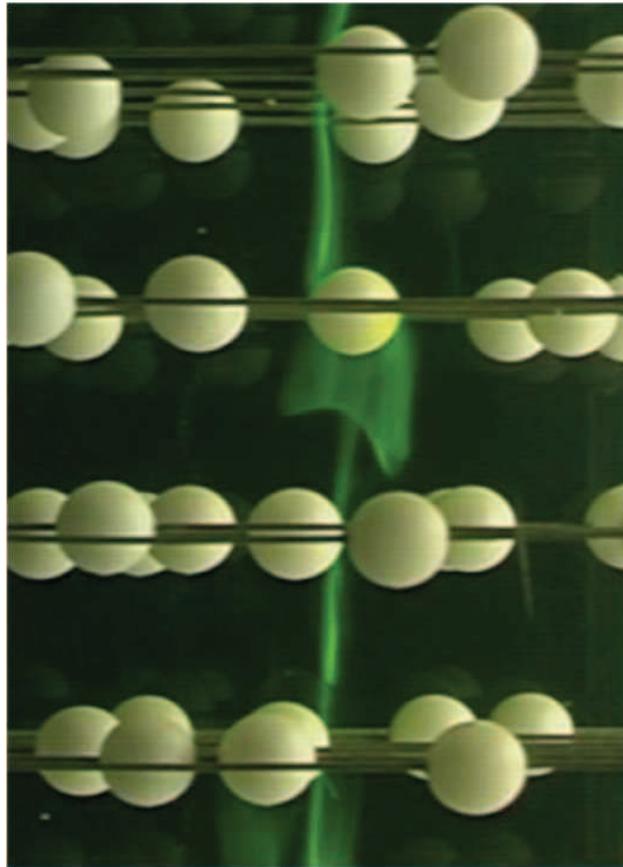
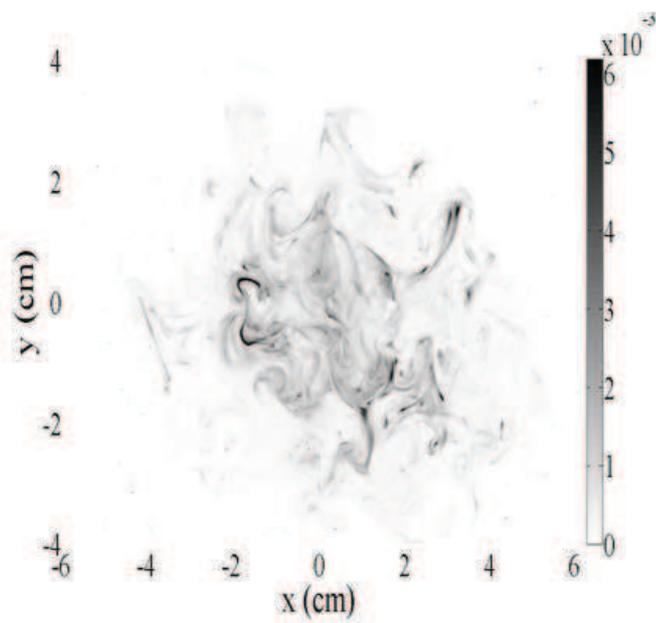
de capter l'ensemble du champ de concentration et ceci pour toutes les configurations d'injection possibles. L'utilisation d'un grand champ d'observation est alors indispensable si l'on veut étudier le mélange dans sa globalité et avoir accès aux grandes échelles.

Le champ de concentration ainsi obtenu se traduit en niveaux de gris sur la caméra. L'objectif final est alors de convertir ces niveaux de gris en concentration.

3.3 Corrections du signal de fluorescence

3.3.1 Origine du bruit et autres perturbations dans les mesures

Il existe différentes sources de bruit et de perturbations associées aux mesures que nous avons effectuées. La première source de perturbation que l'on rencontre est due au bruit propre à la caméra. Sans aucune exposition à une source lumineuse particulière, les pixels de la caméra ont une valeur non nulle. Ce bruit est dû à l'échauffement de la caméra qui excite les pixels. Afin de connaître avec précision la valeur de ce bruit, on enregistre des images de noir en maintenant le cache de la caméra sur l'objectif. Pour notre caméra de type SENSICAM, sa valeur moyenne est de 32 niveaux de gris. En ce qui concerne la précision du niveau de gris au cours du temps, on constate que la valeur du signal varie de plus ou moins 2 niveaux de gris sur chaque pixel, soit une variation maximale de 5 niveaux de gris. Cependant, avec un étalement dynamique de 4096 niveaux de gris,

FIGURE 3.6: Vue de côté, $RE = 100$ FIGURE 3.7: Champ de la concentration instantané, normalisé par la concentration à l'injection, $RE = 600$. (PLIF)

la précision de mesure sur un pixel reste de l'ordre de $5/4096$ soit 0.1%.

La deuxième source d'erreur est liée aux fluctuations de puissance tir-à-tir du laser. Le type de laser que nous utilisons subit des fluctuations d'énergie à cause des variations d'intensité des lampes flash utilisées et aussi à cause de la sensibilité des systèmes électroniques mis en jeux qui réagissent à la moindre variation d'intensité du courant. Les fluctuations rencontrées peuvent alors sensiblement modifier l'énergie incidente du faisceau laser I_0 et ainsi indirectement affecter le signal de fluorescence. Au cours des différentes séries d'acquisition à 2 et 8 Hz, nous avons réalisé des estimations des niveaux de gris dans des zones fixes de l'image où la concentration n'évolue pas. Cela nous permet d'estimer le bruit de fond de l'image. Les fluctuations maximales tir-à-tir du laser peuvent être importantes : de l'ordre de 8%. Ces images imprévisibles qui subissent des sauts ou des baisses d'intensité du laser sont cependant rares. Aussi, avons-nous choisi de supprimer les images où les fluctuations dépassaient de plus de 2% la valeur moyenne. Le nombre d'images ainsi supprimées est compris entre 4% et 5% du nombre total d'images ce qui correspond à environ 30 images sur 700 pour les acquisitions à 8 Hz et 50 images sur 1000 pour celles à 2 Hz.

Enfin, une troisième difficulté réside dans la sensibilité de l'intensité du signal de fluorescence collectée par le capteur de la caméra à l'ouverture de l'objectif utilisé. L'ouverture d'un objectif désigne le rapport entre sa longueur focale et le diamètre de sa pupille d'entrée : $N = f/D$. Pour un flux parallèle à l'axe optique, l'éclairement du capteur est inversement proportionnel au carré de l'ouverture. Il faut donc vérifier cette loi pour l'intensité de fluorescence captée par la caméra. Pour cela, nous avons mesuré pour une concentration homogène, la valeur moyenne sur 100 images du signal de fluorescence en fonction de l'inverse du carré de l'ouverture. Cette valeur moyenne a été prise sur une portion de 10×10 pixels en entrée de la nappe laser, lieu où l'absorption est très faible. On vérifie bien que l'intensité de fluorescence augmente de façon proportionnelle à l'inverse du carré de l'ouverture pour des valeurs de N comprises entre 16 et 2 (figure 3.8). Cet étalonnage vis-à-vis de l'ouverture nous permet d'appliquer l'étalonnage donnant la relation entre les niveaux de gris et les concentrations effectué pour une valeur donnée de f/D à toutes les autres ouvertures.

3.3.2 Méthodologie de mise en oeuvre de la PLIF

D'autres précautions doivent être prises pour ne pas altérer les mesures de concentration. Afin d'obtenir des mesures quantitatives, les sources possibles d'erreur doivent être identifiées et corrigées si nécessaire. L'absorption de l'énergie incidente du laser par la fluorescéine reste le principal problème. Nous verrons par la suite que nous pouvons pallier ce problème pour une image en milieu homogène mais qu'une correction sur chaque image instantanée est plus difficile à effectuer. Nous avons préféré ne pas effectuer de correction après avoir vérifié que cela n'altère pas la mesure de concentration.

De plus, il faut corriger l'hétérogénéité spatiale énergétique de la nappe laser. Comme il est illustré sur la figure 3.9, le faisceau laser utilisé pour former la nappe, après passage par une lentille divergente, n'est pas parfaitement homogène sur toute sa largeur : cette inhomogénéité se répercute alors sur la nappe laser. Ainsi, la fluorescence n'est pas excitée avec la même intensité incidente en tout point de la nappe. Il faut donc connaître l'énergie incidente en tout point du champ de mesure avant de pouvoir convertir le signal de fluorescence en concentration.

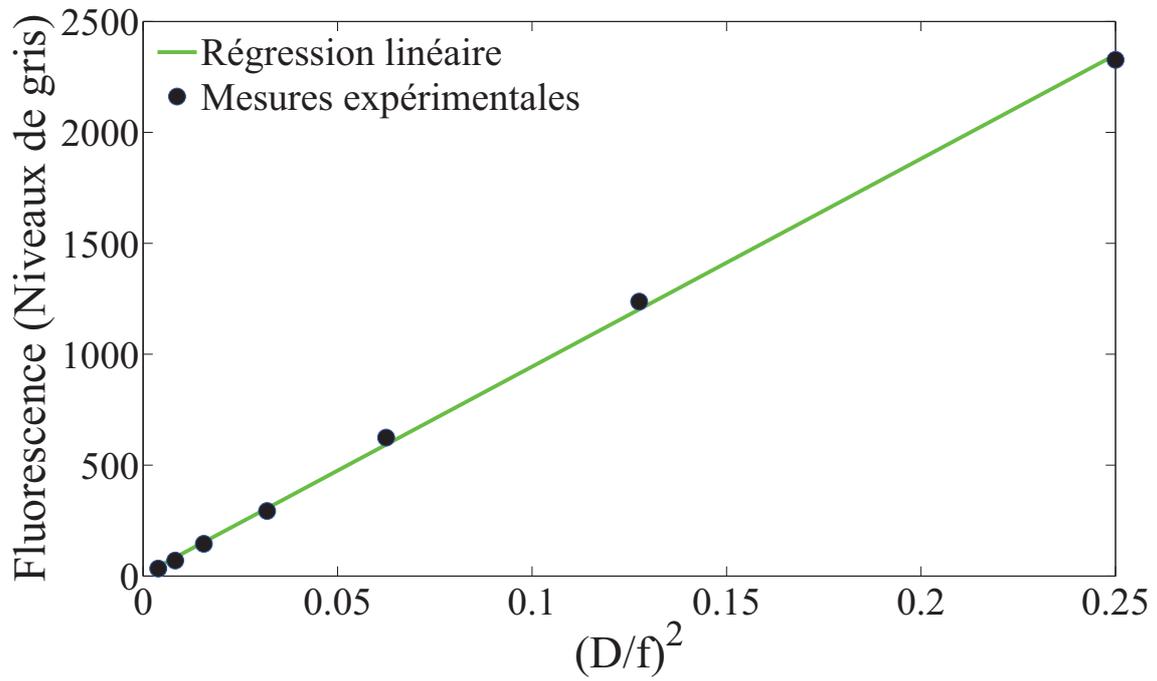


FIGURE 3.8: Intensité de fluorescence en fonction du carré de l'inverse de l'ouverture

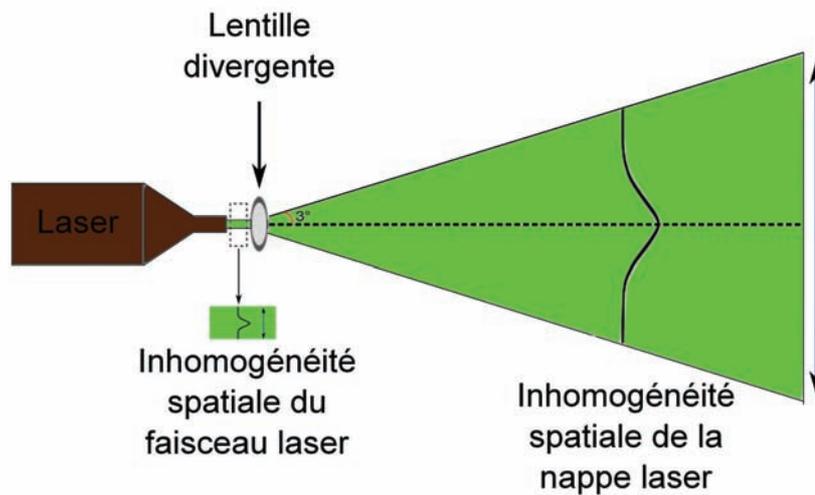


FIGURE 3.9: Hétérogénéités spatiales de la nappe laser

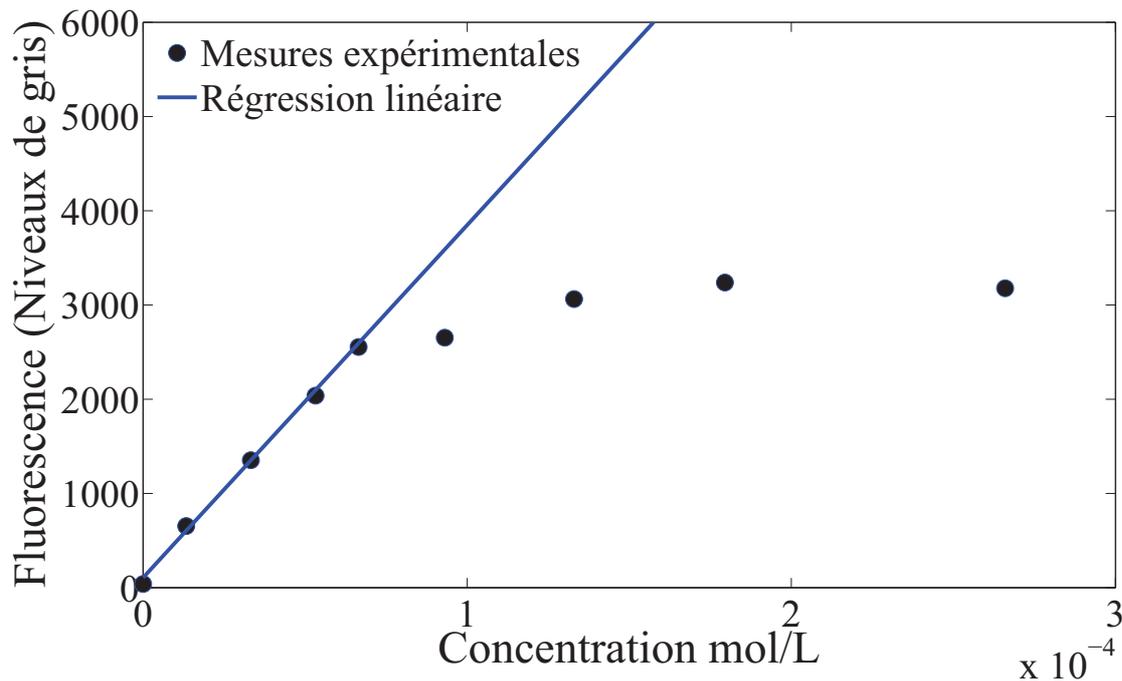


FIGURE 3.10: Intensité de fluorescence en fonction de la concentration

Etalonnage

Avant toute chose, on s'assure de travailler dans la gamme de linéarité de l'intensité de fluorescence en fonction de la concentration. L'étalonnage a été effectuée dans le canal en l'absence d'écoulement. Des solutions homogènes fabriquées à partir de fluorescéine en poudre et de 40L d'eau ont été versées par la partie amont du canal. Au préalable, les solutions ont été mélangées plusieurs minutes afin d'assurer une bonne homogénéité et éviter l'apparition de volutes (régions inhomogènes en concentration, très fréquentes lorsque l'on manipule des grands volumes assez concentrés). Plusieurs concentrations ont été utilisées afin de déterminer les limites de cette zone de linéarité. Comme nous avons pu le voir précédemment, un phénomène de saturation peut apparaître lorsque la concentration est trop élevée. Les valeurs d'intensité de fluorescence ont été mesurées en entrée de nappe laser (en faisant une moyenne temporelle sur 100 images pour chaque concentration), où l'absorption est la plus faible possible (5% pour la concentration la plus élevée). La gamme de linéarité se situe entre 0 et 5.3×10^{-5} mol/L. Ensuite, on sort assez lentement de cette gamme de linéarité pour des concentrations légèrement plus élevées (figure 3.10). On observe le phénomène de saturation qui est couplé à la loi d'absorption de Beer-Lambert sachant que la nappe traverse 3.5 cm de concentration homogène avant d'arriver dans la zone de mesure. On adapte la concentration injectée à l'intérieur du réseau pour toujours se situer, après impact sur la nappe laser, dans cette gamme linéaire de concentration. Ainsi, nous nous assurons de travailler dans le même régime de fluorescence pour tous les essais effectués.

Corrections du bruit de fond et du bruit de la caméra

Au cours des mesures par PLIF, les images instantanées enregistrées sont la somme de plusieurs signaux. Le signal instantané se compose du signal de fluorescence, du bruit de fond (en l'absence d'injection de fluorescéine) et du bruit propre à la caméra.

$$F_{instant} = F_{fluo} + F_{Bruitfond} + F_{Bruitcaméra} \quad (3.3)$$

Afin de connaître le signal de fluorescence réel sur une image instantanée, il faut soustraire le bruit de fond et le bruit de la caméra. Pour cela, nous avons pris une série de 100 images de l'écoulement éclairé par le laser avant toute expérience d'injection de fluorescéine. Nous avons calculé l'image moyenne $\overline{F_{Bruit}}$. (Pour la suite, l'opérateur de moyenne temporelle sera noté $\bar{\quad}$). Cette image moyenne, $\overline{F_{Bruit}}$, comporte alors le bruit de la caméra et le bruit de fond. Elle sera soustraite à toutes les images instantanées. Cette opération doit être répétée entre chaque série de mesure car la concentration moyenne de fluorescéine dans le canal augmente au cours du temps. En effet, l'écoulement s'effectue en circuit fermé et une dérive du fond de la concentration apparaît. Par contre, le bruit de fond associé à l'image de référence reste constant et correspond au bruit de mesure initial avant que la dérive en concentration n'apparaisse. Nous le nommerons $\overline{F_{Bruit_i}}$.

Correction de l'image de référence

On appelle image de référence une image obtenue dans un milieu de concentration homogène C_{ref} . Les images de référence ne présentent pas un signal de fluorescence constant le long de la direction y de la propagation de la nappe laser. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, un phénomène d'absorption, modélisé par la loi de Beer-Lambert tend à diminuer le signal de fluorescence. Si l'on considère un signal de fluorescence en entrée de nappe F_0 , le signal de fluorescence $F(y)$ obtenu à une distance y de l'entrée du laser dans le milieu absorbant s'écrit :

$$F(y) = F_0 e^{-\epsilon \int_0^y C(y) dy} \quad (3.4)$$

Cette relation va nous permettre de corriger simplement l'absorption sur toute image obtenue à partir d'une concentration homogène de référence C_{ref} . En effet, pour une concentration donnée, le coefficient d'extinction molaire ϵ peut s'écrire :

$$\epsilon = \left| \frac{\ln(F(y + \Delta y)) - \ln(F(y))}{\Delta y \cdot C_{ref}} \right| \quad (3.5)$$

Pour une concentration C_{ref} homogène fixée, on corrige l'image de référence en divisant la valeur de fluorescence à une abscisse y par $e^{-\epsilon y C_{ref}}$. Le résultat est visible sur la figure 3.11.

On constate que la décroissance du signal de fluorescence avant correction de l'absorption n'est pas exponentielle mais linéaire. En effet, dans la gamme de concentrations homogènes considérées, l'ordre de grandeur du coefficient d'extinction molaire ϵ est de $350 \text{ mol}^{-1} \cdot \text{L} \cdot \text{cm}^{-1}$ ce qui implique que le produit $\epsilon y C_{ref}$ reste petit devant 1. Le terme d'absorption associé à la loi de Beer-Lambert $e^{-\epsilon y C_{ref}}$ peut alors être approximé par $1 - \epsilon y C_{ref}$ et expliquer le profil linéaire de décroissance d'intensité de fluorescence. La correction apportée est efficace et limite les variations maximales d'intensité de fluorescence à 4% sur toute l'image corrigée. Ce léger résidu est dû à l'angle de la

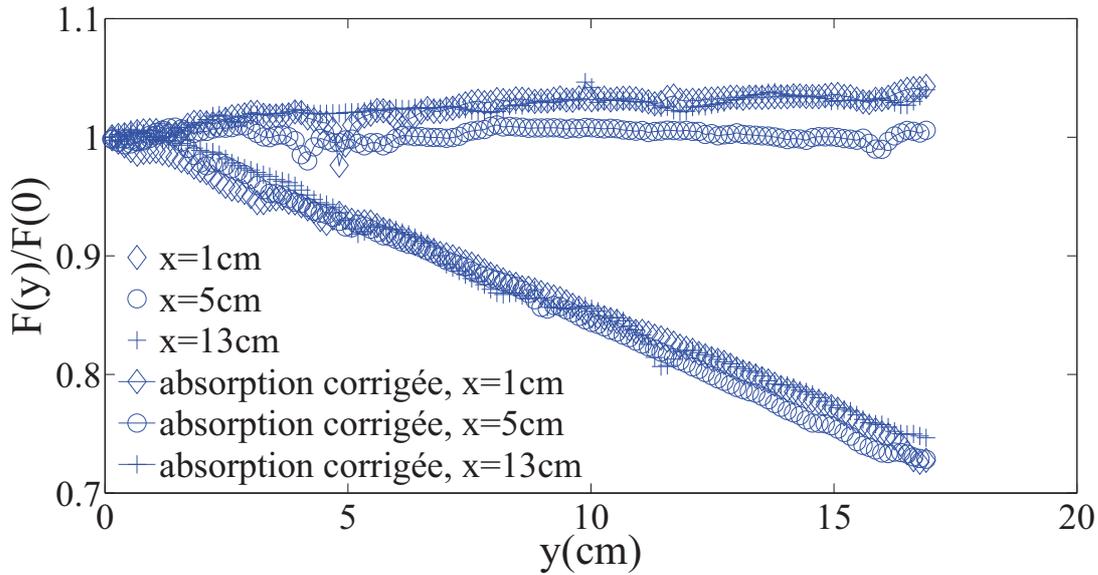


FIGURE 3.11: Décroissance de l'intensité de fluorescence en fonction de la distance Δy parcourue par la nappe laser. Les symboles connectés montrent l'intensité de fluorescence corrigée (divisée par $e^{-\epsilon_{ref}}$). La concentration de référence utilisée est $C_{ref} = 5.3 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$.

divergence de la nappe laser qui engendre une faible variation du coefficient d'extinction calculé sur les extrémités de l'image de référence considérée. Nous nommerons cette image de référence corrigée $\overline{F_{ref}}$, associée à la concentration homogène de référence C_{ref} . Elle sera utilisée par la suite pour convertir en concentration les images instantanées.

Conversion en concentration des images instantanées

L'objectif final de la mesure par PLIF est de pouvoir convertir les images de fluorescence obtenues en niveaux de gris en champs de concentration. Nous nous sommes placés dans un régime linéaire où le signal de fluorescence est proportionnel à la concentration. Ainsi, à partir d'un étalonnage avec une concentration de référence C_{ref} connue, la procédure suivante peut être appliquée :

$$C_{instant} = \frac{F_{instant} - \overline{F_{Bruit}}}{F_{ref} - \overline{F_{Bruit_i}}} \times C_{ref} \quad (3.6)$$

Cette conversion permet également de s'affranchir des inhomogénéités de la nappe laser. Le profil de nappe gaussien dans le sens transversal à la propagation de la nappe laser se retrouve sur chaque image instantanée mais aussi sur l'image de référence dont nous avons corrigé l'absorption. En normalisant l'une par l'autre, l'effet de cette inhomogénéité de la nappe disparaît. Cependant, cette procédure de transformation des niveaux de gris en concentration ne permet pas de corriger l'absorption sur les images instantanées. Cette absorption peut être estimée pour les différents nombres de Reynolds considérés. Si l'on considère les cas les plus défavorables, à savoir des champs de concentrations élevés mais peu étendus pour les faibles nombres de Reynolds ou moins concentrés mais plus étendus pour les nombres de Reynolds turbulents, l'absorption peut être considérée comme négligeable. En effet, l'épaisseur du spot de fluorescéine est de l'ordre de 1 cm et de concentration

maximale de $5.3 \times 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ pour les faibles nombres de Reynolds, impliquant une erreur relative de la mesure de concentration liée à l'absorption de l'ordre de 2%. Pour les nombres de Reynolds élevés, l'épaisseur du filet de colorant est plus grande mais de concentration plus faible, engendrant une absorption de l'ordre de 4%. Nous avons donc choisi de ne pas corriger les effets d'absorption et nous retenons que dans les cas les plus défavorables, l'erreur relative induite sur la concentration est de l'ordre de 4%.

3.4 Vélométrie par Images de Particules (PIV)

L'écoulement étudié présente des caractéristiques hydrodynamiques particulières profondément marquées par les interactions avec les sphères situées dans le réseau. Le champ de vitesse dans le sillage d'une sphère est très différent de celui observé dans les régions éloignées des sphères. L'analyse du champ de vitesse très inhomogène à travers ce réseau aléatoire d'obstacles nécessite l'emploi d'une technique de mesure permettant d'accéder à la vitesse du fluide en différents points de l'espace de façon simultanée. Ainsi, la vélocimétrie par images de particules (PIV), permet la mesure du champ de vitesse en différents points d'un plan (Maurel, 2001).

Cette méthode de mesure est basée sur l'analyse corrélatoire de doublets d'images séparés par un intervalle de temps Δt . L'écoulement considéré estensemencé à l'aide de particules très petites (de l'ordre de quelques micromètres de diamètre). Ces particules, qui servent alors de traceurs de l'écoulement, doivent être de taille très réduite afin de ne pas perturber celui-ci et ainsi constituer une mesure qui sera la moins intrusive possible. A l'aide d'un laser, on crée une nappe afin d'illuminer la zone de mesure souhaitée. Il est ensuite possible de filmer la position de ces traceurs avec une caméra dont l'axe optique est perpendiculaire au plan laser et d'enregistrer les images instantanées des traceurs décalées de l'intervalle de temps Δt fixé par l'utilisateur. Les images sont alors divisées en plusieurs régions appelées fenêtres d'interrogation. La taille de ces fenêtres est fixée par l'utilisateur et permet d'obtenir une résolution spatiale plus ou moins fine en déterminant le nombre total de vecteurs qui seront calculés. Les fenêtres d'interrogation d'une paire d'images consécutives sont mises en correspondance. Une intercorrélation est ensuite appliquée entre les deux fenêtres, et la position de son maximum donne la valeur du déplacement le plus probable de l'ensemble des particules. Une fois ce calcul appliqué à l'ensemble des fenêtres d'interrogations, on peut obtenir un champ bidimensionnel de vecteur vitesse.

Cette technique de mesure repose ainsi sur trois étapes :

- l'ensemencement
- l'acquisition
- le calcul des champs de vitesse

3.4.1 L'ensemencement

L'ensemencement de l'écoulement est une étape importante et délicate lorsque l'on utilise la vélocimétrie par images de particules. L'introduction d'éléments étrangers dans l'écoulement doit être la moins intrusive possible. Les particules d'ensemencement doivent à la fois ne pas perturber

l'écoulement et suivre de la meilleure des façons le fluide.

Afin de limiter la vitesse de sédimentation des traceurs, nous devons utiliser des particules d'un diamètre suffisamment petit et de densité assez proche de celle de l'eau. Ces traceurs doivent aussi diffuser suffisamment de lumière afin d'être détectés par la caméra : les particules d'un diamètre trop petit sont donc inutilisables. Ainsi, nous avons utilisé des particules de rhodamine B d'un diamètre moyen de $10\ \mu\text{m}$ encapsulées par de la résine de mélanine et de masse volumique égale à $1190\ \text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, proche de l'eau. La vitesse de sédimentation, calculée à l'aide de la loi de Stokes, indique une vitesse de chute de l'ordre de $0.01\ \text{mm/s}$, très faible au regard des vitesses moyennes caractéristiques de l'écoulement comprise entre $0.5\ \text{cm/s}$ et $5\ \text{cm/s}$.

La rhodamine fluoresce dans une plage de longueurs d'ondes comprise entre $530\ \text{nm}$ et $660\ \text{nm}$. Afin de récupérer uniquement le signal fluorescé par les particules, un filtre passe haut à $540\ \text{nm}$ est disposé sur la caméra. Ce filtre permet bloquer la lumière du laser ($527\ \text{nm}$) réfléchi par les sphères ou les tiges. Enfin, la quantité de particulesensemencée a été optimisée afin de ne pas saturer les fenêtres d'interrogation au cours des calculs PIV. En effet, chaque particule diffuse la lumière dans son espace environnant et la présence d'un trop grand nombre de particules engendre un amas de diffusion qui rend difficile la distinction des particules les unes des autres (effet de groupe). Nous avons donc ajusté la quantité de traceurs ajoutée à l'eau de manière à obtenir environ une douzaine de particules visibles dans chaque fenêtre d'interrogations.

3.4.2 L'acquisition

La chaîne de mesure de vélocimétrie par images de particules se compose d'un laser qui crée une nappe permettant de mettre en évidence les particules, d'une caméra permettant l'acquisition des images et d'un ordinateur pour le stockage et le traitement des données.

Le laser

La nappe laser utilisée pour la méthode PIV est créée par un laser pulsé haute cadence de type ND-YLF double cavité d'énergie $2\times 10\ \text{mJ}$ et de longueur d'onde $527\ \text{nm}$. Ce laser a la capacité d'opérer de façon impulsionnelle jusqu'à $10\ 000\ \text{Hz}$. Le laser est placé de telle façon que la nappe produite soit verticale, d'une épaisseur d'environ $0.5\ \text{mm}$. Elle traverse transversalement l'écoulement de manière à contenir la vitesse moyenne longitudinale. Le faisceau laser est éclaté par une lentille divergente et la nappe ainsi produite pénètre dans le réseau par l'un des hublots contenu dans le plan XZ comme illustré sur la figure 3.12. Afin d'étudier dans un premier temps les propriétés hydrodynamiques à l'amont ou à l'aval d'une rangée de sphères, la nappe laser est disposée de telle façon à coïncider avec une tige porteuse de sphères dans la direction X. Les difficultés optiques rencontrées avant de déterminer une zone utile de mesures ont été nombreuses. En effet, les ombres portées par les différentes sphères et les limitations d'accès optiques dues notamment aux hublots nous ont contraints à utiliser des fenêtres de mesure d'environ $3\ \text{cm}$ par $14\ \text{cm}$ (soit 70% de la largeur du canal environ). De plus, la mobilité du laser permet un déplacement dans la direction X, rendant possible l'accès à plus de sept plans de mesure différents pour chaque hublot, mais aussi dans la direction verticale Z afin de parcourir la veine d'essai dans la direction de l'écoulement. En poursuivant les analyses de AMOURA (2008), nous avons examiné les propriétés du champ des

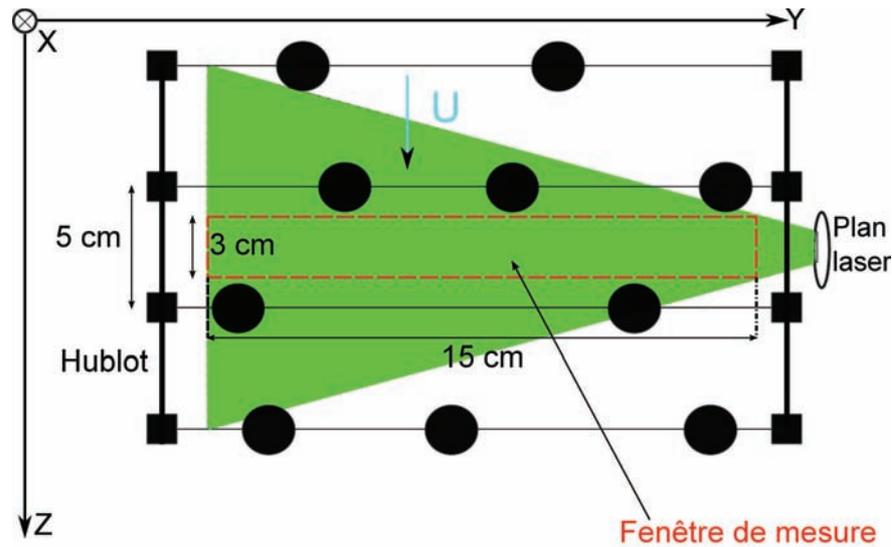


FIGURE 3.12: Configuration du plan laser pour la PIV

vitesse dans deux régions particulières de l'écoulement : des régions proches contenant au moins deux sillages proches et des régions lointaines ne contenant aucun sillage proche. La figure 3.13 permet de comprendre cette distinction. Lorsque le plan de mesure contenant la nappe laser se situe juste sous une tige, nous nous assurons de la présence de sillages associés à l'interaction directe entre le fluide et les sphères : il s'agit de la région proche. À l'inverse, lorsque le plan laser se situe au-dessus d'une tige, la présence de sillages sera uniquement due à l'interaction avec une sphère située à au moins 5 cm en amont : il s'agit de la région lointaine. Dans la suite, les statistiques seront obtenues sans distinguer ces deux types de régions.

La caméra

La caméra numérique utilisée pour la PIV est *APX - RS3000*. Munie d'un capteur CMOS refroidi de 1024×1024 pixels², de taille physique $17 \times 17 \mu\text{m}^2$, la dynamique de niveaux de gris associée à son codage 10 bits est de 1024. La taille des champs de mesure est de $14 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ ce qui correspond à 1024×215 pixels soit une résolution de $139 \mu\text{m}$ par pixel. Cette caméra peut acquérir deux images consécutives avec un temps inter-image minimal de $4 \mu\text{s}$, très avantageux lorsque l'on veut faire de la PIV à haute cadence. L'optique utilisée est une NIKON de longueur focale 105 mm et de rapport d'ouverture maximal $f/D = 2.8$.

Nous avons choisi d'utiliser une PIV à haute cadence qui est bien adaptée à l'étude des écoulements turbulents. En effet, elle permet un suivi temporel de certaines structures complexes ou autres phénomènes instationnaires. Nous avons alors fixé la fréquence d'acquisition à 50 Hz ou 100 Hz en mode séquentiel, selon la vitesse de l'écoulement. Ce mode signifie que toutes les images seront

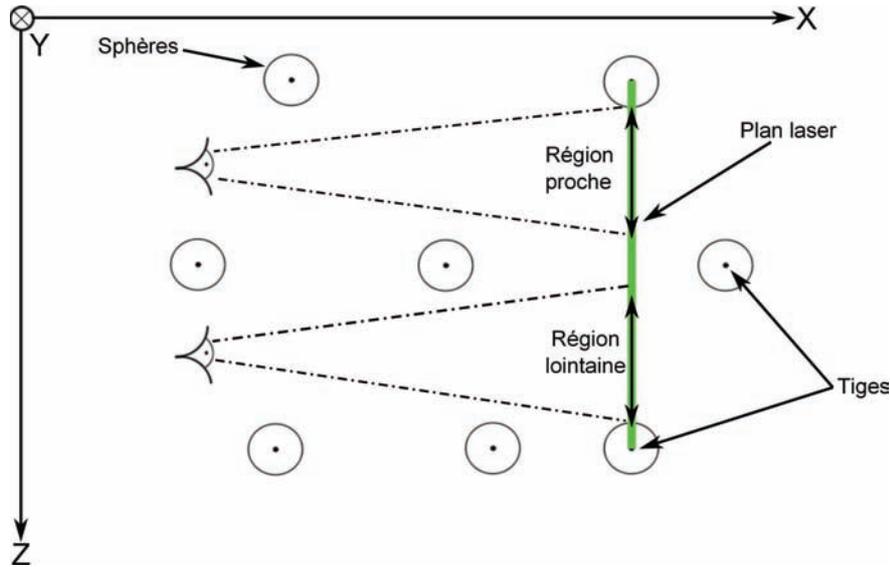


FIGURE 3.13: Distinction champs proche et lointain

séparées du même intervalle de temps, sans distinction de doublets particuliers. En ce qui concerne les grands nombres de Reynolds, cette configuration permet de calculer des champs de vitesse directement avec deux images consécutives, sachant que le déplacement moyen des particules entre deux images est assez significatif et ne dépasse pas le quart de la maille. Pour les plus petits nombres de Reynolds, la fréquence d'acquisition est trop élevée pour obtenir un déplacement significatif des traceurs entre deux images. Dans ce cas, nous calculons les champs de vitesse en prenant une image sur deux afin d'assurer un calcul d'intercorrélation valable. Pour chaque plan de mesure, plus de 6000 images ont été acquises ce qui correspond à une durée d'acquisition de l'ordre de 2 minutes.

3.4.3 Le calcul des champs de vitesse

Après avoir acquis nos images, le calcul des champs de vecteurs est effectué avec le logiciel PIVIS développé à l'IMFT sur la base des travaux de F. Gardelle, E. Cid et S. Maurel (2000). Ce calcul se décompose en deux parties et combine plusieurs algorithmes.

Intercorrélation

Les mailles sont des carrés de 2^n pixels de côté et peuvent prendre les valeurs 8, 16, 32 ou 64. Elles sont placées au même endroit sur deux images consécutives. Une fonction d'intercorrélation est alors calculée pour chaque doublet de maille donnant 2^{2n} corrélations discrètes, reportées dans une matrice de taille $2^n \times 2^n$. La position du pic d'intercorrélation donne ainsi le déplacement le plus probable des traceurs dans la maille. Cependant, cette méthode de résolution est susceptible d'engendrer certains types d'erreur. En effet, lorsque les déplacements des particules sont grands, les traceurs présents dans une maille ne sont pas toujours reconnus dans la maille jumelle consécutive. Cette absence peut être expliquée par le fait que les particules peuvent sortir de la maille durant le laps de temps Δt entre deux images. Aussi, d'autres particules peuvent faire leur apparition entre ces deux instants et venir perturber le calcul d'intercorrélation. Ainsi, le manque de doublets

physiques de particules aura tendance à diminuer l'amplitude du pic d'intercorrélation que l'on ne pourra distinguer de tous les autres pics secondaires. Un autre type d'erreur associé au phénomène de *peak locking* peut également se produire. Dans ce cas, la représentation du traceur est trop petite (de l'ordre de 1 pixel environ) ce qui implique la détermination du déplacement d'une particule après une interpolation subpixel uniquement en valeur entière de pixels. Ces erreurs peuvent être réduites de façon significative lorsque l'on utilise cet algorithme couplé avec une deuxième procédure permettant de déformer les mailles de façon itérative afin de détecter de manière plus précise le pic d'intercorrélation et de le recentrer.

Procédure utilisée

Le code de calcul PIVIS utilisé pour les calculs de champ de vitesse fonctionne en deux étapes. Une première étape dite *première passe* réalise un calcul rapide d'intercorrélation avec interpolation par pic gaussien sur des mailles plus étendues (32×32 pixels). Avant le calcul *deuxième passe*, le champ de vecteurs est filtré par un filtre aux résidus normalisés (COCHET (2007)). On applique alors en deuxième étape un calcul de déformation itérative de mailles. La taille des fenêtres de calcul utilisée est de 16×16 pixels avec un taux de recouvrement de 50%. Le recouvrement est un chevauchement des fenêtres d'interrogation permettant une discrétisation spatiale plus fine, mais n'augmentant pas la résolution spatiale réelle. Aussi, Les plus petites échelles de la turbulence, de taille inférieure à la taille d'une maille sont alors filtrées, rendant inaccessible les échelles les plus petites de l'écoulement. Pour des raisons d'économie de mémoire et de temps de calculs, nous avons opté et conservé la méthode de résolution de 16×16 pixels avec 50% de recouvrement. Cette méthode de résolution nous donne satisfaction concernant la convergence statistique des champs de vitesse relatifs à notre écoulement.

3.5 Conclusions du chapitre

L'objectif de ce chapitre était de présenter les deux techniques de mesures utilisées au cours de ces travaux.

La première technique de mesure, la PLIF, permet d'établir de façon instantanée des cartographies 2D d'un champ de concentration en fluorescéine issu du mélange de ce colorant dans l'écoulement. Les principales difficultés de mise en oeuvre de cette méthode de mesure ainsi que les traitements apportés aux images brutes ont été détaillés dans ce chapitre. Elle permet d'atteindre une résolution spatiale de 0.13 mm.

La seconde technique de mesure, la PIV, permet d'établir instantanément des profils de vitesse bidimensionnels. La variété des paramètres à déterminer avec soin afin d'obtenir les meilleurs résultats possibles (pour une résolution moins fine que la PLIF) a mis en évidence le soin qui doit également être apporté à l'utilisation de cette méthode. Elle atteint une résolution de 2.2 mm.

L'utilisation de ces deux techniques de mesures va nous permettre d'étudier avec précisions les mécanismes de mélanges d'un soluté à travers notre écoulement. La PLIF sera utilisée pour une première analyse qualitative des champs instantanés de concentration (chapitre 4) puis pour une étude quantitative (chapitre 5), qui permettra de caractériser d'une manière plus fine les propriétés de mélange de cet écoulement. La PIV servira de base à l'analyse spectrale que nous développerons

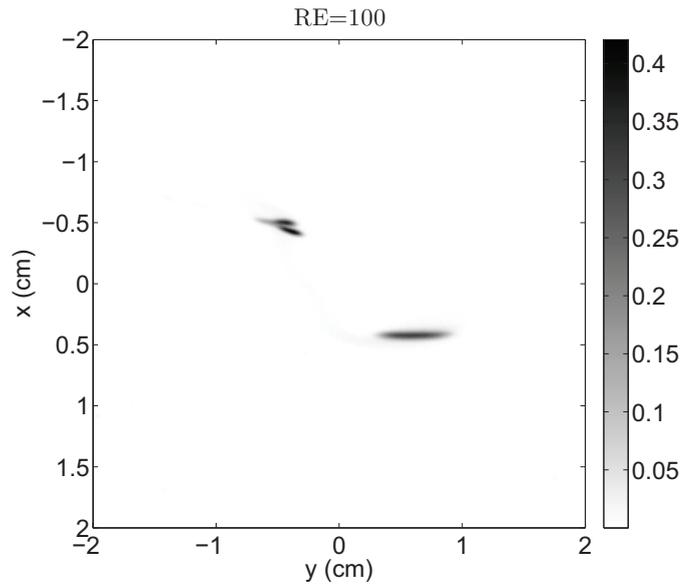
au chapitre 6.

Chapitre 4

Premières observations des mécanismes de mélange d'un scalaire dans le réseau

Dans ce chapitre, nous examinerons des champs instantanés de concentration issus des mesures PLIF (dans le plan XY) mais également des visualisations effectuées à l'aide d'un éclairage néon dans le plan YZ . L'objectif de cette étude qualitative est d'analyser la distribution spatiale du champ de concentration, de mettre en évidence les mécanismes à l'origine du mélange et d'observer leurs évolutions en fonction du nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds fixé, le temps de résidence du colorant dans l'écoulement ainsi que la probabilité d'interagir avec les inhomogénéités spatiales du réseau augmentent avec la distance z . De ce fait, le scalaire est soumis le long de son parcours à de plus nombreuses fluctuations liées à l'agitation temporelle d'une part et d'autre part à un plus grand nombre d'interactions avec le champ de déformation au voisinage des sphères. L'état du mélange évoluant avec la distance z au point d'injection, nous examinerons donc des champs de concentration instantanés à différentes positions.

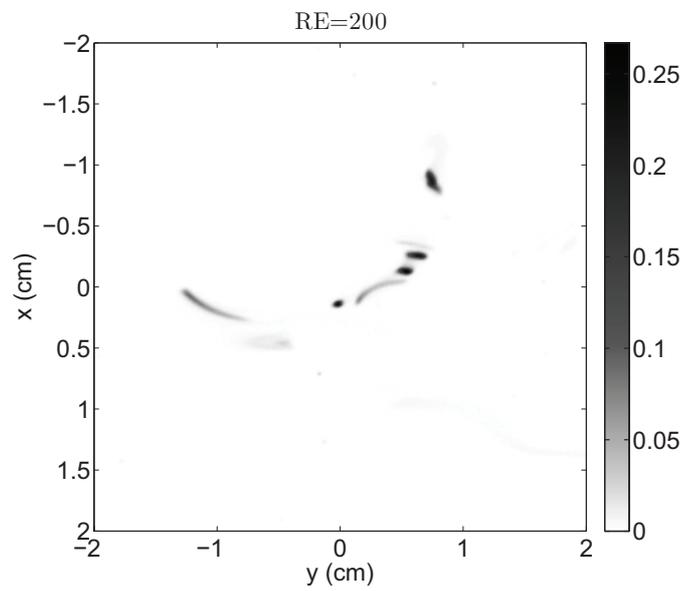
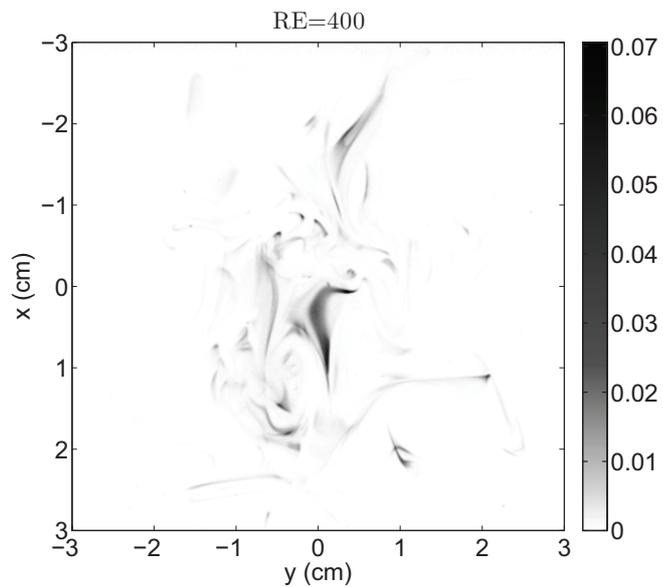
Il peut paraître délicat de rechercher des propriétés génériques des champs de concentration à l'aide d'illustrations de champs instantanés qui sont aléatoires. Cependant, nous veillerons à sélectionner des champs instantanés représentatifs du comportement statistique et à ne commenter uniquement que des caractéristiques robustes d'une image à une autre. Nous montrerons également des champs obtenus à différents instants pour une même expérience afin de permettre au lecteur de constater l'évolution des motifs de concentration au cours du temps. Aussi, nous reporterons des observations sur les évolutions temporelles issues de l'examen des enregistrements vidéos. Enfin, nous sélectionnerons des images de différentes expériences effectuées à z et Re fixés mais pour des positions d'injections distinctes dans le plan (XY) (voir tableau chapitre 2). Cela nous permettra de voir l'évolution du mélange lorsque le traceur évolue dans des dispositions géométriques de sphères différentes. Nous examinerons ainsi la variabilité des expériences de mélange dans notre réseau pour tenter de donner un aperçu des champs instantanés de concentration présents dans un réseau aléatoire.

FIGURE 4.1: $C(x, y)/C_{inj}$, $Re = 100$, $L=31$ cm, Point10

Rappelons tout d'abord que les images obtenues par PLIF sont celles issues d'un plan laser perpendiculaire à l'écoulement moyen. Les images présentées montrent ainsi des visualisations contenant l'intersection entre un plan et un champ tridimensionnel de concentration. Les images sont donc une coupe des structures de concentration dans le plan horizontal (XY). Par exemple, lorsqu'un filet arrive perpendiculairement au plan, nous voyons un spot. Cependant, des structures plus complexes peuvent se développer dans l'écoulement qu'il faudra reconnaître à travers l'interprétation de leurs coupes dans le plan. Afin de nous aider dans cette compréhension, les visualisations du scalaire dans le plan (YZ) apporteront un complément d'informations utile même si elles fournissent une description intégrée sur toute la largeur du canal.

4.1 Influence du Nombre de Reynolds particulière Re

L'ensemble des figures (4.1 à 4.5) présentées sont des champs de concentration horizontaux instantanés $C(x, y)$ normalisés par la concentration injectée C_{inj} et issus de la même source, pour différents Re . La distance z entre cette injection et la nappe laser est de 31 cm, assurant au colorant une interaction avec une ou plusieurs sphères. Par souci de simplification, ces champs ne sont pas affichés dans le référentiel du canal mais dans le référentiel associé à leur barycentre, ce qui permet notamment une visualisation rapide de l'étendue du signal. Tout d'abord, nous constatons que le mélange dépend fortement du nombre de Reynolds. En effet, les figures (4.1 à 4.5) présentent à la fois des formes topologiques et des gammes de niveaux de concentration très variables. Pour $100 \leq Re \leq 200$, nous observons dans le plan de mesure des formes simples de distribution de concentration. Il s'agit soit de spots de faible étendue, soit de structures plus ou moins élancées et recourbées, de concentration variable le long de leur squelette. Les longueurs de ces motifs peuvent atteindre le diamètre d des sphères. L'aspect global de ces champs de concentration est très hétérogène et des régions de forte concentration coexistent avec des zones totalement dépourvues

FIGURE 4.2: $C(x,y)/C_{inj}$, $Re = 200$, $L=31$ cm, Point10FIGURE 4.3: $C(x,y)/C_{inj}$, $Re = 400$, $L=31$ cm, Point10

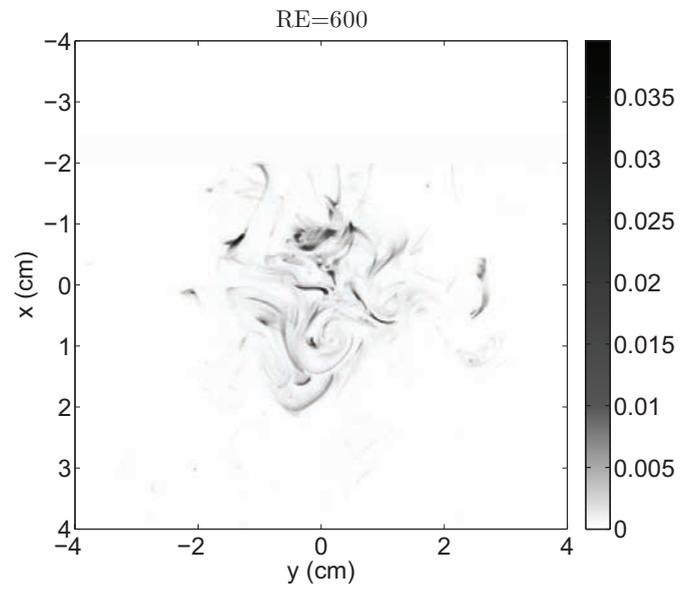


FIGURE 4.4: $C(x, y)/C_{inj}$, $Re = 600$, $L=31$ cm, Point10

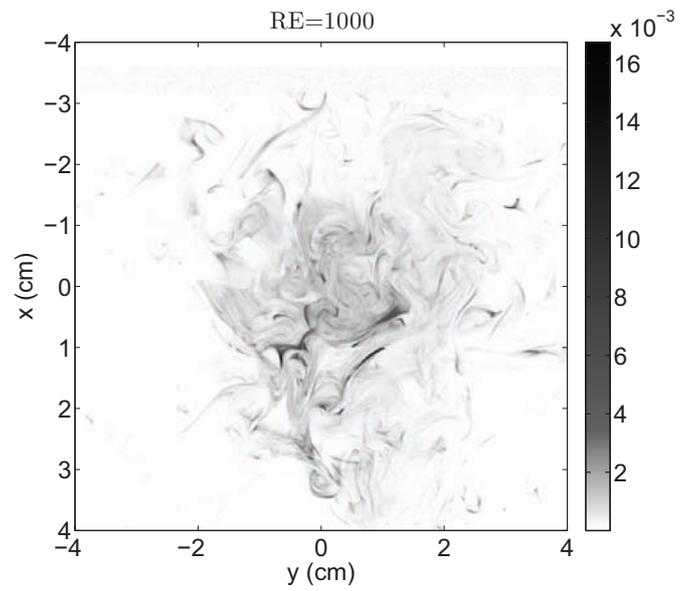


FIGURE 4.5: $C(x, y)/C_{inj}$, $Re = 1000$, $L=31$ cm, Point10

de colorant (figure 4.1). Comparativement au mélange du soluté observé pour ces petits nombres de Reynolds, l'aspect des structures évolue fortement à partir de $Re = 400$ (figure 4.3). À $Re=400$, les motifs simples isolés disparaissent. Bien que l'étendue du champ de concentration soit plus importante que précédemment, ce champ reste néanmoins hétérogène même s'il comporte déjà des échelles de longueurs variées. Les gradients de concentration associés aux grandes échelles diminuent comme l'atteste le fondu des motifs de grande extension. Au delà de $Re=400$, une gamme d'échelles de plus en plus étendue se développe et la création d'échelles de plus en plus petites favorise la formation d'un champ de concentration de plus en plus continu lorsque Re augmente. Globalement, cela donne lieu à des régions d'extension de plus en plus larges envahies par le colorant. Au sein de ces régions, les valeurs locales de ces concentrations sont de plus en plus faibles attestant d'un mélange dont l'efficacité augmente avec le nombre de Reynolds. Le changement de structure spatiale du champ de concentration instantané lorsque le nombre de Reynolds varie entre 100 et 1000 révèle l'existence de différents régimes de mélange qui sont certainement régis par des mécanismes élémentaires distincts. Une transition de régime semble apparaître à partir de $Re = 400$, qu'il faudra par la suite expliquer avant d'examiner plus en détails les mécanismes de mélange à grands nombres de Reynolds. Dans un premier temps, nous allons examiner le mécanisme de mélange à petit nombre de Reynolds.

4.2 Mécanisme de mélange à petit nombre de Reynolds

Des visualisations de côté, intégrées sur la largeur X du canal, nous ont permis d'observer le mélange sous un autre angle. Nous allons présenter par la suite des images où l'injection est effectuée hors cadre en un point situé vers le haut de l'image. Pour l'ensemble de ces images, l'écoulement s'effectue de haut en bas. La figure 4.6 montre ainsi qu'à $Re = 100$, le filet de colorant injecté conserve un chemin préférentiel à travers le réseau qui est quasi rectiligne, très continu, mais qui peut à l'occasion se recourber et se déplacer lentement autour de sa ligne d'émission moyenne, comme le montre le recourbement sur le bas de cette image. Dans ces conditions le mélange semble inexistant. Tel n'est pourtant pas le cas. Nous avons pu, en effet, observer directement le mécanisme fondamental à l'origine du mélange à petit nombre de Reynolds ($Re = 100$) dans l'écoulement à travers le réseau. Ce mécanisme consiste en une interaction directe du colorant avec la sphère (figure 4.7). Lorsque le filet de colorant impacte directement un point d'arrêt situé sur l'axe de la sphère, il se forme une nappe quasi axisymétrique. La présence du sillage de la sphère empêche la nappe de reformer un filet et de reprendre ainsi sa forme initiale. Une fois formée, la nappe va évoluer dans le champ hydrodynamique hétérogène du réseau et ainsi se transformer pour donner lieu à des structures de concentration plus ou moins complexes (figure 4.8). Dans un cas similaire, si l'impact du filament n'est pas totalement centré sur l'axe de la sphère, une nappe peut également se former. D'un point de vue général, le mécanisme qui contribue au mélange lorsque Re est d'ordre 100 est l'interaction du scalaire avec les perturbations hydrodynamiques localisées autour des sphères du réseau. Lorsque le scalaire n'impacte pas directement une sphère mais passe dans son voisinage (à une distance de l'ordre de son rayon), le filet de colorant sera plutôt étiré et se déformera sans création de nappe. Dans ce cas, un filet initialement rectiligne et de section circulaire sera transformé en un filet tortueux de section plus complexe.

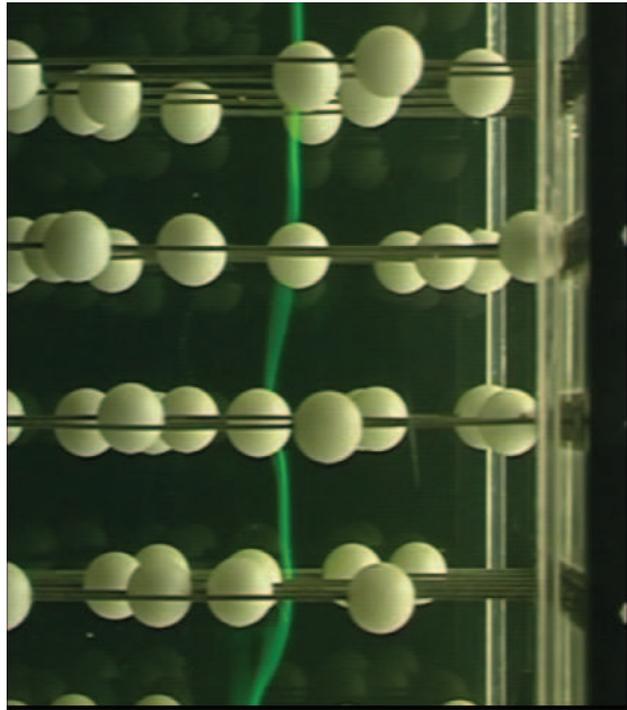


FIGURE 4.6: filament de colorant ne subissant aucune interaction à $Re=100$ (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

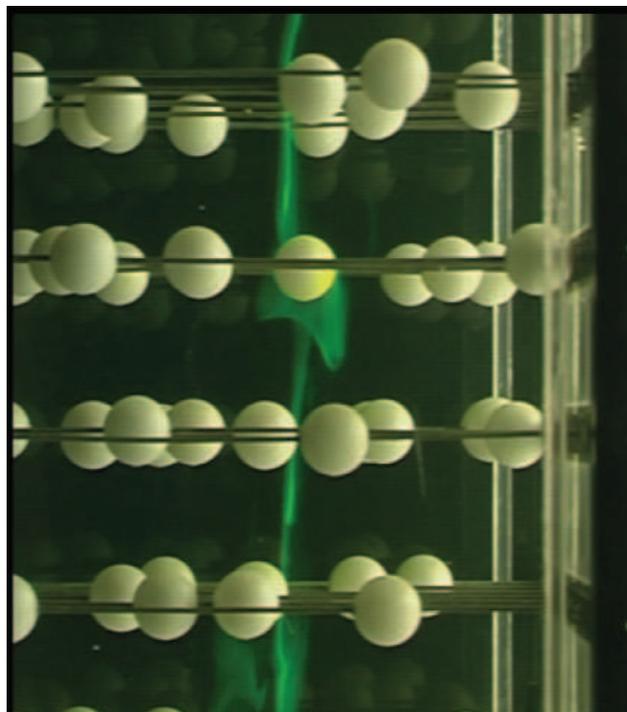


FIGURE 4.7: filament de colorant subissant une interaction directe avec une sphère à $Re=100$ (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

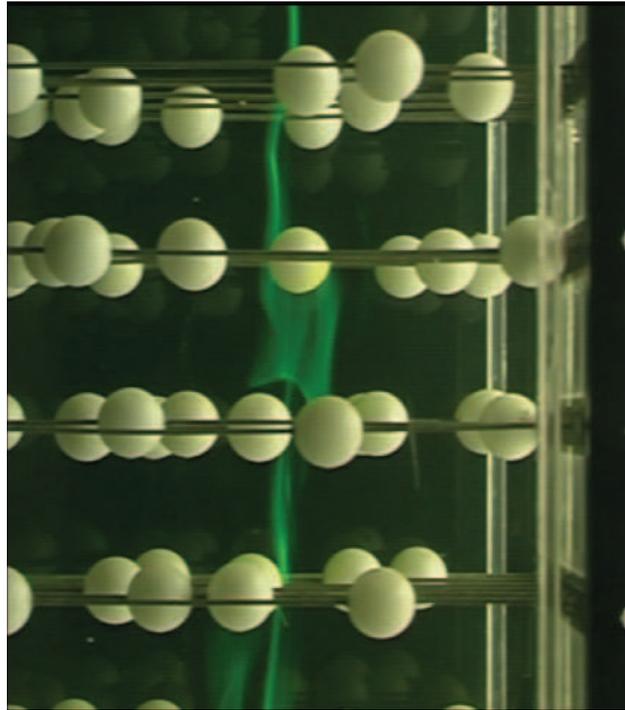


FIGURE 4.8: développement de la nappe créée à $Re=100$ (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

Grâce à cette identification du mécanisme élémentaire à l'œuvre pour le mélange à petit Re , nous avons défini un cadre d'interprétation des visualisations dans le plan de mesure par PLIF (XY). La figure (4.9) montre ainsi, pour différentes interactions possibles entre le colorant et une sphère, les schémas des motifs que l'on peut obtenir sur nos images de PLIF. Il ne s'agit pas ici de présenter tous les cas possibles d'interactions du colorant avec une sphère, mais de dresser qualitativement un inventaire des structures qui peuvent apparaître sur nos images pour les faibles Re . Le jeu de figures (figure 4.10), montrent ainsi pour $Re = 100$, des images obtenues par PLIF pour différents points d'injection, à différents instants, et pour des distances z à la source croissantes. Sur la colonne A, nous avons reporté des images issues d'expérimentations pour lesquelles le filet de colorant a peu interagi avec les sphères. Ceci est lié au choix de la position des sources. Les motifs de concentration observés sont assez similaires entre eux. En effet, cette configuration montre différents cas possibles lorsque le filet de colorant a très peu, voire pas du tout, rencontré de sphères tout au long de son parcours. Dans ces cas là, un spot peut apparaître, qui est en réalité l'intersection entre un filet de colorant perpendiculaire au plan horizontal de mesure et ce même plan. La forme et les niveaux de concentration de ces spots évoluent avec la distance z . Nous observons un spot bien défini et très concentré pour les faibles distances z (11 et 21 cm) et une tâche légèrement plus diffuse et allongée pour $z = 31$ cm, image (A.3), signe d'un temps de séjour du colorant dans le réseau plus important. Les interactions entre le colorant et les sphères étant quasi inexistantes, l'ensemble des motifs présents sont extrêmement statiques dans le plan (XY) (comme l'atteste l'examen des enregistrements temporels). Ceci atteste d'un très faible méandrement du filet fluide dans le réseau. La probabilité de retrouver de telles structures n'ayant subi que très peu d'interactions avec les

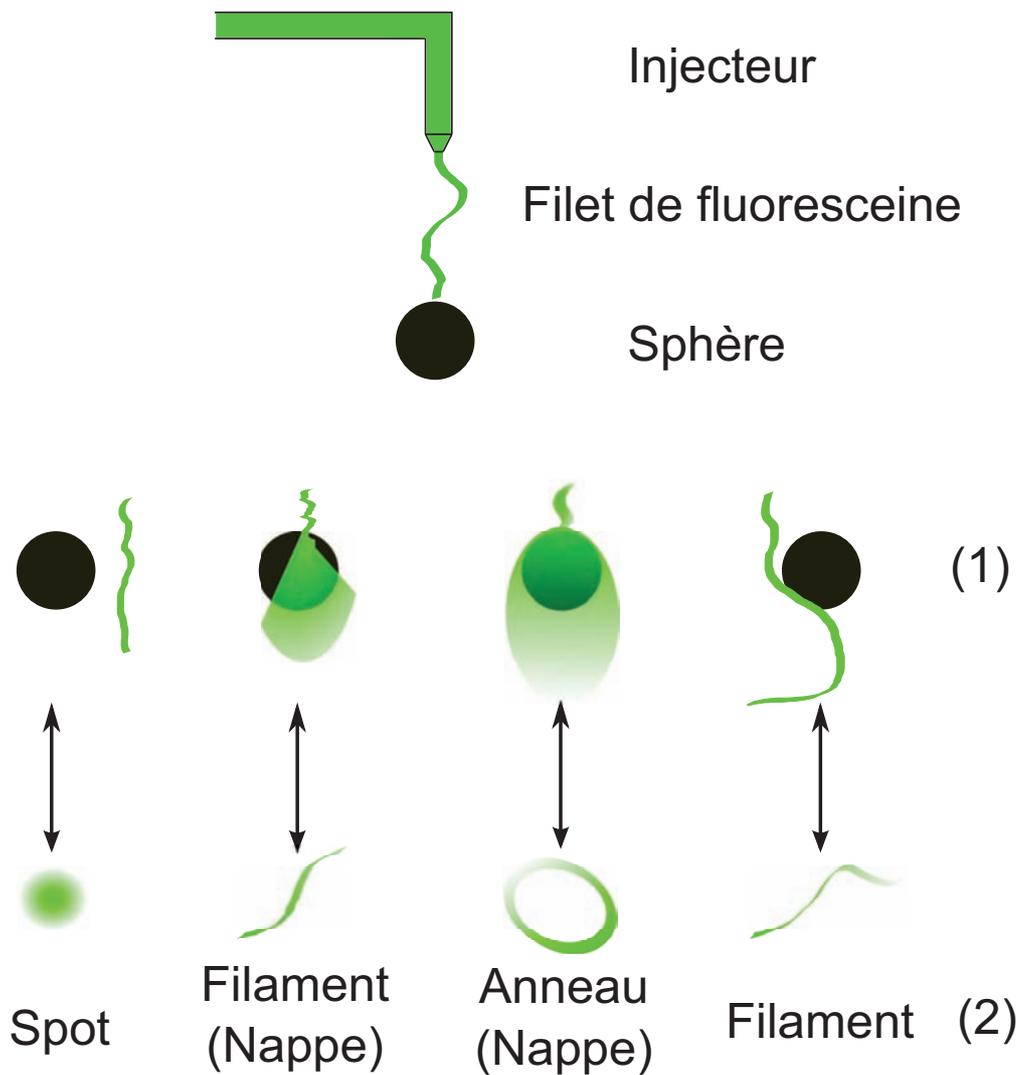


FIGURE 4.9: Les différents cas possibles d'interaction du filet de colorant avec une sphère à bas Re . En (1) une vue de côté et en (2) la vue obtenue par PLIF.

sphères, diminue avec la distance z . Les colonnes B et C affichent les images obtenues par PLIF dans des cas où le colorant a rencontré une ou plusieurs sphères. Pour une distance $z = 11$ cm, l'évènement associé à l'image (A.1) est plus probable que les évènements associés aux images (B.1) et (C.1), où l'interaction avec une sphère a produit des motifs plus étirés. Par contre, lorsque la distance z à la source augmente, la fréquence des évènements A.2 et A.3 diminue. Nous observons alors des motifs comme ceux des images (B.2, C.2, B.3, C.3) relayés de manière intermittente par des spots. La présence de ces structures plus complexes dont la fréquence augmente avec la distance z est liée aux nombres d'interactions entre le filet de colorant initial et les sphères. Nous voyons l'apparition d'une tâche unique, très élancée et éventuellement recourbée sur les images B.1 et C.1, dont l'extension peut atteindre le rayon $r = 1$ cm des sphères. Ce motif peut être assimilé à la formation d'une nappe ou à un filet de colorant horizontal qui aurait intersecté le plan de mesure. Quoi qu'il en soit, la présence de telles structures est rare pour cette distance où le filet de colorant a interagi avec une sphère dans le meilleur des cas. Lorsque l'on augmente la distance z , les structures évoluent. Nous pouvons voir sur les images B.2 et C.2 des structures encore plus élancées (de l'ordre du diamètre $d = 2$ cm des sphères). Nous observons à l'occasion des anneaux comme sur l'image C.2. Leur fréquence d'apparition est incompatible avec des lachers tourbillonnaires dans les sillages. Les motifs de type B.2 et C.2 se déforment suffisamment lentement pour que l'on arrive à suivre leur évolution même avec des enregistrements à basse cadence (2 Hz). Les images B.3 et C.3 montrent des structures dont la gamme de longueurs et de niveaux de concentration est plus grande. Un examen des enregistrements temporels montrerait surtout que ces structures varient beaucoup dans le temps.

Dans ce cas-là, Le champ de concentration contient de nombreuses structures en forme de langues de colorant (figure 4.11 et 4.12). Leur nombre plus important que pour les distances z précédentes s'explique par le fait qu'elles soient formées par les interactions avec les sphères. Le caractère aléatoire de leur formation ainsi que leur devenir dans le champ hydrodynamique hétérogène génèrent des temps de parcours différents pour ces structures. Certaines sont retardées par les nombreux sillages présents et d'autres accélérées. De ce fait, leur apparition dans le plan de mesure s'effectue de manière saccadée et en différentes positions aléatoires.

Dans cette partie, nous avons mis en évidence un mécanisme essentiel pour le mélange à petit nombre de Reynolds, associé à l'interaction directe du colorant avec le champ des vitesses de déformation intense localisé au voisinage des sphères. Ce mécanisme spécifique, ici dévoilé à travers des expériences dans le réseau est également présent dans les écoulements à bulles et devra donc être pris en compte dans des modélisations pertinentes.

4.3 Mécanisme de mélange à grand nombre de Reynolds

Aux grands nombres de Reynolds, l'agitation temporelle domine les fluctuations spatiales de vitesse, comme nous l'avons rappelé précédemment (voir chapitre 2). Cela signifie que les variances des fluctuations temporelles de vitesse deviennent importantes par rapport à celles associées aux hétérogénéités spatiales des vitesses moyennes. Pour ces régimes d'écoulement, l'agitation turbulente intervient donc comme mécanisme du mélange. La simple visualisation des champs instantanés

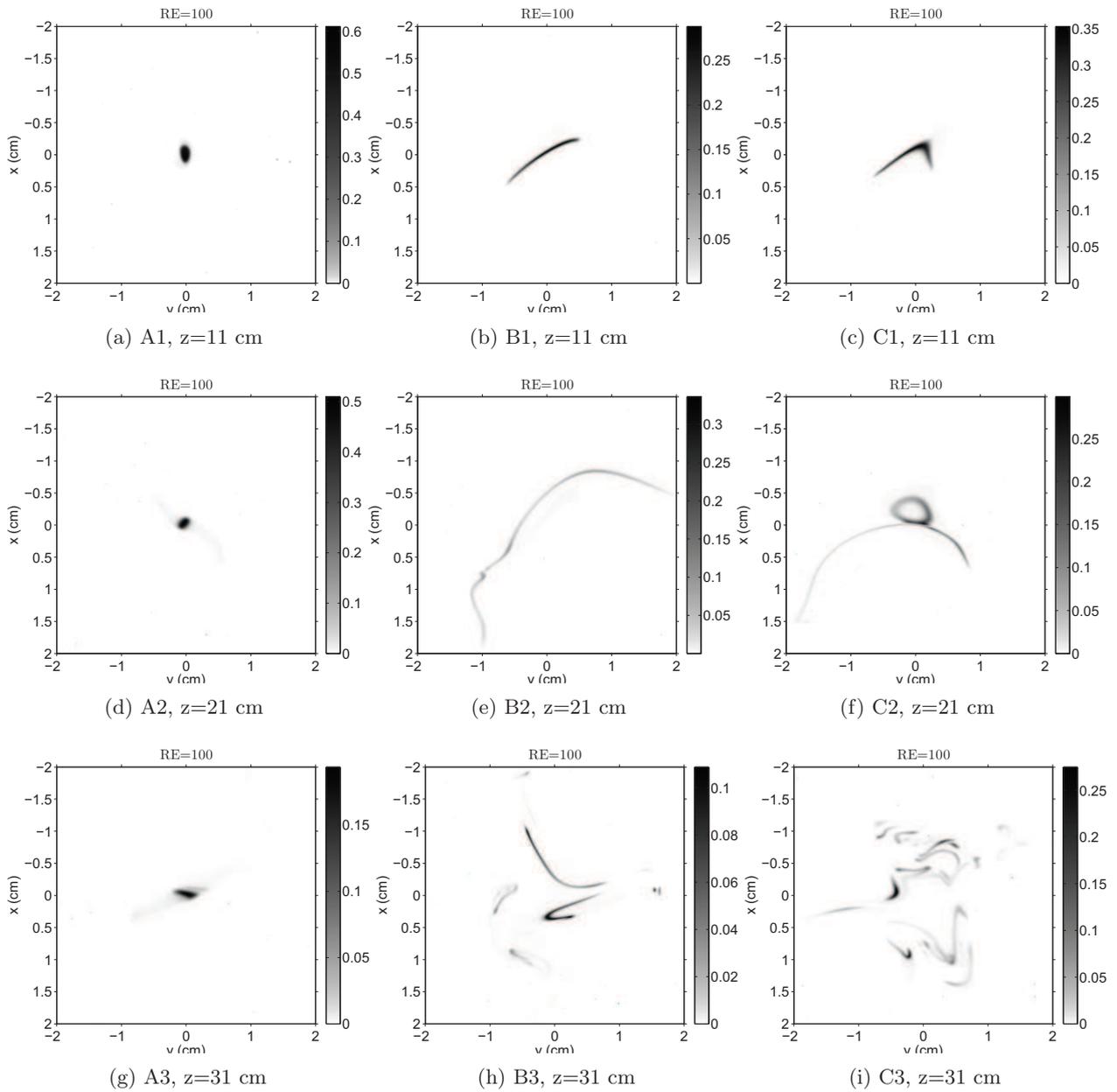


FIGURE 4.10: Champs de concentration instantanés normalisés par la concentration injectée, $C(x, y)/C_{inj}$, à $Re = 100$. la colonne A de la figure est considérée comme étant une configuration pour laquelle les interactions directes avec les sphères sont rares. Par contre, les motifs des colonnes B et C sont ceux pour lesquels des interactions entre le colorant et des sphères ont eu lieu.

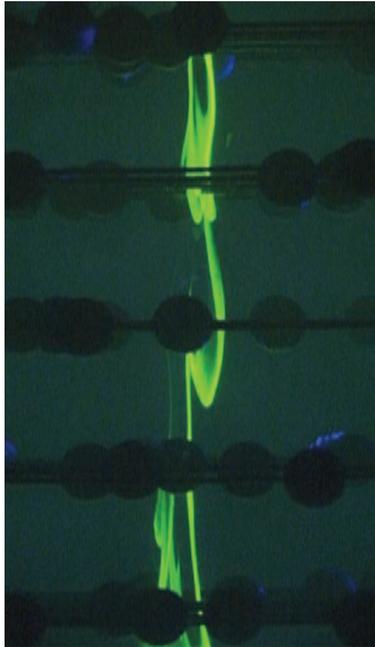


FIGURE 4.11: exemple de développement de langues de colorants, $Re = 100$ (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

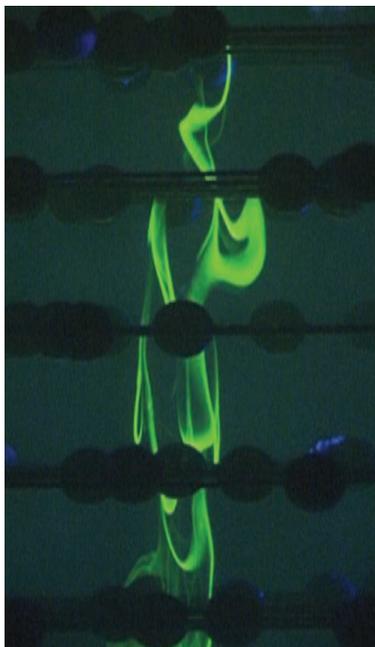


FIGURE 4.12: autre exemple de développement de langues de colorants, $Re = 100$ (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

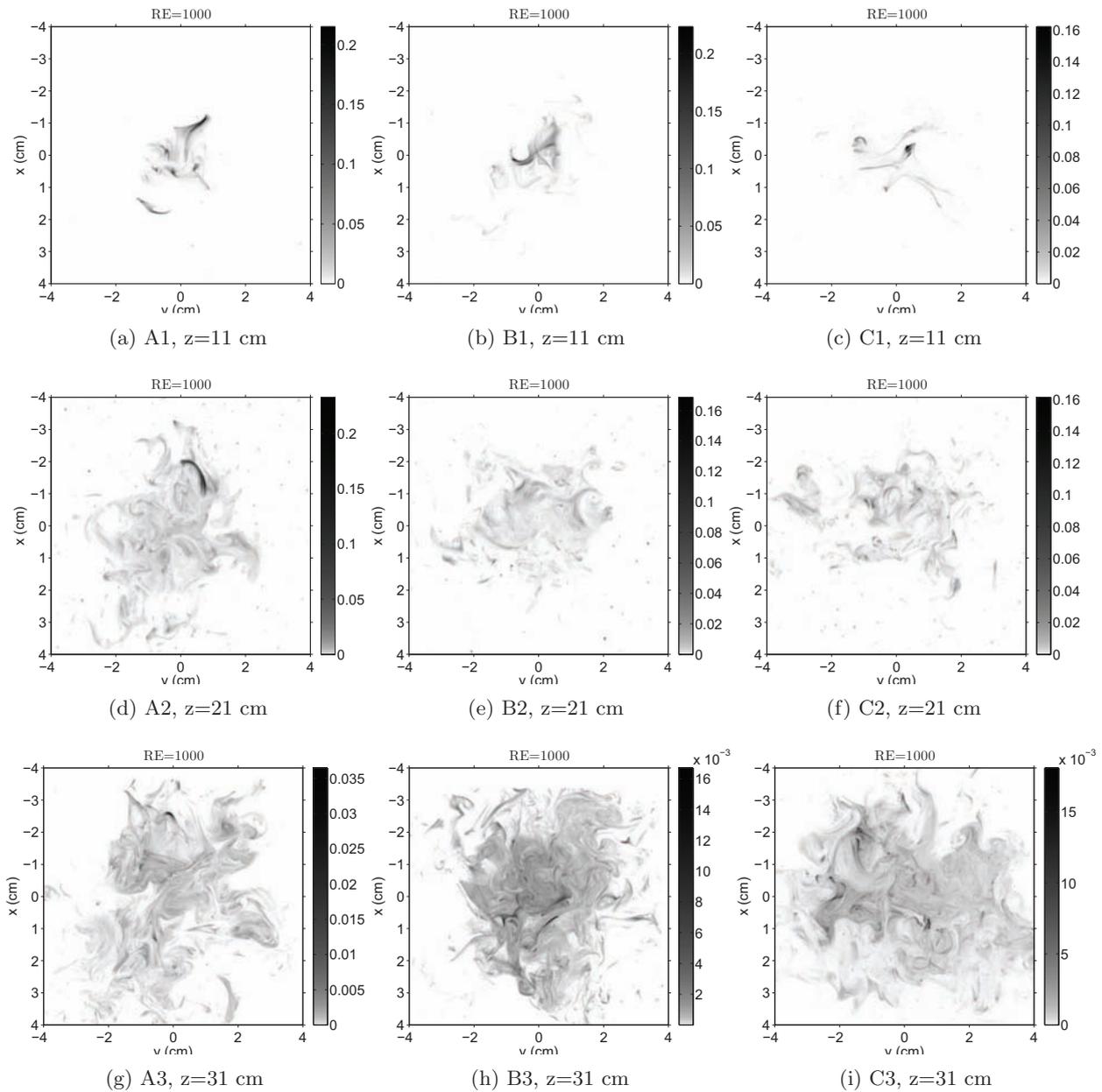


FIGURE 4.13: Champs de concentration instantanés normalisés par la concentration injectée, $C(x, y)/C_{inj}$, à $Re = 1000$

de concentration obtenus pour différentes positions z et différentes expériences d'injection montre que le mélange turbulent par l'agitation temporelle est le mécanisme dominant à grand Re (figure 4.13). En effet, nous observons peu de sensibilité des champs instantanés à la position de la source par rapport aux sphères. Que l'on s'intéresse à des essais pour lesquels les interactions avec les sphères sont faibles (figure 4.13, colonne A) où à des essais avec interactions (figure 4.13, colonne B et C), les différences entre champs instantanés ne sont plus perceptibles. Cela démontre une influence négligeable du mécanisme d'interaction du colorant avec les sphères sur le mélange. Ce nouveau régime asymptotique de mélange est observé à partir de $Re = 600$.

Dans le réseau, le champ de concentration, sous l'action du mélange turbulent, s'enrichit très rapi-

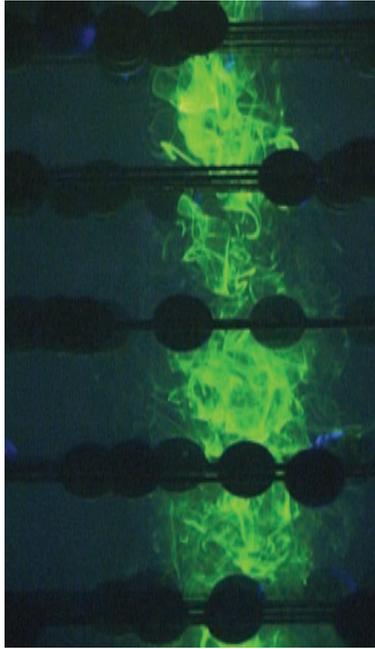


FIGURE 4.14: Panache turbulent de colorant, $Re = 1000$. (visualisation de côté intégrée sur la largeur du canal dans la direction X)

dement d'échelles de longueurs variées qui participent à son homogénéisation. Les grandes échelles (filaments ou nappes) transportent le scalaire sur des distances importantes et les petites échelles distordent les plus grandes et assurent la diffusion moléculaire du scalaire. Lorsque z augmente, on observe donc l'étalement du champ de concentration qui devient en outre de plus en plus continu. De plus, une vue qualitative de côté intégrée sur la largeur du canal montre la structure tridimensionnelle complexe du champ de concentration qui se développe à travers le réseau (figure 4.14). Un examen des enregistrements temporels associés à cette vue démontre des séquences de capture du colorant dans le sillage attaché des sphères, pour des durées de l'ordre de la seconde, voire plus, avant relargage. Cela démontre que le champ de scalaire interagit toujours de manière forte avec les sphères pour ces régimes d'écoulement. Le piégeage dans le sillage attaché induira essentiellement des effets de retard dans le transport longitudinal.

4.4 Transition vers le mélange à grand Re

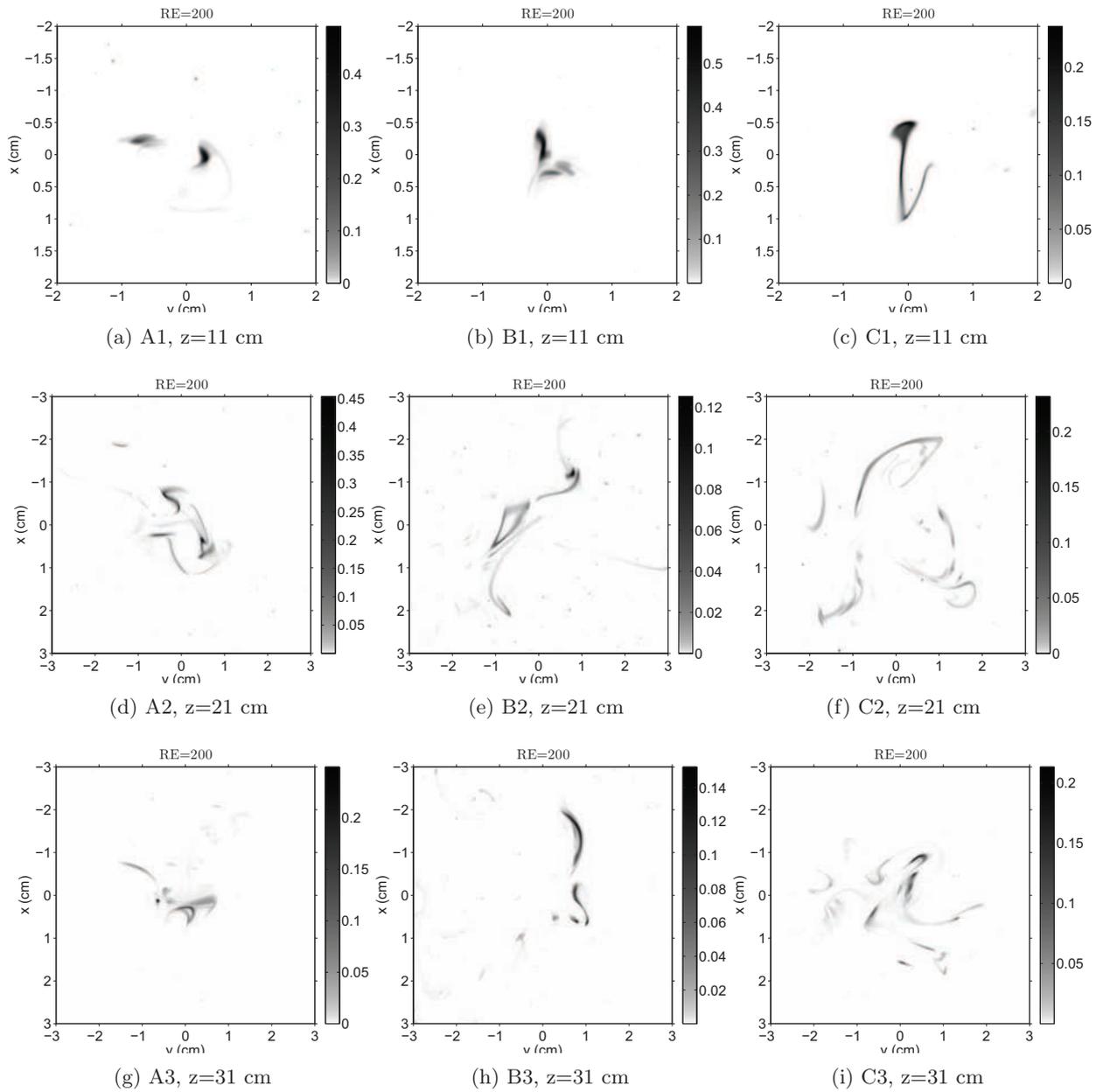
Afin d'analyser la transition entre les deux régimes asymptotiques de mélange décrits précédemment, nous avons observé les champs instantanés de concentration pour $Re = 200$ et $Re = 400$. Les images associées aux essais effectués à $Re = 200$ sont présentés de la même façon que précédemment (figure 4.15). Elles montrent des caractéristiques similaires à celles observées pour $Re = 100$. Les grandes échelles sont simplement plus mobiles dans le temps et montrent des repliements et allongements plus variables. Cela indique que ces grandes échelles sont toujours formées par le mécanisme dominant de mélange qu'est l'interaction directe avec les sphères. L'agitation temporelle existante reste faible et contribue essentiellement à moduler la position du filet de colorant par rapport aux sphères (augmentant ainsi la probabilité d'interaction avec celles-ci).

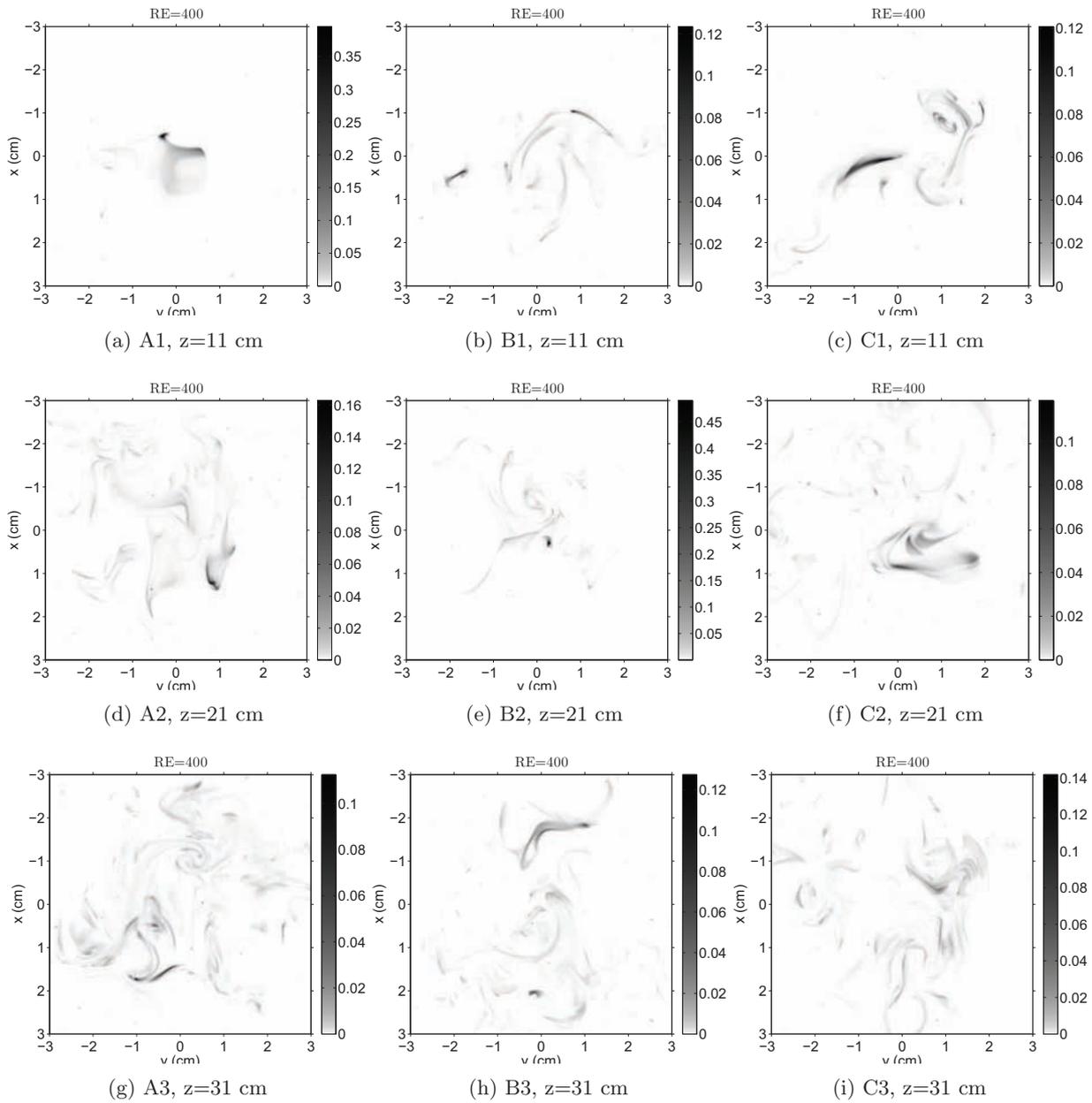
Les champs de concentration à $Re = 400$ sont reportés sur la figure 4.16. Ils indiquent que les deux mécanismes de mélange mis en évidence coexistent à $Re = 400$. Cela se traduit par la présence de grandes échelles aux faibles distances z qui se remplissent progressivement d'échelles plus petites lorsque z augmente. Il n'est pas possible, par cette approche qualitative, de juger du poids respectif des deux mécanismes. Cette transition de régime de mélange que nous observons pour des Re compris entre 200 et 400 correspond à la transition hydrodynamique déjà observée pour l'agitation dans le réseau. C'est en effet pour cette gamme de Re que l'écoulement dans le réseau se déstabilise et qu'apparaît une agitation temporelle suffisamment importante pour dominer l'agitation spatiale dans la direction horizontale (AMOURA (2008)).

4.5 Conclusion

Cet examen qualitatif a permis de mettre en évidence plusieurs idées importantes relatives au mélange à travers ce réseau de sphères. Tout d'abord, pour les faibles nombres de Reynolds, $Re \leq 100$ voire $Re \leq 200$, un mécanisme original assure le mélange : il s'agit de l'interaction du champ scalaire avec le champ hydrodynamique proche des sphères. Ce mécanisme est à l'origine de la formation de nappes, de déviations et d'étirements de filets de colorant. Au contraire, pour $Re \geq 600$, le mécanisme dominant qui apparaît est celui dû à l'agitation temporelle. Le scalaire est ainsi essentiellement transporté par les tourbillons présents au sein de l'écoulement. Cependant, l'analyse d'enregistrements vidéos montre un rôle non négligeable des sillages des sphères qui sont capables de capturer temporairement des paquets de concentration avant de les relarguer. Cela indique que le mélange reste influencé par des événements associés à des hétérogénéités spatiales. On peut s'attendre à ce que les retards induits dans le transport par les sillages génèrent une anisotropie du transport du scalaire à travers le réseau.

La transition entre les deux régimes asymptotiques de mélange a en outre pu être mise en évidence autour de $200 < Re < 400$.

FIGURE 4.15: $C(x, y)/C_{inj}$, $Re=200$

FIGURE 4.16: $C(x, y)/C_{inj}$, $Re = 400$

Chapitre 5

Description statistique du transport et du mélange dans le réseau

Une première description qualitative des champs instantanés de concentration nous a permis de montrer qu'il existait deux types de mécanismes de mélanges bien distincts. Les interactions directes entre le scalaire et les sphères participent ainsi au mélange pour les faibles nombres de Reynolds. Aux nombres de Reynolds plus élevés (à partir de $Re \approx 400$), les fluctuations spatiales sont toujours présentes mais ne dominent plus. L'essentiel du mélange est alors assuré par les fluctuations temporelles turbulentes qui participent à la formation d'échelles de plus en plus variées. Cependant, dans une optique de description quantitative des phénomènes physiques mis en jeu, nous avons décidé d'introduire des quantités moyennées. En effet, le caractère aléatoire de la turbulence nécessite l'introduction et l'étude de moyennes statistiques des quantités considérées. Les observations rapportées au chapitre précédent ont montré que les champs instantanés de concentration se déplacent dans le plan (XY) de mesure. Il convient ainsi dans un premier temps de distinguer (i) les fluctuations de positionnement global des champs de concentration instantanés dans le plan de mesure de (ii) l'étalement moyen des champs de concentration. Nous discuterons ensuite les champs moyens de concentration obtenus après recentrage des champs instantanés sur leurs barycentres. Cela nous donnera une estimation de l'étalement transversal des champs considérés et de l'efficacité du mélange. Enfin, nous discuterons de la possibilité d'introduire un coefficient de diffusion effectif pour décrire le mélange et, à l'aide de différentes méthodes, nous estimerons ce coefficient. Nous examinerons sa dépendance en Re et comparerons les coefficients de diffusion mesurés ici à ceux déterminés dans d'autres études expérimentales ou théoriques.

5.1 Etude du méandrement du champ de concentration

Au cours des expériences réalisées, nous avons constaté que le soluté injecté subissait un effet de méandrement. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'association de sphères disposées aléatoirement dans l'espace et de l'agitation induite par les interactions de sillages n'assure pas au colorant une trajectoire rectiligne uniforme et un impact directement perpendiculaire au plan de mesure. Nous avons visualisé des lignes d'émission préférentielles tortueuses et des déplacements instationnaires autour de celles-ci. Cela se traduit par un méandrement des champs de concentration instantanés

qui se déplacent aléatoirement dans le plan (XY) autour d'une position moyenne. Le déplacement du barycentre des champs instantanés de concentration dans le plan (XY) peut également résulter du passage à travers ce plan d'une structure de concentration instationnaire de grande échelle. Nous avons ainsi calculé la position du barycentre de chaque champ de concentration instantané et étudié dans un premier temps son déplacement pour différentes distances z traversées par le soluté et différents nombres de Reynolds Re .

5.1.1 Calcul de la position du barycentre G du champ instantané de concentration

Le calcul de la position du barycentre de chaque champ de concentration instantané s'est avéré délicat. En effet, ce calcul est pondéré par les niveaux de concentration, y compris les plus faibles, qui peuvent être affectés du bruit de mesure. Une multitude d'événements peuvent ainsi perturber la précision du calcul de la position du barycentre.

Malgré un traitement d'images très satisfaisant permettant la conversion des niveaux de gris en niveau de concentration, la présence de poussières ou de microbulles évoluant au cours du temps reste un problème. En effet, même si leur présence est rare, leur position aléatoirement répartie sur une grande fenêtre de mesure et leur intensité importante, même si elle n'affecte qu'un seul pixel, peuvent altérer l'estimation de la position du barycentre des champs de concentration instantanés. Il a donc été nécessaire de développer un traitement d'images dédié pour s'affranchir de ces sources d'erreur dans le calcul de la position du barycentre.

Nous allons ici expliquer comment nous sommes parvenus à estimer avec précision le barycentre de chaque champ instantané de concentration.

Un premier seuil est appliqué à l'image à traiter dans le but de supprimer les légers niveaux de concentration parasite. Ce seuil est déterminé à partir de chaque image en s'appuyant sur les niveaux de concentration rencontrés sur les bords de l'image que le filet de colorant injecté n'atteint pas. Les valeurs de l'image supérieures à ce seuil sont conservées, les autres supprimées. Une fois ce premier filtrage effectué, il s'agit de supprimer les objets associés aux microbulles ou aux poussières transportées par l'écoulement. Pour ce faire, nous identifions les objets de l'image qui sont des régions connexes de pixels et nous affectons un numéro à chaque objet rencontré. Les objets sont des surfaces de plusieurs pixels et chaque groupe de pixels isolé est considéré comme une surface détectée bien distincte. Nous appliquons un deuxième seuillage à l'image en éliminant les surfaces détectées plus petites qu'une surface seuil imposée. Nous arrivons alors à nous débarrasser des petites surfaces parasites et recréons une image ne contenant plus que le signal utile du colorant dans la nappe laser.

Le barycentre est défini par ses coordonnées x_G et y_G telles que :

$$x_G = \frac{\sum_y \sum_x C(x, y) \cdot x}{\sum_y \sum_x C(x, y)} \quad \text{et} \quad y_G = \frac{\sum_y \sum_x C(x, y) \cdot y}{\sum_y \sum_x C(x, y)} \quad (5.1)$$

où la fonction $C(x, y)$ est la concentration du pixel de coordonnées (x, y) . Un exemple de l'apport

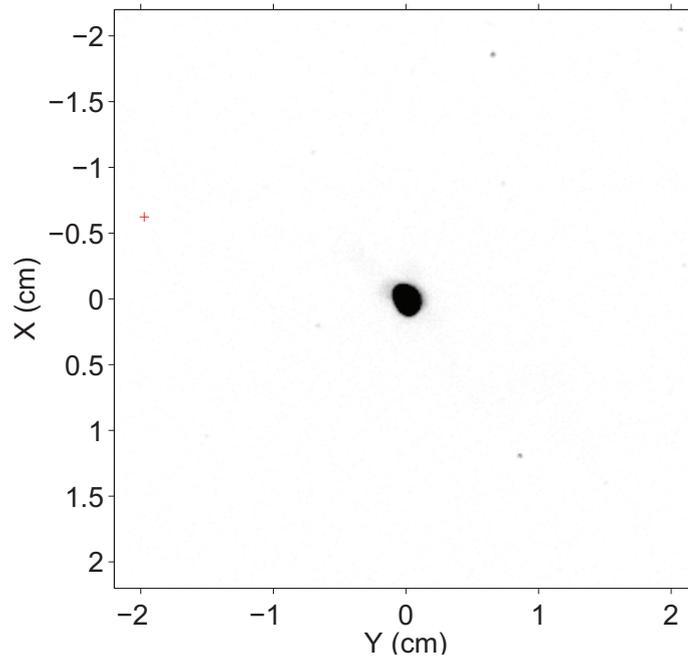


FIGURE 5.1: Position du barycentre (croix rouge) sur un champ de concentration instantané $C(x, y)$, $Re=100$, $z=11\text{cm}$

de ce traitement pour l'obtention de la position du barycentre est donné pour un petit nombre de Reynolds ($Re=100$). Nous pouvons constater la nécessité de ce traitement (figure 5.1) en voyant la différence de positionnement du barycentre pour deux images, l'une avant traitement, et l'autre traitée (figure 5.2). Par soucis de représentation et de lecture, les images sont centrées sur leur barycentre. Cette représentation sera utilisée par la suite afin de faciliter la lecture de l'étalement du champ de concentration. On constate assez nettement la différence de position du barycentre sur ces deux images. Sur la figure (5.1), le barycentre déterminé est très éloigné du spot de concentration. A l'inverse, sur la figure(5.2), le barycentre est déterminé avec précision et se situe d'une manière logique au centre du spot de concentration.

La détermination des barycentres des champs de concentration instantanés va nous permettre de suivre avec précision le déplacement du soluté dans le plan (XY). Dans un premier temps, nous allons visualiser le déplacement de ce barycentre au cours du temps, et ceci pour différents nombres de Reynolds et différentes distances z entre le plan de mesure et l'injection.

5.1.2 Evolution des barycentres des champs instantanés au cours du temps

Cette première analyse va nous permettre d'examiner les oscillations temporelles correspondants aux méandremments propres à chaque essai réalisé. Le méandrement est associé aux déplacements de chaque champ de concentration instantané $C(x, y)$ autour de son barycentre moyen, dans le plan (XY). Nous représentons ces déplacements dans le repère (XY) centré sur la position moyennée en temps. Nous pouvons rapidement constater de nettes différences entre les différents essais réalisés. Ainsi, lorsque la distance entre l'injecteur et le plan de mesure est faible ($z=11\text{cm}$), la

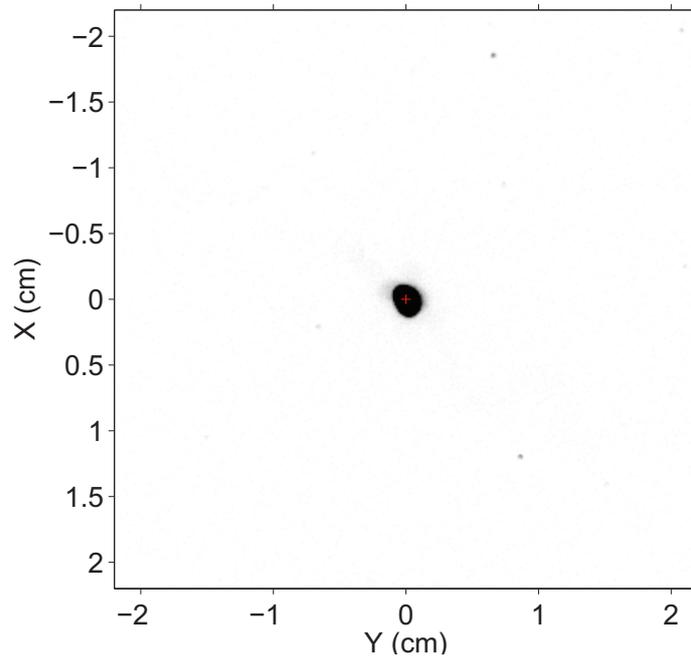


FIGURE 5.2: Position du barycentre (croix rouge) sur le même champs de concentration instantané $C(x, y)$ après seuillage de surfaces parasites, $Re=100$, $z=11\text{cm}$

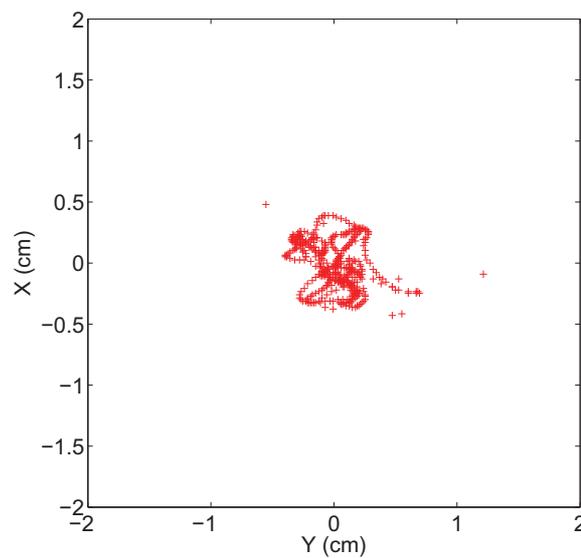


FIGURE 5.3: Ensemble des positions des barycentres de 500 images consécutives, Point 16, $Re=100$, $z=11\text{cm}$

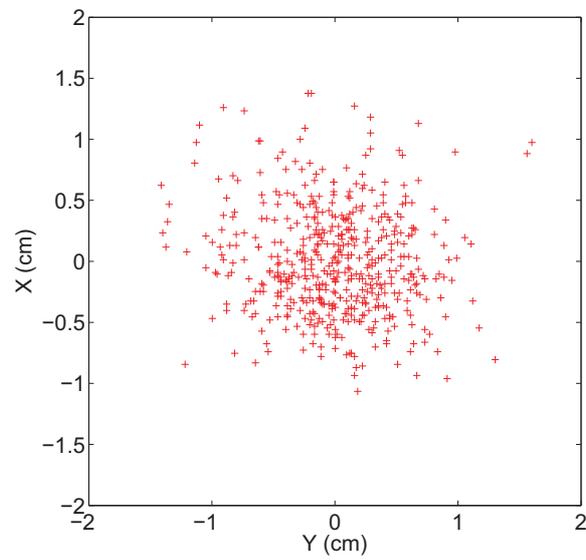


FIGURE 5.4: Ensemble des positions des barycentres de 500 images consécutives, Point 16, $Re=1000$, $z=11\text{cm}$

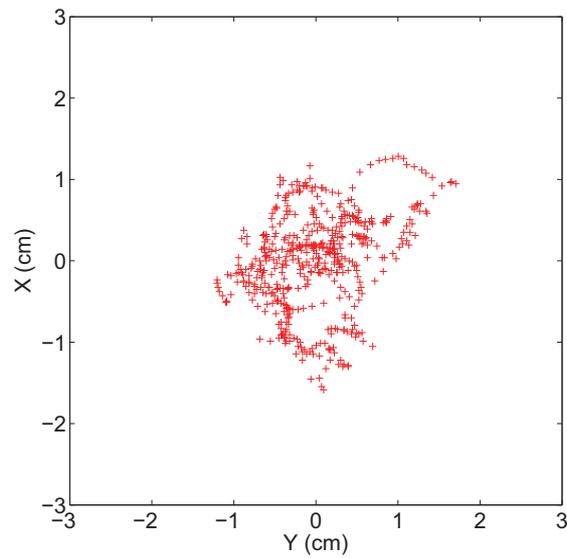


FIGURE 5.5: Ensemble des positions des barycentres de 500 images consécutives, Point 8, $Re=100$, $z=31\text{cm}$

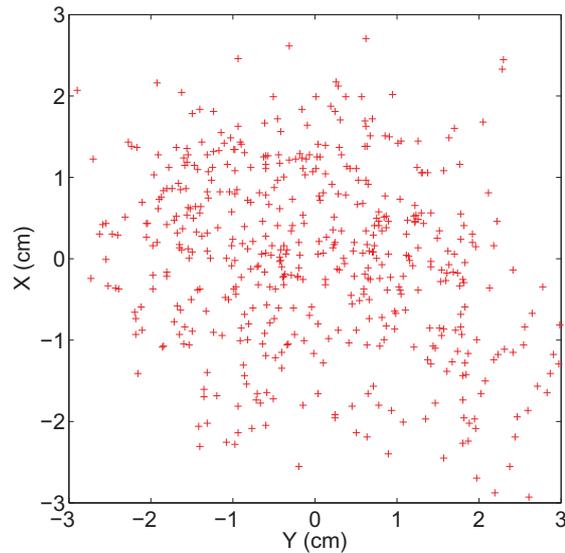


FIGURE 5.6: Ensemble des positions des barycentres de 500 images consécutives, Point 8, $Re=100$, $z=31\text{cm}$

distribution spatiale de la position du barycentre des champs instantanés de concentration semble peu étendue pour les faibles nombres de Reynolds (figure 5.3, à $Re=100$). Dans cette configuration, le soluté croise un faible nombre de sphères sur son parcours. Le filet de colorant initial est donc peu tortueux en moyenne. La figure 5.3 montre qu'avec des enregistrements à 2 Hz, nous pouvons suivre l'évolution temporelle du mouvement du barycentre à $Re=100$. Ces fluctuations sont donc à basse fréquence et leur extension maximale reste inférieure à $d/4$. Ces oscillations sont excitées par les fluctuations temporelles de vitesse, très peu énergétiques, présentes dans l'écoulement à $Re = 100$ en raison de la mémoire des conditions d'entrée. Pour une même distance z , nous pouvons voir tout autre chose pour un nombre de Reynolds plus grand (figure 5.4, à $Re=1000$). Les fluctuations temporelles au sein du réseau sont prédominantes et engendrent un méandrement plus important. Pour ce type d'essai, le déplacement des barycentres peut aller jusqu'à $d/2$ autour du barycentre moyen. Les enregistrements à 2 Hz ne permettent plus de suivre en continue le déplacement de G . L'agitation temporelle introduit des déplacements du barycentre qui semble plus aléatoires. Cela s'explique par le fait, qu'à ces nombres de Reynolds, la ligne d'émission tient plus d'un champ turbulent 3D dans lequel des grandes structures sont convectées à différentes vitesses que d'une simple ligne d'émission tortueuse mais cohérente. Si l'on augmente la distance z à l'injecteur, on constate que le méandrement augmente. Pour un nombre de Reynolds faible (figure 5.5), les déplacements sont plus significatifs qu'à une distance plus faible $z=11\text{ cm}$. Les barycentres se déplacent autour de leur moyenne et peuvent s'écarter jusqu'à une distance de $d/2$ de leur valeur moyenne. L'augmentation de la distance z accentue statistiquement la probabilité du soluté d'être distordu par l'ensemble des perturbations hydrodynamiques localisées au voisinage des sphères. Le méandrement résultant devient plus important. En augmentant le nombre de Reynolds pour cette même distance $z=31\text{ cm}$, les fluctuations temporelles élargissent l'étendue des positions des barycentres (figure 5.6). Les déplacements peuvent atteindre la taille des sphères ($d = 2\text{ cm}$) et

attestent que le méandrement le plus important est observé pour les plus grands nombres de Reynolds analysés ($Re=1000$) et pour les distances z les plus élevées accessibles à la mesure ($z=31$ cm).

Cette première analyse des déplacements des barycentres des champs de concentration instantanés nous a permis de constater la nette influence du nombre de Reynolds et de la distance z sur le méandrement du soluté au sein du réseau. Cependant, afin d'effectuer une analyse plus quantitative, nous allons définir un écart-type, défini en coordonnées radiales, associé au déplacement de G dans le plan (XY). En analysant l'évolution de cette grandeur pour tous les essais effectués, nous aurons une vision plus globale des propriétés du méandrement du soluté au sein du réseau. En revanche, nous n'avons pas rapporté les statistiques du positionnement moyen du barycentre par rapport à la source car cette dérive ne joue pas de rôle dans le mélange.

5.1.3 Evolution de l'écart-type σ_G des positions du barycentre

Toujours par soucis de décrire quantitativement le mélange, nous décidons d'introduire une quantité permettant de mesurer le déplacement du barycentre de chaque champ de concentration instantané autour de sa position moyenne. Dans le but de ne faire ressortir qu'une seule valeur pertinente associée à ces déplacements, nous allons analyser par la suite l'ensemble des déplacements en ne considérant que le rayon propre à la distance comprise entre la position du barycentre instantané et la position du barycentre moyen. Nous définissons ainsi l'écart-type de ces distances fluctuantes au barycentre moyen tel que :

$$\sigma_G = \sqrt{\frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N (x_{G_i} - \overline{x_G})^2 + \sum_{i=1}^N (y_{G_i} - \overline{y_G})^2 \right)} \quad (5.2)$$

avec $\overline{x_G}$ et $\overline{y_G}$ les coordonnées des positions du barycentre moyen. Cette estimation s'effectue sur un nombre $N=1000$ d'images obtenues par PLIF. Considérons dans un premier temps les écarts-types de ces déplacements pour une distance z donnée et regardons l'influence du nombre de Reynolds. L'ensemble des graphiques présentés par la suite montre cet écart-type normalisé par le diamètre d des sphères et ceci pour les différents essais réalisés à une distance z donnée.

Pour la distance $z=11$ cm, l'ensemble des essais suit un même comportement (figure 5.7). Nous pouvons voir que l'écart-type des déplacements augmente jusqu'à $Re=400$ puis décroît légèrement pour les nombres de Reynolds les plus élevés. Les variations entre les différents essais restent très faibles pour un nombre de Reynolds donné. Pour les deux autres distances $z=21$ cm et $z=31$ cm, il y a plus de variabilité entre les différents essais pour une même distance z (figure 5.8 et figure 5.9) mais la tendance reste la même.

Afin de faire ressortir un comportement plus général des essais effectués à une distance z donnée, nous allons introduire la quantité $\langle \sigma_G \rangle_z$ comme étant la moyenne des écarts-types pour les différents essais réalisés à une distance z donnée et pour chaque nombre de Reynolds parcouru. En moyennant ainsi les différents essais, nous pouvons constater une similitude de comportement des écarts-types en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement (figure 5.10). Tout d'abord nous pouvons voir que les écarts-types augmentent avec la distance parcourue par le soluté pour un nombre de Reynolds fixé. La contribution des interactions avec les sphères, prédominante pour les faibles nombres de Reynolds, augmente avec la longueur traversée par le soluté. Pour les nombres

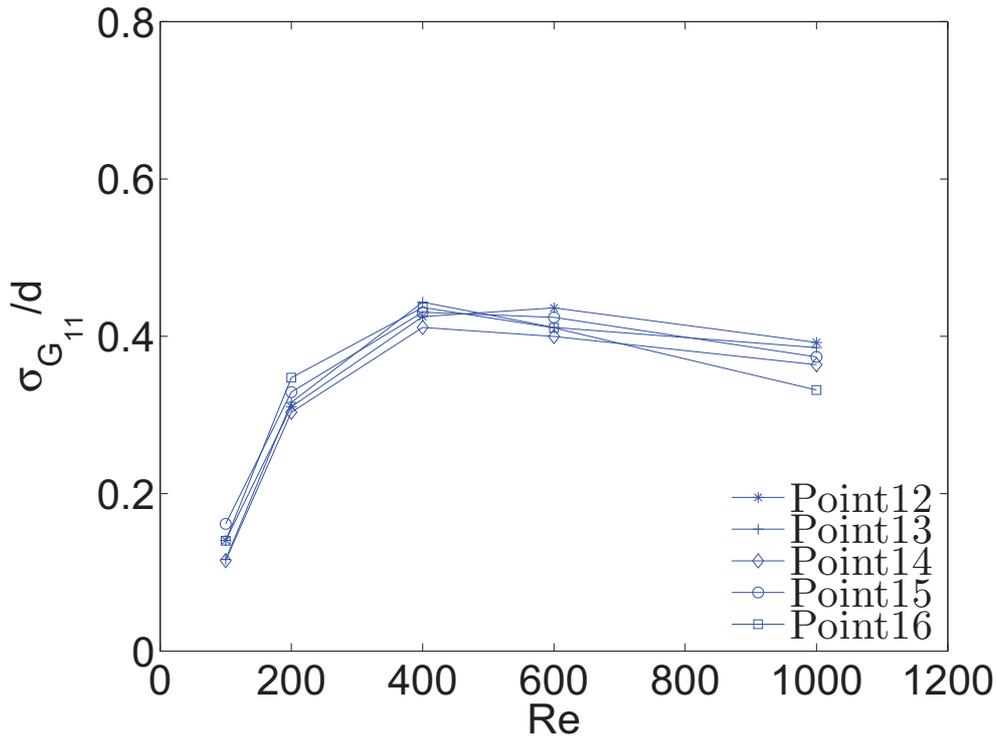


FIGURE 5.7: Ecarts-types des fluctuations des barycentres normalisés par le diamètre d des sphères, $\langle \sigma_{G_{11}}/d \rangle$, en fonction du nombre de Reynolds, $z=11$ cm

de Reynolds élevés, les mécanismes turbulents liés à l'agitation temporelle s'exercent d'autant plus longtemps que la distance z traversée augmente.

A une distance z donnée, on constate également que $\langle \sigma_G \rangle_z$ augmente avec le nombre de Reynolds jusqu'à $Re=400$. Ensuite, il reste à peu près constant tout en étant nettement plus grand qu'à $Re=100$. Quoiqu'il en soit, la majorité des valeurs de $\langle \sigma_G \rangle_z$ reste inférieure au diamètre des sphères, atteignant au maximum $0.7d$ pour $z=31$ cm et $Re=1000$. Cette valeur indique que le méandrement le plus important concerne les essais où la distance traversée par le soluté est la plus importante et l'agitation turbulente la plus intense.

Le méandrement du soluté montre donc un comportement similaire pour les nombres de Reynolds supérieurs ou égaux à $Re=400$. Les déplacements associés à $Re=100$ se distinguent des autres car, pour une distance z fixée, ils restent toujours bien plus petits à ceux observés aux autres nombres de Reynolds. Les déplacements les plus importants correspondent aux grands nombres de Reynolds, attestant que l'agitation temporelle favorise le méandrement du soluté.

5.2 Etude des champs moyens de concentration

Précédemment, nous avons pu entrevoir des différences notables parmi les différents champs de concentration instantanés. L'analyse des champs moyens de concentration nous conduira à

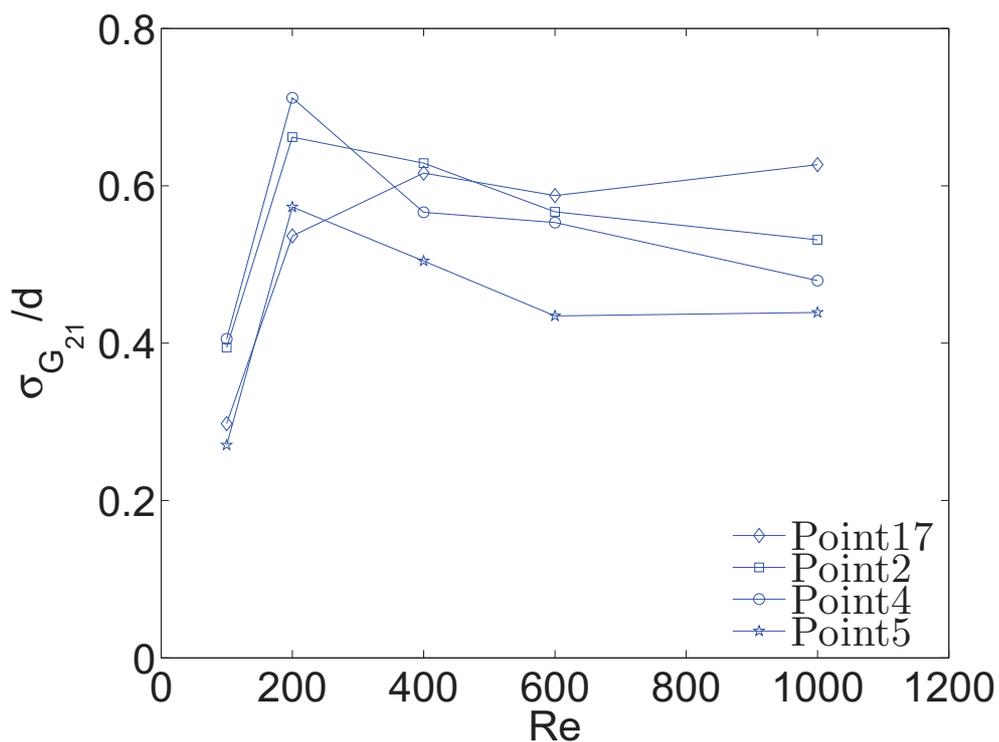


FIGURE 5.8: Ecart-types des fluctuations des barycentres normalisés par le diamètre d des sphères, $\langle \sigma_{G_{21}}/d \rangle$, en fonction du nombre de Reynolds, $z=21$ cm

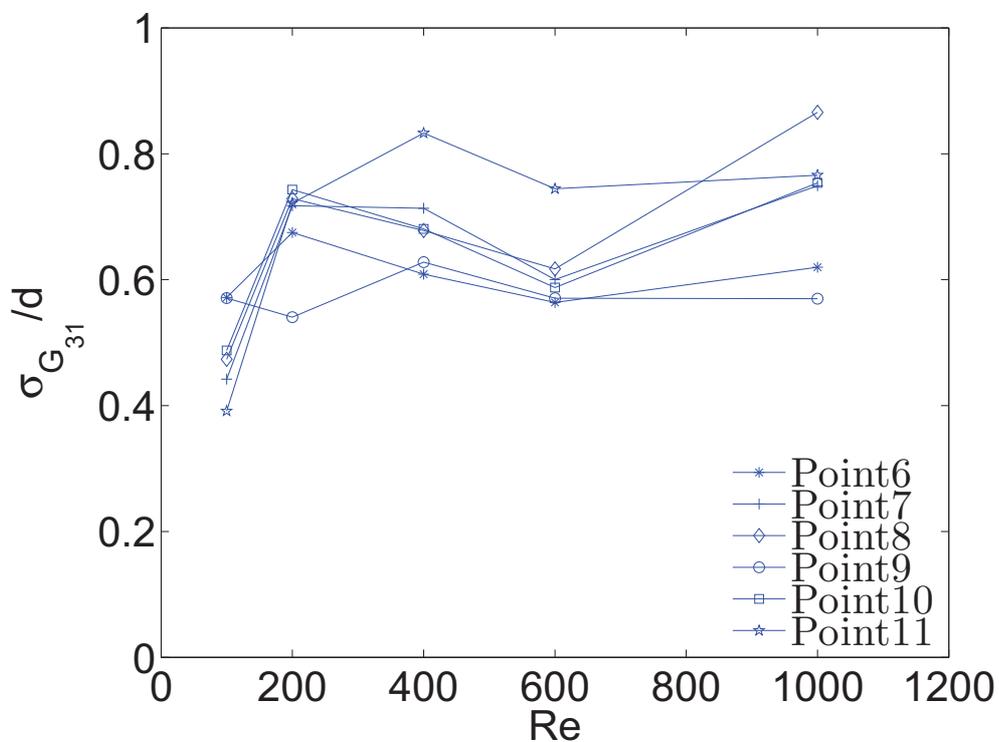


FIGURE 5.9: Ecart-types des fluctuations des barycentres normalisés par le diamètre d des sphères, $\langle \sigma_{G_{31}}/d \rangle$, en fonction du nombre de Reynolds, $z=31$ cm

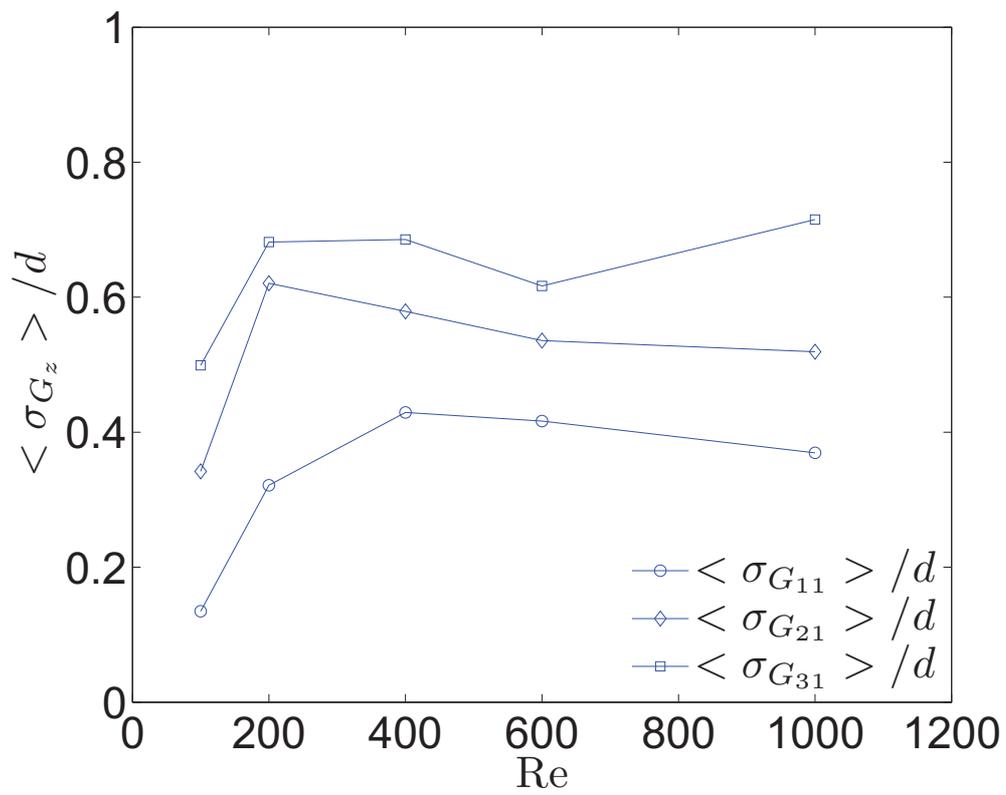


FIGURE 5.10: Ecart-types moyens des fluctuations des barycentres normalisés par le diamètre d des sphères, $\langle \sigma_G \rangle_z / d$, en fonction du nombre de Reynolds.

déterminer de manière plus représentative les propriétés de mélange.

5.2.1 Hypothèses et définitions des différentes moyennes utilisées

Différentes moyennes peuvent être utilisées afin d'effectuer une analyse représentative de l'ensemble des champs de concentration considérés.

Tout d'abord, lorsque l'on s'intéresse à une expérience pour une source donnée, nous pouvons utiliser la moyenne temporelle classique qui consiste à sommer directement les champs instantanés de concentration :

$$\overline{C_s}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_s(x, y, t_i) \quad (5.3)$$

où $\overline{C_s}(x, y)$ est le champ moyen de concentration associé à l'injection depuis un point source localisé en \vec{x}_s , N le nombre d'images de PLIF et $C_s(x, y, t_i)$ le champ de concentration en (x, y) à l'instant t_i . Cependant, nous avons montré qu'il existe un méandrement du trajet du colorant qui dépend du nombre de Reynolds et de la distance z . Afin d'améliorer la convergence des champs moyens de concentration, surtout aux faibles nombres de Reynolds, nous avons décidé de recentrer chaque champ instantané autour de son barycentre. Il s'agit alors de faire coïncider les barycentres de tous les champs de concentration et de sommer les champs recentrés :

$$\overline{C_{rs}}(x', y') = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_s(x', y', t_i) \quad (5.4)$$

où $x'(t) = x - x_{G_s}(t)$ et $y'(t) = y - y_{G_s}(t)$, $x_{G_s}(t)$, $y_{G_s}(t)$ définissant le barycentre du champ instantané. Dans la suite, nous reprendrons la notation (x, y) à la place de (x', y') .

De plus, afin de cumuler les différentes sources d'injection pour un nombre de Reynolds et une distance z donnés, nous moyennons l'ensemble des sources :

$$\langle \overline{C_r}(x, y) \rangle = \frac{1}{N_s} \sum_{s=1}^{N_s} \overline{C_{rs}}(x, y) \quad (5.5)$$

où $\langle \overline{C_r}(x, y) \rangle$ est le champ recentré moyen relatif à l'ensemble des sources et N_s le nombre de sources. Cette moyenne est plus représentative de l'ensemble des essais effectués à z et Re fixés et permet d'assurer une meilleure convergence statistique de l'ensemble des résultats. Dans la suite, nous nous intéresserons à ces champs recentrés pour analyser notamment leurs évolutions en fonction de la distance z et du nombre de Reynolds Re .

Si on était capable de réaliser un très grand ensemble d'expériences d'injection depuis une source ponctuelle dans différents réseaux aléatoires, on s'attendrait à mesurer des champs moyens de concentration ayant une symétrie circulaire dans le plan (XY) . Nous avons donc choisi de calculer des profils radiaux de concentration pour approcher la mesure que l'on ferait en moyenne sur un réseau quelconque. Nous effectuons donc une prise de moyenne sur une couronne et définissons :

$$\overline{C_{rs}}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \overline{C_{rs}}(r, \theta) d\theta \quad (5.6)$$

A l'instar des définitions précédentes, nous pouvons moyennner les différents profils radiaux de concentration en considérant les différents points sources à z et Re fixés :

$$\langle \overline{C_r}(r) \rangle_{z, Re} = \frac{1}{N_s} \sum_{s=1}^{N_s} \overline{C_{rs}}(r) \quad (5.7)$$

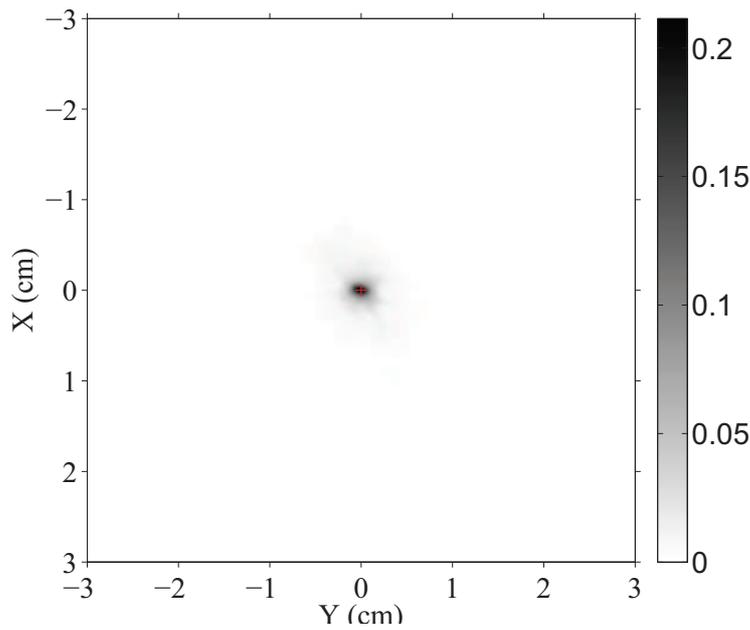


FIGURE 5.11: Champ recentré moyen normalisé par la concentration injectée $\overline{C_{rs}}(x, y)/C_{inj}$, point 10, $z=31$ cm, $Re=100$.

Le but est d'examiner l'évolution de ces différents profils moyens en fonction du nombre de Reynolds Re et de la distance z .

5.2.2 Discussion des hypothèses et de la convergence statistique

Nous allons présenter l'évolution des champs moyens de concentration $\overline{C_{rs}}(x, y)$ normalisés par la concentration injectée C_{inj} , pour différents nombres de Reynolds. L'ensemble des figures (5.11 à 5.15) montre ces champs moyens obtenus à une distance $z=31$ cm, pour Re allant de 100 à 1000.

Nous constatons tout d'abord que les champs moyens présentés sont très différents des champs de concentration instantanés présentés au cours du chapitre 4. Tous les champs présentés ici montrent une étendue axisymétrique qui indique une convergence statistique satisfaisante. L'étendue des champs augmente avec le nombre de Reynolds et il apparaît très clairement que le mélange est plus efficace pour les nombres de Reynolds élevés. À partir de $Re = 600$ le champ moyen a également un aspect très continu (figure 5.14). La valeur de la gamme de concentration est également un indicateur de la qualité du mélange. On remarque ainsi que le maximum de concentration diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente, confirmant l'idée d'un mélange plus efficace lorsque l'agitation est plus importante. Même si le degré de symétrie des champs moyens de concentration reste similaire pour tous les essais effectués, quelques champs de concentration à $Re = 100$ s'éloignent naturellement de la symétrie axiale. Afin d'étudier plus en détails les évolutions de ces champs moyens, nous allons analyser les profils radiaux relatifs à chaque champ et les comparer entre eux.

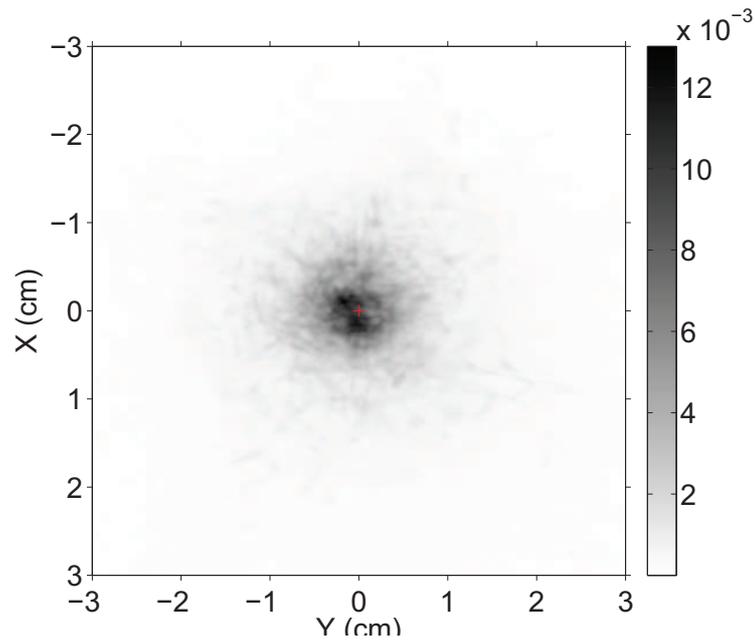


FIGURE 5.12: Champ recentré moyen normalisé par la concentration injectée $\overline{C_{rs}}(x, y)/C_{inj}$, point 10, $z=31$ cm, $Re=200$.

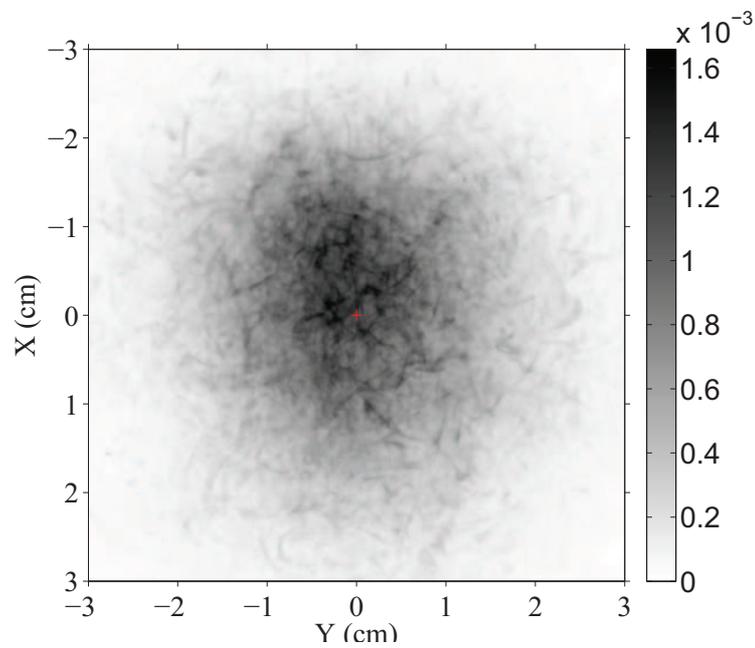


FIGURE 5.13: Champ recentré moyen normalisé par la concentration injectée $\overline{C_{rs}}(x, y)/C_{inj}$, point 10, $z=31$ cm, $Re=400$.

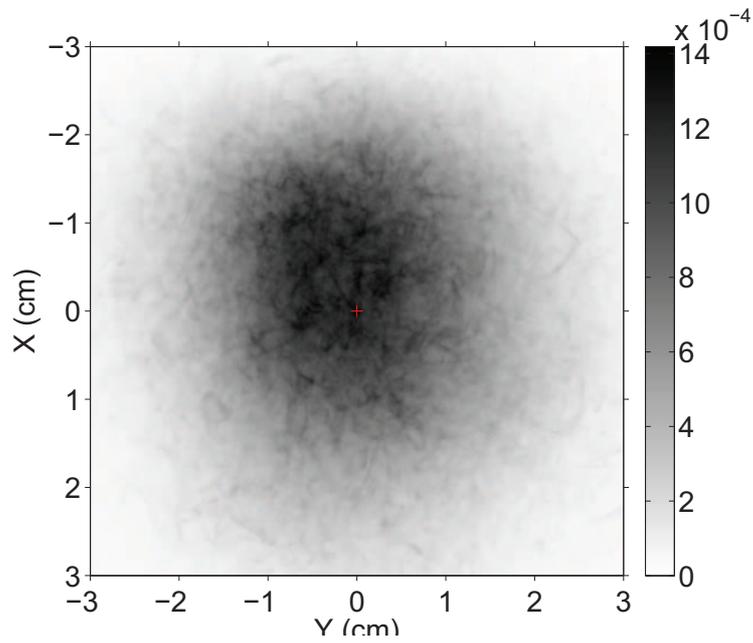


FIGURE 5.14: Champ recentré moyen normalisé par la concentration injectée $\overline{C_{rs}(x,y)}/C_{inj}$, point 10, $z=31$ cm, $Re=600$.

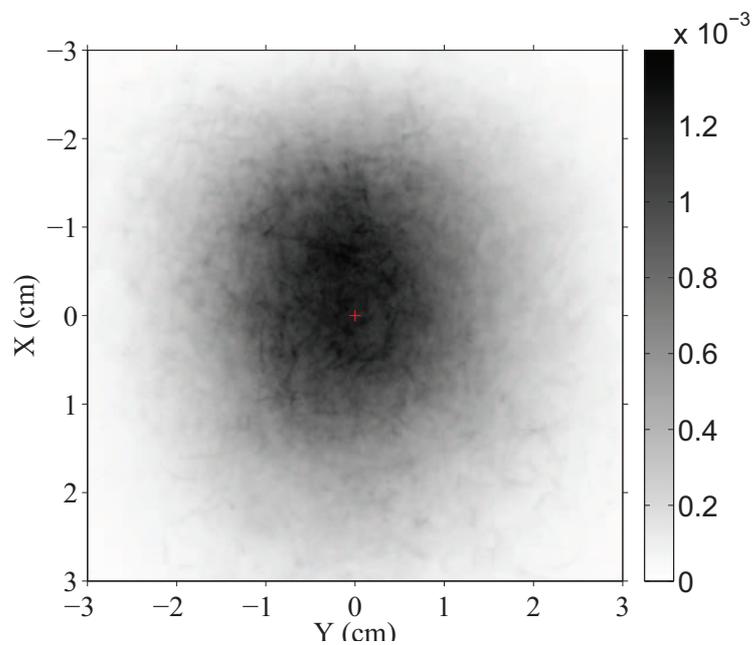


FIGURE 5.15: Champ recentré moyen normalisé par la concentration injectée $\overline{C_{rs}(x,y)}/C_{inj}$, point 10, $z=31$ cm, $Re=1000$.

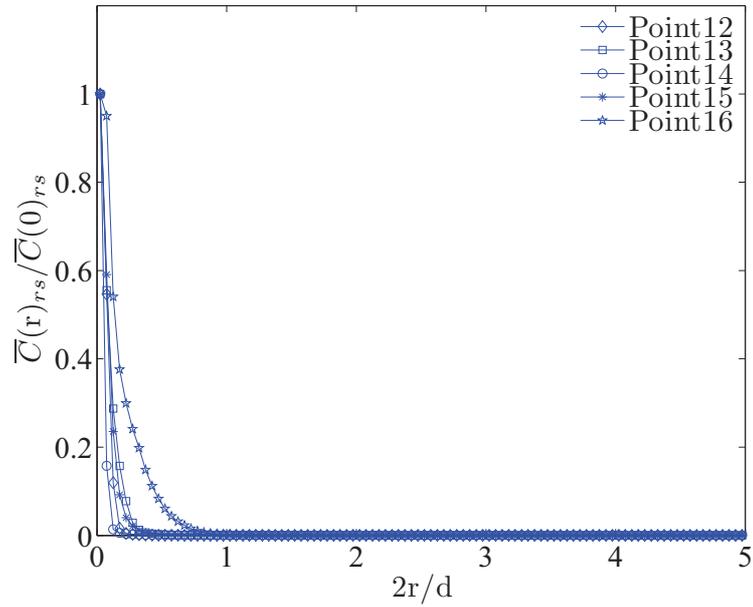


FIGURE 5.16: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=11$ cm, $Re=100$.

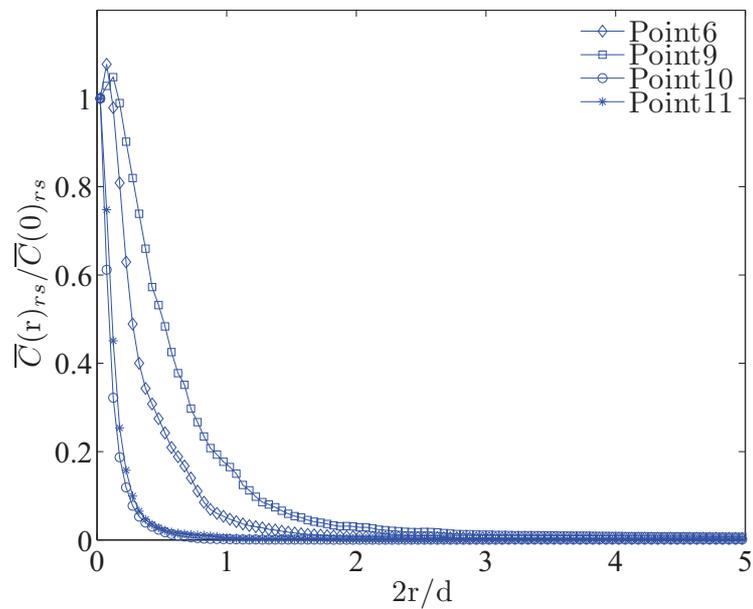


FIGURE 5.17: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=31$ cm, $Re=100$.

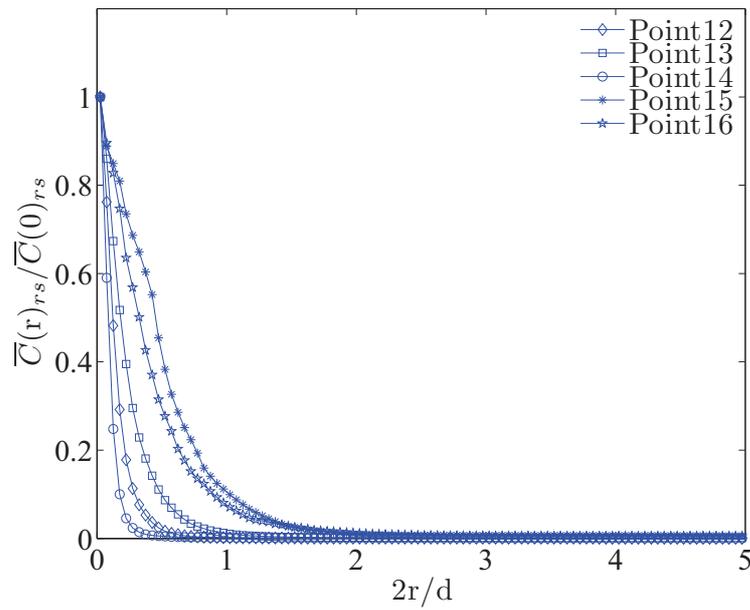


FIGURE 5.18: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=11$ cm, $Re=200$.

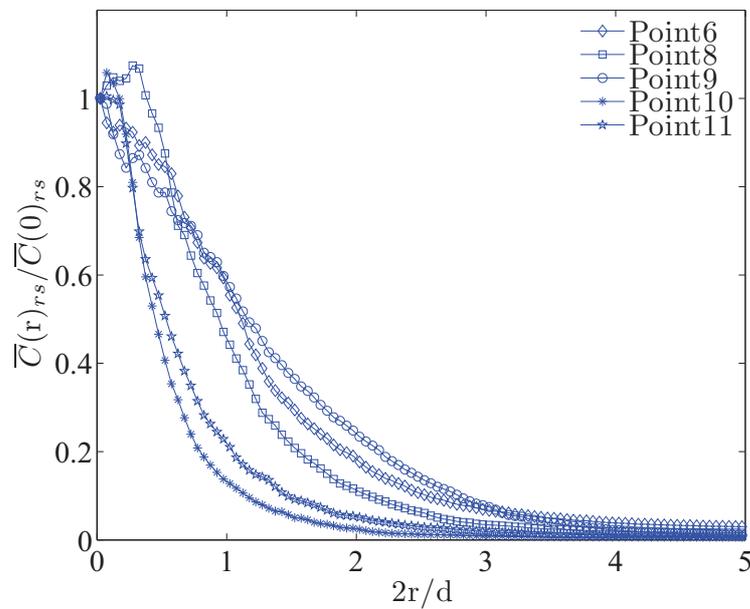


FIGURE 5.19: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=31$ cm, $Re=200$.

Examen des champs moyens issus de différentes sources

L'ensemble des profils moyens de concentration présente des comportements différents lorsque z et Re évoluent mais aussi lorsque l'on déplace les points d'injection à z fixé. Les figures (5.16 à 5.25) montrent les profils radiaux pour différents points d'injection (Essai 12 à 16) situés à $z=11$ cm ou $z=31$ cm.

La figure 5.16 compare les profils radiaux correspondants aux différents points sources à $z=11$ cm et pour $Re=100$. A cette distance, le colorant n'a subi que très peu d'interactions avec les sphères. Les champs instantanés ont une grande variété de formes, d'orientations et restent assez concentrés. La variation des profils radiaux d'un essai à un autre est liée à cette hétérogénéité des champs instantanés. Les mécanismes de mélange semblent très peu efficaces et les profils de concentration résultants sont très pointus et présentent une décroissance très rapide des niveaux de concentration pour finalement atteindre des valeurs négligeables dès $r = (1/2)d$. A $z=31$ cm, la figure (5.17) montre que même si les profils associés aux différents essais sont plus étendus qu'à $z=11$ cm, ils restent encore très différents les uns des autres.

Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à $Re = 200$, la gamme d'échelles s'étend et le mélange devient plus efficace. Pour la figure (5.18), la décroissance est moins rapide que précédemment et atteint des valeurs très faibles de concentration à partir de $r=(3/4)d$ à $z=11$ cm, quel que soit l'essai (Point 12 à 16). Pour $z=31$ cm, la figure (5.19) montre également une variabilité des profils importante.

A ces petits nombres de Reynolds, des différences subsistent entre les profils associés aux différents points d'injection d'un même plan. Ces différences peuvent s'expliquer par la présence de sphères ou non au cours de la trajectoire du soluté. L'interaction directe avec une sphère peut complètement changer la forme et l'orientation du filet de colorant engendrant des profils radiaux différents entre les points sources. Il sera donc nécessaire de calculer la moyenne sur plusieurs expériences d'injections $\langle \overline{C_r}(r) \rangle_{z,Re}$ pour avoir un profil de concentration représentatif du mélange dans un réseau quelconque.

A $Re = 400$, le mélange est plus intense (figures 5.20 et 5.21). L'étendue des profils continue d'augmenter et atteint pour certains points d'injection $r = 3/2d$ à $z=11$ cm. Il faut remarquer que les différents essais à $z=11$ cm présentent des profils très variables alors qu'à $z=31$ cm les profils tendent à se confondre quel que soit le point d'injection. Ce constat peut s'expliquer par la transition de régime que nous avons déjà identifiée autour de $Re=400$. A la différence des essais précédents ($Re \leq 200$), l'agitation turbulente commence à agir et donne un poids relatif moindre au mélange par interactions directes avec les sphères. Le rôle plus important du mélange par agitation turbulente est probablement à l'origine de la variabilité moindre des profils à $z=31$ cm. Les figures suivantes (5.22, 5.23, 5.24 et 5.25) montrent que les écarts de profils entre les points sources d'un même plan diminuent avec Re . L'agitation temporelle qui est ici le principal mécanisme de mélange, favorise la formation d'échelles plus fines. Le mélange devient ainsi plus uniforme quelle que soit la position des sources pour une même distance z .

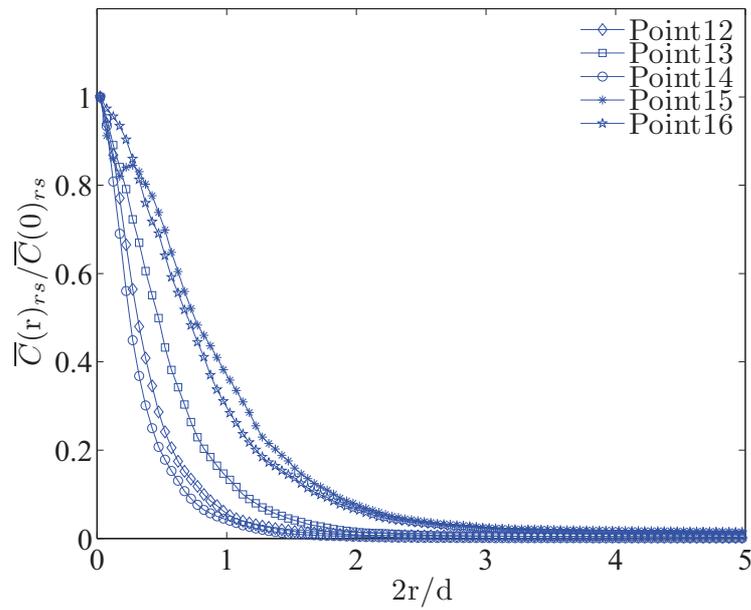


FIGURE 5.20: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=11$ cm, $Re=400$.

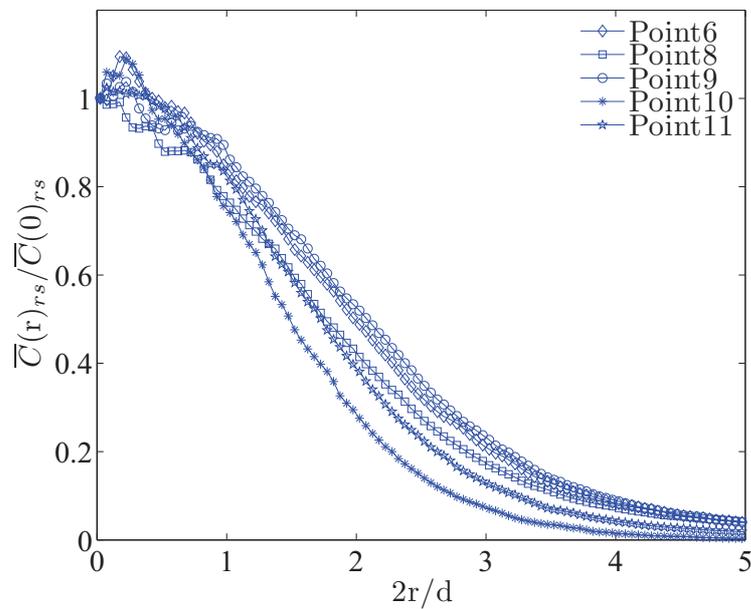


FIGURE 5.21: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=31$ cm, $Re=400$.

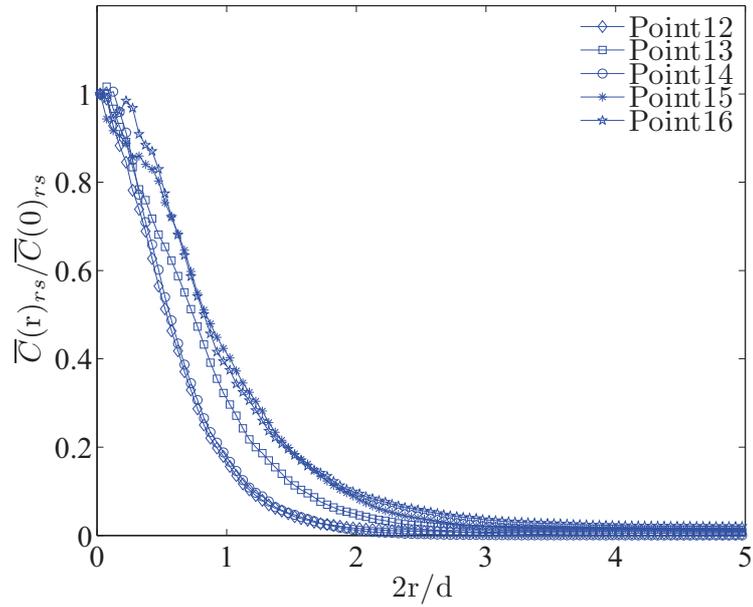


FIGURE 5.22: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=11$ cm, $Re=600$.

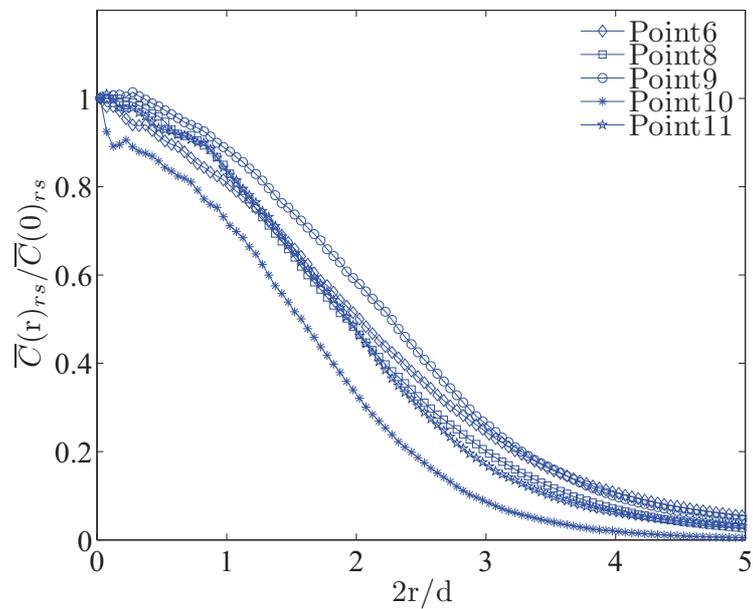


FIGURE 5.23: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=31$ cm, $Re=600$.

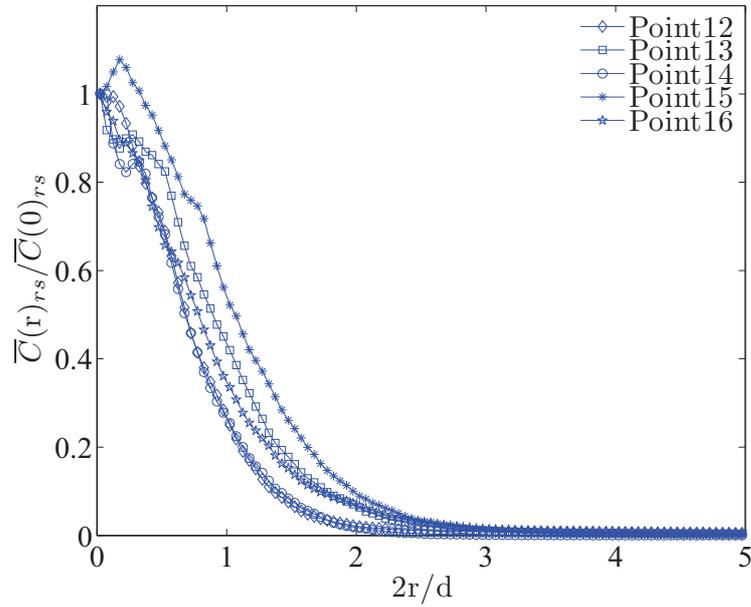


FIGURE 5.24: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=11$ cm, $Re=1000$.

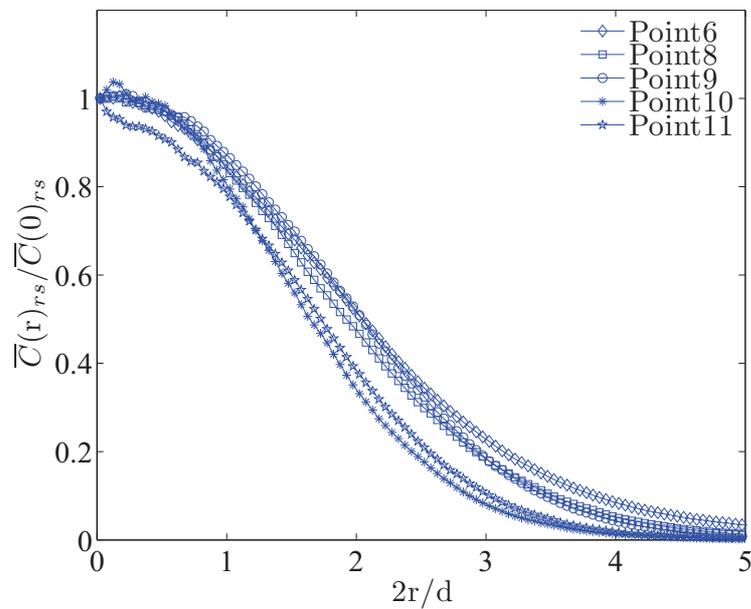


FIGURE 5.25: Profils radiaux des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\overline{C}_{rs}(r)/\overline{C}_{rs}(0)$, $z=31$ cm, $Re=1000$.

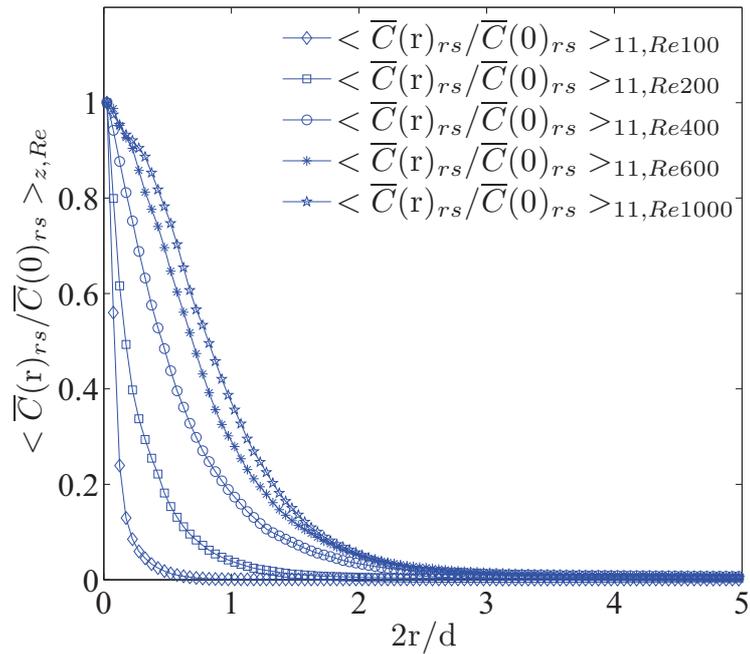


FIGURE 5.26: Profils moyens des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\langle \overline{C}_{rs}(r) \rangle / \langle \overline{C}_{rs}(0) \rangle$, $z=11$ cm, $Re=100$ à $Re=1000$.

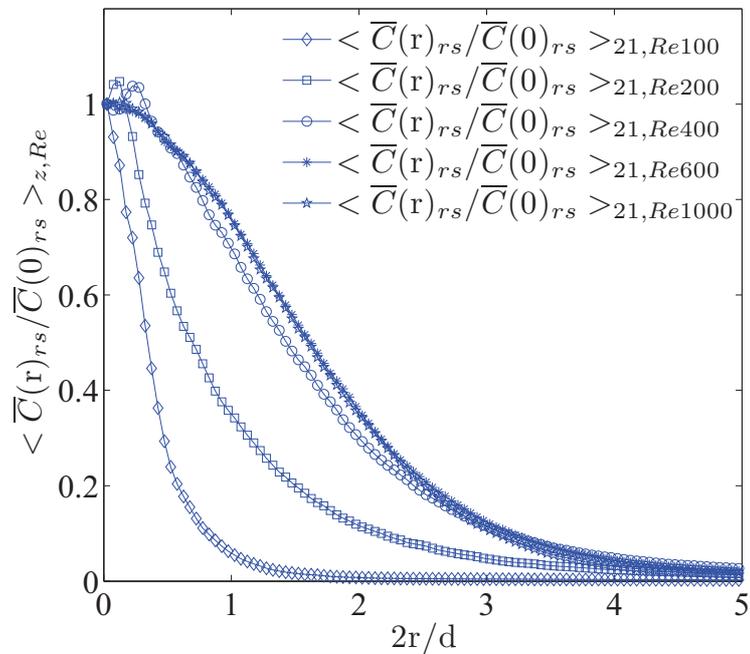


FIGURE 5.27: Profils moyens des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\langle \overline{C}_{rs}(r) \rangle / \langle \overline{C}_{rs}(0) \rangle$, $z=21$ cm, $Re=100$ à $Re=1000$.

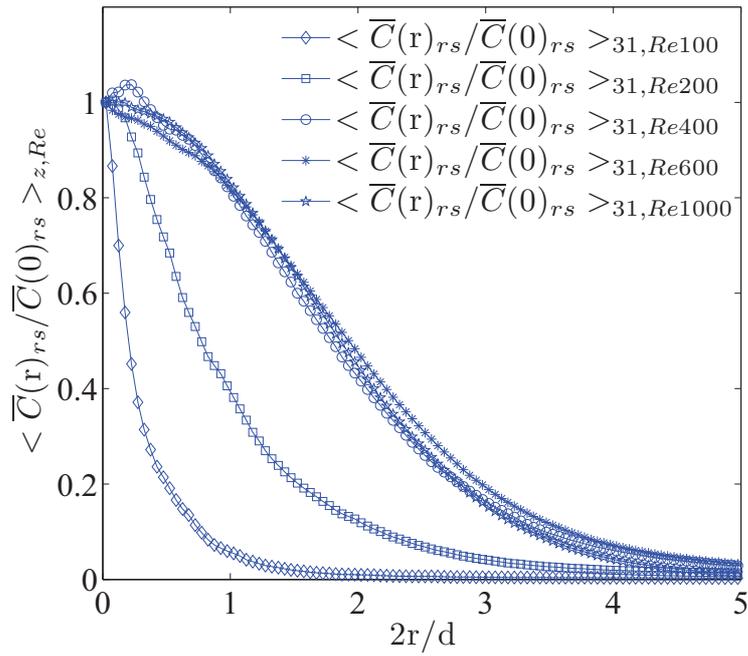


FIGURE 5.28: Profils moyens des champs moyens de concentration normalisés par la concentration au barycentre, $\langle \overline{C}_{rs}(r) \rangle / \langle \overline{C}_{rs}(0) \rangle$, $z=31$ cm, $Re=100$ à $Re=1000$.

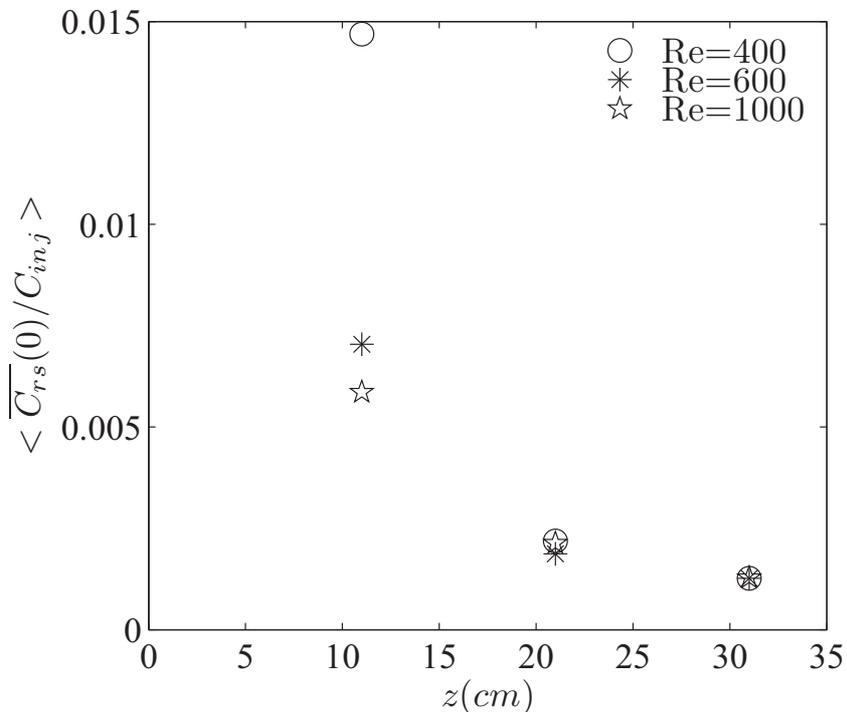


FIGURE 5.29: Evolution longitudinale de la concentration en $r=0$ normalisée par la concentration à l'injection, $\langle \overline{C}_{rs}(r = 0) / C_{inj} \rangle$, $Re=400$ à 1000 et symboles identiques à ceux des figures précédentes

5.2.3 Evolution des champs moyens de concentration avec Re

L'analyse des champs moyens recentrés en combinant les sources entre elles, $\langle \overline{C_{rs}(r)}/C_{rs}(0) \rangle_{z,Re}$, nous donne une vision plus représentative des propriétés génériques du mélange (figure 5.26 à 5.28). Quelle que soit la position z étudiée, on observe un étalement transversal de ses profils. Cet étalement croît avec le nombre de Reynolds. Cependant, ces profils deviennent similaires aux grands nombres de Reynolds. Nous verrons plus loin que ce comportement particulier est lié à la loi d'échelle de la diffusivité du scalaire dans le réseau. A Re fixé, l'étalement augmente également quand z croît. Ce résultat est cependant plus délicat à observer pour $Re=100$ où la convergence statistique est à peine suffisante. La loi d'étalement des profils de concentration est une des caractéristiques intrinsèque du mélange que nous analyserons plus en détails dans le paragraphe suivant à l'aide de l'estimation d'un coefficient de diffusion. On peut d'ores et déjà constater que le profil radial de concentration tend vers une courbe gaussienne pour $z \geq 21$ cm et $Re \geq 400$ (figure 5.28).

Pour compléter la description de l'évolution du profil de concentration, nous reportons sur la figure (5.29) la variation de $\langle \overline{C_{rs}(r=0)}/C_{inj} \rangle$ avec z . Les valeurs associées aux essais à $Re=100$ et $Re=200$ montraient trop de variations d'un essai à un autre pour que la valeur de $\langle \overline{C_{rs}(r=0)}/C_{inj} \rangle$ soit statistiquement significative. Nous avons donc uniquement illustré les valeurs de $\langle \overline{C_{rs}(r=0)}/C_{inj} \rangle (z)$ à partir de $Re=400$ lorsque le rapport entre l'écart-type de $\overline{C_{rs}(r=0)}/C_{inj}$ et sa moyenne est inférieur à 40%. Pour ces valeurs de Re à $z=31$ cm, la variabilité est inférieure à 15%. Malgré la difficulté d'effectuer des mesures représentatives au sens statistique, on peut conclure que la diminution de la concentration sur l'axe lorsque z augmente est en accord avec l'action du mélange au sein du réseau.

5.3 Estimation d'un coefficient de diffusion propre à l'écoulement

Dans cette partie, nous examinons tout d'abord l'équation de transport d'un soluté dans un réseau aléatoire à partir des travaux de la littérature. Cela permettra de donner du sens aux flux de scalaire observés et à leur modélisation à partir d'un coefficient de diffusion. Nous allons ensuite (i) montrer que l'on peut raisonnablement définir un coefficient de diffusion à partir de nos expériences et (ii) estimer ce coefficient de diffusion dans cet écoulement original. Enfin, nous comparerons les valeurs obtenues à celles issues de modèles de la littérature.

5.3.1 Equation de transport d'un soluté dans le réseau aléatoire de sphères fixes

Le transport d'un soluté à travers un réseau aléatoire d'obstacles a été étudié de différentes manières. Les études de FISCHER et coll. (1979) furent pionnières dans ce domaine. Des études plus récentes concernant la dispersion d'un soluté à travers un réseau aléatoire de cylindres, de type canopée, ont été effectuées (TANINO & NEPF (2008), WHITE & NEPF (2003)) et conduisent à l'estimation d'un coefficient de diffusion. Quelle que soit la nature des obstacles rencontrés, la conservation d'une espèce est décrite par l'équation de transport :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} c = D_m \nabla^2 c \quad (5.8)$$

Cette équation de conservation de la concentration $c(\vec{x}, t)$ du soluté fait intervenir le coefficient de diffusion moléculaire D_m . L'écoulement à travers le réseau aléatoire de sphères fixes nécessite une décomposition particulière, comme nous l'avons vu au chapitre 2. En considérant toujours l'opérateur de moyenne temporelle ($\overline{\quad}$) et l'opérateur de moyenne spatiale ($\langle \cdot \rangle$), nous introduisons une triple décomposition de la vitesse et de la concentration telle que :

$$u(\vec{x}, t) = \langle \overline{u(\vec{x}, t)} \rangle + \overline{u^s}(\vec{x}) + u'(\vec{x}, t) \quad (5.9)$$

$$c(\vec{x}, t) = \langle \overline{c(\vec{x}, t)} \rangle + \overline{c^s}(\vec{x}) + c'(\vec{x}, t) \quad (5.10)$$

Par définition, $\overline{\overline{u'(\vec{x}, t)}}$, $\langle \overline{u^s(\vec{x})} \rangle$, $\overline{\overline{c'(\vec{x}, t)}}$ et $\langle \overline{u^s(\vec{x})} \rangle$ sont nuls. En substituant ces décompositions dans l'équation (5.8) et en moyennant temporellement et spatialement, on obtient :

$$\frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial t} + \langle \overline{u_j} \rangle \frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \langle \overline{u'_j c'} \rangle + \langle \overline{u_j^s c^s} \rangle - D_m \langle \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \overline{c} \rangle + \overline{c^s}) \rangle \} \quad (5.11)$$

Nous retrouvons comme dans tout écoulement turbulent le terme de flux associé aux fluctuations temporelles $\langle \overline{u'_j c'} \rangle$. Cependant, il est cette fois-ci complété par un flux dispersif lié aux fluctuations spatiales propres à la distribution aléatoire des obstacles, $\langle \overline{u_j^s c^s} \rangle$.

Dans des écoulements stationnaires à petit nombre de Reynolds, traversant un réseau aléatoire spatialement homogène, (KOCH & BRADY (1985), KOCH & SANGANI (1998)) ont montré que l'on peut représenter le mélange par une dispersion fickienne pour des temps suffisamment longs après que le soluté soit introduit dans l'écoulement. A grand nombre de Reynolds et pour des réseaux de faible fraction volumique, il n'existe pas de démonstration théorique à notre connaissance concernant la validité d'une loi de type Fick. Des observations et études récentes (WHITE & NEPF (2003), MAREUGE & LANCE (1995), dans un écoulement à bulles très dilué) montrent le bien fondé d'une telle hypothèse qui conduit à réécrire l'équation (5.11) sous la forme :

$$\frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial t} + \langle \overline{u_j} \rangle \frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (-K_{jj} \frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial x_j}) = K_{jj} \frac{\partial^2 \langle \overline{c} \rangle}{\partial x_j^2} \quad (5.12)$$

Ici, les valeurs de K_{jj} représentent les coefficients de dispersion aux temps longs, c'est-à-dire à une grande distance en aval du point source d'injection. La première partie de l'égalité dans l'équation (5.12) établit que la somme des flux à la droite du signe égal de l'équation (5.11) obéit à une loi de type Fick. La seconde égalité de l'équation (5.12) montre que K_{jj} est spatialement homogène, indiquant que les coefficients de diffusion calculés seront constants.

Considérons maintenant une expérience où un soluté est relâché dans la direction z de l'écoulement de façon continue à partir d'un point source à $(y = 0, z = 0)$. L'estimation des coefficients de diffusion peut se faire à partir de la caractérisation de l'étalement des profils transverses de concentration moyenne par les moments géométriques de ces profils. En considérant, dans un système de coordonnées cartésiennes et pour un réseau de cylindres, le profil latéral du champ de concentration moyenné dans le temps $\overline{C}(y, t)$, la variance de ce profil peut se calculer de la manière suivante (WHITE & NEPF (2003); TANINO (2008)) :

$$\sigma_y^2(z) = \frac{m_2(z)}{m_0(z)} - \left[\frac{m_1(z)}{m_0(z)} \right]^2 \quad (5.13)$$

où $m_j(z)$ est le $j^{\text{ième}}$ moment tel que,

$$m_j(z) = \int_{B1}^{B2} y^j \overline{C(y,t)} dy \quad (5.14)$$

et B1, B2 sont les bornes d'intégration. Le terme $\left[\frac{m_1(z)}{m_0(z)}\right]^2$ représente le déplacement du barycentre du soluté qui n'est plus centré sur la source et subit l'effet du méandrement au cours du temps. Le calcul des moments s'effectue sur les limites du champs de concentration (B1,B2) en prenant en considération le fait qu'il faut estimer le mieux possible ces deux extrémités afin de ne pas intégrer le bruit de mesure, qui viendrait augmenter de façon irréaliste la variance estimée. Si l'on considère uniquement la composante latérale du tenseur de dispersion, K_{yy} , et si l'on suppose que le soluté est transporté selon l'équation (5.12), la variance latérale de sa distribution en concentration est reliée à K_{yy} de la manière suivante (FISCHER et coll. (1979)) :

$$\frac{K_{yy}}{\langle \bar{u} \rangle d} = \frac{1}{2d} \frac{d}{dz} \left[\langle \sigma_y^2(z) \rangle + \left\langle \left(\frac{m_1}{m_0}(z) \right)^2 - \left\langle \frac{m_1}{m_0}(z) \right\rangle^2 \right\rangle \right] \quad (5.15)$$

où σ_y^2 et m_1/m_0 sont respectivement la variance et le barycentre de la distribution latérale de la concentration pour z donné; $\langle \frac{m_1}{m_0} \rangle$ est le barycentre de $\langle \bar{c} \rangle$ et l'expression à l'intérieur des crochets $\left(\left\langle \left(\frac{m_1}{m_0}(z) \right)^2 - \left\langle \frac{m_1}{m_0}(z) \right\rangle^2 \right\rangle \right)$ est la variance due au méandrement. TANINO (2008) a admis également que $d \langle (m_1/m_0)^2 \rangle / dz$ devient très proche de zéro pour les distances z suffisamment grandes, l'équation (5.15) devient donc :

$$\frac{K_{yy}}{\langle \bar{u} \rangle d} = \frac{1}{2d} \frac{d}{dz} \langle \sigma_y^2(z) \rangle \quad (5.16)$$

Nous retrouvons alors, si $\langle \sigma_y^2(z) \rangle$ évolue linéairement avec z , un coefficient de diffusion constant K_{yy} qui est attendu comme étant la somme de trois coefficients constants, l'un associé à $\langle \overline{u'c'} \rangle$, l'autre associé à $\langle \overline{u^s c^s} \rangle$ et le coefficient de diffusion moléculaire. Les deux premiers coefficients représentent respectivement la diffusion turbulente et la dispersion mécanique due au champ de vitesse spatialement hétérogène généré par la distribution aléatoire des obstacles considérés. A l'inverse de ces deux contributions, la diffusion moléculaire est négligeable si nous considérons un écoulement turbulent.

Application au réseau aléatoire d'obstacles

En reprenant la méthode ci-dessus en coordonnées cylindriques puisque l'axisymétrie des champs moyens de concentration impose l'étude d'une diffusion radiale, on peut définir le coefficient de diffusion radiale K_{rr} par :

$$\frac{K_{rr}}{\langle \bar{u} \rangle d} = \frac{1}{2d} \frac{d}{dz} \langle \sigma_r^2(z) \rangle \quad (5.17)$$

où $\langle \bar{u} \rangle$ est la vitesse moyenne de l'écoulement dans la direction z , d le diamètre des sphères et $\langle \sigma_r^2(z) \rangle$ la variance du profil radial de concentration. Le calcul de variance doit être adapté de la même façon. Nous calculons le $j^{\text{ième}}$ moment $m_j(z)$ par :

$$m_j(z) = \int_0^R \int_0^{2\pi} r^j \overline{C_{rs}(r)} dr r d\theta = 2\pi \int_0^R r^{j+1} \overline{C_{rs}(r)} dr \quad (5.18)$$

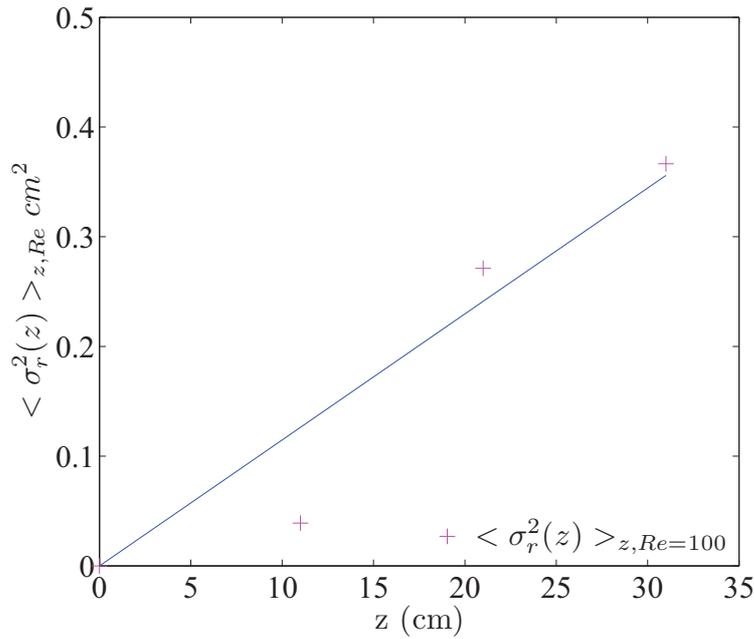


FIGURE 5.30: Variance moyennée sur les différentes sources $\sigma_{r_s}^2(z)_{z, Re=100}$. La droite représente la régression linéaire des points présentés.

où R est la limite radiale du champ moyen de concentration. De plus, afin de s'affranchir du méandrement du soluté, nous utiliserons les profils radiaux des champs recentrés moyens $\overline{C_{r_s}(r)}$. On sait que la diffusion liée au méandrement est faible aux nombres de Reynolds élevés. Aux faibles nombres de Reynolds, l'idée d'utiliser les champs moyens recentrés permet d'obtenir des profils radiaux de concentration très bien convergés, ce qui est primordial pour la variance qui est définie comme :

$$\sigma_r^2(z) = \frac{m_2(z)}{m_0(z)} \quad (5.19)$$

5.3.2 Evolution longitudinale des variances des profils moyens de concentration

Le calcul de la variance relative aux profils radiaux des champs moyens de concentration a été effectué pour un nombre de Reynolds donné et pour chaque distance z considérée. Nous avons admis l'hypothèse que la variance du profil à l'injection était très proche de zéro pour la côte $z=0$ (cette variance est égale à $1/8d_{inj}^2$). De plus, les variances que nous allons présenter sont obtenues par moyenne des variances calculées pour toutes les sources :

$$\langle \sigma_r^2 \rangle_{z, Re} = \frac{1}{N_s} \sum_{s=1}^{N_s} (\sigma_{r_s}^2)_{z, Re} \quad (5.20)$$

où $(\sigma_{r_s}^2)_{z, Re}$ est la variance associée à la source s à z et Re fixés et $\langle \sigma_r^2 \rangle_{z, Re}$ la variance moyennée sur toutes les sources d'une même côte z et pour un Reynolds fixé. Les figures (5.30) à (5.34) montrent l'ensemble des évolutions longitudinales des variances calculées pour tous les nombres de Reynolds. On constate que la variance augmente avec la distance z pour Re fixé, ce qui semble cohérent avec l'analyse des profils radiaux de concentration effectués précédemment. A la précision

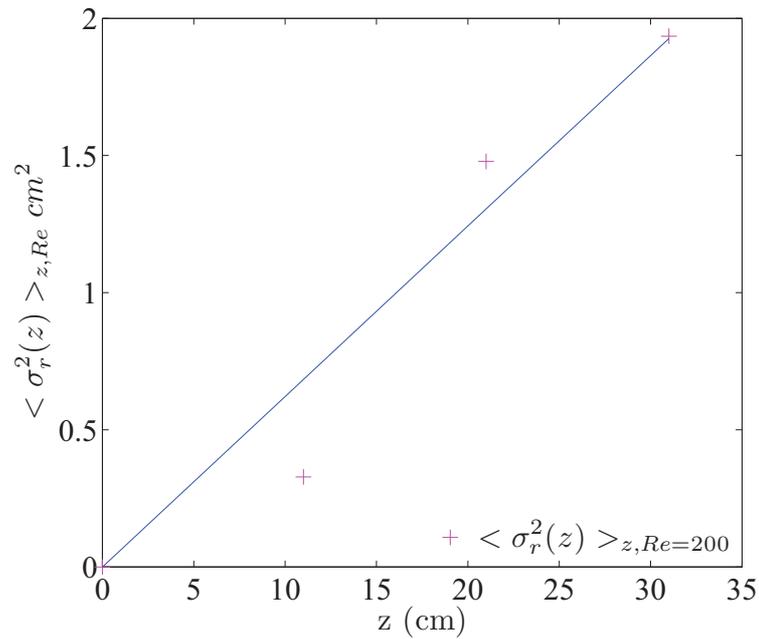


FIGURE 5.31: Variance moyennée sur les différentes sources $\sigma_{r_s}^2(z)_{z, Re=200}$. La droite représente la régression linéaire des points présentés.

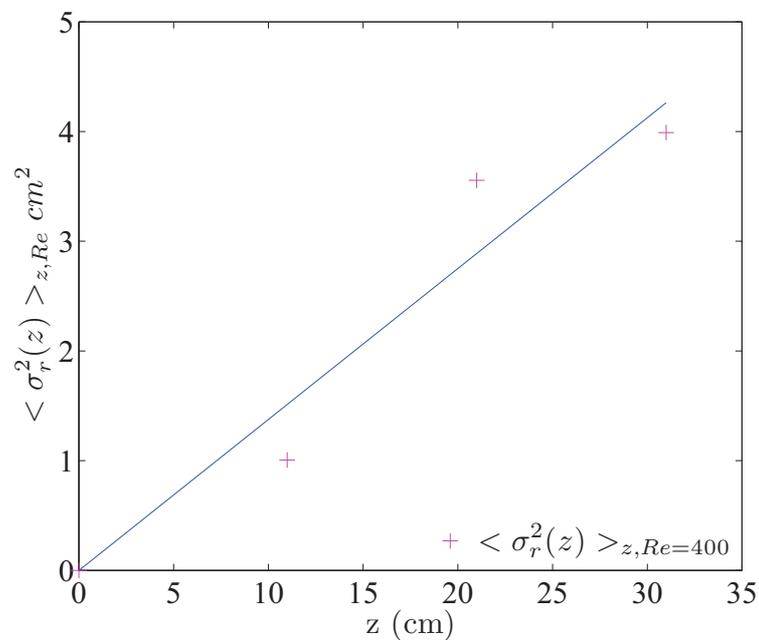


FIGURE 5.32: Variance moyennée sur les différentes sources $\sigma_{r_s}^2(z)_{z, Re=400}$. La droite représente la régression linéaire des points présentés.

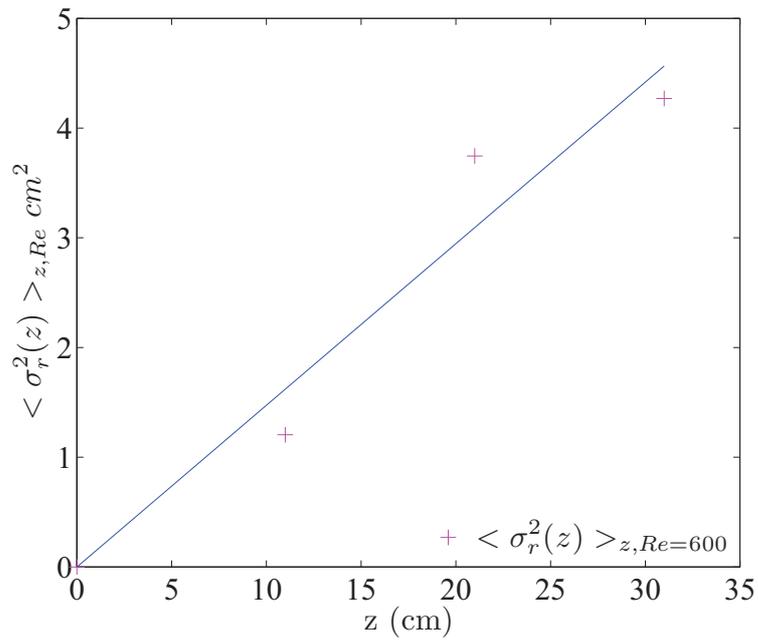


FIGURE 5.33: Variance moyennée sur les différentes sources $\sigma_{r,s}^2(z)_{z, Re=600}$. La droite représente la régression linéaire des points présentés.

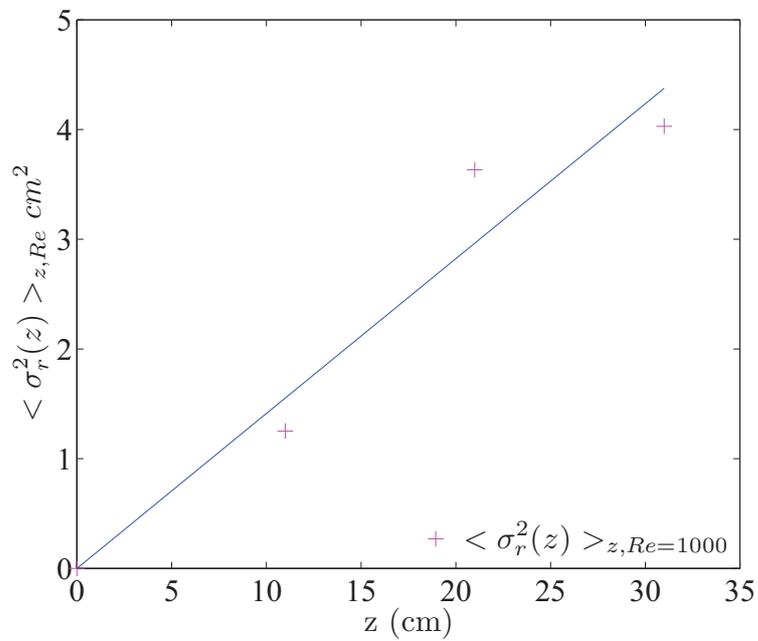


FIGURE 5.34: Variance moyennée sur les différentes sources $\sigma_{r,s}^2(z)_{z, Re=1000}$. La droite représente la régression linéaire des points présentés.

et au volume des mesures près, il est remarquable d'obtenir des évolutions linéaires de $\langle \sigma_r^2 \rangle_{z, Re}$ en fonction de z , quel que soit le nombre de Reynolds. Ce résultat confirme que l'on peut à partir des calculs de variances estimer un coefficient de diffusion K_{rr} constant à l'aide de l'équation (5.17). Le flux radial de scalaire dans le réseau peut donc être modélisé par une loi de type Fick avec un coefficient de diffusion aux temps longs K_{rr} constant. En effet, les mesures ont été effectuées à $z \geq 11$ cm soit un ordre de grandeur 5 fois supérieurs au diamètre d des sphères. Ces distances sont bien supérieures à l'échelle intégrale eulérienne qui est voisine de d (chapitre 6). De plus, nous pouvons voir que la pente de la variance augmente avec le nombre de Reynolds puis semble se stabiliser à partir de $Re=400$, confirmant l'idée qu'il existe une transition à partir de ce nombre de Reynolds où la qualité du mélange devient indépendante de Re . Les variances calculées vont donc nous permettre d'estimer le coefficient de diffusion K_{rr} .

5.3.3 Evolution du coefficient de diffusion en fonction du nombre de Reynolds et discussion

Nous allons présenter les valeurs du coefficient de diffusion propres à notre écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Afin de donner plus de relief aux résultats, nous allons les comparer avec d'autres modèles présents dans la littérature. Pour s'assurer de la robustesse de nos mesures de K_{rr} à partir de l'évolution longitudinale des variances $\langle \sigma_r^2 \rangle_{z, Re}(z)$, nous avons également estimé une diffusivité équivalente en lissant les profils moyens de concentration reportés sur les figures (5.26 à 5.28) par un profil gaussien. En effet, sous l'hypothèse d'existence d'un coefficient de diffusivité constant aux temps longs, dans un écoulement turbulent, HINZE (1959) propose une solution de distribution de concentration issue d'un point source de force S , qui s'écrit :

$$C(r, z) \approx \frac{S}{4\pi D_r z} \exp \left[-\frac{U(r^2)}{4D_r z} \right] \quad (5.21)$$

où z est la distance entre la source et la position du champ moyen de concentration, D_r le coefficient de diffusion constant et U la vitesse moyenne d'advection. La figure 5.35 présente les coefficients de diffusion dans le réseau de sphères normalisés par la viscosité cinématique ν de l'eau, en fonction du nombre de Reynolds. Elle présente également les valeurs estimées à partir du lissage des données expérimentales par la solution de Hinze. On constate tout d'abord que les valeurs du coefficient de diffusion estimées à partir des données expérimentales sont indépendantes de la méthode d'estimation à l'imprécision expérimentale près. La normalisation par la viscosité cinématique permet de comparer rapidement la diffusivité dans l'écoulement au travers du réseau à la diffusivité moléculaire D_m . Le nombre de Schmidt étant de 2000, D_m/ν est d'ordre 5×10^{-4} donc très faible devant les valeurs de K_{rr}/ν obtenues ici. Le mélange dans le réseau est très efficace. La diffusivité augmente avec le nombre de Reynolds d'un facteur compris entre 30 et 40 pour la gamme de Reynolds explorée. Nous pourrions aussi définir un coefficient de dispersion transversale à partir de l'évolution longitudinale des fluctuations des positions des barycentres G des champs instantanés de concentration sous la forme $K_G = \frac{U}{2} \frac{d}{dz} \langle \sigma_G^2 \rangle$. A partir de la figure (5.10), on peut estimer que $K_G/\nu \approx 5 \times 10^{-3} Re$. La contribution du méandrement à la dispersion est donc négligeable.

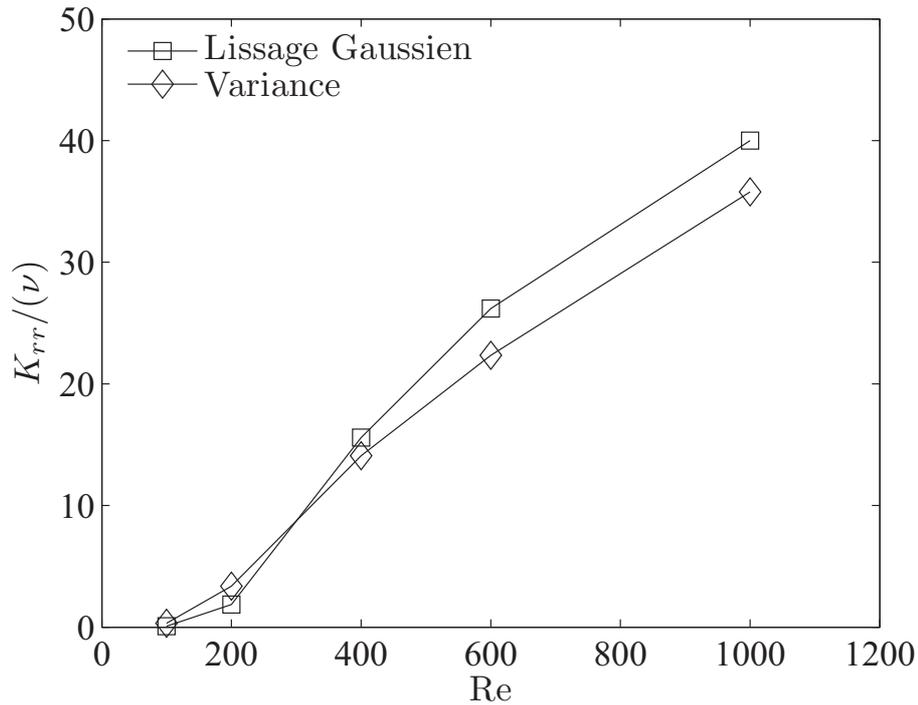


FIGURE 5.35: Coefficients de diffusion normalisés par la viscosité cinématique de l'eau, K_{rr}/ν en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement

L'un des résultats importants de ce travail est reporté sur la figure 5.36. Le coefficient de diffusion par l'agitation dans le réseau y est présenté après normalisation par la vitesse moyenne U et le diamètre d des sphères en fonction du nombre de Reynolds. Jusqu'à $Re=400$, $K_{rr}/(Ud)$ augmente avec Re . Cette évolution semble spécifique au réseau de sphères. En effet, dans un réseau aléatoire de cylindres, pour des nombres de Reynolds et des fractions volumiques semblables, WHITE & NEPF (2003) ont mis en évidence une décroissance de $K_{zz}/(Ud)$ en fonction du nombre de Reynolds. Même si il est difficile de comparer des coefficients de diffusion dans deux directions différentes, la comparaison de nos résultats avec ce travail suggère que la configuration de l'écoulement joue un rôle important dans les lois de mélange. Au delà de $Re=400$, une invariance remarquable de $K_{rr}/(Ud)$ vis-à-vis de Re est observée. Ce résultat est cohérent avec ce que nous connaissons de l'hydrodynamique et témoigne de la présence d'un régime de mélange régi par l'agitation temporelle qui a atteint un régime asymptotique.

On peut comparer nos résultats expérimentaux avec les rares travaux de la littérature qui proposent des modèles de diffusivité. SATO & SADATOMI (1981) ont proposé, à partir d'expériences en écoulement à bulles en tube à grands nombres de Reynolds Re et de Schmidt Sc , une relation simple pour la diffusion longitudinale qui s'écrit $K_{zz}/(Ud) = c_1\alpha$, avec $c_1 \approx 0.6$, où U est la vitesse relative des bulles, α la fraction volumique de gaz et d le diamètre moyen de ces inclusions. Ce modèle, uniquement basé sur une analyse dimensionnelle présente donc des lacunes. EAMES & BUSH (1999) ont également proposé un modèle analytique pour des écoulements potentiels à bulles

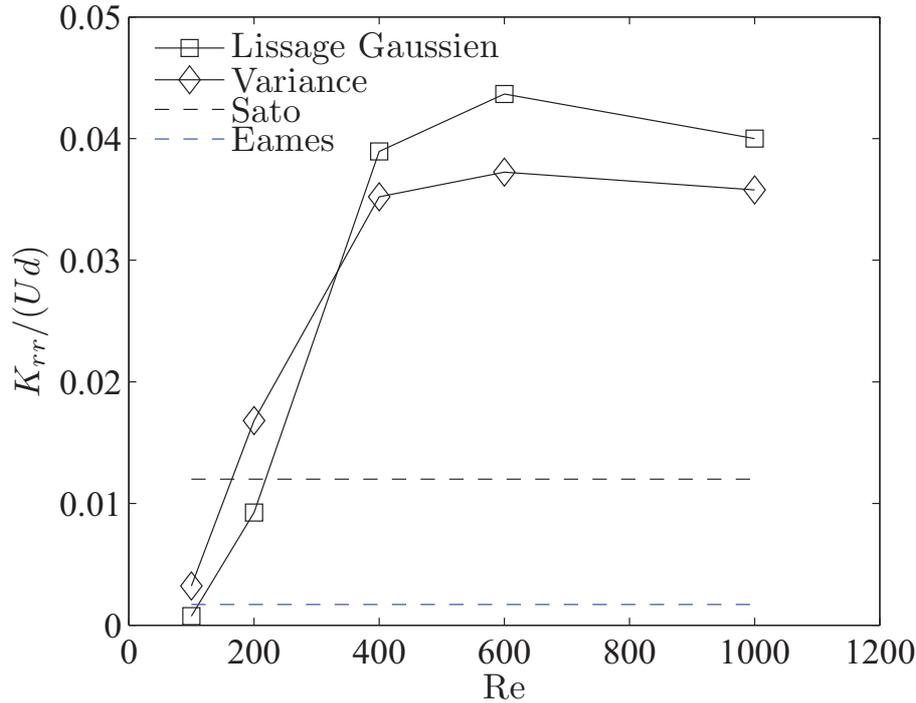


FIGURE 5.36: Coefficients de diffusion normalisés par Ud , K_{rr}/Ud en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement

prévoyant une diffusivité longitudinale : $K_{zz}/(Ud) = c_2 c_M \alpha$ avec $c_2 \approx 0.17$ et c_M le coefficient de masse ajoutée qui est égal à 0.5 pour des sphères. Sur la figure 5.35, la comparaison de ces modèles avec nos mesures montre clairement leur inaptitude à reproduire le mélange dans une turbulence de sillages en interaction : le modèle de EAMES & BUSH (1999), parce qu'il ne prend pas en compte les sillages ; le modèle de SATO & SADATOMI (1981) dont la constante est calée à partir d'expériences d'écoulements en tube, parce que la turbulence est très certainement majoritairement produite par le cisaillement aux parois. Il n'est pas non plus exclu que les valeurs élevées de la fraction volumique de gaz utilisée par SATO & SADATOMI (1981) conduisent à une diffusivité moindre. La dépendance de la diffusivité vis-à-vis de α a été très peu étudiée mais les travaux de TANINO & NEPF (2008) dans un réseau aléatoire de cylindres ou de ABBAS et coll. (2009) en écoulement homogène à bulles indiquent que $K_{rr}/(Ud)$ évolue de manière non monotone avec la fraction volumique de la phase dispersée.

5.4 Conclusion

A l'aide de ce dispositif original, nous avons pu étudier quelques propriétés concernant du mélange d'un soluté à travers un réseau aléatoire d'obstacles. En faisant varier le nombre de Reynolds sur une gamme assez large et en fixant la fraction volumique des sphères à 2%, nous avons pu constater les nettes différences de régimes de mélange. Au faibles nombres de Reynolds, le mécanisme d'interactions directes du soluté avec les sphères participe au mélange et assure un

étalement du champ moyen de concentration pouvant atteindre un diamètre de l'ordre de 4 cm (pour $Re=200$). A partir de $Re=400$, l'agitation turbulente s'ajoute au mécanisme précédent et augmente l'efficacité du mélange. Les champs moyens de concentration sont alors plus étendus et peuvent atteindre un diamètre de l'ordre de 8 cm.

L'analyse des variances associées à l'étalement des champs moyens de concentration montre que celles-ci évoluent linéairement avec la distance z . Nous avons ainsi pu définir un coefficient de diffusion transversal constant aux temps longs. Ce coefficient de diffusion augmente avec le nombre de Reynolds. Une fois normalisé par Ud , il devient indépendant du nombre de Reynolds à partir de $Re=400$. Ce régime asymptotique se retrouve aussi dans le méandrement du soluté.

Cette description statistique des champs de concentration a permis de mettre en évidence certaines propriétés des mécanismes de mélange du soluté au sein du réseau. Cependant, elle ne nous permet pas de déterminer les échelles de temps et de longueurs caractéristiques de ces phénomènes de mélange. Nous conduirons au chapitre suivant l'analyse spectrale de l'hydrodynamique et des champs de concentration. Nous pourrons alors déterminer les échelles caractéristiques du mélange au sein du réseau et compléter cette première analyse statistique.

Chapitre 6

Analyse spectrale

Notre expérience consiste à injecter du colorant à l'aide d'un injecteur de 2 mm de diamètre. On part d'une tâche bien résolue qui est convectée par l'écoulement. En l'absence de fluctuations spatiales et temporelles du champ de vitesse on obtiendrait un filet de colorant qui s'étalerait lentement, c'est-à-dire sur une longueur nettement en-deçà de la résolution de mesure du champ de concentration. Nous avons observé au chapitre 4 que le mélange au sein du réseau crée à la fois des échelles plus grandes et plus petites que l'injecteur. La structure et la taille des motifs évoluent visiblement avec la distance parcourue par le colorant et le nombre de Reynolds. Au chapitre 5, nous avons déterminé l'échelle effective de diffusion à partir de l'étalement des champs de concentration moyens. Cette échelle globale permet de quantifier l'efficacité du mélange. Pour comprendre la physique sous-jacente il est cependant nécessaire de considérer l'ensemble des échelles impliquées, ce que nous allons faire en étudiant la distribution spectrale de l'énergie des fluctuations. À grand nombre de Schmidt, le mélange dépend essentiellement de l'hydrodynamique. Il est donc important de commencer par analyser les spectres des fluctuations de vitesse, d'autant plus qu'ils présentent des caractéristiques originales par rapport à la turbulence de cisaillement classique. À l'aide de la PIV, nous avons déterminé à la fois des spectres en espace, semblables à ceux mesurés dans la thèse de AMOURA (2008), et des spectres en fréquence, qui sont originaux pour ce dispositif expérimental. À l'aide de la PLIF, nous avons déterminé des spectres de la fluctuation de concentration. La confrontation des spectres de vitesse et de concentration devrait nous éclairer sur les mécanismes de mélange et leurs échelles caractéristiques.

6.1 Définitions, notations et méthode de détermination des spectres

Nous définissons tout d'abord les différents types de spectres considérés et décrivons leur méthode d'obtention.

6.1.1 Spectres de la vitesse

Comme expliqué au chapitre 2, deux composantes de la vitesse ont été obtenues par PIV haute cadence dans divers plans verticaux (YZ). La vitesse totale, $U_y(y, z, t)$, $U_z(y, z, t)$, est alors décomposée en moyenne temporelle locale, $\langle u_y^s \rangle(y, z)$, $\langle u_z^s \rangle(y, z)$, et en fluctuation temporelle, $u'_y(y, z, t)$, $u'_z(y, z, t)$. Les fenêtres de mesures étant très allongées dans la direction horizontale, il n'était pos-

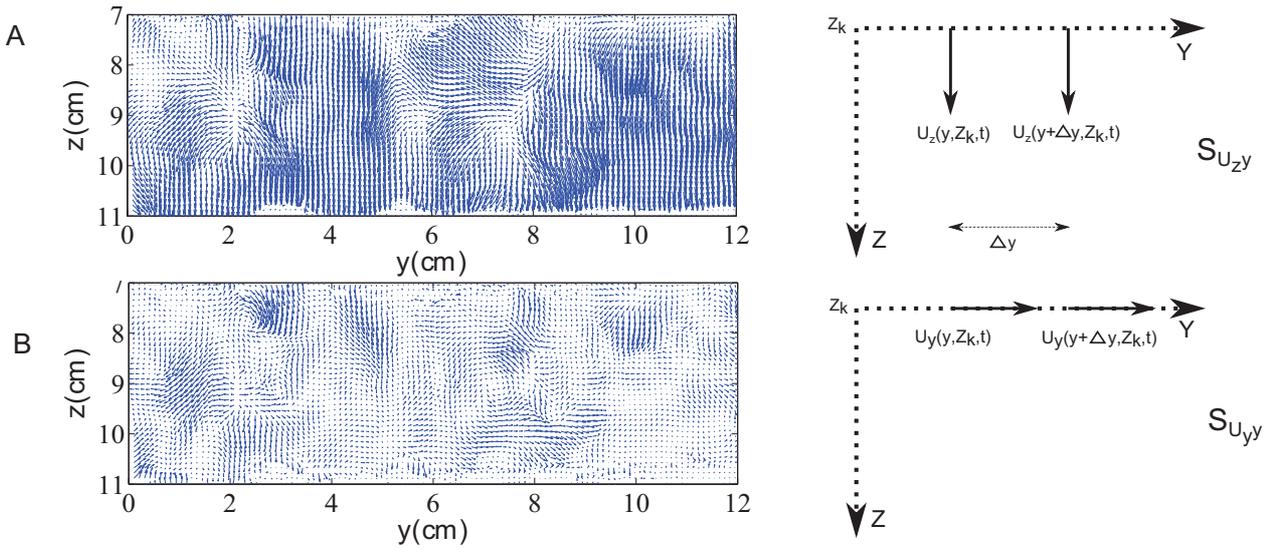


FIGURE 6.1: En A, exemple de champ de vitesse de la fluctuation totale de vitesse. En B, exemple de champ de vitesse de la fluctuation temporelle. A droite de l'image, illustration de la définition des spectres avec le décalage selon y imposé, pour une côte Z_K .

sible que de faire des spectres en nombre d'onde correspondant à un décalage dans la direction y (voir figure 6.1). Ces spectres sont notés respectivement : $S_{U_{yy}}$ et $S_{U_{zy}}$, $S_{\langle u_y^s \rangle y}$ et $S_{\langle u_z^s \rangle y}$, $S_{u_y' y}$ et $S_{u_z' y}$. Dans la suite, ils seront toujours représentés en fonction de l'inverse de la longueur d'onde λ (et non pas du nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$) sur la même plage de mesure $2.3 \text{ mm} \leq \lambda \leq 130 \text{ mm}$.

Par ailleurs, des spectres en fréquence ont été obtenus à partir des évolutions temporelles de $u_y'(y, z, t)$, $u_z'(y, z, t)$ en chaque point du plan de mesure. Ils sont notés : $S_{u_y' t}$ et $S_{u_z' t}$. Ils seront toujours représentés comme des fonctions de la fréquence f (et non pas de la pulsation $\omega = 2\pi f$) sur la plage de mesure $8 \times 10^{-3} \text{ Hz} \leq f \leq 12.5 \text{ Hz}$ pour $100 \leq Re \leq 600$ et $16 \times 10^{-3} \text{ Hz} \leq f \leq 25 \text{ Hz}$ pour $Re = 1000$.

La méthode d'obtention des spectres $S_{U_{yy}}$ et $S_{U_{zy}}$ est la suivante. On effectue la transformée de Fourier d'une composante de la vitesse le long d'une ligne horizontale et on déduit le spectre de puissance correspondant à l'aide d'une transformée de Fourier discrète. On moyenne ensuite dans le temps les spectres de cette ligne, puis on les moyenne avec ceux des autres lignes. On arrive ainsi au spectre moyen pour un plan de mesure donné. Enfin, on moyenne les résultats des différents plans entre eux. La figure 6.2 compare les spectres moyens de divers plans ainsi que le spectre moyen final pour $Re=100$, 200 et 1000. La principale différence entre les résultats des différents plans de mesure réside dans un décalage vertical qui traduit une énergie totale différente. Ceci n'a aucune importance pour la suite puisque nous ne considérerons que des spectres normalisés par leur variance. On peut donc considérer qu'un plan de mesure est suffisant pour assurer la convergence statistique à $Re=1000$. C'est aussi le cas aux autres nombres de Reynolds pour des échelles plus petites que la taille des sphères. À petit nombre de Re , les grandes échelles résultent principalement des sillages qui sont peu nombreux dans chaque plan ; on voit donc qu'il est nécessaire de cumuler plusieurs plans dans ce cas. Au final, cette procédure permet d'assurer une convergence statistique raisonnable dans tous les cas. Les spectres de la fluctuation temporelle, $S_{u_y' y}$ et $S_{u_z' y}$, sont obtenus

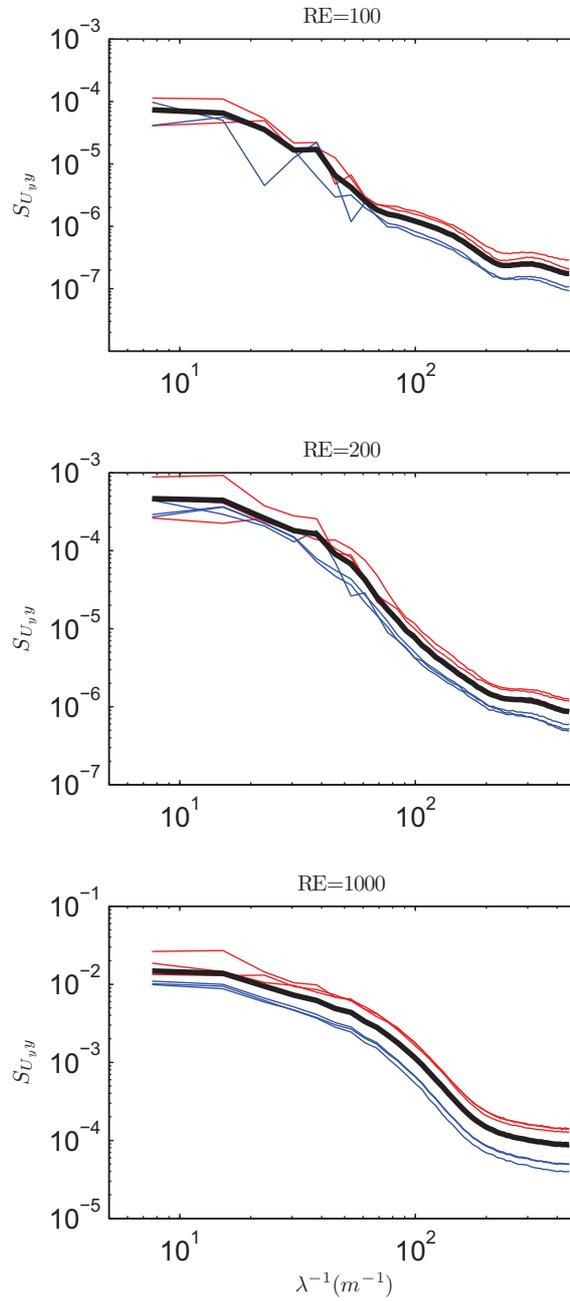


FIGURE 6.2: Ensemble des spectres moyens $S_{U,y}$ calculés dans différents plans. En noir, la moyenne de l'ensemble.

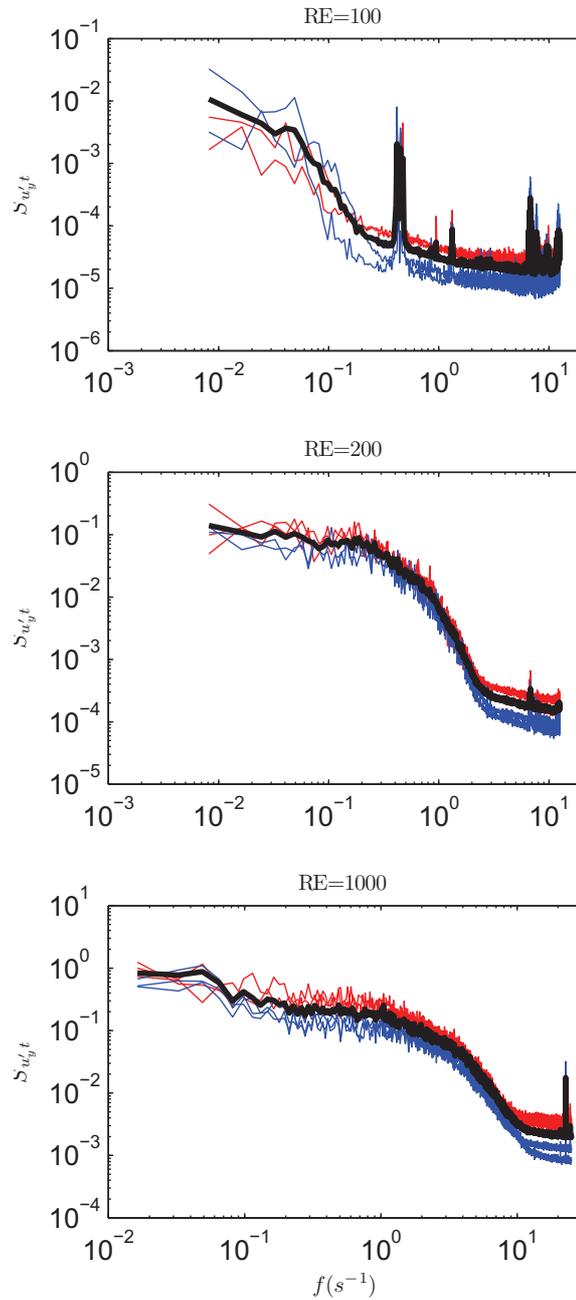


FIGURE 6.3: Ensemble des spectres moyens $S_{u'_y t}$ calculés dans différents plans. En noir, la moyenne de l'ensemble.

de la même façon à partir des champs de u'_y et u'_z , les mêmes remarques concernant la convergence statistique s'appliquent encore. Les spectres de la fluctuation spatiale, $S_{\langle u'_y \rangle y}$ et $S_{\langle u'_z \rangle y}$, sont obtenus par différences des précédents.

Les spectres en fréquences sont d'abord calculés pour un point de mesure puis moyennés sur

tous les points de tous les plans. La figure 6.3 permet de juger de la comparaison statistique en comparant les résultats obtenus pour divers plans de mesure. Si l'on fait abstraction des différences de variances, les différents plans montrent de nouveau des spectres semblables. La moyenne des plans donnent donc un résultat raisonnablement convergé.

6.1.2 Spectres des fluctuations de concentration

La PLIF fournit des champs de concentration (figure 6.4) dans un plan horizontal (X, Y) . Les spectres S_{cx} et S_{cy} sont calculés séparément le long de ces deux directions. Les spectres S_{cx}

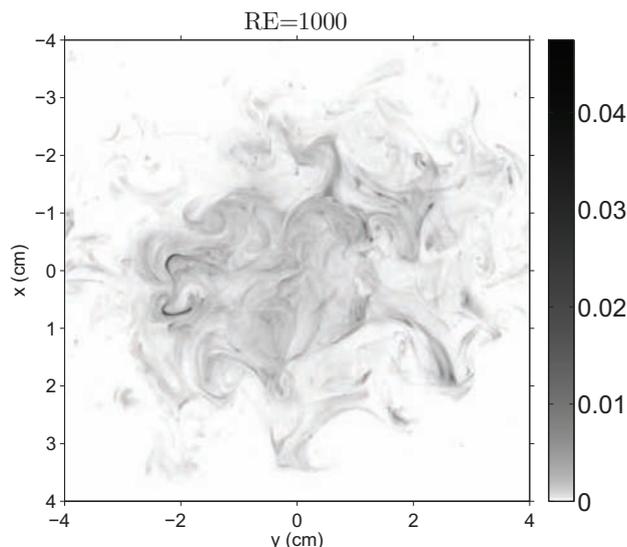


FIGURE 6.4: Exemple de champ de concentration normalisé par la concentration injectée, $C(x, y)/C_{inj}$, obtenu à $Re=1000$.

(respectivement S_{cy}) sont d'abord moyennés dans la direction y (resp x), puis sur tous les instants de la séquence. Les directions x et y étant équivalentes, la moyenne S_C sur les deux directions peut être calculée afin d'améliorer la convergence statistique. Enfin, on moyenne les résultats obtenus pour différents points d'injection situés à la même distance z du point de mesure : les moyennes de S_{cx} , S_{cy} et S_C pour un point d'injection unique et la moyenne S_C sur tous les points d'injection. Tous les spectres de concentration seront représentés en fonction de l'inverse de la longueur d'onde λ sur la même plage d'échelles : $0.26 \text{ mm} \leq \lambda \leq 50 \text{ mm}$. Les figures 6.5 et 6.6 comparent différents spectres au cours de ce processus de moyennes successives pour $Re = 100, 200$ et 1000 et les trois distances z considérées. A $Re = 100$, on voit quelques différences de forme entre S_{cx} et S_{cy} , probablement parce que l'agitation et le nombre de sphères rencontrées par le colorant sont faibles. A $Re \geq 200$, S_{cx} et S_{cy} sont identiques. Dans tous les cas la convergence statistique de S_C après moyenne sur tous les points d'injection est satisfaisante.

6.2 Spectre en espace des fluctuations de vitesse

Les figures 6.7 et 6.8 présentent les spectres en espace des fluctuations de vitesse pour différents nombres de Reynolds en distinguant ceux de la fluctuation totale ($S_{U_y y}, S_{U_z y}$) et de ses contributions

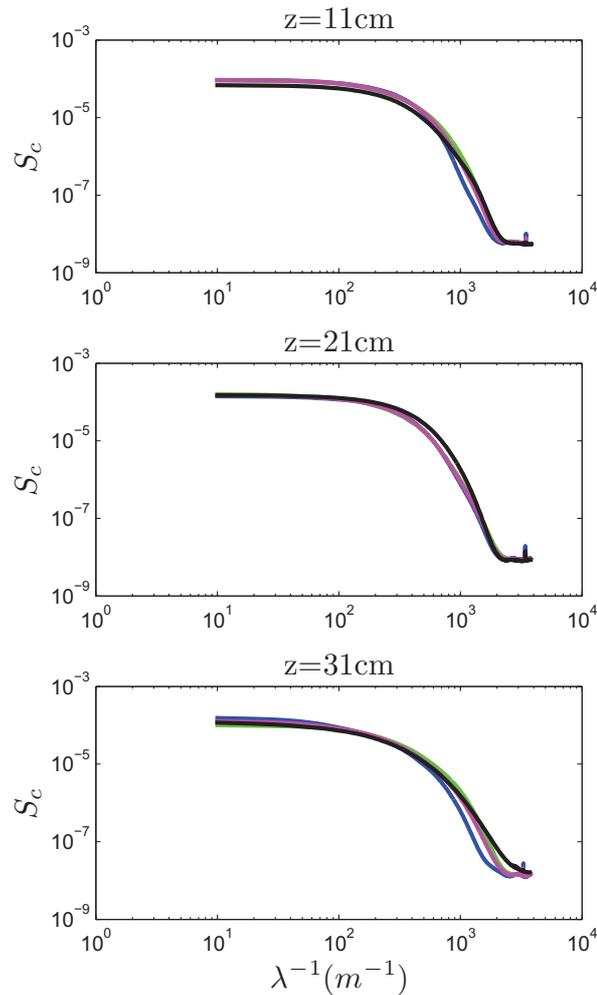


FIGURE 6.5: Convergence des spectres de concentration pour $Re = 100$. En bleu, S_{cx} ; en vert, S_{cy} ; la moyenne des deux en magenta, S_c et enfin la moyenne sur l'ensemble des points d'injections S_C .

spatiales ($S_{\langle u_y^s \rangle y}$, $S_{\langle u_z^s \rangle y}$) et fluctuantes ($S_{u'_y y}$, $S_{u'_z y}$). Dans tous les cas les densités spectrales sont divisées par la variance de la fluctuation totale.

À $Re=100$, la fluctuation spatiale domine la temporelle aux grandes longueurs d'onde. Cette domination est plus importante pour la fluctuation verticale car elle résulte des sillages moyens. Aux petites échelles, la fluctuation temporelle domine ; probablement encore maîtrisée par la turbulence pré-existante dans l'écoulement en amont du réseau, elle présente un spectre qui évolue en puissance $-5/3$ du nombre d'onde (droites bleues) sur les figures 6.7 et 6.8.

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'agitation temporelle engendrée par l'instabilité de l'écoulement au sein du réseau se développe, causant l'augmentation de la contribution relative de la fluctuation temporelle. Dans la direction verticale, la fluctuation spatiale reste néanmoins toujours dominante aux grandes échelles alors que dans la direction horizontale la fluctuation temporelle prend le dessus sur toute la gamme d'échelles à partir de $Re=300$. Pour $Re \geq 200$, les spectres

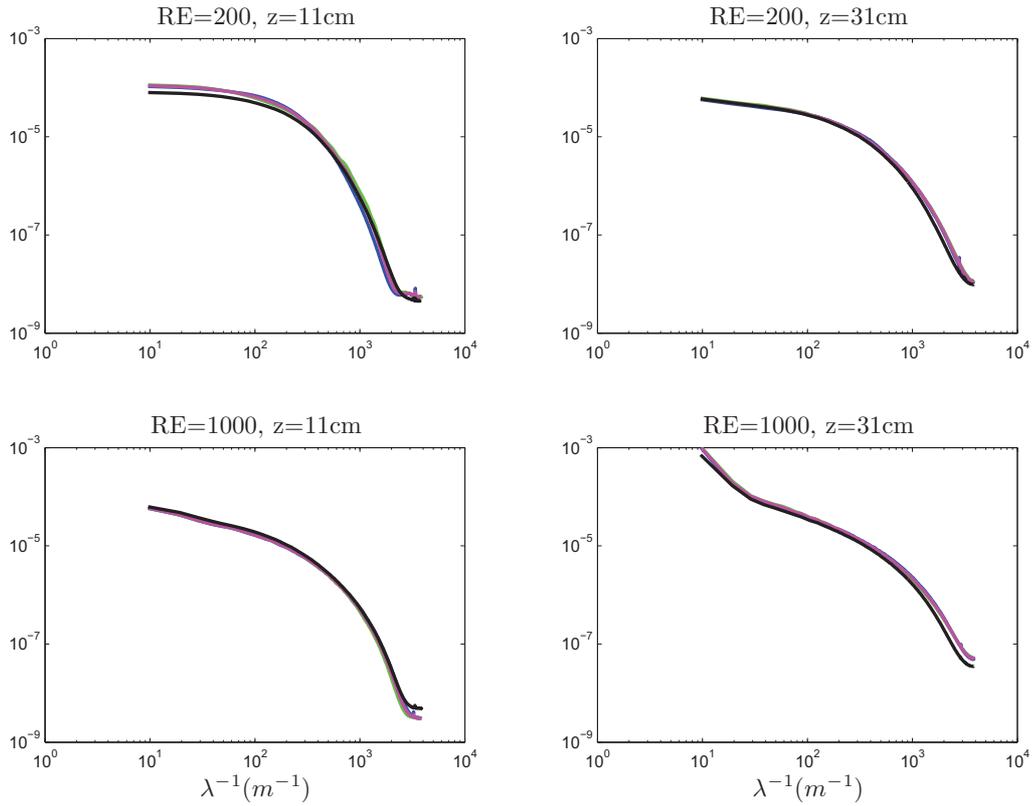


FIGURE 6.6: Convergence des spectres de concentration pour $Re = 200$ et $Re = 1000$. En bleu, S_{cx} ; en vert, S_{cy} ; la moyenne des deux en magenta, S_c et enfin la moyenne sur l'ensemble des points d'injections S_C .

des deux composantes de la fluctuation spatiale montrent une forte décroissance qui tend vers une pente en -3 sur toute la gamme d'échelles lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ceux de la fluctuation temporelle présentent une évolution en puissance -3 à partir d'un nombre d'onde qui dépend du nombre de Reynolds. Sur l'ensemble des figures 6.7 et 6.8, les droites de couleur noire présentent une évolution en puissance -3 du nombre d'onde. Pour pouvoir comparer les spectres obtenus à différents Re , il faut déterminer une échelle de longueur caractéristique permettant de les adimensionner de manière pertinente. La faible influence du nombre de Reynolds sur la forme de $S_{u'_y y}$ et $S_{u'_z y}$ suggère de considérer l'échelle intégrale de la fluctuation temporelle. Celle-ci est déterminée ici à partir de la valeur en zéro des spectres : $\Lambda_y = S_{u'_y y}(0)/\langle \overline{u'_y}^2 \rangle$ et $\Lambda_z = S_{u'_z y}(0)/\langle \overline{u'_z}^2 \rangle$. La figure 6.9 présente les évolutions de Λ_y/d et Λ_z/d avec Re . Ces échelles évoluent avec le nombre de Reynolds pour atteindre une valeur constante proche du diamètre d des sphères pour $Re > 400$. Dans la suite, on ne considèrera que Λ_y et on posera $\Lambda = \Lambda_y$.

La figure 6.10 montre les quatre spectres adimensionnés $S_{\langle u'_y \rangle y}/(\langle \overline{u'_y}^2 \rangle \Lambda)$, $S_{\langle u'_z \rangle y}/(\langle \overline{u'_z}^2 \rangle \Lambda)$, $S_{u'_y y}/(\langle \overline{u'_y}^2 \rangle \Lambda)$ et $S_{u'_z y}/(\langle \overline{u'_z}^2 \rangle \Lambda)$ en fonction de $\Lambda \lambda^{-1}$.

La fluctuation spatiale résulte essentiellement des inhomogénéités locales dans les sillages des sphères. La normalisation proposée permet de bien rassembler les spectres de la composante verti-

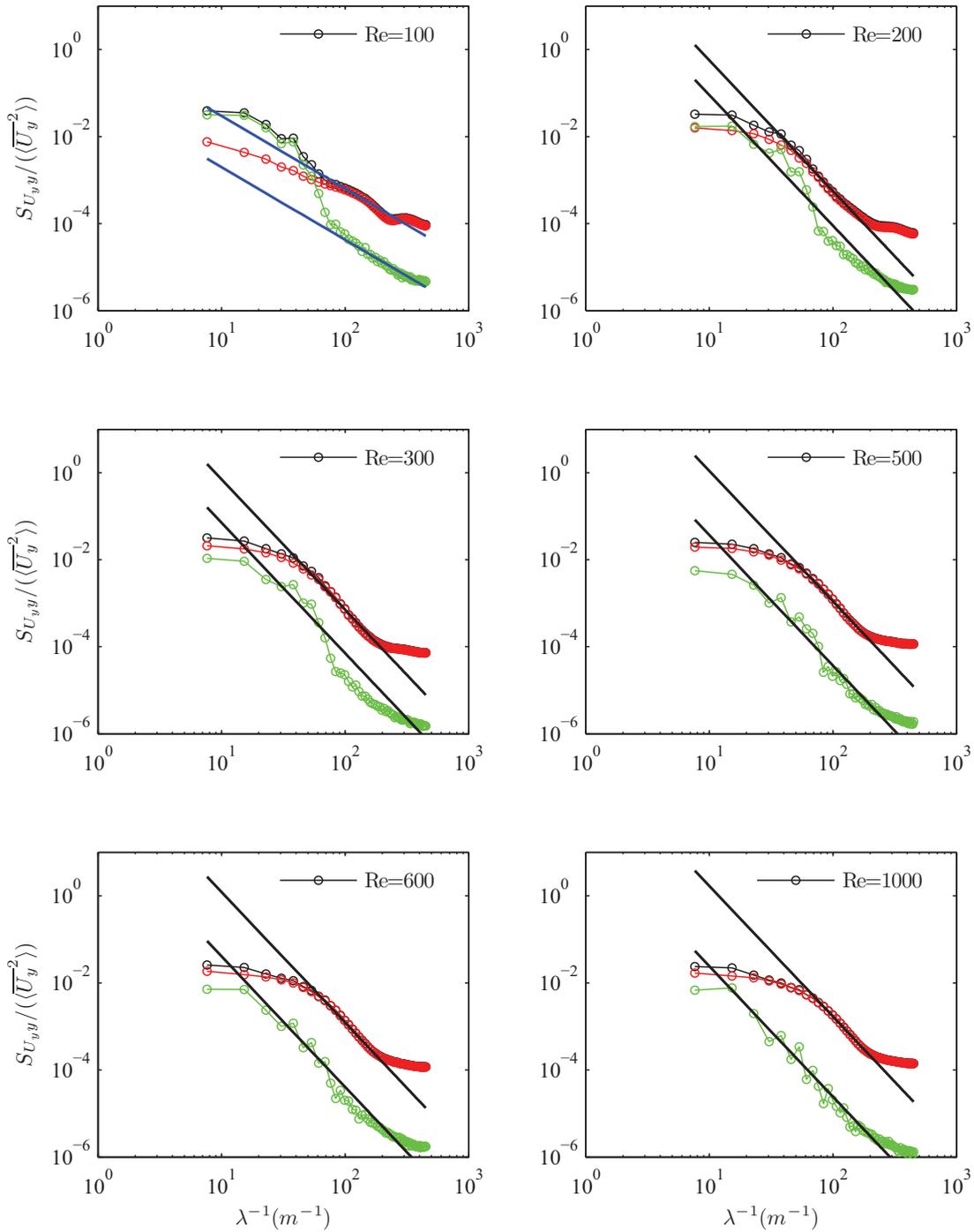


FIGURE 6.7: Spectres en espace des fluctuations de vitesse normalisés par la variance de la fluctuation totale pour différents nombres de Reynolds. En noir, $S_{U_y y}$; en rouge, $S_{u_y' y}$ et en vert $S_{(u_y^s)_y}$.

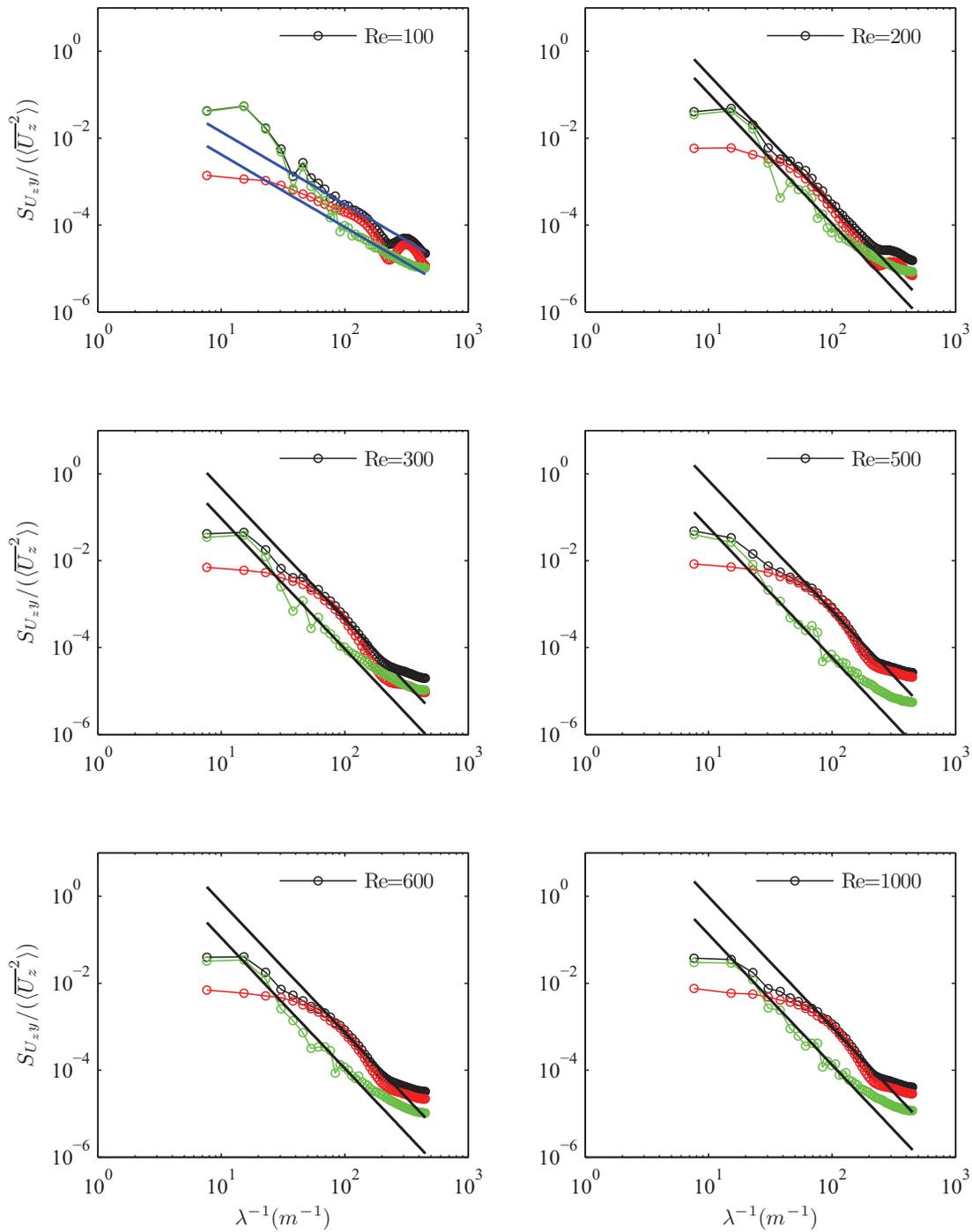


FIGURE 6.8: Spectres en espace des fluctuations de vitesse normalisés par la variance de la fluctuation totale pour différents nombres de Reynolds. En noir, $S_{U_z y}$; en rouge, $S_{u'_z y}$ et en vert $S_{\langle u_z^2 \rangle y}$.

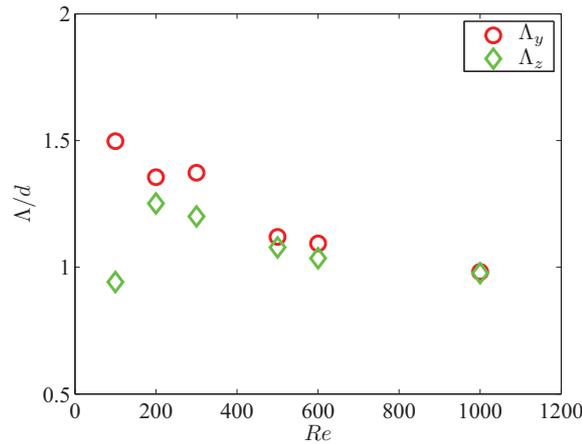


FIGURE 6.9: Echelles intégrales de longueurs normalisées par le diamètre d des sphères, Λ_y/d et Λ_z/d .

cale pour tous les Re avec une loi en puissance -3 pour λ plus grand qu'environ 0.3Λ . Dans cette gamme, l'allure du spectre de la composante horizontale dépend du nombre de Reynolds. À petit nombre de Reynolds, on constate que les spectres ne se rassemblent sur la pente -3 que sur une petite portion comprise grossièrement entre 0.5Λ et 0.3Λ . En revanche à $Re=1000$, tout le spectre de $\langle u_y^s \rangle$ suit la pente en -3 . Une évolution en puissance -3 peut être obtenue théoriquement en considérant que la turbulence est constituée de structures d'intensité et de position aléatoire, dont la taille est uniformément répartie entre deux valeurs finies (RISSO (2011)). Ici, il semblerait qu'une telle distribution aléatoire soit obtenue dès $Re = 100$ dans la direction verticale mais nécessite un nombre de Reynolds proche de 1000 pour être atteint pour la composante horizontale.

La fluctuation temporelle résulte de l'instabilité de l'écoulement au travers du réseau. Après normalisation, les spectres se superposent tous de manière remarquable pour les longueurs d'onde plus grandes qu'environ 0.25Λ . En particulier, ils suivent une pente en -3 à partir d'une échelle proche de Λ . Pour des échelles plus petites que 0.25Λ , il est difficile de dire si le bruit de mesure ne devient pas prédominant. On ne sait donc pas dire jusqu'où s'étend la pente en -3 . On peut seulement dire qu'elle doit s'arrêter avant la coupure visqueuse. Une estimation de la micro-échelle de Kolmogorov, $\eta = \Lambda Re^{-3/4}$, donne entre $5 \times 10^{-2}\Lambda$ (≈ 1 mm) pour $Re = 100$ et $5 \times 10^{-3}\Lambda$ pour $Re = 1000$ (≈ 0.1 mm) : la coupure visqueuse se situe donc au-delà de la résolution de nos mesures.

Λ est donc bien l'échelle caractéristique des grandes échelles de l'écoulement où l'on observe une évolution en puissance -3 du nombre d'onde.

6.3 Spectre en fréquence des fluctuations de vitesse

La figure 6.11 montre les spectres en fréquence $S_{u_y't}$ et $S_{u_z't}$ des fluctuations de vitesse. Elle présente les spectres dimensionnels en fonction de la fréquence f pour tous les nombres de Reynolds considérés. Plus le nombre de Reynolds est grand plus l'énergie des fluctuations est élevée. Les spectres ont cependant tous la même forme. Ils présentent deux régimes en loi de puissance, le premier avec un exposant proche de -1 et le second avec un exposant proche de -3 ; les frontières

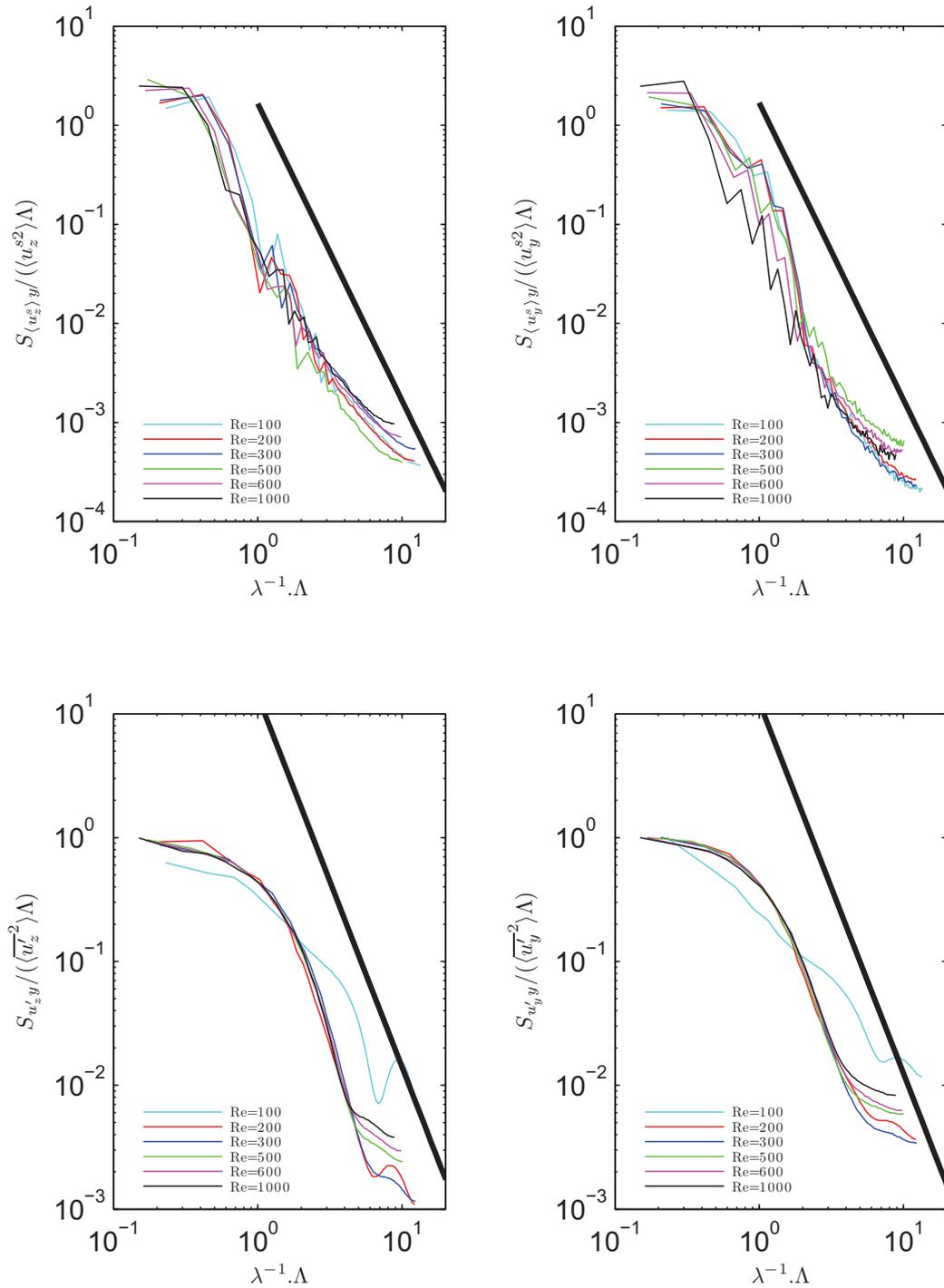


FIGURE 6.10: Spectres adimensionnés des fluctuations spatiales et temporelles de vitesse. La droite de couleur noire indique la pente en -3.

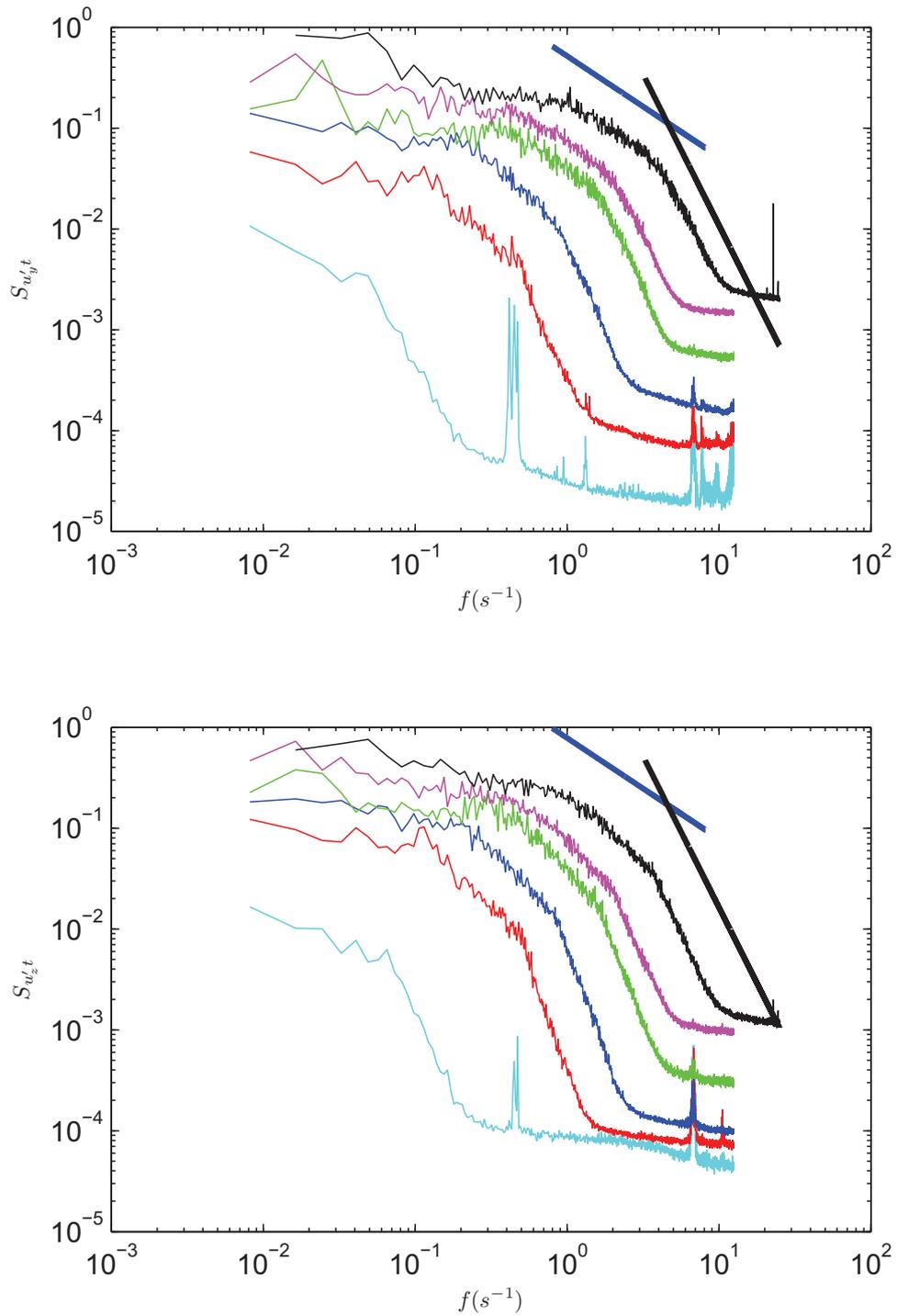


FIGURE 6.11: Spectres en fréquence dimensionnels des fluctuations temporelles de vitesse. La droite de couleur bleue indique une pente en -1 et celle en noire une pente en -3.

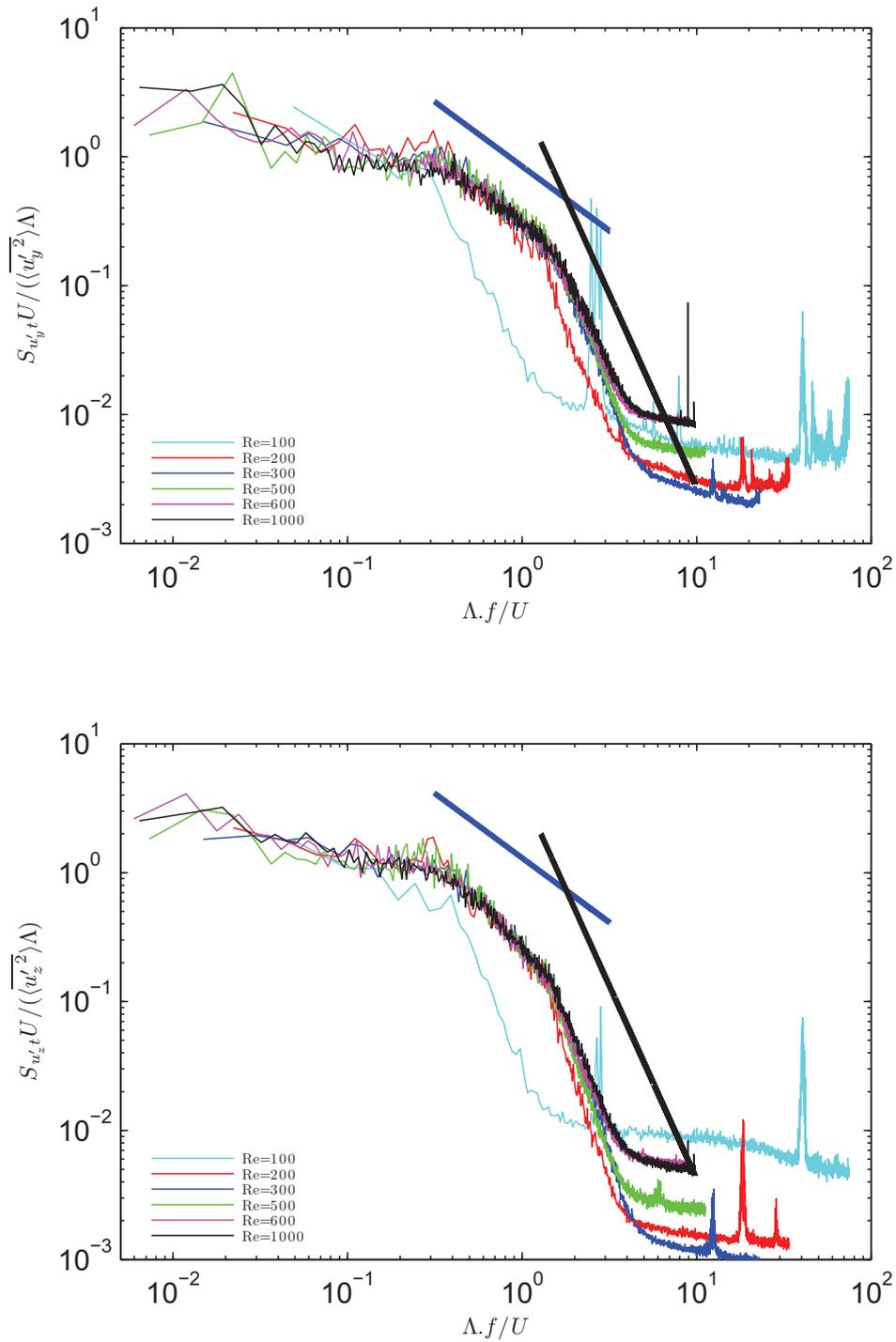


FIGURE 6.12: Spectres en fréquence adimensionnels des fluctuations temporelles de vitesse. La droite de couleur bleue indique une pente en -1 et celle en noire une pente en -3.

de ces régimes dépendent du nombre de Reynolds.

Puisque l'écoulement est caractérisé par une vitesse moyenne uniforme U , on peut tenter de transformer les spectres en fréquence en spectres en nombres d'onde en divisant f par U et en multipliant $S_{u'_y t}$ et $S_{u'_z t}$ par U . À l'instar des spectres spatiaux $S_{u'_y y}$ et $S_{u'_z y}$, on peut alors les rendre adimensionnels en utilisant leur propre variance et l'échelle intégrale Λ . Le résultat est représenté sur la figure 6.12. On constate que cette adimensionnalisation permet de bien rassembler les spectres. Exprimés en unité de longueur, le régime qui suit une pente en -1 est observé pour $\lambda = U/f$ compris entre 3Λ et 0.8Λ . La superposition des spectres de tous les nombres de Reynolds est excellente pour les échelles plus grandes que 0.8Λ . Pour les échelles plus petites, on constate que la pente est plus forte que -3 aux petits nombres de Reynolds mais qu'elle tend vers -3 lorsqu'on se rapproche de $Re = 1000$.

Maintenant qu'ils sont dimensionnels, il est intéressant de comparer ces spectres obtenus à partir d'enregistrements temporels avec les spectres obtenus à partir des évolutions spatiales des fluctuations temporelles. Chaque partie de la figure 6.13 compare quatre spectres pour un nombre de Reynolds donné : $S_{u'_y t}U/(\langle \overline{u'_y{}^2} \rangle \Lambda)$ et $S_{u'_z t}U/(\langle \overline{u'_z{}^2} \rangle \Lambda)$ en fonction de $\Lambda f/U$ ainsi que $S_{u'_y y}/(\langle \overline{u'_y{}^2} \rangle \Lambda)$ et $S_{u'_z y}/(\langle \overline{u'_z{}^2} \rangle \Lambda)$ en fonction de $\Lambda \lambda^{-1}$. Avant de commenter ces spectres il est important de rappeler qu'ils ne sont pas exactement de même nature. Dans un contexte de turbulence homogène isotrope et en identifiant z à $U \times t$, $S_{u'_y y}$ et $S_{u'_z t}$ correspondraient à un spectre longitudinal alors que $S_{u'_y z}$ et $S_{u'_y t}$ correspondraient à un spectre transversal. Comme de plus, les directions z et y ne sont pas interchangeables, ces quatre spectres ne sont donc pas *a priori* comparables. Ceci dit, quel que soit le nombre de Reynolds, les composantes horizontales et verticales de chacun des types de spectres sont quasiment confondus. Ce qui suggère que les fluctuations temporelles tendent à être isotropes. De plus, mis à part le cas $Re = 100$, les spectres en espace et en temps se ressemblent. En fait, dès $Re = 200$ leurs grandes échelles sont proches et plus on augmente le nombre de Reynolds plus la convergence s'étend à des échelles de plus en plus petites. À part le fait que les spectres en espace, étant plus arrondis aux grandes échelles, ne permettent pas de distinguer l'existence d'un régime en puissance -1, les spectres spatiaux et temporels sont presque semblables à $Re = 1000$.

6.4 Spectre en espace des fluctuations de concentration

Dans la plage de mesure accessible par la PIV ($2.3 \text{ mm} \leq \lambda \leq 130 \text{ mm}$), l'échelle intégrale, $\Lambda = 20 - 30 \text{ mm}$, semble donc suffisante pour caractériser les spectres des fluctuations de vitesse. Cette échelle doit vraisemblablement jouer un rôle dans les spectres de concentration qui ont été mesurés dans la gamme de mesure, $0.26 \text{ mm} \leq \lambda \leq 50 \text{ mm}$, accessible par la PLIF. Mais n'y en a-t-il pas d'autres? A $Re = 100$, notre estimation grossière de la micro échelle de Kolmogorov est de 1 mm alors qu'elle est de 0.1 mm à $Re = 1000$. Il est donc difficile de conclure si elle est incluse ou non dans la gamme d'échelles mesurées du spectre de concentration. Il s'agira donc de voir si un changement de comportement est observé entre les différents Reynolds pour des échelles plus petites que 1 mm . Une estimation de l'échelle de Batchelor donne $\eta_B = \eta Sc^{-1/2} \approx 2 \times 10^{-2} \text{ mm}$ à $Re=100$ et environ dix fois moins à $Re=1000$. Celle-ci est donc en deçà de notre résolution. Par ailleurs, le colorant est injecté par un tube de diamètre $d_{inj}=2 \text{ mm}$. Cette échelle-là, bien qu'en deçà de la résolution du champ de vitesse, est située en plein dans la gamme d'échelle du spectre de

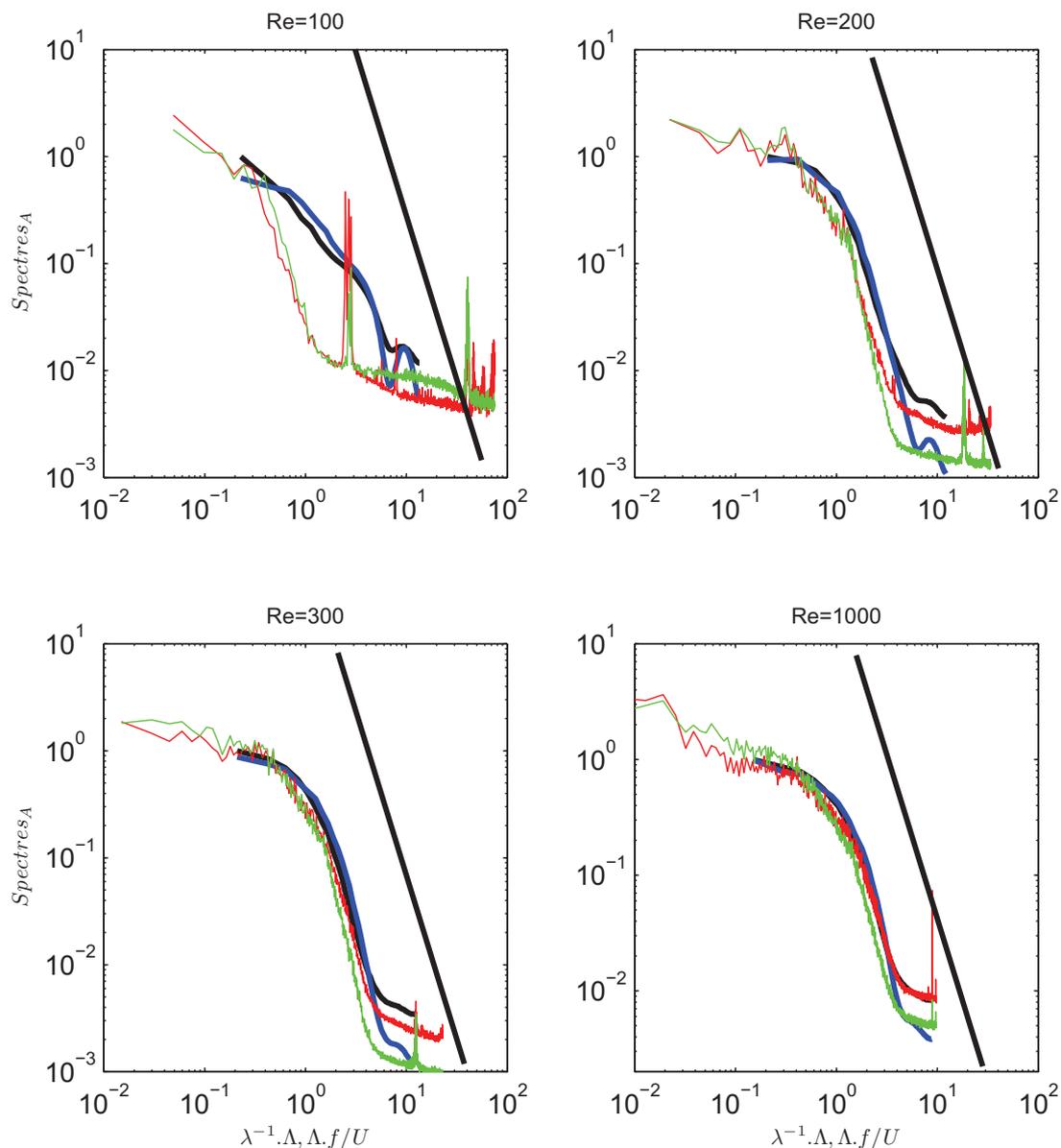


FIGURE 6.13: $S_{u'_y t} U / (\langle u_y'^2 \rangle \Lambda)$ (rouge), $S_{u'_z t} U / (\langle u_z'^2 \rangle \Lambda)$ (vert), $S_{u'_y} / (\langle u_y'^2 \rangle \Lambda)$ (noir) et $S_{u'_z} / (\langle u_z'^2 \rangle \Lambda)$ (bleu). La droite de couleur noire donne la pente en -3.

concentration. On s'attend donc à la voir jouer un rôle dans les spectres de concentrations mesurés. La figure 6.14 présente les spectres de concentration normalisés par leur variance et le diamètre de l'injecteur d_{inj} . Cette échelle étant constante sur tous les essais, cette normalisation ne modifie pas les allures relatives des spectres. Chaque sous-figure rassemble les résultats des trois distances d'injections, $z=110, 210, 310$ mm, pour un nombre de Reynolds donné. Le diamètre de l'injecteur apparaît clairement comme l'échelle à laquelle survient un changement de régime. Pour chaque Re , les spectres correspondants à toutes les distances z sont très proches aux échelles plus grandes que

d_{inj} alors qu'ils se séparent aux échelles plus petites. Ceci suggère que la création d'échelles plus grandes que la tâche initiale – correspondant à une cascade inverse – est régie par un mécanisme différent de la production d'échelles plus petites – correspondant à une cascade directe. De plus, le diamètre de l'injecteur semble être l'échelle caractéristique du processus de création des grandes échelles. L'adimensionnalisation utilisée dans la figure 6.14 est donc pertinente pour étudier les

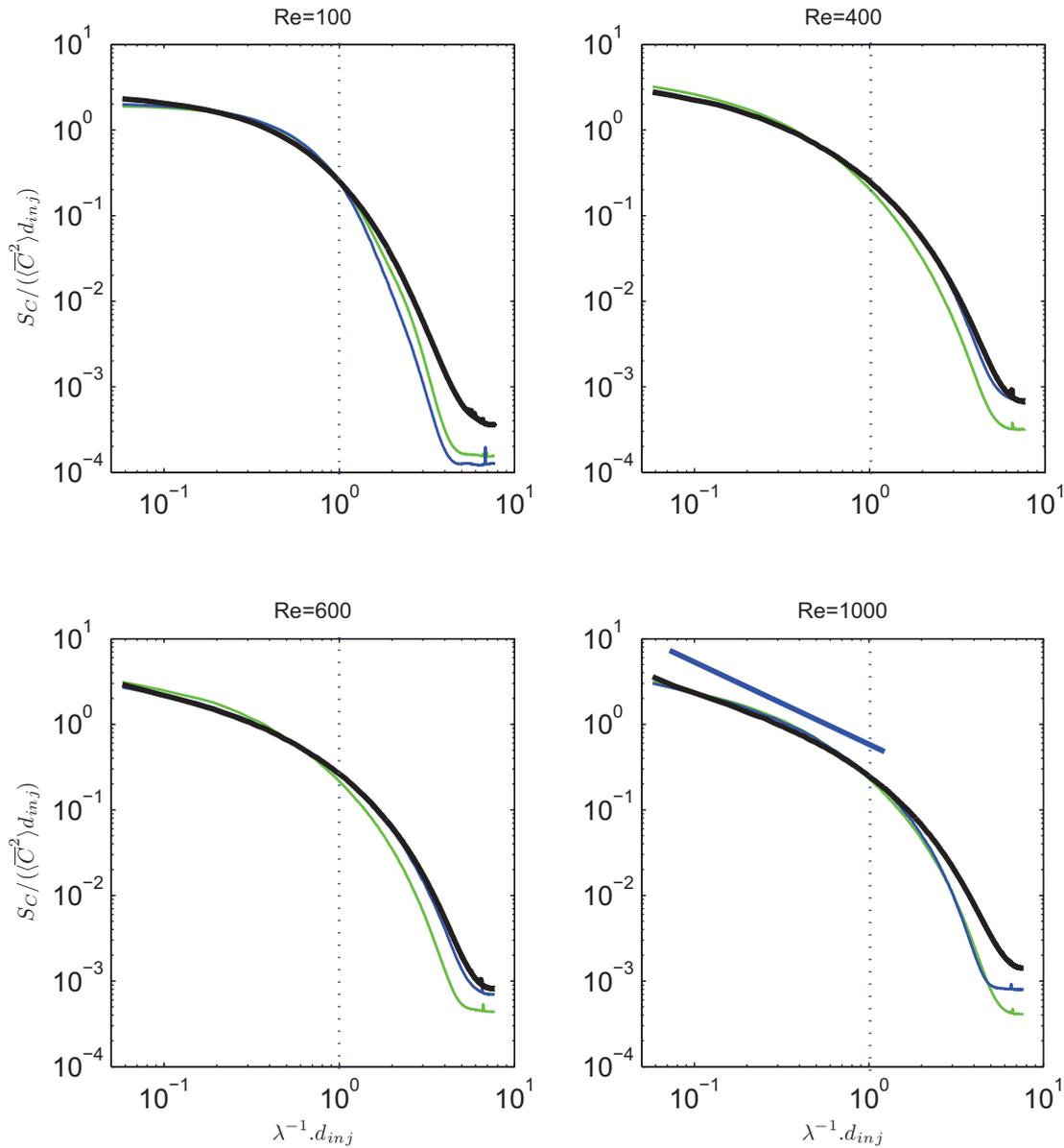


FIGURE 6.14: Spectre en espace des fluctuations de concentrations. Pour chaque sous figure, les spectres sont déterminés pour 3 distances : $z=11$ cm (vert), $z=21$ cm (bleu) et $z=31$ cm en noir. La droite de couleur bleue est de pente en -1. La droite verticale en pointillée donne la taille de l'injecteur.

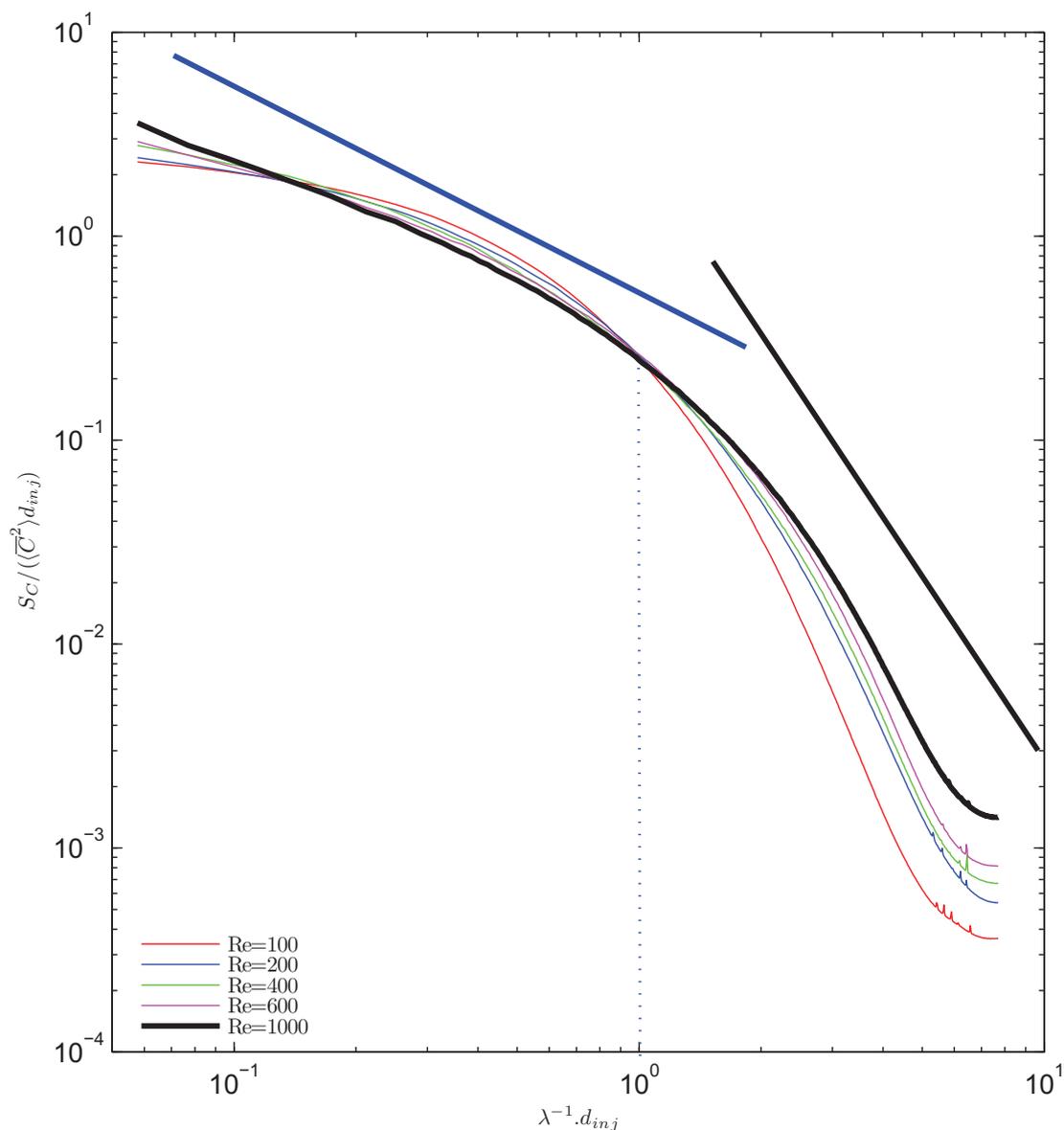


FIGURE 6.15: Spectre en espace des fluctuations de concentrations obtenu à $z=31$ cm pour tous les nombres de Reynolds. La droite de couleur bleue est de pente en -1 . La droite de couleur noire est de pente en -3 . La droite verticale en pointillée donne la taille de l'injecteur.

échelles plus grandes que d_{inj} , ce que nous allons faire maintenant. A $Re = 100$, ces grandes échelles présentent l'allure d'un plateau suivi d'une coupure à d_{inj} , caractéristique d'une tâche de taille proche du diamètre de l'injecteur. Si on retrouve le spectre initial résultant de l'injection, cela signifie qu'aucun mélange significatif n'a encore eu lieu. Peut-être que le spectre correspondant à la plus grande distance est un peu différent des autres, mais un tel écart serait-il confirmé qu'il resterait mineur. Quoiqu'il en soit, on peut conclure qu'à ce nombre de Reynolds, l'écoulement

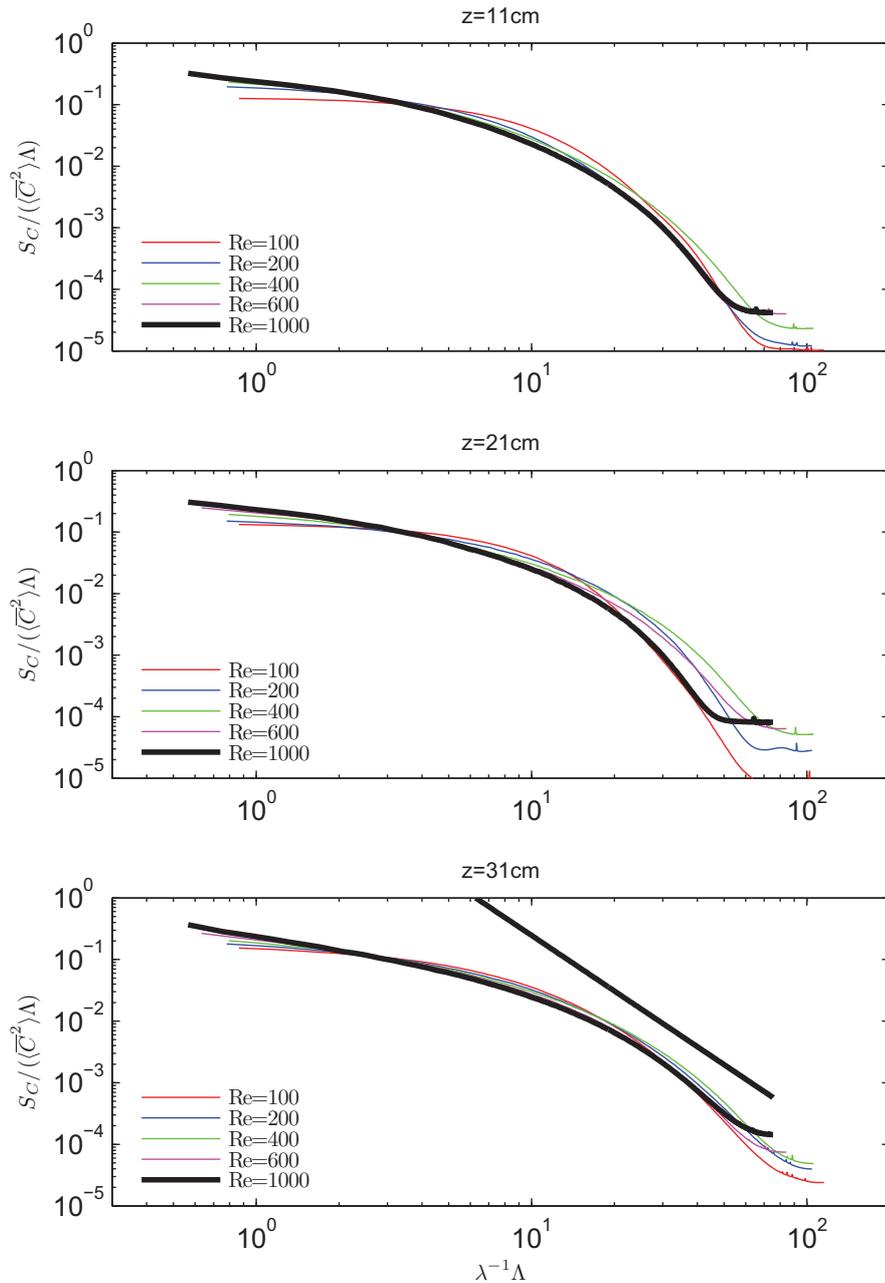


FIGURE 6.16: Spectres en espace des fluctuations de concentrations adimensionnalisés par Λ et obtenus pour différents z et pour tous les nombres de Reynolds. La droite de couleur noire est de pente en -3 .

n'est pas capable d'engendrer des grandes échelles ayant un impact significatif sur la distribution spectrale des fluctuations de concentrations sur les distances considérées. Lorsque Re augmente, le plateau s'incurve vers le bas pour devenir une droite de pente -1 à $Re=1000$. Cette évolution est

clairement visible sur la figure 6.15 qui montre les spectres pour les différents nombres de Reynolds à la distance maximale, $z = 31$ cm. Des spectres de scalaire passif avec un régime en puissance -1 ont déjà été rapportés en écoulement turbulent. A l'aide de simulation numérique des grandes échelles correspondant à un nombre de Prandtl de 0.6, LESIEUR & RO GALLO (1989) observent un régime en k^{-1} dans le spectre de température dans la zone inertielle de la turbulence. Cependant, ce régime se développe pour des échelles plus petites que l'échelle d'injection. Aussi, VILLERMAUX et coll. (2001) ont réalisé des expériences consistant à injecter un scalaire passif au centre d'un jet turbulent à une échelle d_{inj} située dans la zone inertielle, pour des nombre de Schmidt compris compris entre 0.7 et 2000. Ils observent un régime en k^{-1} de nouveau pour des échelles plus petites que d_{inj} . Dans ces deux situations, pas forcément comparables entre elles, les mécanismes associés à ce régime correspondent à une cascade des grandes vers les petites échelles et sont donc différents de ce que nous observons ici. Nous considérons maintenant les échelles plus petites que d_{inj} . La figure 6.16 présente les spectres de concentrations adimensionnalisés par leur propre variance et l'échelle intégrale Λ , qui est une fonction du nombre de Reynolds. Une sous-figure pour chaque distance z est maintenant proposée, les spectres des différents nombres de Reynolds pour cette distance étant regroupés dans la même sous-figure. La normalisation par Λ tend à regrouper les spectres obtenus pour les différents nombres de Reynolds. Si ceci peut être discuté pour $z = 11$ et 21 cm, le regroupement à $z = 31$ cm est remarquable. Pour s'en convaincre, on peut comparer la normalisation basée sur d_{inj} présentée sur la figure 6.15 avec la normalisation basée sur Λ présentée sur la figure 6.16C. Il est important de remarquer qu'aucune transition n'est observée dans la gamme d'échelles mesurées plus petites que d_{inj} . Nous en concluons donc que la micro-échelle de Kolmogorov est en-deçà de la résolution des mesures. Il semble donc que Λ soit l'échelle caractéristique de cette partie du spectre. Par ailleurs, pour la plus grande distance ($z = 31$ cm), le spectre tend vers une loi en puissance -3.

6.5 Synthèse et conclusion

Nous avons déterminé des spectres des fluctuations de vitesse en espace en distinguant la vitesse moyenne temporelle locale (*fluctuations spatiales*) et les fluctuations de vitesse locales (*fluctuations temporelles*). Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 200, les fluctuations temporelles dominent sauf aux échelles plus grandes que Λ . Dans la gamme d'échelles considérées des spectres de concentration, on pourra ne considérer que l'influence des fluctuations temporelles de la vitesse.

Nous avons aussi déterminé des spectres en fréquence des fluctuations temporelles. Dès $Re=200$, la transformation des spectres en fréquence en spectres en nombre d'onde à l'aide de la vitesse moyenne du fluide conduit à un résultat proche des spectres en nombre d'onde mesurés directement à partir de profils spatiaux. L'accord augmente avec le nombre de Reynolds pour être très bon à $Re=1000$. La discussion des spectres de concentration peut donc se faire à partir des seuls spectres en espace.

Pour $Re \geq 200$, les spectres des fluctuations de vitesse, une fois normalisés par leur variance et l'échelle intégrale Λ , sont indépendants du nombre de Reynolds et présentent un régime en puissance -3 du nombre d'onde pour les échelles plus petites que Λ .

Les spectres de concentration ont été obtenus à partir de champ de concentration mesurés dans

un plan horizontal à une distance z en aval de l'injection du colorant par un tube de diamètre $d_{inj} \leq \Lambda/10$. Ils présentent un comportement différent selon que l'on considère des échelles plus grandes ou plus petite que d_{inj} . Pour $\lambda \geq d_{inj}$, on observe une création de grandes échelles d'autant plus efficace que la distance et le nombre de Reynolds sont grands, qui tend à $z = 31$ cm et $Re=1000$ vers une loi en puissance -1 du nombre d'onde. Ces grandes échelles sont produites par étirement du colorant par le champ de déformation au voisinage des sphères et l'agitation turbulente. Ces deux mécanismes dépendent du nombre de Reynolds à travers notamment la longueur des sillages, la valeur de la vitesse moyenne et l'intensité de la turbulence. Il est donc difficile de dire si l'un des deux est dominant et si oui lequel. Pour $\lambda \leq d_{inj}$, les spectres en concentration obtenus loin de l'injection se superposent pour les différents nombres de Reynolds lorsqu'ils sont normalisés par leur variance et Λ . Ils suivent une loi en puissance -3 du nombre d'onde que l'on aimerait rapprocher du comportement similaire du spectre des fluctuations de vitesse. La figure 6.17 montre ensemble les spectres de la vitesse et de la concentration pour $Re=1000$ et $z=31$ cm, cas pour lequel $d_{inj} = \Lambda/10$. Pour le spectre de concentration, on voit bien le régime en puissance -1 suivi pour $\lambda \leq d_{inj}$ du régime en puissance -3. Pour le spectre de vitesse, à cause de la résolution limitée de la PIV, on ne sait ou s'arrête le régime en puissance -3. On sait donc qu'il co-existe avec le régime en puissance -1 du spectre de concentration mais on ignore s'il co-existe avec le régime en puissance -3 de ce dernier aux petites échelles plus petite que d_{inj} . Quoiqu'il en soit, le mécanisme de création des petites échelles de la concentration admet Λ comme échelle caractéristique. Il semble raisonnable de penser qu'il est maîtrisé par l'agitation turbulente.

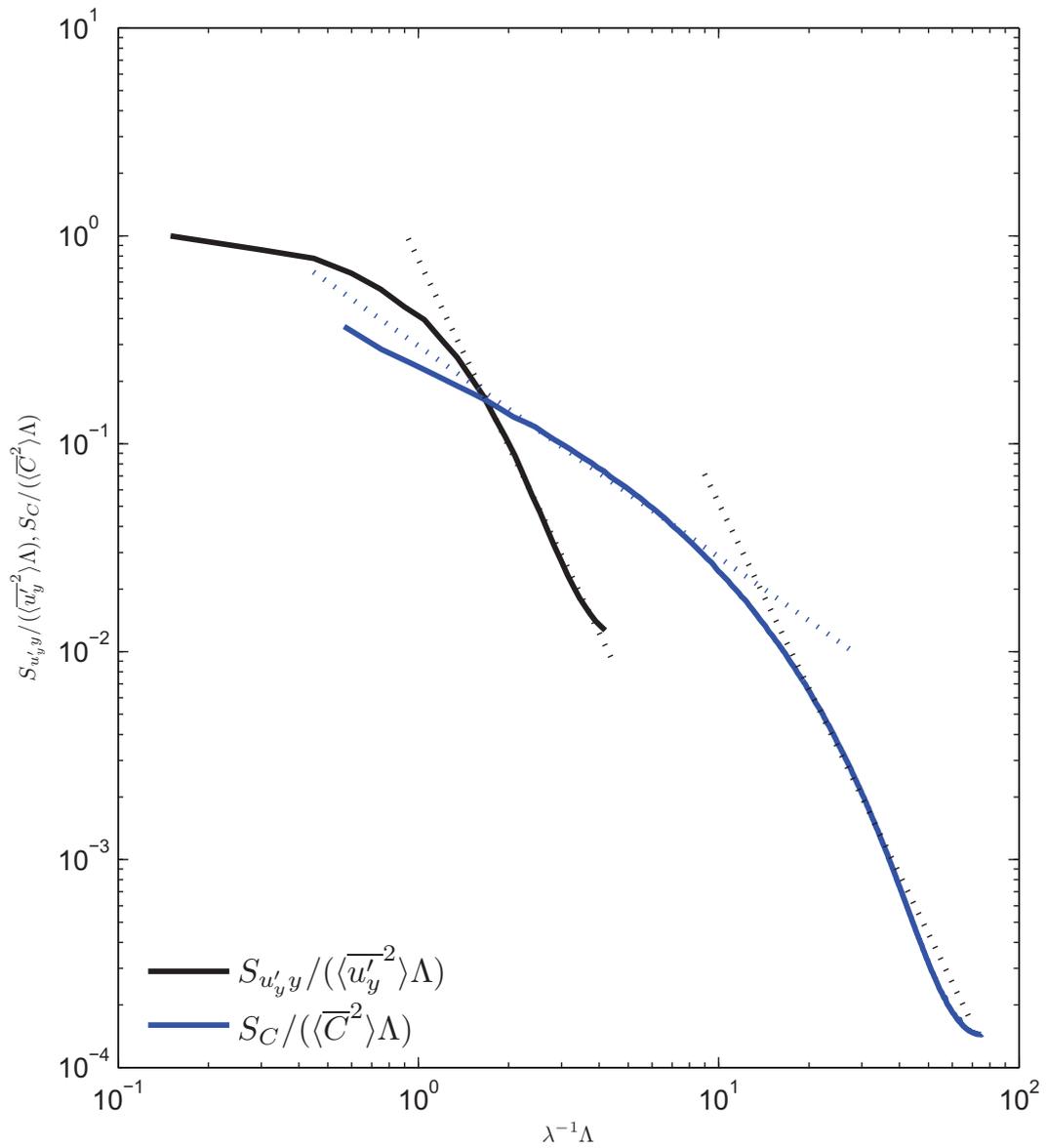


FIGURE 6.17: Spectres de la vitesse et de la concentration pour $Re=1000$ et $z=31$ cm adimensionnalisés par λ

Chapitre 7

Conclusion Générale

Nous avons conduit l'investigation expérimentale du mélange d'un soluté peu diffusif au sein d'un écoulement vertical descendant au travers d'un réseau aléatoire de sphères. Cet écoulement avait été mis au point par Amoura (2008) lors d'une thèse précédente. Il présente un intérêt fondamental pour toutes les situations dans lesquelles un écoulement turbulent d'eau se développe au milieu d'un réseau d'obstacles : canopée aquatique (NEPF (2012)), comme terrestre (BELCHER et coll. (2012)) ou bien entre des bâtiments (FERNANDO et coll. (2010)). Il constitue aussi un modèle réaliste des hétérogénéités spatiales et de l'agitation qui règnent dans un essaim de bulles en ascension dont il reproduit les principales propriétés statistiques : densité de probabilités et densité spectrales de puissance des fluctuations de vitesses. C'est cette deuxième application qui a motivé cette thèse et orienté le choix des paramètres de l'écoulement : une fraction volumique des sphères α égale à 2%, un nombre de Reynolds Re bâti sur le diamètre d des sphères de 100 à 1000. Les expériences de mélange ont été conduites en injectant, au milieu du réseau et à la vitesse de l'écoulement, une solution de fluorescéine par un injecteur de diamètre d_{inj} égal à 2 mm. Aux concentrations considérées, la fluorescéine se comporte comme un traceur passif dont le nombre de Schmidt est proche de 2000.

Au cours de ce travail, une partie importante de notre effort a été consacrée à la mise en œuvre des techniques de mesures optiques.

La mesure du mouvement du fluide, bien que délicate, ne constitue pas une contribution originale de notre part : nous avons essentiellement reconduit l'exploration précédente des champs de vitesses par PIV. Outre la validation des résultats précédents d'Amoura (2008) obtenus par PIV basse cadence, notre apport a été d'utiliser la PIV haute cadence afin d'accéder à une description spectrale en fréquence complémentaire de celle en espace. Les principaux résultats à retenir pour l'étude du mélange sont les suivants. L'écoulement connaît une transition entre deux régimes très différents autour de $Re=400$. En deçà de $Re=200$, le champ de vitesse est dominé par les inhomogénéités spatiales dans le voisinage des sphères tandis que la faible turbulence présente provient de l'écoulement incident en amont du réseau. Au-delà de $Re=600$, on atteint un régime dominé par la turbulence dont les propriétés deviennent à peu près indépendantes du nombre de Reynolds : intensité turbulente autour de 13% et échelle intégrale Λ à peu près égale au diamètre des sphères.

La mesure des champs de la concentration de fluorescéine par PLIF dans cet écoulement est en revanche une réelle nouveauté. Nous avons dû surmonter un nombre important d'obstacles pour pro-

duire des résultats quantitatifs fiables et précis : prise en compte des inhomogénéités d'éclairement, variations tir à tir du laser, réflexions parasites de la nappe laser, phénomène d'absorption, ajustement de la concentration injectée en fonction des paramètres de l'écoulement et de la distance au plan de mesure afin d'optimiser la dynamique de la caméra... Toutes ces difficultés, inhérentes à la méthode, étaient amplifiées par la limitation des accès optiques, la présence des sphères et surtout la grande taille du champ de mesure nécessaire à la description des grandes échelles de l'écoulement. Au final, nous sommes parvenus à produire des champs de concentration dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement d'une taille de 130 par 180 mm avec une résolution de 0.1 mm. En cumulant les points d'injection et les instants de mesure, nous avons obtenu une description statistique significative du mélange pour une gamme de nombres de Reynolds compris entre 100 et 1000 et des distances d'injections entre 11 et 31 cm.

La grande extension et la qualité des champs de concentration permettent à la simple observation de révéler certaines des caractéristiques essentielles du mélange par un réseau d'obstacles. A nombre de Reynolds modéré ($Re \leq 200$), le mélange se produit dans le voisinage des sphères où le fluide subit de fortes déformations. Selon la distance à la sphère qu'il croise, le filet de colorant est dévié, replié pour devenir tortueux ou encore étiré sous la forme d'une nappe. Lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, l'agitation temporelle du fluide au sein du réseau se développe et un mélange de type turbulent entre en action. Au contraire du précédent, celui-ci est à l'œuvre partout dans le volume de l'écoulement et produit des inhomogénéités de concentration sur une gamme continue d'échelles. A $Re \geq 600$, le mélange turbulent a clairement pris le pas et produit un mélange beaucoup plus efficace qu'à nombre de Reynolds modérés. La transition de l'écoulement autour de $Re=400$ joue donc un rôle crucial pour le mélange en causant le changement du mécanisme dominant la dispersion. Selon la gamme de nombre de Reynolds, on obtient donc des efficacités de mélange très contrastées.

Deux approches statistiques complémentaires ont été conduites pour déterminer de manière quantitative les propriétés de ce mélange en fonction de la distance z à l'injection et du nombre de Reynolds.

La première s'appuie sur la description des profils radiaux de la concentration. D'une part, on observe au cours du temps un déplacement horizontal du barycentre du champ de concentration. D'autre part, on observe un étalement du champ de concentration autour de son barycentre. Les deux phénomènes suivent des évolutions croissantes similaires lorsque z ou Re augmente. L'étalement, qui correspond à une réelle dispersion, est cependant nettement plus grand que le déplacement du barycentre, qui correspond au méandrement du trajet du scalaire. Un paramètre pertinent pour décrire cette dispersion est le moment géométrique du deuxième ordre σ_r des profils de la concentration moyenne. Pour un nombre de Reynolds fixé, l'évolution de la variance σ_r mesurée pour des distances bien plus grandes que l'échelle intégrale Λ est observée être une fonction linéaire croissante de z . On peut donc déterminer un coefficient de diffusion effective transversale au temps long K_{rr} qui n'est fonction que du nombre de Reynolds. Comme attendu, ce coefficient est plusieurs ordres de grandeurs plus grand que la diffusivité moléculaire. Plus étonnant, il est aussi, à grands nombres de Reynolds, beaucoup plus grand que les prédictions de la littérature. Une fois normalisé par la vitesse débitante et la taille des sphères ($K_{rr}/(Ud)$) ou bien par l'écart-type de

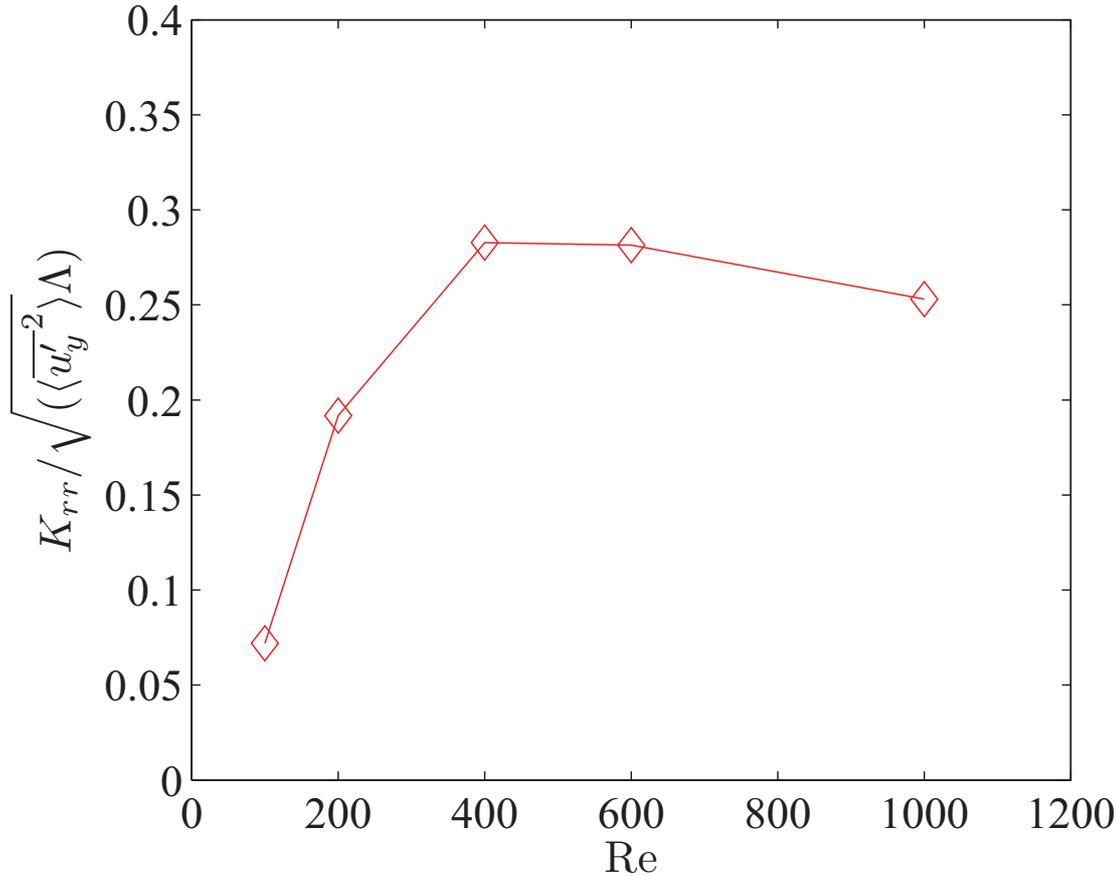


FIGURE 7.1: Coefficient de diffusion effective transversale effectif K_{rr} normalisé par l'écart-type des fluctuations de vitesse temporelles et l'échelle intégrale de la turbulence.

la fluctuation de vitesse temporelle ($K_{rr}/(\overline{u_y'^2})^{1/2}\Lambda$), voir figure 7.1, on voit clairement apparaître la transition vers $Re=400$. En deçà, $K_{rr}/(Ud)$ croît à peu près linéairement, au delà il atteint une valeur indépendante du nombre de Reynolds. Ceci confirme donc l'inspection visuelle des champs de concentration et est en accord avec la transition du champ de vitesse. La seconde description statistique a été conduite dans le plan spectral. **Concernant les fluctuations de vitesse**, elle a permis de distinguer les *fluctuations spatiales*, contribution des hétérogénéités spatiales, des *fluctuations temporelles*, contribution de la turbulence au sein du réseau. Pour $Re \geq 200$, les premières ne dominent qu'aux échelles plus grandes que Λ dans la direction verticale, alors que les autres dominent à toutes les échelles dans la direction horizontale et aux petites échelles dans la direction verticale. Par ailleurs, les spectres en fréquence (obtenus à partir de signaux temporels au point) se déduisent assez bien des spectres en nombre d'onde (obtenus à partir des profils transversaux instantanés de vitesse) à l'aide de l'hypothèse de Taylor basée sur la vitesse moyenne débitante U . Une fois normalisés par leur variance et Λ , les spectres de vitesses deviennent indépendant de Re et suivent une évolution en puissance -3 du nombre d'onde pour les échelles plus petites que Λ . Cette pente -3 se poursuivant jusqu'à la plus petite échelle accessible à la mesure par PIV (0.26 mm), on ne sait malheureusement pas où elle se termine. **Les spectres des fluctuations de concentra-**

tion présentent un comportement radicalement différent selon que l'on considère des échelles plus petites ou plus grandes que le diamètre d_{inj} de l'injecteur (figure 7.2) :

- Pour $\lambda \geq d_{inj}$, à petite distance et petit nombre de Reynolds, on retrouve le spectre plat attendu pour une tâche localisée de taille d_{inj} . Lorsque Re et z augmentent, la pente du spectre augmente pour tendre vers une loi en puissance -1 du nombre d'onde à $z=31$ cm et $Re=1000$.
- Pour $\lambda \leq d_{inj}$, les spectres de concentration obtenus loin de l'injection, lorsqu'ils sont normalisés par leur variance et Λ , se superposent pour les différents nombres de Reynolds et suivent une loi en puissance -3 du nombre d'onde.

Si l'on peut affirmer que le premier régime en puissance -1 du spectre de concentration correspond bien au régime en puissance -3 du spectre de vitesse, on ne peut affirmer qu'il en est de même pour le régime en puissance -3 du spectre de concentration. Il ne fait cependant guère de doute que la transition entre les deux régimes du spectre de concentration ne provient pas d'une transition du spectre de vitesse mais traduit le fait que fabriquer des échelles plus grandes que l'échelle d'injection initiale est un processus différent que de fabriquer des échelles plus petites. Pour finir, il serait intéressant de savoir relier ces processus de création d'une gamme continue d'échelles à partir d'une tâche initiale de taille donnée aux deux mécanismes de mélange que nous avons identifiés : l'interaction directe avec les sphères et la dispersion par la turbulence.

L'ensemble de ces résultats dressent le portrait suivant du mélange au sein de l'écoulement à travers un réseau de sphères. Deux mécanismes de mélange ont été identifiés : l'interaction rapprochée avec le champ de déformation dans le voisinage des sphères et la dispersion turbulente produite par la déstabilisation de l'écoulement au sein du réseau. Les deux engendrent à la fois des échelles plus petites et plus grandes que l'échelle d'injection d_{inj} , ce qui se traduit par des spectres qui se comportent différemment aux échelles plus grandes ou plus petites que celle-ci. Tous deux peuvent aussi être modélisés par un coefficient de diffusion effectif au temps long qui ne dépend que du nombre de Reynolds. Le premier mécanisme de mélange est le moins efficace mais il domine aux nombres de Reynolds modérés pour lesquels la turbulence de réseau ne s'est pas encore développée. Le second domine lorsque le nombre de Reynolds dépasse le seuil de transition vers la turbulence et tend vers un comportement asymptotique à grand nombre de Reynolds caractérisé par un coefficient de diffusion effectif proportionnel au produit (Ud) ou $(\langle u_y^2 \rangle)^{1/2} \Lambda$ et des spectres présentant un régime en puissance -1 du nombre d'onde suivi d'un régime en puissance -3.

Ces résultats sont des éléments essentiels pour la modélisation du mélange en écoulement à phase dispersée. Ils ouvrent aussi d'intéressantes perspectives de poursuite.

Premièrement, différentes investigations complémentaires pourraient être conduites avec un réseau aléatoire de sphères fixes. Une étude analogue utilisant un diamètre d'injection plus grand que le diamètre des sphères permettrait de décaler le spectre de concentration vers les grandes échelles et ainsi vérifier si son régime en puissance -3 coïncide avec celui du spectre de vitesse. La détermination d'un coefficient de diffusion vertical permettrait de juger de l'isotropie du mélange. L'emploi d'un scalaire de plus grande diffusivité moléculaire ouvrirait la porte à l'étude de l'influence du nombre de Schmidt. On pourrait aussi souhaiter faire varier la fraction volumique mais ceci

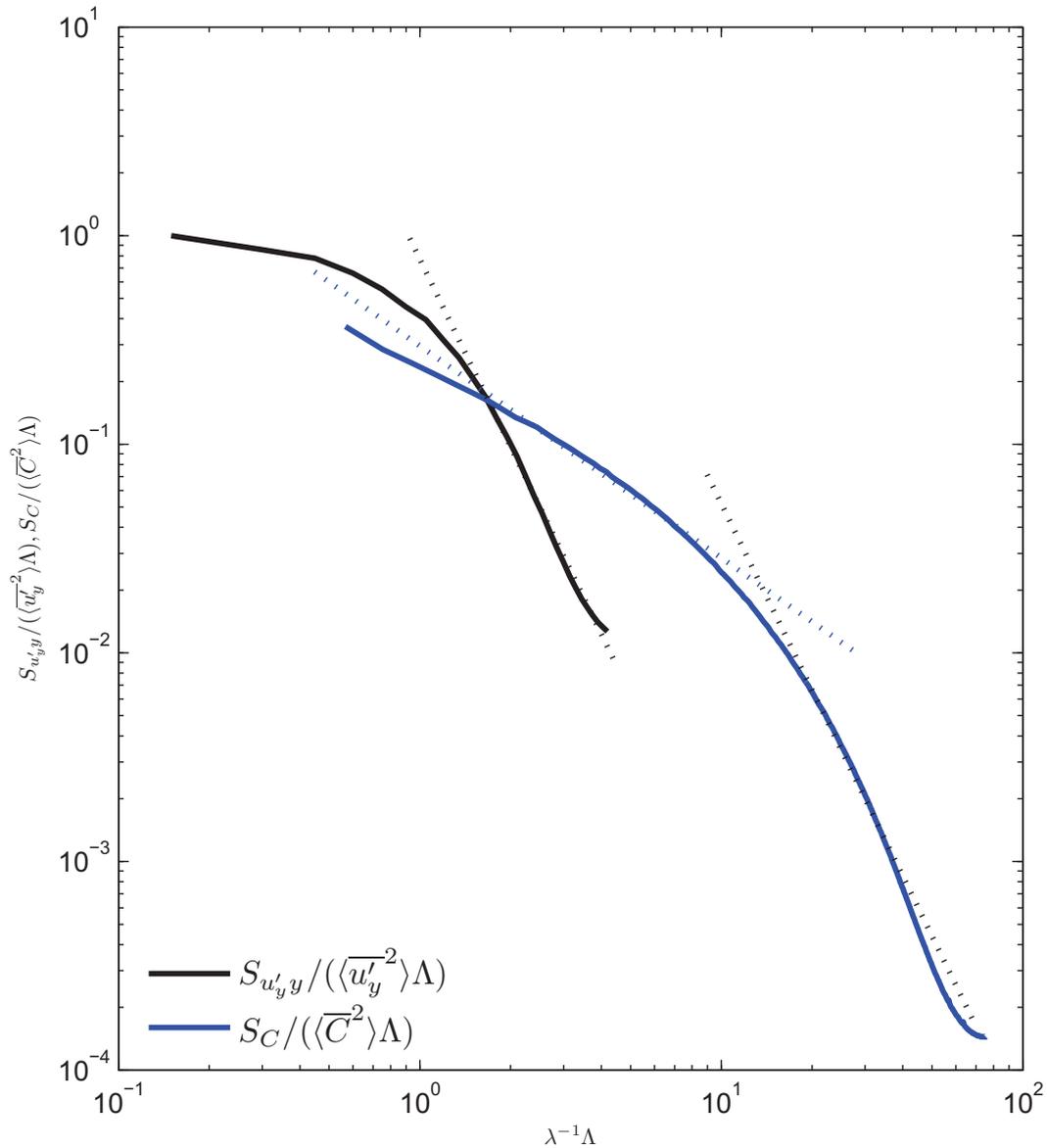


FIGURE 7.2: Spectres adimensionnalisés de la vitesse et de la concentration pour $Re=1000$ et $z=31$ cm

nécessiterait la conception d'un nouveau dispositif expérimental.

Deuxièmement, l'investigation du mélange doit aussi être conduite dans un essaim de bulles en ascension. La mesure sera moins aisée et la technique de PLIF devra céder sa place à de la LIF au point. L'essaim de bulles permettra de faire varier aisément la fraction volumique. Il permettra surtout de juger du rôle de l'agitation des bulles sur le mélange, phénomène absent de notre essaim d'obstacles fixes. Ceci est l'objet de la thèse d'Elise Alméras qui débute cette année.

Bibliographie

- ABBAS, M., BILLET, A. & ROIG, V., 2009, “Experiments on mass transfer and mixing in a homogeneous bubbly flow”, *Heat and Mass Transfer*.
- AMOURA, Z., 2008, *Etude hydrodynamique de l'écoulement traversant un réseau aléatoire de sphères fixes*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- BATCHELOR, G., 1959, “Small scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid”, *J. Fluid Mech.*
- BELCHER, S., HARMAN, I. & FINNIGAN, J., 2012, “The wind in the willows : Flows in forest canopies in complex terrain”, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 44, p. 479–504.
- COCHET, M., 2007, *Evaporation de gouttelettes polydispersées dans un écoulement de canal fortement turbulent. Analyse de la formation du mélange diphasique par imagerie de fluorescence*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- CRIMALDI, J., 2008, “Planar laser induced fluorescence in aqueous flows”, *Exp. Fluids*, vol. 44, p. 851–863.
- EAMES, I. & BUSH, J., 1999, “Longitudinal dispersion by bodies fixed in a potential flow”, *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 455, p. 3665–3686.
- ELLINGSEN, K., 1998, *Hydrodynamique des écoulements pilotés par l'ascension de bulles d'air virevoltantes*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- FERNANDO, H., ZAJIC, D., DI SABATINO, S., DIMITROVA, R. & HEDQUIST, B., 2010, “Flow, turbulence, and pollutant dispersion in urban atmospheres”, *Phys. of Fluids*, vol. 22.
- FISCHER, H., LIST, E., KOH, R., IMBERGER, J. & BROOKS, N., 1979, “Mixing in inland and coastal waters”, *Academic Press, New York*.
- GUILBAULT, G., 1973, “Practical fluorescence : Theory, methods and techniques”, *New York : Dekker*.
- HINZE, J., 1959, “Turbulence : An introduction to its mechanism and theory”, *McGRAW-HILL BOOK COMPAGNY*, vol. 73.
- KOCH, D. & BRADY, J., 1985, “Dispersion in fixed beds”, *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 399–427.

- KOCH, H. R., D.L. & SANGANI, A., 1998, “Dispersion in fixed beds”, *Phys. Fluids*, vol. 10, p. 3035–3037.
- KOOCHESFAHANI, M. & DIMOTAKIS, P., 1985, “Laser induced fluorescence measurements of mixed fluid concentration in a liquid plane shear-layer”, *AIAA J*, vol. 23, n° 11, p. 1700–1707.
- LARUE DE TOURNEMINE, A., 2001, *Etude expérimentale de l'effet du taux de vide en écoulement diphasique à bulles*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- LESIEUR, M. & ROGALLO, R., 1989, “Large-eddy simulation of passive scalar diffusion in isotropic turbulence”, *Phys. of Fluids*, vol. 1, n° 4.
- LINDQUIST, L., 1960, “A flash photolysis study of fluorescein”, *Ark. Kemi*, vol. 16, p. 79–138.
- LITTRE, E., 1882, “Dictionnaire de la langue française”, .
- MAREUGE, I. & LANCE, M., 1995, “Bubble induced dispersion of a passive scalar in bubbly flows”, *Int. Conf. on Multiphase Flows*.
- NEPF, H., 2012, “Flow and transport in regions with aquatic vegetation”, *Annu. Rev. Fluid Mech*, vol. 44.
- OTTINO, J., 1990, “Mixing, chaotic advection and turbulence”, *Annu. Rev. Fluid. Mech*, vol. 22, p. 207–253.
- POPE, B., 2000, “Turbulent flows”, *Cambridge University Press*.
- REY, A. & TANET, C., 1994, “Dictionnaire historique de la langue française”, *Dictionnaire le Robert Paris*.
- RIBOUX, G., 2007, *Hydrodynamique d'un essaim de bulles en ascension*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- RIBOUX, G., RISSO, F. & LEGENDRE, D., 2010, “Experimental characterization of the agitation generated by bubbles rising at high reynolds number”, *J. Fluid Mech*, vol. 643, p. 509–539.
- RISSO, F., 2011, “Theoretical model for k3 spectra in dispersed multiphase flows”, *Phys. of Fluids*, vol. 23.
- RISSO, F. & ELLINGSEN, K., 2002, “Velocity fluctuations in a homogeneous dilute dispersion of high-reynolds-number rising bubbles”, *J. Fluid Mech*, vol. 453, p. 395–410.
- RISSO, F. & LEGENDRE, D., 2003, “Velocity fluctuations induced by high-reynolds-number rising bubbles : experiments and numerical simulations”, *ERCOFTAC Bulletin*, p. 41–45.
- SATO, Y. & SADATOMI, M., 1981, “Momentum and heat transfer in two phase bubble flow”, *Int.J. on Multiphase Flows*.
- SKOOG, A., WEST, D. & HOLLER, F., 1988, “Fundamentals of analytical chemistry”, *Boeck University*.

- TANINO, Y., 2008, *Flow and Solute transport in Random cylinder Arrays : a model for emergent aquatic plant canopies*, Thèse de doctorat, Massachusetts institute of technology.
- TANINO, Y. & NEPF, H., 2008, “Lateral dispersion in random cylinder arrays at high reynolds number”, *J. Fluid Mech.*, vol. 600, p. 339–371.
- TAYLOR, G., 1921, “Diffusion by continuous movements”, .
- TENNEKES, H. & LUMLEY, J., 1972, “A first course in turbulence”, *The MIT press*.
- VILLERMAUX, E., INNOCENTI, C. & DUPLAT, J., 2001, “Short circuits in the corrsin obukhov cascade”, *Phys. ofFluids*, vol. 13, n° 1.
- WALKER, D., 1987, “A fluorescence technique for measurement of concentration in mixing liquids”, *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, vol. 20.
- WARHAFT, Z., 2000, “Passive scalars in turbulent flows”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 32, p. 203–240.
- WHITE, B. & NEPF, H., 2003, “Scalar transport in random cylinder arrays at moderate reynolds number”, *J. Fluid Mech.*, vol. 487, p. 43–79.