



Jet confiné, dispersions fluide-particules et mélange chaotique

Yves Le Guer

► To cite this version:

Yves Le Guer. Jet confiné, dispersions fluide-particules et mélange chaotique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2005. tel-00403912

HAL Id: tel-00403912

<https://theses.hal.science/tel-00403912>

Submitted on 13 Jul 2009

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.

Habilitation à Diriger des Recherches

Université de Pau et des Pays de l'Adour

Document de synthèse

Jet confiné, Dispersions fluide-particules et Mélange chaotique

Yves Le Guer

Février 2005

Dix ans déjà. Je me souviens d'un jour de mai 1994, assis sur un banc boulevard des Pyrénées, en contemplation devant la chaîne pyrénéenne enneigée, rêvant d'une vie à Pau. C'est le moment de marquer une petite pause et de faire le point sur mes activités de recherche depuis mon arrivée à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA) en septembre 1994 lors de ma nomination en tant que Maître de Conférences à l'IUT des Pays de l'Adour. Mes travaux de recherche s'inscrivent dans le domaine de la mécanique des fluides et des transferts en écoulements. Les applications se trouvent dans le domaine des procédés. Ils ont été conduits à l'UPPA d'abord au Laboratoire de Transferts Thermiques (de 1995 à 1999) puis au Laboratoire de Génie des Procédés de Pau (1999 à 2001) et maintenant au sein du LaTEP (Laboratoire de Thermique Énergétique et Procédés) qui regroupe depuis 2001 les deux équipes citées ci-dessus ainsi qu'une troisième œuvrant dans le domaine de l'énergétique.

Le travail de recherche présenté est regroupé en trois thèmes principaux (chapitres 1 à 3). Les travaux entrepris sont essentiellement de nature expérimentale mais quelques développements de méthodes numériques sont aussi envisagés.

Le premier thème a trait à l'étude des mécanismes d'instabilité d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle. L'application concerne le développement d'un nouveau type de débitmètre. Ce travail a été entrepris dans le cadre d'une collaboration industrielle avec la Société Gaz du Sud Ouest (GSO) dont le siège est à Pau. C'est une étude que j'ai proposée à GSO au cours de l'année 1995 suite à l'expérience acquise dans le domaine lors de mon post-doctorat effectué en 1994 au Centre de Recherche *Eau et Gaz* de Schlumberger Industries à Montrouge. Une boucle hydrodynamique basse-vitesse a été construite pour mener à bien cette étude. Depuis 1995, j'ai pu encadrer sur ce sujet deux stages de DEA et la thèse de Lionel Lalanne de 1997 à 2000 (10 mois d'interruption en 1998 pour service militaire). Des stagiaires de différents niveaux (IUT, IUP, microthèse, DESS) ont également apporté leur concours à ce travail. L'essentiel des résultats et développements sont présentés au chapitre 1.

Plus récemment, fin 1999–2000, j'ai débuté deux activités en parallèle. Ce sont les deuxième et troisième thèmes dont les synthèses sont présentées respectivement aux chapitres 2 et 3. Le deuxième thème concerne les dispersions de particules *flottantes* en écoulement. C'est un sujet encore peu abordé, la plupart des études conduites jusqu'à ce jour se concentrent sur les écoulements *granulaires*, *secs* ou *humides* de particules plus denses que le fluide environnant. La première étude de ce thème concerne l'ascension libre d'une sphère de glace en colonne liquide. Les couplages dynamique (instabilités de sillage, trajectoires) et thermique (changement de phase) sont complexes, le régime d'écoulement évoluant à chaque instant. La seconde étude exposée au chapitre 2 se rapporte à l'hydrodynamique d'une dispersion solide–liquide modèle par vélocimétrie Doppler ultrasonore. Elle a pour objectif de caractériser les différents régimes d'écoulement observés à partir de l'évolution spatiotemporelle du champ de vitesses et d'avoir accès à la fraction solide dans une section de conduite. Ces deux projets s'inscrivent dans le cadre plus général et plus appliqué de l'étude de fluides frigoporteurs diphasiques (coulis de glace) menée au LaTEP. Ils s'intègrent pour partie dans les activités du groupe national AmETh (Amélioration des Echanges Thermiques).

Avec le troisième thème, j'ai renoué avec ma première passion en recherche, le domaine captivant de l'advection chaotique. J'ai repris cette activité, dont j'ai par ailleurs toujours suivi

les derniers développements, à partir d'octobre 1999. J'ai en effet eu l'opportunité de proposer un sujet de thèse et de co-encadrer les travaux de Cécile Boesinger dans le cadre de son doctorat. Les travaux entrepris pendant la durée de cette thèse (financement MEN) s'inscrivent dans la continuité de ceux que j'ai menés à l'Université de Nantes au cours de mon doctorat (1993) et par d'autres étudiants lors de leur thèse (C. Castelain, A. Mokrani et C. Chagny) sous la direction de H. Peerhossaini, Professeur à l'ISITEM¹. A Nantes, plusieurs aspects du mélange chaotique en écoulement de Dean ont été étudiés, essentiellement expérimentalement, d'abord l'hydrodynamique² de l'écoulement puis le couplage avec la thermique (Castelain en 1995 et Mokrani en 1997) et enfin en considérant des fluides au comportement rhéologique non-newtonien (Chagny en 2000). L'impact de l'advection chaotique sur le mélange diffusif et réactif de fluides n'avait pas été abordé, c'est l'étude qui a été envisagée à Pau dans le cadre de la thèse de Cécile Boesinger. Deux pilotes ont été construits, l'un pour un fonctionnement en réacteur fermé (*le réacteur torique ondulé*), l'autre pour un fonctionnement en réacteur continu comprenant deux serpentins (*le réacteur hélicoïdal et le réacteur chaotique*). En parallèle des travaux de Cécile Boesinger, j'ai pu, lors de mon congé pour recherche en 2002, développer avec un collègue de l'IUT et du LaTEP, Eric Schall, une méthode numérique originale qui permet d'étudier le mélange chaotique au sein d'écoulements périodiques en temps ou en espace. Aujourd'hui de nouveaux développements de la méthode sont entrepris avec l'aide de Stéphane Gibout (MC au LaTEP) pour des fluides réactifs et pour l'optimisation de protocoles de mélange via l'utilisation d'algorithmes génétiques. Les thèmes scientifiques abordés peuvent paraître disjoints mais ils présentent cependant des points communs (instabilités et sillage, problèmes d'interface, de mélange ...).

Le chapitre 4 de ce manuscrit résume brièvement d'autres études conduites depuis 1995 et présente un résumé de mon travail de thèse de doctorat ainsi que les activités conduites lors de mon emploi post-doctoral chez Schlumberger.

Finalement, à partir du chapitre 5, on trouvera successivement dans les différents chapitres, mon projet de recherche pour les années futures (chap. 5), un curriculum vitae (chap. 6), le récapitulatif des encadrements d'étudiants effectués en recherche (chap. 7), un exposé des enseignements donnés et des projets technologiques tutorés (chap. 8), le détail des responsabilités collectives et administratives exercées (chap. 9), mon environnement et les collaborations scientifiques (chap. 10). Le mémoire se termine au chapitre 11 par l'exposé de mes travaux scientifiques (publications, communications, ...)³.

J'ai pris le parti de développer un peu plus certains thèmes ou sujets dont les résultats des travaux ne sont pas encore publiés. Par ailleurs, tous les chapitres peuvent être lus indépendamment les uns des autres.

Juillet 2004.

¹L'ISITEM a aujourd'hui été intégrée au sein de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes.

²On trouvera un résumé de mon travail de thèse au chapitre 4.

³Au début de chaque chapitre les publications principales sont rappelées ainsi que les noms des étudiants encadrés, en rapport avec le sujet traité.

Table des matières

1	Instabilité de jet confiné : aspects dynamiques et thermiques	9
1.1	Introduction à l'instabilité de jets	10
1.2	Le prototype d'oscillateur fluide et la boucle hydrodynamique	10
1.2.1	Le prototype <i>DeSFO</i> : <i>Débitmètre Statique à Fluide Oscillant</i>	10
1.3	Ecoulement auto-oscillant : caractérisations expérimentales	13
1.3.1	Visualisations par fluorescence induite par laser	13
1.3.2	Visualisation par traceur viscoélastique	15
1.3.3	Caractérisation du seuil des oscillations	20
1.3.4	Caractérisation de la linéarité de la réponse en fréquence	21
1.3.5	Influence des divers paramètres géométriques	23
1.3.6	Modèle simplifié	24
1.3.7	Mesures par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore	24
1.4	Ecoulement auto-oscillant : caractérisations numériques	26
1.4.1	Conditions d'étude	26
1.4.2	Mise en évidence du comportement oscillatoire	26
1.4.3	Modes globaux	28
1.4.4	Décomposition d'une perturbation selon les modes de Fourier	29
1.5	Analyse de structures par Décomposition Bi-Orthogonale	33
1.6	Effets thermiques	35
1.6.1	Conditions expérimentales	35
1.6.2	Influence sur l'amplitude et la fréquence des oscillations	37
1.6.3	Influence sur le seuil des oscillations	39
1.7	Conclusions et perspectives	39
2	Dispersions fluide-particules	43
2.1	Introduction	44
2.2	Sillage d'une sphère fixe	45
2.3	Ascension d'une sphère de glace en colonne liquide	48
2.3.1	Modèle simplifié d'ascension libre pour une sphère fondante	48
2.3.2	Résolution du problème simplifié	50
2.3.3	Résultats numériques	52
2.3.4	Commentaires	57

2.3.5	Résultats expérimentaux	58
2.4	Dispersion de particules flottantes en conduite cylindrique	60
2.4.1	Introduction	60
2.4.2	La dispersion peu diluée	61
2.4.3	La boucle expérimentale	61
2.4.4	Les régimes d'écoulements observés	61
2.4.5	Profils de vitesse	62
2.4.6	Conclusions et perspectives	65
3	Mélange chaotique	67
3.1	Introduction à l'advection chaotique	68
3.2	Le problème de l'agitation et du mélange (<i>stirring and mixing</i>)	69
3.2.1	Mélange et chimie : les différents régimes	70
3.3	Mélange chaotique en écoulement de Dean alterné	72
3.3.1	Expériences de mélange diffusif	74
3.3.2	Expériences de mélange réactif	75
3.4	Méthode de transformation : un pas vers l'optimisation de la structure d'un mélange	80
3.4.1	Présentation de la méthode	81
3.4.2	Définition de critères de mélange	84
3.4.3	Caractérisation de la diffusion de la méthode	84
3.4.4	Dissipation du scalaire passif	87
3.4.5	Distributions des fluctuations de concentration	90
3.4.6	Distribution des fluctuations des gradients de concentration	91
3.4.7	Optimisation du mélange	92
3.4.8	Distributions des temps de séjour	98
3.4.9	Mélange réactif	100
3.5	Conclusions et perspectives	100
4	Autres travaux	103
4.1	Résumé du travail de thèse	103
4.2	Résumé des travaux de stage post-doctoral	104
4.3	Écoulement sanguin dans une bifurcation artérielle	104
4.3.1	Le problème physique	105
4.3.2	Quelques résultats	106
4.3.3	Conclusion	108
4.4	Débitmétrie Multiphasique	111
4.5	Dépôt de soufre sur des organes de détente du gaz	111
4.6	Ballon dirigeable : ellipsoïde de révolution	112
4.7	Mélange en réacteur torique ondulé fermé	114
4.8	Mélange chaotique multiphasique	114
4.8.1	Position du problème	114
4.8.2	Un mélangeur chaotique 2D en écoulement multiphasique	115

5	Projet de recherche	117
5.1	Bilan	117
5.2	Projets thématiques	117
5.3	Environnement et perspectives	118
6	Curriculum vitae	121
6.1	Quelques éléments biographiques	121
6.2	Cursus universitaire et professionnel	121
7	Encadrement en Recherche	123
7.1	Encadrement DEA et thèses de doctorat	123
7.1.1	Thèses de doctorat	124
7.1.2	Diplômes d'Etudes Approfondies (DEA)	124
7.2	DESS, Microthèses, stages Ingénieur et IUP	126
7.2.1	DESS Ingénierie Mathématique et Outils Informatiques, UPPA	126
7.2.2	Microthèses ENSGTI, UPPA	127
7.2.3	Stages Maîtrise et Ingénieur	127
7.3	Participation à des jurys de thèses et DEA	128
8	Enseignements et Projets technologiques	131
8.1	Enseignement	131
8.1.1	Tableau récapitulatif	131
8.1.2	Tâches associées aux enseignements	133
8.2	Encadrement de projets technologiques	134
8.3	Suivi de stagiaires IUT	136
8.4	Activités diverses	137
8.4.1	Visites d'entreprises	137
8.4.2	Conférence	137
8.4.3	Tutorat	138
8.4.4	Actions de formation personnelle	138
9	Responsabilités collectives administratives et scientifiques	139
9.1	Responsabilités électives	139
9.2	Création d'une licence professionnelle au Département GTE	139
9.3	Recrutement d'enseignants-chercheurs et d'enseignants	140
9.4	Achat de matériel scientifique pédagogique ou de recherche	141
9.5	Travaux divers	141
9.6	Contrats de Recherche	142
10	Environnement et collaborations scientifiques	143
10.1	Collaborations académiques	143
10.2	Collaborations industrielles	143
10.3	Environnement scientifique	144

10.4 Activités d'organisation	144
10.5 Actions de formation personnelle	144
11 Publications et communications scientifiques	147
11.1 Publications Nationales et Internationales dans des revues spécialisées et thèse	147
11.2 Communications	149
11.2.1 Communications Internationales avec actes et comité de lecture	149
11.2.2 Communications à des congrès internationaux avec <i>abstract</i>	151
11.2.3 Communications Nationales avec actes et comité de lecture	151
11.2.4 Actes de colloques sans comité de lecture	153
11.3 Valorisation des travaux	153
11.3.1 Brevet	153
11.3.2 TP pilote	154
11.4 Rapports contractuels	154
11.5 Diffusion scientifique à destination de l'industrie ou du public	155
11.6 Activité de rapporteur	155
11.7 Séminaires	155
11.8 Prix	156

Chapitre 1



*Créature d'hiver – Vallée d'Arse (09)
Laurent Lafforgue/Regard'isard ©*

Instabilité de jet confiné : aspects dynamiques et thermiques

Lalanne, Le Guer, Creff, Int. J. of Therm. Sci., 2001

Pacheu, Le Guer, Creff, C. R. Acad. Sci., 2000.

Le Guer, Lalanne, Habas, Creff, Cahiers de Rhéol., 1998.

Thèse de L. Lalanne, 2000.

DEA de A. Gil, 2000, T. Pacheu, 1998, L. Lalanne, 1996.

Microthèse de G. Gréboval, 1998.

Stage recherche DESS IMOI, S. Caprais et B. Marquez, 1999.

Cette étude sur l'instabilité de jets confinés a débuté à la fin de l'année 1995. J'ai proposé ce sujet à l'entreprise Gaz du Sud Ouest (GSO) dans la continuité des travaux entrepris au centre de recherche Schlumberger lors de mon emploi post-doctoral en 1994. Ce travail a donc fait l'objet d'une collaboration industrielle entre les années 1995 et 2000. Celle-ci a été menée avec le concours de stagiaires de DEA, Lionel Lalanne en 1996, Thierry Pacheu en 1998, Ana Gil en 2000 et, dans le cadre d'une thèse de doctorat, celle de Lionel Lalanne de 1997 à 2000 (interrompue 10 mois en 1998 pour raison de service militaire). Ce premier chapitre du mémoire est une synthèse des travaux réalisés au cours de ces années, présentés pour partie dans la thèse de L. Lalanne [1] et dans trois articles, [2], [3], [4]. Lionel Lalanne est employé en tant qu'ingénieur chez GSO depuis l'automne 2001. Il y a d'abord valorisé son travail de recherche en installant et qualifiant le prototype que nous avons développé sur la boucle d'étalonnage du Centre d'Etalonnage GSO de Pau-Lons. J'ai suivi ses travaux pendant la période correspondante.

1.1 Introduction à l'instabilité de jets

Ce thème concerne l'étude des mécanismes d'instabilité d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle. L'application concerne un nouveau type de débitmètre qui ne présente aucune pièce mobile. La technologie fonctionne mais les mécanismes conduisant à l'instabilité et à son auto-entretien sont encore mal compris. Le travail développé vise à mieux décrire, comprendre et modéliser le comportement oscillant du fluide dans la cavité. L'objectif final recherché est de tenter de justifier le choix des formes géométriques par des arguments scientifiques et d'obtenir le fonctionnement de l'oscillateur sur une très large gamme de nombre de Reynolds.

Cette étude est abordée dans le contexte des notions d'instabilités convective et absolue rencontrées pour les écoulements ouverts.

Dans cette optique, différents moyens expérimentaux et outils d'analyses ont été développés. Ces derniers seront détaillés par la suite. Dans un premier temps, nous allons introduire brièvement quelques notions concernant les instabilités hydrodynamiques nécessaires pour comprendre les phénomènes.

Les écoulements ouverts instables peuvent être classés principalement en deux catégories suivant leur comportement dynamique [5]. Ils sont de nature *convectivement instable* (CI) ou *absolument instable* (AI). Dans le premier cas (CI), une perturbation introduite va croître et être entraînée vers l'aval, le système va se comporter comme un amplificateur de bruit. Dans le second cas (AI), l'écoulement va subir une transition d'un comportement convectivement instable vers un comportement globalement instable qui conduit à l'apparition d'auto-oscillations peu sensibles à une perturbation extérieure. Une fréquence caractéristique apparaîtra pour tout le domaine d'étude, le système se comportera alors comme un oscillateur. C'est le cas des jets chauds libres par exemple [6]. Le jet plan confiné au sein d'une cavité contenant un obstacle que nous étudions fait partie de cette dernière catégorie d'écoulement dont le comportement est aussi qualifié de globalement instable.

L'écoulement étudié est très complexe, fortement non-parallèle et par conséquent assez éloigné des géométries étudiées théoriquement (sillages, jets libres).

1.2 Le prototype d'oscillateur fluide et la boucle hydrodynamique

1.2.1 Le prototype *DeSFO* : Débitmètre Statique à *Fluide Oscillant*

Le prototype *DesFO* présenté dans ce chapitre est l'aboutissement de nombreuses transformations géométriques que nous avons effectuées à partir d'une forme initiale inspirée des travaux existant dans le domaine. De par sa conception, il peut être rapproché du *switch* développé par Huang *et al.* [7], [8], d'une évolution du *Trapped vortex pair (TVP)* [9] réalisé par Hodson *et al.* [10] ou bien encore du prototype créé par Sato *et al.* [11] qui comporte à la fois un obstacle et deux boucles de retour hydrodynamique, géométrie également étudiée par Nishigaki *et al.* [12].

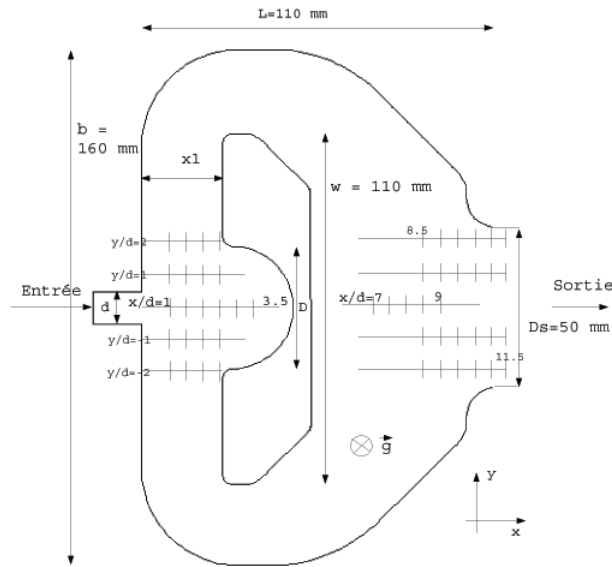


FIG. 1.1: Schéma de l'oscillateur. La largeur d du diffuseur au col est égale à 10 mm. La profondeur h de l'ensemble est égale à 70 mm.

L'écoulement est étudié au sein d'une maquette en Plexiglas dont une coupe bi-dimensionnelle de la cavité principale est représentée sur la figure 1.1. Le jet plan se déverse dans une cavité de profondeur 70 mm par l'intermédiaire d'un diffuseur de largeur 10 mm et de même profondeur que la cavité. En amont du diffuseur se trouve un conditionneur (cf. Fig. 1.2) d'écoulement qui a pour objectif de transformer le profil de vitesse axisymétrique de la conduite circulaire d'amenée du fluide en un profil bidimensionnel plan. La cavité destinée à recevoir l'obstacle (ou chambre d'oscillation) a une largeur b égale à 160 mm et une longueur L égale à 110 mm. Celle-ci débouche vers l'aval dans un conduit cylindrique de diamètre 50 mm. L'obstacle, de forme particulière, possède une cavité centrale hémicylindrique de diamètre 40 mm. Il a une largeur w égale à 110 mm.

La maquette du *DesFO* est positionnée horizontalement de telle sorte que la direction principale de l'écoulement est perpendiculaire à la gravité. Elle est installée sur une boucle hydrodynamique basse vitesse très modulaire schématisée sur la figure 1.3 (financement GSO et région Aquitaine).

L'écoulement est obtenu par gravité à partir d'un bac à niveau constant. La connaissance précise du débit est assurée par pesée en continu du fluide afin d'obtenir une bonne précision pour les très faibles vitesses. Le fonctionnement en boucle ouverte ou fermée peut être choisi. Les oscillations sont enregistrées à l'aide de deux capteurs différentiels de pression très sensibles (10 et 35 Pascals). Les prises de pression sont disposées symétriquement de part et d'autre de l'axe principal en amont et en aval de l'obstacle. Une analyse spectrale du signal oscillant permet de déterminer la fréquence caractéristique du phénomène. L'ensemble est piloté par un micro-ordinateur qui réalise l'acquisition des signaux temporels via un oscilloscope numérique.

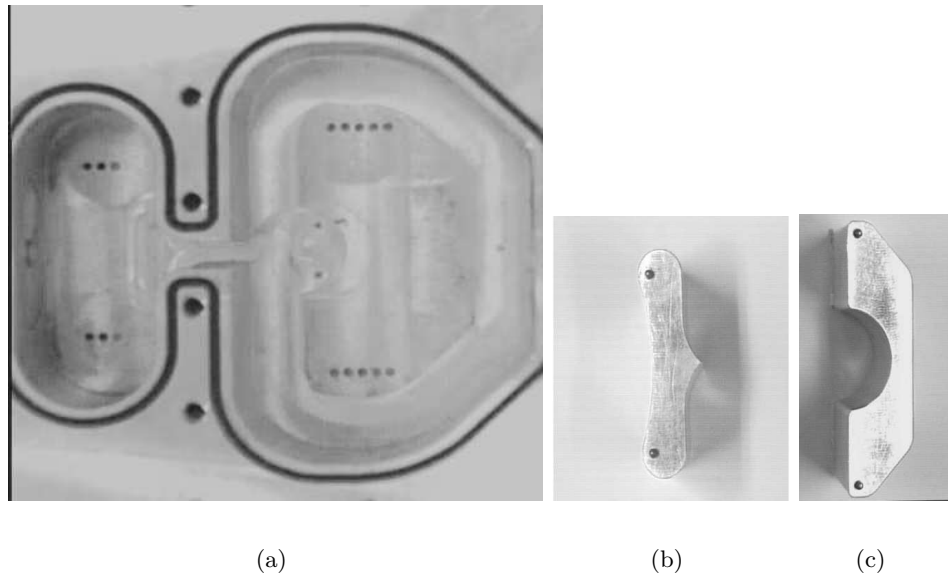


FIG. 1.2: 1.2(a) Prototype en aluminium du DeSFO muni des deux cavités destinées à recevoir le conditionneur et l'obstacle. 1.2(b) Cliché du conditionneur. 1.2(c) Cliché de l'obstacle. Cette maquette en aluminium est destinée aux tests sous pression. Un autre prototype en plexiglas existe, de géométrie identique, destiné aux essais réalisés avec la boucle hydrodynamique.

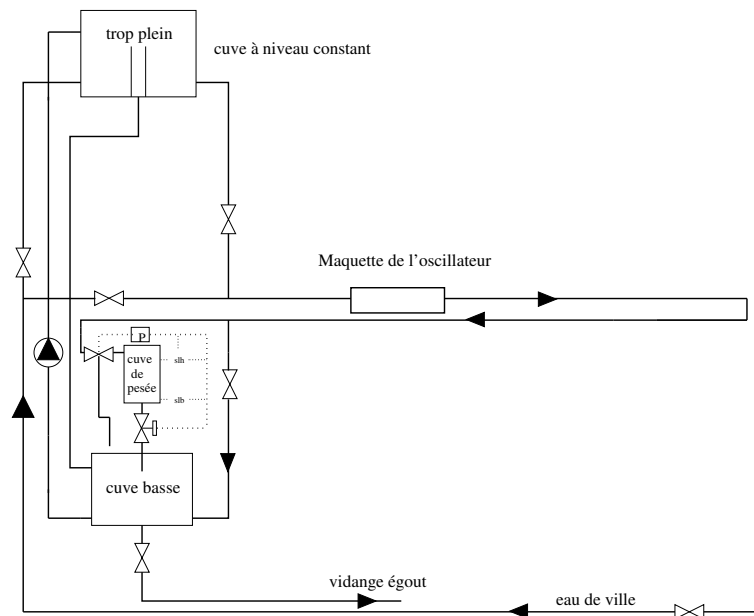


FIG. 1.3: Schéma de la boucle hydrodynamique basse vitesse.

1.3 Écoulement auto-oscillant : caractérisations expérimentales

Les caractérisations du comportement oscillatoire du jet confiné entreprises comprennent des visualisations par tomographie laser et traceur viscoélastique, des mesures de pression différentielle ainsi que des mesures de vitesse par vélocimétrie Doppler ultrasonore (*VDU*).

1.3.1 Visualisations par fluorescence induite par laser

Jet débouchant en cavité sans obstacle ou avec *obstacle plat*

Les trois premières images de la figure 1.4 correspondent à un écoulement pénétrant dans une cavité dépourvue d'obstacle central. Pour un nombre de Reynolds¹ $Re = 160$, le jet garde une largeur proche de celle du diffuseur, il s'évase très légèrement au niveau de la sortie, sans pour autant se déstabiliser en sélectionnant un mode privilégié. Sa croissance est linéaire en fonction de la distance x/d . Nous remarquons la présence d'un écoulement secondaire de retour qui remonte l'écoulement vers le diffuseur. Certains auteurs montrent, pour des géométries proches du cas testé, qu'en augmentant le nombre de Reynolds, une déstabilisation selon un mode sinueux peut être observée. La longueur d'onde de ce phénomène est fortement conditionnée par la géométrie de confinement. Une transition vers un état stable oscillant s'opère, comme dans le cas de la cavité rectangulaire étudié par Bouchet [13]. L'amplitude de cette oscillation croît dans la direction de l'écoulement. En augmentant encore le nombre de Reynolds, un mode d'écoulement variqueux peut apparaître [14]. Dans notre cas, cette déstabilisation semble s'effectuer en bout de cavité mais elle n'est pas clairement mise en évidence. La cavité conçue possède un rapport $L/d = 11$ faible qui empêche le développement de l'instabilité sinieuse (L/d compris entre 25 et 250 pour les études de Maurel *et al.* [14] qui ont montré le rôle important joué par les conditions de sortie dans le développement de cette instabilité).

La figure 1.4(b) correspond au passage de perturbations dans l'écoulement (provoquées artificiellement). Des structures se développent selon un mode variqueux dans la double couche de cisaillement du jet, à la sortie du diffuseur. La formation de ces tourbillons est due à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, des ondes planes croissent jusqu'à une amplitude de saturation. La crête de l'onde, en contact avec le fluide pratiquement au repos dans la cavité, ralentie lors de sa propagation aval, se rabat dans le creux voisin en amont formant ainsi un tourbillon. Ce phénomène est également visible dans le cas du jet turbulent débouchant dans la cavité sans obstacle (cf. Fig 1.4(c)).

Sur la figure 1.4(d), le jet issu du diffuseur vient impacter un obstacle, de dimensions identiques à l'obstacle de référence, mais dépourvu de cavité centrale. Les lignes d'émission mettent clairement en évidence un écoulement stationnaire, le phénomène oscillatoire n'existe pas. L'écoulement correspond pourtant au cas super-critique rencontré lorsque l'obstacle est muni d'une cavité centrale (cf. section 1.3.3). Ce phénomène perdure pour des nombres de Reynolds plus élevés. Le rôle joué par la cavité centrale héli-cylindrique de l'obstacle est donc primordial dans le déclenchement de l'instabilité.

¹Le nombre de Reynolds est construit sur la largeur du diffuseur d et la vitesse moyenne V au niveau du col.

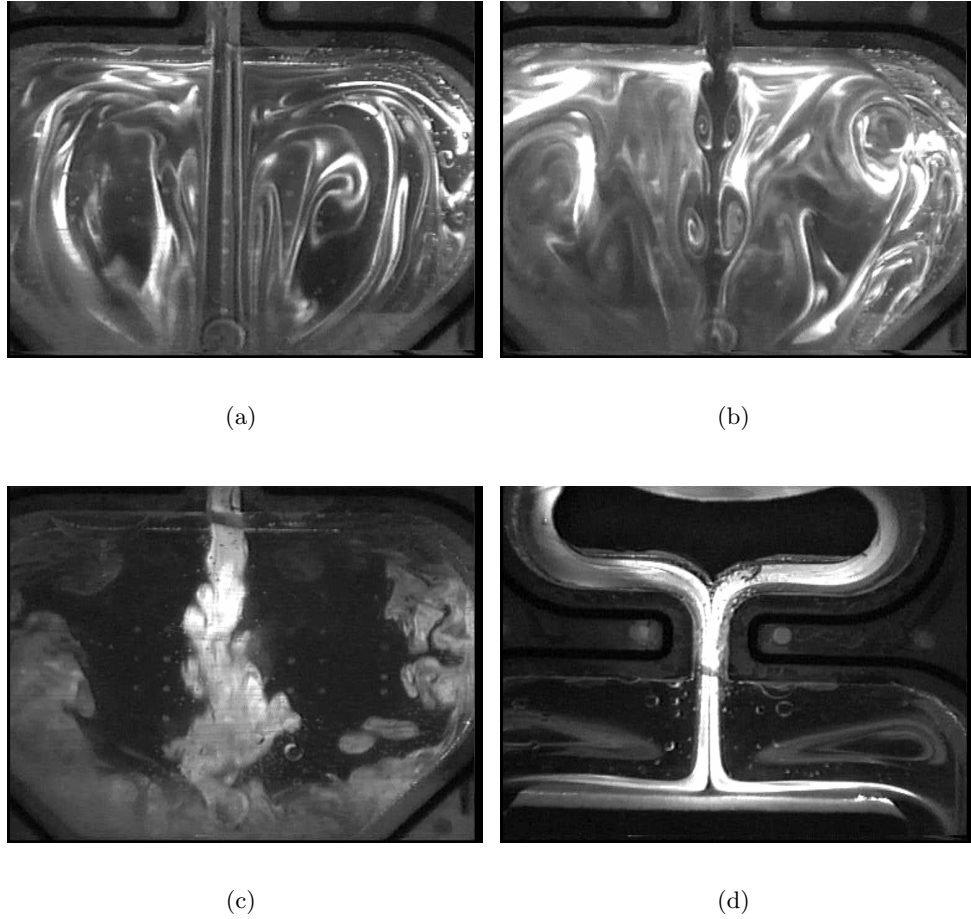


FIG. 1.4: Visualisation de l'écoulement par fluorescence induite par laser. Sans obstacle : 1.4(a) Formation de structures tourbillonnaires contra-rotatives de part et d'autre du jet stable pour $Re = 160$. 1.4(b) Propagation de perturbations pour $Re = 160$, 1.4(c) Comportement de l'écoulement confiné pour $Re = 1200$. 1.4(d) Jet impactant un obstacle dépourvu de cavité centrale, $Re = 80$.

Jet débouchant en cavité avec obstacle muni d'une cavité hémi-cylindrique

La figure 1.5(a), pour un nombre de Reynolds $Re = 40$, met en évidence un écoulement stationnaire parfaitement symétrique. Nous sommes dans un régime d'écoulement sous-critique. Le jet impacte directement le fond de la cavité centrale et se sépare en deux courants qui remontent vers le diffuseur. Ces deux courants sont ensuite à nouveau déviés vers l'aval. Ils donnent naissance à deux zones contra-rotatives emprisonnées entre le jet central et les deux courants. Nous les appelons *tourbillons primaires*.

Les figures suivantes 1.5(b) à 1.5(d) correspondent au régime super-critique pour lequel une déflexion latérale périodique du jet est observée. L'instabilité primaire du régime super-critique correspond à la brisure de symétrie de l'écoulement. Nous retrouvons pour les trois clichés les zones recirculantes (notées *A*) décrites pour l'écoulement symétrique. Elles sont alternativement déformées par la déviation du jet. Leur taille augmente pour prendre la totalité de l'espace délimité par la cavité centrale hémi-cylindrique et la paroi du diffuseur. À l'opposé de la déviation du jet, le courant dévié par la cavité centrale définit, à partir du point de décollement de la cavité, une zone *tourbillonnaire secondaire* que nous appelons *B*. La taille des tourbillons secondaires dépend majoritairement du régime d'écoulement au contraire de la taille des structures primaires qui sont davantage figées par la géométrie (x_1 et D , cf. Fig. 1.1). Le choix de ces paramètres géométriques influence effectivement le comportement oscillatoire du jet.

La cavité centrale hémi-cylindrique fixe de part et d'autre de l'écoulement une zone de *déviations potentielle* au sein de laquelle le jet oscille (sa taille dépend des paramètres x_1 et D). La forme particulière de l'obstacle, par la présence de la cavité centrale, assure un *retour local* de l'écoulement entre l'obstacle et le diffuseur, qui vient interagir avec le jet pénétrant dans la cavité. La comparaison des figures 1.4(d) et 1.5(a) illustre bien ce phénomène. L'écoulement de retour génère de la vorticité au niveau du diffuseur. Les structures crées sont alors amplifiées au niveau de la double couche de cisaillement et favorisent l'apparition du mécanisme auto-entretenu. Ce scénario est en accord avec les analyses menées par Rockwell et Naudasher [15] qui attribuent à la création de vorticité l'obtention d'un phénomène global oscillant entre un obstacle et l'entrée du domaine. L'entretien du mécanisme oscillatoire résulte du rôle conjugué induit par la présence de l'obstacle muni d'une cavité centrale et par l'interaction de l'écoulement de retour (engendré par les parois de sortie) avec le jet entrant [16].

1.3.2 Visualisation par traceur viscoélastique

La visualisation des structures d'écoulements complexes rend l'utilisation de filets de traceurs classiques inopérante en raison de leur dispersion et diffusion très rapide dans le fluide étudié. En effet, pour des écoulements turbulents, lorsque le nombre de Schmidt est grand, les frontières du traceur diff rent des frontières de vorticité en raison de la rapide diffusion du traceur introduit en amont de la position d'observation. Pour éviter ce problème, nous avons mis au point un nouveau traceur à base d'une solution de polymère de forte masse moléculaire (le polyéthylène oxyde). L'utilisation de polymères ajoutés au sein de fluides est aujourd'hui bien connue pour obtenir une réduction conséquente du frottement en canalisation

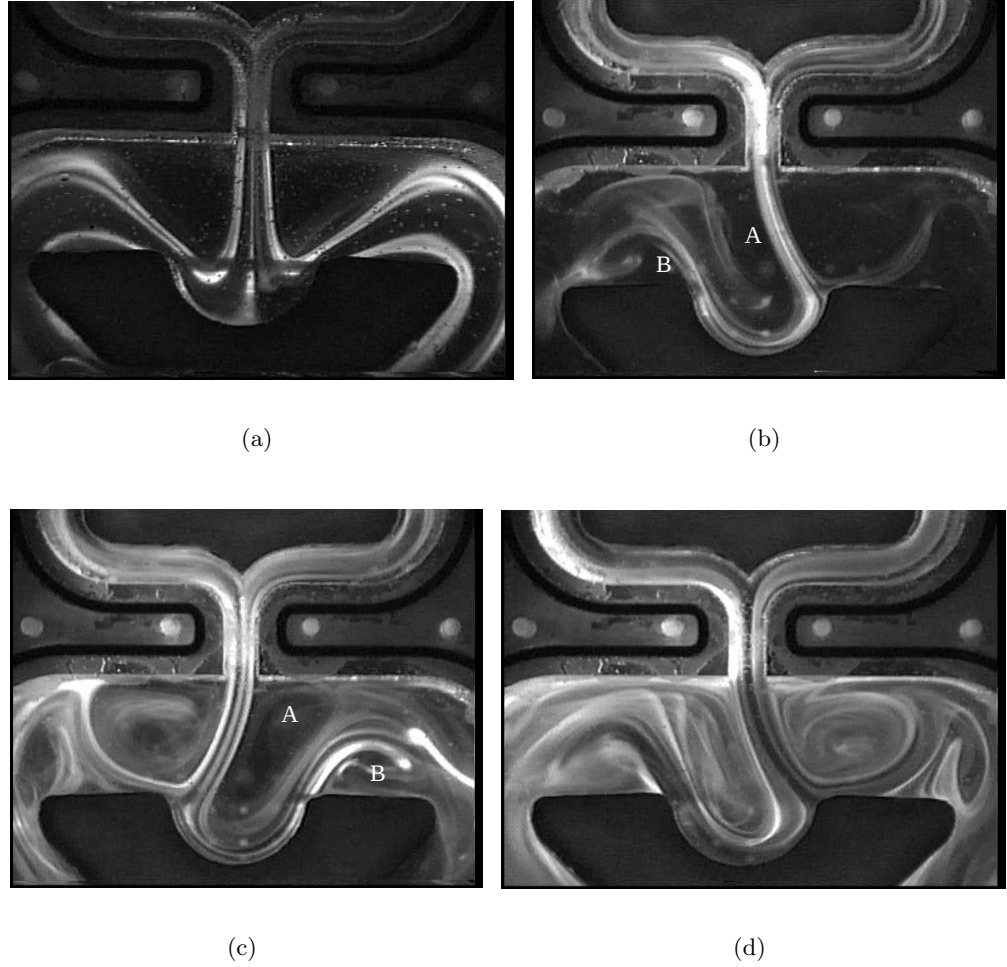


FIG. 1.5: Visualisation de l'écoulement par fluorescence induite par laser. (a) Régime sous-critique pour $Re = 40$. Régime super-critique pour $Re = 90$ (b) Déviation du jet à un instant t , (c) déviation du jet à l'instant $t + T/2$, T est la période de l'oscillation et (d) déviation du jet à l'instant $t + T$.

(effet *Toms*, [17]) mais leur utilisation pour la visualisation est nouvelle. Ce nouveau traceur a pu être élaboré grâce aux conseils du Dr J.W. Hoyt (Mechanical Engineering Department, San Diego, California, USA). Une étude rhéologique a permis de caractériser le comportement du traceur seul sous cisaillement. Celle-ci a été réalisée au Laboratoire de Physico-Chimie des Polymères (LPCP-UMR 5067) à l'UPPA avec le concours de J.P. Habas (MC). G. Gréboval, étudiant en microthèse à l'ENSGTI, a également participé aux essais.

Le traceur

Les propriétés rhéologiques élongationnelles du polymère (Polyox *WSR* – 301, de masse moléculaire $M_w = 4,106 \text{ g.mol}^{-1}$) favorisent la formation en filament, la masse moléculaire élevée permet de réduire considérablement la diffusion. Ce polymère est de type rhéofluidifiant. La stabilité de l'interface du filament est renforcée par l'ajout d'un surfactant de type $C_{16}TASal$ dans la solution de polymère. La solution aqueuse de surfactant a un comportement rhéoépais-sissant. La *recette* complète de fabrication est donnée dans la thèse de L. Lalanne [1].

Mesures rhéologiques

Les mesures ont été effectuées à 22°C avec un rhéomètre Rhéomat 30 de type Couette à cylindres coaxiaux (entrefer 3 mm). Le gradient de vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ a été maintenu à une valeur constante. L'évolution de la contrainte $\sigma(t)$ est alors enregistrée sur des durées pouvant aller jusqu'à 28 mn. Le rapport de la contrainte sur le gradient de cisaillement permet le calcul de la viscosité dynamique apparente η du produit. Enfin, lorsque la contrainte tend vers une valeur constante, il est alors possible d'estimer la *viscosité limite* de l'échantillon pour le gradient de cisaillement considéré (cf. figure 1.6(a) pour $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$). Ces mesures ont été reproduites à différents gradients de cisaillement compris entre $1,5 \text{ s}^{-1}$ et 35 s^{-1} . Le comportement observé est qualifié d'antithixotrope.

La valeur limite de la viscosité de la zone plateau relevée, son évolution est tracée en fonction du gradient de cisaillement de l'expérience (cf. figure 1.6(b)). Cette évolution est décrite de manière très satisfaisante par une loi en puissance du type Oswald : $k \cdot \dot{\gamma}^{n-1}$, avec $n = 0,18$. Dans ce cas, le produit peut être qualifié de rhéofluidifiant puisque sa viscosité limite diminue lorsque le gradient de cisaillement augmente. L'étude rhéologique a donc révélé un comportement complexe : l'action du temps et l'évolution du gradient de cisaillement agissent de façon opposée sur le comportement du traceur en écoulement.

Essais

Le traceur viscoélastique a été testé au sein de l'écoulement du *DeSFO* (maquette en Plexiglas). Les filaments de traceur que nous observons correspondent aux lignes d'émission de l'écoulement qui, pour un écoulement instationnaire, sont différentes des trajectoires et des lignes de courant. Le traceur est introduit dans la boucle hydrodynamique par un injecteur tubulaire cylindrique de faible diamètre (0,9 mm) situé dans une portion droite de canalisation, environ 200 mm en amont de la maquette. Son écoulement est gravitaire, le débit est soigneusement ajusté de façon à ce que le traceur soit entraîné à la vitesse du fluide. Bien que sa

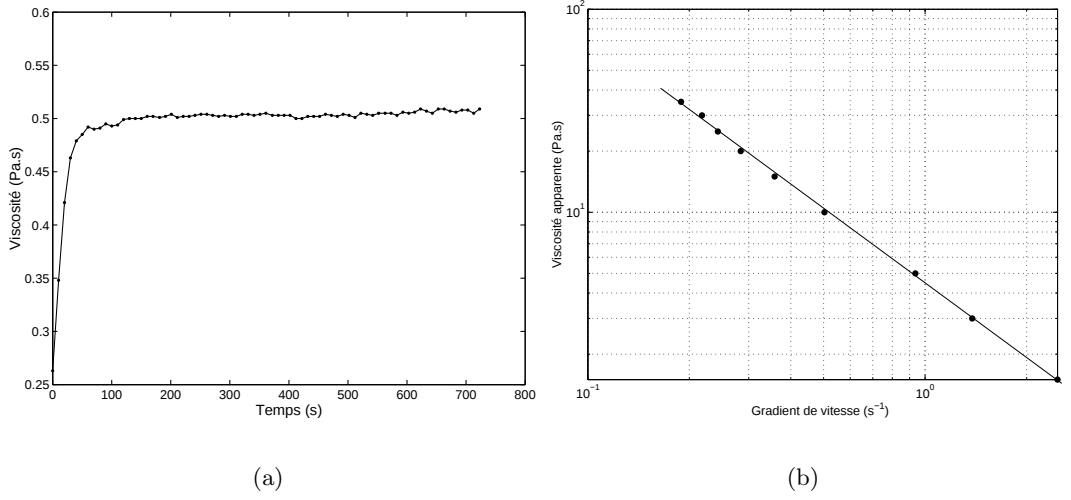


FIG. 1.6: 1.6(a) Evolution de la viscosité en fonction du temps (à gradient de vitesse constant $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$). 1.6(b) Evolution de la viscosité apparente η en fonction du gradient de vitesse.

masse volumique soit très proche de celle de l'eau, le traceur a tendance à sédimenter. Au-delà de $Re = 500$, le traceur suit bien les filets fluides. Par ailleurs, si la température du traceur n'est pas voisine de celle de l'eau, des effets de flottabilité apparaissent. L'observation du filet de traceur au niveau de l'injecteur cylindrique a montré que, même en écoulement turbulent ($Re = 3500$), le traceur ne diffuse presque pas dans l'eau. A cette vitesse la forte élasticité du traceur permet au filament de résister longtemps dans les zones d'écoulement perturbées avant de rompre sous l'effet du cisaillement. De fines structures de l'écoulement sont observables. Sur la figure 1.7, lorsque le fluide issu de la conduite cylindrique se déverse dans le conditionneur, nous pouvons remarquer que le pas de l'enroulement tourbillonnaire devient de plus en plus petit à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Corrélativement, nous observons (à l'œil) une rotation de plus en plus rapide traduisant l'augmentation de la vorticité. En ce qui concerne des mesures précises de longueur d'onde, Blanchard *et al.* [18] ont montré dans leur étude d'interaction d'un jet avec un écoulement transversal qu'une injection polymérique pouvait provoquer une amplification du processus d'apparition et d'évolution tourbillonnaire. Des écarts de longueur d'onde spatiale séparant deux structures tourbillonnaires de 9% ont pu être mis en évidence. Ce que nous observons peut donc différer quelque peu du comportement du fluide non tracé.

Dans la zone d'entrée du conditionneur, nous avons pu identifier quatre tourbillons qui résultent de la présence de deux symétries (l'une droite-gauche par rapport à un plan vertical amont-aval et l'autre haut-bas par rapport à un plan horizontal situé à 35 mm du fond des chambres) et de la stationnarité de l'écoulement à cet endroit. Dans la partie courbe du conditionneur, les tourbillons disparaissent et le filament reste bien horizontal indiquant un écoulement plan dans cette zone. Le conditionneur d'écoulement semble donc bien jouer son rôle.

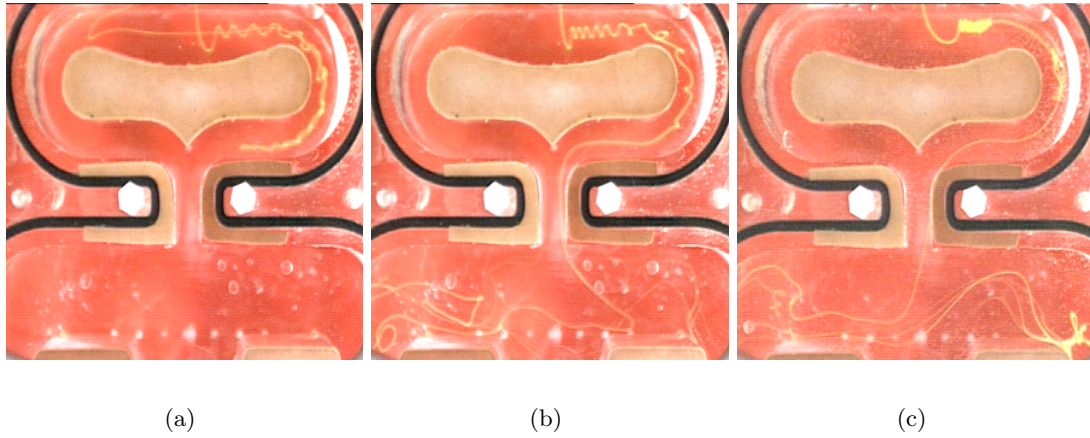


FIG. 1.7: Illustration, à l'aide du traceur viscoélastique, du changement du pas de l'enroulement tourbillonnaire autour du conditionneur en fonction du nombre de Reynolds : 1.7(a) $Re = 400$, 1.7(b) $Re = 620$, 1.7(c) $Re = 1230$.

Sur la figure 1.8, pour un nombre de Reynolds égal à 1230, nous observons l'écoulement à trois instants différents. L'oscillation de gauche à droite du filament de traceur est très nette à la sortie du diffuseur dans la zone définie par la couche de cisaillement. À partir de l'enregistrement vidéo de l'évolution du traceur il est possible de trouver la fréquence d'oscillation du jet. Dans la partie haute du conditionneur nous retrouvons la structure tourbillonnaire observée sur la figure 1.7, cette fois celle-ci se développe vers la droite (en considérant le sens de l'écoulement).

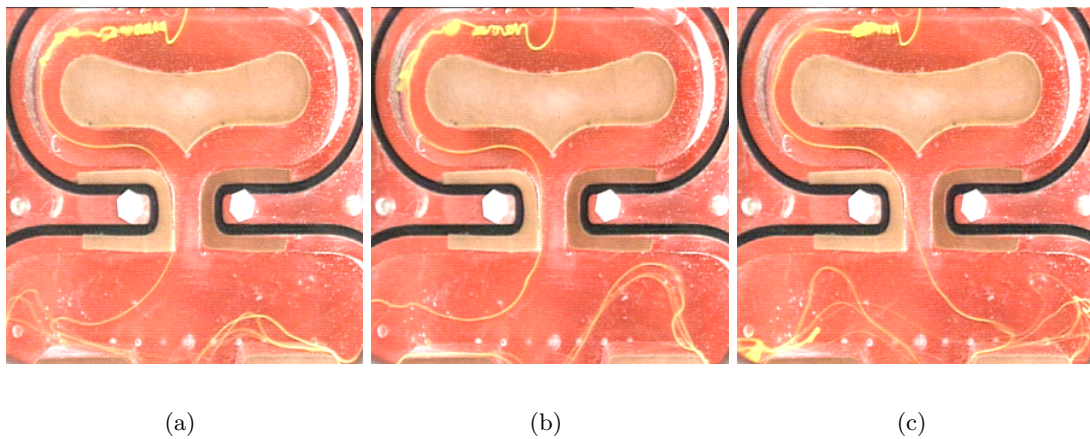


FIG. 1.8: Pour $Re = 1230$, clichés représentant des visualisations, à l'aide du traceur viscoélastique, de la déviation du jet à différents instant t au cours d'une période d'oscillation.

En conclusion, les principaux avantages liés à l'utilisation de ce traceur viscoélastique sont les

suivants :

- une réalisation de filaments qui conservent leur cohérence même pour de grands nombres de Reynolds et des zones d'écoulement fortement cisailées,
- une mise en évidence rapide de structures très fines dans l'écoulement,
- une masse volumique proche de celle de l'eau qui permet de réduire les effets de sédimentation ou de flottabilité,
- une facilité de mise en œuvre et un coût très modeste des solutions produites,
- une technique de visualisation adaptable à différents types d'écoulements turbulents, séparés, à vortex, stationnaires ou instationnaires.

1.3.3 Caractérisation du seuil des oscillations

Le signal représentant la variation de l'amplitude crête à crête de la pression différentielle est donné en figure 1.9(a) au voisinage du seuil détecté pour les oscillations. Nous avons pu confirmer l'existence d'une bifurcation de type super-critique au voisinage du seuil des oscillations. En effet, aucun hystérésis n'est apparu pour la détermination de ce seuil. Au voisinage de celui-ci, l'amplitude saturée varie comme la racine carré de l'écart au seuil $|A| \propto (Re - Re_c)^{1/2}$, ce qui est caractéristique d'une bifurcation de Hopf. La droite d'interpolation de l'évolution du carré de l'amplitude (figure 1.9(b)) a un coefficient de régression linéaire égal à 0,996. L'extrapolation de la valeur nulle de l'amplitude A_{sat}^2 permet d'estimer la valeur du nombre de Reynolds critique à $Re_c = 58,7$. Cette valeur est en bon accord avec les analyses effectuées par visualisation qui ont montré une apparition du phénomène auto-entretenu pour $Re \simeq 57$.

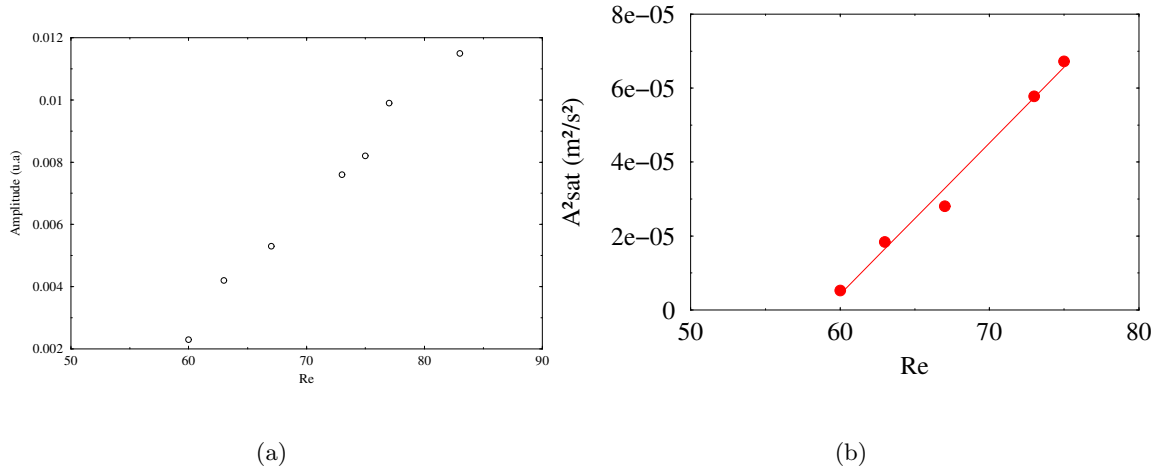


FIG. 1.9: 1.9(a) Variation de l'amplitude saturée du signal de pression. 1.9(b) Variation du carré de l'amplitude saturée du signal de pression.

Au-delà du seuil caractérisé par le nombre de Reynolds critique, l'écoulement perd sa symétrie initiale et développe donc des auto-oscillations. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.10 pour un nombre de Reynolds égal à 132. Les signaux expérimentaux présentent un bruit haute

fréquence qui a été filtré, autour de la fréquence fondamentale, à l'aide d'un filtre passe-bande de type Chebichev d'ordre 2. La fréquence de l'oscillation est commune à l'ensemble de la cavité comme le confirme la figure 1.10(b). L'amplitude des oscillations est plus forte en amont de l'obstacle qu'en aval et un déphasage existe entre les deux signaux (cf. Fig. 1.10(a)). Ce déphasage devient négligeable à fort Re . La fréquence des oscillations dépend linéairement de la vitesse débitante. Assez loin du seuil d'instabilité, cette loi n'est fonction que de paramètres géométriques de l'ensemble cavité-obstacle (cf. section 1.3.6 *modèle simplifié* et référence [3]).

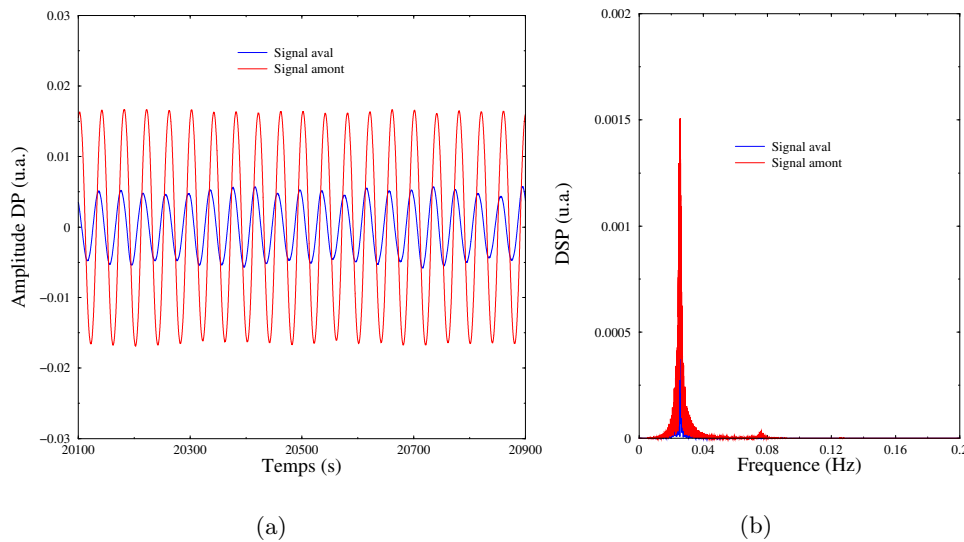


FIG. 1.10: Pour $Re = 132$: 1.10(a) Oscillation de la pression différentielle. 1.10(b) Densités spectrales de puissance associées.

1.3.4 Caractérisation de la linéarité de la réponse en fréquence

Des caractérisations expérimentales ont été également menées sur un petit banc aérodynamique. Ce dernier a permis d'établir des évolutions, de la fréquence d'oscillation, du nombre de Strouhal asymptotique, en fonction de divers paramètres géométriques ainsi que la caractérisation des pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds.

La figure 1.11(a) montre l'évolution linéaire de la fréquence d'oscillation en fonction du nombre de Reynolds. Cette fréquence est d'autant plus importante que la distance de confinement x_1 est petite. C'est bien sûr cette linéarité de la réponse fréquentielle et la *robustesse du phénomène* qui rend l'oscillateur intéressant pour une utilisation en tant que débitmètre. En effet le comportement oscillatoire se conserve alors que nous travaillons successivement en régime laminaire, transitionnel et turbulent.

La figure 1.11(b) montre l'évolution du nombre de Strouhal ($St = \frac{f \cdot d}{V}$) en fonction du nombre de Reynolds pour les trois valeurs de x_1 : 25, 35 et 45 mm. Ce paramètre de similitude revêt une importance toute particulière en débitmétrie car la linéarité d'un système de comptage est considérée correcte lorsque le nombre de Strouhal reste constant dans une marge de tolérance

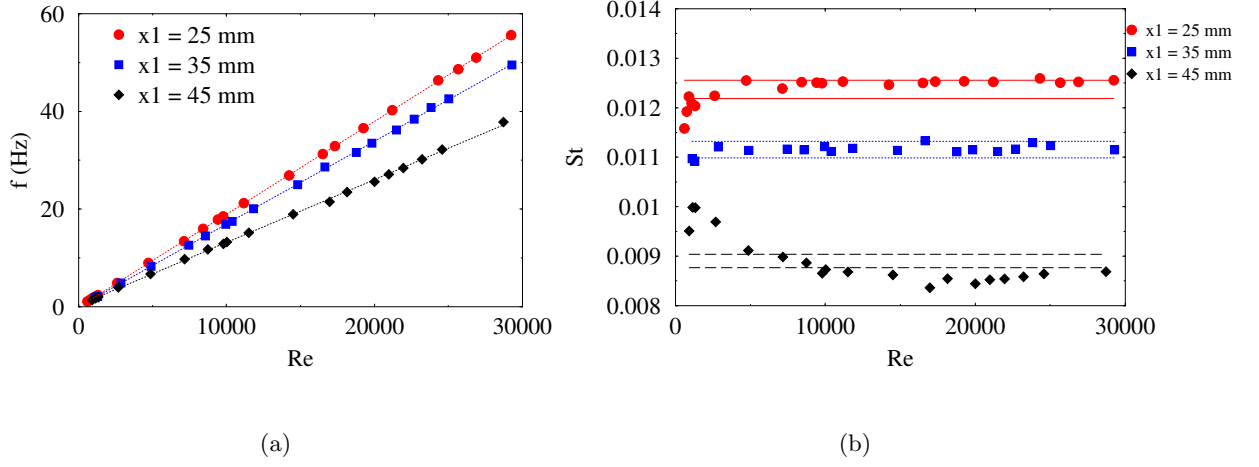


FIG. 1.11: Selon la position obstacle–diffuseur x_1 et en fonction du nombre de Reynolds : 1.11(a) évolution de la fréquence d’oscillation f et 1.11(b) évolution du nombre de Strouhal St . Tracé des marges de tolérance à $\pm 1.5\% \overline{St}$. Écoulement d’air.

définie par $\overline{St} \pm 1.5\% \overline{St}$ sur toute la gamme des débits envisagés.

Le nombre de Strouhal peut être exprimé en fonction du nombre de Strouhal asymptotique St_∞ (cf. Pacheu *et al.* [3]) :

$$St = St_\infty + \frac{\beta}{Re} = \frac{\alpha \cdot d^2}{\nu} \quad (1.1)$$

où α correspond à la pente de la droite d’évolution $f = \alpha \cdot Re + f_0$ avec f_0 la fréquence caractéristique de la bifurcation. Le tableau 1.1 montre l’indépendance du nombre de Strouhal asymptotique vis-à-vis du fluide de travail utilisé. Il est donc possible d’estimer la réponse en fréquence de l’oscillateur lors d’un changement de fluide (newtonien) en considérant simplement le rapport des viscosités cinématiques.

$T = 20^\circ\text{C}$ et $P = 1,013 \cdot 10^5$ Pa	Eau	Air
Masse volumique ($\text{kg} \cdot \text{m}^3$)	998	1,2
Viscosité cinématique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	$1,007 \cdot 10^{-6}$	$1,51 \cdot 10^{-5}$
St_∞ $x_1 = 25$ mm	$1,31 \cdot 10^{-2}$	$1,27 \cdot 10^{-2}$
St_∞ $x_1 = 35$ mm	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$
St_∞ $x_1 = 45$ mm	$8,81 \cdot 10^{-3}$	$8,60 \cdot 10^{-3}$

TAB. 1.1: Valeurs de St_∞ obtenues pour les deux fluides air et eau en fonction de la distance au diffuseur x_1 .

1.3.5 Influence des divers paramètres géométriques

L'influence importante de distance obstacle–diffuseur x_1 sur la fréquence d'oscillation a été donnée au paragraphe 1.3.4 ci-dessus. Nous avons montré par ailleurs [1] que l'évolution du nombre de Strouhal asymptotique n'était pas affectée tant que la profondeur h du *DesFO* ne devenait pas inférieure à 50 mm. Cela permet de justifier l'hypothèse de bi-dimensionnalité retenue lors de la simulation de l'écoulement.

Pour une valeur $x_1 = 35$ mm, les variations des paramètres b/w et D ont été étudiées. Le rapport de blocage b/w correspond au rapport de la largeur de la chambre d'oscillation à celle de l'obstacle. Par rapport à la géométrie de référence $b/w = 1,454$, deux autres rapports ont été testés, $b/w = 1,818$ (w réduite de 20%) et $b/w = 1,212$ (w augmentée de 20%). La figure 1.12(a) montre que, pour une largeur de l'obstacle w plus petite (rapport b/w grand), la fréquence d'oscillation est plus élevée. La section de passage offerte au fluide est alors plus grande. Lorsque le confinement latéral est important (rapport b/w petit), le jet a tendance à s'infléchir vers les parois de la chambre d'oscillation, ce qui empêche la formation des courants de retour qui sont importants pour l'entretien du phénomène oscillatoire [19].

La figure 1.12(b) illustre la réponse en fréquence en fonction du diamètre de la cavité de

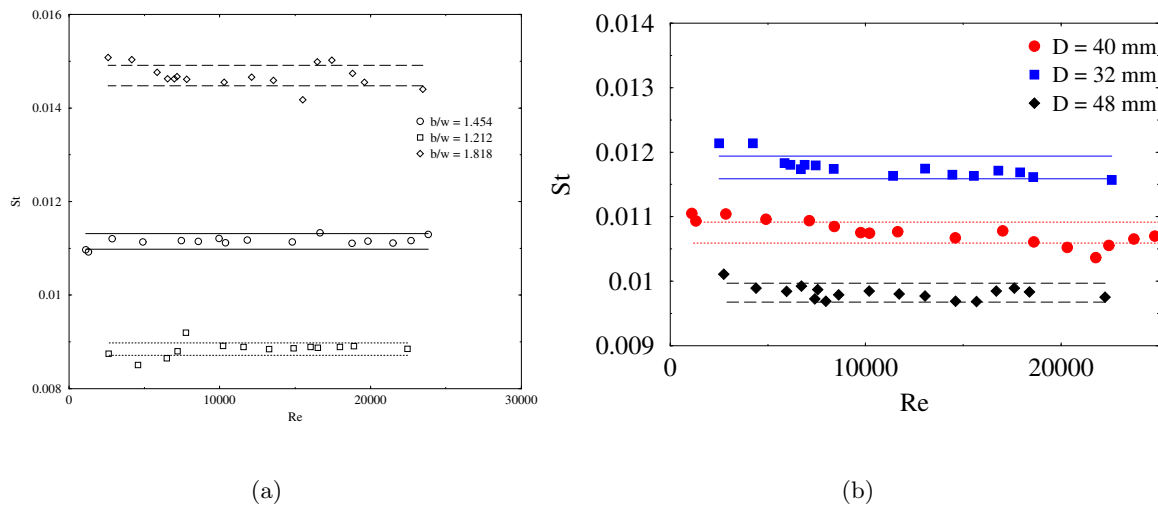


FIG. 1.12: Evolution du nombre de Strouhal pour : 1.12(a) différents rapports de blocage b/w et 1.12(b) différentes tailles de cavité D .

l'obstacle D . Plus le diamètre D est petit, plus la fréquence d'oscillation est élevée. Les positions maximales de déviation du jet ont tendance à *se caler* sur les angles de la cavité hémicylindrique, donc plus cet angle sera aigu, plus la fréquence d'oscillation sera grande. Il y a cependant une limite à la diminution de D en relation avec la largeur du diffuseur. Nous avons vu, d'autre part, qu'en l'absence de cavité l'oscillation ne se produit pas.

En parallèle (non détaillé ici), des caractérisations plus appliquées correspondant à l'obtention de courbes d'étalonnage ont été réalisées sur le banc d'étalonnage en air de la société GSO, banc qui couvre une gamme de débits importante et permet des tests sous pression.

1.3.6 Modèle simplifié

L'étude de la modification du comportement métrologique pour les variations des paramètres géométriques x_1 , D et du rapport b/w nous a incité à développer un modèle simplifié qui permet d'estimer en terme de fréquence leur influence. Ce modèle aboutit à une expression de la fréquence d'oscillation uniquement liée à des paramètres d'ordre géométriques et à la vitesse moyenne débitante au niveau du diffuseur. Les hypothèses et le raisonnement qui ont conduit à ce résultat sont présentés dans la publication aux *C. R. Acad. Sci.* reproduite en annexe 1 [3].

La loi d'échelle estimant la variation de la fréquence avec le débit est donnée par la relation suivante :

$$f = \frac{E l d}{2\pi d' S} V_0 \quad \text{avec :} \quad (1.2)$$

- f la fréquence d'oscillation,
- E le nombre d'Euler,
- l la distance obstacle – canal de sortie,
- d la largeur du diffuseur,
- d' la largeur moyenne des deux branches A et B (cf. Fig. 2 réf. [3]),
- S la surface dans le plan horizontal de la chambre d'oscillations,
- V_0 , la vitesse moyenne en sortie du diffuseur.

1.3.7 Mesures par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore

Des mesures de vitesse au sein de la chambre d'oscillation ont été effectuées par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore. Le principe de mesure est identique à celui détaillé dans la publication de Le Guer *et al.* [20]. Pour la mesure de la vitesse transversale V_y la sonde a été placée transversalement à la direction principale du jet sur la paroi supérieure du prototype. La sonde est placée sur un couvercle spécial muni de bords qui retiennent une fine couche d'eau servant à adapter l'impédance acoustique. Les trains d'ondes sont émis, selon la profondeur de la maquette, dans la direction représentée sur la figure 1.13. Différents types de particules ou émulsions ont été testés pour trouver l'ensemencement qui permette d'effectuer les mesures avec la meilleure restitution du signal Doppler et le moins de sédimentation possible (objet du travail de microthèse de D. Hélary [21]). Finalement, nous avons choisi d'utiliser une poudre de nylon (Rilsan), de densité $d = 1,02$ et de diamètre moyen $35 \mu m$. Cette poudre étant difficilement mouillable, nous avons facilité sa dispersion en ajoutant en très faible quantité un tensio-actif de type non-ionique. La concentration utilisée $C = 0,35 \text{ g.l}^{-1}$ permet de travailler jusqu'à la limite basse du nombre de Reynolds égale à $Re_{min} = 150$.

Sur la figure 1.14(a) est représentée l'évolution instantanée selon la profondeur h de la vitesse transversale V_y pour un nombre de Reynolds très au dessus du seuil d'apparition des oscillations ($Re = 2428$). La figure 1.14(b) donne les résultats de la transformée de Fourier des signaux de la vitesse temporelle enregistrés aux points A, B et C positionnés respectivement aux hauteurs $h/2$, $h/4$ et $-h/4$. La fréquence fondamentale de l'oscillation se dégage très nettement et le spectre fait également apparaître l'harmonique double $2f$. Le caractère global de l'instabilité

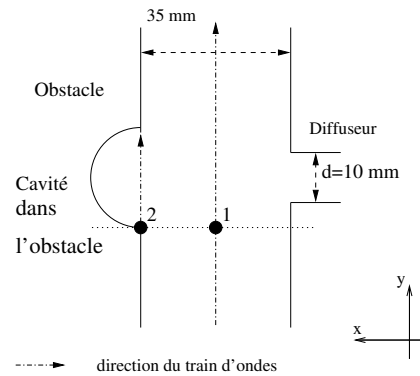


FIG. 1.13: Vue de dessus de la zone de la chambre d'oscillation située entre le diffuseur et l'obstacle. Schématisation de la direction du train d'ondes ultrasonores le long de laquelle la composante de vitesse V_y est mesurée (tir selon la profondeur).

a pu être révélé en analysant des signaux de vitesse à d'autres endroits de la cavité et pour d'autres profondeurs, la fréquence fondamentale est bien identique pour tout le domaine fluide.

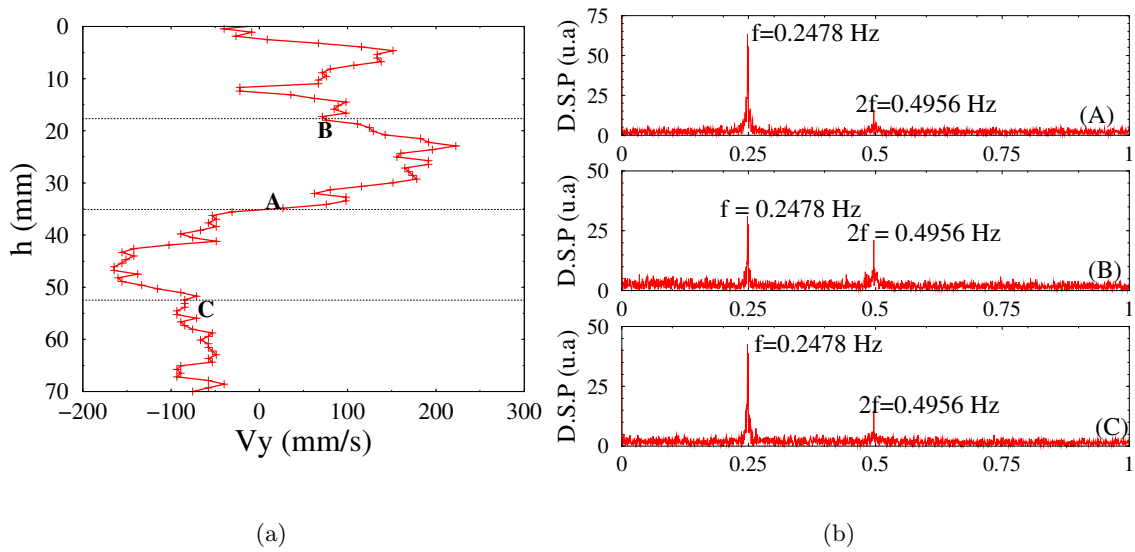


FIG. 1.14: Pour un nombre de Reynolds $Re = 2428$: 1.14(a) Profil instantané de vitesse transversale V_y pris en amont de l'obstacle et 1.14(b) transformées de Fourier du signal temporel de la composante V_y pour les points A ($h/2$), B ($h/4$) et C ($-h/4$) donnés sur la figure 1.14(a).

Le tableau 1.2 donne un comparatif des nombres de Strouhal asymptotiques obtenus pour trois moyens d'analyse différents, la VDU du signal de vitesse transversale, la mesure différentielle de pression et la simulation numérique 2D. Nous remarquons que les deux valeurs expérimentales sont très proches, celle correspondant à la simulation numérique est légèrement plus forte mais peut être expliquée par une distance diffuseur-obstacle plus petite (en accord avec les résultats présentés sur la figure 1.11(b) illustrant l'influence du facteur x_1).

Moyen d'analyse	St_∞
VDU ($x_1 = 35$ mm)	0,0101
Pression différentielle ($x_1 = 35$ mm)	0,0109
Simulation numérique (2D, $x_1 = 25$ mm)	0,0122

TAB. 1.2: Comparaisons des valeurs de St_∞ obtenues pour différents moyens d'analyse expérimentaux et numérique.

1.4 Écoulement auto-oscillant : caractérisations numériques

La dynamique du jet plan en écoulement confiné a également été étudiée numériquement. Le code de mécanique des fluides FLUENT a été utilisé. Des simulations bi-dimensionnelles pour le domaine de calcul représenté sur la figure 1.1 ont été réalisées pour obtenir des temps de calculs raisonnables.

1.4.1 Conditions d'étude

Un jet d'air à pression atmosphérique est considéré. La distance diffuseur-obstacle est fixée à $x_1 = 25$ mm. Les positions adimensionnées des points d'analyse sont représentées sur la figure 1.1. Une étude de sensibilité au raffinement du maillage a montré qu'une précision satisfaisante sur les valeurs du champ de vitesse était obtenue pour un maillage structuré de 17172 nœuds. Le maillage a été resserré dans les zones situées de part et d'autre de l'axe de symétrie en amont et en aval de l'obstacle. Le profil de vitesse en entrée du diffuseur est plat (vitesse constante imposée). La condition d'adhérence (composantes de vitesse longitudinale et transversale nulles) est appliquée aux parois du domaine. La condition sur la frontière de sortie est une condition de type *profil de vitesse répétitif*. Comme condition initiale, un champ de vitesse nul est choisi pour tout le domaine. Les calculs ont été réalisés en régime instationnaire avec un pas de temps fixé après optimisation à $\Delta t = 0,05$ s.

1.4.2 Mise en évidence du comportement oscillatoire

Une analyse bibliographique concernant les écoulements confinés ou les écoulements de sillage en aval d'obstacles de formes diverses [7], [22], [23], [13] a permis de définir la gamme de nombres de Reynolds à étudier, à savoir entre les valeurs 20 et 170 (les simulations numériques ont en effet précédé de quelques mois les caractérisations expérimentales).

Sur la figure 1.15(a) est représentée l'évolution de la composante de vitesse transversale sur l'axe de symétrie pour un nombre de Reynolds $Re = 20$. La figure voisine 1.15(b) montre les lignes de courant de l'écoulement associé. Pour ce nombre de Reynolds, l'écoulement est stationnaire et symétrique, aucune oscillation n'est détectée sur le signal de vitesse transversale, nous sommes en régime sous-critique. Nous retrouvons les deux tourbillons primaires, générés

par le fort cisaillement à la sortie du diffuseur, observés lors des visualisations expérimentales. Nous devinons également la présence d'une poche de recirculation à l'aval de l'obstacle.

En augmentant progressivement le nombre de Reynolds, le déclenchement de l'instabilité naît

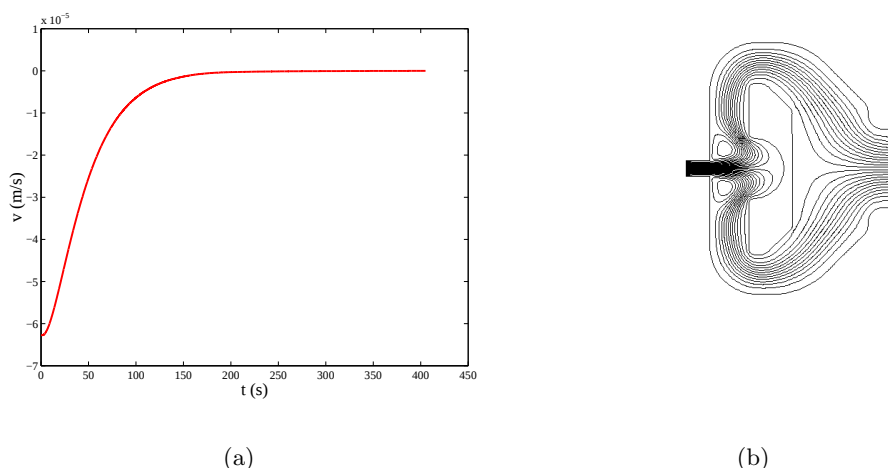


FIG. 1.15: Régime sous-critique pour $Re = 20$: 1.15(a) Evolution temporelle de la vitesse transversale v en $x/d = 0$ et 1.15(b) représentation des lignes de courant.

de l'amplification du bruit numérique. La figure 1.16(a) montre que pour $Re = 60$, la composante transversale de la vitesse n'est plus amortie dans le temps par les effets visqueux mais présente au contraire une amplification qui conduit au-delà de 300 s à un signal périodique d'amplitude saturée constante. Dans les tous premiers instant du développement de l'instabilité, qui correspondent au régime linéaire, la variation de l'amplitude du signal est caractérisée par une évolution exponentielle de la forme $A(x, y, t) \sim \exp^{\sigma t}$, où σ est le taux de croissance de la perturbation [24], [25]. La détermination du seuil critique des oscillations peut être obtenue en suivant l'évolution de σ au proche voisinage du seuil [26]. Cette analyse a permis de déterminer la valeur du nombre de Reynolds critique $Re_c \approx 49,9$ (Lalanne *et al.*, [4]). L'autre alternative, déjà utilisée lors des caractérisations expérimentales (section 1.3.3), consiste à étudier l'évolution de l'amplitude saturée du signal de vitesse transversale avec le nombre de Reynolds, toujours au proche voisinage du seuil. Cette amplitude est déterminée après la fin du régime linéaire lorsque l'enveloppe du signal de vitesse se détache de la variation exponentielle pour saturer sous l'effet des non-linéarités. Une illustration de ce phénomène est donnée sur la figure 1.16(b). L'enveloppe est calculée à partir de la transformée de Hilbert du signal $V_y(t)$ [27].

En étudiant la variation du carré de l'amplitude saturée au voisinage du seuil des oscillations (cf. Fig. 1.17(a)), nous montrons l'existence d'une biburcation de Hopf super-critique [28]. Le domaine de validité de la loi $|A| \sim (Re)^{1/2}$ correspond aux nombres de Reynolds compris dans l'intervalle [51–65] ($\varepsilon \leq 0,275$, en utilisant la définition de l'écart au seuil $\frac{Re - Re_c}{Re_c}$). La valeur nulle de A_{sat}^2 obtenue par régression linéaire donne une valeur de $Re_c \approx 51$. Cette valeur est très proche de celle que nous avons déterminée à partir de l'évolution du taux de

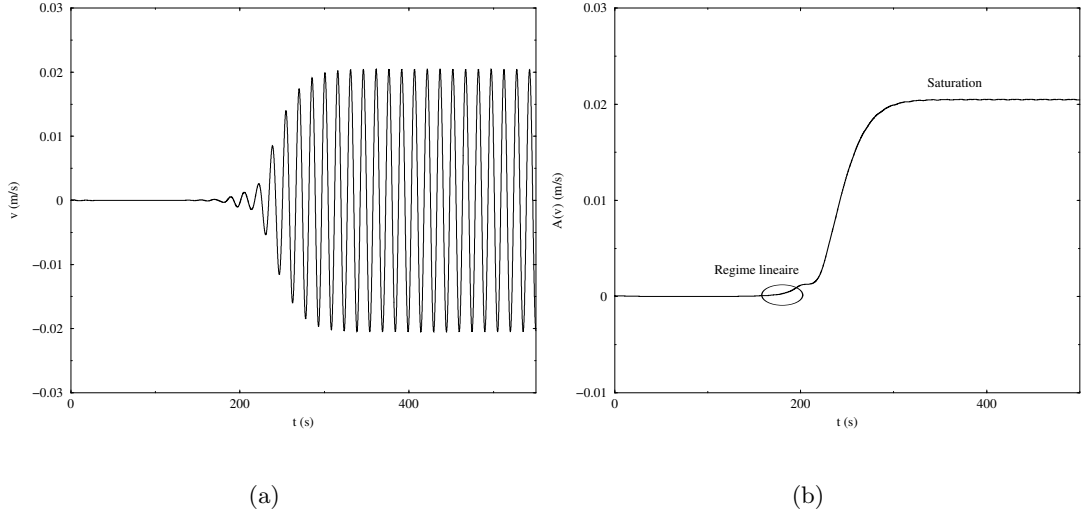


FIG. 1.16: Régime super-critique pour $Re = 60$: 1.16(a) Evolution temporelle de la vitesse transversale v en $x/d = 2$ et 1.16(b) enveloppe du signal de vitesse transversale obtenue à l'aide de la transformée de Hilbert de ce dernier.

croissance de l'instabilité en régime linéaire $Re_c \approx 49,9$ [4].

La valeur du nombre de Reynolds critique obtenue est aussi du même ordre de grandeur que celle trouvée expérimentalement (à 13% près). Deux raisons peuvent expliquer cet écart. D'une part, la non prise en compte des tridimensionalités de l'écoulement pour la simulation numérique et, d'autre part, le fait que cette dernière a été effectuée pour une distance entre l'obstacle et le diffuseur de $x_1 = 25$ mm contre $x_1 = 35$ mm pour l'étude expérimentale.

L'évolution de la fréquence des oscillations pour de faibles nombres de Reynolds est donnée sur la figure 1.17(b), celle-ci est globalement linéaire ($R = 0,995$). Elle présente cependant deux petites discontinuités (aux alentours de $Re = 60$ et $Re = 100$) qui n'ont pas pu être expliquées. Expérimentalement, pour un écoulement en aval d'un cylindre [29], [30], [31], [32], ce type de discontinuité existe. Leweke et Provansal [30] l'attribuent au changement de comportement des allées de Von Karman transitant vers un état moins organisé pour lequel un élargissement du spectre associé à la fréquence fondamentale est observé. Expérimentalement, nous n'avons pas mis en évidence ce type de comportement.

1.4.3 Modes globaux

La distribution spatiotemporelle des fluctuations de la vitesse associées aux oscillations auto-entretenues du jet confiné constitue ce que l'on appelle un *mode global* de l'écoulement. Nous avons étudié la déformation du mode global lorsque les non-linéarités apparaissent à mesure que l'on s'éloigne du seuil critique des oscillations. Lorsque l'état oscillant saturé est obtenu, un *mode global non-linéaire* est défini. Sur la figure 1.18, à partir de l'enregistrement de l'amplitude saturée (A_{sat}) du signal de vitesse en divers points sur l'axe de la chambre

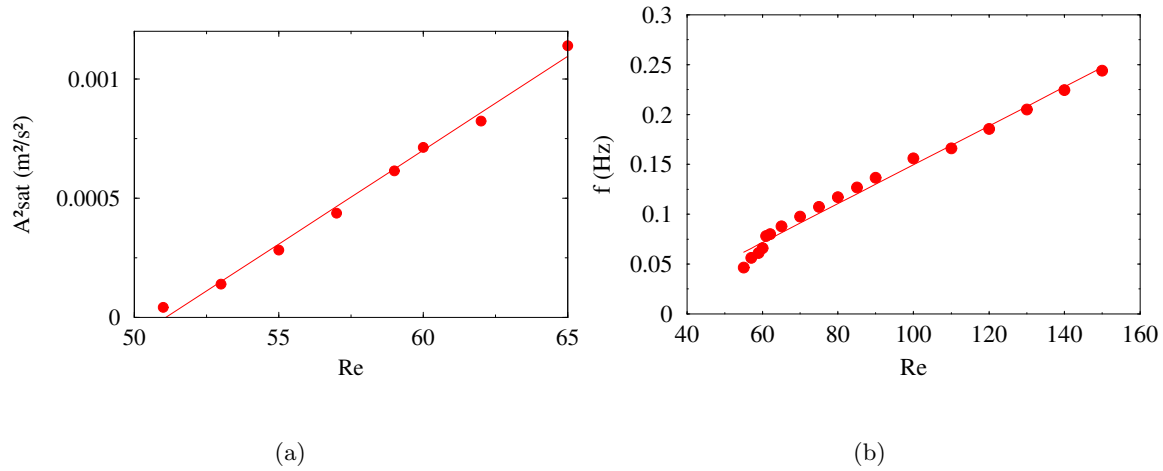


FIG. 1.17: 1.17(a) Evolution du carré de l'amplitude saturée du signal de la vitesse transversale en fonction du nombre de Reynolds. 1.17(b) Evolution de la fréquence d'oscillation en fonction du nombre de Reynolds.

d'oscillation et en amont de l'obstacle, l'allure du mode global est donnée pour des nombres de Reynolds allant de 51 à 150. L'amplitude saturée a été normalisée, pour chaque nombre de Reynolds, par la valeur maximale enregistrée, comme l'ont fait Goujon-Durand *et al.* [33] ou Wesfreid *et al.* [23] par exemple pour l'écoulement de sillage en aval d'un obstacle. Le mode global nous donne une indication de l'évolution spatiale de la perturbation le long de la direction principale de l'écoulement, x . Nous remarquons que, quel que soit le nombre de Reynolds étudié, les profils ont la même allure. De plus, le maximum de $A_{sat}/\max(A_{sat})$ pour la composante longitudinale de vitesse u est toujours situé à la cote $x/d = 2,5$. Corrélativement, à la même abscisse réduite, nous observons le minimum de $A_{sat}/\max(A_{sat})$ pour la composante transversale de vitesse v . Les deux composantes de vitesse ont, par ailleurs, toujours un comportement en opposition. Nous avons par conséquent un échange d'énergie entre ces deux composantes de vitesse. Pour un nombre de Reynolds égal à 60 et un niveau de forçage thermique² ΔT de 10 ou 20°C, nous avons pu montrer que l'allure du mode global n'était pas du tout modifiée par rapport au cas en dynamique pure. Le comportement du jet oscillant en cavité est donc peu sensible à une perturbation *thermique* extérieure, ce qui est une caractéristique intrinsèque d'un écoulement instable de nature absolue.

1.4.4 Décomposition d'une perturbation selon les modes de Fourier

Une méthode d'analyse en perturbation de la fonction de courant obtenue en dynamique a été mise au point. Cette méthode donne une cartographie des différents modes de Fourier qui aide à la compréhension du développement de la perturbation et du mécanisme de saturation non-linéaire conduisant à l'obtention du cycle limite. Elle a permis également de suivre l'évolution des motifs sous l'effet d'une perturbation thermique passive.

²Cf. paragraphe 1.6 (*Effets Thermiques*) ci-après pour une définition du niveau de forçage thermique.

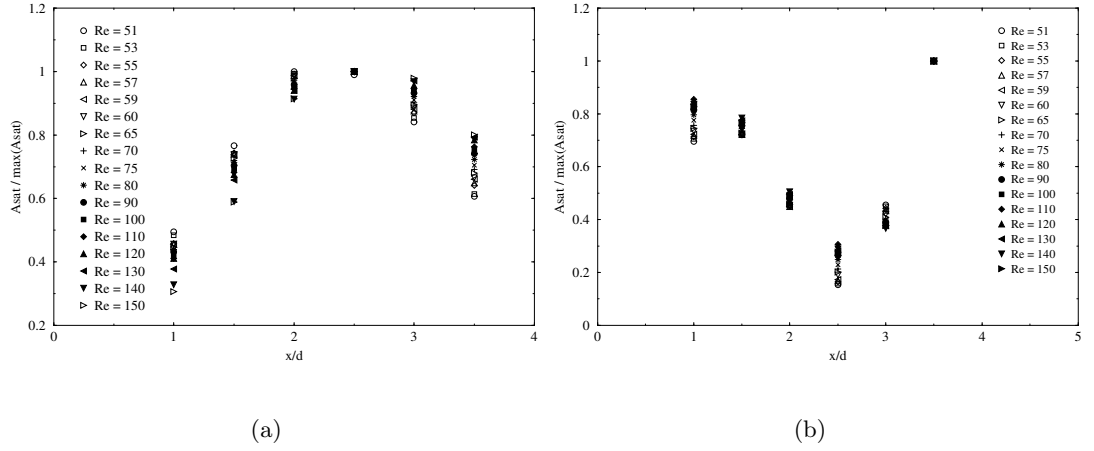


FIG. 1.18: Evolution de la quantité $A_{sat}/\max(A_{sat})$ en amont de l'obstacle, 1.18(a) pour la composante longitudinale de vitesse u et 1.18(b) pour la composante transversale de vitesse v .

Nous avons montré numériquement qu'en l'absence de perturbation thermique, une instabilité oscillante se développe au-delà de $Re_c = 51$. Celle-ci est caractérisée par une fréquence commune à tout l'écoulement et une amplitude saturée variant selon le point de mesure choisi.

Cette méthode a été développée par Dušek *et al.* [34] et a été utilisée avec succès par Pagneux, Maurel et Bouchet [35], [36], [13] dans le cadre d'écoulements confinés au sein de cavités. Le développement formel de la méthode n'est pas détaillé ici. Nous rappelons simplement l'expression de l'équation de Navier-Stokes linéarisée et adimensionnée, ramenée à un problème aux valeurs propres, pour la fonction de courant :

$$(\lambda \nabla^2 + L) \Phi = 0 \quad (1.3)$$

où Φ est la transformée de Laplace de la perturbation φ superposée à l'écoulement de base stationnaire dont la fonction de courant est ϕ_0 et L un opérateur linéaire associé à ϕ_0 . Nous écrivons alors le champ de perturbation sous la forme :

$$\Phi(x, y, t) = A(t) \cdot \Phi_0(x, y) + \Phi'(x, y, t) \quad (1.4)$$

où Φ' correspond à la déformation due aux non-linéarités de la fonction propre Φ_0 observée en régime linéaire. Nous nous plaçons légèrement au dessus du seuil d'apparition du phénomène oscillant. Nous supposons, par analogie avec les travaux de Bouchet [13], que nous n'avons qu'un seul mode instable dans le régime linéaire caractérisé par la fonction propre $\Phi_0(x, y)$ associée à λ . Nous analysons alors la répartition spatiale de cette perturbation en la décomposant dans le régime saturé en modes pairs et impairs de Fourier. Pour ce faire, nous enregistrons l'ensemble du champ instantané pour la fonction de courant sur tout le domaine physique à différents instants pour obtenir :

- le champ de base Φ_B de la fonction de courant qui est indépendant du temps,
- le champ instantané en régime linéaire,

- les champs instantanés en régime saturé à t , $t + T/4$, $t + T/2$ et $t + 3T/4$ où T est la période du phénomène.

La décomposition du champ $\Phi(t)$ en série de Fourier est la suivante :

$$\Phi(t) = a_0 + \sum_n^{\infty} (a_n \cdot \cos(n\omega t) + b_n \cdot \sin(n\omega t))$$

avec $\omega = 2\pi/T$, nous pouvons alors donner le motif spatial du mode impair,

$$\Phi_1(t) = \frac{1}{2}(\Phi(t) - \Phi(t + \frac{T}{2}))$$

le motif spatial du mode pair,

$$\Phi_2 = \frac{1}{4}(\Phi(t) - \Phi(t + \frac{T}{4}) + \Phi(t + \frac{T}{2}) - \Phi(t + \frac{3T}{4}))$$

et le motif spatial du mode à fréquence nulle,

$$\Phi_{nulle} = \frac{1}{4}(\Phi(t) + \Phi(t + \frac{T}{4}) + \Phi(t + \frac{T}{2}) + \Phi(t + \frac{3T}{4})) - \Phi_B$$

Les résultats présentés correspondent à un nombre de Reynolds $Re = 60$ choisi au voisinage du seuil critique ($\varepsilon = 0.176$). Le champ de base stationnaire correspondant à la fonction de courant Φ_B est représenté sur la figure 1.19(a). Le champ de perturbation en régime linéaire est présenté sur la figure 1.19(b), il a une répartition spatiale anti-symétrique conformément aux résultats trouvés par Bouchet [13] et Pagneux *et al.* [35] dans le cas d'une cavité parallélépipédique. Le champ de perturbation en régime saturé est présenté selon sa décomposition en modes pair, impair et à fréquence nulle respectivement sur les figures 1.19(c), 1.19(d) et 1.19(e). Le motif spatial du mode 1 (Φ_1 sur Fig. 1.19(c)) est sensiblement identique à celui du champ de perturbation en régime linéaire (Φ_0 sur Fig. 1.19(b)). L'analyse de la méthode de décomposition de la perturbation révèle que la vitesse transversale a les mêmes propriétés de symétrie que la fonction de courant. Le mode impair Φ_1 est une fonction paire de y . Par conséquent, le mode impair de la figure 1.19(c) représente l'évolution de la fonction propre en régime linéaire sous le développement de l'harmonique fondamentale. Analogiquement, le mode pair Φ_2 (Fig. 1.19(d)) correspond à la répartition spatiale du mode à fréquence double [35]. Nous remarquons également que ce mode pair possède une taille caractéristique correspondant à la moitié de celle du mode 1, en accord avec le fait que les non-linéarités d'ordre 2 impliquent une croissance en $\sim \exp^{2i(kx - \omega t)}$. Cependant, nous n'observons pas une répartition parfaitement symétrique de ce motif pair, comme le prévoit la méthode de décomposition. Le mode à fréquence nulle représenté sur la figure 1.19(e) est associé à une déformation du champ de base stationnaire. Comme l'a montré l'analyse d'Hannemann et Oertel [26], le développement des oscillations modifie la partie stationnaire de l'écoulement. Son motif, dans notre configuration, est complexe et est difficile à interpréter.

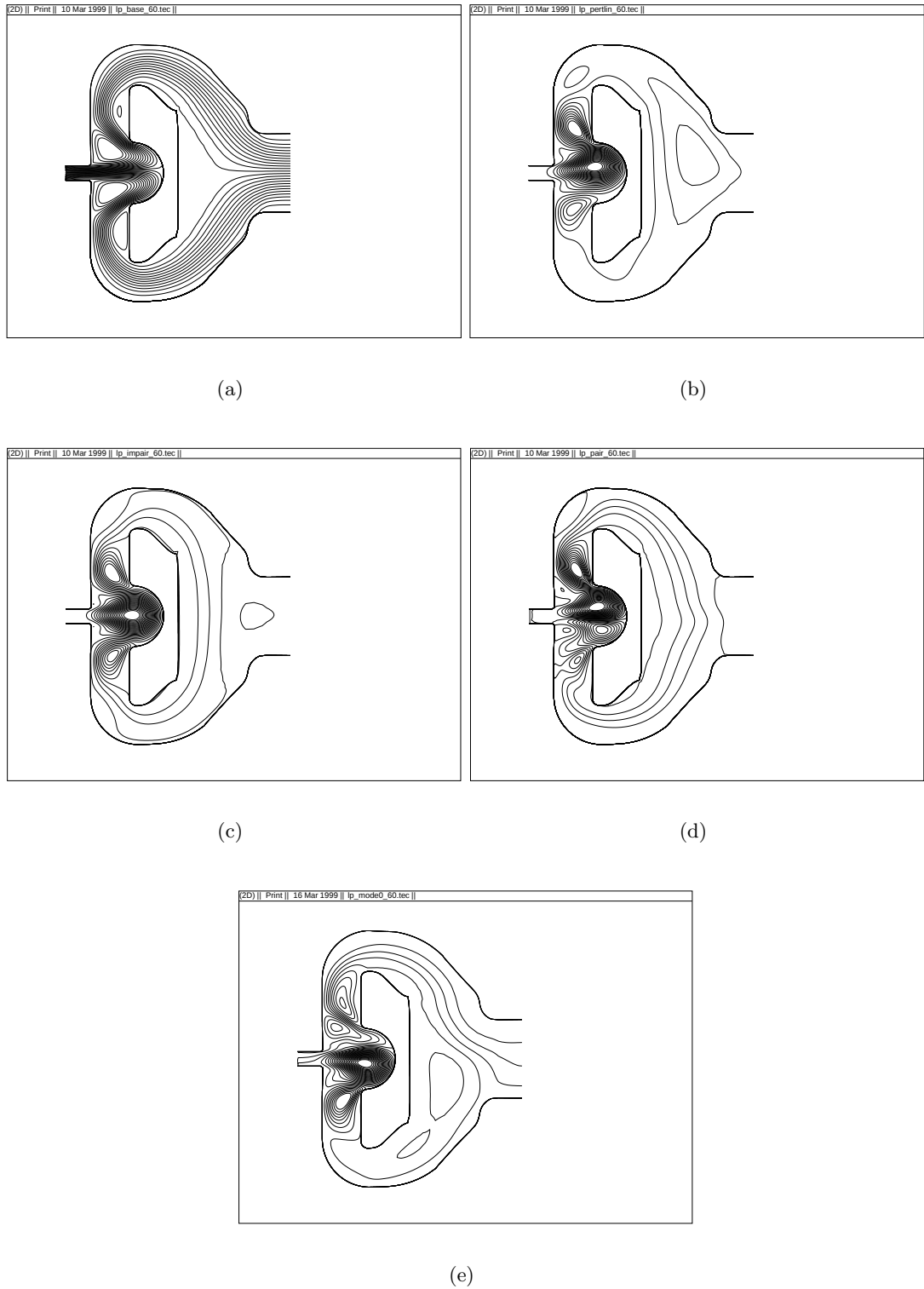


FIG. 1.19: Pour $Re = 160$, motifs spatiaux : 1.19(a) du champ de base Φ_B , 1.19(b) du champ de perturbation Φ_0 en régime linéaire, 1.19(c) du mode impair Φ_1 du champ de perturbation en régime saturé, 1.19(d) du mode pair Φ_2 du champ de perturbation en régime saturé et 1.19(e) du mode à fréquence nulle Φ_{nulle} du champ de perturbation en régime saturé.

1.5 Analyse de structures par Décomposition Bi-Orthogonale

Nous avons mis en œuvre la méthode de Décomposition Bi-Orthogonale (*DBO*) aux valeurs singulières pour analyser la complexité de l'écoulement en le décomposant en un certain nombre de modes spatiaux et temporels (deux étudiants du DESS IMOI – Ingénierie Mathématique et Outils Informatiques – de l'UPPA ont contribué à la réalisation de l'algorithme). La complexité de l'écoulement confiné est décrite en termes d'énergie globale ou relative associée aux structures spatio-temporelles. La notion d'entropie (différente de l'entropie au sens thermodynamique) est introduite pour estimer le degré d'ordre ou de désordre des signaux représentatifs de l'écoulement.

La décomposition bi-orthogonale repose sur une méthode statistique (celle de Karhunen-Loève [37]), introduite il y a une trentaine d'années par Lumley dans le domaine de la mécanique des fluides. Elle a été principalement utilisée pour la caractérisation des écoulements turbulents. C'est uniquement au début des années 1990 que Aubry *et al.* [38] ont formalisé cette méthode en l'appliquant à un modèle mathématique simple décrivant un système spatio-temporel complexe à une ou plusieurs dimensions spatiales. Par la *DBO*, divers phénomènes ont pu être étudiés, tels que : la transition à la turbulence pour un écoulement au voisinage d'un disque tournant [39] ou un écoulement de Couette [40] ou bien encore le comportement de sillages à l'aval d'un ou de plusieurs cylindres [41], [42]. Dans la plupart des travaux expérimentaux, seule la dynamique temporelle peut être analysée à partir de résultats de mesures fixes (une sonde à fil chaud par exemple). La décomposition bi-orthogonale peut être un outil efficace pour l'analyse de systèmes présentant également une dépendance spatiale, soit, la plupart des écoulements présents dans la nature. La *DBO* apporte, par rapport à la transformée de Fourier, la possibilité d'associer à chaque structure spatiale désignée par un mode, appelée *topos*, une structure temporelle, appelée *chronos* (terminologie empruntée à Aubry *et al.* [38]). Ces modes peuvent être classés, hiérarchisés par rapport à leur valeur propre et il est alors possible de leur attribuer une signification physique. La méthode permet aussi de diminuer le nombre de paramètres nécessaires à la description de la dynamique d'un écoulement. Nous avons appliquée la méthode de *DBO* aux signaux de vitesse du jet oscillant obtenus par *VDU*. Un signal de vitesse spatio-temporel $u(x, t)$ peut se décomposer comme suit :

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \overline{\varphi_k(x)} \cdot \psi_k(t) \quad (1.5)$$

où, la barre dénote le complexe conjugué, α_k les racines carrées des valeurs propres des fonctions propres orthogonales spatiales $\varphi_k(x)$ (*topos*) ou temporelles $\psi_k(t)$ (*chronos*). Chaque valeur propre conduit donc à la détermination d'une structure spatio-temporelle répartie spatialement sur son *topos* et temporellement sur son *chronos*.

Nous exprimons l'énergie relative p_k de chaque structure par :

$$p_k = \frac{\alpha_k^2}{\sum_{k=1}^N \alpha_k^2} \quad (1.6)$$

Alors, l'*Energie Totale d'Occupation* (ETO), correspond aux nombres de modes nécessaires pour capturer 90% de l'énergie totale du signal, soit :

$$E(u)_{N_{90}} = \sum_{k=1}^{N_{90}} \frac{p_k}{\sum_{k=1}^{\infty} p_k} = 0,9 \quad (1.7)$$

L'*énergie globale* du signal a pour valeur :

$$E(u) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k^2 \quad (1.8)$$

Une autre quantité importante pour quantifier le degré d'ordre (ou de désordre) d'une structure spatio-temporelle est son *entropie globale* :

$$H(u) = - \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{\log N} \sum_{k=1}^N p_k \cdot \log p_k \quad (1.9)$$

Sur la figure 1.20, l'évolution de l'énergie cumulée pour un nombre de Reynolds égal à 3110 montre que le premier mode capte seulement 23% de l'énergie totale du signal. Cela signifie que de nombreux modes (ou structures cohérentes) sont présents pour définir la dynamique du jet, il faut effectivement environ 80 modes pour reconstituer tout le signal. Comme ce nombre est difficile à déterminer, il est préférable de définir le nombre de modes N_{90} nécessaire à la capture de 90% de l'énergie totale $E(u)_{N_{90}}$. Nous montrons sur la figure 1.21(a) les quatre premiers

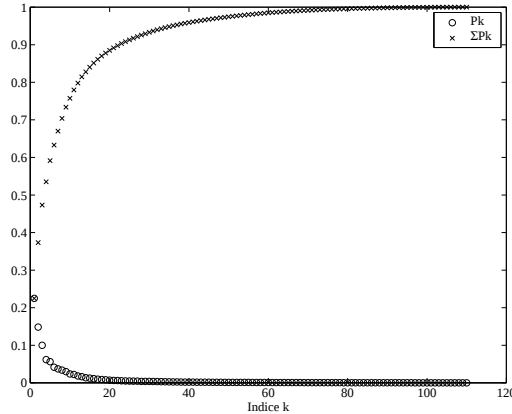


FIG. 1.20: Pour $Re = 3110$ et $x/d = 2$, évolutions de l'énergie normalisée et de l'énergie normalisée cumulée pour la configuration de référence.

modes propres temporels de la décomposition pour la configuration de l'oscillateur dite de référence et un nombre de Reynolds égal à 3486. Ces derniers nous semblent plus simples à interpréter que les modes spatiaux. Les *chronos* font apparaître une périodicité d'autant plus claire que le mode est énergétique, cependant d'après les densités spectrales associées aux $\psi_k(t)$ la fréquence fondamentale d'oscillation du jet $f_{fond} = 0,3233$ mHz est toujours décelable (cf. Fig.1.21(b)). L'évolution du critère N_{90} est représentée en fonction du nombre de Reynolds sur la figure 1.22(a). Le nombre de modes N_{90} varie de façon peu cohérente entre 10 et 58, un nombre de modes plus petit est nécessaire pour la recomposition du signal dans la gamme de nombre de Reynolds comprise entre 1000 et 3000. Sur cette même figure, le critère N_{freq} , qui

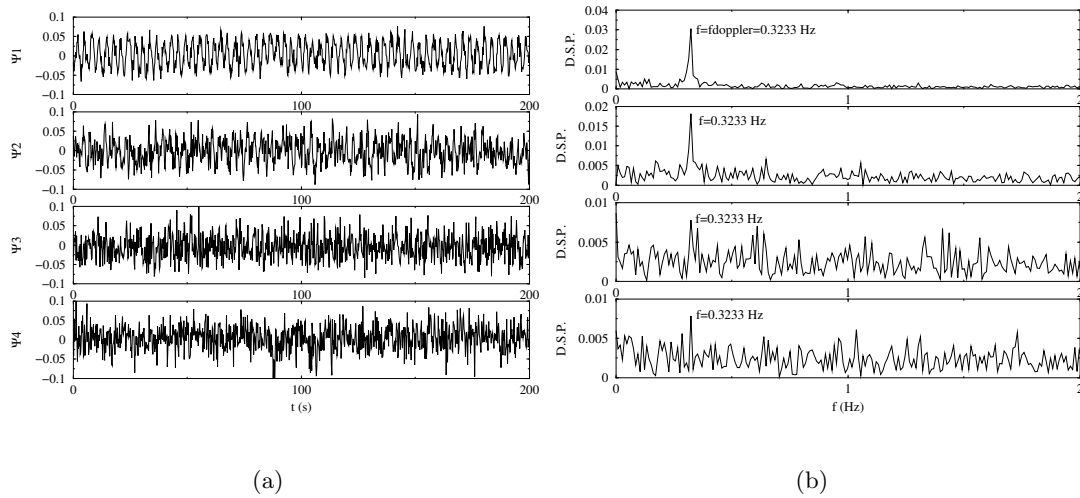


FIG. 1.21: Pour $Re = 3486$, 1.21(a) évolutions temporelles des quatre premiers chronos et 1.21(b) densités spectrales associées.

ne retient que les modes présentant un multiple entier de la fréquence fondamentale, montre une évolution presque constante autour de 12 modes. L'énergie globale du signal, représentée sur la figure 1.22(b) est assez faible jusqu'à $Re \approx 1000$ puis croît très rapidement jusqu'à $Re \approx 2000$ et sature à partir de cette valeur de Re . Cette évolution de $E(V_y)$ est semblable à celle que nous avons obtenue pour les fluctuations de la vitesse transversale V_y , ce qui semble assez logique. La variation de l'entropie globale $H(V_y)$ avec le nombre de Reynolds (cf. Fig. 1.23) décroît rapidement pour se stabiliser au-delà de $Re \approx 2000$ à une valeur voisine de 0,2, signe d'un écoulement plutôt organisé au sens de la *DBO*. Ce résultat est cohérent avec le fait qu'un moins grand nombre de modes est utile à la description du signal de vitesse au-delà de $Re \approx 1000$ (cf. Fig. 1.22(a)).

1.6 Effets thermiques

L'objectif du travail présenté ici est d'utiliser une perturbation extérieure locale pour abaisser le seuil de déclenchement des oscillations et étudier la sensibilité de l'écoulement à cette perturbation. L'intérêt est d'obtenir un phénomène oscillatoire pour une vitesse débitante plus faible, donc l'accès à la mesure de débits plus petits. Nous perturbons thermiquement le système en chauffant l'obstacle introduit dans la cavité. Les propriétés physiques du fluide sont ainsi localement modifiées. Nous étudions l'influence de plusieurs niveaux de forçage thermique sur le développement de l'instabilité oscillante.

1.6.1 Conditions expérimentales

Le fonctionnement en boucle ouverte est choisi dans le cas des essais avec chauffage de l'obstacle. L'obstacle est réalisé en cuivre et muni de canaux intérieurs qui permettent la circulation d'un fluide caloporteur pour assurer son chauffage ou son refroidissement (cf.

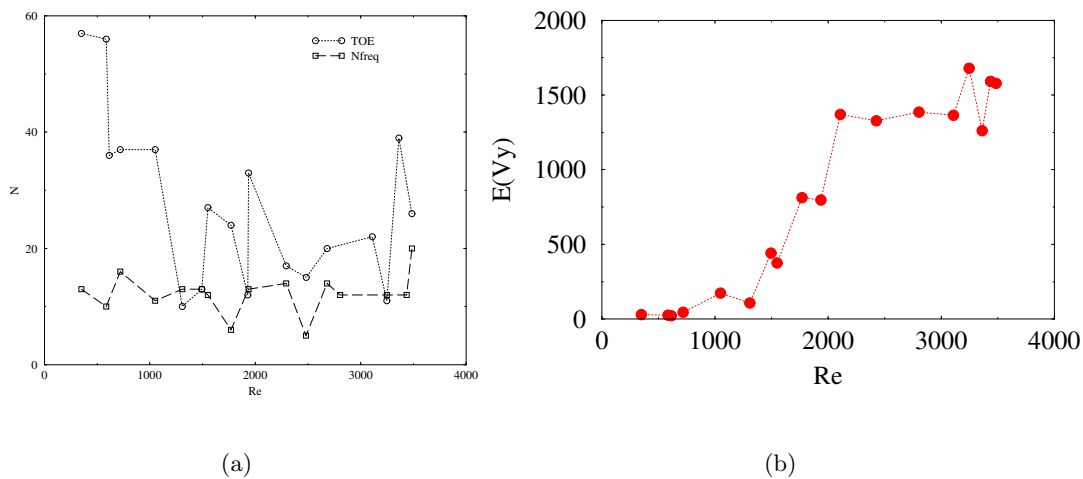


FIG. 1.22: Evolution en fonction du nombre de Reynolds : 1.22(a) de l'Energie Totale d'Occupation (N_{90}) et de N_{freq} (ne sont retenus que les modes présentant un multiple entier de la fréquence fondamentale) et 1.22(b) de l'Energie globale.

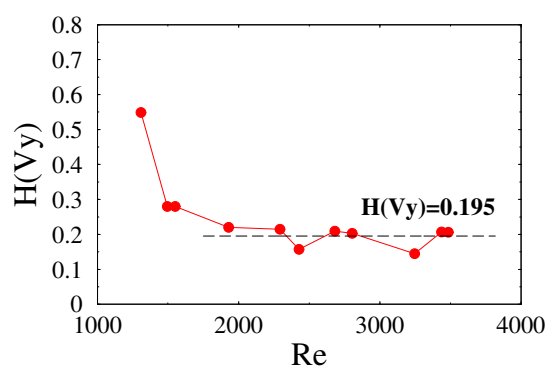


FIG. 1.23: Evolution de l'Entropie globale en fonction du nombre de Reynolds.

Fig. 1.6.1). Un bain thermostaté assure la circulation de ce fluide et permet de choisir la température de consigne. Le niveau de forçage thermique ΔT est évalué en calculant l'écart entre la température de consigne imposée à l'obstacle T_0 et la température du fluide de travail T_f . La perturbation thermique est introduite au sein de la couche limite autour de l'obstacle, elle va se traduire par des variations locales de viscosité et de masse volumique du fluide. La viscosité dynamique μ de l'eau décroît en fonction de la température selon une loi exponentielle et la masse volumique diminue selon une loi linéaire.

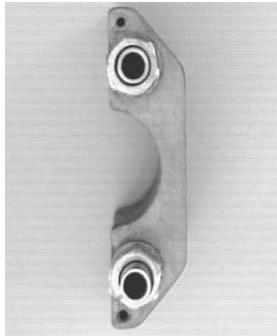


FIG. 1.24: Cliché en vue de dessus de l'obstacle en cuivre muni de ses canaux d'alimentation en eau.

1.6.2 Influence sur l'amplitude et la fréquence des oscillations

La figure 1.25 nous montre la variation de l'amplitude des oscillations de pression différentielle en fonction de la température imposée à l'obstacle. Au départ, la température de celui-ci est $T_0 = 39^\circ\text{C}$ ($\Delta T = 27^\circ\text{C}$), le débit a été légèrement augmenté ($Re = 54$ vers $Re = 92$). Nous remarquons une légère chute de l'amplitude jusqu'à environ 1000 s. Il y a compétition entre l'effet thermique qui se manifeste d'autant plus que la vitesse est faible et l'effet dynamique qui se traduit par une augmentation de l'amplitude avec la vitesse. A partir de 4500 s, une température de consigne de l'obstacle $T_0 = 57^\circ\text{C}$ ($\Delta T = 45^\circ\text{C}$) est imposée, une variation notable d'amplitude (plus de 300 %) se produit avec un certain retard (vers 6000 s). A 8000 s, $T_0 = 70^\circ\text{C}$ est imposée à l'obstacle, l'amplitude croît à nouveau. Vers 9000 s, lorsque $T_0 = 70^\circ\text{C}$ est obtenue ($\Delta T = 57^\circ\text{C}$), une température de consigne plus basse, $T_0 = 25^\circ\text{C}$ est alors imposée. Nous observons alors une chute rapide de l'amplitude qui revient vers la valeur obtenue en dynamique pure. Les variations d'amplitude sont beaucoup plus amplifiées en amont de l'obstacle qu'en aval de ce dernier (non représenté ici). La figure 1.26(a) montre l'évolution de l'amplitude différentielle de pression en aval de l'obstacle en fonction du niveau de forçage thermique ΔT pour un nombre de Reynolds égal à 80. Cette évolution est de type exponentielle pour des écarts ΔT allant jusqu'à 40°C . Alors que la variation d'amplitude est très importante, le forçage thermique influence peu la fréquence du phénomène. Celle-ci évolue, pour $Re = 92$ de 16 mHz à 18 mHz lorsque un écart $\Delta T = 57^\circ\text{C}$ est imposé. Le caractère absolument instable de l'écoulement est donc confirmé par la faible sensibilité de la fréquence à une perturbation extérieure très forte. Toute l'énergie introduite lors de chauffage contribue à l'augmentation de l'amplitude des oscillations. Il est alors possible d'exprimer, pour chaque niveau de forçage, la dépendance de la fréquence par rapport au nombre de Reynolds par une

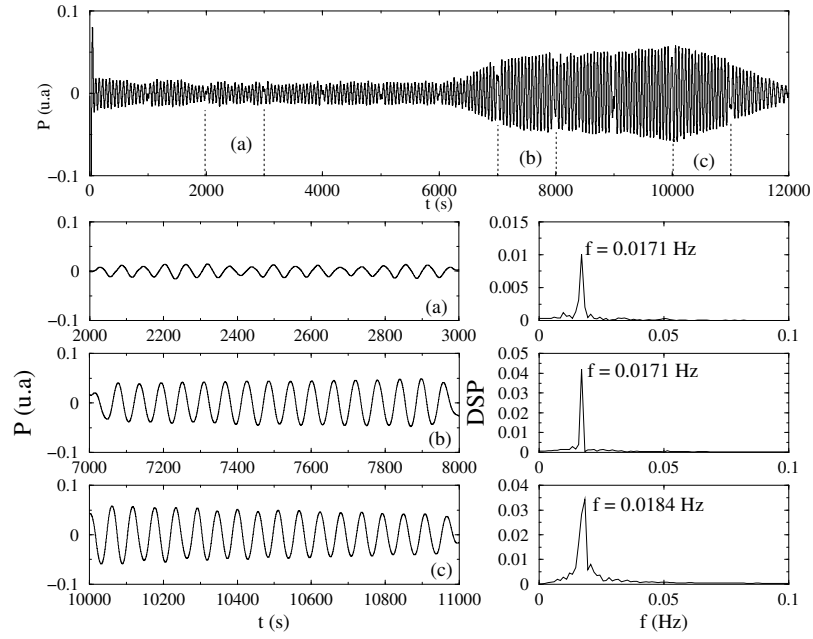


FIG. 1.25: Mise en évidence de l'effet de différents niveaux de forçage thermique sur l'évolution temporelle du signal de pression pour un nombre de Reynolds $Re = 92$. $T_f = 12^\circ\text{C}$ et $T_0 = 39^\circ\text{C}$ au départ, consigne $T_0 = 57^\circ\text{C}$ à 4500 s, consigne $T_0 = 70^\circ\text{C}$ à 8000 s, $T_0 = 70^\circ\text{C}$ atteint et consigne $T_0 = 25^\circ\text{C}$ à 9000 s, $T_0 = 25^\circ\text{C}$ atteint à 12000 s.

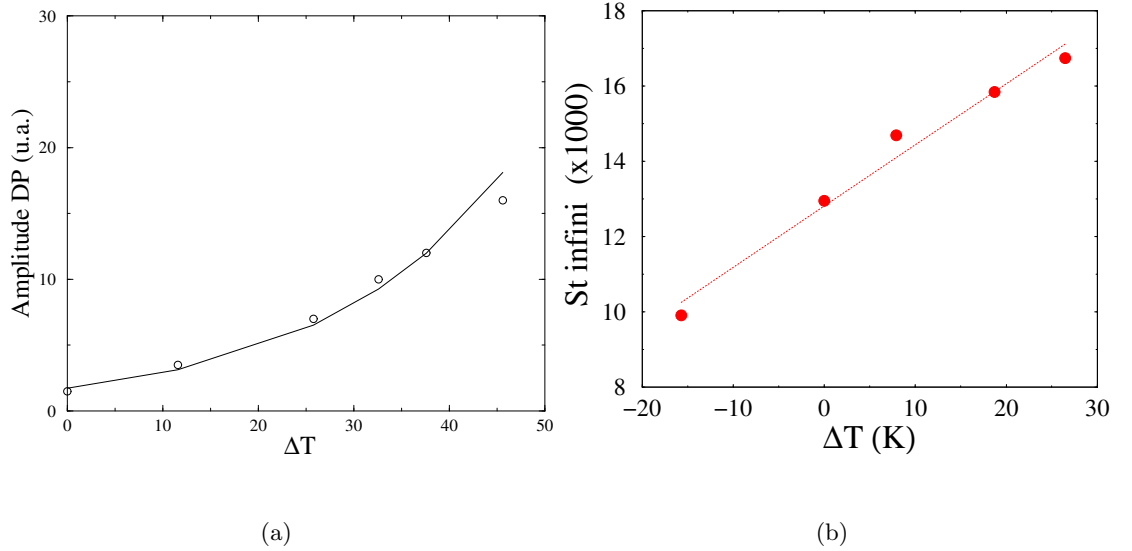


FIG. 1.26: 1.26(a) Pour $Re = 80$, évolution de l'amplitude des oscillations de pression en fonction de l'écart de température ΔT (K). 1.26(b) Evolution du nombre de Strouhal asymptotique pour différents niveaux ΔT de forçage thermique.

loi linéaire du type :

$$f(Re, T) = f_0(T) + \alpha(T).Re$$

Le coefficient $\alpha(T)$ peut être exprimé de manière adimensionnelle [43] en définissant un nombre de Strouhal asymptotique $St_\infty = \alpha(T_{film}).d^2/\nu$. Les propriétés physiques du fluide ainsi que α sont évaluées à la température moyenne de film. La figure 1.26(b) montre une évolution linéaire du nombre de Strouhal asymptotique pour la plage de niveaux de forçage thermique étudiés. L'augmentation du niveau de forçage donne des valeurs de St_∞ plus fortes ce qui améliore la performance de l'oscillateur pour son utilisation en tant que débitmètre.

1.6.3 Influence sur le seuil des oscillations

Sur la figure 1.27 pour un nombre de Reynolds égal à 39 et un écart de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, nous montrons le développement des oscillations caractérisées par une fréquence $f = 11,62$ mHz très bien définie. Ce nombre de Reynolds correspond au régime sous-critique ($Re_c = 58,7$) dans le cas dynamique. Il est donc évident que la perturbation thermique communiquée au fluide joue un rôle déstabilisateur en décalant le seuil d'instabilité vers des nombres de Reynolds plus bas. Ce phénomène peut principalement être expliqué par le changement local de la viscosité dynamique de l'eau qui va modifier le rapport entre les forces d'inertie et de viscosité. L'étude de la variation du carré de l'amplitude saturée du signal de pression en fonction du nombre de Reynolds permet de trouver un nombre de Reynolds critique Re_c voisin de 38 (cf. Fig. 1.28), en très bon accord avec l'observation du développement de l'instabilité illustré sur la figure 1.27.

Ces résultats corroborent ceux obtenus par Socolescu *et al.* [44] dans le cas du sillage en aval d'un cylindre chauffé pour un écoulement d'eau. Ce phénomène est par contre l'inverse de ce que nous avons observé numériquement pour un écoulement d'air et que Lecordier *et al.* [45] ont obtenu expérimentalement pour un écoulement d'air derrière un cylindre chauffé (augmentation du seuil critique en fonction du chauffage). L'étude à des nombres de Reynolds plus faibles ou à des niveaux de forçage thermique plus forts est rendue difficile car les phénomènes de conduction et de flottabilité au sein du fluide deviennent très importants et sont ressentis très loin en amont de la section d'étude. La température d'entrée du fluide T_f est alors modifiée.

1.7 Conclusions et perspectives

Les conclusions et perspectives que nous pouvons établir sont de deux types. Tout d'abord, elles concernent l'oscillateur fluide étudié. En second lieu, elles se rapportent aux moyens mis en œuvre, moyens expérimentaux et moyens d'analyse. Sur le premier point, notre étude a montré toute la potentialité de l'oscillation fluide auto-entretenu obtenue pour un écoulement de jet confiné, fortement non-parallèle, pour une utilisation en tant que débitmètre. La robustesse du phénomène soumis à une perturbation thermique a été prouvée (caractère globalement instable conservé) et l'influence d'un forçage thermique a montré que l'écoulement se déstabilise plus tôt (Re plus faible-écoulement d'eau) lors du chauffage de l'obstacle, ce qui d'un point

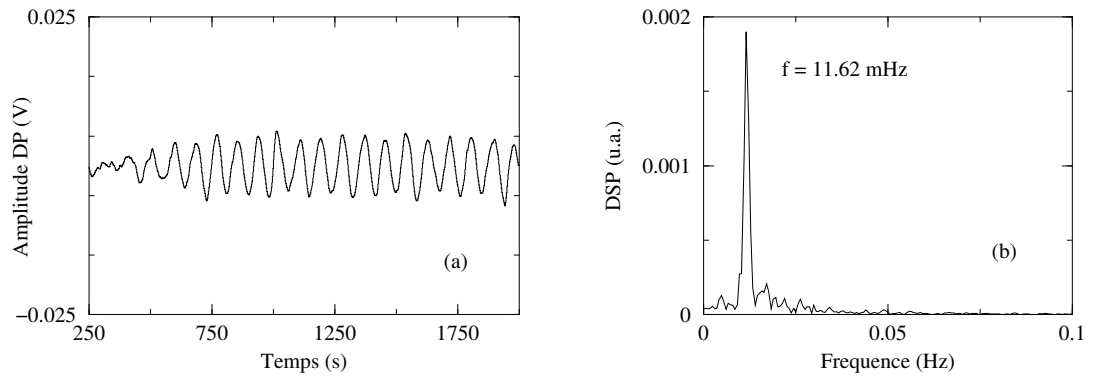


FIG. 1.27: $Re = 39$ - $\Delta T = 10^\circ C$ - Oscillations de la pression différentielle et densité spectrale de puissance associée.

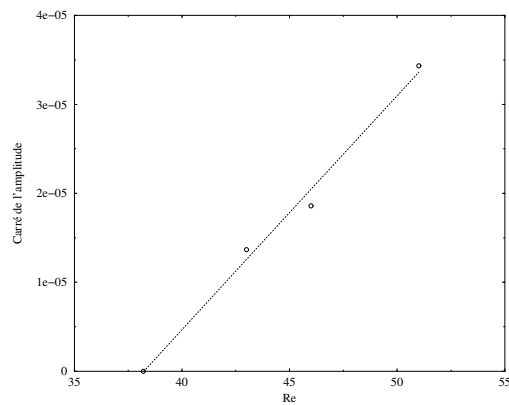


FIG. 1.28: Evolution du carré de l'amplitude du signal de pression différentielle en fonction du nombre de Reynolds pour un niveau de forçage thermique égal à $\Delta T = 10^\circ C$.

de vue appliqué permet la mesure de débits plus petits. Une utilisation en tant que mélangeur d'un ou plusieurs oscillateurs montés en ligne et/ou parallèle pourrait être envisagée (ou micromélangeur pour des dimensions plus petites du dispositif).

Le second point a trait aux moyens expérimentaux et d'analyse développés. La boucle expérimentale modulaire a été conçue pour une adaptation facile de la veine d'essai à d'autres configurations d'études hydrodynamiques (cas de l'ellipsoïde de révolution abordé au chapitre 4 par exemple). Les différents moyens d'analyse sont aussi transposables à d'autres domaines.

A titre d'exemple, la *DBO* pourrait aider à analyser les motifs de mélange complexes et récurrents obtenus lors du mélange chaotique (cf. chapitre 3). Ou encore, les instabilités convectives qui se développent au sein d'un canal ondulé plan (sujet développé au LaTEP par S. Blancher) par l'étude des fluctuations spatio-temporelles, notamment en caractérisant l'apparition de modes variqueux et sinueux ainsi que les mécanismes conduisant à la saturation des fluctuations pour l'écoulement en développement [46].

Chapitre 2



Yves Gaucher, B2wPs3, 1989–90.

Dispersions fluide–particules

Le Guer, Reghem, Petit, Stutz, Chem. Eng. Research and Design, 2003.

DEA de F. Roux, 2003, G. Watson, 2004.

Master Recherche de M. Arrondo, 2005.

Microthèse de D. Hélar, 2000.

Stage recherche IUP GSI-ST, C. Dehez et O. Truntzer, 2000, L. Furst et M. Thilliez, 2005

Les deux projets présentés dans ce chapitre s'inscrivent dans le cadre plus général de l'étude de fluides frigoporteurs diphasiques (coulis de glace) menée au LaTEP. Ils s'intègrent pour partie dans les activités du Groupe AmETh (Amélioration des Echanges Thermiques), thème *coulis de glace*, dont le responsable est J.P. Dumas, Directeur du LaTEP. L'intérêt scientifique dépasse cependant le cadre de cette application.

En effet, la description et la compréhension du comportement en écoulement de particules seules ou de dispersions fluide–particules est nécessaire dans de nombreux domaines du génie des procédés. Nous pouvons citer les problèmes de fluidisation, de sédimentation, de suspension ou encore les processus d'agglomération ou de ségrégation particulières. Ces problèmes concernent également les réacteurs chimiques qui utilisent des particules avec des propriétés de surface réactives ou de changement de phase à l'interface particule/fluide.

Le premier projet entrepris depuis la fin 2002 traite du problème de l'ascension libre d'une sphère de glace en colonne liquide. Il est mené depuis 2004 en collaboration avec J.P. Bédécarrats, MC au LaTEP. Une collaboration est en cours avec le Professeur Arquies du Laboratoire TREFLE (UMR 8508 – Université de Bordeaux) ainsi qu'avec G. Bouchet (CR CNRS à l'IMFS – UMR 7507) pour les aspects modélisation numérique du problème. Plusieurs étudiants de DEA ont participé ou participent à ces travaux, F. Roux en 2003, G. Watson en 2004 et M. Arrondo, L. Furst, M. Thilliez pour l'année 2004 – 2005.

Le second projet concerne l'étude en écoulement d'une dispersion liquide–solides modèle (particules flottantes) en conduite cylindrique (années 2000 – 2001). Le comportement dynamique

de cette dispersion est sensé reproduire de manière simplifiée celui de particules de glace en écoulement. Les expériences ont été réalisées avec le concours de I. Petit, alors ATER à L'IUT GTE. D. Hélary, élève de l'ENSGTI, en microthèse a aussi participé aux travaux ainsi que C. Dehez et O. Truntzer de l'IUP GSI-ST.

Les études présentées dans ce chapitre n'ont pas un caractère abouti.

2.1 Introduction

De nouveaux fluides frigoporteurs appelés *coulis de glace* sont aujourd'hui développés pour répondre aux nouvelles normes environnementales (réglementation sur l'utilisation des CFC et HCFC) [47]. Ce sont des fluides diphasiques capables de véhiculer par l'intermédiaire d'une phase en dispersion de l'énergie sous forme latente. Compte tenu de l'enthalpie volumique importante que ces fluides frigoporteurs sont capables d'emmagasiner, ils présentent un intérêt particulier pour le transport de l'énergie thermique. L'utilisation d'un tel fluide va permettre la réduction de la taille des installations frigorifiques et plus particulièrement celles des conduites, ce qui va limiter le volume de fluide frigoporteur monophasique à utiliser.

Notre objectif ici n'est pas d'étudier le coulis de glace en lui même (ce qui est déjà fait au LATP en utilisant sur une boucle hydrodynamique particulière) mais plutôt d'étudier des configurations modèles qui apporteront quelques éléments pour la compréhension des phénomènes complexes rencontrés lors de l'écoulement des coulis de glace.

Il est difficile par exemple de connaître précisément la concentration en glace dans une section de conduite particulière en fonction des différents paramètres géométriques et d'écoulement.

Lors de l'écoulement du coulis de glace se pose par ailleurs la question de savoir si la glace pure en fusion dans un mélange eau/alcool fond à l'équilibre thermodynamique ou non. La réponse à une telle question pourrait être apportée à terme par l'étude de la fonte d'un glaçon dans une solution eau/alcool.

Nous allons d'abord nous intéresser au cas le plus simple du mouvement d'une petite inclusion sphérique en écoulement avant de considérer le comportement collectif de particules *flottantes* en conduite.

Une sphère rigide en ascension ou en chute libre au sein d'un écoulement au repos présente un sillage différent de celui rencontré en aval d'une sphère fixe. Ce fait est lié aux degrés de liberté supplémentaires offerts au mouvement de la sphère libre.

Beaucoup de travaux ont été récemment consacrés à l'étude de la dynamique du sillage en aval d'une sphère fixe [48], [49], [50], [51]. Les études concernant l'évolution de sphères libres en écoulement sont moins nombreuses et plus récentes (notamment celles considérant une densité de l'inclusion inférieure à celle du liquide). Les chercheurs se sont surtout intéressés au comportement de bulles en ascension dans un fluide [52], [53], [54].

2.2 Sillage d'une sphère fixe

Brièvement nous pouvons rappeler les différentes phases de développement du sillage en aval d'une sphère fixe depuis les faibles nombres de Reynolds jusqu'à la transition à la turbulence [49], [50], [55] :

- pour $Re < 210$, le sillage est stationnaire et axisymétrique avec présence d'une poche de recirculation à l'aval de la sphère qui croît en taille à mesure que Re augmente.
- pour $210 < Re < 270$, le sillage toujours stationnaire devient non-axisymétrique et bifide. Il présente une symétrie plane (voir Fig. 2.1). La poche de recirculation se racourcit et deux vortex traînants apparaissent.
- pour $270 < Re < 400$, le sillage devient périodique et non-axisymétrique via une bifurcation de Hopf, des boucles de vortex sont lâchées périodiquement.
- pour $Re > 400$, le sillage est toujours périodique mais sa topologie se complique, les mécanismes de transition ne sont pas encore bien compris.

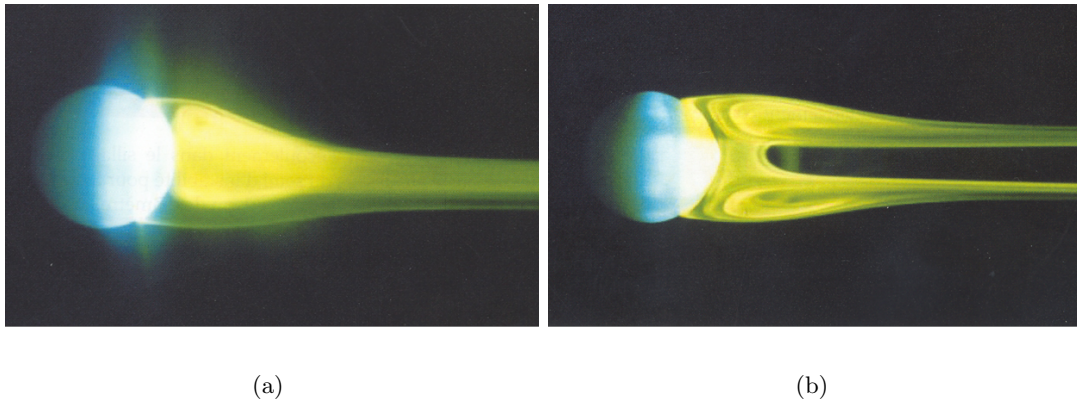


FIG. 2.1: Visualisation expérimentale de la structure filamentaire à double vortex du sillage d'une sphère fixe, d'après Ormières et Provansal [56]. 2.1(a) Vue normale au plan de symétrie. 2.1(b) Vue le long du plan de symétrie.

Mouvement d'une sphère libre

L'approche classique considère le mouvement d'une petite sphère en écoulement non-borné soumise à différentes forces qui sont : la force d'Archimède F_A , la force visqueuse stationnaire F_v (traînée et portance), les forces inertielles F_{ma} (induite par les effets de masse ajoutée) et la force visqueuse instationnaire F_h (induite par les effets d'histoire). Cette approche a donné par exemple de bons résultats pour l'étude des trajectoires de rebonds de particules sphériques dans un fluide visqueux (Gondret *et al.*, 2001 [57]).

L'équation du mouvement de la particule sphérique est gouvernée par la loi de Newton [58] :

$$\begin{cases} m_p \cdot \frac{d u_p}{d t} = F_A + F_v + F_{ma} + F_h \\ \frac{d X}{d t} = u_p \end{cases} \quad (2.1)$$

Ici u_p est la vitesse de la particule, X est sa position. La particule va se déplacer dans un champ de vitesse v dont les forces F_v , F_{ma} et F_h dépendent. Ce champ v est obtenu en résolvant les équations de Navier–Stokes et de continuité. Le mouvement de la particule va interagir sur ce champ de vitesse.

La force d’Archimède F_A est égale à :

$$F_A = (m_p - m_f) \cdot g \quad (2.2)$$

Cette force peut être négative lorsque la densité du solide est inférieure à celle du liquide, ce qui sera notre cas dans les études qui vont être présentées ultérieurement.

La force visqueuse F_v se décompose en une force de traînée F_D et une force de portance F_L :

$$F_v = F_D + F_L$$

La force de traînée est proportionnelle à la différence de vitesse entre les deux phases liquide et solide :

$$F_D = \frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho_f \cdot A \cdot |v - u_p| \cdot (v - u_p) \quad (2.3)$$

où A est le maître couple. Le coefficient de traînée C_D va varier en fonction du nombre de Reynolds de la particule Re_p . Pour l’écoulement autour de particules sphériques rigides, différentes études ont montré [59] qu’il pouvait être estimé par les relations suivantes :

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} \cdot (1 + 0,15 \cdot Re_p^{0,687}) & \text{pour } Re_p < 1000 \\ 0,44 & \text{pour } Re_p > 1000 \end{cases} \quad (2.4)$$

D’autres relations peuvent être trouvées dans la littérature qui donnent des résultats très similaires. Dans le cas de sphères libres en ascension Karamanev [60] a trouvé une valeur constante de C_D égale à 0,95 au delà de $Re_p = 135$. Niazmand *et al.* [61] ont établi d’autres relations pour une sphère tournant sur elle même avec un soufflage en surface en fonction de la vitesse angulaire et de la vitesse de soufflage (la rotation de la sphère n’étant cependant pas induite par l’écoulement). Bagchi *et al.* [51] ont montré que, pour une sphère en déplacement rectiligne, la dépendance de la force visqueuse F_v par rapport au cisaillement local était très complexe.

Lorsque de la vorticité est présente dans l’écoulement (dès qu’il y aura perte de symétrie du sillage par exemple), la force de portance existera. Elle peut s’exprimer de la façon suivante :

$$F_L = -C_L \cdot m_p \cdot (u_p - v) \wedge \omega \quad (2.5)$$

avec $\omega = \nabla \wedge v$, la vorticité de l’écoulement lorsque la particule sphérique ne subit pas de rotation. Le coefficient de portance C_L a pour valeur asymptotique 1/2 lorsque le fluide est

parfait, et décroît pour atteindre des valeurs relativement faibles lorsque les effets visqueux sont importants (C_L voisin de 0,09 pour $Re \approx 1$).

La force de masse ajoutée rend compte de la résistance de la masse de fluide environnant la sphère à l'accélération de cette dernière :

$$F_{ma} = C_{ma} \cdot m_f \cdot \left(\frac{Dv}{Dt} - \frac{du_p}{dt} \right) \quad (2.6)$$

Dans le cas de la sphère, le coefficient de masse ajoutée communément admis [51] est :

$$C_{ma} = 1/2 \quad (2.7)$$

La force d'histoire (dite aussi de Basset) peut s'écrire, en considérant un écoulement uniforme à l'échelle de la particule :

$$F_h = 3 \cdot \pi \cdot \mu_f \cdot d_p \int_0^t K(t - \tau) \frac{d(v - u_p)}{d\tau} d\tau \quad (2.8)$$

Le noyau $K(t - \tau)$ a une expression assez complexe non détaillée ici, il dépend de la façon dont la vorticité diff se dans l'écoulement. Son expression est encore controversée pour des nombres de Reynolds non infiniment petits. On doit la formulation originelle de cette force à Boussinesq (1885) [62] et Basset (1888) [63], elle a été établie pour une sphère oscillante dans des conditions d'écoulement rampant. Pour des conditions d'écoulement stationnaire, la force d'histoire est nulle. Dans le cas d'accélération convective très rapide de l'écoulement autour de la sphère, la force d'histoire est importante et la négliger peut conduire à des erreurs.

Le temps de réponse (ou de relaxation dynamique) de la particule sphérique est donné par [50] :

$$\tau_p = \frac{(\rho_p/\rho_f + C_{ma}) \cdot d_p^2}{18 \nu} \quad (2.9)$$

Plus ce temps est court, plus vite la particule réagira à l'accélération qu'elle subit.

Une sphère libre en déplacement dans un fluide va aussi tourner sur elle même en raison du couple hydrodynamique qui lui est imposé en plus de son mouvement de translation en réponse aux forces hydrodynamiques qu'elle subit. Le couple qui agit sur la sphère, par rapport à son centre de masse (qui est aussi le centre volumique si la densité est uniforme) résulte du champ des contraintes de l'écoulement.

Des études récentes [64], [65], [60], [66], [67] ont montré qu'une sphère rigide, légère, en ascension dans un liquide présentait des trajectoires qui s'apparentent à celles observées dans le cas de bulles en ascension [52], [68], [69], [53]. Des mouvements oscillatoires spiralant ou zigzagant sont en effet observés, ceux-ci résultent de l'instabilité du sillage. Le comportement diff rent de celui observé pour des sphères rigides en sédimentation provient du fait que lorsque le rapport de masse volumique ρ_p/ρ_f est inférieur à 1, les effets d'accélération sont beaucoup plus sensibles sur la sphère.

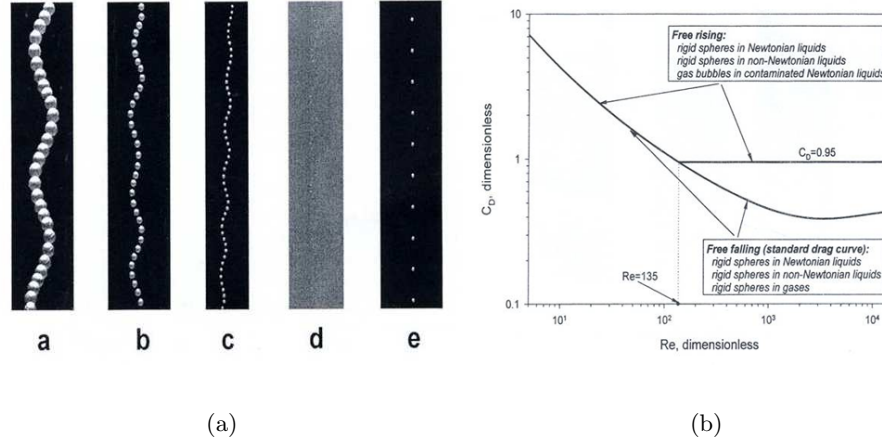


FIG. 2.2: 2.2(a) Exemple de trajectoires obtenues pour différentes sphères de densité inférieure à celle du fluide, 2.2(b) courbe montrant le palier obtenu pour l'évolution de C_D à partir de $Re_p = 135$ par Karamanev pour des sphères rigides en ascension [60].

2.3 Ascension d'une sphère de glace en colonne liquide

2.3.1 Modèle simplifié d'ascension libre pour une sphère fondante

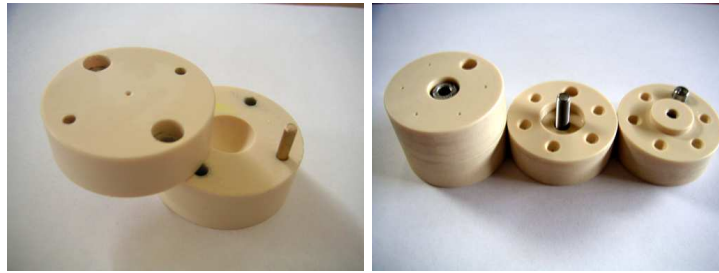
Lors de la fusion d'une sphère de glace en ascension dans une colonne liquide les couplages dynamique–thermique sont complexes, le régime d'écoulement évoluant à chaque instant. Un premier modèle simplifié (quasi–stationnaire) a été établi (DEA de F. Roux [70] et G. Watson [71]). Il permet, sans résoudre rigoureusement le problème, d'appréhender les phénomènes rencontrés et facilite le dimensionnement d'un montage expérimental.

Une colonne en cours de construction va permettre l'étude expérimentale de la dynamique de la sphère ainsi que celle de son sillage instationnaire lors de son ralentissement et de sa fusion. Dans un but de *simplification du problème*, une étude préliminaire de la fusion d'un glaçon sphérique en piscine à d'abord été entreprise.

Premières expériences

Des premiers tests expérimentaux ont été réalisés en piscine. Des petits moules mono ou multi–empreintes en PVC ont été construits pour fabriquer des glaçons sphériques de 3, 5, 10, 14 et 20 mm de diamètre (cf. Fig. 2.3). L'eau est introduite à l'aide d'une seringue par un orifice tubulaire dont le diamètre est calibré pour tenir compte de la dilatation de l'eau lors de sa cristallisation. Pour faciliter le démoulage, l'empreinte est enduite d'une fine pellicule d'huile silicone. Le plan de joint du moule est, quant à lui, très légèrement enduit de graisse pour éviter la formation de bavures. Les glaçons de 3, 5 et 10 mm sont difficiles à démouler sans brisure, ceux de 14 mm donnent les meilleurs résultats au démoulage. L'eau utilisée pour l'instant est

celle du réseau urbain. De l'air est emprisonné dans les glaçons, lors de leur fusion sa présence se manifeste par le dégazage de microbulles. La proportion massique n'est cependant pas connue mais une faible masse d'air pourrait être contenue dans des petites fractures (résultant de la cristallisation) de volume total inconnu.



(a)

(b)

FIG. 2.3: Vues de petits moules en PVC utilisés pour la fabrication des glaçons sphériques : 2.3(a) empreinte de 10 mm de diamètre et 2.3(b) empreintes de 5 mm de diamètre.

La figure 2.4 représente l'évolution typique de la température au centre du glaçon lors de sa cristallisation (un thermocouple à jonction chromel-alumel de 0,2 mm de diamètre, soudé bout à bout, a été tendu le long d'un diamètre au niveau du plan de joint du moule). Nous observons une surfusion de l'eau de 2,6°C et un palier de changement de phase d'une durée d'environ 600 s.

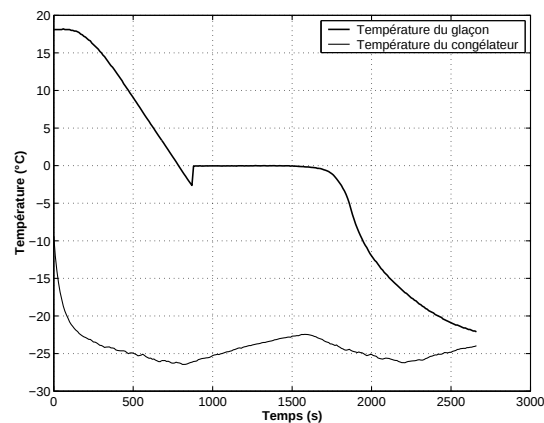


FIG. 2.4: Evolution de la température au centre de la sphère lors de la cristallisation d'un glaçon de 14 mm de diamètre. La température initiale de l'eau est égale à 18°C et celle du congélateur oscille autour de -24°C.

Fusion libre d'une sphère de glace en piscine

Au départ à l'équilibre dynamique à la surface libre du liquide, 8,41% du volume du glaçon est émergé et 17,8% de sa surface est émergée. Nous observons un panache laminaire descen-

gant d'eau froide à 4°C issue de la fusion du glaçon (cf. Fig. 2.5). L'eau liquide présente une particularité, sa masse volumique possède un maximum à 4°C (augmentation de 0,013% entre 0 et 4°C). Cette anomalie va entraîner des phénomènes de convection libre particuliers [72]. La fusion du glaçon est ralentie au contact de l'air, mais accélérée à proximité de l'interface eau/air, le fluide froid descendant est remplacé par celui chaud qui s'écoule le long de la surface libre. Le glaçon évolue d'une forme sphérique vers une forme de type *amphore*. La forme cylindrique par rapport à un axe vertical est conservée. Le système devient ensuite instable et le glaçon bascule, nous avons alors une perte d'axisymétrie. Le glaçon fond à nouveau de manière à reprendre une forme plus haute que large ce qui provoque un nouveau basculement. Nous observons également que le glaçon est animé d'un mouvement de rotation autour d'un axe vertical pendant de sa fonte. Face à la complexité du problème pour évaluer un coefficient d'échange global lors de la fusion libre, d'autres expériences sont en cours pour évaluer le coefficient d'échange global en convection naturelle d'un glaçon sphérique totalement immergé cette fois. Le glaçon n'est pas libre mais tendu sur un fil fin de nylon lui même fixé sur un portique. Sur ce dernier ont été tendus plusieurs thermocouples pour évaluer la température dans le panache froid. Des expériences d'un type voisin ont été réalisées par McLeod *et al.* [73] pour des applications géologiques (magmas). Une sphère de paraffine a été tendue dans un bain d'eau chaude, le changement de phase se fait dans ce cas en présence de convection thermosolutale car les effets thermiques et solutaux coexistent. Une évolution future de nos travaux consistera à nous intéresser au problème de double diffusion [74] en considérant la fusion de glace au sein de solutions eau/alcool (cas rencontrés industriellement).

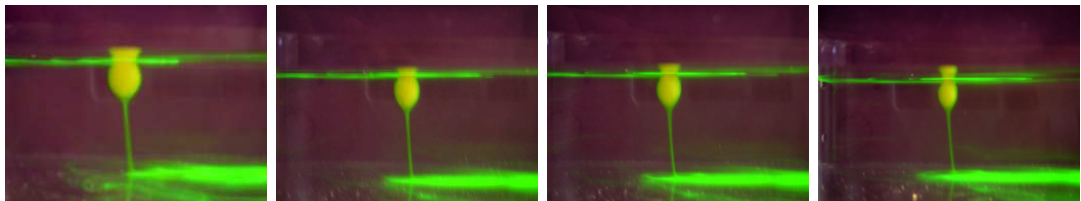


FIG. 2.5: Différentes phases de la fusion en piscine d'un glaçon de 14 mm de diamètre.

2.3.2 Résolution du problème simplifié

Les études concernant la fusion de sphère de glace en écoulement sont très rares et anciennes pour la plupart. Pour des applications météorologiques, Drake et Mason [75] se sont intéressés à la fusion de grêlons sphériques afin de connaître en fonction des conditions atmosphériques (température, humidité, vitesse) leur chance d'atteindre le sol (c'est un problème toujours d'actualité dans la région paloïse, les toitures connaissent bien les grêlons de la taille d'une balle de golf!). Shenk et Schenkels [76] ont examiné la convection libre autour d'une sphère de glace immergée dans l'eau. Enfin plus récemment Hao et Tao (en 2001 [77] et en 2002 [78]) ont étudié la fusion et les transferts de chaleur pour une sphère de glace fixe en fusion dans

un écoulement d'eau. Ils ont pu établir, pour des régimes de convection forcée et mixte, une corrélation empirique donnant le nombre de Nusselt moyen en tenant compte de l'évolution de la forme du glaçon lors de sa fonte.

La caractéristique particulière du mouvement d'une sphère en fusion dans une colonne liquide est que la vitesse limite d'ascension n'existe pas, le diamètre de la sphère évoluant à chaque instant. De plus, l'hypothèse de sphéricité n'est pas forcément toujours valable. Les forces visqueuses varient donc elles aussi à chaque instant de même que la poussée d'Archimède qui dépend du volume de la sphère. La force visqueuse d'histoire ne joue à priori que lors des phases initiale d'accélération et finale de décélération. Le problème thermique est gouverné par les phénomènes de changement de phase et de convection qui dépendent des températures initiales choisies pour le glaçon et l'eau de la colonne.

Pour le problème complet, la vitesse de la sphère va dépendre de 14 variables :

$$u_p (r_p, g, \rho_p, \rho_f, \mu_f, T_p, T_f, T_m, L_f, \lambda_p, \lambda_f, C_{p_p}, C_{p_f}, \beta)$$

Les variables étant :

- r_p le rayon instantané de la sphère,
- g l'accélération gravitationnelle,
- ρ_p la masse volumique de la sphère de glace,
- ρ_f la masse volumique du fluide,
- μ_f la viscosité dynamique du fluide,
- T_p la température initiale de la sphère de glace,
- T_f la température initiale du fluide,
- T_m la température de fusion de la glace,
- L_f la chaleur latente de fusion de la glace,
- λ_p la conductivité thermique de la sphère de glace,
- λ_f la conductivité thermique du fluide,
- C_{p_p} la chaleur spécifique de la sphère de glace,
- C_{p_f} la chaleur spécifique du fluide,
- β le coefficient d'expansion volumique du fluide en fonction de la température.

Les propriétés thermophysiques de l'eau et de la glace sont dépendantes de la température. Le rayon de la particule peut, lui, dépendre de deux nouveaux paramètres si celle-ci ne garde pas sa forme sphérique au cours de la fusion.

A partir de ces 14 variables, nous pouvons construire plusieurs nombres adimensionnels qui représentent les différents mécanismes physiques mis en jeu, ce sont :

$$Re = \frac{u_p \cdot d_p}{\nu_f} \quad \text{le nombre de Reynolds associé à la particule,}$$

$$Ga = \frac{(|\rho_p / \rho_f - 1| \cdot g)^{1/2} \cdot d_p^{3/2}}{\nu_f} \quad \text{le nombre de Galilée qui caractérise le rapport}$$

entre la force de pesanteur (motrice) et les forces visqueuses (dissipatrices), il correspond à la racine carrée du nombre d'Archimède,

$$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_f - T_m) \cdot d_p^3}{\nu_f \cdot a} \quad \text{le nombre de Rayleigh caractérisant l'importance de}$$

la convection naturelle qui est le produit de deux autres nombres adimensionnels, les nombres de Grashof et de Prandtl, a est la diffusivité thermique du fluide, $St = \frac{C_{pl} \cdot (T_f - T_m)}{L_f}$ le nombre de Stephan, $Nu = \frac{h \cdot d_p}{\lambda_f}$ le nombre de Nusselt, h étant le coefficient d'échange thermique par convection forcée et naturelle à la surface de la sphère, $Bi = \frac{h \cdot (V/S)_p}{\lambda_p}$ le nombre de Biot qui permet de quantifier l'importance relative des résistances thermiques de conduction et de convection, V et S étant respectivement les volume et surface de la particule.

Nous allons étudier l'ascension *rectiligne* d'un glaçon sphérique en colonne d'eau verticale. Les hypothèses simplificatrices considérées sont les suivantes :

- il n'y a pas de transfert de matière,
- le glaçon garde sa forme sphérique, il est de nature homogène et isotrope,
- la température du fluide est homogène dans la colonne,
- nous avons une homogénéité azimutale de la température sur la surface de la sphère,
- lors de la fusion, la température de la paroi reste à la température de changement de phase $T_m = 0^\circ$,
- le problème est considéré monodirectionnel,
- la convection thermique ne modifie pas le champ dynamique.

A la surface de la sphère, la loi de Newton qui traduit la conservation du flux de chaleur à l'interface est utilisée :

$$\phi = h \cdot (T_m - T_f) \cdot \mathbf{n} \quad (2.10)$$

La cinétique de changement de phase est prise en compte par la relation de Stephan :

$$\lambda_p \cdot \nabla T_p - \lambda_f \cdot \nabla T_f = \rho_f \cdot L_f \cdot \frac{\partial r_p}{\partial t} \quad (2.11)$$

La relation choisie pour l'expression du coefficient de traînée est celle de Turton et Levenspiel [79] pour un nombre de Reynolds inférieur à 136 :

$$\frac{24}{Re_p} \cdot (1 + 0,173 \cdot Re_p^{0,657}) + \frac{0,413}{1 + 16300 \cdot Re_p^{-1,09}} \quad (2.12)$$

Au delà de $Re_p = 136$ (136 pour le raccordement à la courbe de Turton *et al.*), nous avons fixé la valeur de C_D à 0,95, valeur constante obtenue par Karamanev [60] à partir de $Re_p = 135$ dans le cas de sphères en ascension dans un liquide (cf. 2.2). Les travaux publiés depuis notre étude par Jenny *et al.* [67] remettent en cause ce résultat de Karamanev.

2.3.3 Résultats numériques

Le modèle a d'abord été validé dynamiquement en calculant les vitesses limites de chute de sphères rigides de différents diamètres, de matériaux divers, et en les comparant aux résultats expérimentaux obtenus par Mordant et Pinton [80]. Le tableau comparatif 2.1 montre une

bonne concordance des résultats bien que nous ne tenions pas compte des forces d'histoire. Conformément aux résultats modélisés par Mordant et Pinton, nous trouvons des temps correspondant à 95% de la valeur de la vitesse limite de chute légèrement inférieurs à ceux obtenus expérimentalement.

Matériau	diamètre sphère d_p	Vitesse limite mesurée expérimentalement (m/s)	Vitesse limite calculée numériquement (m/s)
verre	2 mm	0,271	0,272
acier	1 mm	0,383	0,390
acier	6 mm	1,158	1,141
tungstène	1 mm	0,590	0,595

TAB. 2.1: Tableau comparatif des vitesses limites de chute calculées à l'aide du modèle avec celles déterminées expérimentalement par Mordant et Pinton [80].

Evolutions temporelles du rayon de la sphère de glace et de sa vitesse

Dans les tous premiers instants le rayon de la sphère est constant, le temps que la surface de la sphère atteigne la température de fusion. Ensuite, lorsque la fusion est amorcée, le rayon diminue, la pente de la courbe augmente au cours du temps car le flux de chaleur conductif diminue au profit du flux de chaleur qui sert à la fusion (cf. Fig. 2.9(b)). La forte augmentation de la pente dans la phase finale de vie du glaçon est liée à l'utilisation abusive de la corrélation $Nu = Cte$ pour un nombre de Reynolds proche de 0.

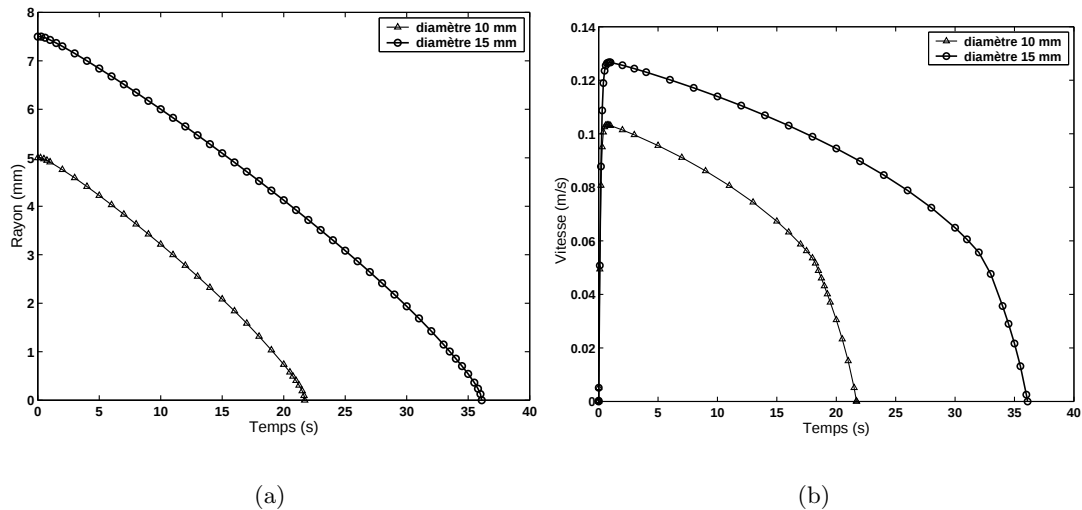


FIG. 2.6: Pour deux diamètres initiaux de glaçons 10 mm et 15 mm, évolutions temporelles du rayon 2.6(a) et de la vitesse du glaçon 2.6(b).

Pour l'évolution de la vitesse de la sphère, nous remarquons bien que celle-ci n'atteint jamais

une valeur asymptotique. Comme la fusion commence avant que cette vitesse limite ne soit atteinte, le rayon diminue, la force motrice diminue alors et la vitesse de la sphère chute. La phase d'accélération est très courte, moins de 0,5 s, elle est peu dépendante du diamètre initial de la sphère. A partir d'un moment la décélération s'accroît, cela s'explique par la croissance du coefficient de traînée lorsque le nombre de Reynolds devient inférieur à 135 (cf. Fig. 2.2(b)).

Evolutions temporelles des nombres de Reynolds et d'Accélération

L'évolution du nombre de Reynolds suit celle de la vitesse dans les premiers instants lorsque le rayon évolue peu. Il croît très rapidement jusqu'à des valeurs qui atteignent 1000 (respectivement 1800) pour un rayon initial égal à 10 mm (respectivement 15 mm). Pour ces nombres de Reynolds le sillage de la sphère est déjà instationnaire et turbulent. Lors de la phase de décélération le nombre de Reynolds décroît régulièrement.

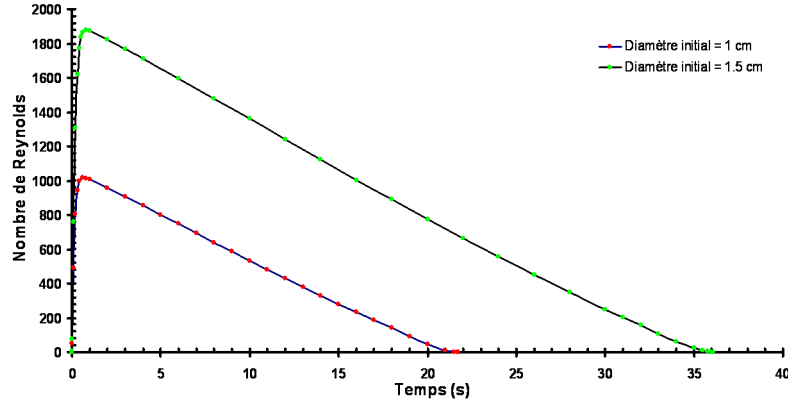


FIG. 2.7: Evolution temporelle du nombre de Reynolds pour deux diamètres initiaux de sphère 10 et 15 mm.

Il est possible de quantifier les effets d'accélération et de décélération de la sphère lors de son mouvement. Nous reprendrons l'expression du nombre d'Accélération A_c introduite par Legendre [81] pour cela :

$$A_c = \frac{d_p(t) \cdot a_p(t)}{u_p(t)^2} \quad (2.13)$$

Nous remarquons que ce nombre est très important lors de l'accélération initiale mais aussi lors de la décélération finale. Lorsque $A_c > 1$, les couches limites dynamiques n'ont pas le temps de s'adapter à l'accélération, les effets d'histoire sont alors à prendre en compte. Il se pourrait que le sillage rattrape la sphère et vienne l'englober si la décélération est brutale. Entre ces deux phases, le nombre d'Accélération est constant et relativement petit. Nous avons par conséquent $\frac{u_p(t)^2}{d_p(t)} \approx a_p(t)$ durant cette plage de temps. Ce résultat serait intéressant à vérifier expérimentalement pour la trajectoire verticale de la sphère.

Profil de température dans le glaçon et flux conductif en fonction du temps

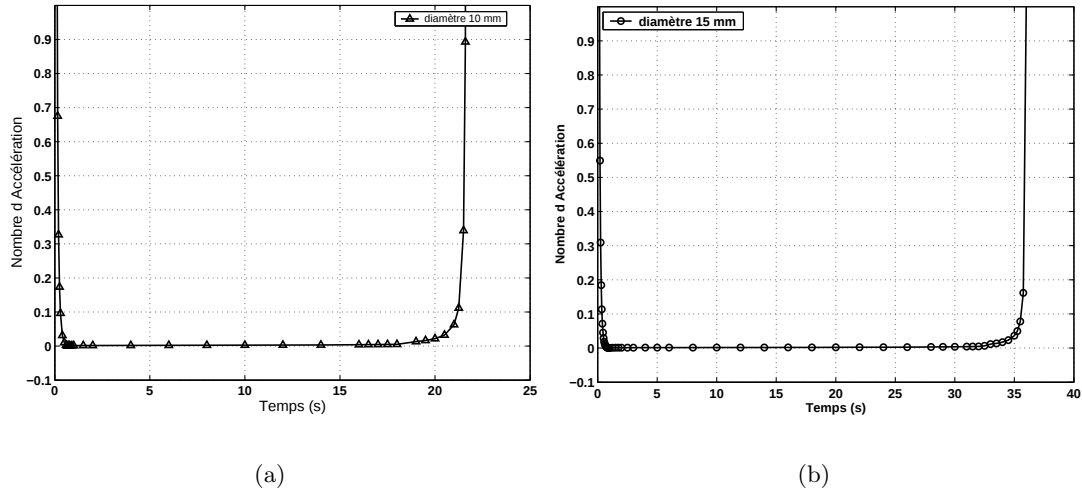


FIG. 2.8: Evolution temporelle du nombre d'Accélération pour deux diamètres initiaux de sphère 2.8(a) 10 mm et 2.8(b) 15 mm.

La glace n'étant pas un très bon conducteur thermique, nous observons un gradient de température assez important sur son rayon (cf. Fig. 2.9(a)). Le gradient thermique se propage relativement vite jusqu'au centre de la sphère (≈ 1 s). A partir d'environ 10 s (ce qui correspond au temps de demi-vie du glaçon en ascension), la température dans le glaçon est presque uniforme et sensiblement voisine de sa température de fusion.

Le flux conductif qui pénètre dans le glaçon est important dans les premiers instants (2.9(b)). Pour un glaçon de 10 mm de diamètre, au bout de 2 s, moins de 20% du flux reçu est conductif et à partir de 5 s cette valeur tombe à environ 5%. Ce pourcentage de flux conduit est d'autant plus faible que le diamètre initial de la sphère est petit. La proportion du flux de chaleur complémentaire reçu par la sphère sert donc à sa fusion. Ce résultat nous montre que l'on ne commettra pas une erreur importante en considérant que tout le flux reçu sert à la fusion. Cette hypothèse sera retenue dans le cadre du travail de DEA de G. Watson [71].

Influence de la température

La température initiale de la sphère n'influe pas beaucoup sur le temps de fusion, alors que la température du fluide influe énormément (cf. Fig. 2.10).

Lors du DEA de G. Watson [71] nous avons obtenu des résultats sensiblement équivalents en considérant que le glaçon était initialement à la température de fusion (tout le flux de chaleur communiqué par le fluide sert à la fusion).

Evolution temporelle du nombre de Nusselt

L'évolution temporelle 2.11 du nombre de Nusselt suit celle de l'évolution de la vitesse (cf. Fig. 2.6(b)). Elle est très rapide dans les premiers dixièmes de seconde puis décroît ensuite de

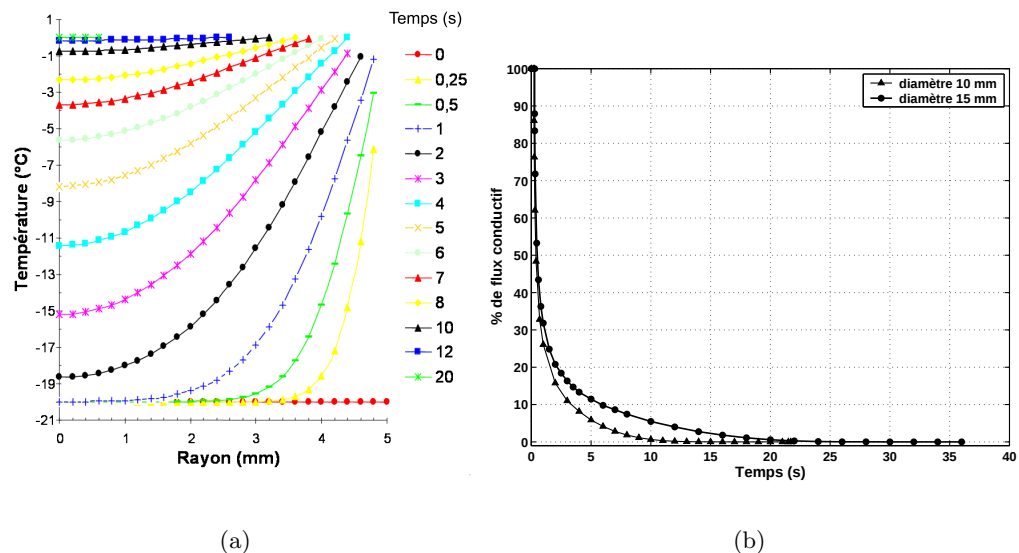


FIG. 2.9: 2.9(a) Evolution dans le temps de la température à l'intérieur d'une sphère de diamètre 10 mm en fusion. 2.9(b) Mise en évidence pour des diamètres de 10 et 15 mm de la part du flux conductif servant à réchauffer la sphère. La température du fluide est de 25°C.

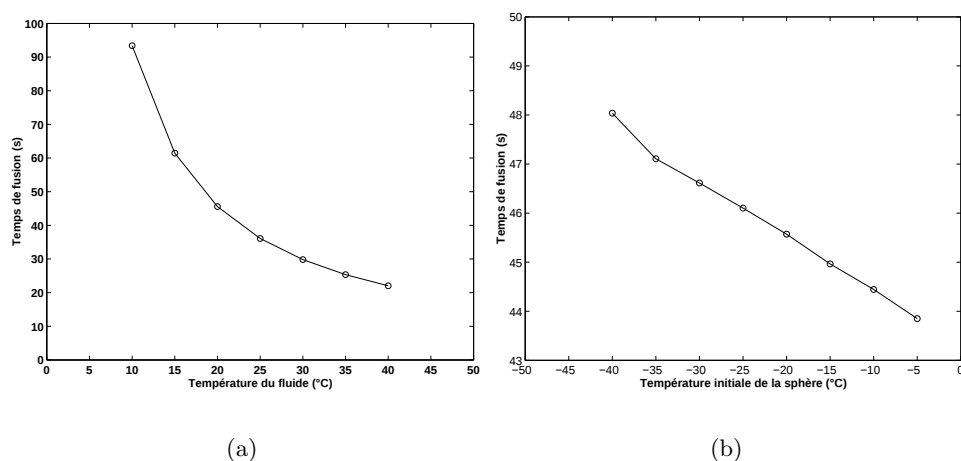


FIG. 2.10: Variation du temps de fusion d'une sphère de diamètre 15 mm, 2.10(a) en fonction de la température de l'eau pour une température initiale du glaçon -20°C et 2.10(b) en fonction de la température du glaçon pour une température d'eau égale à 20°C.

manière régulière en même temps que la vitesse de la particule pour atteindre au final une valeur proche de 2.

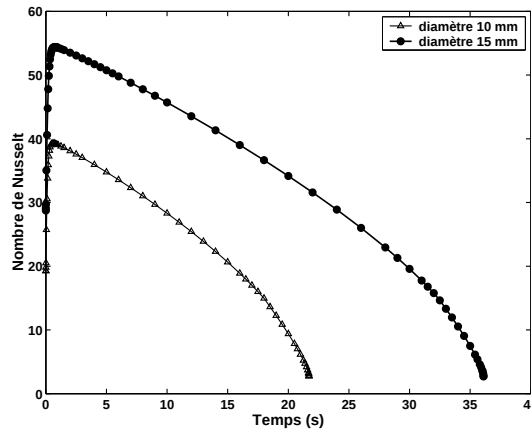


FIG. 2.11: Evolution temporelle du Nombre de Nusselt pour des diamètres initiaux de glaçon de 10 mm et 15 mm.

2.3.4 Commentaires

Nos modélisations simplifiées ont montré que le temps de fusion était très lié au choix de la corrélation utilisée pour le calcul du coefficient d'échange. Ce coefficient d'échange moyen (pas de variation azimutale), déterminé à partir de corrélations établies pour des sphères fixes, sous-estime l'échange de chaleur qui existe pour une sphère libre. Le temps d'ascension peut aussi avoir été sous-estimé car, expérimentalement, la sphère réalise son ascension en oscillant. Ces éléments nous disent qu'il va être indispensable, pour appréhender correctement les phénomènes physiques, de modéliser le problème complet en 3D. Ce travail fait l'objet d'une collaboration avec E. Arquis du Laboratoire TREFLE à Bordeaux. Le nombre de Reynolds de 300 ne pourra cependant pas être dépassé (pour des raisons de difficultés numériques). Pour ne pas aller au delà d'un tel nombre de Reynolds expérimentalement, il faut choisir un petit diamètre de glaçon d'eau, ce qui pose un problème pour l'observation car la fonte est trop rapide. Nous pouvons aussi nous demander quel est le rôle joué par l'existence d'un flux de matière qui sort, normalement à la surface de la sphère lors de sa fusion, dans le développement des couches limites dynamiques et thermiques. Ce phénomène ne s'apparente-t-il pas à celui d'un soufflage pariétal ? Kurose *et al.* [82] ont montré qu'un faible soufflage au niveau de la surface de la sphère rigide a pour effet de réduire globalement la traînée bien que la part de celle-ci liée à la pression soit augmentée. Une modélisation plus rigoureuse de notre problème consisterait à repartir des équations locales de la mécanique des milieux continus pour les intégrer, à chaque instant, sur le domaine fluide occupé par le glaçon en fusion. Cette approche permettrait de prendre en compte de façon correcte les transferts à l'interface séparant les deux milieux continus.

2.3.5 Résultats expérimentaux

Quelques premières expériences ont été réalisées sur une petite colonne verticale en attendant la réalisation d'un montage plus approprié (en cours d'assemblage). Les dimensions de la petite colonne sont 140 mm x 140 mm pour 800 mm de hauteur. Le glaçon est injecté au centre par le bas à l'aide d'un système de sas rempli d'eau et équipé de trois vannes à boisseau sphérique. La hauteur faible de la cuve ne permet pas la fusion complète d'un glaçon de 14 mm de diamètre. La figure 2.12(a) donne un exemple de trajectoire d'un glaçon de 14 mm reconstituée par projection dans le plan $x - z$ (z étant orienté selon la verticale). Le contour du glaçon ne représente pas sa forme exacte lors de la fusion en raison de l'imprécision due à l'éclairage et à l'éloignement de la caméra nécessaire pour obtenir toute la colonne dans son champ de vision. Nous pouvons raisonnablement penser que si cette erreur est répartie uniformément dans toutes des directions du plan $x - z$, alors la position du centre de la surface sera connue avec une bonne précision. Nous observons une trajectoire oscillante comme dans le cas d'une bulle ou d'une sphère légère et rigide en ascension. L'amplitude des oscillations semble peu varier dans le temps. En revanche, la longueur d'onde diminue clairement à mesure de la fonte du glaçon.

La figure 2.12(b) donne la position verticale du glaçon dans le temps. L'évolution est d'abord linéaire pendant environ 1,5 s puis la pente décroît traduisant un ralentissement confirmé par l'évolution de la vitesse verticale observée sur la figure 2.13(a). Cette vitesse verticale ne présente cependant pas une variation très importante, alors que, dans le même temps le diamètre du glaçon évolue beaucoup. La vitesse, selon l'axe x , présente un caractère oscillant bien marqué qui traduit le comportement de la trajectoire. La période d'oscillation semble être à peu près constante autour de la valeur 1,5 s. L'amplitude des variations de la vitesse latérale est importante, elle représente les deux tiers de la vitesse d'ascension, ce qui se traduit par de fortes accélérations latérales (cf. Fig. 2.13(b)). Les effets de portance sont donc relativement importants.

Bien que le nombre de Galilée associé à la particule dépasse au début la valeur de 600, la trajectoire n'est pas complètement chaotique comme semble le prédire Jenny *et al.* [67] dans le cas de sphères rigides.

Dans les prochains mois, notre objectif sera, à partir d'observations et de mesures expérimentales (trajectoires 3D, vitesses, formes, ...), de déterminer en quoi l'instabilité de la trajectoire d'une sphère en fusion est différente de celle d'une sphère rigide *légère*, de tenter de comprendre les interactions réciproques entre le mouvement de la sphère en fusion et le sillage qu'elle crée. Quel est, par exemple, le rôle joué par les couches limites thermiques dans le développement de cette instabilité? L'étude des couches limites thermiques pourra se faire par la mise en place d'un montage de type Schlieren [69]. Cette technique mettra en évidence les contrastes de densité autour de la sphère et dans son sillage, ce qui donnera indirectement une indication de la température. Nous aborderons le problème d'histoire thermique et essayerons de quantifier l'influence de cet effet. Pour les phénomènes thermiques instationnaires, il existe en effet l'analogue du terme d'histoire dynamique. L'origine physique de ce terme provient de la diffusion des gradients de température autour de la sphère [83].

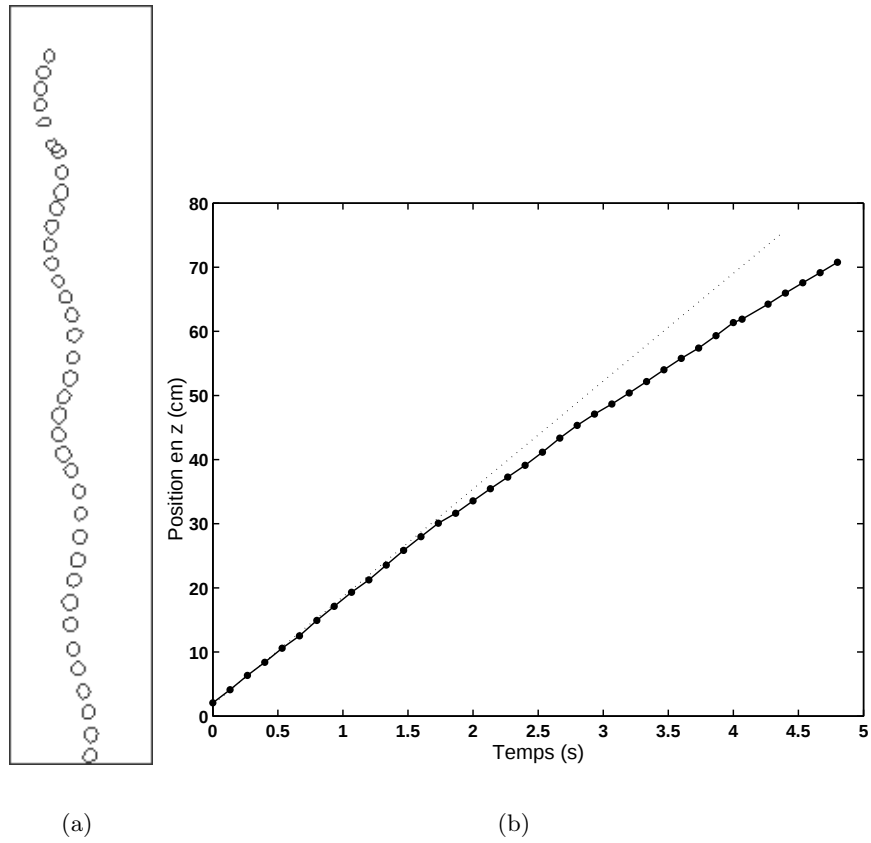


FIG. 2.12: 2.12(a) Exemple de trajectoire d'un glaçon de 14 mm de diamètre en ascension. La position a été projetée dans le plan $x - z$. Un écart de $2/15$ s existe entre chaque position (excepté pour les deux contours qui se recouvrent et le suivant pour lesquels nous avons respectivement $1/15$ s et $3/15$ s). La durée de l'ascension est égale à 4,8 s. 2.12(b) Positions instantanées du glaçon selon la cote verticale z .

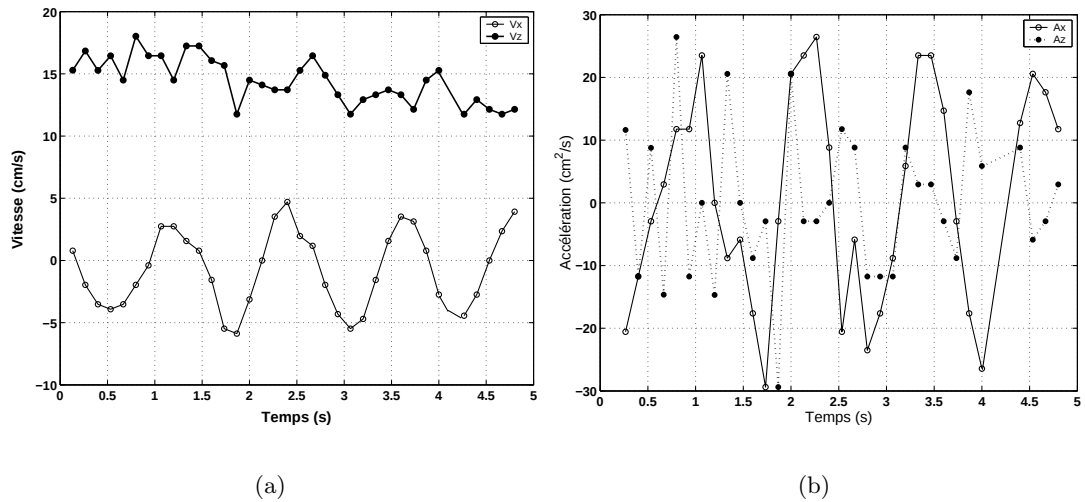


FIG. 2.13: Vitesses 2.13(a) et accélérations 2.13(b) instantanées calculées à partir des positions du glaçon reportées sur la figure 2.12(a).

2.4 Dispersion de particules flottantes en conduite cylindrique

Ce projet concerne l'étude hydrodynamique d'une dispersion solide–liquide modèle (particules de polypropylène–eau) par *VDU*. Il a pour objectif de caractériser les différents régimes d'écoulement observés à partir de l'évolution spatiotemporelle du champ de vitesses et d'avoir accès à la fraction solide dans une section de conduite (épaisseur du lit fixe ou circulant, mélange homogène). La plupart des résultats se trouvent dans l'article paru en 2003 dans la revue *Chem. Eng. Research and Design* [20].

2.4.1 Introduction

Les dispersions liquide–solides sont aussi rencontrées dans de nombreux domaines différents de celui lié à notre application : le convoyage de particules au sein de conduites minières ou pétrolières, les process alimentaires, les réacteurs catalytiques, les lits fluidisés pour ne citer que quelques exemples.

Nous venons de voir aux chapitres 2.2 et 2.3 la complexité de l'écoulement résultant du mouvement d'une inclusion isolée au sein d'un milieu fluide au repos. Le comportement collectif de particules en écoulement est lui aussi difficile à appréhender. Aucune description *universelle* n'est aujourd'hui disponible pour décrire complètement la dynamique d'un milieu formé de particules dispersées dans un fluide. Le comportement rhéologique de ces dispersions en écoulement n'est en effet pas bien connu, il est variable et affecte les propriétés de transport de l'écoulement. De nombreux travaux existent cependant pour simuler par exemple le comportement de particules discrètes en fluidisation mono ou multiphasique [84].

Pour ce type d'écoulement, de multiples interactions agissent à des échelles et temps différents. La difficulté est de relier les phénomènes qui opèrent à l'échelle de la particule (approche locale) au comportement global de la dispersion (approche continue) pour des écoulements

hétérogènes. Les articles récents de Sundaresan *et al.* [85] et Curtis et Wachem [86] font état des connaissances actuelles et des verrous scientifiques à lever pour la modélisation des dispersions avec un point de vue fondamental pour les premiers et plus applicatif pour les seconds.

2.4.2 La dispersion peu diluée

La limite de l'écoulement dilué est classiquement fixée pour une concentration massique de la phase dispersée $\Phi < 2\%$ [87], [88]. Dans notre cas, nous nous situons entre 5 et 20%. La dispersion que nous avons étudiée est donc peu diluée et présente un comportement intermédiaire entre celui d'une dispersion évoluant dans un fluide très visqueux (interactions hydrodynamiques prépondérantes) et celui de milieux granulaires secs (interactions de contact seules). Les effets de sillage à l'aval des particules ainsi que d'autres mécanismes non-linéaires sont présents.

Dans nos expériences, la phase continue eau est chargée en particules solides non-colloïdales qui ont une forme de sphéroïde aplatie (cf. Fig. 2.14). Ce sont des granulés translucides de Polypropylène. Leur densité est égale à $0,889 \pm 0,01$, elle est proche de celle de la glace (0,917). Leurs dimensions moyennes sont $4,3 \times 3,5 \times 3,1 \text{ mm}^3$.

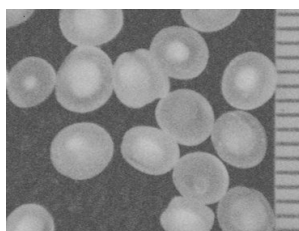


FIG. 2.14: Photographie des particules solides modèles : billes de Polypropylène (PP). Une graduation sur la droite correspond à 1 mm.

2.4.3 La boucle expérimentale

La boucle expérimentale ayant permis la caractérisation de l'écoulement est très simple. Elle est constituée de quatre tubes cylindriques en verre et de quatre coudes à 90° également en verre, le diamètre intérieur est égal à 40 mm. L'écoulement et l'entraînement des particules est produit par une hélice marine, à deux pales inclinées à 45° , insérée dans l'un des coudes. Cette dernière, d'un diamètre de 35 mm, est mue en rotation à l'aide d'un moteur à vitesse variable (de 200 à 2000 tr/mn). La mesure des profils de vitesse axiale par vélocimétrie Doppler ultrasonore pulsée (VDU) est effectuée à l'extrémité d'une grande longueur droite, la plus éloignée de l'hélice, pour éviter toute perturbation liée au *swirl* généré par celle-ci et s'affranchir également des cellules tourbillonnaires induites par l'écoulement dans les coudes.

2.4.4 Les régimes d'écoulements observés

Dans le cadre de cette première approche, nous avons pu observer, comme dans le cas de particules plus denses que le fluide environnant [89], [90], les trois régimes principaux (à

mesure que la vitesse de la phase continue croît) :

- Un écoulement avec un lit fixe. Pour les petites vitesses de la phase continue, les particules remontent immédiatement à la surface supérieure du tube et s’y maintiennent en équilibre stationnaire. Les efforts de cisaillement sur le lit ne sont pas suffisants pour déformer le réseau de particules. Ces efforts dépendent de la pression du fluide interstitiel.
- Un écoulement avec lit mobile. Nous pouvons distinguer deux cas :
 - Un lit mobile dont la vitesse convective des paquets de particules est différente de la vitesse de la phase continue. Le mécanisme de saltation ([91], [92]) gouverne le déplacement des paquets. Les particules situées à l’arrière d’un paquet sont soumises à un fort gradient de vitesse qui provoque leur décollement par effet de portance. Elles sont ensuite entraînées sous le paquet où la vitesse du fluide est importante. Lorsqu’elles atteignent l’amont du paquet, elles subissent sous l’effet de la poussée d’Archimède une ascension rapide qui les applique le long de la paroi. Elles y sont maintenues par les autres particules qui arrivent successivement aussi par saltation. Leur mouvement lent le long de la paroi continue jusqu’à ce qu’elles se trouvent à nouveau en position aval et le cycle se répète alors.
 - Un lit mobile continu. Lorsque la vitesse de la phase continue augmente où lorsque la fraction massique de la phase dispersée est plus grande, les paquets s’étalent pour disparaître et ne former qu’un lit continu le long de la boucle. Le bas du lit peut présenter des vagues de longueur d’onde bien caractéristique.
- Un écoulement complètement suspendu pour des vitesses élevées de la phase continue. L’écoulement est dit pseudo-homogène. Ce régime d’écoulement n’a pu être observé sur notre boucle (vitesse de rotation de l’hélice limitée à 200 s^{-1}) mais l’a été sur une autre boucle expérimentale du LaTEP [93] avec le même type de particules.

2.4.5 Profils de vitesse

Une des principales difficultés inhérente à ce type d’écoulement est la mesure du débit. Notre boucle n’est pas équipée de débitmètre, les seules indications dont nous disposons sont la vitesse de rotation de l’hélice et le profil de vitesse axiale enregistrée. Il subsiste donc une difficulté pour caractériser l’écoulement par l’expression d’un nombre de Reynolds représentatif de l’écoulement. Plutôt que d’exprimer un nombre de Reynolds de rotation (lié à la vitesse de rotation de l’hélice) et utilisant la viscosité dynamique de la phase continue eau, peu représentative du comportement rhéologique de l’écoulement, nous discriminons simplement nos essais par l’utilisation de la vitesse de rotation de l’hélice (en tr/mn). La difficulté d’élaborer un modèle de comportement rhéologique pour les coulis de glace est clairement visible tant le nombre de correlations proposé dans la littérature est important (cf. articles de Kitanovski *et al.*, [94] et Ayel *et al.*, [95]).

Les profils de vitesse axiale moyenne ont été obtenus à l’aide du vélocimètre Doppler ultrasonore pulsé. Le détail des caractéristiques de l’appareil ainsi que la procédure expérimentale de mesure sont détaillés dans l’article de Le Guer *et al.* [20]. Nous pouvons juste rappeler que la vitesse est mesurée dans la direction de la sonde, c’est pourquoi il est nécessaire de l’incliner d’un angle θ par rapport à la paroi pour obtenir par projection la composante de vitesse axiale.

Les profils reportés selon un diamètre correspondent donc à un décalage axial d'environ 14 mm (angle Doppler θ de 70°) entre les deux mesures effectuées au voisinage des parois. Les profils de vitesse axiale moyenne (1000 points enregistrés) de la figure 2.15(a) correspondent à une vitesse de rotation de l'hélice de 1200 tr/mn et des fractions massiques Φ de la phase dispersée de 0, 5, 10, 15 et 20%. Le profil à $\Phi = 0\%$ (sans particules) correspond à un régime d'écoulement de transition laminaire-turbulent. De $\Phi = 5\%$ à $\Phi = 20\%$, la modification du profil de vitesse moyenne due à la présence des particules est très marquée. Nous pouvons distinguer deux types de courbes, les premières pour $\Phi = 5\%$ et $\Phi = 10\%$, correspondent à un écoulement intermittent avec passage de paquets de particules. Dans ce cas, la fraction de la section occupée par le paquet de particules ne peut pas être évaluée à partir des profils moyens. Par contre la juxtaposition des profils de vitesse instantanés (cf. figure 2.16) le permet. Dans le cas du second type de courbes, pour les fractions massiques plus importantes ($\Phi = 15\%$ et $\Phi = 20\%$), les vitesses moyennes dans la partie haute de la conduite sont réduites et à peu près constantes sur une épaisseur de $0,3D$. Cela correspond à la vitesse de convection du lit visualisé. Corrélativement, le maximum de vitesse axiale est décalé vers la partie basse de la conduite, elle est 2 à 3 fois supérieure à la vitesse de convection du lit. Nous observons sous le lit le développement d'une couche limite caractérisée par une zone de gradient de vitesse constant sur $1/4$ du diamètre de la conduite. Cette caractéristique bien marquée a été retrouvée pour des vitesses de rotation supérieures de 1500 et 1700 tr/mn. La valeur du gradient de vitesse est presque la même pour les deux concentrations maximales, l'épaisseur du lit est juste plus importante pour $\Phi = 20\%$. Par contre, pour une vitesse de rotation plus faible (1000 tr/mn), un profil presque parabolique est présent sous le lit. Le lit joue alors presque le rôle d'une paroi fixe (de type poreuse) pour l'écoulement de la phase continue.

La figure 2.15(b) présente des profils de taux de fluctuations de la vitesse axiale pour les mêmes fractions massiques Φ . Le taux de fluctuations de la vitesse (qui n'est pas forcément turbulente) a été classiquement calculé comme dans le cas de l'intensité turbulente utilisée pour comparer le niveau des fluctuations de la vitesse turbulente à la vitesse moyenne.

Nous retrouvons ici les trois types de comportement qui complètent les informations données par les profils de vitesse moyenne. Dans le cas de l'écoulement sans particule, le niveau de fluctuations est faible et la forme du profil est en accord avec celle trouvée dans la littérature, avec un taux de fluctuations faible sur l'axe de la conduite et plus important au niveau des parois. Pour les fortes fractions massiques $\Phi = 15\%$ et $\Phi = 20\%$, le taux de fluctuations est important dans le lit mobile (de l'ordre de 2%), il décroît ensuite rapidement dans la zone où le gradient de vitesse moyenne est constant pour rejoindre le taux de fluctuations rencontré dans le cas sans particule. Pour les fractions massiques plus faibles ($\Phi = 5\%$ et $\Phi = 10\%$), les forts taux de fluctuations observés traduisent bien l'intermittence de l'écoulement due à la modification du profil de vitesse lors du passage d'un paquet de particules (cela est confirmé par l'évolution spatio-temporelle de la vitesse donnée en figure 2.16 pour $\Phi = 5\%$).

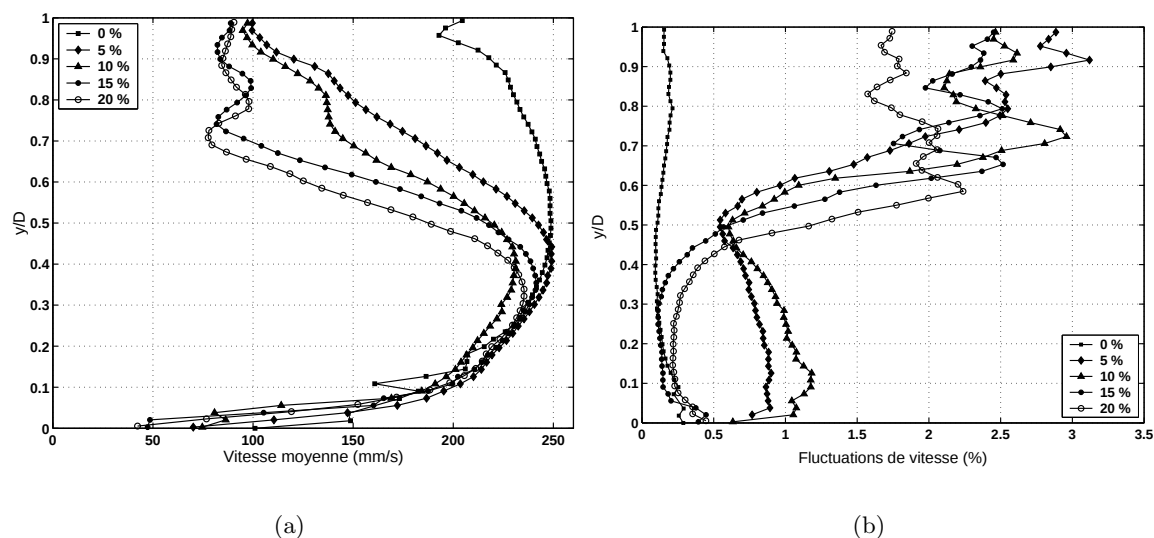


FIG. 2.15: Pour une vitesse de rotation de 1200 tr/mn et des fractions massiques Φ de la phase dispersée variant de 0 à 20%, 2.15(a) profils de vitesse axiale moyenne et 2.15(b) profils du taux de fluctuations de la vitesse axiale en fonction de la distance transversale y/D .

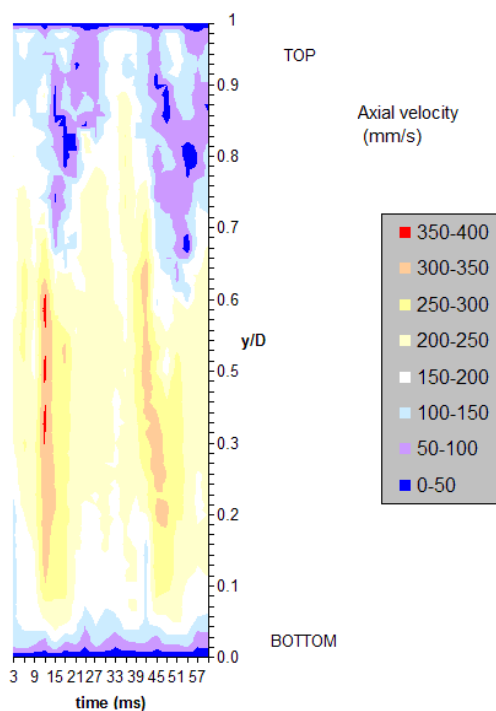


FIG. 2.16: Composition spatio-temporelle des profils de vitesse axiale pour une vitesse de rotation de 1200 tr/mn et une fraction massique de la phase dispersée Φ égale à 5%.

2.4.6 Conclusions et perspectives

Il semble difficile à mon avis d'étudier le comportement rhéologique de dispersions hétérogènes dans des conditions rhéométriques classiques. Les phénomènes devront alors être observés dans des situations proches de celles rencontrées industriellement. Sundaresan *et al.* [85] soulignent notamment l'importance de réaliser de nombreuses expériences à partir desquelles de nouvelles théories pourront être élaborées pour comprendre les mécanismes d'interactions multiples : fluide/particules, particule/particules et particule/paroi.

A l'avenir, une étude plus détaillée des divers régimes d'écoulement devra être entreprise, notamment dans des configurations non-homogènes. Une attention particulière pourra être apportée au phénomène de saltation en caractérisant bien conjointement les différentes vitesses, celle du lit mobile, celle de la particule en saltation et celle de la phase continue. Le gradient de vitesse local dans lequel se trouve une particule va conditionner et définir sa position d'équilibre dans l'écoulement. Pour une inclusion isolée, *légère*, en saltation, *la position d'équilibre* vers laquelle va migrer la particule sera différente de celle dite de Segré-Silberberg [96] qui s'établit à une distance de l'axe égale à 0,6 fois le rayon de la conduite pour une particule à flottabilité neutre.

Les caractéristiques des fluctuations de vitesses devront aussi être étudiées finement. Elle permettront de caractériser la transition à la turbulence dont le seuil est retardé ou avancé selon la concentration en particules et le rapport entre les diamètres de la conduite et celui des particules [97], [98].

Chapitre 3



Miro, *L'or de l'Azur*, 1967.

Mélange chaotique

Boesinger, Le Guer and Mory, AIChE J., accepté fin 2004, sous presse.

Le Guer and Schall, Chem. Eng. Science, 2004.

Gibout, Le Guer and Schall, Com. In Nonlin. Sci. and Num. Sim., accepté fin 2004, sous presse.

Thèse de C. Boesinger, 2002.

DEA de C. Wang, 2003.

Microthèses de F. Ayello, 2003, N. Jauseau, 2004, B. Dumont, 2005.

Stage recherche IUP GSI-ST, J. Bance, A. Lalanne, 2001.

Comme je l'ai mentionné dans le préambule, mes premières études dans le domaine de l'advection chaotique ont été réalisées pendant ma thèse à l'Université de Nantes. On trouvera au chapitre 4 un résumé des travaux alors entrepris. Mes recherches dans ce domaine ont donc repris fin 1999, après six ans d'interruption. Les premiers travaux ont été menés dans le cadre du travail de thèse de Cécile Boesinger [99]. Ils avaient pour objet d'évaluer l'amélioration apportée sur les transformations chimiques par le mélange produit en régime d'advection chaotique au sein de réacteurs tubulaires à éléments courbes. Deux types de réacteurs ont été mis au point, fermé et ouvert, ainsi qu'une instrumentation particulière pour mesurer l'efficacité du mélange. Les travaux concernant le réacteur torique ondulé fermé ont été reportés au chapitre 4, d'une part pour maintenir une certaine cohérence au sein du chapitre 3 et, d'autre part, car les résultats obtenus ont été moins intéressants que ceux espérés.

La caractérisation expérimentale du mélange chaotique a également été poursuivie par voie chimique en mettant en œuvre des réactions parallèles et compétitives (DEA de C. Wang [100]). En parallèle des travaux expérimentaux, des études numériques différentes ont été menées à partir du champ de vitesse donnée par la solution théorique de Dean (canal courbe). Nous avons développé une *Méthode de transformation* basée sur le suivi de particules advectées par un écoulement périodique. Cette méthode ainsi que les résultats obtenus à partir de son utilisation sont détaillés ci-après (Chap. 3.4). Couplée à l'utilisation d'algorithmes génétiques, elle

permet de trouver les protocoles d'agitation les plus efficaces pour le mélange final.

3.1 Introduction à l'advection chaotique

1984 - 2004, 20 ans d'advection et de mélange chaotiques

1984 n'est pas ici le titre du plus célèbre roman de George Orwell mais l'année de parution d'un article clé du Professeur Aref, *Stirring by chaotic advection* [101]. Nous pouvons aisément dire aujourd'hui que les travaux de Aref ont permis l'émergence de toutes les études dans le domaine du mélange chaotique. Il a été le premier à établir le lien entre la faculté des systèmes dynamiques à produire des trajectoires chaotiques et l'utilisation de cette propriété pour le mélange des fluides. Presque dans le même temps, Ottino [102] a relié les propriétés d'étirement et de repliement des filaments de fluide (en 2D, feuillets ou nappes en 3D) à la notion de mélange chaotique. Aujourd'hui, nous nous apercevons que le mélange chaotique *a investi* la planète ! Nous le trouvons, en effet, aussi bien dans l'atmosphère [103], [104], sur terre pour ce qui est de toutes les applications du génie des procédés chimiques et biologiques, à la surface des océans [105] et jusqu'au fond de la terre [106], [107]. Les phénomènes rencontrés, selon la discipline scientifique, couvrent des échelles spatiales et temporelles très différentes.

Les applications industrielles sont nombreuses dans le domaines des réacteurs (ou microréacteurs) chimiques, dans ceux de la microfluidique mono ou multiphasique, de la mise en forme et l'assemblage de polymères pour ne citer que quelques exemples. L'agitation peut être obtenue mécaniquement, c'est la cas le plus courant, mais aussi à l'aide d'un champ magnétique imposé à un fluide conducteur [108], [109].

Lorsque les écoulements sont périodiques, les *sections de Poincaré* constituent un outil très utile pour révéler les zones d'écoulement chaotique ou régulier. Des points périodiques peuvent être rapidement mis en évidence. Selon leur nature, ils seront la signature d'un écoulement régulier ou chaotique. Les points hyperboliques définissent les régions d'étirement du fluide alors que les points elliptiques sont le centre d'îlots de non-mélange. D'après l'allure de la section de Poincaré nous dirons que l'écoulement est :

- globalement chaotique (présence d'une seule zone *ergodique* ¹),
- partiellement chaotique (présence d'une ou plusieurs zones de non-mélange nommées tore(s) de KAM ²,
- régulier.

¹La propriété d'ergodicité lie les moyennes statistiques (effectuées sur l'espace des réalisations des variables aléatoires d'un processus) et les moyennes temporelles (effectuées sur les fonctions du temps qui sont les réalisations du processus). Un processus aléatoire est ergodique si ses moments peuvent être obtenus comme des moyennes à partir d'une seule de ses réalisations. Ceci doit être vrai en particulier pour les moments d'ordre 1 et 2. Cela signifie que le processus a une moyenne constante et qu'il est stationnaire au sens large.

²Le théorème de KAM (de Kolmogorov, Arnold et Moser) nous dit que sous de faibles perturbations presque toutes les orbites (ici les trajectoires) irrationnelles (quasi-périodiques) sont conservées et définissent des courbes invariantes appelées courbes ou tores de KAM. Inversement pour une petite perturbation, le tore résonant est détruit. Le scénario de destruction d'un tore résonant peut conduire par applications successives des théorèmes de KAM et de Poincaré-Birkhoff à la formation de structures auto-similaires vers les petites échelles.

Ce sont ces différents cas associés aux comportements des trajectoires qui donneront ou non de bonnes propriétés de mélange à l'écoulement considéré. Bien que l'utilisation des sections de Poincaré soit intéressante, celles-ci ne donnent aucune information sur les distributions de concentration ni sur le *taux* de mélange global. Nous verrons comment *la méthode de transformation* décrite ci-dessous peut apporter ces informations manquantes qui permettent une analyse plus fine du mélange.

Depuis peu, les fines structures de mélange (cf. Fig. 3.1) telles que les tores de KAM avec leur chaîne d'îlots ont été observées au sein d'écoulement laminaire 3D en cuve agitée (par un simple disque (Fountain *et al.* 2000 [110]) ou pour une turbine Rushton mono ou multi-étagée (Alvarez *et al.*, 2002 [111], Arratia *et al.*, 2004 [112] et Kling et Mewes, 2004 [113]). L'analyse détaillée des conditions d'apparition de ces structures permet de prédire la façon dont il faut perturber l'écoulement pour conduire au *chaos étendu* à tout le volume fluide. Arratia *et al.* ont conclu que l'apparition du régime chaotique était toujours liée à l'entretien d'une perturbation imposée à un écoulement de base régulier.

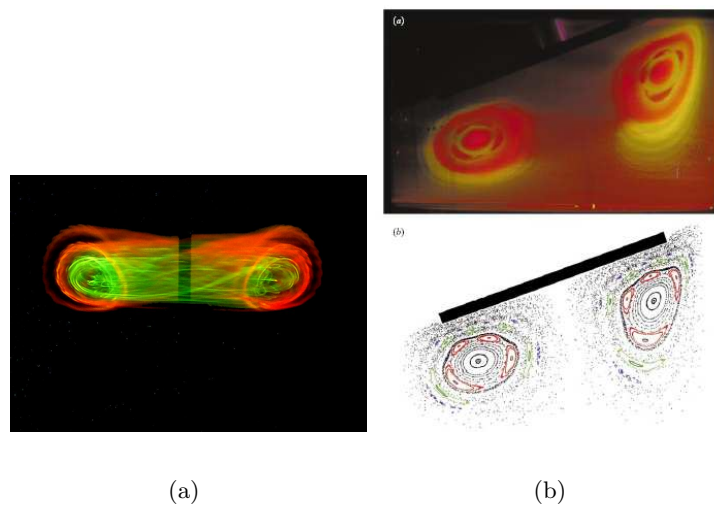


FIG. 3.1: Visualisation des tores de KAM formées au dessus d'une turbine au sein d'un écoulement laminaire de cuve agitée [112]. Comparaison des sections de Poincaré expérimentale et numérique pour un écoulement au sein d'une cuve dans laquelle tourne un disque incliné [110].

3.2 Le problème de l'agitation et du mélange (*stirring and mixing*)

Le problème du mélange commence par la connaissance du champ de vitesse, au moment où, en général, de nombreuses études de mécanique des fluides s'achèvent.

Pour l'illustrer simplement, nous pouvons reprendre l'analyse faite par Eckart en 1948 [114].

Il a considéré que l'homogénéisation de deux fluides A et B se produisait en trois phases :

- **la phase initiale** : une ou plusieurs interfaces séparent les fluides A et B. A l'intérieur de chacun des fluides la concentration est presque constante et le gradient de concentration est proche de zéro. Il y a un très fort gradient de concentration au niveau de l'interface entre A et B. Cependant ces interfaces sont peu nombreuses et de faible surface rendant le gradient moyen relativement faible.
- **la phase d'agitation** : le fluide A est mécaniquement étiré, replié, enroulé dans le fluide B. Les gradients de concentration augmentent alors.
- **la phase de mélange** : les gradients de concentration disparaissent subitement et le mélange des deux fluides devient homogène. La diffusion moléculaire est responsable de ce soudain mélange.

L'advection chaotique opère de façon significative lors de la seconde phase. Par étirement et repliement des filaments de fluide (en 2D), le nombre de striations augmente rapidement alors que les épaisseurs de ces dernières diminuent fortement. A partir d'une certaine échelle spatiale, les gradients de concentration vont être *lissés* par l'action de la diffusion moléculaire. Nous parlerons alors de dissipation ou relaxation du scalaire.

La problématique qui nous intéresse ici est de tenter de comprendre comment le mélange final (diffusion) dépend de l'advection chaotique (agitation) via la création de forts gradients de concentration. Nous étudierons comment se produit la croissance puis la dissipation de la concentration ou de ses gradients. Pour ce faire nous allons avoir besoin de méthodes de caractérisation et de critères pour quantifier l'état d'un mélange non encore homogénéisé. Nous étudierons aussi l'influence du régime d'advection chaotique sur le mélange réactif. Nous verrons que les outils de caractérisation ne sont pas les mêmes pour l'expérience ou le modèle numérique. Nous aborderons également le problème de l'optimisation de l'efficacité du mélange en cherchant les protocoles d'agitation optimaux.

3.2.1 Mélange et chimie : les différents régimes

Le mélange réactif intervient dans de nombreuses applications industrielles faisant intervenir la combustion, la polymérisation, diverses opérations pharmaceutiques ou encore dans le domaine des biotechnologies et du génie génétique.

Nous ne considérons dans nos études que des réactifs miscibles. Le mélange diffusif peut être caractérisé en fonction du nombre de Péclet Pe qui traduit l'importance relative entre les phénomènes d'advection et de diffusion :

$$Pe = \frac{\tau_{dif}}{\tau_{ad}} \quad (3.1)$$

où τ_{ad} représente le temps caractéristique d'advection pour lequel on considère la plus grande échelle de striation l_s et τ_{dif} le temps caractéristique de diffusion moléculaire pour atteindre cette même échelle spatiale l_s . Lorsque le nombre de Péclet est très grand, il est nécessaire d'avoir une bonne résolution pour capturer les détails des structures de plus en plus fines créées par le mélange advectif (ou mécanique). Le mélange réactif fait intervenir un temps

caractéristique supplémentaire, celui de la réaction chimique que l'on notera τ_{ch} . Le temps caractéristique d'avancement de la réaction va être conditionné par l'évolution des épaisseurs de striations dans le mélangeur. Différents régimes chimiques pourront être obtenus en fonction de la valeur de nombres adimensionnels définis à partir des temps caractéristiques τ_{ad} , τ_{dif} et τ_{ch} [115]. Ce sont les nombres adimensionnels de Damköhler Da_I (*macroscopique*) et Da_{II} (*microscopique*, souvent noté Da dans la littérature) :

$$Da_I = \frac{\tau_{ad}}{\tau_{ch}} \quad \text{et} \quad Da_{II} = \frac{\tau_{dif}}{\tau_{ch}} \quad (3.2)$$

En conséquence $\frac{Da_{II}}{Da_I} = Pe$. La caractérisation d'une réaction chimique au sein d'un mélange hétérogène dépendra de l'importance relative de Da_I , Da_{II} et Pe . Les cas limites que l'on peut rencontrer sont répertoriés dans le tableau 3.1. C'est l'évaluation de Da_{II} qui permet de dire si la réaction est rapide ou non puisque la réaction se produit à l'échelle microscopique (diffusionnelle).

Pe	Nombre de Damköhler et temps caractéristiques	Efficacité du mélange	Temps caractéristique d'avancement de la réaction
	$Da_I \ll 1$ et $Da_{II} \ll 1$ $\tau_{ad} \ll \tau_{ch}$ et $\tau_{dif} \ll \tau_{ch}$ (réaction lente)	mélanges advectif et moléculaire efficaces	τ_{ch}
$Pe \gg 1$	$Da_I \ll 1$ et $Da_{II} \gg 1$ $\tau_{ad} \ll \tau_{ch} \ll \tau_{dif}$ (réaction rapide)	mélange advectif efficace limitation de la réaction par le mélange moléculaire	τ_{dif}
$Pe \gg 1$	$Da_I \gg 1$ et $Da_{II} \gg 1$ $\tau_{ch} \ll \tau_{ad} \ll \tau_{dif}$ (réaction rapide)	limitation de la réaction par le mélange advectif et surtout par le mélange moléculaire	τ_{dif}
$Pe \ll 1$	$Da_I \gg 1$ et $Da_{II} \ll 1$ $\tau_{dif} \ll \tau_{ch} \ll \tau_{ad}$ (réaction lente)	limitation de la réaction par le mélange advectif	τ_{ad}
$Pe \ll 1$	$Da_I \gg 1$ et $Da_{II} \gg 1$ $\tau_{ch} \ll \tau_{dif} \ll \tau_{ad}$ (réaction rapide)	limitation de la réaction par le mélange moléculaire et surtout par le mélange advectif	τ_{ad}

TAB. 3.1: Tableau donnant les temps caractéristiques d'avancement de la réaction chimique en fonction des différentes valeurs des nombres de Péclet et de Damköhler Da_I et Da_{II} .

Pour les deux derniers cas du tableau 3.1 (*i.e.* nombre de Péclet très petit), le transport par diffusion moléculaire domine le transport par advection, les effets du chaos sur le transport global seront alors négligeables.

Lorsque la réaction est lente ($Da_{II} \ll 1$), le système devient homogène avant que la réaction chimique n'ait eu le temps de se réaliser. Ce sont le mélange advectif et/ou moléculaire qui

contrôlent la cinétique réactive. Au contraire, lorsque la réaction est rapide ($Da_{II} \gg 1$), les réactifs ne peuvent pas coexister et réagissent dès leur mise en contact. La réaction est alors réduite à une surface (un plan si l'on considère un petit élément de cette surface), interface entre les espèces chimiques en présence. Le modèle lamellaire a été développé pour ce cas [116]. Pour le cas limite $\tau_{ch} \rightarrow 0$, le réactif créé aura le même comportement que celui d'un traceur passif. Lorsque les temps de réaction et de diffusion sont du même ordre de grandeur, pour prévoir l'évolution des champs de concentration, nous devons tenir compte simultanément du mélange advectif, de la diffusion moléculaire et de la cinétique de la réaction chimique. C'est cette dernière situation qui est la plus compliquée à résoudre, notamment pour des écoulements qui comportent des zones de mélange non homogènes.

3.3 Mélange chaotique en écoulement de Dean alterné

Pour étudier le mélange chaotique diffusif et réactif en écoulement de Dean, un pilote comportant deux *serpentins* différents a été construit (3.2) et instrumenté [99].



FIG. 3.2: Photo montrant le pilote dans son ensemble.

Chacun des serpentins constitue un mélangeur-réacteur tubulaire de section circulaire dans lequel s'écoule le fluide en écoulement ouvert. D'une longueur totale de 22,4 m, elles sont constituées d'une succession d'éléments coudés à 90° arrangés spatialement de deux façons différentes (cf. Fig. 3.3). Dans le cas du mélangeur *hélicoïdal*, les coudes forment un hélicoïde de faible angle d'hélice. Pour le deuxième serpent, soit le mélangeur *en écoulement chaotique*³, les plans de courbure de deux coudes consécutifs font un angle de 90° , l'ensemble formant une *pseudo-hélicoïde* reproduisant un motif périodique tous les six coudes. Nous nommerons l'écoulement dans cette boucle : *écoulement de Dean alterné*.

La question que nous nous posons alors naturellement est la suivante : comment apparaissent les trajectoires chaotiques en écoulement de Dean alterné ? Il est d'abord utile d'apporter une précision quant à la définition des trajectoires chaotiques. L'écoulement considéré, à faible

³Nous dirons par la suite *mélangeur chaotique*.



FIG. 3.3: Photos montrant les deux serpentins mélangeur-réacteur. 3.3(a) Serpentin hélicoïdal et 3.3(b) serpentin à trajectoires chaotiques.

nombre de Reynolds, est stationnaire et déterministe, ce qui fait que si nous excluons toute perturbation extérieure à notre système, nous devons obtenir les mêmes trajectoires pour deux particules parties à des temps différents de la même position en entrée du mélangeur. Le phénomène qui induit la sensibilité aux conditions initiales est la destruction de la *connexion hétérocline* (ou *séparatrice*) qui relie les deux points hyperboliques que l'on trouve dans une section transversale de la conduite coudée. Cette connexion hétérocline définit le plan séparateur entre les deux cellules tourbillonnaires hélicoïdales en écoulement de Dean. La théorie des systèmes dynamiques chaotiques [117] indique que pour de faibles perturbations de l'écoulement cette connexion hétérocline peut être brisée en deux *variétés*, l'une *stable*, l'autre *instable* en définissant une infinité d'intersections transversales. Les variétés stable et instable correspondent respectivement aux directions le long desquelles les éléments de fluide sont comprimés et étirés. À partir de cette propriété a été construite une théorie particulière : la *dynamique des lobes* [117], [118]. Cette théorie, bien établie pour les écoulements plans permet d'étudier l'efficacité du mélange à partir des lobes formés par les intersections des variétés stables et instables issues des points hyperboliques.

Pour l'écoulement de Dean alterné envisagé ici, autant d'un point de vue expérimental que numérique, la perturbation engendrée par l'arrangement spatial des coudes n'est pas faible mais l'on suppose que les ingrédients permettant d'obtenir le mélange au sens de la dynamique des lobes pour de faibles perturbations sont présents.

Les expériences de mélange diffusif et réactif dont les résultats sont brièvement reportés ci-dessous ont été obtenus dans le cadre de la thèse de doctorat de Cécile Boesinger [99], ils sont aussi présentés dans un article à paraître en 2005 dans la revue *AIChE* joint en annexe [119].

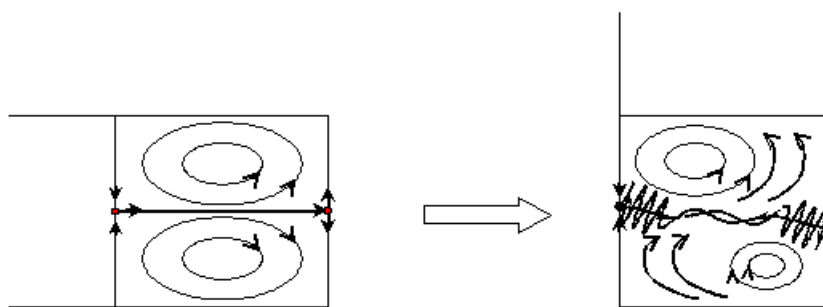


FIG. 3.4: Schéma de principe montrant la transformation de la séparatrice sous la perturbation en deux variétés stable et instable. L'écoulement secondaire dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal est représenté dans une conduite coudée.

3.3.1 Expériences de mélange diffusif

Une méthode conductimétrique a été développée pour étudier le mélange diffusif au sein des deux réacteurs. La difficulté d'analyse expérimentale provient principalement du fait que l'écoulement est *3D ouvert*. Il est en effet difficile d'obtenir avec des moyens expérimentaux non sophistiqués des cartographies en coupe *2D* dans une section du réacteur. Des profils transversaux de conductivité électrique ont donc été réalisés à l'aide d'une microsonde construite pour effectuer une mesure locale. Le détail de construction de la sonde est donné dans l'article de Boesinger *et al.* [119] et sa procédure d'étalonnage dans la thèse ci-dessus mentionnée. Les expériences ont été conduites pour des nombres de Reynolds variant de 167,5 à 1005, ce qui donne compte tenu du rayon de courbure moyen des coudes (122 mm) et du diamètre de la section (20 mm) des nombres de Dean variant de 48 à 288. Nous nous trouvons donc toujours dans le cas d'un régime d'écoulement laminaire.

De l'eau pure et un liquide conducteur contenant du KCl sont introduits via une plaque séparatrice dans les cellules tourbillonnaires de Dean du premier coude positionné de façon identique dans les deux réacteurs. Ainsi les conditions hydrodynamiques sont identiques en entrée et la géométrie des réacteurs ne diffère qu'à partir du second coude. Les mesures sont effectuées à partir du moment où les profils de conductivité sont stabilisés en sortie de réacteur). La figure 3.5 regroupe, pour les deux réacteurs, les évolutions des profils transversaux de conductivité mesurés à la sortie des coudes 10, 22, 40 et 76 pour les différents nombres de Reynolds étudiés. Nous pouvons établir les remarques et conclusion suivantes :

- l'aplatissement des profils de conductivité en fonction de la distance axiale est peu marqué dans le cas du réacteur hélicoïdal, les deux paliers, haut et bas, correspondent aux deux fluides injectés dans des cellules tourbillonnaires qui évoluent peu, le mélange se produit par recirculation et diffusion au niveau de la séparatrice (connection hétérocline),
- toujours dans le cas du réacteur hélicoïdal, cet effet d'aplatissement est légèrement plus important lorsque le nombre de Reynolds augmente, un profil plat correspondant à un écoulement parfaitement mélangé n'est cependant jamais obtenu,
- dans le cas du réacteur chaotique, la modification progressive de la topologie des lignes

de courant, dans le plan transversal à la conduite, a une incidence remarquable sur le mélange et le phénomène est d'autant plus sensible que le nombre de Reynolds est grand. Des profils complètement plats traduisant une homogénéisation des deux fluides sont obtenus entre les coudes :

- 52 et 55 pour $Re = 335$,
- 19 et 22 pour $Re = 670$,
- 13 et 16 pour $Re = 1005$.

- le processus conduisant au mélange homogène résulte plus dans ce cas d'une évolution constante des gradients de concentration (en intensité et en direction) dans les sections transversales successives, favorisant ainsi le transport diffusionnel.

Les temps de mélange obtenus dans chacun des réacteurs [119] montrent aussi que le mélange par advection est bien plus efficace dans le réacteur en écoulement de Dean alterné. La microsonde de conductivité utilisée ne permet pas d'étudier le mélange à l'échelle moléculaire. Pour cette étude, nous avons mis en œuvre une réaction chimique ainsi qu'une méthode d'échantillonnage.

3.3.2 Expériences de mélange réactif

L'objectif est ici de comparer les effets du mélange sur la conversion d'une réaction chimique entre le réacteur hélicoïdal et le réacteur en écoulement de Dean alterné. La réaction test choisie est une réaction d'oxydo-réduction entre l'ion triiodure et l'ion thiosulfate. Cette réaction est quasi instantanée et d'ordre 2. La constante cinétique k vaut $1,29 \cdot 10^6 \text{ l.mol}^{-1}.\text{s}^{-1}$ [120]. Comme nous l'avons vu précédemment, la rapidité de la réaction implique que la conversion est directement liée à l'efficacité du mélange entre les réactifs. Les faibles concentrations en réactif utilisées permettent de considérer la réaction comme isotherme.

La mesure de l'avancement de la réaction est faite par dosage à partir des échantillons prélevés dans la section transversale de la conduite. Un tube métallique coudé de 2 mm de diamètre intérieur, prolongé par une aiguille de 0,3 mm de diamètre intérieur, constitue la sonde de prélèvement. La couche fluide prélevée a donc une épaisseur égale à 0,3 mm. La sonde peut se déplacer sur un diamètre de la section transversale aux mêmes positions axiales que celles où ont été effectuées les mesures de conductivité. Un volume d'échantillon de 10 ml est prélevé à chaque position de mesure. Le fluide collecté est homogénéisé à l'aide d'un agitateur magnétique, la réaction est donc complète avant le dosage des réactifs. La méthode de dosage de la concentration des réactifs dépend de la couleur de la solution prélevée (brune : triiodure, transparente : thiosulfate). Comme les réactifs ne peuvent pas coexister au sein d'un mélange homogène après quelques ms, la couleur brune indiquera la présence d'ions triiodure et l'absence d'ion thiosulfate. Le dosage du triiodure restant est effectué par ajout de thiosulfate jusqu'à l'apparition de la solution transparente, la procédure inverse est appliquée lorsque le thiosulfate est en excès dans l'échantillon. La méthode d'échantillonnage avec dosage est suffisamment précise pour quantifier l'avancement de la réaction au sein de la séquence de coudes. En effet, le temps mis pour homogénéiser par diffusion une couche de fluide d'épaisseur $\delta = 0,3$

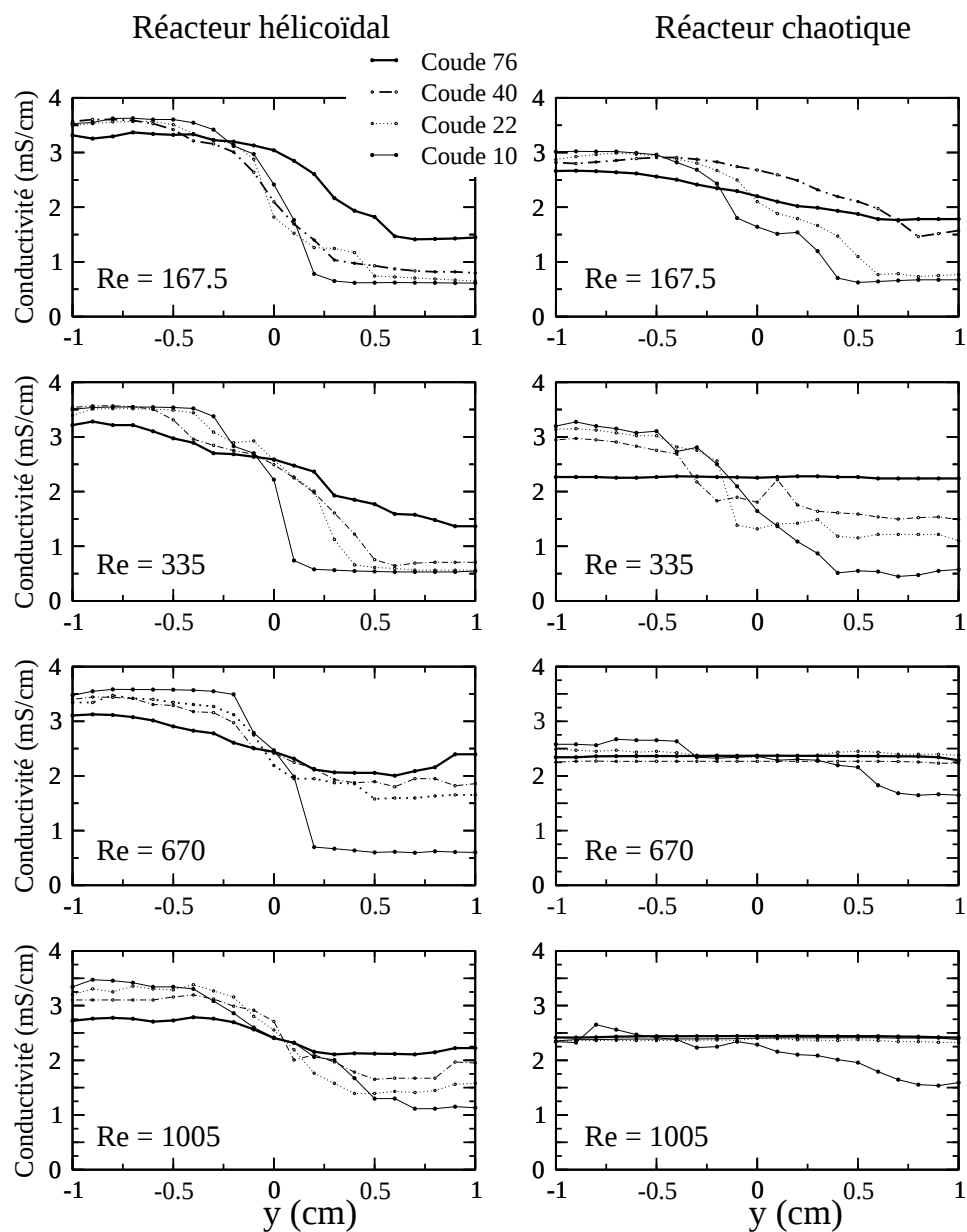


FIG. 3.5: Evolution des profils de conductivité transversaux pour différentes positions axiales le long des réacteurs hélicoïdal et chaotique.

mm est de l'ordre de $\delta^2/4.D_m \approx 22$ s avec pour coefficient de diffusivité moléculaire $D_m = 10^{-9}$ m^2/s ,
de :

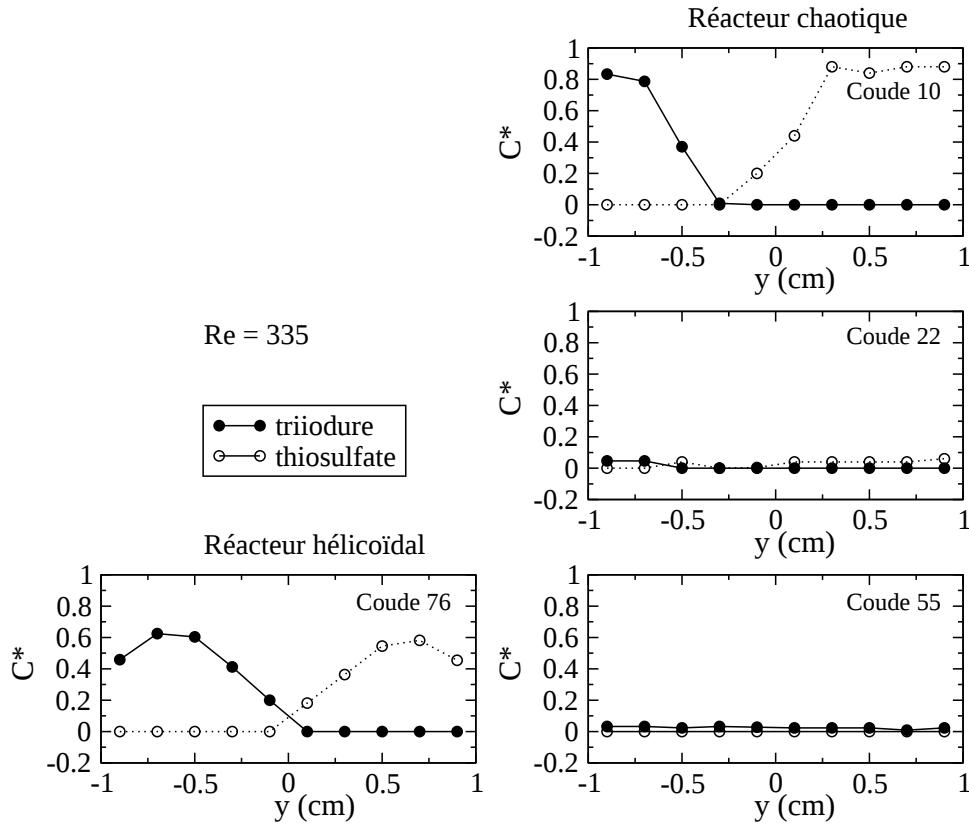


FIG. 3.6: Profils de concentration adimensionnée pour différentes positions axiales dans les réacteurs hélicoïdal et chaotique pour un nombre de Reynolds $Re = 335$.

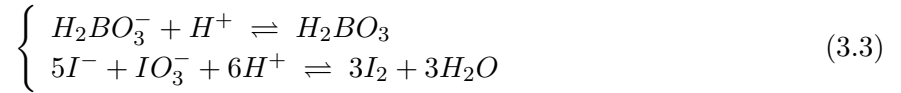
Sur la figure 3.6 est reporté un exemple de profils de concentration adimensionnée en ions triiodure et thiosulfate le long des deux réacteurs pour un nombre de Reynolds égal à 335. Dans le cas du réacteur hélicoïdal, les prélèvements n'ont été effectués qu'après le 76^{ème} coude alors que pour le réacteur chaotique ces derniers ont été effectués après les coudes 10, 16, 22, 55 et 76 si nécessaire. Les concentrations mesurées ont été divisées par la concentration initiale du réactif considéré. Nous remarquons que, dans le cas du réacteur hélicoïdal, les profils sont parfaitement symétriques par rapport au centre (intersection avec la séparatrice), ils signent la présence des cellules de Dean. La concentration maximale est observée au cœur des cellules de Dean où la réaction chimique n'opère pas. D'autre part, la concentration en réactif décroît au voisinage de la paroi, les particules qui circulent le long de la paroi du tube sont transportées sous l'action des cellules de Dean dans la zone séparatrice où elles peuvent réagir. De tels profils ont été observés pour des évolutions de température dans un *échangeur hélicoïdal* de géométrie proche de celle de notre réacteur hélicoïdal par Chagny *et al.* [122]. La réaction est donc loin d'être complète à la sortie du coude 76 alors que les concentrations adimensionnées sont voisines de zéro après le 55^{ème} coude dans le cas du réacteur chaotique. La non-symétrie

des profils observés après le coude 10 résulte de la réorientation des cellules de Dean dans chaque nouveau coude. Comme dans le cas du mélange diffusif, les gradients de concentration sont modifiés en intensité et en direction d'un coude à l'autre. Le *taux de production* d'aire interfaciale entre les réactifs est également considérablement augmenté dans le cas du réacteur chaotique. Des résultats similaires sont obtenus pour des nombres de Reynolds plus élevés ($Re = 670$ et $Re = 1005$), la conversion chimique est obtenue d'autant plus rapidement dans le cas du réacteur chaotique que le nombre de Reynolds augmente. Celle-ci est par contre peu améliorée pour le réacteur hélicoïdal, nous observons une forme de plateau dans l'allure des profils (figure 13 de la référence [119] pour $Re = 1005$) qui provient de la formation d'un cœur potentiel à l'intérieur de chaque cellule de Dean.

Les résultats du mélange réactif sont en très bonne concordance avec ceux obtenus en régime diffusif. La mise en œuvre d'une réaction chimique simple a permis de conclure que le mélange au sein du réacteur chaotique est également efficace pour des échelles spatiales moléculaires.

Poursuite de la caractérisation du mélange par voie chimique

Lors du DEA de C. Wang en 2003 [100], nous avons poursuivi la caractérisation du mélange intime produit par l'advection chaotique par voie chimique. Notre objectif a été de tenter de caractériser le mélange réactif non plus par prélèvements localisés dans la section des réacteurs mais pour la section complète cette fois. Pour ce faire nous avons choisi de tester un système de deux réactions parallèles et compétitives dont le schéma de réaction est le suivant [123] :



La première réaction est quasi-instantanée (constante cinétique k_1), est une réaction de neutralisation d'un acide fort (H^+) par une base faible ($H_2BO_3^-$). La seconde réaction est rapide (constante cinétique k_2), elle correspond à une oxydoréduction formant de l'iode. Nous avons compétition pour l'un des éléments (H^+), si cet élément est injecté en défaut stœchiométrique et que le rapport de vitesses k_1/k_2 est très grand, le mélange moléculaire change l'équilibre des réactions et affecte la quantité finale de produit I_2 formé. Ainsi la sélectivité en I_2 à consommation totale de H^+ est une mesure de l'état de ségrégation du milieu.

Il se produit de plus une troisième réaction, spontanée et équilibrée, qui ne peut pas être évitée. L'iode I_2 et l'iodure I^- réagissent ensemble pour former du triiodure I_3^- selon la réaction :



Définition d'un indice de ségrégation

La mise en œuvre de la réaction test décrite ci-dessus consiste à injecter une faible quantité d'acide sulfurique (H_2SO_4) dans un mélange contenant les ions iodures (I^-), iodates (IO_3^-) et borates ($H_2BO_3^-$). Suite au mélange des réactifs, une quantité plus ou moins importante d'iode va se former. Cette quantité est mesurable par l'intermédiaire du triiodure produit

(par spectrophotométrie), elle caractérise l'état du mélange moléculaire local. Pour cela, nous définissons un indice de ségrégation noté X_S par :

$$X_S = \frac{Y}{Y_{ST}} \quad (3.5)$$

La quantité Y représente la *sélectivité en iode à consommation totale des ions H^+* . C'est le rapport entre le nombre de moles d'iode effectivement formé et le nombre de moles d'iode qui pourrait être formé par l'injection des ions H^+ en l'absence de la réaction de protonation.

$$Y = \frac{2n_{I2}}{n_{H^+}} \quad (3.6)$$

où n_{I2} est le nombre de moles d'iode mesuré et n_{H^+} le nombre de moles de protons injecté. Ainsi, si le mélange moléculaire est parfait, H^+ est instantanément consommé sous forme de H_3BO_3 et $Y = 0$.

Si les ions H^+ sont apportés en quantité stœchiométrique, ils se consomment simplement dans le rapport des concentrations des réactifs en présence. Nous définissons alors Y_{ST} comme étant la quantité maximale d'iode pouvant être formée :

$$Y_{ST} = \frac{2[I_{2pot}]_0}{2[I_{2pot}]_0 + [H_2BO_3^-]_0} \quad (3.7)$$

où $[I_{2pot}]_0$ est la concentration initiale en iode potentiel et $[H_2BO_3^-]_0$ la concentration initiale en ions borates.

L'indice de ségrégation X_S représente le rapport entre l'iode formé et l'iode total qui pourrait être formé dans le cas où le mélange serait infiniment lent. Ainsi X_S varie entre 0 pour un mélange moléculaire parfait, et 1 pour la ségrégation totale.

Conditions expérimentales et résultats

La méthode a d'abord été validée pour des écoulements turbulents dans un bécher agité magnétiquement (5 litres) d'une part et d'autre part au sein d'une cuve chicanée munie d'un agitateur de type turbine Rushton à six pales (2,5 litres). Le faible volume réactionnel des récipients facilite la préparation des solutions qui doit suivre une procédure bien déterminée. Les résultats ont indiqués que le mélange était meilleur dans la cuve chicanée (cf. tableau 3.2) qui permet de détruire les grosses structures non mélangées de l'écoulement que l'on rencontre dans une cuve à paroi lisse (cf. Fig. 3.1).

Lors des essais dans le réacteur chaotique, nous nous sommes rendus compte qu'il était nécessaire de déterminer une concentration limite en H_2SO_4 en dessous de laquelle nous ne pouvions pas descendre. En effet, si la concentration en acide est trop faible, l'injection de cette solution d'acide dans la solution contenant les ions $H_2BO_3^-$, I^- et IO_3^- ne la colore pas en ocre, ce qui signifie que le mélange moléculaire est presque parfait alors que ça ne peut être le cas au moment de l'injection. Par des essais dans un bécher contenant un volume donné de solution A, et en injectant une solution d'acide de moins en moins concentrée, cette concentration critique a été déterminée à 0,2 mol/l. Comme les espèces $H_2BO_3^-$, I^- et IO_3^- ne réagissent pas entre elles, elles peuvent être mises dans une même solution (solution A) qui occupe les deux bacs

d'alimentation (cf Fig. 3.2). La solution d'acide sulfurique (solution B) est elle introduite dans le réacteur à l'aide d'un petit tube injecteur placé dans une section de conduite en entrée. Cette solution s'est avérée nécessaire pour atteindre la condition de rapport de débits imposée par la concentration critique, à savoir : $Q_B = 4,5/400 Q_A$. Pour la détermination de X_S , le prélèvement d'un échantillon est effectué en sortie du réacteur chaotique et la concentration d'iode est déterminée par spectrométrie d'absorption.

Réacteur	Indice de ségrégation X_S
bécher	0,329
cuve agitée	0,226
réacteur chaotique	
$Re = 3,5$	0,650
$Re = 13,9$	0,611
$Re = 23,1$	0,539
$Re = 44,2$	0,473

TAB. 3.2: Résultats des essais de caractérisation du mélange dans le réacteur chaotique à l'aide de réactions chimiques parallèles et concurrentes.

Les résultats reportés dans le tableau 3.2 pour le mélangeur chaotique en écoulement laminaire montrent que l'indice de ségrégation X_S diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente, ce qui nous confirme bien que le mélange moléculaire s'effectue de manière plus efficace lorsque le débit augmente (résultat que nous avons déjà obtenu pour des nombres de Reynolds supérieurs). Le régime hydrodynamique fortement laminaire de l'écoulement dans le réacteur chaotique fait que le mélange moléculaire s'obtient sur des temps beaucoup plus long qu'en écoulement turbulent. De ce fait le renouvellement des ions borates n'est pas assez rapide au voisinage de filet de solution acide injecté, seul les ions iodures se trouvent alors à proximité des ions H^+ , la seconde réaction conduisant à la formation d'iode peut alors se produire.

En conclusion, il s'avère que la méthode de caractérisation du mélange à l'aide de réactions parallèles concurrentes est difficile à mettre en œuvre au sein du réacteur tubulaire. Le fait d'injecter une des solutions en filet au sein de la section rend la méthode dépendante de la position d'injection (*i.e.* possibilité de présence de tubes de KAM). Cette méthode, définie à l'origine pour caractériser le mélange dans des écoulements turbulents [123] semble donc moins bien adaptée aux écoulements laminaires en régime d'advection chaotique.

3.4 Méthode de transformation : un pas vers l'optimisation de la structure d'un mélange

J'ai profité de mon congé pour recherche pour développer en 2002 la méthode AUM3 (*Anisotropic Unstructured Meshes Mapping Method*) avec le concours de mon collègue Eric Schall.

3.4.1 Présentation de la méthode

C'est une méthode originale basée sur la *transformation de maillages* associée aux déplacements de scalaires passifs advectés par l'écoulement. Elle permet l'évaluation et l'optimisation du mélange au sein d'écoulements périodiques. Cette méthode a été appliquée avec succès à l'écoulement de Dean alterné mais est facilement transposable à tout écoulement 2D périodique en temps ou 3D spatialement périodique. L'écoulement de Dean, qui n'est pas le plus simple car 3D, a été choisi principalement pour compléter les résultats obtenus au même moment sur le pilote expérimental développé par C. Boesinger dans le cadre de sa thèse. Les détails de la méthode sont donnés dans un article paru en 2004 dans la revue *Chem. Eng. Sci.* [124]. Nous présenterons quelques résultats récents obtenus avec l'utilisation de cette méthode de transformation (*Mapping*). La méthode a ensuite été étendue aux écoulements réactifs. Ces travaux sont encore en développement.

Le cœur de la méthode repose sur la construction des matrices M de transformation qui permettent de décrire comment la matière a été transportée dans un coude entre ses sections d'entrée et de sortie. Toutes les informations recueillies en sortie de coude (concentration, gradient, temps de séjour) sont rapportées sur le maillage d'entrée. L'originalité de la méthode par rapport à une méthode similaire développée par une équipe de recherche de l'Université d'Eindhoven ([125], [126], [127], [128]) repose sur l'utilisation de maillages triangulaires anisotropes. Le maillage d'entrée est en effet anisotrope, constitué de petits triangles élémentaires (voir figure 3.7). Chaque sommet d'un triangle constitue un point matériel advecté par le champ de vitesse. Un triangle de matière va donc être déformé entre l'entrée et la sortie du coude. Le maillage d'entrée a été optimisé de telle sorte que les déformations obtenues pour tous les triangles déformés en sortie ne se chevauchent pas (pas de recouvrement de matière) et couvrent bien la section circulaire (bonne définition de la frontière). Le maillage doit donc être adapté dans les régions de fort étirement (au voisinage des points hyperboliques). Nous rappelons ici que les trajectoires dans un coude sont régulières et que, c'est la transition *brusque* inter-coudes qui permet l'obtention de trajectoires chaotiques.

Une fois les matrices M obtenues (4 considérées en fonction des orientations du coude suivant) et la distribution de concentration initiale choisie, les champs de concentration sont simplement calculés de la manière itérative suivante :

$$C^{(n)} = M^{(i)} \dots C^{(n-1)} \quad \text{avec } i = 1, 2, 3 \text{ et } 4 \quad (3.8)$$

où $C^{(n-1)}$ est le vecteur concentration pour lequel chaque élément C_i représente la concentration associée au $i^{\text{ème}}$ triangle élémentaire d'aire a_i .

Nous pouvons ainsi suivre l'évolution du champ de concentration et de ses gradients dans des sections transversales circulaires le long d'une séquence de coude. Nous étudions le mélange pour différents protocoles d'agitation répertoriés dans le tableau 3.3. Ils correspondent aux écoulements réguliers, partiellement ou globalement chaotiques. Les lettres N , E , S , O correspondent à des orientations respectives du coude aval par rapport au précédent, N pour Nord, E pour Est et ainsi de suite. Les lettres T (et A) indiquent que le plan de courbure du coude aval est décalé par rapport au précédent dans le sens trigonométrique (respectivement anti-trigonométrique).

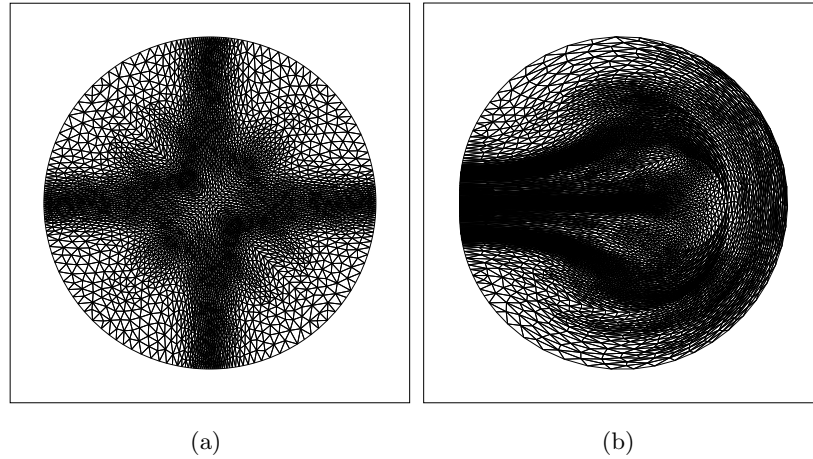


FIG. 3.7: Exemple de maillages non-structurés (ici grossiers) définis dans la section transversale de la conduite. 3.7(a) correspond au maillage initial optimisé de la section d'entrée qui va être advecté dans le coude et 3.7(b) est le maillage déformé que l'on obtient en sortie du coude.

Protocole	Codage	Périodicité
Régulier	EEEEEEEE	1
TATA	ENENENEN	2
GlobChao	ESENESEN	4
GrosKam	NOOSSEEN	8
TTTAA	ENOSNOSESOSSENESENON	20
BestAG2	NESENESENOOSONOSSENO	aucune

TAB. 3.3: Tableau récapitulatif des principaux protocoles d'agitation étudiés. Codage donné pour des conditions d'entrée horizontale ou verticale.

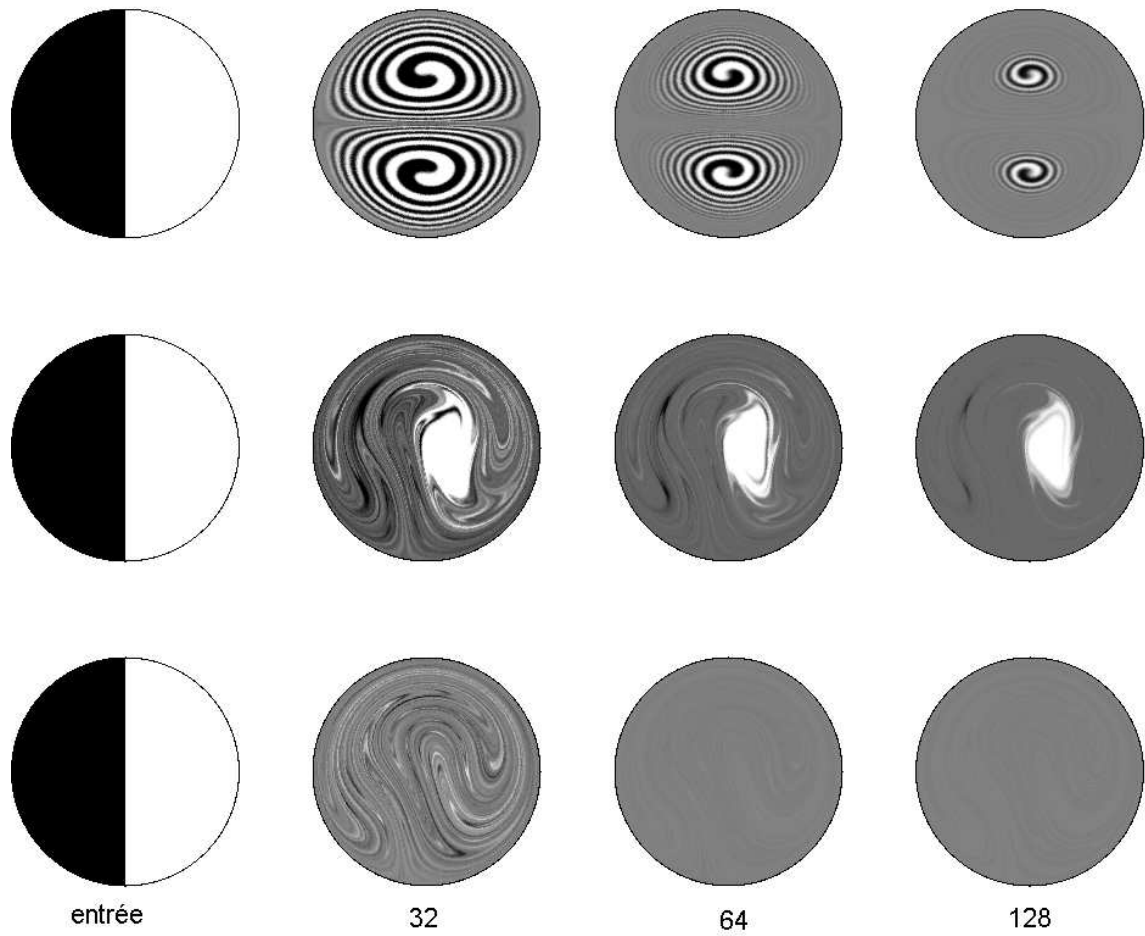


FIG. 3.8: Figures de mélange obtenues pour trois protocoles d'agitation différents à la sortie des coudes 32, 64 et 128. Ligne du haut : mélange régulier. Ligne centrale : mélange partiellement chaotique avec tores de KAM. Ligne du bas : mélange globalement chaotique.

3.4.2 Définition de critères de mélange

Comme pour la turbulence, le mélange chaotique en écoulement laminaire opère une dissipation de la quantité scalaire (ici la concentration) des grandes échelles vers les petites [129]. A partir du moment où l'on s'intéresse au problème du mélange et à son optimisation, apparaît alors la nécessité de définir *la qualité* du mélange par un ou plusieurs critères objectifs. Deux critères ont été définis pour nos études, nommés respectivement *Intensité de Ségrégation Discrète* I_S et *Dissipation Moyenne du Scalaire* χ ou *DMS*. D'autres critères peuvent être définis, Finn *et al.* [130] les ont classés en trois catégories selon la nature de la mesure :

- physique (étirement interfacial, temps de séjour, énergie),
- statistique (largeurs lamellaires, densité d'interface, test de Kolmogorov, ...),
- issue de la théorie des systèmes dynamiques (exposant de Lyapunov, sections de Poincaré).

Le premier critère, l'*Intensité de Ségrégation Discrète* [125] a été introduit à l'origine par Dankwerts [131], il permet de suivre la variance de la concentration dans une section donnée de la conduite au cours de son mélange et est défini par :

$$I_S = \frac{1}{\overline{C} (1 - \overline{C})} \frac{1}{A} \sum_{i=1}^N (C_i - \overline{C})^2 \cdot a_i \quad (3.9)$$

avec :

$$\overline{C} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^N C_i \cdot a_i \quad \text{et} \quad A = \sum_{i=1}^N a_i \quad (3.10)$$

où A est l'aire de la section transversale du coude, N le nombre total de triangles élémentaires qui couvrent la section transversale et $\overline{C}$ la concentration moyenne dans cette section. $I_S = 1$ représente un état de non-mélange (ségrégation complète) alors que $I_S = 0$ caractérise l'état de mélange idéal (concentration uniforme). Les valeurs prises par ce critère sont donc bornées entre 0 et 1. La monotonie de son évolution le rend pratique d'utilisation dans le cas de l'optimisation du mélange à l'aide d'Algorithmes Génétiques.

Le second critère utilisé nommé Dissipation moyenne du scalaire *DMS* est construit à partir de l'évolution des gradients du champ de concentration dans deux directions perpendiculaire de la section de sortie du coude. Les valeurs obtenues sont intégrées sur toutes la section :

$$\chi_A = \int_A |\nabla C|^2 \, dx \, dy \quad (3.11)$$

3.4.3 Caractérisation de la diffusion de la méthode

La méthode de transformation de part sa construction diffuse. En effet, la matière transportée dans un triangle de la section de sortie (triangle *receveur*) provient des contributions de plusieurs triangles de la section d'entrée (triangles *donneurs*). Ces contributions, moyennées dans le triangle *receveur*, rendent la méthode diffuse. Nous pouvons réduire la diffusion numérique soit en diminuant le nombre d'*itérations* soit en augmentant la résolution du maillage. C'est ce dernier cas qui sera appliqué, le nombre d'itérations étant déjà unitaire par coude. La méthode est capable de produire du *démélange* en offrant la possibilité d'*inverser*

le protocole d'agitation. Nous reproduisons d'une certaine manière la célèbre expérience de Taylor [132] illustrant l'effet de la diffusion moléculaire. Taylor a montré la réversibilité de l'écoulement à faible nombre de Reynolds, une tache de colorant entraînée en rotation dans un sens puis dans l'autre reprend sa forme initiale, au contour près, devenu *flou* sous l'effet de la diffusion moléculaire. L'écoulement a été inversé avant que la diffusion moléculaire n'ait eu le temps de détruire la mémoire des conditions initiales. C'est en fait cette perte de mémoire des conditions initiales que facilite l'advection chaotique en faisant agir la diffusion moléculaire sur de plus petites échelles de longueur. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.9 qui présente pour une séquence de 40 coudes des images de mélange obtenues pour deux types de protocoles d'agitation, régulier et globalement chaotique. Le protocole *Régulier* a été *inversé* de deux façons : au bout de 20 coudes ou bien après chaque coude. Lorsque nous *démêlons* rapidement (écoulement *Régulier* ligne 2), l'effet de la diffusion se fait très peu sentir. Si au contraire nous laissons le temps à l'écoulement d'étendre spatialement les gradients de concentration dans toute la section (écoulement *Régulier* ligne 1), l'effet de la diffusion est beaucoup plus important, notamment dans les zones lentes de l'écoulement (au voisinage de la paroi et le long de la séparatrice). Pour le protocole *GlobChao*, la perte de mémoire des conditions initiales est totale alors que nous observons une tentative de recomposition de la distribution de concentration initiale pour le protocole *BestAG2*. Une remontée du critère *DMS* peut être observée dans ce cas à partir du 30^{ème} coude (Cf. figure 3.10).

Un coefficient de diffusion effectif a pu être évalué en considérant la pénétration par diffusion du traceur au sein d'un tube de KAM produit par le protocole d'agitation TATA pour des temps de séjour correspondant à la dispersion axiale dans 50 coudes (tableau 3.4). Nous remarquons que les valeurs des coefficients sont relativement petites, de l'ordre de ceux que nous rencontrons expérimentalement. La diffusion effective, dans ce cas précis, décroît remarquablement de façon exponentielle en fonction du nombre de triangles utilisés [133]. Des éléments statistiques plus précis concernant les géométries des triangles pour les maillages 1 à 3 sont donnés par Le Guer et Schall [124].

Maillage	Nombre de nœuds	Nombre de triangles Nt	Coefficient de diffusion D*
1	8113	15956	$1,35 \cdot 10^{-6}$
2	16257	32144	$6,40 \cdot 10^{-7}$
3	32043	63608	$3,07 \cdot 10^{-7}$
4	64491	128296	$1,46 \cdot 10^{-7}$

TAB. 3.4: Caractéristiques des maillages étudiés et coefficients de diffusion effectif calculés pour le protocole de mélange TATA.

Pour tous les résultats présentés dans ce chapitre, le maillage 4 (le plus fin) a été utilisé.

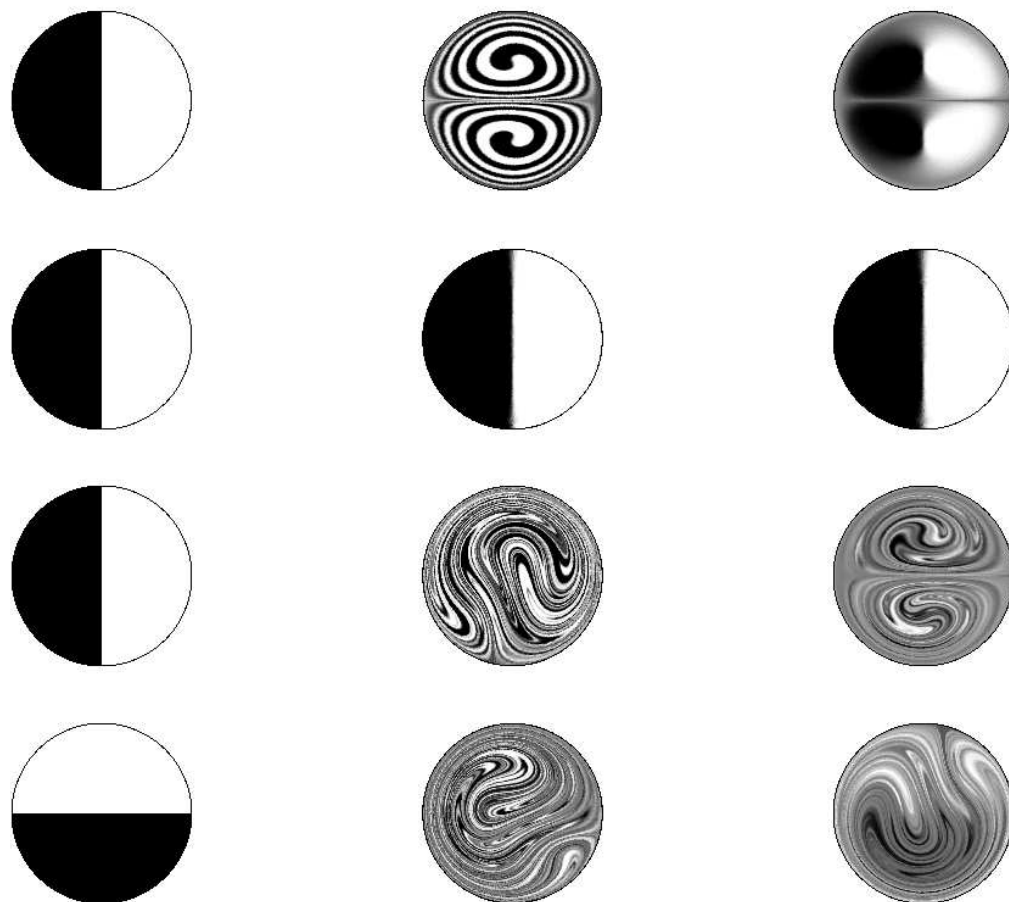


FIG. 3.9: Figures de mélange montrant l'effet de la diffusion de la méthode pour différents protocoles d'agitation (sur 40 coudes). Ligne 1 : Régulier 20 *E* puis 20 *O*. Ligne 2 : Régulier 1 *E* puis 1 *O*, 20 fois. Lignes 3 et 4 : GlobChao et Best AG2 sur 20 puis 20 inverse en inversant d'abord le dernier.

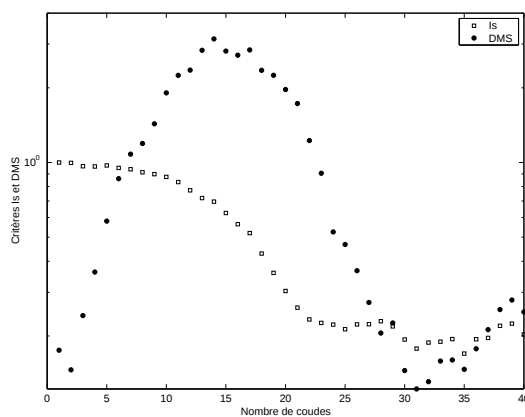


FIG. 3.10: Evolution des deux critères I_S et DMS pour le protocole Best AG2 en séquence d'agitation mélange-démélange.

3.4.4 Dissipation du scalaire passif

Les efficacités des mélanges présentés ont été caractérisés à l'aide des deux critères définis précédemment I_S et DMS .

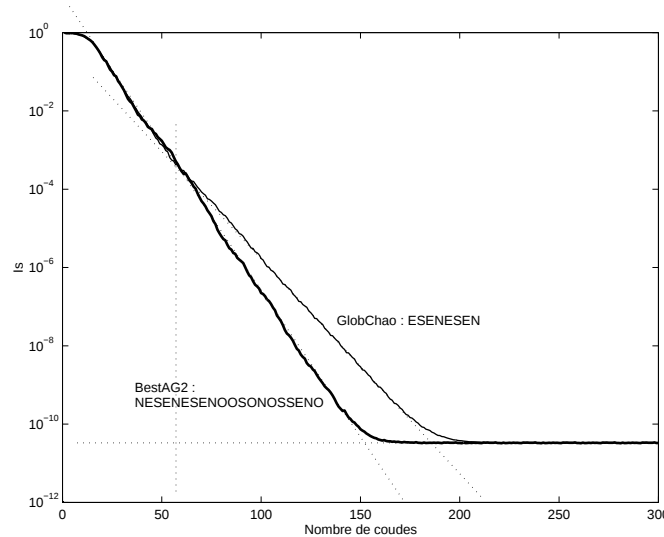


FIG. 3.11: Evolution de l'Intensité de ségrégation I_S pour deux protocoles d'agitation globalement chaotiques : GlobChao et BestAG2.

Aux temps longs nous remarquons que I_S atteint asymptotiquement une valeur très faible mais non nulle (après 10 décades de décroissance). Pour les meilleurs protocoles d'agitation, cette saturation se produit au-delà d'une centaine de coudes. C'est un artefact qui provient de la méthode numérique et qui est lié à la taille du maillage. La résolution atteinte en échelle de striations devient alors plus petite que la dimension d'un triangle élémentaire. Compte-tenu de la dimension moyenne d'un côté de triangle, la résolution obtenue dépasse 250 striations sur une coupe dans une section. Ce phénomène de saturation se produira d'autant plus tôt que le maillage sera fin. Cela confirme bien qu'un mélange plus rapide est obtenu si le maillage est grossier, compte tenu de la diffusion de la méthode (Cf. Chap. 3.4.3 ci-dessous).

En comparant l'évolution de I_S pour les trois protocoles (régulier, globalement chaotique et partiellement chaotique, voir Fig. 3.12), nous remarquons rapidement une dégénérescence asymptotique de l'évolution de I_S liée à la présence des tubes de KAM. Bien que le mélange chaotique opère encore très bien à l'extérieur des régions régulières, leur présence est très limitante pour la décroissance de I_S (les petites oscillations périodiques sont liées aux différences de surface d'occupation des tubes de KAM dans les différentes sections). Un protocole d'agitation régulier pourra donc donner sur le long terme une meilleure homogénéisation en concentration. La décroissance de I_S est lente mais régulière en raison de l'existence des motifs du champ de concentration spiralés (Cf. Fig. 3.8) qui s'alignent presque avec les lignes de courant des cellules de Dean. C'est plutôt, dans ce cas comme dans ceux présentant des îlots réguliers de taille importante, le mécanisme de diffusion aux *grandes échelles* qui contrôle le mélange.

La comparaison des évolutions des deux critères pour les protocoles d'agitation étudiés est

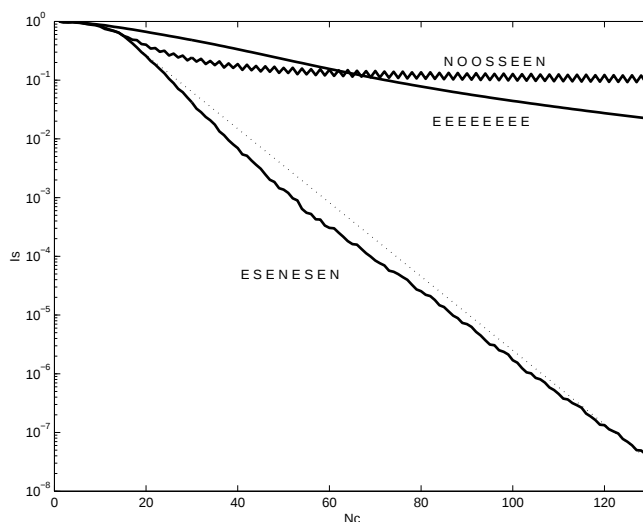


FIG. 3.12: Evolution de l'Intensité de ségrégation I_S pour trois protocoles d'agitation différents : régulier (Régulier), partiellement chaotique (TATA) et globalement chaotique (GlobChao).

donnée sur la figure 3.13. L'information supplémentaire donnée par le critère construit à partir des gradients de concentration est l'apparition du pic qui sépare les deux phases de création et de dissipation des gradients. Au niveau du pic (moins prononcé pour l'écoulement régulier), il y a équilibre entre la production des gradients par étirements et repliements successifs et la destruction de ces gradients par diffusion. La durée de cette phase de création des gradients pour les différents protocoles est reportée dans le tableau 3.4.4. Au-delà de ce pic, l'évolution du critère DMS donne rigoureusement les mêmes décroissances exponentielles dans le cas d'écoulements globalement chaotiques. Dans ce cas, les évolutions de la variance de la concentration et des gradients du champ de concentration sont similaires. Les courbes d'évolution du critère DMS sont du type log-normal. L'indépendance du taux de décroissance vis-à-vis de la diffusion moléculaire, comme l'a trouvé Pierrehumbert [134] n'est pas mise en évidence dans notre cas. En effet, lorsque nous diminuons la taille des maillages, nous diminuons en même temps la pseudo-diffusion moléculaire comme cela est expliqué au paragraphe 3.4.3. Le taux de décroissance exponentiel obtenu est alors plus faible dans le cas d'une petite pseudo-diffusion moléculaire.

A la lecture de la figure 3.11, une question reste en suspend : pourquoi deux protocoles d'agitation *globalement chaotiques* conduisant à un bon mélange final, donnent-ils des temps de mélange si différents ?

Quel est alors le mécanisme responsable du changement de pente dans l'évolution de I_S pour le protocole *GlobChao* ?

D'autre part, pour l'obtention d'un mélange final, que vaut-il mieux avoir :

- de forts gradients de concentrations moyennement bien distribués spatialement ou alors,
- des gradients de concentrations plus faibles mais mieux distribués spatialement ?

Pour répondre à cette dernière question il serait intéressant de disposer d'un critère pour évaluer l'homogénéité de la répartition spatiale des gradients de concentration ainsi que leur

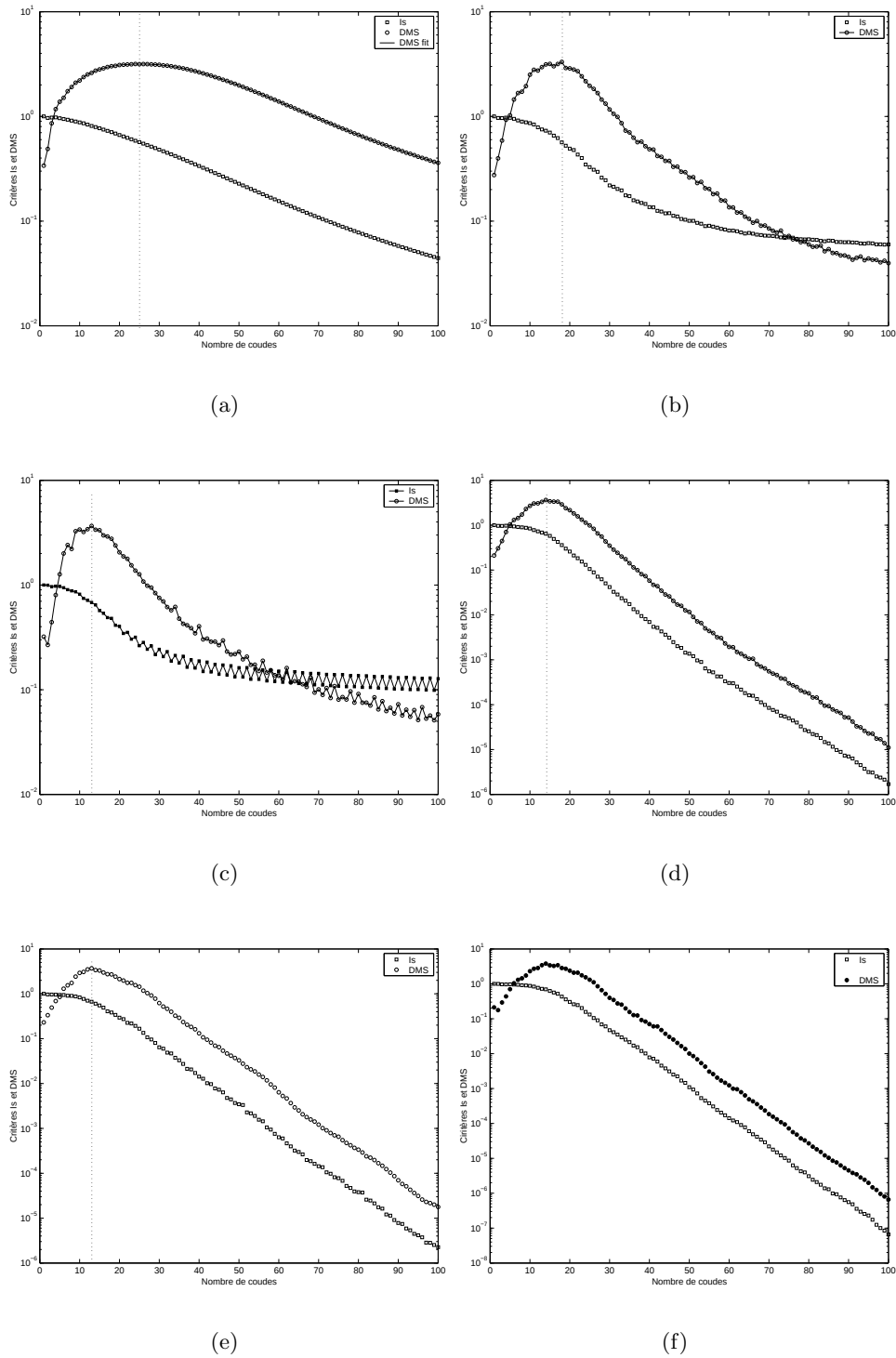


FIG. 3.13: Evolution des deux critères de mélange I_S et DMS pour différents protocoles d'agitation. Ligne du haut : (a) Régulier, (b) TATA. Ligne centrale : (c) GrosKam, (d) GlobChao. Ligne du bas : (e) TTTAA, (f) BestAG2.

taux d'occupation en surface au delà d'un certain seuil.

Le tableau 3.4.4 donne la durée de la phase de croissance des gradients pour les différents protocoles d'agitation testés. Nous remarquons que cette phase est la plus courte et sensiblement de même durée pour les écoulements globalement chaotiques (environ 13 à 14 coudes) et beaucoup plus longue pour un écoulement régulier (25 coudes). Dans ce dernier cas, la répartition spatiale relativement homogène des gradients ne suffit pas à compenser la lente diminution des épaisseurs de striations. Surprenant est le cas de l'écoulement partiellement chaotique (protocole *GrosKam*) qui, malgré la présence d'un gros tube de KAM, ne conduit pas à une durée plus longue de la phase de croissance des gradients. La région régulière, inactive en terme de production de gradient, ne freine en rien l'évolution temporelle des gradients créés majoritairement à l'extérieur de celle-ci. Il semble d'autre part que des gradients plus forts (Cf. Fig. 3.13) existent dans la zone ergodique (par rapport aux cas du chaos global) qui compensent l'absence de gradients dans la zone régulière.

Protocole	Durée phase création gradients (en nombre de coudes)
Régulier	25
TATA	18
GrosKam	13
GlobChao	14
TTTAA	13
BestAG2	14

TAB. 3.5: Tableau indiquant la durée de la phase de création des gradients de concentration pour les protocoles d'agitation étudiés.

3.4.5 Distributions des fluctuations de concentration

Les distributions des fluctuations du champ de concentration reportées sur la figure 3.14 correspondent à un écoulement régulier (Fig. 3.14(a) et Fig. 3.14(b)) ou présentant deux tubes de KAM (Fig. 3.14(c)). Le cas de la figure 3.14(a) traduit un mélange qui se produit lentement par diffusion le long de la séparatrice et au niveau de la paroi du tube, les colorants sont en effet injectés au sein de chaque cellule de Dean et y restent au cours de l'écoulement. Lorsque le colorant est injecté verticalement (Fig. 3.14(b)), nous obtenons les striations enroulés visibles sur la figure 3.8 (ligne du haut). Les PDF ne sont, dans ce cas, pas du tout gaussiennes, ni auto-similaires. Nous obtenons cependant au final une distribution relativement homogène des fluctuations de concentrations. Dans le cas du protocole d'agitation *TATA*, la présence des tubes de KAM rend les distributions complexes, celles-ci commencent par développer une forme plutôt gaussienne (40^{ème} coude) pour se rapprocher ensuite de la distribution finale du

cas régulier de la figure 3.14(b). Ce comportement est à rapprocher de la saturation observée pour le critère de mélange I_S dans le cas de ces protocoles d'agitation (cf. Fig. 3.13).

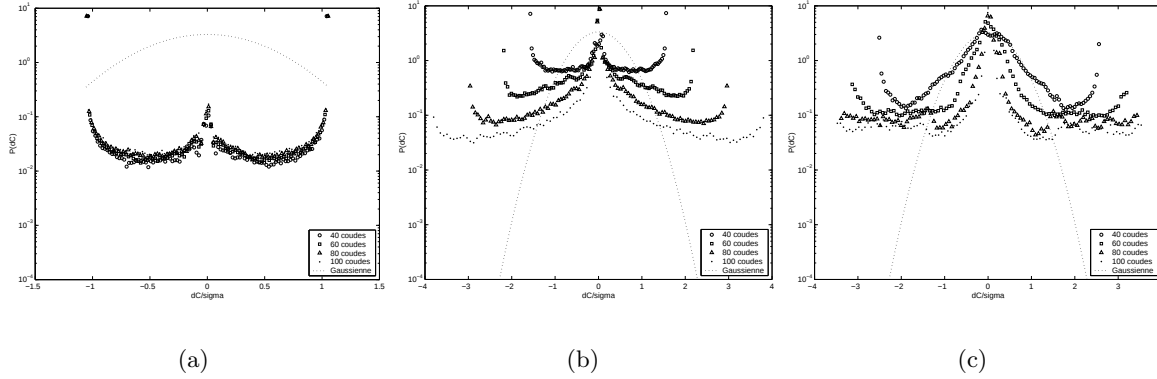


FIG. 3.14: Distributions normalisées des fluctuations de concentration pour une séquence de 100 coudes. 3.14(a) et 3.14(b) Protocole Régulier avec des conditions d'injection en entrée différentes, respectivement avec séparatrice horizontale et verticale. 3.14(c) Protocole TATA.

Dans le cas des protocoles d'agitation qui conduisent à un mélange globalement chaotiques (*TTTAA* et *BestAG2*), les PDF des fluctuations de concentration sont pratiquement auto-similaires en échelle avec un *chapeau* gaussien pour les petites fluctuations et des ailes exponentielles très marquées pour les grandes fluctuations. Pour le protocole *TTTAA*, la distribution est fortement non symétrique. Cette dissymétrie est moins présente dans le cas du protocole d'agitation optimisé par Algorithme Génétique pour lequel les fluctuations sont assez bien réparties à toutes les échelles. Ces distributions sont caractéristiques de l'intermittence du champ de concentration lors de *sa cascade* vers les petites échelles spatiales. La forme des distributions observée permet d'établir un parallèle avec le cas de la dispersion d'un traceur passif en régime turbulent dit de *Batchelor*, pour lequel l'écoulement est dominé par un étirement à grande échelle [135]. Ce régime d'écoulement correspond à une structure spatiale du champ de vitesse simple (turbulent lisse), il présente comme dans notre cas de bonnes propriétés de mélange.

3.4.6 Distribution des fluctuations des gradients de concentration

La structure du mélange peut aussi être analysée en étudiant la forme des PDF des gradients de concentrations générés par l'écoulement. Dans le cas d'un bon mélange chaotique (protocole *bestAG2*), la figure 3.16 montre l'évolution des PDF à la sortie des coudes 10, 20, 30 et 40 pour la figure 3.16(a) et des coudes 40, 60, 80 et 100 pour la figure 3.16(b). Les gradients ont été normalisés de sorte à compenser leur atténuation due à l'homogénéisation en concentration dans la section. Nous remarquons qu'à partir du 40^{ème} coude, les distributions des gradients deviennent invariantes. Elles présentent alors un maximum pour une valeur non nulle et une aile exponentielle pour les forts gradients. De telles ailes exponen-

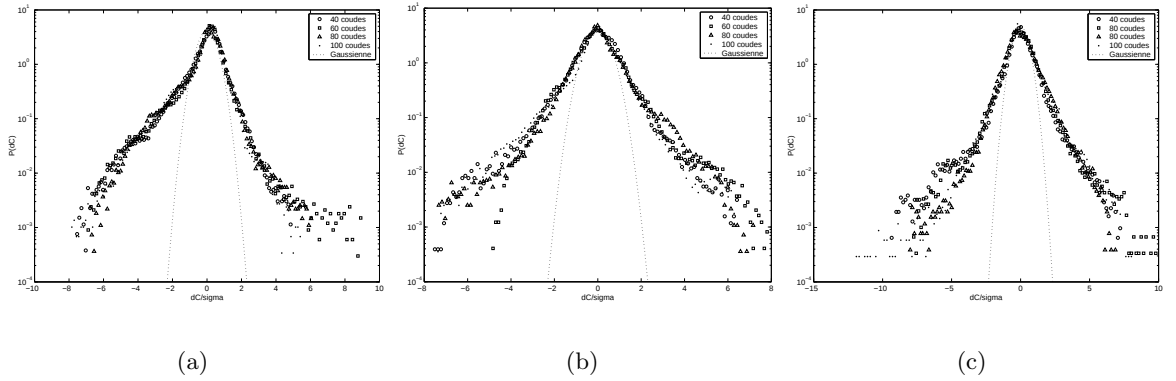


FIG. 3.15: Distributions normalisées des fluctuations de concentration pour un séquence de 100 coudes. 3.15(a) Protocole TTTAA. 3.15(b) et 3.15(c) Protocole BestAG2 avec des conditions d'injection en entrée différentes, respectivement avec séparatrice horizontale et verticale.

tielles pour les forts gradients ont été obtenues expérimentalement par Rothstein *et al.* [136] dans le cas d'un écoulement chaotique 2D (non turbulent) forcé périodiquement. La figure 3.17 montre ces distributions qui sont invariantes à partir de 20 périodes. La ressemblance entre nos PDF des gradients de concentrations et celles obtenues par Rothstein *et al.* est marquante. Ces motifs récurrents observés expérimentalement [136], [137] ont aussi été mis en évidence par Pierrehumbert [134], [138] à l'aide de modèles numériques. Ce dernier les appellent *strange eigenmodes* (modes propres étranges). La formation de ces motifs récurrents résulte d'une combinaison des phénomènes d'étirement et de diffusion effective. Muzzio *et al.* [139] affirment que ces mêmes structures sont contrôlées par un processus nommé *directionnalité asymptotique* qui est la source d'auto-similarité. Récemment Pikovsky *et al.* [140] ont expliqué théoriquement le comportement du scalaire passif en termes de modes propres⁴ d'un opérateur de type *Frobenius–Perron* représentant la dynamique lagrangienne accompagné d'un faible bruit simulant la diffusion moléculaire. Ils ont montré, pour un écoulement partiellement chaotique, que le comportement asymptotique était dominé par le mode propre de taux de décroissance le plus faible. Ce dernier étant localisé dans une région régulière de l'écoulement.

3.4.7 Optimisation du mélange

Depuis l'année 2003 avec le concours de Stéphane Gibout (maître de conférences au LATP), l'optimisation du mélange a pu être envisagée en couplant la méthode de *Transformation* (AUM3) avec l'utilisation d'*Algorithmes Génétiques* (AG). Les résultats obtenus ont fait l'objet d'une publication à paraître dans la revue *Comm. Nonlin. Sci. and Num. Sim.* [133] reproduite en annexe et d'une présentation lors du 7^{ème} Symposium FLUCOME en Italie (cf.

⁴L'analyse en modes propres est possible car l'équation qui gouverne l'évolution du champ scalaire est linéaire contrairement aux équations de Navier–Stokes.

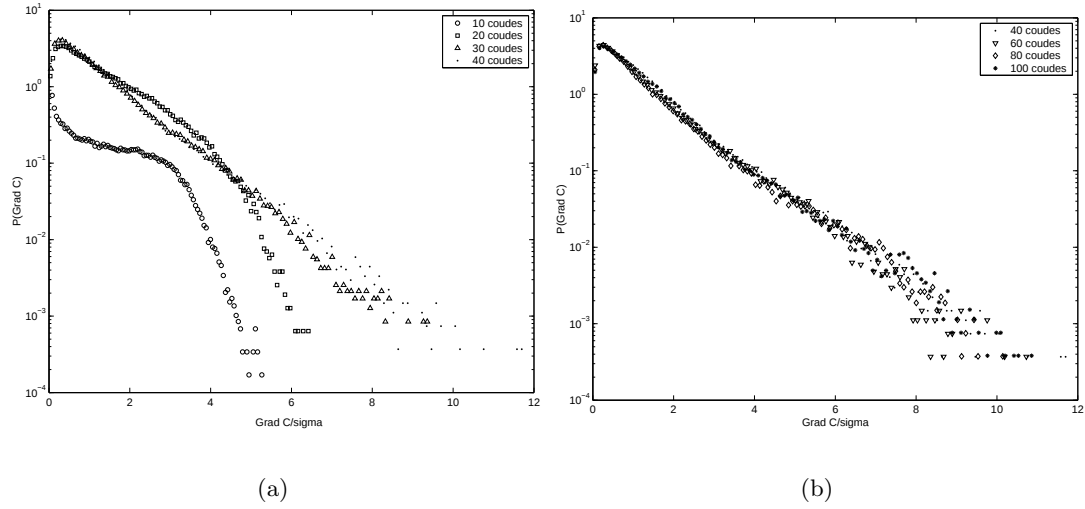


FIG. 3.16: Distributions normalisées des gradients de concentration pour le protocole BestAG2 : 3.16(a) pour les 40 premiers coudes, 3.16(b) pour les coudes de 40 à 100.

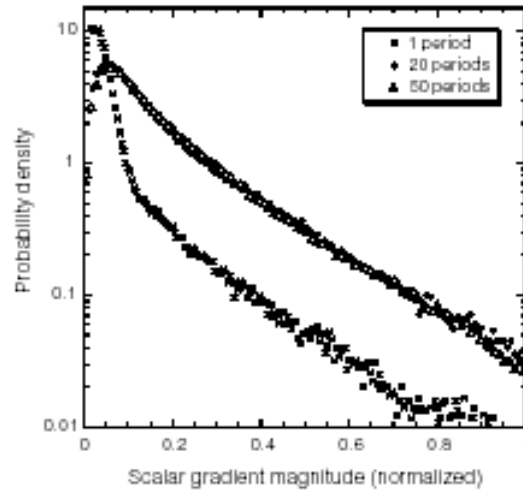


FIG. 3.17: Résultats expérimentaux obtenus par Rothstein et al. [136] donnant la distribution des gradients de concentration pour un écoulement chaotique 2D non turbulent forcé périodiquement.

Chap. 11). Une *boîte à outils* très pratique a été mise en place par S. Gibout sous Matlab. Elle permet, à partir des ingrédients de la méthode AUM3 (les matrices de transformation connues), de produire et d'analyser le mélange. La rapidité et la flexibilité de la méthode a permis d'envisager le couplage avec les AG. L'optimisation a été effectuée à partir d'un seul critère, l'Intensité de Ségrégation I_S . Son choix est justifié par une raison pratique pour l'optimisation, la décroissance monotone de I_S , au contraire des évolutions du critère DMS qui présentent toujours un maximum.

Tests exhaustifs

Dans un premier temps, des tests exhaustifs ont été réalisés pour des séquences de 10 coudes en considérant quatre orientations possibles d'un coude par rapport à son précédent (N , E , S , O). Nous obtenons ainsi 262144 réalisations ou protocoles à tester. Tester des séquences plus longues n'est pas envisageable compte tenu de l'incidence de la forte combinatoire sur les temps de calcul.

La distribution de I_S obtenue n'est pas gaussienne (Cf. Fig. 3.18), elle privilégie fortement les protocoles d'agitation qui mélangent peu. Ce résultat montre qu'il est beaucoup plus probable de choisir au hasard un protocole qui mélange mal plutôt que bien. La solution quelquefois préconisée dans la littérature qui consiste à choisir aléatoirement un protocole d'agitation est donc à éviter.

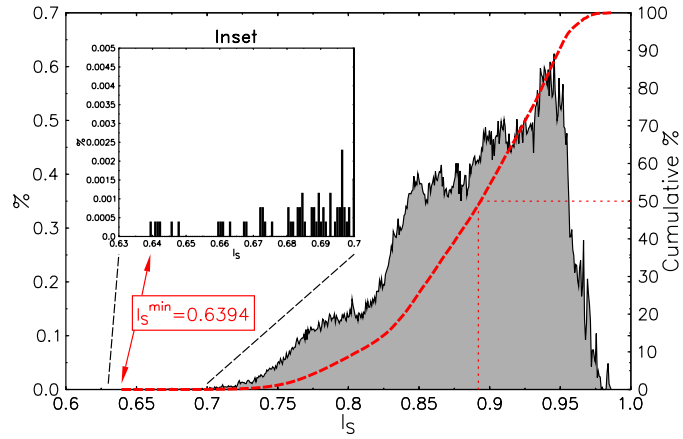


FIG. 3.18: Distribution des intensités de ségrégation I_S pour tous les protocoles d'agitation correspondant à une séquence de 10 coudes (262144 réalisations)

Optimisation séquentielle

Une séquence de 10 coudes est trop courte pour l'obtention d'un bon mélange à l'issue du 10^{ème} coude. La recherche du meilleur protocole d'agitation pour un mélangeur de $N_B = 10$

coudes nécessite, comme nous l'avons vu, l'évaluation de 262144 séquences (ce qui nécessite 54 heures de calcul avec un Pentium IV@3GHz doté de 1Go de RAM). Pour une séquence de $N_B = 20$ coudes, $2,7 \times 10^{11}$ protocoles doivent être évalués, ce qui demandera un temps de calcul supérieur à 6500 ans ! Ainsi, la limitation imposée par le temps de calcul est vite atteinte, une méthode d'optimisation séquentielle a, par conséquent, été envisagée. Cette méthode d'optimisation consiste à construire de façon séquentielle une séquence de N_B coudes en partant d'une séquence initiale courte et en y ajoutant à chaque itération un nouveau coude. Notons S_ℓ une séquence de ℓ éléments (ou coudes). La solution la plus simple consiste à tester les 4 nouvelles séquences formées par l'addition d'un coude (N, E, S ou O) à la séquence de base S_ℓ . L'allongement de la séquence d'un coude nécessite donc l'évaluation de 4 nouveaux cas.

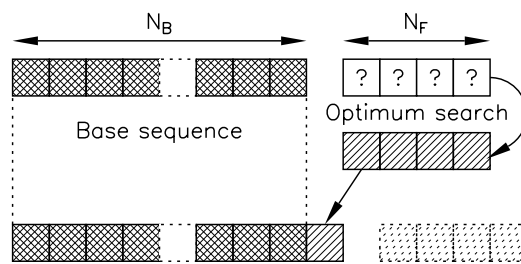


FIG. 3.19: Schéma expliquant la procédure d'optimisation séquentielle.

Les résultats d'une telle optimisation en partant d'une séquence de base NNEEEE sont reportés sur la figure 3.20 (cas $N_F = 1$). La faible décroissance enregistrée pour I_S montre que l'optimisation n'est pas efficace, l'allongement de la séquence n'apporte pas d'amélioration sensible. Une amélioration peut être apportée pour l'optimisation du mélange en considérant une séquence de $S_\ell + N_F$ éléments au lieu des $\ell + 1$ éléments initiaux. N_F est le nombre de coudes ajoutés à la séquence initiale (F pour *forward*). En conséquence, le nombre de cas additionnels à tester pour l'optimisation sera égal à 4^{N_F} . Une fois la meilleure séquence déterminée, seul le premier des N_F coudes ajoutés sera conservé et additionné à la séquence initiale (cf. schéma Fig. 3.19). Cette méthode a été appliquée en faisant varier N_F de 1 à 5. La figure 3.20 montre l'évolution de $I_S^{opt} = I_S^{opt}(N_B)$ pour différentes valeurs de N_F . Les séquences obtenues sont différentes dans les cinq cas.

Hormis pour le cas $N_F = 1$, la valeur de I_S^{opt} tend bien vers 0 lorsque N_B augmente. Plus N_F est grand, c'est-à-dire plus nous *regardons en avant*, plus la valeur de I_S^{opt} est petite. Il est d'ailleurs probable que le cas $N_F = 6$ donnerait des valeurs de I_S^{opt} encore plus petites mais au prix d'un temps de calcul 4 fois plus long que dans le cas $N_F = 5$. Pour $N_B \geq 35$ environ, la relation entre $\log(I_S^{opt})$ et N_B est presque linéaire. Nous pouvons alors exprimer la valeur minimale I_S^{opt} de I_S pour une longueur de séquence N_B donnée :

$$I_S^{opt} \approx 43,687 \times \exp(-0,194 \times N_B) \quad \text{pour } N_B \geq 35 \quad (3.12)$$

Bien que cette valeur ne soit qu'indicative, puisque nous avons montré que l'optimum dépend du paramètre N_F , cette corrélation sera utilisée pour juger de la qualité des solutions qu'il est

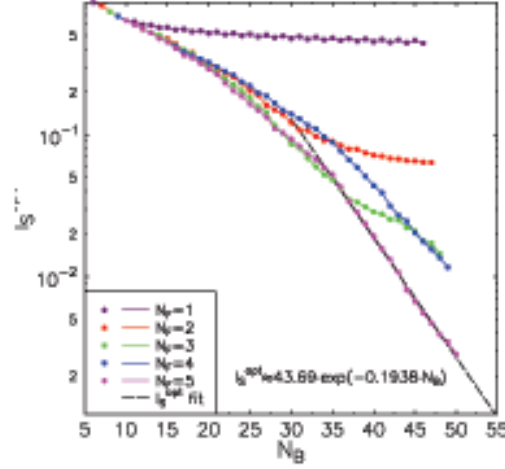


FIG. 3.20: Evolutions de I_S^{opt} pour différents nombres de coudes ajoutés N_B .

possible d'obtenir par Algorithme Génétique.

Optimisation par utilisation d'Algorithmes Génétiques

Un algorithme génétique est une méthode d'optimisation qui s'inspire de l'évolution biologique. Par analogie, on nomme *individu* une solution possible et *population* un ensemble d'individus. Les caractéristiques propres à chaque individu (son phénotype) sont stockées dans un *chromosome* sous une forme codée adaptée (son génotype). Dans le cas de l'optimisation d'un procédé de mélange, un individu correspond à une séquence de N_B coudes (son phénotype). Le codage utilisé consiste à représenter chaque coude par une lettre (N, E, S et O), et la séquence par un vecteur contenant N_B valeurs parmi N, E, S et O. Après une étape d'initialisation où la population initiale (contenant N_{IND} individus) est créée de façon aléatoire, le processus d'évolution peut débuter. La population de génération $g + 1$ est construite à partir de la population g en considérant les étapes classiques⁵ d'évaluation, de sélection, de croisement et de mutation.

5

Évaluation : Chaque individu est **évalué** de façon à pouvoir évaluer son **adaptation** (sa capacité à survivre!). Dans notre cas, nous calculons l'intensité de ségrégation comme critère d'évaluation, les individus les mieux adaptés seront donc associés aux valeurs les plus faibles. Il faut également noter que cette étape nécessite le *décodage* du chromosome.

Sélection : Cette étape consiste à créer une population intermédiaire de $N_{IND}/2$ individus à partir de la population précédente. Nous utilisons une sélection par tournois où deux individus de la population entière sont choisis au hasard, le **meilleur** (le plus petit I_S) étant conservé dans la population intermédiaire.

Croisement : C'est l'étape de *brassage de l'information génétique*. Deux individus (les parents P1 et P2) choisis au hasard dans la population intermédiaire donnent *naissance* à deux nouveaux individus (les enfants E1 et E2). Nous utilisons ici la méthode du croisement uniforme où chaque enfant reçoit aléatoirement le gène du parent P1 ou P2. A la fin de cette étape, la population comporte de nouveau N_{IND} individus.

Nous avons aussi implémenté une procédure d'*élitisme* qui a pour objectif de **protéger** le **meilleur** individu de la population. Si cet individu n'est pas présent dans la population en fin de génération ou s'il a été altéré par la mutation, un individu choisi au hasard est remplacé par le **meilleur** individu.

Nous avons appliqué cette méthode à un protocole d'agitation de 20 coudes, les quatre premiers étant fixés à NNEE. Le nombre d'individus est fixé à $N_{IND} = 500$, la probabilité de mutation à $p_m = 0.01$ et le nombre de générations a été limité à 50. La figure 3.21 montre les évolutions de I_S pendant l'optimisation par AG. Chaque saut observé sur la courbe I_S^{best} correspond à l'apparition dans la population d'un individu meilleur que le meilleur déjà connu.

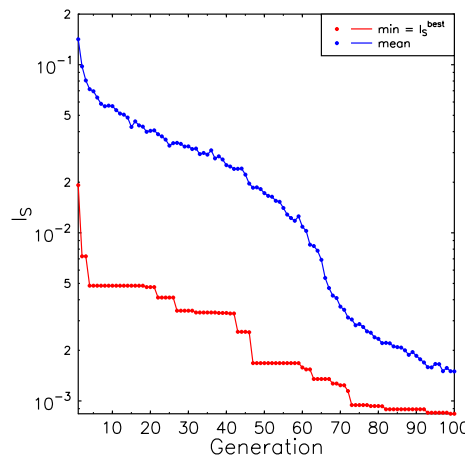


FIG. 3.21: *Evolutions des intensités de ségrégation du meilleur individu I_S^{best} et de la moyenne de la population en fonction du nombre de générations de l'algorithme génétique.*

Les deux meilleurs protocoles d'agitation obtenus par AG sont donnés dans le tableau 3.6. Ils sont comparés aux deux meilleurs protocoles obtenus par optimisation séquentielle. Les résultats montrent qu'aussi bien en termes de nombre de striations créées que de décroissance de l'indice de ségrégation I_S , l'optimisation du mélange à l'aide d'un algorithme génétique est plus efficace qu'une optimisation séquentielle. Elle est par ailleurs beaucoup plus rapide.

Comme perspective d'utilisation des AG, il serait intéressant d'optimiser le mélange distributif (phase de création des gradients) à partir de la recherche pour chaque protocole d'agitation du maximum du critère DMS . Une intuition (à confirmer par des calculs) me fait dire que l'optimisation de la phase de création des gradients est primordiale devant celle de dissipation. Dans ce cas, le choix du meilleur protocole d'agitation pour la phase de dissipation serait moins crucial.

Mutation : La mutation consiste à échanger aléatoirement (avec une probabilité p_m) un faible nombre de gènes dans la population. Cela permet de ne pas converger trop vite vers une solution qui correspond à un minimum local et d'explorer plus largement l'espace de recherche.

	Séquence	I_S	n_{stri}
Indice	1.....2		
coude	1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0		
CO 1	NENESENEOOOSEENESES	0, 2980	49
CO 2	NNEEESSONSOSSSSEESSO	0, 3343	45
AG 1	NOOSOONESENESENESSON	0, 1872	56
AG 2	NESENESENOOSONOSSENO	0, 1982	59

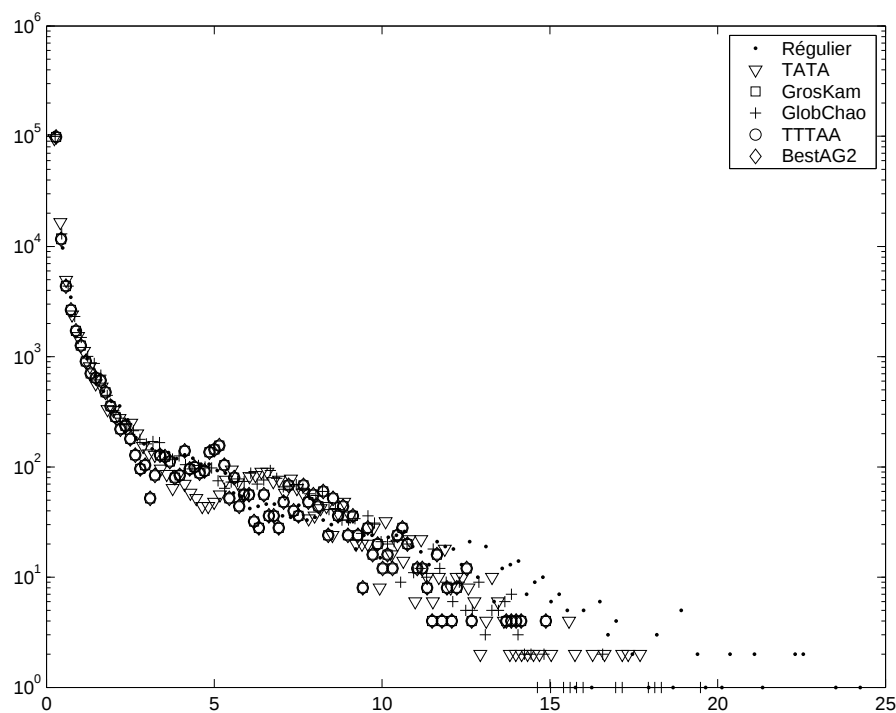
TAB. 3.6: Tableau donnant les protocoles d'agitation pour 20 coudes correspondants à des optimisations : séquentielle, Cas Optimum (CO 1 et CO 2) et par Algorithme Génétique (AG 1 et AG 2). Les valeurs finales de I_S et le nombre de striations observées n_{stri} le long d'une coupe à 45° sont données à la sortie du mélangeur (20 coudes).

3.4.8 Distributions des temps de séjour

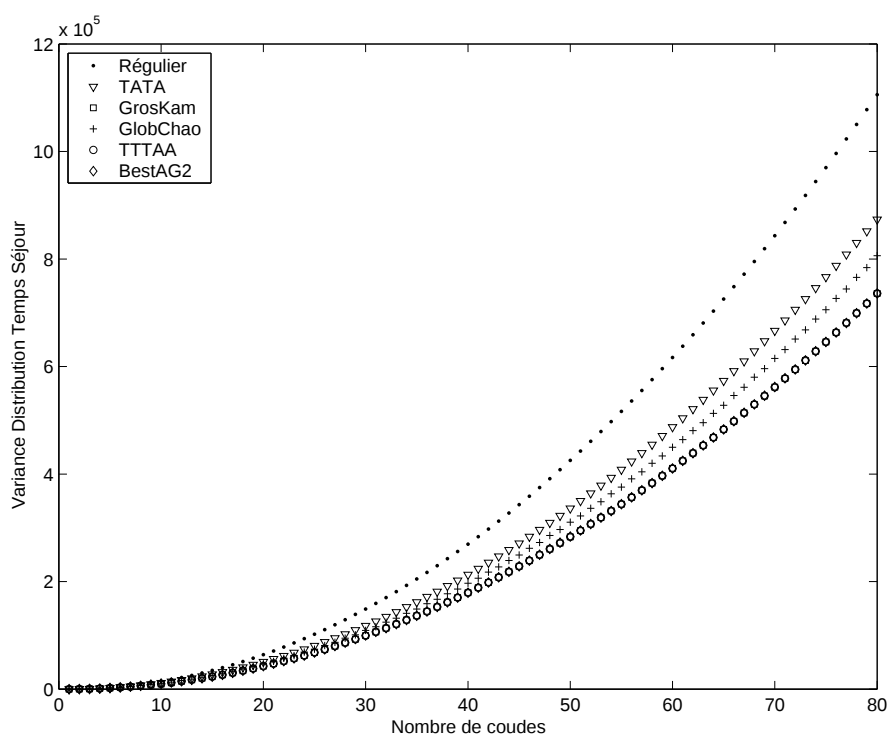
Jusqu'à présent, nous ne nous sommes occupés que de l'efficacité du mélange dans des sections transversales de l'écoulement. L'écoulement étant stationnaire, les *images* du mélange dans une section sont invariantes dans le temps. La modélisation 2D entreprise nous fait perdre la notion de temps de séjour qui est très importante dans le cas de mélangeurs ou réacteurs chimiques industriels.

La méthode de transformation permet de *transporter* des quantités scalaires, nous l'avons vu précédemment pour la concentration. Ici, elle a été adaptée pour permettre le calcul des temps de séjour. A partir des trois temps de séjours calculés pour les sommets d'un triangle, nous calculons un temps de séjour moyen associé au triangle considéré. Les distributions de temps de séjour normalisés obtenues sont présentées sur la figure 3.22(a). Ces distributions sont globalement semblables. Des temps de séjour plus long sont obtenus pour le protocole d'agitation *Régulier* et dans une moindre mesure pour le protocole *TATA*. Le fait remarquable est que trois distributions sont rigoureusement identiques, celles des protocoles d'agitation *GrosKam*, *TTTAA* et *BestAG2*. La présence d'un important tube de KAM (cas *GrosKam*) n'a donc pas d'influence sur la distribution des temps de séjour. A la lecture du tableau 3.3 nous pouvons remarquer que pour ces trois protocoles d'agitation les nombres de coudes orientés dans les directions N, E, S et O sont rigoureusement identiques (10 à chaque fois pour une séquence de 80 coudes). En conséquence, l'arrangement spatial des coudes de la séquence ne modifie pas, dans ce cas, les distributions des temps de séjour bien que la topologie des ensembles de trajectoires soit complètement différente pour chaque protocole d'agitation. Les protocoles d'agitation conduisant un mélange partiellement chaotique ne font pas apparaître comme nous aurions pu le penser [141], une distribution bi ou multi-modale en fonction du nombre de tubes de KAM présents.

La figure 3.22(b) montre l'évolution de la variance des distributions de temps de séjours le long des mélangeurs. Ces dernières présentent toutes des évolutions exponentielles dont le taux de croissance est d'autant plus grand que l'occupation des zones d'écoulement régulier



(a)



(b)

FIG. 3.22: Pour les protocoles d'agitation traités : 3.22(a), distributions des temps de séjour normalisés après 80 coudes. Les distributions ont été normalisées de telle sorte que leur variance soit égale à 1. Figure 3.22(b) : évolution de la variance des temps de séjours en fonction du nombre de coudes.

est importante (à l'exception près du cas du protocole d'agitation *GrosKam*).

3.4.9 Mélange réactif

L'efficacité du mélange chaotique réactif a d'abord été mise en évidence par un modèle collisionnel simplifié (non diffusif) à partir du suivi lagrangien 3D de particules réactives. Ce type d'approche a déjà été utilisé pour des écoulements réactifs 2D entre deux cylindres coaxiaux [142] ainsi que pour ceux qui se développent en aval d'un cylindre [143], [144], [145] ou dans un canal avec méandres [146]. La réaction chimique que nous avons utilisée est de type bimoléculaire instantanée : $A+B \longrightarrow 2C$. Dès qu'une particule de A rencontre une particule de B, chacune d'entre elles se transforme en une particule C. Le critère de réactivité est la distance entre A et B. Si cette distance est assez petite (inférieure à une valeur choisie), alors il y aura transformation chimique. Un nombre important de particules initiales (40000) ont été suivies. Il a été nécessaire de paralléliser les calculs (via une interface MPI et les machines du CINES à Montpellier) pour diminuer les temps de restitution (18h/processeur et 16 processeurs utilisés). Ces temps auraient largement pu être diminués en utilisant une décomposition de domaine dans la section d'un coude pour la recherche des voisins susceptibles de réagir. Les résultats ont donné [99], [147], pour les paramètres considérés, un nombre de particules transformées à l'issue de 80 coudes 2,2 fois plus importants dans le réacteur chaotique. L'inconvénient de la *méthode réactive collisionnelle* est que les résultats sont dépendants de la distribution initiale des particules et du critère de réactivité choisis. D'autre part cette méthode ne prend pas en compte, dans notre cas, l'effet de la diffusion moléculaire (il est possible cependant d'ajouter un petit déplacement aléatoire lors du déplacement advectif des particules).

Aujourd'hui, nous sommes en train d'étendre la méthode de transformation construite pour des écoulements périodiques aux écoulements réactifs. Les premiers travaux ont été développés dans le cadre des microthèses de F. Ayello, N. Jauseau en 2004 et B. Dumont en 2005. La plus petite unité au sein de laquelle le mélange réactif va opérer est le triangle élémentaire défini dans la section du coude. Dans le cas d'une cinétique de réaction simple pour laquelle deux réactifs A et B donnent un produit C, au barycentre de chaque triangle sont associées les concentrations en réactifs A et B et en produit C. Un couplage de l'évolution des temps de séjour à celle des concentrations qui varient suite à la réaction chimique est réalisé. Nous travaillons actuellement pour définir au mieux les conditions d'applicabilité de la méthode de transformation aux écoulements réactifs. Des premiers résultats sont présentés dans une communication acceptée au Congrès de la SFGP 2005 qui se tiendra à Toulouse.

3.5 Conclusions et perspectives

A l'aide de la méthode de transformation **AUM3** nous avons pu mettre en évidence certaines propriétés statistiques de figures géométriques de mélange préservées par l'advection chaotique. Pour aller plus loin dans la caractérisation des phénomènes d'intermittence du champ scalaire il est possible à partir de fonctions de structure des incréments de concentration de déterminer des lois d'échelle. L'étude de l'influence d'un forçage (une source) sur la dissipation du champ scalaire pourrait aussi être envisagée. Dans la perspective de l'étude de l'advection

chaotique en écoulement diphasique il est envisagé d'étendre la méthode de transformation de manière à avoir accès à la microstructure de l'écoulement (collaboration envisagée avec le professeur C.L. Tucker [148], [149]).

Nous envisageons d'étudier l'utilisation du mélangeur chaotique tubulaire en tant que photoréacteur ou photobioréacteur à la fois de manière expérimentale mais aussi à l'aide de la méthode de transformation.

Chapitre 4

Autres travaux

4.1 Résumé du travail de thèse

Thèse de Y. Le Guer, 1993.

Mes activités de recherche ont débuté en 1990 lors de ma thèse de doctorat au Laboratoire de Thermocinétique de l'ISITEM à Nantes sous la direction de H. Peerhossaini (Professeur). Mes travaux avaient pour objet l'étude du mélange chaotique et des phénomènes de transport associés. Le sujet était alors relativement nouveau puisque nous pouvons aujourd'hui reconnaître et attribuer la première révélation du phénomène d'advection chaotique au Professeur H. Aref [101], [150]. Peu d'expériences avaient alors été entreprises dans ce domaine, aucune en écoulement 3D au début de mon travail de thèse. L'équipe du Professeur J. Ottino a depuis largement *comblé* ce déficit, suivie depuis par les travaux de l'équipe de l'un de ses étudiants aujourd'hui Professeur à l'Université de Rutgers (USA), F.J. Muzzio. Mes travaux ont donc concerné l'étude expérimentale d'un écoulement ouvert au sein de *canaux courbes alternés* qui est capable de générer des trajectoires chaotiques. Par effet d'étirement et de repliement des filets de fluide, les propriétés de mélange de l'écoulement sont considérablement augmentées. Le résultat n'est pas coûteux énergétiquement puisque l'effet est purement cinématique. Une boucle hydrodynamique basse vitesse fonctionnant en circuit ouvert a été entièrement construite et instrumentée. Un *serpentin* transparent (veine de section carrée) comprenant plusieurs coudes à 90° a permis de caractériser les trajectoires chaotiques par un suivi lagrangien (méthode LIF) de la dispersion du traceur passif et par vélocimétrie laser Doppler. Une instrumentation spécifique, adaptée à l'étude d'un écoulement 3D ouvert, a été développée pour effectuer des visualisations dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal. Un outil quantitatif permettant la caractérisation de l'état de mélange a été développé (DEA de V. Lacampagne, 1993) et mis au point ensuite par P. Guillemet (DEA, 1994) : le calcul du Gradient Moyen de Concentration Relative (GMCR). Il s'applique à une image de mélange composée de pixels. Une instrumentation thermique d'un élément coudé a été conçue, les expériences thermiques ont été réalisées par la suite par C. Castelain qui a poursuivi mon travail de thèse. Un modèle numérique a par ailleurs permis, par analyse

des trajectoires à l'aide de sections de Poincaré et de l'évaluation d'exposants de Lyapunov, de caractériser l'efficacité du mélangeur en fonction de plusieurs paramètres géométriques et dynamiques. En parallèle, pour des caractérisations d'efficacité d'échange thermique, deux serpents jumeaux en acier inox ont été conçus, l'un constituant un enroulement de type hélice classique et l'autre un enroulement avec coudes alternés. Les performances d'échange thermique du serpent à trajectoires chaotiques ont été nettement améliorées par rapport à celles obtenues avec le serpent classique.

Ces travaux ont donné lieu à plusieurs publications, de nombreuses communications et l'obtention d'un prix de thèse en 1995. Ils ont été poursuivis dans le cadre de trois thèses de doctorat déjà soutenues (C. Castelain en 1995, A. Mokrani en 1997 et C. Chagny en 2000).

4.2 Résumé des travaux de stage post-doctoral

A partir du 1^{er} janvier 1994, j'ai été employé pour une année civile en tant qu'ingénieur de recherche au sein du Groupe *Water and Gas* de Schlumberger Industries à Montrouge (92). J'ai intégré une équipe d'une quinzaine de personnes chargée du développement de nouvelles générations de compteurs pour des applications tertiaires et industrielles (à ultrasons, fluidiques). Le projet sur lequel j'ai travaillé utilisait la technologie de l'oscillation fluide. J'ai été plus particulièrement chargé de l'optimisation de la partie *conditionneur d'écoulement* que l'on place à l'amont de la chambre d'oscillation pour atténuer les perturbations de l'écoulement et ainsi réduire au maximum les erreurs de comptage. Ces recherches ont été menées en utilisant, d'une part, des codes de mécanique des fluides (Fidap et Fluent) pour la définition de la forme optimale du conditionneur d'écoulement qui vise à atténuer les perturbations résultant de profils de vitesse dissymétriques ou de *swirl* générés par la présence de coudes ou autres éléments et, d'autre part, en effectuant de nombreux essais expérimentaux sur trois bancs spécifiques (un banc vélocimétrie laser Doppler pour analyse des profils de vitesse, un banc gazomètre et un banc soufflerie pour les essais de caractérisation avec perturbations amont). Ce travail a fait l'objet d'un rapport de synthèse pour un prototype particulier, optimisé. Au cours de cette période, j'ai travaillé en collaboration avec des ingénieurs-chercheurs, des doctorants, des ingénieurs chargés du développement du produit et j'ai suivi dans leurs travaux des stagiaires de l'ENSAM Paris et de l'Ecole Navale de Brest (quatre au total en binômes) ainsi qu'un stagiaire de l'Ecole Centrale de Paris. Pendant cette période, j'ai également continué à suivre les travaux réalisés à Nantes par les deux étudiants de DEA P. Guillemet et A. Mokrani dans le domaine du mélange chaotique. J'ai participé à leur jury de DEA en octobre 1994. J'ai rompu mon contrat de travail fin août 1994 puisque recruté à partir de septembre 1994 à Pau sur un emploi de Maître de Conférences.

4.3 Ecoulement sanguin dans une bifurcation artérielle

DEA de X. Cazauran, 1995.

Microthèse de S. Doré, 1996.

Ce travail a fait l'objet d'une collaboration avec G.A. Pelouze, chirurgien cardio-vasculaire à Pau.

La maladie athéromateuse à l'origine de l'artère sous-clavière est fréquente et nécessite souvent une revascularisation chirurgicale. La réimplantation de l'artère sous-clavière sur la carotide est une opération commune réalisée pour rétablir un débit sanguin normal vers le cerveau et le bras. L'objectif de notre étude (au cours des années 1995 et 1996) a été de caractériser les écoulements instationnaires et le cisaillement pariétal pour différentes configurations anatomiques de réimplantation (cf. Fig. 4.1). La modélisation a été réalisée au moyen du code de calcul de mécanique des fluides Fluent en adaptant les conditions aux limites pour la prise en compte de l'écoulement pulsé.

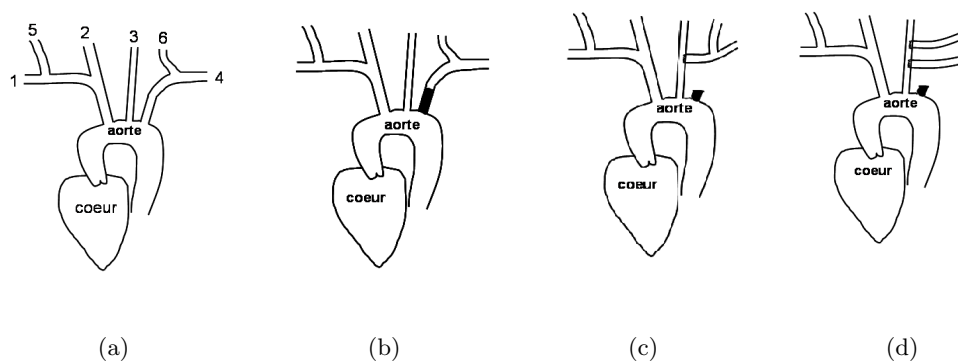


FIG. 4.1: 4.1(a) Disposition normale : 1 artère sous-clavière droite, 2 artère carotide primitive droite, 3 artère carotide primitive gauche, 4 artère sous-clavière gauche, 5 artère vertébrale droite, 6 artère vertébrale gauche. 4.1(b) Thrombose de l'artère sous-clavière gauche pré-vertébrale. 4.1(c) et 4.1(d) Deux configurations anatomiques possibles de réimplantation sous-claviocarotidienne.

4.3.1 Le problème physique

Dans un premier temps, nous avons considéré le sang comme un fluide newtonien alors que c'est un fluide complexe composé d'éléments globulaires en suspension dans une solution aqueuse newtonienne, le plasma. Cependant, pour des vitesses de cisaillement comprises entre 100 et 1000 s^{-1} , la viscosité dynamique apparente du sang est voisine de $3,810^{-3} \text{ Pa.s}$. L'écoulement est supposé incompressible et la géométrie bidimensionnelle (l'écoulement réel est 3D). Le flux sanguin, bien qu'étant laminaire, subit une pulsation physiologique correspondant à une période de cycle cardiaque de $0,885 \text{ s}$ (68 battements par minute). La mesure du profil de vitesse pulsé à l'entrée de l'artère carotide primitive a été effectuée sur un individu jeune, en bonne santé et au repos (en l'occurrence l'étudiant de DEA X. Cazauran) en utilisant

un vélocimètre Doppler ultrasonore (VDU) à effet pulsé (chez un angiologue). Nous avons considéré des artères rigides (effets de compliance négligés), lisses et droites.

A partir du profil de vitesse moyenne du sang mesuré dans l'artère carotique (cf. Fig. 4.2(a)) et l'utilisation de la théorie de Womersley [151], il a été possible de déduire les vitesses instantanées locales. Le nombre adimensionnel de Womersley $\alpha = h \cdot (\omega/\nu)^{0,5}$ caractérise le rapport entre la force visqueuse et le gradient de pression, il est égal à la valeur 8,48 (avec $h = 6,2$ mm la demi-largeur de la carotide, $\omega = 7,12$ rad/s la pulsation du cycle cardiaque et $\nu = 3,809 \cdot 10^{-6}$ m²/s la viscosité cinématique du sang). Pour cette valeur du nombre de Womersley, une différence de phase apparaît entre l'écoulement dans la couche limite et celui au centre de l'artère. L'écoulement dans la partie centrale du vaisseau est dominé par les effets inertiels tandis que l'écoulement de plus faible énergie cinétique situé près de la paroi est plus directement sensible à la variation de pression. Dans ces conditions, une brusque chute de pression au niveau du cœur entraînera presque immédiatement une diminution de la vitesse dans les couches de sang situées près de la paroi alors que cet effet sera retardé vers le centre de l'artère. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.2(b). Nous remarquons bien la présence de l'effet annulaire dit de Richardson, caractéristique d'un écoulement instationnaire pulsé. La vitesse instantanée à une distance r de l'axe de la carotide a été calculée de la façon suivante :

$$v(r, t) = \frac{1}{1 - F_{10}(\alpha)} \cdot \left(1 - \frac{J_0(i^{3/2} \alpha r/h)}{J_0(i^{3/2} \alpha)}\right) \cdot v_{moy} \quad (4.1)$$

avec J_0 et J_1 les fonctions de Bessel et F_{10} la fonction de Womersley :

$$F_{10}(\alpha) = \frac{2 J_1(i^{3/2} \alpha)}{i^{3/2} \alpha J_0(i^{3/2} \alpha)} \quad (4.2)$$

Ces vitesses ont été utilisées comme conditions à la limite à l'entrée de la carotique. La condition à la limite de sortie, loin de la bifurcation correspond à l'établissement d'un profil répétitif (pas de variation de la pression). En parois, une condition de non-glissement est imposée. Des calculs instationnaires ont été entrepris à partir d'un écoulement nul pour tout le domaine jusqu'à ce que la solution périodique soit obtenue. Sur la figure 4.3 sont représentées les différentes géométries de réimplantation étudiées. D'un point de vue chirurgical, l'option technique de réimplantation à angle droit est plus facile à réaliser. L'option de gauche nécessite en effet deux réimplantations dont une à angle aigu (ici 30°). La distance d minimale techniquement réalisable est 1 mm. Il n'existe pas, en physiologie humaine, de bifurcation entre deux artères de même diamètre comme celle imposée par cette chirurgie, ce qui peut faire craindre l'existence d'un écoulement perturbé après revascularisation.

4.3.2 Quelques résultats

Quelle que soit la géométrie étudiée, nous observons la formation et l'évolution de grosses cellules tourbillonnaires au sein des artères carotide, sous-clavière et vertébrales. Leur taille peut occuper jusqu'au 2/3 de la largeur de l'artère. Les lignes de courant instationnaires dans

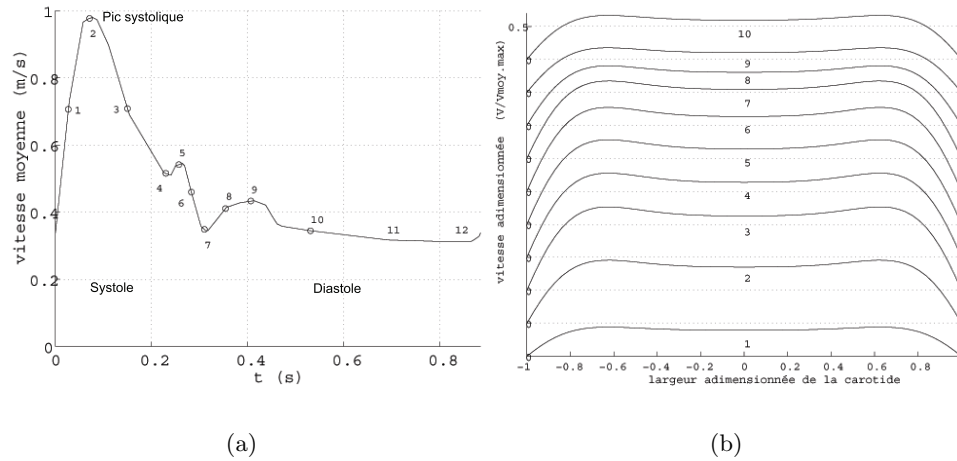


FIG. 4.2: 4.2(a) Vitesse moyenne mesurée dans la carotide de Xavier. 4.2(b) Profils de vitesse instantanés calculés pour les points référencés sur le signal physiologique de la courbe 4.2(a).

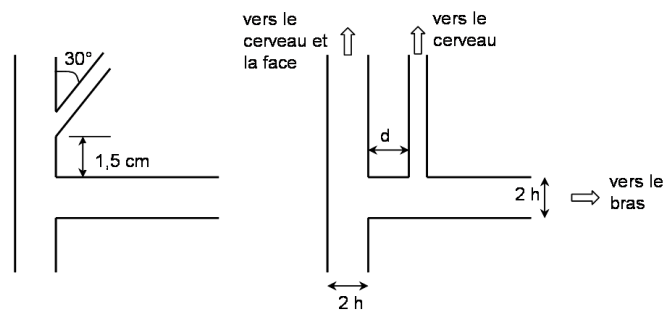


FIG. 4.3: Les différentes géométries d'étude. d : distance anastomose-ostium = 1 mm, 1 cm, 2 cm ; h : demi-largeur de la carotide = 6,2 mm ; l : demi-largeur de la vertébrale = 1,77 mm.

le cas d'une réimplantation avec une distance anastomose-ostium de 1 mm sont représentées sur la figure 4.4. Chaque vertex rencontré par le fluide représente un point de décollement qui permet la création d'un tourbillon qui s'agrandit ensuite en étant emporté vers l'aval de l'écoulement. Parmi les configurations de réimplantation à angle droit, celle avec $d = 1$ mm (Fig. 4.4) permet de maintenir le meilleur flux sanguin dans l'artère vertébrale pendant tout le cycle cardiaque. Cela est illustré pour l'instant 5 sur la figure 4.5. Dans le cas de la réimplantation à angle aigu, l'apparition du tourbillon dans l'artère vertébrale est beaucoup plus tardive, le flux sanguin est peu perturbé.

Nous observons sur la figure 4.6 l'évolution des contraintes de cisaillement le long de chacune des parois pour une distance $d = 1$ mm. Nous avons observé pour chacune des configurations testées que les parois contre lesquelles (ou en face desquelles) se développent les tourbillons sont soumises à de fortes contraintes de cisaillement. Par exemple, la courbe C (valeurs négatives) de la figure 4.6(b) traduit bien la présence d'un tourbillon au voisinage de la première bifurcation (paroi C). Les contraintes pariétales les plus importantes sont toujours obtenues pour la paroi verticale H le long de l'artère vertébrale.

Il est reconnu, d'après les observations cliniques, que ce sont essentiellement ces sites de bifurcation sur lesquels des dépôts de plaquettes apparaissent. En 1996 cependant, le lien entre l'importance des contraintes de cisaillement pariétales et l'apparition des dépôts athéromateux n'étaient pas bien établi et restait sujet à controverses. De nouvelles connaissances dans ce domaine ont dûes être acquises depuis.

4.3.3 Conclusion

Si l'opération chirurgicale sur un patient présentant une athérosclérose doit être la plus simple possible, la solution de réimplantation de l'artère sous-clavière à angle droit sur l'artère carotide primitive avec la distance anastomose-ostium minimale techniquement possible (1 mm) est conseillée. La configuration avec deux réimplantations, dont l'une à angle aigu (techniquement assez difficile à réaliser), permet cependant une meilleure revascularisation de l'artère vertébrale.

Nous avons réalisé le même type de simulations en considérant un comportement non-newtonien pour le sang. Une loi en puissance simple ($\mu = k \cdot \gamma^{n-1}$), sans contrainte seuil, a été utilisée [152], [153]. Les résultats n'ont pas montré de différences fondamentales dans les positions et vitesses de circulation des vortex ni dans les répartitions des contraintes pariétales de cisaillement. La seule différence notable relevée est une diminution générale de l'amplitude de variation des contraintes de cisaillement pariétales par rapport au cas newtonien.

A mon grand regret, faute de moyens, ce sujet passionnant des écoulements biologiques n'a pu être poursuivi. Les études auraient pu être entreprises avec l'objectif de se rapprocher au mieux des conditions physiologiques réelles. Le passage à une simulation 3D est indispensable pour prendre en compte les écoulements hélicoïdaux qui se développent au sein d'artères courbes. L'élasticité des parois peut aussi jouer un rôle ainsi que des effets turbulents localisés liés à l'existence de fortes vitesses au moment du pic systolique.

Aujourd'hui, nous pouvons constater que des équipes de recherche de plus en plus nombreuses

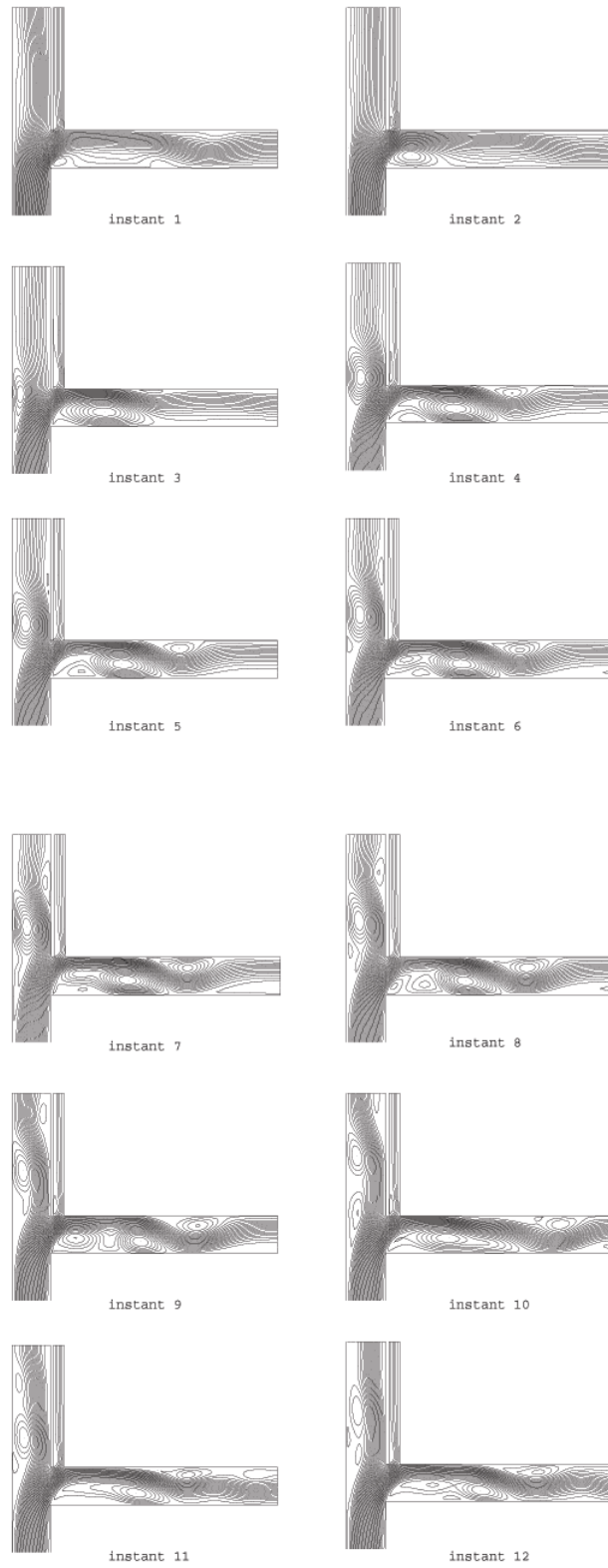


FIG. 4.4: Evolution des lignes de courant aux différents instants pour une réimplantation avec une distance anastomose-ostium $d = 1$ mm.

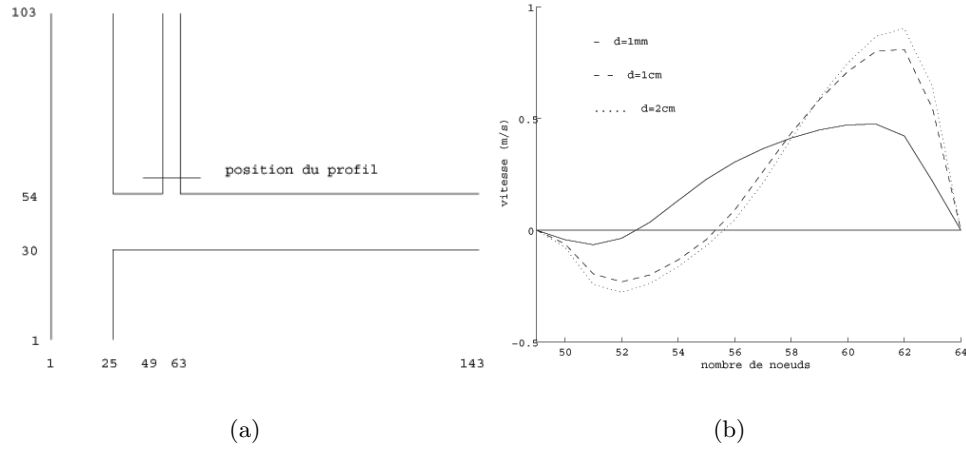


FIG. 4.5: 4.5(a) Position d'enregistrement des profils de vitesse dans l'artère vertébrale pour l'instant 5 du signal pulsé (cf. Fig. 4.2(a)). 4.5(b) Profils de vitesse instantanés pour 3 distances d : 1 mm, 1 cm et 2 cm.

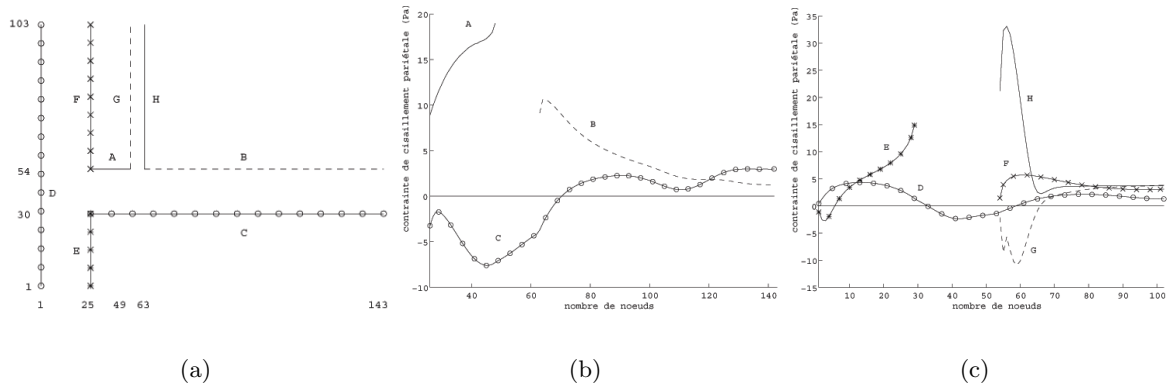


FIG. 4.6: Evolution des contraintes de cisaillement pariétales pour une réimplantation avec une distance anastomose-ostium $d = 1$ cm. 4.6(a) Références des parois avec indication du nombre de nœuds du maillage. 4.6(b) Parois horizontales et 4.6(c) parois verticales.

s'intéressent aux écoulements biologiques.

4.4 Débitmétrie Multiphasique

DEA de T. Marimbordes, 1997.

Stage Ingénieur de S. Guerer, 1998.

Cette activité s'est inscrite dans le cadre d'une collaboration avec la société ELF Exploration-Production (aujourd'hui Total), Centre de recherche Jean Féger de Pau (division Procédés), au cours des années 1997 et 1998. Elle a concerné l'étude de *capteurs à principe thermique* capables de donner des indications sur la nature et les fractions de phases en présence au sein d'une conduite pétrolière (écoulement triphasique : eau-huile-gaz). En effet, la connaissance des débits en sortie de puits est particulièrement intéressante pour la gestion de la matière première (pétrole ou gaz). Classiquement, la mesure précise des débits des différentes phases ne se fait qu'après leur séparation (opération discontinue). Une information continue, même moyennement précise des phases en présence et de leur débit, constitue un important outil de gestion du puits ou d'un ensemble de puits. Dans cette optique, la recherche de solutions simples et peu coûteuses est souhaitée par les pétroliers. Nous nous plaçons, pour ces études, dans des cas d'écoulements simplifiés diphasiques (écoulements à bouchons ou dispersion de gouttelettes dans la phase continue (*wet-gas*) pour analyser la réponse transitoire d'un capteur à dissipation thermique d'une géométrie simple (cylindre). Sa réponse instationnaire est étudiée selon les conditions d'écoulement et les propriétés du fluide (vitesses, nature de la phase continue, fraction gaz-liquide, taille des gouttelettes, intermittence des phases, ...). Les études ont été conduites par voie de modélisation (à l'aide de Matlab et sa boîte à outils *Partial Differential Equations* et du code de mécanique des fluides Fluent) en considérant les données provenant de sites de production. Les résultats ont permis de révéler l'influence des divers paramètres sur la réponse du capteur et de préconiser les conditions d'utilisation de ce dernier. Un étudiant en DEA Energétique-Transferts-Systèmes Dispersés (T. Marimbordes) en 1997 et un stagiaire ingénieur de l'ISITEM (S. Guerer) en 1998 ont contribué à la réalisation de ce travail. Un rapport de fin d'études du projet *Indicateurs de débits*, a été fourni à la société ELF Exploration Production (Pau) en septembre 1997 [154].

4.5 Dépôt de soufre sur des organes de détente du gaz

DEA P. Gayet, 2001.

Microthèse de C. Ginon, 2000.

J'ai été à l'origine du développement de ce sujet au sein du Laboratoire. En effet, de par les liens que j'ai pu tisser depuis 1996 avec des ingénieurs et techniciens de la société Gaz du

Sud Ouest, un problème technique rencontré depuis plusieurs années nous a été exposé. Ce dernier concerne la recherche et la compréhension des mécanismes physiques ou chimiques qui conduisent à la formation de dépôts de soufre sur des organes de détente de gaz installés sur des conduites de transport de gaz naturel. Ces dépôts conduisent à la longue à des dysfonctionnements sérieux des organes de détente. Des solutions doivent impérativement être trouvées pour éliminer ces dépôts. Plusieurs scénarios du mécanisme de formation du dépôt de soufre ainsi que diverses méthodes de désulfuration ont été envisagés. Un poste de détente de gaz a été instrumenté pour permettre l'étude des cinétiques de cristallisation du soufre dans le gaz naturel en considérant notamment l'influence de la température sur le phénomène.

J'ai suivi les études de 1999 à 2001 avec deux collègues du LaTEP (Pierre Cézac et François Contamine). Compte tenu de la difficulté du problème à résoudre et du peu de données existantes dans les plages de température et de pression concernées, il a été envisagé de poursuivre l'étude par une thèse industrielle de type CIFRE à partir de l'année 2002. En raison de l'orientation du sujet *thermodynamique, équilibre de phases*, domaines qui ne sont pas de ma spécialité, Pierre Cézac assure maintenant le suivi des travaux de recherche doctorale de J-P. Serin (Direction F. Broto, professeur).

4.6 Ballon dirigeable : ellipsoïde de révolution

Microthèse de M. Delpy et Y. Monlezun, 2003.

Depuis fin 2002, la Région Aquitaine soutient financièrement un projet qui vise à développer un nouveau type de ballon dirigeable destiné au transport de charges lourdes.

Ce projet implique plusieurs partenaires en Aquitaine dont deux laboratoires de l'UPPA : le LMA (Laboratoire de Mathématiques Appliquées) et le LaTEP. Le responsable du projet est le Professeur Amara, directeur du LMA. Des collaborations ont été conduites avec d'autres partenaires nationaux, CNAM de Paris, INRIA Sophia-Antipolis, Ecole des Mines de Nantes, IUT de Tarbes. Plus concrètement, le LaTEP s'intéresse à l'écoulement, au couplage aéro-élastique fluide-paroi ainsi qu'aux transferts de chaleur paroi-milieu extérieur autour d'une forme modèle de type ellipsoïde de révolution. La thèse de doctorat de Y. Bentaleb (co-encadrement E. Schall et J-P. Dumas) vise à implémenter un nouveau modèle de turbulence dans le code AERO3D [155]. Les travaux de post-doctorat de K. El Omari ont concerné l'étude numérique de l'écoulement turbulent autour d'une forme générique de dirigeable pour différents angles d'incidence [156] d'une part et d'autre part l'étude du couplage aéro-élastique entre l'écoulement et la peau du dirigeable (semi-rigide) [157]. Différents modes de déformation de la paroi ont été mis en évidence. K. El Omari a aussi installé une plate-forme d'outils numériques pour le calcul (AERO3D) et le post-traitement (visualisations 3D).

La particularité de l'écoulement autour du dirigeable étudié tient à ses dimensions gigantesques (autour de 300 m de longueur pour un diamètre maximum de l'ordre de 70 m), ce qui donne des nombres de Reynolds de l'ordre de 800 millions compte-tenu de la vitesse de croisière du dirigeable (150 km/h).

Avec Stéphane Gibout, nous avons encadré deux étudiants de l'ENSGTI (M. Delpy et Y. Monlezun) au cours de leurs travaux de microthèse en 2003. Leur travail a consisté à modéliser le transfert de chaleur instationnaire pour une paroi double de dirigeable. Une des solutions technique envisagée pour la peau du dirigeable est une double paroi à l'intérieur de laquelle circulerait un fluide chaud (mélange air-gaz d'échappement), ceci dans le but de contrôler la température de la paroi externe et d'éviter par exemple la formation de givre sur celle-ci lorsque le dirigeable traverse un nuage en surfusion.

Depuis octobre 2004, avec l'aide d'étudiants de l'IUT GTE, un banc hydrodynamique est modifié pour permettre à terme l'étude de la stabilité en écoulement d'un ellipsoïde de révolution arrimé à son mât (liaison pivot) et simuler, en imposant un gradient de vitesse aval, l'influence d'un vent oblique.



FIG. 4.7: Photographie d'un ballon dirigeable du passé arrimé à son mât.

Je ne suis pas impliqué fortement dans cette thématique qui concerne pour l'instant essentiellement des travaux numériques. Par contre, j'ai assuré un support scientifique à divers titres : documentation, gestion administrative, organisation d'une journée scientifique.

Le 5 décembre 2003 a été organisée à l'UPPA une journée scientifique thématique autour du dirigeable qui a regroupée une centaine de participants. La matinée était réservée à des exposés scientifiques alors que l'après-midi était consacrée à des présentations de projets industriels ainsi que des débats avec des personnalités intéressées par le concept du dirigeable gros porteur. J'ai participé avec trois collègues de l'UPPA (M. Amara, J. François et E. Schall) fin janvier 2004 au colloque international AERALL *Des dirigeables pour l'humanité* au cours duquel M. Amara a présenté un projet de création d'un Centre de Recherche Aérostatique en France [158]. L'existence de ce centre se justifierait pour coordonner les études et recherches entreprises aujourd'hui (et celles à venir) dans différents domaines et aussi pour effectuer un travail de réappropriation du savoir perdu dans le domaine des grands dirigeables (construits pour la plupart avant la guerre 1939 – 1945). L'UPPA pourrait prendre une place dans la création, l'animation et certaines des activités de ce centre (mécanique des fluides, matériaux, résistance

à la foudre).

Il serait par ailleurs intéressant d'aborder le problème d'avancée du dirigeable avec une approche lagrangienne, en étudiant l'influence des conditions aérodynamiques externes sur les déplacements du dirigeable (vitesse modérée, grande surface), en caractérisant notamment le phénomène d'entraînement.

4.7 Mélange en réacteur torique ondulé fermé

Boesinger, Le Guer et Legentilhomme, C. J. Chem. Eng. 2003.

Thèse de C. Boesinger, 2002.

Cette étude a consisté à quantifier le mélange axial et radial ainsi qu'à suivre la cinétique d'une réaction type au sein d'un *réacteur torique ondulé (RTO) fermé* et à comparer les résultats obtenus à ceux donnés pour un réacteur torique plat et une cuve agitée. J'avais cette idée depuis 1993, connaissant les travaux réalisés à l'Université de Nantes (Saint-Nazaire, Laboratoire GEPEA aujourd'hui) par P. Legentilhomme et J. Legrand. Les résultats peuvent être trouvés en Annexe dans l'article publié en 2003 dans la revue *Can. J. Chem. Eng.* [159]. Ils montrent, pour certains régimes d'écoulement, une très légère amélioration de la conversion chimique dans le cas du RTO, liée à l'existence d'un plus faible coefficient de dispersion axial. Notre étude, faute de précision et d'investigation du champ des vitesses, n'a pu révéler toutes les potentialités du RTO pour certains régimes d'écoulement. A mon avis, il serait intéressant de mener de nouvelles études avec d'autres moyens de mesures plus adaptés.

4.8 Mélange chaotique multiphasique

Stage ingénieur de X. Perroud, 2004.

Stage recherche IUP GSI-ST, J. Ferdinand et D. Piet, 2005

Ce projet fait l'objet d'une collaboration qui débute avec l'Institut Français du Pétrole (Pau et Rueil-Malmaison).

4.8.1 Position du problème

Face à la croissance inexorable (et non limitée!) de la demande mondiale en énergie primaire, les opérateurs pétroliers cherchent à exploiter des ressources non-conventionnelles de pétrole [160]. Parmi celles-ci, nous trouvons les huiles ultra-lourdes (densité proche de 1), fortement visqueuses à des conditions normales de température (jusqu'à 10^3 Pa.s). Ce type de ressources a déjà été inventorié au Vénézuéla (Orénoque) et au Canada (Athabasca) mais elles

existent aussi dans d'autres pays (Russie par exemple).

La production de ces bruts de très grande viscosité se révèle donc problématique [161]. Jusqu'à présent, l'exploitation se fait en surface (carrière, pour les presque solides) ou par grand fond (> 1000 m) où la température de 25 à 30°C supérieure à celle de surface réduit la viscosité du brut. Ce dernier cas permet une exploitation par puits. De manière à élargir le champ d'exploitation des réserves, des techniques de viscoréduction sont employées. En surface, on trouvera le traitement thermique à la vapeur alors qu'en fond on pourra distinguer les techniques de dilution et de mise en émulsion. La dilution consiste à injecter au fond du puits un diluant, souvent un brut plus léger, qui va abaisser la densité et la viscosité du brut lourd (le seuil de viscosité dynamique à ne pas dépasser pour le transport est d'environ $0,4$ Pa.s). Cette technique, bien maîtrisée, ne pose pas de problème mais coûte très cher.

La mise en émulsion consiste à injecter de l'eau (avec éventuellement un surfactant si le brut n'en contient pas naturellement) de manière à former une émulsion huile dans eau dont la viscosité est proche de celle de l'eau et donc très réduite par rapport à celle de l'huile. La présence de surfactant est absolument nécessaire pour éviter la formation d'une émulsion eau dans huile dont la viscosité serait encore supérieure à celle du brut.

Nous allons nous intéresser à la fabrication de cette émulsion huile dans eau en fond de puits, sa réalisation en surface pour le transport étant déjà maîtrisée. En fond de puits par contre, les mécanismes de formation de l'émulsion sont mal connus et l'aspect mélange mécanique très peu maîtrisé.

Dans ce contexte, l'Institut Français du Pétrole (IFP) s'intéresse à la technique du mélange chaotique pour l'application fond de puits. Nous savons seulement que l'écoulement est laminaire mais que le cisaillement qu'il présente ne permet pas facilement le mélange. Jusqu'à présent, les études de mise en émulsion se font principalement en laboratoire dans des conditions très éloignées de celles du puits (utilisation d'un homogénéisateur tournant à des vitesses de rotation très grandes). La connaissance apportée par ces études est la suivante : la réduction de viscosité est directement liée à la taille des gouttelettes d'huile en émulsion. Elles ne doivent pas être trop grosses sous peine de coalescer (auquel cas l'émulsion aurait tendance à devenir instable) mais elles ne doivent pas non plus être trop fines sinon des interactions moléculaires apparaissent qui ont pour conséquence d'augmenter la viscosité. Le comportement rhéologique de l'émulsion est fortement dépendant des paramètres suivants : température, nature et quantité de surfactant, fractions eau et huile, type de brut.

L'influence des conditions de mélange de l'eau et du surfactant avec l'huile sur la mise en émulsion n'a été quant à elle que peu étudiée. C'est ce que nous proposons d'effectuer, dans le cadre d'une étude bi-dimensionnelle, dans un premier temps.

4.8.2 Un mélangeur chaotique 2D en écoulement multiphasique

Le mélangeur chaotique 2D développé avec le concours de la plateforme de développement technologique de l'UPPA sera utilisé à cet effet. Il s'agit du maintenant très classique écoulement entre deux cylindres excentrés (*Journal bearing flow*, [162]). Nous l'avons choisi pour sa simplicité d'une part et d'autre part pour la quantité très importante de travaux dont il a fait l'objet notamment de la part du groupe d'Ottino.

Le principe est de *commander* le mélange des deux fluides eau et huile de manière à contrôler la taille des gouttelettes d'huile formées qui fixe la viscosité du mélange.

L'objectif est d'abord de parvenir à l'obtention d'une émulsion huile dans eau alors que la phase continue initiale est l'huile ; il faut donc que l'émulsion s'inverse. Dans un second temps, il sera nécessaire de contrôler la distribution en taille des gouttelettes d'huile par optimisation du protocole d'agitation afin de connaître la réduction de viscosité obtenue. Très peu d'études existent sur la dispersion par mélange chaotique d'un fluide au sein d'un autre de viscosité différente. A notre connaissance, seules les études 2D de Tjahjadi et Ottino en 1991 [163] et Solomon *et al.* [164] en 2003 traitent ce problème mais pour des rapports de viscosité qui sont bien inférieurs à ceux qui nous intéressent. Les propriétés structurantes du mélange chaotique sont surtout utilisées depuis peu dans l'assemblage de polymères de nature et viscosité différentes afin d'obtenir des matériaux plastiques aux propriétés nouvelles (cf. travaux du groupe de D. Zumbrunnen par exemple [165], [166], [167] ou encore ceux de Sau et Jana [168]). Une partie de nos études va se concentrer sur les mécanismes de déformation et de rupture de gouttes [169] consécutifs aux étirements et repliements imposés par le mélange chaotique. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'histoire de l'étirement et du cisaillement subie par une parcelle fluide en introduisant un nombre capillaire lagrangien comme l'ont fait Solomon *et al.* [164].

Un volet modélisation numérique est également entrepris en considérant dans un premier temps l'écoulement rampant obtenu théoriquement pour l'écoulement entre deux cylindres excentrés par Ballal et Rivlin [170]. Une modélisation diphasique 2D de l'écoulement est envisagée à l'aide du code *Gerris* développé par S. Popinet au *National Institute of Water and Atmospheric Research* en Nouvelle-Zélande.

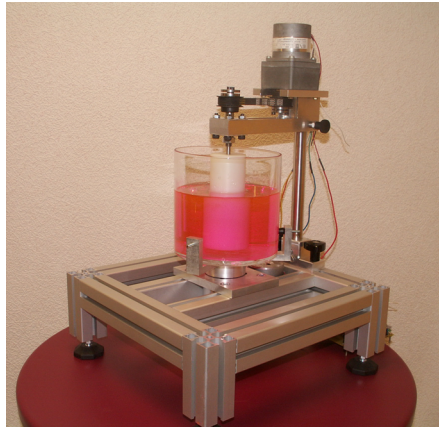


FIG. 4.8: Vue du mélangeur chaotique 2D à cylindres excentrés.

Chapitre 5

Projet de recherche

5.1 Bilan

Depuis mon recrutement en septembre 1994 en tant que Maître de Conférences, j'ai pu développer mon métier d'enseignant-chercheur au sein de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour dans le Département Génie Thermique et Energie de l'IUT des Pays de l'Adour et dans les Laboratoires de Transferts Thermiques (LTT), de Génie des Procédés de Pau (LGPP) et aujourd'hui au sein du Laboratoire de Thermique Energétique et Procédés (LaTEP – EAD 1932).

Je me suis efforcé d'établir une certaine cohérence entre mes activités d'enseignement et de recherche. Je n'ai pas négligé les collaborations industrielles, soit en relation avec la formation dispensée à l'IUT, soit en relation avec les activités du Laboratoire. J'ai réussi à maintenir une activité expérimentale en recherche alors que les Laboratoires dans lesquels j'ai évolué ne disposaient pas de personnel technique dédié à la recherche (ce qui constitue un handicap majeur pour la réalisation d'une instrumentation de qualité).

Une part non négligeable de mon temps a été consacrée au suivi d'étudiants en 3^{ème} cycle (M2R), de divers cursus universitaires contribuant ainsi à leur formation à la recherche.

Je me suis aussi impliqué dans le fonctionnement des structures administratives en tant que membre du Conseil d'Administration de l'IUT des Pays de l'Adour et de la Commission de Spécialistes de l'UPPA regroupant les sections 60 et 62 du CNU. J'ai aussi élaboré le dossier qui a permis d'ouvrir au sein du département Génie Thermique et Energie en septembre 2003 la Licence Professionnelle *Energie et Génie Climatique*.

5.2 Projets thématiques

Dans les prochaines années, je compte poursuivre et développer mes activités de recherche autour des deux thèmes principaux suivants :

- l'étude de dispersions fluide/particules, avec ou sans couplage thermique, en abordant les problèmes d'instabilités non-linéaires donnant naissance à des trajectoires complexes

(inclusion isolée, lits circulants de particules). La dynamique de ces écoulements présente une extrême richesse de phénomènes physiques à étudier.

- l'étude du mélange par advection chaotique et des transferts associés (réactifs, de chaleur) appliqué à de nouveaux procédés pour divers milieux fluides, en m'intéressant notamment aux propriétés structurantes du mélange chaotique. Une attention particulière sera portée au mélange chaotique diphasique. Je compte, par exemple, rechercher les régimes d'écoulement chaotique qui permettront la formation d'une émulsion stable en étudiant les mécanismes de rupture et de coalescence de gouttes en fonction de divers paramètres :
 - les proportions respectives des phases continue et dispersée (phases qui peuvent s'inverser),
 - le rapport des viscosités,
 - le rapport des masses volumiques,
 - la nature du surfactant et sa concentration.

Je reste également prêt à m'investir dans un domaine de recherche qui serait jugé prioritaire au sein de l'UPPA.

5.3 Environnement et perspectives

L'UPPA est une petite Université qui souffre d'un certain éloignement géographique des grands centres de recherche scientifiques français et, par voie de conséquence, sa reconnaissance en pâtit. Il est difficile par exemple d'attirer des étudiants d'autres universités en 2^{ème} pour la préparation d'un Master Recherche à Pau. Il est donc impératif d'effectuer, pour le domaine d'activité scientifique qui me concerne, un travail de structuration interne et de communication de façon à rendre nos activités et nos compétences plus visibles. Cela passe aussi par l'organisation de séminaires réguliers en invitant des chercheurs d'universités françaises et étrangères. Un atout majeur sur lequel, à mon avis, il faudrait aussi fortement s'appuyer (sans en avoir honte) pour favoriser l'attractivité est la qualité de vie dans la région paloise ; aucune université n'arrivera à *déplacer des montagnes* !

Fort de ces constats, dans un avenir très proche, je souhaiterais participer à la création d'une petite équipe de recherche au sein d'une Fédération de Recherche reconnue à l'UPPA et par le CNRS. Cette équipe, structurée mais *souple* et réactive, travaillerait dans le domaine de la mécanique des fluides et des transferts avec une ligne directrice de recherche scientifique et des objectifs bien définis pour le moyen terme. Elle évoluerait en relation étroite avec les autres composantes de la Fédération en développant prioritairement des collaborations thématiques avec des partenaires industriels du bassin d'emploi local. Le domaine d'activité et les compétences clairement identifiées vis-à-vis de l'extérieur permettraient l'obtention de bourses de doctorat pour des étudiants, condition indispensable au maintien et à l'avancée des recherches dans le système universitaire français, qui laisse malheureusement peu de temps au chercheur pour chercher.

Un projet relativement ambitieux pour cette équipe pourrait être de participer au développement d'un code de calcul multiphasique incompressible (au départ) doté de solveurs performants qui

permettrait de résoudre des problèmes d'écoulements complexes :

- dispersions liquide/liquide,
- dispersions liquide/solides [171],
- implémentation de modèles d'écoulements turbulents adaptés aux écoulements particuliers,
- avec la possibilité d'introduire des modèles thermodynamiques aux interfaces (modèle à interface diffuse [172], [173] par exemple).

La mise en place de ces modèles sous-tend au préalable l'approfondissement des connaissances des écoulements hétérogènes particuliers ou diphasiques (interactions particules/particules, particules/parois, anisotropie de la turbulence, suivi lagrangien des particules, mécanismes de rupture de film liquides ou de gouttes, ...). L'idée n'est pas de reconstruire un code à partir de zéro mais de partir de méthodes déjà existantes et de les faire évoluer pour répondre à des applications concrètes. Les travaux réalisés dans le domaine de la modélisation fluide/particules par R. Glowinski, D.D. Joseph ou B. Maury et leurs collaborateurs [174], [175], [176] pourraient constituer une très bonne base de départ.

Ma contribution serait d'aider à l'élaboration de modèles physiques et de fournir des expériences modèles qui serviraient à la validation du code.

J'imagine le développement de ce code dans la perspective de résolution des problèmes scientifiques (et non technologiques) posés par les grandes entreprises de la région (Total, Turboméca). Ce projet nécessiterait la création d'un groupe de réflexion qui définisse dans un premier temps les axes de travaux prioritaires et les moyens nécessaires à leur mise en œuvre. Il mobiliserait ensuite des chercheurs de l'UPPA, dans les domaines des mathématiques appliquées, de l'analyse et la simulation numérique, de la physique des écoulements, de la rhéologie et de l'énergétique. Il profiterait aussi de l'expertise et des compétences d'autres centres de recherche avec lesquels des liens existent déjà (INRIA, Université de Bordeaux) ou sont à développer en raison de leur proximité (Universités de Toulouse et de Saragosse) dans le domaine de la mécanique des fluides et des transferts.

Chapitre 6

Curriculum vitae

Ingénieur Thermicien

Docteur en Dynamique des Fluides et des Transferts

Enseignant-chercheur : Mécanique des fluides et phénomènes de transferts.

6.1 Quelques éléments biographiques

40 ans (février 1965), marié, un enfant 5 ans.

Maître de Conférences à l'IUT des Pays de l'Adour depuis septembre 1994, Département Génie Thermique et Energie à Pau.

Recherche effectuée au Laboratoire de Thermique Energétique et Procédés (LaTEP – EA 1932) – Groupe Génie des Procédés.

6.2 Cursus universitaire et professionnel

1984

DUT de Génie Mécanique – orientation robotique – Université de Nantes

1986

Maîtrise de Technologie de Construction Mécanique (ENSM, aujourd'hui Ecole Centrale de Nantes)

1988

Ingénieur ISITEM Nantes – option Thermique Energétique (ISITEM aujourd'hui intégrée au sein de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes)

1989

DEA Dynamique des Fluides et des Transferts (M. Bien), ENSM et ISITEM

1993

Doctorat en Dynamique des Fluides et des Transferts (M. T.H. avec Félicitations), ISITEM

Sujet : *Etude des phénomènes de transport en régime d'advection chaotique dans un écoulement ouvert.*

Directeur de thèse : H. Peerhossaini – Laboratoire de Thermocinétique, E.P. de l'Université de Nantes.

Financement : BDI CNRS

Jury :

- M. Lebouché, Professeur ENSEM Nancy (LEMTA), rapporteur
- J.E. Wesfreid, Directeur de Recherche CNRS Paris (PMMH-ESPCI), rapporteur
- J.P. Bardon, Professeur ISITEM Nantes (LTI), président
- E. Charlaix, Maître de Conférences à l'E.N.S. de Lyon
- F. Penot, Directeur de Recherche CNRS Poitiers (LET)
- H. Peerhossaini, Professeur ISITEM Nantes (LTI)

1994

Post-doctorat industriel : Ingénieur de recherche au Centre de Recherche (Eau et Gaz) de Schlumberger Industries à Montrouge.

Sujet : *Conditionnement d'écoulements pour améliorer le comptage du gaz.*

Recrutement universitaire :

Qualifié par les sections 60 (Mécanique - Génie mécanique - Génie civil) et 62 (Energétique - Génie des Procédés) du CNU pour le recrutement sur un emploi de Maître de Conférences.

Classé 1^{er} sur les postes en 62^{ème} section :

- n° 434 au CNAM à Paris (thermique)
- n° 319S à l'IUT GTE de Pau (thermique et mécanique des fluides)

2003

Titulaire de la Prime d'Encadrement Doctoral depuis octobre 2003.

Chapitre 7

Encadrement en Recherche

7.1 Encadrement DEA et thèses de doctorat

Les étudiants encadrés en thèse de doctorat à l'UPPA et en DEA sont mentionnés dans le tableau 7.1.

Année	Nom étudiant	Diplôme
2005	Arrondo M.	Master Recherche E&P
2004	Watson G.	DEA ETSD
2003	Roux F.	DEA ETSD
2003	Wang C.	DEA Procédés
2002	Boesinger C.	Thèse UPPA
2001	Gayet P.	DEA ETSD
2000	Gil A.	DEA Procédés
2000	Lalanne L.	Thèse UPPA
1998	Pacheu T.	DEA ETSD
1997	Marimbordes T.	DEA ETSD
1996	Lalanne L.	DEA ETSD
1995	Cazauran X.	DEA Mécanique U. Bordeaux II
1993	Lacampagne V.	DEA DFT U. Nantes

TAB. 7.1: Récapitulatif des étudiants encadrés en DEA et thèses de doctorat.

Sigles :

E&P : Energie et Procédés

ETSD : Energétique - Transferts - Systèmes Dispersés (UPPA)

DFT : Dynamique des Fluides et des Transferts (U. Nantes)

7.1.1 Thèses de doctorat

Thèses UPPA co-encadrées à 80% : j'ai proposé les sujets et suivi le travail de recherche au quotidien des étudiants suivants :

Thèse de Cécile Boesinger, soutenue le 16 décembre 2002, M. T. H. avec Félicitations.

Mélange diffusif et réactif dans des réacteurs tubulaires à trajectoires complexes.

Financement bourse MEN.

Jury :

- F. Broto, Professeur UPPA (Président)
- J. Comiti, Professeur Université de Nantes (Rapporteur)
- E. Saadatian, Professeur Université de Nancy (Rapporteur)
- A. Liné, Professeur INSA de Toulouse
- M. Mory, Professeur UPPA (Directeur de la thèse)
- Y. Le Guer, Maître de conférences UPPA

Emploi actuel : classée 1^{ère} sur poste MC à l'Université de Grenoble I (CEA Greth, équipe LEGI) en mai 2003, a choisi d'intégrer une petite entreprise de la région paloise (STRADIA) qui développe des procédés innovants dans le domaine du traitement de l'eau.

Thèse de Lionel Lalanne, soutenue le 4 juillet 2000, M. T. H. avec Félicitations.

Etude de la dynamique oscillante d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle.

Financement Gaz du Sud Ouest (GSO).

Jury :

- M. Provansal, Professeur Université d'Aix-Marseille (Président),
- P. Parenthöen, Directeur de Recherche CNRS, CORIA Rouen (Rapporteur)
- F. Penot, Directeur de Recherche CNRS, LET Poitiers (Rapporteur)
- E. Arquis, Prof. Université de Bordeaux I
- R. Creff, Professeur UPPA (Directeur de la thèse)
- B. Lagourette, Professeur UPPA
- Y. Le Guer, Maître de conférences UPPA
- G. Mouton (Ingénieur GSO)

Emploi actuel : Ingénieur Thermicien depuis septembre 2000 chez GSO, aujourd'hui chargé du support technique de la clientèle.

7.1.2 Diplômes d'Etudes Approfondies (DEA)

Arrondo Mathieu , 2005

Instabilités de trajectoires de sphères fondantes, Master Recherche Energie et Procédés, UPPA.

Watson Guillaume, 2004

Etude de la fusion d'un glaçon sphérique en piscine et en colonne d'eau, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA.

Wang Caroline, 2003

Etude d'un mélange chaotique par voie chimique, DEA Génie des Procédés, UPPA. en co-encadrement avec C. Boesinger (ATER LaTEP)

Roux Frédéric, 2003

Etude de l'ascension d'une sphère de glace dans une colonne liquide, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA.

Gayet Pascal, 2001

Etude des mécanismes de dépôts de soufre dans des conduites de gaz, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA. En co-encadrement avec P. Cézac et F. Contamine (MC LaTEP)

Gil Ana, 2000

Application de la méthode de décomposition en valeurs singulières au traitement des profils de vitesses stationnaires obtenus par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore (VDU), DEA Génie des Procédés, UPPA.

Pacheu Thierry, 1998

Etude expérimentale des auto-oscillations d'un jet plan confiné au sein d'une cavité contenant un obstacle, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA.

Marimbordes Thierry, 1997

Simulation numérique de la réponse en température d'un capteur à dissipation thermique en écoulement pétrolier : application à la débitmétrie triphasique, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA.

Lalanne Lionel, 1996

Optimisation d'un débitmètre statique à fluide oscillant. Etude numérique et expérimentale, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés, UPPA.

Cazauran Xavier, 1995

Simulation numérique de l'écoulement sanguin laminaire pulsé dans une bifurcation artérielle (bidimensionnelle), DEA de Mécanique de l'Université de Bordeaux 2.

Lacampagne Valérie, 1993

Caractérisation par une méthode fractale de l'état de mélange dans un écoulement ouvert en régime d'advection chaotique, DEA Dynamique des Fluides et des Transferts de l'Université de Nantes.

7.2 DESS, Microthèses, stages Ingénieur et IUP

Les étudiants encadrés en DESS, Microthèse (stage recherche de l'ENSGTI), stages Ingénieur ou de l'IUP sont mentionnés dans le tableau 7.2.

Année	Nom étudiant	Diplôme
2005	Dumont B.	Microthèse ENSGTI
2005	Ferdinand J. et Piet D.	Maîtrise IUP GSI-ST
2005	Furst L. et Thilliez M.	Maîtrise IUP GSI-ST
2004	Jauseau N.	Microthèse ENSGTI
2004	Perroud X.	Stage Ingé. ENSEEIHT
2004	Ayello F.	Microthèse ENSGTI
2003	Deguelle A.S. et Ouffoue A.	DESS IMOI
2003	Delpy M. et Monlezun Y.	Microthèse ENSGTI
2001	Bance J. et Lalanne A.	Maîtrise IUP GSI-ST
2001	Claracq S. et V. Supervie V.	Maîtrise IMfS
2000	Hélary D.	Microthèse ENSGTI
2000	Ginon C.	Microthèse ENSGTI
2000	Dehez C. et Truntzer O.	Maîtrise IUP GSI-ST
1999	Caprais S. et Marquez B.	DESS IMOI
1998	Gréboval G.	Microthèse ENSGTI
1998	Guerer S.	Stage Ingé. ISITEM
1996	Doré S.	Microthèse ENSGTI

TAB. 7.2: *Récapitulatif des étudiants encadrés en DESS, Microthèses, stages Ingénieur et IUP.*

Sigles :

- ENSGTI : Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles
- ENSEEIHT : Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et des Télécommunications (Toulouse)
- ISITEM : Institut des Sciences de l'Ingénieur en Thermique Energétique et Matériaux (Nantes)
- GSI-ST : Génie des Systèmes Industriels - Systèmes Thermiques
- IMOI : Ingénierie Mathématique et Outils Informatiques
- IMfS : Ingénierie Mathématique filière Statistique

7.2.1 DESS Ingénierie Mathématique et Outils Informatiques, UPPA

Deguelle A.S., Ouffoue A., 2003. *Analyse statistique des propriétés d'un mélange chaotique.*

Caprais S., Marquez B., 1999. *Mise en place d'un algorithme de décomposition spatio-temporelle biorthogonale : application aux signaux de vitesses numériques.*

7.2.2 Microthèses ENSGTI, UPPA

Dumont B., 2005. *Etude d'un photobioréacteur tubulaire ouvert en régime d'advection chaotique.*

Jauseau N., 2004 été. *Mélange réactif en écoulement périodique.*

Ayello F., 2004 hiver. *Mélange réactif dans un réacteur chaotique.*

Delpy M. et Monlezun Y., 2003. *Etude des effets thermiques, des vortex et du décollement des couches limites sur les parois d'un dirigeable gros porteur.*

Hélary D., 2000. *Recherche d'une émulsion ou d'une suspension type pour l'étude d'écoulements par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore.*

Ginon C., 2000. *Etude de la formation de dépôts sur des organes de détente.*

Gréboval G., 1998. *Etude et conception d'un traceur viscoélastique adapté à la visualisation d'écoulements turbulents.*

Doré S., 1996. *Simulation numérique de l'écoulement sanguin laminaire pulsé dans une bifurcation artérielle : prise en compte du comportement non-newtonien du sang.*

7.2.3 Stages Maîtrise et Ingénieur

Ferdinand J., Piet D., 2005. *Mélangeur chaotique 2D à cylindres excentrés.* IUP Génie des Systèmes Thermiques, UPPA.

Furst L. et Thilliez M., 2005. *Etude expérimentale de l'écoulement et de la fusion de glaçons d'eau sphériques.* IUP Génie des Systèmes Thermiques, UPPA.

Perroux X., 2004. *Modélisation analytique et numérique d'un mélangeur chaotique 2D : journal bearing flow.* Stage Ingénieur été, ENSEEIHT, 1ère année.

Bance J., Lalanne A., 2001. *Simulation d'un mélangeur de particules passives.* IUP Génie des Systèmes Thermiques, UPPA.

Claracq S., Supervie V., 2001. *Traitements statistiques comparatifs de données météorologiques pour l'estimation du gisement solaire.* Maîtrise IMfS, UPPA.

Dehez C., Truntzer O., 2000. *Etude d'une dispersion solide-liquide par Vélocimétrie Doppler Ultrasonore*. IUP Génie des Systèmes Thermiques, UPPA.

Guerer S., 1998. *Modélisation numérique d'un capteur de débit à principe thermique pour des écoulements pétroliers de type gaz-liquide (gouttelettes dispersées)*. Stage Ingénieur ISITEM. Rapport de fin d'Etude.

7.3 Participation à des jurys de thèses et DEA

Université	Date soutenance	Etudiant	Titre thèse
UPPA	16 décembre 2002	Boesinger C.	Mélange diffusif et réactif dans des réacteurs tubulaires à trajectoires complexes
UPPA	4 juillet 2000	Lalanne L.	Etude de la dynamique oscillante d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle

TAB. 7.3: *Jurys de thèse.*

J'ai fait partie du jury de DEA d'étudiants à Nantes en 1994 et à Pau par la suite. J'ai participé au suivi des travaux des deux étudiants nantais cités. Je n'ai pas reporté dans le tableau les étudiants de DEA que j'ai encadrés (cf. tableau 7.1.2).

DEA	Date soutenance	Etudiant	Sujet
ETSD	juillet 2000	Martinez O.	Modèle de prédiction de pertes de charge en écoulement diphasique
ETSD	septembre 1999	Druart F.	Etude d'un frigoporteur eau-glace : production et transport
ETSD	juillet 1999	Tisné P.	Etude du transport de liquides frigoporteurs diphasiques
ETSD	septembre 1998	Bourg J.F.	Simulation d'un écoulement diphasique eau-glace avec le logiciel Fluent
ETSD	juin 1997	André F.	Transferts radiatifs haute température dans un module simulant une chambre de combustion
ETSD	juin 1996	Pianelli C.	Solubilisation d'une huile lubrifiante à l'aide d'un tensioactif cationique
DFT	octobre 1994	Guillemet P.	Caractérisation de l'état de mélange d'un liquide au sein d'un mélangeur chaotique
DFT	octobre 1994	Mokrani A.	Caractérisation d'un échangeur de chaleur à effet d'advection chaotique

TAB. 7.4: *Jurys de DEA.*

Chapitre 8

Enseignements et Projets technologiques

8.1 Enseignement

Depuis septembre 1994, au sein du Département Génie Thermique et Energie de l'IUT des Pays de l'Adour, j'enseigne différentes matières scientifiques, développe de nouveaux outils pédagogiques (montages de travaux pratiques) et participe aux différentes tâches afférentes à la formation universitaire technologique dont les principales sont l'encadrement de projets technologiques, le suivi des étudiants en stage de fin d'études en entreprise et la participation aux différents jurys (projets, stages).

Depuis la rentrée universitaire 1996, je suis responsable de l'organisation de l'enseignement en 1^{ère} année dans les matières suivantes : Mécanique des fluides et Acoustique.

Depuis septembre 2002, je suis responsable des projets technologiques de 2^{ème} année (également de ceux de licence professionnelle depuis septembre 2003). Je m'emploie à rechercher et à entretenir des partenariats industriels dans le cadre de la réalisation de ces projets technologiques. Je m'attache également à sensibiliser les étudiants aux activités de recherche qui contribuent au développement des nouvelles technologies du Génie Thermique qu'ils rencontreront demain. Ci-après sont détaillées mes différentes activités pédagogiques.

8.1.1 Tableau récapitulatif

Le tableau 8.1 récapitule les enseignements que j'ai assurés à l'UPPA, depuis 1994 au Département Génie Thermique et Energie, depuis 2003 en Licence Professionnelle Energie et Génie Climatique et plus récemment en Master Recherche Energie et Procédés.

Année universitaire	Disciplines	Volume horaire
2004 – 2005	Mécanique des Fluides (C, TD) Acoustique (C, TD) Transferts Thermiques (C, TD) Mélange par advection chaotique (C)	160 h TD
2003 – 2004	Mécanique des Fluides (C, TD) Acoustique (C, TD) Transferts Thermiques (C, TD)	160 h TD
2002 – 2003	Mécanique des Fluides (C, TD, TP) Acoustique (C, TD, TP)	200 h TD
2001 – 2002	Congé pour recherche	
1996 – 1997 à 2000 – 2001	Mécanique des Fluides (C, TD, TP) Acoustique (C, TD, TP)	200 h TD
1995 – 1996	Mathématiques (TD) Mécanique des Fluides (TP) Transferts Thermiques (TP)	300 h TD
1994 – 1995	Electricité (C, TD, TP) Mécanique des Fluides (TP) Transferts Thermiques (TP)	300 h TD

TAB. 8.1: Récapitulatif des enseignements assurés au Département Génie Thermique et Energie, en Licence Professionnelle Energie et Génie Climatique et en Master Recherche/ENSGTI.

8.1.2 Tâches associées aux enseignements

En plus des travaux habituels de rédaction, surveillance et correction des différents contrôles ainsi que des participations aux jurys de fin d'année, j'ai détaillé ci-dessous diverses tâches associées aux enseignements.

Années 2004–2005

Travaux principaux :

- Rédaction du cours de Master Recherche *Energie–Procédés* sur *le mélange par advection chaotique*. Ce cours fait partie d'une UE intitulée *Opérations de Mélange* (19,5 h), il est mutualisé avec l'ENSGTI (Pau).
Intervenants : M. Mory (Prof.) et Y. Le Guer (MC).
En charge de 8 heures :
Notions de turbulence lagrangienne/eulérienne.
Exemples de mélanges en régime d'advection chaotique.
Méthodes d'investigations.
- Organisation et suivi de toutes les soutenances de projets tutorés.

Années 2003–2004

Travaux principaux :

- Rédaction du cours de conduction et convection adapté au niveau Licence Professionnelle.
- Organisation et suivi de toutes les soutenances de projets tutorés.

Travaux annexes :

- Participation au jury de baccalauréat au Lycée Professionnel de Morlaas en juillet 2004.

Années 1996–1997 à 2000–2001 et 2002–2003

Travaux principaux :

- Responsabilité de l'organisation des enseignements de Mécanique des Fluides et d'Acoustique en 1^{ère} année à partir de 1996.
- Rédaction nouvelle et complète du cours de Mécanique des Fluides.
- Rédaction nouvelle et complète du cours d'Acoustique.
- Conception et réalisation de 4 T.P. d'Acoustique qui n'existaient pas.
- Rédaction du polycopié de T.P. d'Acoustique.
- Conception d'un nouveau T.P. de Mécanique des Fluides.
- Organisation et suivi de toutes les soutenances de projets tutorés depuis 2002.

Travaux annexes :

- Participation à des jurys de baccalauréat technologique au Lycée public Saint-Cricq à Pau en juillet 1997 et au Lycée Professionnel de Mauléon en juillet 2001.
- Participation en 1998 et 1999 à l'examen des dossiers et à la sélection des candidats pour leur recrutement à l'IUT.

Années 1995–1996

Travaux annexes :

- Suivi de toutes les soutenances de stages en 1996.
- Participation en 1996 à l'examen des dossiers et à la sélection des candidats pour leur recrutement à l'IUT.

Années 1994–1995

Travaux principaux :

- Rédaction d'une partie du cours d'électricité.

8.2 Encadrement de projets technologiques

Entre les années 1995 et 2004, j'ai encadré des petits groupes d'étudiants de 2^{ème} année (IUT GTE) et de Licence Professionnelle pour la réalisation de 18 projets correspondant à 13 réalisations complètement différentes :

- 3 d'entre eux ont été réalisés sur deux années ou plus (reprises et améliorations),
- 13 correspondent à des réalisations pratiques instrumentées,
- 3 nouveaux montages de TP ont été élaborés (2 en acoustique, 1 en mécanique des fluides),
- 4 ont été réalisés dans le cadre de projet de recherche que je conduis,
- 4 ont été menés en partenariat avec des entreprises.

Depuis septembre 2002, je suis responsable des projets technologiques (DUT et Licence Professionnelle), ce qui représente la gestion chaque année de 20 groupes d'étudiants. Beaucoup de projets comportent des réalisations pratiques. Nous tenons à garder à Pau cette spécificité qui permet de donner un fort contenu technologique à la formation délivrée au sein du Département GTE. Cette pratique, lourde à gérer en encadrement et très coûteuse financièrement, a été abandonnée par plusieurs formations qui délivrent le DUT GTE.

Déroulement des projets :

- Recueil des sujets pour l'année à venir au mois de mai, établissement des partenariats.
- Affichage des sujets aux étudiants de 1^{ère} année en juin.
- Présentation générale en septembre de l'organisation des projets sur l'année, présentation du sujet par le tuteur.
- Suivi financier, visa de tous les bons de commande.
- Organisation du planning des soutenances orales (sur 2 jours).
- Organisation du jury permanent pour les soutenances.
- Suivi de toutes les soutenances.
- Notations des projets par le jury.

Année 2004–2005

Conception d'une cuve tournante chauffée en paroi (destinée au mélangeur chaotique 2D).
Financement VAL-UPPA (Plateau Technique) – 4 étudiants.

Création d'une veine hydrodynamique modulable pour l'étude de la stabilité d'un ellipsoïde de révolution arrimé à son mât. Financement ANVAR en cours de négociation – 4 étudiants.

Année 2003–2004

Conception d'une colonne pour l'étude de l'ascension libre d'un glaçon – 3 étudiants LP.

Modification du montage de TP convection de Rayleigh–Bénard, nouvelle instrumentation thermique – 4 étudiants.

Mélangeur statique, méthode de caractérisation du mélange par dosage – 4 étudiants.

Année 2002–2003

Reprise du montage de TP convection de Rayleigh–Bénard, améliorations techniques et régulation du système de chauffage – 4 étudiants.

Conception d'un banc hydrodynamique pour l'étude de mélangeurs statiques - 4 étudiants.

Année 2000–2001

Mise en place et interfaçage d'une petite station météorologique autonome destinée à l'étude du gisement solaire palois - 4 étudiants. Projet réalisé avec le concours du CNES d'Aire-sur-l'Adour et qui a reçu le financement de l'ADEME (bourse ATPES).

Les objectifs principaux étaient :

- la constitution d'une base de données au sein du Département GTE,
- la définition de critères objectifs utilisables pour évaluer les ressources énergétiques solaires d'un lieu en vue de l'installation d'équipements domestiques solaires.

Réalisation d'un banc hydrodynamique pour l'étude d'écoulement au sein de tuyaux col-labables – 4 étudiants.

Année 1999–2000

Réalisation d'un T.P. d'acoustique : Etude des performances acoustiques de différents vitrages – 4 étudiants.

Comparaison expérimentale des efficacités d'échange thermique de deux boucles échangeurs fermées – 4 étudiants.

Année 1998–1999

Modification et perfectionnement du montage de T.P. Convection libre en cavité chauffée par le bas – 4 étudiants.

Projet en collaboration avec la société ALSTOM à Tarbes : Etude exhaustive de divers types

de pompes : application au refroidissement d'éléments d'électronique de puissance de motrices, réalisation d'une base de données pompes – 4 étudiants.

Année 1997–1998

Réalisation d'un T.P. de transferts-mécanique des fluides – 4 étudiants : Convection libre en cavité chauffée par le bas : mise en évidence de la transition entre les régimes conductif et convectif au sein d'une couche fluide.

Réalisation d'un T.P. d'acoustique – 4 étudiants : Mise au point d'un banc de caractérisation d'isolement acoustique de parois par rapport aux bruits aériens.

Ces deux T.P. ont été mis en service dès l'année 1998.

Année 1995–1996

Réalisation (suite) d'un Four Electrique à Résistances pour traitements thermiques (jusqu'à 1000 °C) – 4 étudiants.

Réalisation d'une maquette de Débitmètre Statique à Fluide Oscillant et d'un mini banc d'étalonnage – 4 étudiants – Soutien financier de l'ANVAR (6k€) dans le cadre d'une Aide à l'Innovation Jeune (AIJ) et partenariat avec Gaz du Sud Ouest.

Instrumentation et suivi du comportement thermique en vol d'un ballon-sonde dilatable – 4 étudiants – soutien financier DELASSON SA (constructeur des ballons sondes en latex) et partenariat avec le CNES Aire-sur-l'Adour (lancements) et Toulouse ainsi que l'ONERA-CERT (caractérisations mécaniques, thermiques et thermo-optiques du matériau, cf. Fig. 8.1).

Année 1994–1995

Conception et réalisation d'un Four Electrique à Résistances pour traitements thermiques (jusqu'à 1000°C) – 6 étudiants – support financier EDF obtenu.

8.3 Suivi de stagiaires IUT

Le travail consiste à établir le lien entre le département GTE, l'étudiant et le responsable de l'étudiant en stage. Cela commence par l'établissement de la convention, se poursuit par le suivi du bon déroulement du stage, la visite de l'étudiant dans l'entreprise et se termine par la soutenance de l'étudiant à l'IUT en présence du partenaire industriel. Dans la mesure où les deux parties (IUT-entreprise) sont satisfaites et des possibilités de stages offertes, nous recherchons la pérennisation de ceux-ci.

Au cours des différentes années, j'ai suivi les étudiants en stage dans les entreprises suivantes, je leur ai systématiquement rendu visite :

- Gaz du Sud Ouest (GSO) à Pau (1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001 et 2003).
- GEMCO à Pau (2003).

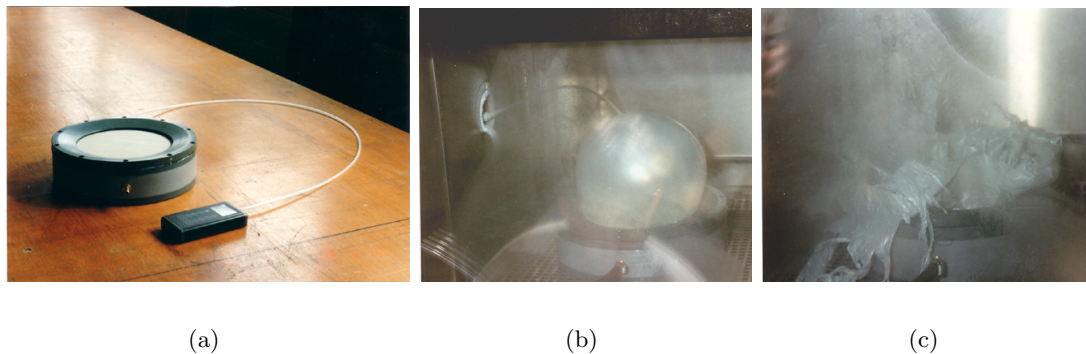


FIG. 8.1: *Projet CNES 1996. 8.1(a) Vue de l'éclatomètre conçu pour étudier la dilatation sous pression de la peau en latex. 8.1(b) Gonflage progressif de la peau en latex lors de la dépressurisation et la descente en température dans l'enceinte refroidie. 8.1(c) Rupture fragile (structure de type vitreuse) de la peau observée après éclatement.*

- Office National de Recherche Aéronautique (ONERA) à Toulouse (1995, 1996, 1997, 1998, 1999, 2001, 2003, 2004 et 2005).
- Centre National d'Etudes Spatiales (CNES),
Centre de Lancement des ballons – Aire-sur-l'Adour, Landes (1995),
Division Ballons du CNES à Toulouse (1996, 1997, 1998 et 2000).
- Galindo Froid et Technologie à Toulouse (1999).
- Tech-Atlan (filiale de Technip) à Nantes (1999).
- Construction Aéronautique du Sud Ouest (CASO) à Toulouse (1995).
- Logiclimatic à Toulouse (2004).

8.4 Activités diverses

8.4.1 Visites d'entreprises

J'ai participé à des visites d'entreprises organisées pour les étudiants de 2^{ème} année GTE par mon collègue de l'IUT, Jacques Le Gall (maître de conférences en Langue et littérature françaises) :

- Turboméca à Bordes (64)
- Centrale Nucléaire de Goldfech (82)
- Centrale Hydroélectrique de Pragnères (65)

8.4.2 Conférence

Organisation d'une conférence le 16 février 2001 par deux ingénieurs de la société ALSTOM (L. Nicod et T. Montanie) à destination des étudiants de l'IUT GTE, l'IUP Génie des Systèmes Thermiques et de l'ENSGTI sur le thème :

Application des piles à combustibles dans les transports publics : avantages / progrès techniques à réaliser.

8.4.3 Tutorat

Tuteur d'un étudiant (Patrick Dutournié) préparant un doctorat au Laboratoire de Génie des Procédés (LGPP) de l'ENSGTI (Pau) qui fut moniteur au département Génie Thermique et Energie depuis septembre 1997 à juillet 2000.

8.4.4 Actions de formation personnelle

Participation au cours d'Electrothermie dispensé par le Club Electrothermie Enseignement sur le thème du chauffage par micro-ondes, Nantes, 14 – 17 mars 1995.

Participation au cours organisé par la société 01dB à Toulouse concernant l'acoustique, 5 novembre 1998.

Participation aux journées organisées par l'Association Technique Energie Environnement (ATEE) des Pays de l'Adour :

- la cogénération, 13 décembre 1996,
- le stockage et le transport du gaz naturel dans le Sud-Ouest, 8 décembre 1998,
- le conditionnement d'ambiance et l'éclairage dans les bâtiments, 31 janvier 2001.

Participation à la journée technique *Génie Climatique* organisée à l'IUT des Pays de l'Adour conjointement par l'AICVF (Association des Ingénieurs en Climatique, Ventilation et Froid) et le Département GTE le 16 novembre 2004.

Chapitre 9

Responsabilités collectives administratives et scientifiques

Les activités administratives et collectives que j'exerce sont variées, elles concernent à la fois la recherche et l'enseignement. Les points suivants les détaillent.

9.1 Responsabilités électives

Membre titulaire élu de la Commission de Spécialistes 60 – 62 sections de l'UPPA de 1998 à 2001 (et à nouveau à partir de novembre 2004) :

- participation à la répartition des dossiers de candidatures aux postes de Maîtres de Conférences et d'ATER,
- examen des dossiers et rédaction de notices individuelles pour établir les classements,
- participation aux commissions d'audition des candidats, votes pour établir les classements définitifs,
- organisation des votes pour le remplacement des membres titulaires et suppléants M.C. de la commission.

Membre titulaire élu du Conseil d'Administration de l'IUT des Pays de l'Adour de 1998 à 2001 :

- participation à tous les conseils (Pau et Mont-de-Marsan), votes pour élire le nouveau directeur de l'IUT,
- représentation du Département GTE pour le corps des Maîtres de Conférences.

9.2 Création d'une licence professionnelle au Département GTE

Porteur du Projet pour la mise en place d'une Licence Professionnelle au sein du département GTE de l'IUT des Pays de l'Adour (la première de l'IUT). La formation est intitulée : *Energie et Génie Climatique*. Cette formation est organisée autour de modules d'enseignement, projet et stage capitalisables au niveau européen. Elle totalise 450 h d'enseignement par étudiant, un pro-

jet tutoré de 120 heures et un stage en entreprise de 16 semaines. Le programme pédagogique est le suivant :

- Disciplines de base (thermodynamique, froid et conditionnement d'air, thermique, mécanique des fluides)
- Technologie des machines Froid et Climatisation
- Conception d'un projet – Circuits frigorifiques
- Gestion et optimisation énergétique
- Réglementation – Environnement
- Management – Communication – Langues
- Stage en entreprise

Le projet (22 pages), une fois présenté devant le CEVU de l'UPPA, a été examiné au Ministère par la Direction de l'Enseignement Supérieur. Il a également été défendu à Paris fin mars 2001 devant une commission d'experts par J.P. Dumas, alors Directeur de l'IUT et moi-même. Cette formation a été habilitée en début d'année universitaire 2001 – 2002. Nous n'avons pas souhaité ouvrir la formation en septembre 2002 en raison des projets de création de licence *champ large* dans tous les IUT de France, projets aujourd'hui abandonnés semble-t-il ?

La licence professionnelle a ouvert ses portes aux étudiants en septembre 2003. Suite à de nombreuses candidatures (une centaine), 25 étudiants ont été retenus (12 DUT, 12 BTS et un en formation continue). A l'issue de la première année de formation, tous les étudiants ont été diplômés et la moitié d'entre eux a trouvé un emploi à l'issue du stage en entreprise.

9.3 Recrutement d'enseignants–chercheurs et d'enseignants

Membre de la commission interne de recrutement d'un professeur certifié ou agrégé (anglais) en 1995.

Participation à la commission mixte d'audition IUT des Pays de l'Adour - 9^{ème} section (Langue et littérature françaises) pour le recrutement d'un Maître de Conférences au sein du Département GTE en 2000.

Participation au Jury de recrutement d'un PRAG de Physique pour le Département Génie Biologique de l'IUT des Pays de l'Adour en 2000.

Participation à la commission mixte d'audition IUT des Pays de l'Adour - 60 – 62^{èmes} sections (Mécanique et Énergétique Génie des Procédés) pour le recrutement d'un Maître de Conférences au sein du Département GTE en 2004.

9.4 Achat de matériel scientifique pédagogique ou de recherche

Responsable en 2000 de l'achat d'un équipement pédagogique de type *industriel* du domaine du Génie Thermique (250 kF HT) : un conditionneur d'air hygiénique. Cet équipement a été acheté en partenariat avec l'IUP Génie des Systèmes Thermiques . Il est semblable à ceux rencontrés dans l'agroalimentaire mais sera instrumenté de manière à pouvoir effectuer différents bilans thermiques. Le cofinancement de la Région Aquitaine a été obtenu pour l'achat de ce matériel.

Elaboration de deux dossiers de financement auprès de la région Aquitaine correspondant à des projets d'équipement Recherche au sein du LTT (EA 1932). Réalisation des montages financiers après avoir obtenu les divers financements industriels ou institutionnels.

Projet 1 : Réalisation d'une boucle hydrodynamique et équipement de visualisation et d'analyse d'images (Montant global 300 kF HT – financement Région Aquitaine obtenu en 1997 : 120 kF HT).

Projet 2 : Achat d'un vélocimètre Doppler ultrasonore pulsé (Montant global 260 kF HT - financement Région Aquitaine obtenu en 1998 : 104 kF HT).

9.5 Travaux divers

Proposition d'études et négociations contractuelles auprès des entreprises Gaz du Sud Ouest et Elf Aquitaine Production.

Obtention d'aides financières auprès de l'ANVAR et de l'ADEME dans le cadre des projets de recherche.

Suivi auprès de l'ADERA (organisme associatif qui gère les contrats de recherche) de la comptabilité relative aux contrats de recherche obtenus et mise en place du financement salarial de l'étudiant en thèse.

Participation au colloque national des Thermiciens regroupant les enseignants de tous les Départements Génie Thermique et Energie (GTE) de France du 24 au 26 mai 2000 à Grenoble : remplacement du chef de Département au sein de l'assemblée des Chefs de départements, représentant du Département de Pau.

Interlocuteur pour l'IUT GTE dans le cadre du projet de *Plate-forme Technologique de Lacq* (participation à plusieurs réunions de travail et journées de présentation), projet qui a été abandonné pour des raisons financières.

Participations aux journées Info-Sup à Pau, Agen, Dax (pour les lycéens) et Mont-de-Marsan (pour les professeurs principaux de terminale) en 1996.

Participation aux réunions de préparation des journées Info-Sup de Pau.

Suivi des procédures de fonctionnement des programmes européens Léonardo di Vinci et Groupe Santander de 1994 à 1997 pour l'obtention de bourses pour l'envoi d'étudiants en stage dans les Pays de la CEE.

9.6 Contrats de Recherche

J'ai tenu à détailler dans cette partie le bilan financier des contrats que j'ai obtenus suite à différentes rédactions de dossiers (Région Aquitaine, ANVAR, ADEME) et propositions de travaux de recherche auprès d'entreprises. Les sommes obtenues ont permis d'entreprendre les travaux de recherche envisagés, et, en parallèle, de développer une activité expérimentale très coûteuse par rapport à l'activité numérique. Le montant de l'aide IFP-VAL UPPA concernant le dernier projet ne comprend pas la conception et fabrication de deux pilotes de mélangeur sur le plateau de développement technique VAL-UPPA.

Entreprise ou organisme	Objet	Période	Montant en €
Gaz du Sud Ouest	Oscillateur fluide	1995-1996	10 000
	Accompagnement de thèse	1997-2000	100 000
ANVAR	Projet DESFO	1995-1996	6 000
ADEME	Projet DESFO	1996-1997	4 000
Région Aquitaine	Boucle hydrodynamique	1997	12 300
	Vélocimètre Doppler Ultrasonore	1997-1998	15 400
Elf Aquitaine	Indicateurs de débits à principe thermique	1996-1997	12 000
Production	Capteurs de débits	1998	4 000
Gaz du Sud Ouest	Formation dépôts de soufre	1999-2001	21 000
IFP-VAL UPPA	Mélangeur chaotique huiles lourdes	2004-2005	6 000

TAB. 9.1: Récapitulatif des financements obtenus en recherche.

Chapitre 10

Environnement et collaborations scientifiques

10.1 Collaborations académiques

Dans le cadre des travaux sur le mélange en régime d'advection chaotique :

- Legentilhomme Patrick (Professeur, Laboratoire GEPEA Nantes–St Nazaire, UMR CNRS 6144)
- Moulin Philippe (MC–HDR, Laboratoire MSNM–UMR CNRS 6181, Université d'Aix-Marseille) et Damien VEYRET (CR CNRS, IUSTI Marseille)
- Professeur C.L. Tucker (University of Illinois at Urbana–Champaign, USA)

Dans le cadre de l'étude d'une dispersion :

- Eric Arquis (Professeur, Laboratoire TREFLE, Université de Bordeaux 2) depuis 2004.
- Bouchet Gilles (CR CNRS, Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg UMR 7507 CNRS) depuis fin 2003.

Dans le cadre de l'étude d'écoulements sanguins :

- Pelouze G.A. (Chirurgien cardio-vasculaire, Clinique Larrieu Pau) en 1995.

10.2 Collaborations industrielles

- Institut Français du Pétrole à partir de 2004 (J.P. Dejean IFP Pau, J.F. Argillier IFP Rueil).
- Société Gaz du Sud Ouest (GSO), de 1995 à 2001 (G. Mouton).
- Total (ex. Elf) Centre de recherche Jean Feger – en 1997 et 1998 (J.P. Couput).

10.3 Environnement scientifique

- Participation au groupe national AmETh (Amélioration des Echanges Thermiques) de la SFT.
- Création du groupe de réflexion national CEMEFEL (Critères d'Efficacité pour le Mélange des Fluides en Ecoulement Laminaire) sous couvert de la section *Agitation-Mélange* de la SFGP à l'initiative de Y. Le Guer, J. Legrand (Pr., Directeur du GEPEA Nantes-Saint Nazaire) et B. Cazaciu (CR au LCPC Nantes). Ce groupe a pour objet de définir des critères, d'établir des outils de diagnostics pour optimiser le mélange laminaire de fluides au sein de divers procédés. Peu de travaux existent dans ce domaine en comparaison du traitement réservé au mélange turbulent, l'approche industrielle reste elle très empirique.
- La 1^{ère} journée organisée au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Paris) le 27 juin 2002 a regroupé 17 participants dont un industriel.

10.4 Activités d'organisation

Participation à l'organisation du colloque :

First Symposium on Görtler vortex flows, EUROMECH n° 261,
NATO Advanced Research Workshop, Nantes, 9 – 13 juin 1990,
membre du comité d'organisation.

Membre du Comité d'organisation du Congrès SFGP 2003 de Saint Nazaire.
Co-présidence d'une session Posters.

Co-organisateur de la 1^{ère} journée du *Réseau Dirigeable* à l'UPPA, le 5 décembre 2003.

La matinée a été consacrée à des exposés scientifiques réalisés par les partenaires universitaires (LaTEP-UPPA, LMA-UPPA, CNAM Paris, U. Bordeaux, U. Montpellier) soutenus par la région Aquitaine (alors que l'après-midi a permis de faire le point sur l'avancement des différents projets dirigeables français. Entre autres étaient représentées les entreprises suivantes : CNES, IFP, AVEA, AAT, Voloris et Liftium (projets dirigeables) ainsi que le Conseil-Général des Pyrénées Atlantiques et un Député du même département.

10.5 Actions de formation personnelle

Participation aux cours COMETT II :

Enseignement de Dynamique des Fluides Cardio-vasculaires, Institut Méditerranéen de Technologie, Marseille, 5 – 8 juillet 1995.

Participation au 30^{ème} colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie

Les développements récents en rhéologie, Bordeaux, 13 – 15 septembre 1995.

Stage de formation au calcul parallèle (MPI) au CINES (Centre Informatique National de l'Education Nationale) à Montpellier du 8 au 10 avril 2002.

Chapitre 11

Publications et communications scientifiques

Revues Internationales avec comité de lecture : 10 (dont 1 dans un ouvrage)

Revues d'impact national et thèse : 3

Conférences Internationales

- *avec actes publiés et comité de lecture : 14 (dont 2 en cours)*
- *avec abstract publiés et comité de lecture : 2*
- *avec actes publiés sans comité de lecture : 2*

Conférences Nationales

- *avec actes publiés et comité de lecture : 13 (dont 1 en cours)*
- *avec actes publiés sans comité de lecture : 4*

Brevet : 1

Publications diverses : 4

Rapports de contrat : 5

Séminaires : 5

Prix : 2

11.1 Publications Nationales et Internationales dans des revues spécialisées et thèse

Thèse

0- **Le Guer Y.**, 1993

Etude des phénomènes de transport en régime d'advection chaotique dans un écoulement ouvert.

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes.

Publiées

1- **Le Guer Y.** and Peerhossaini H., 1991

Order breaking in Dean flow.

Physics of Fluids A3, 1029–1032, 1991.

2- Peerhossaini H. and **Le Guer Y.**, 1992

Effect of curvature plane orientation on vortex distorsion in curved channel flow.

Ordered and Turbulent Patterns in Taylor–Couette flow, C.D. Andereck and F. Hayot Eds., Plenum Press, New York, 263–272.

3- Peerhossaini H., Castelain C. and **Le Guer Y.**, 1993

Heat exchanger design based on chaotic advection.

Experimental Thermal and Fluid Science, 7, 333–344.

4- **Le Guer Y.**, Lalanne L., Habas J.P. et Creff R., 1998

Visualisation d'écoulements tourbillonnaires à l'aide d'un traceur viscoélastique.

Les Cahiers de Rhéologie – Rhéologie des systèmes polyphasés : rôle des interfaces et interphases, 16, 1, 326–332, 1998.

5- Pacheu T., **Le Guer Y.**, Lalanne L. and Creff R., 2000

Etude expérimentale des auto-oscillations d'un jet plan confiné au sein d'une cavité contenant un obstacle.

C. R. Acad. Sci. Paris, t. 328, Série IIb, 297–303.

6- Lalanne L., **Le Guer Y.** and Creff R., 2001

Dynamics of a bifurcating flow within an open heated cavity.

International Journal of Thermal Sciences, 40, 1, 1–10.

7- Castelain C., Mokrani A., **Le Guer Y.** and Peerhossaini H., 2001

Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow

European Journal of Fluid Mechanics/B Fluids, 20, 2, 205–232.

8- **Le Guer Y.**, Reghem P., Petit I. and Stutz B., 2003

Experimental study of a buoyant particles dispersion in a pipe flow.

Chemical Engineering Research and Design, 81, part A, october, 1136–1143.

9- Boesinger C., **Le Guer Y.** et Legentilhomme P., 2003

Etude expérimentale du mélange réactif au sein d'un réacteur torique ondulé (RTO).

Canadian Journal of Chemical Engineering, 81, 6, december, 1171–1181.

10- **Le Guer Y.** and Schall E., 2004

A mapping tool using anisotropic unstructured meshes to study mixing in periodic flows.

Chemical Engineering Science, 59, 1459–1472.

11- Boesinger C., **Le Guer Y.** and Mory M.

Experimental study of reactive chaotic flows in tubular reactors.

Article soumis à la revue AIChE Journal, accepté en octobre 2004 (48 pages d'épreuve).

12- Gibout S., **Le Guer Y.** and Schall E.

Mixing efficiency optimization in 3D open periodic chaotic flows.

Article soumis à la revue Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, accepté en novembre 2004 (11 pages), sous presse, disponible en ligne le 30 décembre 2004 (sciencedirect Elsevier).

En cours de préparation

13- Gibout S., **Le Guer Y.**, B. Dumont and E. Schall

Reactive chaotic mixing in 3D twisted pipe flows.

Préparée pour la revue Physics Letters A.

14- **Le Guer Y.** et al.

Passive scalar statistics in laminar periodic chaotic flows. (titre provisoire)

Préparée pour la revue Physics of Fluids.

11.2 Communications

11.2.1 Communications Internationales avec actes et comité de lecture

15- Gibout S., **Le Guer Y.**¹ and Schall E., 2003

Chaotic mixing optimization for 3D pipe flows by a mapping method.

7th Triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (FLUCOME), Sorrento, Italy, august 25–28.

16- Schall E., **Le Guer Y.** and Gibout S., 2003

An Anisotropic Unstructured Meshes Mapping Method (AUM3) to optimize mixing in laminar periodic flows.

Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP4), Chamonix, France, june 3–5.

17- Lalanne L., **Le Guer Y.** and Creff R., 2000

Structure analysis of a two dimensional oscillatory jet using singular value decomposition (SVD) method.

Sixth International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (FLUCOME), Sherbrooke, Canada, august 13–17.

¹Le nom souligné correspond à la personne qui a présenté la communication.

- 18- Lalanne L., **Le Guer Y.**, Creff R. and Mouton G., 2000
Effect of thermal heating on oscillating phenomenon for a fluidic flowmeter.
Sixth International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (FLUCOME),
Sherbrooke, Canada, august 13–17.
- 19- Lalanne L., **Le Guer Y.** and Creff R., 2000
Experiments on passive control of a confined jet impinging a heated bluff-body.
IUTAM Symposium on Bluff-Body Wakes and Vortex Induced Vibrations, Marseille, june
13–16.
- 20- Batina J., Creff R. and **Le Guer Y.**, 1995
*Influence of the dynamic and thermal entry zone of the heat transfer for a pulsed compressible
turbulent flow.*
EUROTHERM seminar on Heat transfer in single phase flow, Pise (Italy), july.
- 21- **Le Guer Y.**, Castelain C. and Peerhossaini H., 1994
Lagrangian Chaos in twisted ducts flow : a hydrodynamic point of view.
EUROTHERM seminar on Heat Transfer Enhancement by Lagrangian Chaos and Turbulence,
Nantes, december 11–13.
- 22- Peerhossaini H. , Castelain C. and **Le Guer Y.**, 1993
Heat exchanger design based on chaotic advection.
First International Conference on Aerospace Heat Exchanger Technology, Palo-Alto (Califor-
nia – USA), february 15–17.
- 23- Peerhossaini H. and **Le Guer Y.**, 1992
Flow structure in a multiple curved channel flow.
4th International Conference of Fluid Mechanics, Alexandria (Egypt), april 28–30.
- 24- **Le Guer Y.** and Peerhossaini H. , 1991
Torsion effect in Dean flow.
First European Fluid Mechanics Conference, Cambridge (GB), september 16–20.
- 25- **Le Guer Y.** and Peerhossaini H., 1991
Order breaking in Dean flow in view of heat exchanger design.
EUROTHERM seminar on Heat Transfer in Single Phase Flow, Pau, july 7–10.
- 26- **Le Guer Y.**, Peerhossaini H., 1990
Chaos, mixing and heat transport in Dean Flow instability.
IUTAM Symposium on Fluid Mechanics of Stirring and Mixing, La Jolla (California – USA),
august 20–24, 1990.

27- El Omari K., Schall E., **Le Guer Y.** and Amara M., 2005

Numerical study of turbulent flow around a generic airship at high angle of attack

ICCHMT 2005 Congress, Fourth International Conference on Computational Heat and Mass transfer, Cachan, may 17–20, résumé accepté en octobre 2004, texte complet (4 pages) envoyé le 15 janvier 2005.

11.2.2 Communications à des congrès internationaux avec *abstract*

28- Peerhossaini H., **Le Guer Y.** and Castelain C., 1995

Signatures of chaotic advection in a short square cross-section twisted duct flow.

Bulletin of the American Physical Society – 48th APS/DFD Meeting, Session ai : Chaos and Fractal, 19–21 november, Irvine, California. Vol 40.

29- Peerhossaini H. and **Le Guer Y.**, 1990

Chaotic motion in a Dean Instability flow – a heat exchanger design.

Bulletin of the American Physical Society 35, 2229, 43rd APS/DFD Meeting, Ithaca, NY, USA, november.

11.2.3 Communications Nationales avec actes et comité de lecture

30- **Le Guer Y.**, Schall E., Gibout S. and Boesinger C., 2003

Mixing analysis in spatially periodic curved pipe flows by a mapping approach.

9^{ème} Congrès SFGP – Saint Nazaire, 9–11 septembre.

31- Boesinger C., **Le Guer Y.** and Blancher S., 2003

Numerical study of reactive chaotic mixing in a twisted duct flow reactor.

9^{ème} Congrès SFGP – Saint Nazaire, 9–11 septembre.

32- **Le Guer Y.**, Reghem P., Petit I. et Stutz B., 2003

Etude expérimentale d'une dispersion de particules flottantes en écoulement de conduite cylindrique.

9^{ème} Congrès SFGP – Saint Nazaire, 9–11 septembre.

33- Boesinger C. et **Le Guer Y.**, 2003

Caractérisation expérimentale du mélange transversal diffusif au sein d'un réacteur chaotique et d'un réacteur hélicoïdal.

9^{ème} Congrès SFGP – Saint Nazaire, 9–11 septembre.

34 - Schall E., El Omari K., Bentaleb Y., **Le Guer Y.** et Gibout S., 2003

Simulation numérique d'un écoulement compressible à bas nombre de Mach autour d'un dirigeable.

Colloque National de la Recherche dans les IUT (CNRIUT 2003), Tarbes, 15–16 mai.

35- Boesinger C., **Le Guer Y.** et Mory M., 2001

Distributions des temps de séjour au sein d'un réacteur torique ondulé (RTO) : comparaison avec un réacteur torique plat (RTP).

Récents Progrès en Génie des Procédés, 15, 80, 211–218.

36- **Le Guer Y.**, Lalanne L. et Creff R., 1999

Etude expérimentale du forçage thermique d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle.

Congrès Société Française des Thermiciens, Arcachon, 17–19 mai.

37- Lalanne L., **Le Guer Y.** et Creff R., 1998

Instabilité bi-dimensionnelle d'un jet débouchant dans une cavité chauffée contenant un obstacle.

Congrès Société Française des Thermiciens, Marseille, 5–7 mai 1998, Actes SFT 98, 401–406, Elsevier.

38- Lalanne L., **Le Guer Y.**, Creff R. et Mouton G., 1997

Etude expérimentale d'un jet oscillant : application à la débitmétrie gazeuse.

Récents Progrès en Génie des Procédés, Phénomènes de Transferts, vol. 11 (53), 113–119, Lavoisier Technique et Documentation.

39- Castelain C., Mokrani A., **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1993

Chaos Lagrangien et transferts thermiques.

Congrès Société Française des Thermiciens, Pau, 25–26 mai 1993, Actes SFT 93, 239–248, Elsevier.

40- **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1991

Rotation du plan de courbure en écoulement de Dean alterné : trait précurseur de Turbulence Lagrangienne.

10^{ème} Congrès Français de Mécanique, Paris, 2–6 septembre.

41- **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1990

Advection chaotique en écoulement de Dean alterné laminaire : réalisation d'un mélangeur statique.

Congrès Société Française des Thermiciens *Progrès et défis actuels*, Nantes, 16–17 mai.

Soumise

42- Gibout S., **Le Guer Y.** and Schall E., 2005

Mélange chaotique réactif en écoulement périodique tridimensionnel

10^{ème} Congrès SFGP – Toulouse, 20 au 22 septembre.

Résumé accepté fin septembre 2004, texte complet (7 pages) envoyé le 12 janvier 2005.

11.2.4 Actes de colloques sans comité de lecture

44- Mokrani A., Castelain C., **Le Guer Y.** and Peerhossaini H., 1995

Characterization of chaotic pathlines in a laminar flow.

Dynamic Days, Lyon, mai.

43- Peerhossaini H., **Le Guer Y.** and Castelain C., 1993

Chaotic advection in internal passages.

Workshop on Complex Three-dimensional Viscous Flows : Prediction, Modelling, Manipulation, Control, Experiment, Lausanne (Suisse), 4–6 octobre.

44- Castelain C., **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1993

Écoulement de fluides non newtoniens dans des canaux courbes alternés.

Colloque du Groupe de Recherche TIFAN, Le Croisic, 27–29 septembre.

45- Peerhossaini H., **Le Guer Y.** and Castelain C., 1993

Dean flow in twisted ducts.

8th Taylor-Couette Meeting – Spatio-temporal Properties of Centrifugal Instabilities, Nice, march 29–31.

46- Castelain C., **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1992

Étude de l'écoulement et des transferts thermiques en régime de convection chaotique.

Colloque du Groupe de Recherche TIFAN, Strasbourg, 21–23 septembre.

47- **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1990

Modification d'ordre en écoulement de Dean alterné.

Colloque du Groupe de Recherche TIFAN, Nancy, 19–21 septembre.

48- **Le Guer Y.** et Peerhossaini H., 1989

Description d'un mélangeur statique en écoulement de Dean alterné.

Colloque du Groupe de Recherche TIFAN, La Baule, 11–13 septembre.

11.3 Valorisation des travaux

11.3.1 Brevet

49- *Echangeur-mélangeur à effet de convection chaotique* - Université de Nantes - Laboratoire de Thermocinétique - 1992. BF 6646 n° dépôt 92.14346, **Le Guer Y.**, Castelain C. et

Peerhossaini H. Droits cédés à la Société Parmilleux (69) en décembre 2001.

11.3.2 TP pilote

50- Réalisation en 2004 d'un TP Pilote *Mélangeur chaotique 2D* avec le concours de la plateforme Innov'Adour de la cellule Valorisation de l'UPPA. Ce TP est destiné à être commercialisé ensuite en petite série dans les universités. Deux étudiants en dernière année d'Ecole de Commerce à Pau ont effectué une première étude de marché à ce sujet en 2004.

Une présentation avec démonstrations du TP est prévue sur un stand de l'espace *Valorisation* lors du 10^{ème} Congrès SFGP à Toulouse en septembre 2005.

Une communication (6 pages) a été envoyée pour présentation au 5^{ème} Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes (CETIS) qui à Nancy du 25 au 27 octobre 2005 :

Champier D., Rivaletto M., **Le Guer Y.** et Normandin E., 2005

Le mélangeur chaotique : du laboratoire à la maquette de TP, comment la filière EEA s'implique dans le transfert de technologie et l'enseignement innovant.

11.4 Rapports contractuels

51- **Le Guer Y.** and Parry A.J., 1994

Experimental Mistral Industrial Gas meter : Results on prototype U33.25

August 19 – Schlumberger – Gaz Engineering Montrouge, 32 pages.

52- Rapport ANVAR : *Projet DESFO (DEbitmètre Statique à Fluide Oscillant)*., 1996. Dans le cadre de ce projet qui a permis de dimensionner et de réaliser la maquette finale du débitmètre, plusieurs groupes d'étudiants ont travaillé ensemble. J'assurai la direction et la coordination des travaux. Il y a eu quatre étudiants de l'IUT GTE en projet technologique (l'un deux a poursuivi en stage 50% de son temps chez GSO et 50% au LTT), un étudiant en DEA (L. Lallanne) et deux élèves ingénieurs électroniciens de l'IRESTE à Nantes en projet de fin d'études (D. Caute et F. Leleux) qui ont conçu l'interface électronique. Document final, environ 100 pages sans les annexes, juillet 1996.

53- Lallanne L. et **Le Guer Y.**, 1997

Rapport ADEME : *Caractérisation d'un débitmètre à fluide oscillant sous pression*, décembre, 30 pages.

54- Marimbordes T. et **Le Guer Y.**, 1997

Rapport de fin d'étude concernant le projet *Indicateurs de débits*, pour la société ELF Exploration Production (Pau), septembre, 104 pages.

11.5 Diffusion scientifique à destination de l'industrie ou du public

55- *De chaos à mélange et transferts thermiques : la turbulence lagrangienne.*

Flash Information PRIN n° 28, mai 1990, pp 60–61.

56- *Mélange sans fatigue : des tubes coudés pour un mélange efficace.*

Pour la science n° 238, août 1997, p 29.

57- Poster présenté à des industriels lors d'une journée organisée par l'Association des Doctorants et Docteurs (ADED) de l'UPPA, novembre 1998, Lalanne L., **Le Guer Y.**.

Travaux expérimentaux cités en exemple pages 129 et 130 dans l'ouvrage *Granites et fumées (un peu d'ordre dans le mélange)* de E. Guyon et J.P. Hulin, Editions Odile Jacob Sciences, 1997.

11.6 Activité de rapporteur

Rapporteur d'un article soumis à la revue *Physics of Fluids A* en 1992 dont le titre est *Infer-ring secondary flows from smoke or dye flow visualization : three case studies* by W.H. Finlay, Y. Guo and D. Olsen, paru dans vol. A5 (11) 2689–2701 (1993).

Rapporteur de trois articles soumis au Congrès de la Société Française des Thermiciens qui a eu lieu en mai 2001 à Nantes.

Rapporteur de quatre articles pour le Congrès de la Société Française de Génie des Procédés qui a eu lieu en septembre 2003 à Saint-Nazaire.

11.7 Séminaires

Écoulement de Dean torsadé et chaos spatial, **Y. Le Guer** et H. Peerhossaini, séminaire présenté au Laboratoire PMMH de l'ESPCI à Paris, le 24 avril 1992.

Auto-oscillations d'un jet plan confiné : aspects dynamiques et thermiques, **Y. Le Guer** et L. Lalanne, séminaire au sein de l'EAD 1932 à Pau, le 7 janvier 1999.

Développement d'une méthode de transformation pour analyser le mélange en écoulement spatialement périodique, **Y. Le Guer**, journée du groupe CEMEFEL, le 27 juin 2002 à Paris.

Caractérisation expérimentale de l'advection-diffusion en écoulement 3D chaotique tubulaire, journée du groupe CEMEFEL, C. Boesinger et **Y. Le Guer**, le 27 juin 2002 à Paris.

Application du mélange chaotique à la production d'huiles lourdes, **Y. Le Guer** et J.P. Dejean (IFP), Journée de Rencontres Scientifiques IFP–UPPA, le 14 décembre 2004.

11.8 Prix

Prix du meilleur poster décerné par la société ELF AQUITAINE, remis par Monsieur Pierre Grancher, Directeur Général Elf Aquitaine Production, lors du Colloque de la Société Française des Thermiciens, Pau, 25 – 26 mai 1993. Titre du poster : *Chaos lagrangien et transferts thermiques*, Castelain C., **Le Guer Y.** et Peerhossaini H..

2^{ème} Prix de la Recherche Novatlante 1995, décerné par le Conseil Général de Loire-Atlantique (120000 F : 20% chercheur - 80% laboratoire) obtenu pour les travaux effectués pendant ma thèse.

Président du jury d'attribution : Monsieur E. Guyon, Directeur à l'époque de l'Ecole Normale Supérieure de Paris.

- X candidats – 18 présélectionnés – 4 primés.
- Présélection des dossiers par le conseil de l'Université.
- Examen des travaux par des rapporteurs extérieurs à l'académie de Nantes.

Bibliographie

- [1] L. Lalanne. *Etude de la dynamique oscillante d'un jet plan débouchant dans une cavité contenant un obstacle*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2000.
- [2] Y. Le Guer, L. Lalanne, J.P. Habas, and R. Creff. Visualisation d'écoulements tourbillonnaires à l'aide d'un traceur viscoélastique. *Les Cahiers de Rhéologie : Rhéologie des systèmes polyphasés : rôle des interfaces et interphases*, 16(1) :326–332, 1998.
- [3] T. Pacheu, Y. Le Guer, L. Lalanne, and R. Creff. Etude expérimentale des auto-oscillations d'un jet plan confiné au sein d'une cavité contenant un obstacle. *C. R. de Acad. Sci. Paris*, 328 :1–7, 2000.
- [4] L. Lalanne, Y. Le Guer, and R. Creff. Dynamics of a bifurcating flow within an open heated cavity. *Int. J. of Therm. Sci.*, 40 :1–10, 2001.
- [5] P.A. Monkewitz. The role of absolute and convective instability in predicting the behavior of fluid systems. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 9(5) :395–413, 1990.
- [6] P.A. Monkewitz, D.W. Bechert, B. Barsikow, and B. Lehmann. Self-excited oscillations and mixing in a heated round jet. *J. Fluid Mech.*, 213 :611–639, 1990.
- [7] B. Huang, Ph. Hocquet, and P. Ligneul. The switch fluidic oscillator for gas metering. In *International Gas research conference*, pages 1143–1151, 1992.
- [8] B. Huang, S. Zikikout, and Ph. Hocquet. Investigation os oscillation phenomena occuring in the switch oscillator. In *Flucome Symposium, Toulouse*, pages 143–147, 1994.
- [9] H. Mansy and D.R. Williams. The trapped vortex pair fluidic oscillator. In *International Gas Research Conference*, pages 253–260, 1989.
- [10] P.R. Hodson, R.E. Montividas, P.F. Haake, D.R. Williams, and C.H. Griffis. Advanced fluidic oscillator for use as residential gas meter. In *International Gas Research Conference*, pages 1152–1160, 1992.
- [11] S. Sato, K. Nukui, S. Ito, and Y. Kimura. Numerical analysis of fluidic oscillation applied to the fluidic gas meter. In *International Gas Research Conference*, pages 601–610, 1995.
- [12] M. Nishigaki, Y. Ikedaand M. Ippommatsu, and T. Nakajima. Measurements of flow and oscillation characteristics on fluidic gas flowmeter by ldv. In *Flucome Symposium, Toulouse*, pages 1043–1049, 1994.
- [13] G. Bouchet. *Etude numérique et expérimentale des auto-oscillations d'un jet confiné*. PhD thesis, Université de Paris VI, 1996.

- [14] A. Maurel, P. Ern, B.J.A. Zielinska, and J.E. Wesfreid. Experimental study of self-excited oscillations in a confined jet. *Phys. Rev. E*, 54(4) :3643–3651, 1996.
- [15] D. Rockwell and E. Naudasher. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 11 :67–94, 1979.
- [16] E. Villermaux and E.J. Hopfinger. Self-sustained oscillations of a confined jet : a case study for the non-linear delayed saturation model. *Physica D*, 7(2) :230–243, 1992.
- [17] G. Tanaka, K. Okamoto, and H. Madarame. Experimental investigation on the interaction between polymer solution jet and free surface. *Exp. in Fluids*, 29(2) :178–183, 2000.
- [18] J.N. Blanchard, Y. Brunet, and A. Merlen. Etude par visualisations d’une interaction d’un jet avec un écoulement transversal perpendiculaire. In *7ème Colloque National de visualisation et traitement d’images en mécanique des fluides, 3–6 juin, Saint-Louis*, pages 209–214, 1997.
- [19] R.F. Boucher and C. Mazharoglu. Low Reynolds number fluidic flowmetering. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 21 :978–989, 1988.
- [20] Y. Le Guer, P. Reghem, I. Petit, and B. Stutz. Experimental study of a buoyant particles dispersion in a pipe flow. *Chem. Eng. Res. and Des.*, 81(part A) :1136–1143, 2003.
- [21] title = D. Hélyary.
- [22] B.J.A. Zielinska and J.E. Wesfreid. On the spatial structure of global modes in wake flow. *Phys. Fluids*, 7(6) :1418–1424, 1995.
- [23] J.E. Wesfreid, S. Goujon-Durand, and B.J.A. Zielinska. Global mode behavior of the streamwise velocity in wakes. *J. Phys. II France*, 6 :1343–1357, 1996.
- [24] J. Stuart. Non linear stability theory. *J. Phys. Soc.*, pages 347–370, 1970.
- [25] P.G. Drazin and W.H. Reid. *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press, Cambridge, 1981.
- [26] K. Hannemann and H. Oertel Jr. Numerical simulation of the absolute and convectively unstable wake. *J. Fluid Mech.*, 199 :55–88, 1989.
- [27] P. Barthelet, F. Charru, and J. Fabre. Experimental study of interfacial long waves in a two-layer shear flow. *J. Fluid Mech.*, 303 :23–53, 1995.
- [28] P. Manneville. *Structures dissipatives – chaos et turbulence*. Aléa, Saclay, 1991.
- [29] C.H.K. Williamson. The existence of two stages in the transition to three dimensionality of a cylinder wake. *Phys. Fluids*, 31(11) :3165–3167, 1988.
- [30] T. Leweke and M. Provansal. Model for the transition in bluff body wakes. *Phys. Rev. Lett.*, 72(20) :3174–3177, 1994.
- [31] I. Peschard. *De l’oscillateur aux sillages couplés*. PhD thesis, Université d’Aix Marseille, 1995.
- [32] C.H.K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 28 :477–539, 1996.

- [33] S. Goujon-Durand, P. Jenffer, and J.E. Wesfreid. Downstream evolution of the Bénard–von Kármán instability. *Phys. Rev. E*, 50(1) :308–313, 1994.
- [34] J. Dušek, P. Le Gal, and Ph. Fraunié. A numerical and theoretical study of the first Hopf bifurcation in a cylinder wake. *J. Fluid Mech.*, 264 :59–80, 1994.
- [35] V. Pagneux and A. Maurel. Etude numérique d’instabilités en écoulements ouverts confinés. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 319 :617–623, 1994.
- [36] A. Maurel, V. Pagneux, and J.E. Wesfreid. Mean–flow correction as non–linear saturation mechanism. *Europhys. Lett.*, 32(3) :217–222, 1995.
- [37] H.M. Park and D.H. Cho. The use of the Karhunen–Loève decomposition for the modeling of distributed parameter systems. *Chem. Eng. Sci.*, 51(1) :81–99, 1996.
- [38] N. Aubry, R. Guyonnet, and R. Lima. Spatiotemporal analysis of complex signals : theory and applications. *J. of Stat. Phys. volume =*.
- [39] N. Aubry, M.P. Chauve, and R. Guyonnet. Transition to turbulence on a rotating flat disk. *Physics Fluids*, 6(8) :2800–2814, 1994.
- [40] Y. Takeda. Quasi–periodic state and transition to turbulence in a rotating Couette system. *J. Fluid Mech.*, 389 :81–99, 1999.
- [41] P. Le Gal, I. Peschard, M.P. Chauve, and Y. Takeda. Collective behavior of wakes downstream a row of cylinders. *Physics Fluids*, 8(8) :2097–2106, 1996.
- [42] I. Peschard, P. Le Gal, and Y. Takeda. On the spatio-temporal structure of cylinder wakes. *Exp. in Fluids*, 26(2) :188.
- [43] F. Dumouchel, J.C. Lecordier, and P. Paranthoën. The effective Reynolds number of a heated cylinder. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41(12) :1787–1794, 1998.
- [44] L. Socolescu, I. Mutabazi, O. Daube, and S. Huberson. Etude de l’instabilité du sillage bidimensionnel derrière un cylindre faiblement chauffé. *C. R. Acad. Sci. Série IIB*, 322 :203–208, 1996.
- [45] J.C. Lecordier, L. Hamma, and P. Paranthoën. The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low Reynolds numbers. *Exp. in Fluids*, 10 :224–229, 1991.
- [46] S. Blancher, R. Creff, and P. Le Quéré. Analysis of convective hydrodynamic instabilities in a symmetric wavy channel. *Phys. Fluids*, 16(10) :3726–3737, 2004.
- [47] H. Inaba. New challenge in advanced thermal energy transportation using functionally thermal fluids. *Int. J. Therm. Sci.*, 39 :991–1003, 2000.
- [48] T.A. Johnson and V.C. Patel. Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300. *J. Fluid Mech.*, 378 :19–70, 1999.
- [49] M.C. Thompson, T. Lewke, and M. Provansal. Kinematics and dynamics of sphere wake transition. *J. of Fluid and Structures*, 215 :575–585, 2001.
- [50] P. Bagchi and S. Balachandar. Steady planar straining flow past a rigid sphere at moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 466 :365–407, 2002.
- [51] P. Bagchi and S. Balachandar. Inertial and viscous forces on a rigid sphere in straining flows at moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 481 :105–148, 2003.

- [52] K. Ellingsen and F. Risso. On the rise of an ellipsoidal bubble in water : oscillatory paths and liquid-induced velocity. *J. Fluid Mech.*, 440 :235–268, 1997.
- [53] M. Wu and M. Gharib. Experimental studies on the shape and path of small air bubbles rising in clean water. *Phys. Fluids*, 14(7) :49–52, 2002.
- [54] G. Mougin and J. Magnaudet. The generalized kirchoff equations and their application to the interaction between a rigid body and an arbitrary time-dependent viscous flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 26 :889–883, 2002.
- [55] V.A. Gushchin MP.L. Matyushin. Vortex dynamics in the sphere wake at moderate Re. In *XXI ICTAM Conference, 15–21 august, Warsaw, Poland*, 2004.
- [56] D. Ormières and M. Provansal. Transition to turbulence in the wake of a sphere. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :80–83, 1999.
- [57] P. Gondret, M. Lance, and L. Petit. Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Phys. Fluids*, 14(2) :643–652, 2002.
- [58] M.R. Maxey and J.J. Riley. Equation of motion for a small sphere in nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26 :889–883, 1983.
- [59] J. Magnaudet, M. Rivéro, and J. Fabre. Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. part 1 : Steady training flow. *J. Fluid Mech.*, 284 :97–135, 1995.
- [60] D.G. Karamanev. The study of free rise of buoyant sphere in gas reveals the universal behaviour a free rising rigid sphere in fluid in general. *Int. J. Multiphase Flow*, 27 :1479–1486, 2001.
- [61] H. Niazmand and M. Renksizbulut. Surface effects on transient three-dimensional flows around spheres at moderate Reynolds numbers. *Comp. and Fluids*, 32(10) :1405–1433, 2003.
- [62] J. Boussinesq. Sur la résistance qu’oppose un liquide indéfini en repos. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 100 :935–937, 1885.
- [63] A. Basset. *Treatise on Hydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1888.
- [64] D.G. Karamanev and L.N. Nikolov. Free rising spheres do not obey Newton’s law for free settling. *AIChE J.*, 38(11) :1843–1846, 1992.
- [65] D.G. Karamanev, C. Chavarie, and R.C. Meyer. Free rising spheres do not obey Newton’s law for free settling. *AIChE J.*, 42(6) :1789–1792, 1996.
- [66] M. Jenny. *Etude de la transition au chaos d’une sphère en ascension ou en chute libre dans un fluide newtonien*. PhD thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg I, 2003.
- [67] M. Jenny, J. Dušek, and G. Bouchet. Instability and transition of a sphere falling or ascending freely in a Newtonian fluid. *J. Fluid Mech.*, 508 :201–239, 2004.
- [68] G. Mougin and J. Magnaudet. Path instability of a rising bubble. *Phys. Rev. Lett.*, 88(1) :14502, 2002.
- [69] A.W.G. de Vries, A. Biesheuvel, and L. van Wijngaarden. Notes on the paths and wake of a gas bubble rising in pure water. *Int. J. Multiphase Flow*, 28 :1823–1835, 2002.

- [70] F. Roux. Etude de l'ascension d'une sphère de glace dans une colonne liquide. Master's thesis, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés – UPPA, 2003.
- [71] G. Watson. Etude de la fusion d'un glaçon sphérique en piscine et en colonne d'eau. Master's thesis, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés – UPPA, 2004.
- [72] M.F. Cawley and P. McBride. Flow visualization of free convection in a vertical cylinder of water in the vicinity of the density maximum. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 :1175–1186, 2004.
- [73] P. McLeod, D.S. Riley, R. Stephen, and J. Sparks. Melting of a sphere in hot fluid. *J. Fluid Mech.*, 327 :393–409, 1996.
- [74] R.C. Kerr. Melting driven by vigorous compositional convection. *J. Fluid Mech.*, 280 :255–285, 1994.
- [75] J.C. Drake and B.J. Mason. The melting of small ice sphere and cones. ****? ? ?*, 29 :500–509, 1966.
- [76] A.A. Kranse and F.M.A. Schenkels. Thermal free convection from an ice sphere in water. *Appl. Sci. Res.*, 19 :465–476, 1968.
- [77] Y.L. Hao and Y.X. Tao. Melting of a solid sphere under forced and mixed convection : flow characteristics. *J. of Heat Transfer*, 123 :937–950, 2001.
- [78] Y.L. Hao and Y.X. Tao. Heat transfer characteristics of melting ice spheres under forced and mixed convection. *J. of Heat Transfer*, 124 :891–903, 2002.
- [79] R. Turton and O. Levenspiel. A short note on the drag correlation for spheres. *Powder Tech.*, 47 :83–86, 1986.
- [80] N. Mordant and J.F. Pinton. Velocity measurement of a settling sphere. *Eur. Phys. J. B*, 18 :343–352, 2000.
- [81] D. Legendre. *Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique*. PhD thesis, INP de Toulouse, 1996.
- [82] R. Kurose, H. Makino, S. Komori, M. Nakamura, F. Akamatsu, and M. Katsuki. Effect of outflow from the surface of a sphere on drag, shear lift, and scalar diffusion. *Phys. Fluids*, 15(8) :2338–2351, 2003.
- [83] M. Gay and E.E. Michaelides. Effect of the history term on the transient energy equation for a sphere. *Int. J. Heat Mass transfer*, 46 :1575–1586, 2003.
- [84] J. Zhang, Y. Li, and L.S. Fan. Discrete phase simulation of gas–liquid–solid fluidization systems : single bubble rising behavior. *Powder Tech.*, 113 :310–326, 2000.
- [85] S. Sundaresan, J. Eaton, D.L. Koch, and J.M. Ottino. Appendix 2 : Report of study group on disperse flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 29 :1069–1087, 2003.
- [86] J.S. Curtis and B. van Wachem. Modeling particle–laden flows : a research outlook. *AIChE J.*, 50(11) :2638–2645, 2004.
- [87] G.K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1967.

- [88] N.A. Patankar and H.H. Hu. Finite Reynolds number effect on the rheology of a dilute suspension of neutrally buoyant circular particles in a Newtonian fluid. *Int. J. Multiphase Flow*, 28 :409–425, 2002.
- [89] R.M. Turian and T.F. Yuan. Flow of slurries in pipeline. *AIChE J.*, 23(3) :232–243, 1977.
- [90] P. Doron and D. Barnea. Flow pattern maps for solid-liquid flow in pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, 22(2) :173–283, 1996.
- [91] P.R. Owen. Saltation of uniform grains in air. *J. Fluid Mech.*, 20(2) :225–242, 1964.
- [92] P. Nalpanis, J.C.R. Hunt, and C.F. Barrett. Saltating particles over flat beds. *J. Fluid Mech.*, 251 :661–685, 1993.
- [93] P. Reghem. *Etude hydrodynamique de fluides diphasiques solide-liquide en conduite circulaire : application au coulis de glace*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2002.
- [94] A. Kitanoski and A. Poredos. Concentration distribution and viscosity of ice-slurry in heterogeneous flow. *Int. J. Refreg.*, 25 :827–835, 2002.
- [95] V. Ayel, O. Lottin, and H. Peerhossaini. Rheology, flow behavior and heat transfer of ice slurries : a review of the state of the art. *Int. J. Refreg.*, 26 :95–107, 2003.
- [96] G. Segré and A. Silberberg. Radial poiseuille flow of suspensions. *Nature*, 189 :209, 1961.
- [97] J.P. Matas, J.F. Morris, and E. Guazzelli. Transition to turbulence in particulate pipe flow. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :01501, 2003.
- [98] J.P. Matas, J.F. Morris, and E. Guazzelli. Influence of particles on the transition to turbulence in pipe flow. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A*, 361 :911–919, 2003.
- [99] C. Boesinger. *Mélange diffusif et réactif dans des réacteurs à trajectoires complexes*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2002.
- [100] C. Wang. *Etude d'un mélange chaotique par voie chimique*. Master's thesis, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés – UPPA, 2003.
- [101] H. Aref. Stirring by chaotic advection. *J. Fluid Mech.*, 143 :1–21, 1984.
- [102] J.M. Ottino. *The kinematics of mixing : stretching, chaos and transport*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [103] P.H. Haynes. Transport, stirring and mixing in the atmosphere. In Eds. H. Chaté, E. Villermaux, and J.M. Chomaz, editors, *Mixing : Chaos and Turbulence*. Kluwer Academic / Plenum Publisher, 1999.
- [104] B. Joseph and B. Legras. Relation between kinematic boundaries, stirring and barriers for the antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, 59 :1198–1212, 2002.
- [105] E.R. Abraham and M.M. Bowen. Chaotic stirring by a mesoscale surface-ocean flow. *Chaos*, 12(2) :373–381, 2002.
- [106] S. Ferrachat and Y. Ricard. Regular vs. chaotic mantle mixing. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 155 :75–86, 1998.

- [107] D. Perugini, G. Poli, and R. Mazzuoli. Chaotic advection, fractals and diffusion during mixing of magmas : evidence from lava flows. *J. Volc. and Geoth. Res.*, 2615 :1–25, 2003.
- [108] J.P Brancher and J.C. Leprevost. Laminar mixing induced by a twisted quadripolar stokes flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 :1561–1567, 2004.
- [109] J.R. Angilella and J.P Brancher. Note on chaotic advection in an oscillating drop. *Phys. Fluids*, 15(1) :261–264, 2003.
- [110] G.O. Fountain, D.V. Khakhar, I. Mezić, and J.M. Ottino. Chaotic mixing in a bounded three-dimensional flow. *J. Fluid Mech.*, 417 :265–301, 2000.
- [111] M.M. Alvarez, J.M. Zalc, T. Shinbrot, P.E. Arratia, and F.J. Muzzio. Mechanisms of mixing and creation of structure in laminar stirred tanks. *AIChE J.*, 48(10) :2135–2148, 2002.
- [112] P.E. Arratia, J.P. Lacombe, T. Shinbrot, and F.J. Muzzio. Segregated regions in continuous laminar stirred tank reactors. *Chem. Eng. Sci.*, 59 :1481–1490, 2004.
- [113] K. Kling and D. Mewes. Two-colour laser induced fluorescence for the quantification of micro and macromixing in stirred vessels. *Chem. Eng. Sci.*, 59 :1523–1528, 2004.
- [114] C. Eckart. An analysis of stirring and mixing processes in incompressible fluids. *J. Mar. Res.*, 7 :265–275, 1948.
- [115] J.M. Ottino. Mixing and chemical reactions. Atutorial. *Chem. Eng. Sci.*, 49(24A) :4005–4027, 1994.
- [116] J.M. Ottino. Description of mixing with diffusion and reactions in terms of the concept of material surfaces. *J. Fluid Mech.*, 114 :83–103, 1982.
- [117] S. Wiggins. *Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos*. Springer-Verlag, New York, 1990.
- [118] F. Raynal. *Etude des mécanismes du mélange dans les écoulements laminaires incompressibles en configuration plane ou tridimensionnelle*. PhD thesis, Université Claude Bernard – Lyon 1, 1994.
- [119] C. Boesinger, Y. Le Guer, and M. Mory. Experimental study of reactive chaotic flows in tubular reactors. Accepted for publication in *AIChE J.* in october 2004, 2005.
- [120] W.M. Scheper and D.W. Margerum. Non-metal redox kinetics : reactions of iodine and triiodine with thiosulfate via $I_2S_2O_3^{2-}$ and $IS_2O_3^-$ intermediates. *Inorg. Chem.*, 31 :5466–5473, 1992.
- [121] Lide D. R. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 84th edition, 2003.
- [122] C. Chagny-Regardin. *Mélange et chauffage de fluides complexes à l’aide d’un échangeur de chaleur à effet d’advection chaotique*. PhD thesis, Université de Nantes, 2000.
- [123] M.C. Fournier, L. Falk, and J. Villermaux. A new parallel competing reaction system for assessing micromixing efficiency–determination of micromixing time by a simple mixing model. *Chem. Eng. Sci.*, 51(23) :5187 – 5192, 1996.
- [124] Y. Le Guer and E. Schall. A mapping tool using anisotropic unstructured meshes to study mixing in periodic flows. *Chem. Eng. Sci.*, 59 :1459–1472, 2004.

- [125] O.S. Galaktionov, P.D. Anderson, P.G.M. Kruijt, G.W.M. Peters, and H.E.H. Meijer. A mapping approach for 3d distributive mixing analysis. *Comp. and Fluids*, 30(3) :271–289, 2001.
- [126] P.G.M. Kruijt, O.S. Galaktionov, P.D. Anderson, G.W.M. Peters, and H.E.H. Meijer. Analyzing mixing in periodic flows by distribution matrices : Mapping method. *AIChE J.*, 47(5) :1005–1015, 2001.
- [127] P.G.M. Kruijt, O.S. Galaktionov, G.W.M. Peters, and H.E.H. Meijer. The mapping method for mixing optimization. part 1 : The multiflux static mixer. part 2 : Transport in corotating twin screw extruder. *Int. Polymer Processing*, 16 :151–171, 2001.
- [128] O.S. Galaktionov, P.D. Anderson, and G.W.M. Peters. Structure development during chaotic mixing in the journal bearing flow. *Phys. Fluids*, 14(9) :3009–3017, 2002.
- [129] V. Toussaint, P. Carrière, J.F. Scott, and J.N. Gence. Spectral decay of a passive scalar in chaotic mixing. *Phys. Fluids.*, 12(11) :2834–2844, 2000.
- [130] M.D. Finn, S.M. Cox, and H.M. Byrne. Mixing measures for a two-dimensional chaotic stokes flow. *J. Eng. Math.*, 48 :129–155, 2004.
- [131] P.V. Dankwerts. The definition and measurement of some characteristics of mixtures. *Appl. Sci. Res.*, A(3) :279–296, 1952.
- [132] G.I. Taylor. Low Reynolds number flows. (16 min. film) (Newton, Massachusetts, Educational Services Incorporated), 1960.
- [133] S. Gibout, Y. Le Guer, and E. Schall. Coupling a mapping method and a genetic algorithm to optimize mixing efficiency in periodic chaotic flows. Accepted for publication in *Comm. in Nonlin. Sci. and Num. Sim.* in november 2004, 2005.
- [134] R.T. Pierrehumbert. Tracer microstructure in the large-eddy dominated regime. In Eds. H. Aref and M.S. El Naschie, editors, *Chaos Applied to Fluid Mixing*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [135] M.C. Jullien, P. Castiglione, and P. Tabeling. Experimental observation of Batchelor dispersion of passive tracers. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3636, 2000.
- [136] D. Rothstein, E. Henry, and J.P. Gollub. Persistent patterns in transient chaotic fluid mixing. *Nature*, 401 :770–772, 1999.
- [137] G.A. Voth, T.C. Saint, G. Dobler, and J.P. Gollub. Mixing rates and symmetry breaking in two-dimensional chaotic flow. *Phys. Fluids*, 15(9) :2560–2566, 2003.
- [138] R.T. Pierrehumbert. Lattice models of advection diffusion. *Chaos*, 10(1) :61, 2000.
- [139] F.J. Muzzio, M.M. Alvarez, S. Cerbelli, M. Giona, and A. Adrover. The intermaterial area density generated by time and spatially periodic 2D chaotic flows. *Chem. Eng. Sci.*, 55 :1497–1508, 2000.
- [140] A. Pikovsky and O. Popovych. Persistent patterns in deterministic mixing flows. *Europhys. Lett.*, 61(5) :625–631, 2003.
- [141] I. Mezić. Residence-time distributions for chaotic flows in pipes. *Chaos*, 9(1) :173–182, 1999.

- [142] G. Metcalfe and J.M. Ottino. Autocatalytic processes in mixing flows. *Phys. Rev. Lett.*, 72(8) :2875–2878, 1994.
- [143] A. Péntek, Toroczkai, T. Tél T., C. Grebogi, and J.A. Yorke. Fractal boundaries in open hydrodynamical flows : Signatures of chaotic saddles. *Phys. Rev. E*, 51(5) :4076–4088, 1995.
- [144] Z. Neufeld and T. Tél. Advection in chaotically time-dependent open flows. *Phys. Rev. E*, 7(3) :2832–2842, 1998.
- [145] G. Karolyi abd A. Péntek, Z. Toroczkai, T. Tél, and C. Grebogi. Chemical or biological activity in open chaotic flows. *Phys. Rev. E*, 59(5) :5468–5481, 1999.
- [146] C. Lopez, Z. Neufeld, E. Hernandez-Garcia, and P.H. Haynes. Chaotic advection of reacting substances : Plankton dynamics on a meandering jet. *Phys. Chem. Earth B*, 26(4) :313–317, 2001.
- [147] C. Boesinger, Y. Le Guer, and S. Blancher. Numerical study of reactive chaotic mixing in a twisted duct flow reactor. In *9 ème Congrès SFGP, Saint Nazaire, 9–11 septembre, 2003*.
- [148] C.L. III Tucker and P. Moldenaers. Microstructural evolution in polymer blends. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 34 :177–210, 2002.
- [149] E.D. Wetzel and C. L. Tucker. Microstructural evolution during complex laminar flow of liquid–liquid mixtures. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 101 :21–41, 2001.
- [150] H. Aref. The development of chaotic advection. *Phys. Fluids*, 14(4) :1315–1325, 2002.
- [151] J.R. Womersley. Method of calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when their pressure gradient is known. *J. Physiol.*, 127 :553–563, 1955.
- [152] K. Sharma and S.V. Bhat. Non-Newtonian rheology of leukemic blood and plasma : are n and k parameters of power law model diagnostic ? *Physiol. Chem. Phys. Med. NMR*, 24(4) :307–312, 1992.
- [153] X.Y. Luo and Z.B. Kuang. A study on the constitutive equation of blood. *J. Biomechanics*, 25(8) :929–934, 1992.
- [154] T. Marimbordes. Simulation numérique de la réponse en température d’un capteur à dissipation thermique en écoulement pétrolier : application à la débitmétrie triphasique. Master’s thesis, DEA Energétique Transferts et Systèmes Dispersés – UPPA, 1997.
- [155] E. Schall, K. El Omari, Y. Bentaleb, Y. Le Guer, and S. Gibout. Simulation numérique d’un écoulement compressible à bas nombre de mach autour d’un dirigeable. In *Colloque National de la Recherche dans les IUT (CNRIUT 2003), Tarbes, 15–16 mai, 2003*.
- [156] K. El Omari, E. Schall, Y. Le Guer, and M. Amara. Numerical study of turbulent flow around a generic airship at high angle of attack. In *ICCHMT 2005 Congress, Fourth International Conference on Computational Heat and Mass transfer, Cachan, may 17–20, 2005*.
- [157] K. El Omari, E. Schall, J.P. Dumas, and M. Amara. Fluid–structure coupling of turbulent flow around a generic airship. In *AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Canada, june 6–9, 2005*.

- [158] M. Amara, J. François, and E. Schall. Vers un centre de recherche aérostatique. In *Des dirigeables pour l'humanité : vers une stratégie de développement du dirigeable, Colloque International AERALL, Paris, 29–30 janvier, 2004*.
- [159] C. Boesinger, Y. Le Guer, and P. Legentilhomme. Etude expérimentale du mélange réactif au sein d'un réacteur torique ondulé (RTO). *Can. J. Chem. Eng.*, 81(6) :1171–1181, 2003.
- [160] B. Tissot. Quel avenir pour les combustibles fossiles ? Les avancées scientifiques et technologiques permettront-elles la poursuite d'un développement soutenable avec les énergies carbonées ? *C. R. Acad. Sci. Paris*, 333 :787–796, 2000.
- [161] A. Saniere, I. Hénaut, and J.F. Argillier. Pipeline transportation of heavy oils, a strategic, economic and technological challenge. *Oil & Gas Sci. Tech.*, 59(5) :455–466, 2004.
- [162] J.C. Leprévost. *Mélange laminaire dans les écoulements bidimensionnels périodiques et tridimensionnels ouverts*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), 2000.
- [163] M. Tjahjadi and J.M. Ottino. Stretching and breakup of droplets in chaotic flows. *J. Fluid Mech.*, 232 :191–219, 1991.
- [164] T.H. Solomon, B.R. Wallace, N.S. Miller, and C.J.L. Spohn. Lagrangian chaos and multiphase processes in vortex flow. *Comm. Nonlin. Sci. and Num. Sim.*, 8 :239–252, 2003.
- [165] D.A. Zumbrunnen and S. Inamdar. Novel sub-micron highly multi-layered polymer films formed by continuous flow chaotic mixing. *Chem. Eng. Sci.*, 56 :3893–3897, 2001.
- [166] D.A. Zumbrunnen and C. Chhibber. Morphology development in polymer blends produced by chaotic mixing at various compositions. *Polymer*, 43 :3267–3277, 2002.
- [167] O. Kwon and D.A. Zumbrunnen. Production of barrier films by chaotic mixing of plastics. *Polymer Eng. and Sci.*, 43 :1443–1459, 2003.
- [168] M. Sau and S.C. Jana. Effect of waveforms on morphology development in chaotic mixing of polymers. *AIChE J.*, 50(10) :2346–2358, 2004.
- [169] F. Risso. The mechanisms of deformation and breakup of drops and bubbles. *Multiphase Sci. and Tech.*, 12 :1–50, 2000.
- [170] B.Y. Ballal and R.S. Rivlin. Flow of a Newtonian fluid between eccentric rotating cylinders : Inertial effects. *Arch. Rational Mech. Anal.*, 62 :237–294, 1976.
- [171] Y. Peysson. Solid/liquid dispersions in drilling and production. *Oil & Gas Sci. Tech.*, 59(1) :11–21, 2004.
- [172] D.M. Anderson and G.B. McFadden. Diffuse-interface methods in fluid mechanics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 30 :139–165, 1998.
- [173] B.J. Keestra, P.C.J. Van Puyvelde, P.D. Anderson, and H.E.H. Meijer. Diffuse interface modeling of the morphology and rheology of immiscible polymer blends. *Phys. Fluids*, 15 :2567–2575, 2003.

- [174] R. Glowinski, T.W. Pan, T.I. Hesla, D.D. Joseph, and J. Périaux. A distributed lagrange multiplier/fictitious domain method for flows around moving rigid bodies : application to particulate flow. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 30(8) :1043–1066, 1999.
- [175] N.A. Patankar, P. Singh, D.D. Joseph, R. Glowinski, and T.W. Pan. A new formulation of the distributed lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows. *Int. J. Mult. Flows*, 26 :1509–1524, 2000.
- [176] B. Maury. Fluid–particle shear flows. *Math. Model. Num. Anal.*, 37(4) :699–708, 2003.