



HAL
open science

Transferts en fluides inhomogènes et Écoulements diphasiques

Pascal Dupont

► **To cite this version:**

Pascal Dupont. Transferts en fluides inhomogènes et Écoulements diphasiques. Thermique [physics.class-ph]. Université Rennes 1, 2012. tel-00761527

HAL Id: tel-00761527

<https://theses.hal.science/tel-00761527>

Submitted on 5 Dec 2012

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.



Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université de RENNES 1

présenté par

Pascal DUPONT

Transferts en fluides inhomogènes et Écoulements diphasiques

Soutenue le 22 juin 2012

Jury

Andreas BAAS,	Professeur, King's College London,	Rapporteur
Frédérique LARRARTE ,	Directrice de recherche, IFSTTAR de Nantes,	Rapporteur
Lounès TADRIST,	Professeur des Universités, Polytech'Marseille,	Rapporteur
Daniel BIDEAU,	Professeur émérite, Université de Rennes1,	Examineur
Mustapha HELLOU,	Professeur des Universités, INSA de Rennes,	Examineur
Hassan PEERHOSSAINI,	Professeur des Universités, Polytech'Nantes,	Examineur

Avant propos

L'article 4 de l'arrêté du 23 novembre 1988 relatif à l'habilitation à diriger des recherches modifié par l'arrêté du 13 février 1992 et l'arrêté du 13 juillet 1995 précise le contenu du dossier de candidature à l'HdR :

« Le dossier de candidature comprend soit un ou plusieurs ouvrages publiés ou dactylographiés, soit un dossier de travaux, accompagné d'une synthèse de l'activité scientifique du candidat permettant de faire apparaître son expérience dans l'animation d'une recherche. »

C'est une synthèse de mon activité scientifique qui est présentée dans ce mémoire à travers deux parties : un résumé de carrière et liste de travaux suivi d'une synthèse des activités de recherche.

Contrairement aux apparences cette rédaction n'est pas un exercice facile car l'expérience est multiple, parfois sans autre fil conducteur que la personne elle-même. De plus l'activité de recherche d'un enseignant-chercheur se déroule majoritairement à travers l'encadrement de travaux d'étudiants de MASTER et de doctorat dans lesquels la distinction de l'apport individuel de tel ou tel encadrant n'est pas facile à déterminer. Il s'agit le plus souvent de définir un objectif scientifique initial, de hiérarchiser la littérature en fonction de son degré de pertinence, de fixer un calendrier avec des étapes plus ou moins formelles, d'aider au dimensionnement des expériences ou des simulations numériques, de soutenir avec nos compétences la production des résultats, de les interpréter grâce au recul que l'étudiant n'a pas et de corriger le mémoire, les articles finaux...

De même, toutes les communications dont je suis coauteurs ne permettent pas de comprendre précisément mon rôle au sein d'équipes différentes pour chaque action de recherche. Le plus souvent avec mes coauteurs nous avons systématiquement privilégié l'étudiant comme premier auteur, puis après discussion nous nous sommes rangés plus ou moins par ordre d'implication (avec l'animateur de l'équipe à la fin) ou par ordre alphabétique.

Pour toutes ses raisons, ma synthèse est composée d'extrait d'articles ou de communications orales systématiquement citées en début de chaque chapitre et sous chapitre.

Ses actions de recherche ont été organisées en deux chapitres (II & III) afin dans chacun d'eux d'introduire la logique qui relie les différentes actions présentées ainsi que les équations fondamentales permettant d'effectuer une analyse dimensionnelle, point clés de ma formation de physiciens et qui me sert systématiquement tant en recherche qu'en enseignement.

Ces articles personnels sont donc la source majeure des références internes au mémoire et des annexes ont été écrites afin que le lecteur puisse disposer de ses sources officielles. La bibliographie complète n'est donc visible qu'à travers ces articles.

Néanmoins certaines références externes indispensables ont été rajoutées notamment pour les chapitres III.4 et III.5 qui correspondent à des résultats récents non publiés.

Sommaire

Partie 1 : Résumé de carrière.....	5
I. Curriculum Vitae.....	5
I.1. <i>Etat civil</i>	5
I.2. <i>Discipline de recherche</i>	5
I.3. <i>Déroulement de carrière</i>	5
I.4. <i>Titres universitaires et autres</i>	5
II. Synthèse de l'activité de recherche et de formation.....	5
II.1. <i>Listes des publications</i>	5
II.1.1. Publications dans des revues internationales à comité de lecture	5
II.1.2. Congrès internationaux avec acte et comité de lecture	7
II.1.3. Congrès nationaux avec actes et comité de lecture	8
II.1.4. Rapport industriels	10
II.2. <i>Activités d'encadrement</i>	10
II.2.1. Stage de DEA et Master recherche	10
II.2.2. Thèse de doctorat	10
III. Responsabilités administratives	11
IV. Activités d'enseignement	12
IV.1. <i>Quantitatif</i>	12
IV.2. <i>Qualitatif</i>	13
Partie 2 : Synthèse des activités de recherche	15
I. Introduction générale.....	15
II. Mécanique et transferts en fluide inhomogène	16
II.1. <i>Mécanique des fluides inhomogènes</i>	17
II.1.1. Mise en équation	17
II.1.2. Analyse dimensionnelle	18
II.2. <i>Transferts en fluide stratifié</i>	19
II.2.1. Stockage de Gaz Naturel Liquéfié (GNL).....	19
II.2.2. Transfert de chaleur et de masse à l'interface stratifié.....	29
II.3. <i>Transfert en écoulement de Görtler</i>	36
II.3.1. Analyse dimensionnelle	36
II.3.2. Influence couplée des nombres de Reynolds et de Görtler	37
II.3.3. Influence des instabilités primaire et secondaire.....	38
II.3.4. Influence de la vitesse nominale	39
II.3.5. Modèle numérique.....	40

III.	Transport diphasique sous écoulement	42
III.1.	<i>Mise en équation</i>	43
III.2.	<i>Fractionnement turbulent liquide/liquide</i>	45
III.2.1.	Régime d'écoulement et de fractionnement	45
III.2.2.	Analyse turbulente et fractionnement.....	46
III.2.3.	Modèle de fractionnement.....	48
III.1.	<i>Transport éolien</i>	50
III.1.1.	Introduction	50
III.1.2.	Mesures en soufflerie	50
III.1.3.	Mesures de terrain	54
III.1.4.	Modélisation.....	61
III.2.	<i>Transport solide en hydrologie</i>	64
III.2.1.	Écoulement ruisselant	64
III.2.2.	Transport solide en rivière.....	69
III.3.	<i>Transfert en milieu poreux</i>	73
III.3.1.	Simulation de l'écoulement en milieu poreux.....	73
III.3.2.	Colmatage en profondeur	75
IV.	Perspectives	77
IV.1.	<i>Thermique de l'habitat</i>	77
IV.1.1.	Études pluridisciplinaires	77
IV.1.2.	Bassins solaires	77
IV.2.	<i>Fractionnement en milieu poreux</i>	78
IV.3.	<i>Transport éolien</i>	78
IV.3.1.	Étude en soufflerie	78
IV.3.2.	Transport éolien et mécanique du sol.....	79
IV.3.3.	Instabilité de Görtler et géomorphologie.....	79
IV.4.	<i>Colmatage & érosion interne</i>	80
IV.5.	<i>Transport instationnaire en écoulement ruisselant</i>	80
V.	Références citées dans le corps du mémoire	81

Partie 1 : Résumé de carrière

I. Curriculum Vitae

I.1. Etat civil

Né le 27 juin 1967 à MARSEILLE

Marié, père de deux enfants

Adresse personnelle : la basse rivière – 35134 THOURIE

I.2. Discipline de recherche

Mécanique des fluides, transferts thermiques en fluides ou écoulements complexes, transport sédimentaire hydrique ou éolien, milieux poreux

I.3. Déroulement de carrière

- 1987 Admission à l'Ecole Normale Supérieure de Lyon (69)
- 1992-93 Service militaire au CNRM de Météo-France à Toulouse (31)
- 1995 Thèse au laboratoire LEGI spécialité mécanique des fluides à l'UJF (38)
« Ondes internes générées par une source oscillante en translation. » dirigé par Emil Hopfinger
- 1995-96 post—doc au laboratoire IRPHE à Marseille (13)
« Interaction ondes internes-vagues et application à la télédétection » avec C. Kharif et A. Ramamonjisoa sur un contrat de recherche avec la DCN
- 1996-97 ATER à l'ISITEM, école de l'Université de Nantes (44)
- 1997-2005 Maître de conférences à l'Ecole polytechnique de l'université de Nantes, rattaché au laboratoire de Thermocinétique (LTN), UMR du CNRS 6607
- 2005-2006 Délégation CNRS au laboratoire Groupe Matière Condensée et Matériaux (GMCM) de l'université Rennes1 (35)
« Transfert dans les couches limites turbulentes » sur plusieurs sujets du LTN et du GMCM
- 2006-2011 Maître de conférences à l'INSA de Rennes
Rattaché au laboratoire de Génie Civil et Génie Mécanique de l'INSA de Rennes, EA3913, dans l'équipe Geosax

I.4. Titres universitaires et autres

Bachelier, ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, Magistère des sciences de la Matière de Lyon, Maîtrise de Biochimie de Lyon, Docteur de l'université de Grenoble en Mécanique.

II. Synthèse de l'activité de recherche et de formation

II.1. Listes des publications

II.1.1. Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- 1 DUPONT P. et VOISIN B., "Internal waves generated by a translating and oscillating sphere" *Dynamics of Atmospheres and Oceans* **23**, 289—298 (1996)

- 2 DUPONT P., KADRI Y. and CHOMAZ J.-M., “Internal waves generated by the coherent structures of the wake of a gaussian model “, *Physics of Fluids* **13**, 3223—3233 (2001)
- 3 PAJOT F., OULD el MOCTAR A., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., "Take-off threshold velocity of saltating particles under heat radiation", *Experiments in Fluids* **33**, 288-295 (2002)
- 4 MOMAYEZ L., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., “Effects of vortex organization on heat transfer enhancement by Görtler instability”, *International Journal of Thermal Sciences* **43**, 753—760 (2004)
- 5 MOMAYEZ L., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., “Some unexpected effects of wavelength and perturbation strength on heat transfer enhancement by Görtler instability”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**, 3783—3795 (2004)
- 6 ZELLOUF Y., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., "Measurements of fluxes across density interface in a grid stirred system", *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, 3722-3735 (2004).
- 7 LEMENAND T., DUPONT P., DELLA VALLE D. et PEERHOSSAINI, "Turbulent mixing of two immiscible fluids", *Journal of Fluid Engineering* **127**, 1132-1139 (2005)
- 8 D. OULD AHMEDOU, A. OULD MAHFOUDH, P. DUPONT, A. OULD EL MOCTAR, A. VALANCE AND K. RASMUSSEN, Barchan dune mobility in Mauritania related to dune and interdune sand fluxes, *J. Geophys. Res.*, **112**, F02016, doi:10.1029/2006JF000500 (2007).
- 9 L. MOMAYEZ, P. DUPONT, B. POPESCU, O. LOTTIN et H. PEERHOSSAINI, "Heat transfer by görtler instability: genetic algorithm based correlations", *Applied Thermal Engineering* **29**, 17-18 (2009) 3476", DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2009.05.025
- 10 M. CREYSSELS, P. DUPONT, A. OULD EL MOCTAR, A. VALANCE I. CANTAT, J. T. JENKINS, J. M. PASINI AND K. R. RASMUSSEN, “Saltating particles in a turbulent boundary layer: experiment and theory “, *J. Fluid Mech.*, vol. 625, pp. 47–74., 2009
- 11 LOUGE M.Y., VALANCE A., OULD EL MOCTAR A. and P. DUPONT, “PACKING variations on a ripple of nearly monodisperse dry sand” *J. Geophys. Res.*, **115**, F02001, doi:10.1029/2009JF001384, 2010
- 12 LOUGE M.Y., VALANCE A., MINT BABAH H., MOREAU-TROUVE J.-C., OULD EL MOCTAR A., DUPONT P. and OULD AHMEDOU D., “Seepage-induced penetration of water vapor and dust beneath ripples and dunes” *J. Geophys. Res.*, **115**, F02002, doi:10.1029/2009JF001385., 2010
- 13 MOMAYEZ L., DELACOURT G., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., ” Eddy heat transfer by secondary görtler instability”, *J. Fluids Eng.* April 2010 Volume 132, Issue 4, doi:10.1115/1.4001307
- 14 HO T. D., VALANCE A., DUPONT P. et OULD EL MOCTAR A., " Scaling laws in aeolian sand transport", *Phys. Rev. Letter* **106**, 094501 (2011)
- 15 DESERABLE D., DUPONT P., HELLOU M., KAMALI-BERNARD S., "Cellular Automata in Complex Matter", *Complex Systems* **20** (1) (2011) 67—91
- 16 HELLOU M., NGUYEN T.D et DUPONT P., "DNAPL Infiltration in a Two-Dimensional Porous Medium—Influence of the Shape of the Solid Particles ", *Engineering*, 2011, **3**, 1192-1196

- 17 HELLOU M., NGUYEN T. D., DUPONT P., " Phénomènes de transport de polluants dans les sols urbains "sous presse dans *Eur. J. Env. & Civil Eng.*, 2012
- 18 HO T. D. and DUPONT P., OULD EL MOCTAR A. and VALANCE A., " Non-Gaussian Statistics in Saltation Transport", accepted for publication in *Physical Review E* (2012).

Articles soumis:

- 19 LEMENAND T., DUPONT P., DELLA VALLE D. et PEERHOSSAINI H., "Comparative efficiency of breakup mechanisms – shear, elongation stresses and turbulent stress " soumis à *International Journal of Engineering Science* (2012)
- 20 LEMENAND T., DELLA VALLE D., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., « Droplet size scaled by turbulent spectra », *European Journal of Mechanics – B/Fluids* (2012)

21 22 compteur lié aux articles en préparation et enlevés de la liste de manière à ne pas modifier la numérotation des références initiales

II.1.2. Congrès internationaux avec acte et comité de lecture

- 23 DUPONT P. et VOISIN B. " Internal waves generated by a translating and oscillating sphere " communication au fourth International Symposium on Stratified Flows (Grenoble, 29 Juin au 2 Juillet 1994).
- 24 VOISIN B. et DUPONT P. " The generation of internal waves by a translating and oscillating body : theory and experiment " communication au second European Fluid Mechanics Conference (Varsovie, 20--24 Septembre 1994).
- 25 DUPONT P. et KADRI Y. " Models of internal wave generation by wakes " communication orale à l'EUROMECH (Lyon, 6--9 septembre 1995).
- 26 DUPONT P., GORIEU O. et PEERHOSSAINI H. " Confinement effects on double-diffusive convection " communication au third European Fluid Mechanics Conference (Göttingen, 15-18 Septembre 1997).
- 27 DUPONT P., GORIEU O., PEERHOSSAINI H. et KESTORAS M. " Double-diffusive convection in liquid Freon " eleventh International Heat Transfer Conference (Kyongju, Corée 23-28 Août 1998).
- 28 TOE R., AJAKH A., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H. " Spatial growth of the secondary instability in Görtler flow " communication au tenth International Couette-Taylor Workshop (Paris, 15-18 Juillet 1997).
- 29 PEERHOSSAINI H., A. AJAKH, V. LAMAISON, M. KESTORAS, R. TOE, et P. DUPONT " A new mode of secondary instability in Görtler flow " communication au third European Fluid Mechanics Conference (Göttingen, 15-18 Septembre 1997).
- 30 P. DUPONT et A. OULD EL MOCTAR, "Notions utiles sur la couche limite", Actes de l'Atelier international sur la formation et la migration des dunes (Nouakchott 2001).
- 31 PAJOT F., A. OULD EL MOCTAR , P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI, "Etude de l'influence du rayonnement solaire sur la vitesse critique d'envol des particules", Actes de l'Atelier international sur la formation et la migration des dunes (Nouakchott 2001).
- 32 DUPONT P., O. GORIEU, H. PEERHOSSAINI, "Dynamics of laterally heated double-diffusive intrusions", twelves International Heat Transfer Conference Ed. Elsevier, 141-146, (Grenoble 2002).

- 33 LEMENAND T., DUPONT P., DELLA VALLE D. et PEERHOSSAINI H. " Turbulent mixing of two immiscible fluids ", joint meeting of the ASME FEDSM and JSME (Hawaii, juillet 2003).
- 34 PEERHOSSAINI H., LEMENAND T., DUPONT P. et DELLA VALLE D. "Turbulent spectra and droplet statistics", Congrès de la société américaine de physique (APS), novembre 2003.
- 35 AUVITY B., KOULAL M., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., "Vortex ring motions in stratified media", Congrès de la société américaine de physique (APS), novembre 2003.
- 36 DUPONT P., VALANCE A., OULD AHMEDOU D., OULD EL MOCTAR A. et OULD MAHFOUDH, "Field experiment on local sand transport", workshop on formation and migration of dunes, Carry-Le-Rouet juin 2004.
- 37 MOMAYEZ L., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H., "Higher heat transfer efficiency in laminar structured boundary layers than in turbulent boundary layers", accepted for presentation and publication in 13th International Heat Transfer Conference 13 - 18 August 2006 Sydney – Australia, www.ihtc-13.com
- 38 MOMAYEZ L., DUPONT P., POPESCU B., LOTTIN O. et PEERHOSSAINI H., "Forcing görtler vortices for heat transfer enhancement: genetic algorithm based correlations" accepted for communication at Symposium on Flows Manipulation or Heat Transfer Enhancement ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Conference July 17-21, 2006, Miami, Florida
- 39 M. CREYSSELS, P. DUPONT, A. OULD EL MOCTAR and A. VALANCE, "Experimental analysis of a turbulent boundary layer saturated with saltating sand grains ", Geophysical Research Abstracts, EGU2007, Vol. 9, 09807, (2007)
- 40 H. MINT BABAH, M. LOUGE, A. VALANCE, P. DUPONT, A. OULD EL MOCTAR, "Dielectric stratigraphy of density and humidity at a barchan sand dune", Geophysical Research Abstracts, Vol. 10, EGU2008-A-08455 (2008)
- 41 L. MOMAYEZ, P. DUPONT, G. DELACOURT et H. PEERHOSSAINI, "Stability of concave boundary layers-overview of stability mechanism and recent findings" Proceedings of FEDSM2008, 2008 ASME Fluids Engineering Conference, August 10-14, 2008 Jacksonville, Florida USA
- 42 L. MOMAYEZ, P. DUPONT, G. DELACOURT et H. PEERHOSSAINI, "Simple numerical modeling of complex experimental Görtler Instability results" FEDSM2010 Proceedings of ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering
- 43 J. ZHANG, B. BENMEZROUA, P. DUPONT and M. HELLOU, "Simulation of particles transport by fluid flow over a porous medium", acte de Two-phase modelling for Sediment dynamics, THESIS 2011, April 26-28, 2011, Chatou (France).
- 44 J. ZHANG, P. DUPONT and M. HELLOU, " 3D Numerical simulation of particle-fluid flow in open channels with a porous bed", actes de Water Resources Management 2011 6th International Conference on Sustainable Water Resources Management, 23-25 May 2011, Riverside,USA.

II.1.3. Congrès nationaux avec actes et comité de lecture

- 45 REGARDIN Y., GORIEU O., DUPONT P. et PEERHOSSAINI " Convection naturelle d'un mélange de Fréon stratifié dans une cuve chauffée latéralement " acte du colloques de Société Française des Thermiciens (Toulouse, 20--22 Mai 1997).

- 46 TOE R., A. AJAKH, M. KESTORAS, P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI, "Etude du transfert convectif dans un écoulement transitionnel sur paroi concave", acte de colloque de la Société Française des Thermiciens (Arcachon, mai 1999).
- 47 O.GORIEU, P.DUPONT et H.PEERHOSSAINI, « Influence de la géométrie du chauffage en convection naturelle double-diffusive », acte du colloques de Société Française des Thermiciens (Arcachon, mai 1999).
- 48 GORIEU O., P. DUPONT, Y. ZELLOUF et H. PEERHOSSAINI, "Mesures expérimentales des flux de chaleur et de masse à travers une interface de densité", acte de colloque de la Société Française des Thermiciens (Nantes, mai 2001).
- 49 PAJOT F., A. OULD EL MOCTAR , P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI, "Etude de la vitesse critique d'envol de particule en présence d'un flux radiatif", acte de colloque de la Société Française des Thermiciens (Nantes, mai 2001).
- 50 MOMAYEZ L., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H. " Intensification des transferts convectifs par l'instabilité de Görtler ", acte de colloque de la Société Française de Thermique (Grenoble, mai 2003).
- 51 LEMENAND T., DUPONT P., DELLA VALLE D. et PEERHOSSAINI H., "Mécanisme de fractionnement d'une phase dispersée dans un mélangeur statique en écoulement turbulent", acte de colloque du congrès français de mécanique (Nice, septembre 2003).
- 52 P. DUPONT, L. MOMAYEZ, G. DELACOURT et H. PEERHOSSAINI, « Mesures des transferts de chaleur de Görtler : influence des perturbations amonts et contrôle actif potentiel », colloque Groupement de Recherche sur le contrôle du décollement, Novembre 2005 Paris, France.
- 53 DUPONT P., MOMAYEZ L. et PEERHOSSAINI H. " Domaine d'influence de l'instabilité centrifuge de Görtler sur les transferts thermiques ", Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Ile de Ré, mai 2006).
- 54 LEMENAND T., DUPONT P., DELLA VALLE D. et PEERHOSSAINI H. " Analyse comparée des échelles turbulentes et des tailles de gouttelettes obtenues pour une dispersion dans un échangeur multi-fonctionnel HEV ", Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Ile de Ré, mai 2006).
- 55 DUPONT P., OULD EL MOCTAR A., VALANCE A., "Analyse de la couche limite atmosphérique vis-à-vis de ses propriétés de transfert de particules solides", Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Ile de Ré, mai 2006).
- 56 DUPONT P., ZELLOUF Y. et PEERHOSSAINI H., "Transfert à travers une interface stratifiée en densité", Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Ile de Ré, mai 2006).
- 57 P. DUPONT, G. DELACOURT et H. PEERHOSSAINI, " Interprétation de l'efficacité des tourbillons de Görtler sur les transferts thermiques à nombre de Reynolds modéré", Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Arcachon, mai 2007).
- 58 M. CREYSSELS, P. DUPONT, A. VALANCE & A. OULD EL MOCTAR , « Analyse expérimentale de particules en saltation dans une couche limite saturée. » , Actes du 18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 27-31 août 2007
- 59 G. DELACOURT, L. MOMAYEZ, P. DUPONT, et Hassan PEERHOSSAINI, " Approche numérique et expérimentale du transfert de chaleur en écoulement de gortler", Actes du 18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 27-31 août 2007
- 60 P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI, « Heat and mass fluxes across a density interfaces submitted to a grid-generated turbulence », actes du 18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 27-31 août 2007

- 61 L. MOMAYEZ, G. DELACOURT, P. DUPONT, J. LIU, H. PEERHOSSAINI, « An Explanation of Higher Heat Transfer Efficiency in Laminar Structured Boundary Layers Than in Turbulent Boundary Layers », Actes du colloque de la Société Française des Thermiciens (Toulouse, juin 2008).
- 62 BENMEZROUA B., DUPONT P., HELLOU M., « Etude numérique et expérimentale du déplacement de particules solides dans un milieu poreux saturé », colloque AUGC'09 (Saint Malo, Mai 2009)
- 63 BENMEZROUA B., DUPONT P., HELLOU M., « Simulation de la perméabilité intrinsèque d'un empilement périodique de sphères en régime laminaire », colloque AUGC'11 (Tlemcen, Mai 2010)

II.1.4. Rapport industriels

- 64 DUPONT P., KHARIF C., RAMAMONJIARISOA A., JOELSON M. " Etude de la détection d'ondes internes par radar SAR " rapport DCN , 100 pages¹ (1996).
- 65 TOE R., AJAKH A., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H. " Etude des mécanismes de transitions liés à l'instabilité secondaire des tourbillons de Görtler " Rapport intermédiaire DRET , 50 pages¹ (1997)
- 66 REGARDIN Y., GORIEU O., DUPONT P. et PEERHOSSAINI H. " Etude préliminaire sur le comportement de l'interface d'une stratification de Gaz Naturel Liquéfié stocké dans un réservoir " rapport GdF , 50 pages¹ (1996).
- 67 AJAKH A., R. TOE, M. KESTORAS, P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI, "Etude aérothermique des écoulements transitionnels sur parois courbes (concave-convexe)", Rapport final DRET n°.94-2998, 150 pages, décembre 1999.

II.2. Activités d'encadrement

II.2.1. Stage de DEA et Master recherche

Au LTN de Polytech'Nantes, j'ai coencadré en moyenne un étudiant de MASTER de la spécialité MTGC par an (Mécanique-Thermique-Génie Civil). Les derniers ont été :

- 2004, Abderhamane N'GAIDE, « Transport de particules solides dans une couche limite turbulente »
- 2005, Abdulhay BAKRI, « transfert de chaleur dans une couche limite sur paroi concave en présence d'une forte instabilité de Gortler »
- 2006, Sid'Ahmed OULD AHMEDOU, « Modèle de transfert double diffusif à travers une interface simple et un système multicouche »
- 2007, Rainier HRAIZ, « transport éolien des particules en saltation »

Au LGCGM, j'ai coencadré un stage de MASTER de la spécialité MGC (Mécanique-Génie Civil) :

- 2011, Thi Thu Trang N'GUYEN, « Mesure de la turbidité spécifique-influence de la polydispersité et de l'agitation »

II.2.2. Thèse de doctorat

Au LTN de Polytech'Nantes, j'ai coencadré plusieurs thèses de doctorat avec Hassan Peerhossaini comme directeur de thèse. Je rappelle mon pourcentage d'encadrement :

¹ Valeurs approximatives, les documents étant anciens et confidentiels

- Olivier GORIEU, encadrement à 60%, thèse soutenue le 06 décembre 1999, « Etude de la destratification d'une interface épaisse en convection naturelle double-diffusive », financement CIFRE avec Gaz de France, embauché directement à la direction de la recherche de GDF.
- Franck PAJOT, encadrement à 20%, thèse soutenue le 24 octobre 2001, « Etude expérimentale de l'effet du rayonnement solaire sur le seuil d'envol de particules dans une couche limite turbulente », financement ministère de l'éducation, embauché ingénieur mesures à Poitiers, puis enseignant dans le secondaire.
- Thierry LEMENAND, encadrement à 20%, thèse soutenue le 04 décembre 2002, « Etude expérimentale de l'intensification des transferts dans un échangeur-réacteur statique : mélange de deux fluides non miscibles », financement ministère de l'éducation, embauché directement en maître de conférence à l'université d'Angers.
- Yacine ZELLOUF, encadrement à 80%, thèse soutenue le 08 novembre 2004, « Etude des transferts de chaleur et de masse à travers une interface de densité », cofinancement ADEME-Région Pays de la Loire, embauché directement à la direction de la recherche de GDF.
- Ladan MOMAYEZ-GHORBADIAN, encadrement à 50%, thèse soutenue le 05 novembre 2004, « Intensification des transferts pariétaux par l'instabilité de Görtler : influence de la longueur d'onde et de l'amplitude des perturbations amont », financement du ministère de la recherche iranien, embauché à l'université iranienne d'Awaz puis post-doc CNRS à Nantes, puis ATER à l'IUT d'Alençon et aujourd'hui assistant professeur sous contrat à l'école militaire canadienne de Kingstown.
- Guillaume DELACOURT, encadrement à 50%, thèse soutenue le 05 octobre 2009, « Instabilité de Görtler : modélisation numérique et étude expérimentale des phénomènes à faible nombre de Reynolds », financement CNRS, sans nouvelle depuis la soutenance.

Au laboratoire de Génie civil de l'INSA de Rennes, j'ai coencadré plusieurs thèses de doctorat avec Mustapha HELLOU comme directeur de thèse. Mon pourcentage d'encadrement n'a jamais été clairement défini mais j'en fournis un approximatif :

- Boumediene BENMEZROUA, encadrement à 50%, soutenue le 16 décembre 2011, « simulation du transport de particules solides en milieu poreux », financement par le ministère de l'éducation, retour récent en Algérie.
- Jiong ZHANG, encadrement à 60%, soutenue le 13 mars 2012, « Investigations expérimentales et numériques de l'écoulement et du transport solide sur les surfaces urbaines », financement par le China Scholarship Council, retour récent en Chine.
- Amphone VONGVIXAY, encadrement à 30%, soutenue le 06 mars 2012, « étude du transport de Matière En Suspension (MES) dans la rivière du Moulinet », financement AUF, reprise de son poste universitaire à Faculté d'Ingénierie de l'Université Nationale du Laos.

Je participe également à l'encadrement d'une thèse codirigée par Ahmed OULD el MOCTAR à Nantes et Alexandre VALANCE à Rennes :

- Tuan Duc HO, encadrement à 20%, inscrit depuis septembre 2008, « étude expérimentale du transport éolien-Influence du sol et de la polydispersité », financement par le ministère de l'éducation, soutenance prévue début juillet 2012.

III. Responsabilités administratives

-de 2000 à 2006, membre du conseil de laboratoire du LTN à Nantes,

- de 2004 à 2006, membre du conseil d'administration de Polytech'Nantes,
- de 2005 à 2006, membre du CNU section 62,
- de 2004 à 2006, responsable de la 2^{ème} année du cycle d'ingénieurs en Thermique-Energétique de Polytech'Nantes,
- de 2008 à 2010, responsable de la 5^{ème} année du cycle d'ingénieurs en Génie Civil & Urbain de l'INSA de Rennes,
- depuis 2009, membre du conseil de laboratoire LGCGM,
- depuis 2011, membre du conseil scientifique de l'INSA de Rennes,
- depuis 2011, membre du comité technique de l'INSA de Rennes,
- depuis 2011, membre du CNU section 60
- depuis 2011, membre du comité directeur de l'Institut d'Aménagement et d'Urbanisme de Rennes.

IV. Activités d'enseignement

IV.1. Quantitatif

De 1998 à 2006, j'ai effectué chaque année une charge de maître de conférence plus une trentaine d'heure correspondant aux charges de suivi de projets d'ingénieur, de stage et de recrutement pour le concours d'entrée à l'école polytechnique de l'université de Nantes.

Le tableau suivant regroupe les enseignements d'une année type telle que l'année scolaire 2003-2004 :

Discipline	Niveau	Volume
Mécanique générale	1 ^{ère} année d'ingénieur	30hTP+24hTD+36hTP
Thermodynamique statistique	1 ^{ère} année d'ingénieur	10hCM+12hTD
Mécanique des vibrations	2 ^{ème} année d'ingénieur	24hTP+16hTD+24hTP
Transferts thermiques	2 ^{ème} année d'ingénieur	24hTP+18hTD+48hTP
TP industriels	3 ^{ème} année d'ingénieur	36hTP
Mécanique des fluides appliquée au soudage	3 ^{ème} année d'ingénieur	6hCM
Méthodes expérimentales avancées	MASTER rechercheTE	8hCM

De 2006 à 2011, j'ai été responsables des enseignements de Thermique au département GCU, j'ai participé aux enseignements d'hydraulique et de mécanique des fluides aux départements GCU et STPI et j'ai organisé un cours à l'école d'architecture sur le confort thermique. Le tableau suivant regroupe les enseignements d'une année type telle que l'année scolaire 2007-2008 :

Discipline	Niveau	Volume
Mécanique des fluides	2 ^{ème} année STPI	28h cours-TD
Sensibilisation en GCU	2 ^{ème} année STPI	34hTD dont organisation
Thermique 1 (principe)	1 ^{ère} année d'ingénieur	4hCM+14hTD
Thermique 2 (Application aux bâtiments)	2 ^{ème} année d'ingénieur	10hCM+28hTD
Thermique 3 (Modélisation des bâtiments)	3 ^{ème} année d'ingénieur	8hCM
Hydraulique	1 ^{ère} année d'ingénieur	30hTD

Écoulement à surface libre	2 ^{ème} année d'ingénieur	40hTP
Physique du bâtiment	1 ^{ère} année d'école d'architecture	8hCM

IV.2. Qualitatif

N'ayant pas préparé l'agrégation, mais ayant suivi la formation « d'initiation à l'enseignement supérieur » du CIES de Grenoble, je me considère comme un enseignant certes professionnel mais sans « méthode » pédagogique préférentielle. Ma ligne de conduite est de favoriser la sincérité des objectifs face aux réalités scientifiques et professionnelles. Comme la plus part des enseignants du supérieur, j'expérimente une pédagogie personnelle portée par l'esprit du chercheur qui définit en permanence les limites de ses connaissances. Ces limites sont systématiquement rencontrées par la confrontation à la réalité d'une observation expérimentale en TP, d'un calcul complexe en projet ou à des présentations de tiers (professionnels). Au cours de ces années, j'ai été conforté par l'importance de la sincérité dans la relation avec les étudiants, sincérité qui me pousse à être totalement engagé pendant les heures présentes, avec le maximum de générosité intellectuelle mais aussi avec de plus en plus de préparation en amont :

- affiner les objectifs du cours (ce que je fais, ce que je ne fais pas...)
- mettre l'accent sur les équations afin notamment de travailler l'analyse dimensionnelle, d'engager les étudiants à les écrire, à les simplifier, à les comprendre aux travers de démonstrations intégrales sur les cas simples,
- imposer une participation des élèves : présentation d'exposés, correction d'exercices, questionnement-débat en TP.

L'activité professionnelle d'un enseignant-chercheur est constamment le résultat de compromis entre la pédagogie, la production de nouveaux résultats, leur valorisation sous forme de communications, les responsabilités administratives, la participation dans les réseaux scientifiques, professionnels et sociétaux...

Ainsi l'investissement dans la pédagogie pure est souvent assez limité mais j'estime que l'ensemble des activités précitées ont comme objectif principal l'enseignement dont le facteur d'impact de n'importe quel cours est bien supérieur à n'importe lequel de mes articles scientifiques...

Ainsi, si je crois que la liberté de l'enseignant du supérieur est fondamentale à cause de la relation entre la pédagogie et les autres activités de l'enseignant-chercheur, je souhaite promouvoir le travail en équipe pédagogique (y compris à l'échelle du département, de l'établissement et plus...). En effet l'élève ne peut pas expérimenter des méthodes pédagogiques trop différentes d'une heure à une autre et le besoin de coordination, de cohérence générale est indispensable si nous voulons améliorer le niveau global de la formation mais aussi l'efficacité individuelle de chaque enseignement.

Pour conclure et pour faire un clin d'œil à la démarche qualité engagé à l'INSA de Rennes (j'ai participé à son comité de pilotage), je m'associe à la décision prise de ne pas formaliser les concepts de « produits » et de « clients » de notre mission d'enseignement ni à définir trop précisément les objectifs et méthodes de chaque enseignements. Le « processus » pédagogique est en effet le résultat d'un ensemble complexe et très variable d'action ayant pour objectif à long terme l'autonomie scientifique et économique des futurs diplômés. Dans ce processus, c'est souvent le travail collectif des équipes d'enseignants qui fait le plus défaut, pour la qualité de vie tant de l'élève que de l'enseignant. C'est d'ailleurs à ce niveau là que l'évaluation de l'enseignement doit permettre de progresser collectivement.

Partie 2 : Synthèse des activités de recherche

I. Introduction générale

Officiellement, « *l'habilitation à diriger des recherches sanctionne la reconnaissance du haut niveau scientifique du candidat, du caractère original de sa démarche dans un domaine de la science, de son aptitude à maîtriser une stratégie de recherche dans un domaine scientifique ou technologique suffisamment large et de sa capacité à encadrer de jeunes chercheurs.* »²

Si ce texte réglementaire se veut précis, il évoque pour moi une grande part de subjectivité dont je laisse la responsabilité au jury.

Plus couramment, l'habilitation à diriger des recherches est l'occasion de mettre en perspective son début de carrière et d'analyser au travers des résultats son propre travail de recherche qui est la partie « évaluable » de notre travail d'enseignant-chercheur. Après 15 ans et plusieurs reconversions thématiques, ce n'est plus vraiment un début de carrière que je présente mais une expérience professionnelle avec 2 volets :

- les transferts en fluide inhomogène au LTN de Nantes
- le transport diphasique commencé à Nantes et au cœur de mon activité au LGCGM de Rennes.

Ainsi, ce manuscrit a pris le parti de présenter presque la totalité des « actions » de recherche dans lesquelles j'ai été acteur de manière à pouvoir réaliser cette analyse. Malgré le défaut de manque d'unité dans les thèmes présentés, ce manuscrit permettra de peindre un tableau réaliste de « mon combat ordinaire » pour vivre avec une activité de recherche active.

De toute évidence, il s'agit bien là d'un combat d'arbitrage de temps et de volonté mais aussi de plaisirs entre les différentes missions de l'enseignant-chercheur de l'enseignement supérieur en France. Pour ma part le constat est rude : le niveau correct de publication n'a été possible que par la collaboration avec d'autres collègues, et surtout les chercheurs permanents que constituent les doctorants et chercheurs CNRS. J'ai eu pendant les 10 ans à Nantes une frustration continue de ne pas pouvoir m'investir plus complètement avec ces collègues dont le temps était aussi compté.

Mon arbitrage a été de ne rien laisser tomber, ni de la préparation et de la présence en cours ni du travail « d'accompagnement » de la recherche, ni de toutes ces charges « collectives » qui font vivre un département, une école... L'approfondissement des sujets en a parfois fait les frais.

Néanmoins le fil conducteur est évidemment la mécanique des fluides dans laquelle j'essaie de nager avec une formation de physiciens pour progresser dans l'analyse et la modélisation de sujets divers appliqués aux fluides stratifiés, puis aux transports et aux écoulements diphasiques. Je me suis donc toujours situé aux voisinages de différentes section du CNU avec une thèse en 60 (mécanique des fluides géophysiques) qui m'a permis d'être accueilli en 62 (transferts thermiques dans les fluides) et de muter en 60 (génie civil) grâce à l'intelligence

² Extrait de l'arrêté du 23 novembre 1988 relatif à l'habilitation à diriger des recherches modifié par l'arrêté du 13 février 1992 et l'arrêté du 13 juillet 1995

de nombreuses personnes qui ne considèrent pas les section du CNU comme des espaces fermés.

J'ai souvent dit oui aux nouveaux projets de recherche qui conservaient une relation avec mes capacités et surtout qui me permettaient de constituer un groupe autour d'un sujet. Pour le dernier rapport quadriennal du laboratoire Thermocinétique, j'ai même décidé de mettre en veilleuse l'activité des fluides stratifiés qui m'avait formée depuis ma thèse en considérant qu'un sujet développé par un seul chercheur était peu intéressant et dispersait trop l'équipe de recherche.

Ses recherches, au départ expérimentales ont toujours été poursuivies suffisamment longtemps de manière à aller jusqu'à la modélisation mathématique qui seule permet de confronter quantitativement l'analyse aux réalités expérimentales.

Bien sûr, j'ai souvent du faire le grand écart entre les activités d'enseignement et de recherche, entre les différentes actions de recherche, entre mon domicile et mon lieu de travail... Et c'est pour cela que j'ai demandé en 2006 mon affectation à l'INSA de Rennes avec l'argument du regroupement familial mais en espérant aussi enrichir les deux écoles et ma vie professionnelle d'interactions nouvelles.

II. Mécanique et transferts en fluide inhomogène

De 1996 à 2006, mon travail de recherche s'est déroulé dans l'équipe « Thermique des Fluides et Ecoulements Complexes (TFEC) » et voici le diagramme synthétique de mes actions de recherche :

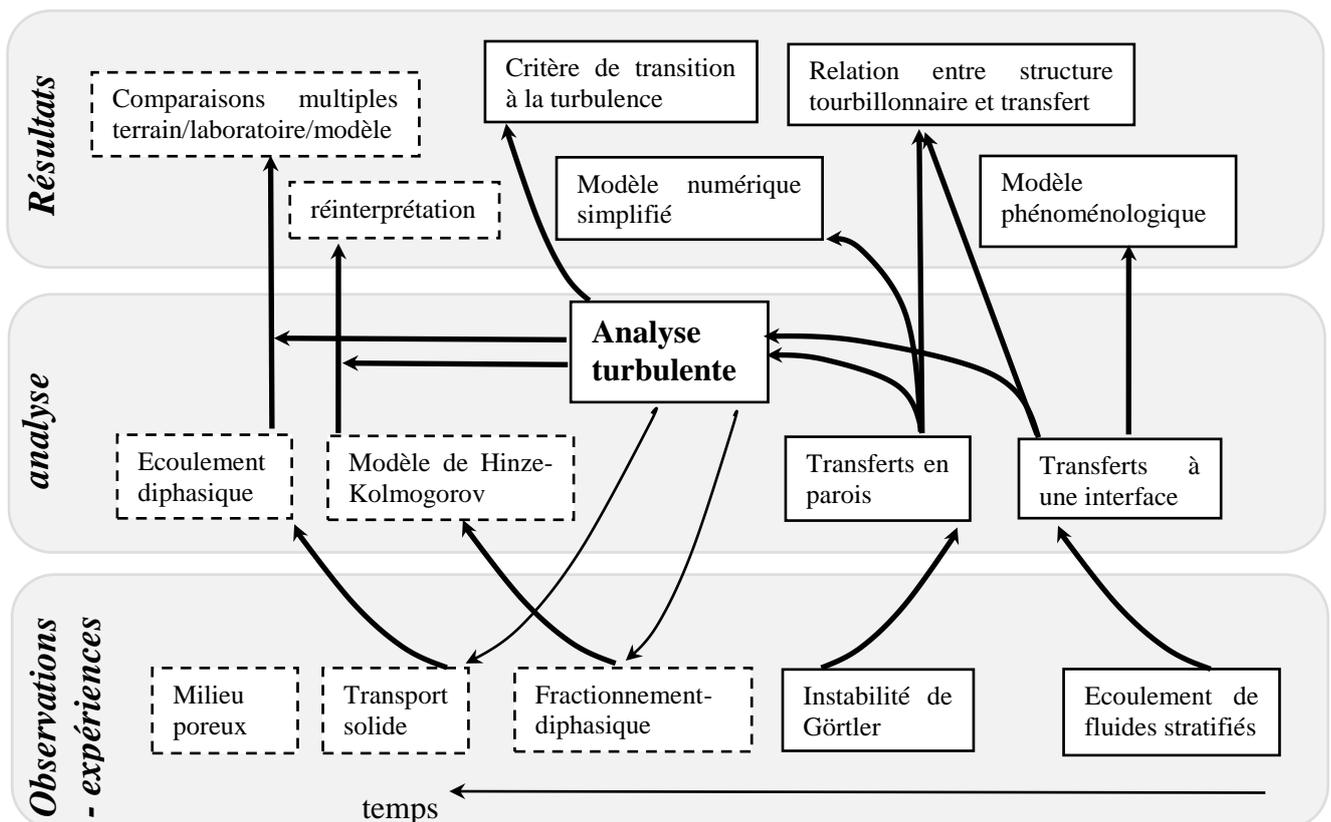


Figure 1 : Diagramme de mes différentes actions de recherche au sein de l'équipe TFEC du LTN de Polytech'Nantes avec en cadre plein les travaux regroupés dans ce chapitre sur les fluides inhomogènes, les cadres en pointillés étant discutés dans le chapitre III.

Dans le diagramme de la figure 1, les deux actions sur les écoulements de fluides stratifiés et sur l'instabilité de Görtler présentées dans ce chapitre se développent de l'expérience à la modélisation autour du concept fédérateur de l'analyse turbulente. En effet l'interaction ondes internes-turbulence qui était le cœur de ma thèse en fluide géophysique a pu s'appliquer dans le cas industriel du stockage de Gaz Naturel Liquéfié où les transferts à l'interface de densité est le point clés de la modélisation. De même, l'écoulement de couche limite sur paroi concave est soumis à des instabilités de Görtler qui induisent une transition à la turbulence et des niveaux de transfert de chaleur en paroi très supérieurs au cas d'une plaque plane. Ce diagramme permet également d'indiquer les actions plus récentes qui seront discutées au chapitre III et qui utilisent aussi des concepts et résultats de l'analyse turbulente.

REMARQUE IMPORTANTE :

Les travaux menés au laboratoire Thermocinétique sont essentiellement de nature expérimentale et n'auraient pu être réalisés sans le très haut niveau de l'équipe technique du laboratoire. Les détails des dispositifs expérimentaux ainsi que leur validation ont ainsi été réalisés dans un environnement très favorable. Par soucis de concision je renvoi le lecteur intéressé par ces aspects fondamentaux aux thèses et articles du laboratoire.

II.1. Mécanique des fluides inhomogènes

Suite à ma thèse sur les fluides stratifiés, je suis arrivée dans une équipe de thermique des fluides dans lesquels les variations de températures induisent des écoulements rendus complexes par les phénomènes de convection naturelle ou de thermodépendance des propriétés du fluide ou qui sont complexes par nature et qui induisent des transferts de chaleur mal connu. Le terme fluide inhomogène permet donc de regrouper toutes ces configurations sans présager de la stabilité ou non du champ de masse volumique inhomogène. L'analyse dimensionnelle permet ainsi de définir les nombres réduits importants qui permettent de savoir dans quel régime d'écoulement chaque cas se situe.

II.1.1. Mise en équation³

Afin d'écrire les équations de la mécanique des fluides appliquées aux fluides newtoniens, je dois avouer être resté fidèle à mon cours de licence basé sur le livre de Rhyning de l'EPFL (1985) :

Conservation de la masse	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0$	Équation 1
Conservation de la quantité de mouvement	$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \vec{\nabla}^2(\vec{u}) + \rho \vec{f}$	Équation 2
Conservation d'une propriété volumique	$\frac{DX}{Dt} = D_X \vec{\nabla}^2 X + S_X$	Équation 3

Avec X pouvant être ici la température ou la concentration d'un élément présent dans le fluide. Les fluides inhomogènes regroupent ceux dont les propriétés varient dans l'espace notamment à cause d'un champ de température et/ou de concentration.

Les hypothèses utilisées sont:

- petites variations de densité : $\delta\rho \ll \rho_0$ avec ρ_0 la masse volumique de référence.
- hypothèse supplémentaire de Boussinesq: les variations de ρ sont suffisamment faibles pour être négligées SAUF dans le terme de gravité.
- linéarisation de la masse volumique: $\rho(X_i) \approx \rho_0 \cdot (1 + \sum_i \beta_i (X_i - X_0))$

³ ρ est la masse volumique du fluide, \vec{u} le champs vecteur vitesse, p la pression, μ la viscosité dynamique, ν la viscosité cinématique, \vec{f} une force volumique comme \vec{g} , D_X le coefficient de diffusion moléculaire de X et S_X un terme source de X

-pas de terme source de propriétés X

Avec ces hypothèses les écoulements peuvent être considérés incompressibles et les équations précédentes simplifiées :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= 0 \\ \frac{D\vec{u}}{Dt} &= -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \vec{f} \\ \frac{DX}{Dt} &= D_X \cdot \Delta X \end{aligned} \quad \text{Équation 4}$$

II.1.2. Analyse dimensionnelle

Afin d'estimer l'ordre de grandeur des différents termes des équations précédentes et de faire ainsi apparaître les groupements sans dimension pertinents, il faut définir les valeurs de références suivantes:

L_0	Echelle de longueur caractéristique de l'écoulement (il y en a souvent plusieurs possible)
U_0	Echelle de vitesse caractéristique de l'écoulement
$T_0 = L_0 / U_0$	Echelle de temps caractéristique de l'écoulement
$P_0 = \rho_0 \cdot U_0^2$	Pression de référence
ρ_0	La densité de référence
X_0	Valeur de référence de la propriété X
ΔX_0	variation de référence du champs de X

On construit alors les coordonnées réduites suivantes :

$$x' = \frac{x}{L_0}; u' = \frac{u}{U_0}; p' = \frac{p}{P_0}; \rho' = \frac{\rho}{\rho_0}; f' = \frac{f}{g} \text{ et } X' = \frac{X - X_0}{\Delta X_0} \quad \text{Équation 5}$$

On obtient les équations réduites qui font apparaître les nombres réduits fondamentaux des écoulements inhomogènes :

$$\frac{D\vec{u}'}{Dt'} = -\frac{P_0}{\rho_0 U^2} \cdot \vec{\nabla}' p' + Ri \cdot \rho' \vec{f}' + Re^{-1} \cdot \nabla'^2 \vec{u}' \quad \text{Équation 6}$$

Et

$$\frac{DX'}{Dt'} = \frac{\partial X'}{\partial t'} + \vec{u}' \cdot \vec{\nabla}' X' = Pe^{-1} \nabla'^2 X' \quad \text{Équation 7}$$

Avec:

$Ri = \frac{gL_0}{U_0^2} = Fr^{-2}$ nombre de Richardson qui indique l'influence des forces volumiques par rapport aux forces d'inertie (dans certains domaines on utilise plutôt le nombre de Froude, Fr)

$Re = \frac{\rho_0 U_0 L_0}{\mu}$ nombre de Reynolds qui indique l'influence des forces visqueuses par rapport aux forces d'inertie

$Pe = \frac{U_0 L_0}{D_x}$ nombre de Péclet qui indique l'influence de l'advection de X par rapport à sa diffusion moléculaire.

Cette analyse dimensionnelle sert dans toutes les modélisations d'écoulement fluide en présence de phénomènes de gravité et de diffusion.

II.2. Transferts en fluide stratifié

Les fluides stratifiés ont été l'objet de ma thèse de doctorat sur la génération et la propagation d'ondes internes engendrés par un sillage turbulent de montagne ou de sous-marin. Mon recrutement à Nantes m'a permis de travailler sur la seule application industrielle dont j'avais entendue parler : les cuves de stockage stratifié de GNL.

Grâce à l'analyse dimensionnelle précédente, nous avons pu appréhender les ordres de grandeur du cas industriel pour choisir certains paramètres et réaliser des expériences en similitude partielle. Finalement nous avons décidé de réaliser des expériences académiques pour lever certains verrous sur l'entraînement d'un fluide stratifié par un écoulement turbulent.

II.2.1. Stockage de Gaz Naturel Liquéfié (GNL)

Ce sujet a été mené par Olivier Gorieu qui a préparé sa thèse de doctorat avec un financement CIFRE et un contrat de recherche avec Gaz de France (GdF) et notamment le pôle cryogénie de la direction de la recherche implanté avant 2000 à Nantes. Les résultats majeurs étant confidentiels, ils n'ont pas été publiés mais ont fait l'objet de nombreuses communications orales (deux communications importantes sont néanmoins apparues dans les actes des 11^{ième} et 12^{ième} International Heat Transfer Conference IHTC [27, 32]).

II.2.1.1. Problème industriel

Lorsqu'un réservoir de stockage est complété par du Gaz Naturel Liquéfié provenant d'un nouveau méthanier (GNL cargo sur la figure 2), la différence de masse volumique avec le GNL initialement stocké (GNL talon) peut créer une stratification verticale (figure 2). Les écoulements de convection naturelle (figure 2 et figure 3) prennent place indépendamment dans chaque couche à cause de l'écart initial de masse volumique. Son évolution peut conduire à une surchauffe du GNL cargo conduisant à un renversement et un mélange brutal des deux couches de liquides en générant un fort taux d'évaporation lié à l'élévation de température de la surface libre. Ce phénomène est connu sous le nom de *rollover*.

L'apparition du *rollover* est contrôlé par les transferts de chaleur et de masse à travers la zone interfaciale située entre les deux couches. Cette interface est le siège d'un phénomène de convection doublement diffusif (diffusion de température et d'éléments dissous dans le méthane majoritaire). Le moteur principal de ces écoulements est le flux de chaleur parasite entre le fluide à la température voisine de la température de saturation (-160°C) et l'extérieur.

En l'absence de stratification ces flux de chaleur (quelques dizaines de Watt par mètre carré) s'équilibrent avec l'évaporation à la surface libre, mais en présence d'une interface stratifiée presque tous les flux de chaleur entrant dans les couches inférieures ne peuvent s'évacuer et participent à l'augmentation de température de ces couches de fluides lourds (c.f. figure 2). Les conséquences sont :

- un niveau d'évaporation plus faible en situation stratifiée d'autant que les couches inférieures sont épaisses. Le coût d'exploitation, lié à la reprise des gaz évaporés par des compresseurs, est donc réduit,
- une libération brutale de la chaleur emmagasinée au moment du roll-over,
- une difficulté à prédire le moment du roll-over qui est avancé par les transferts verticaux de masse à travers l'interface, mais retardé par les transferts de verticaux de chaleur.

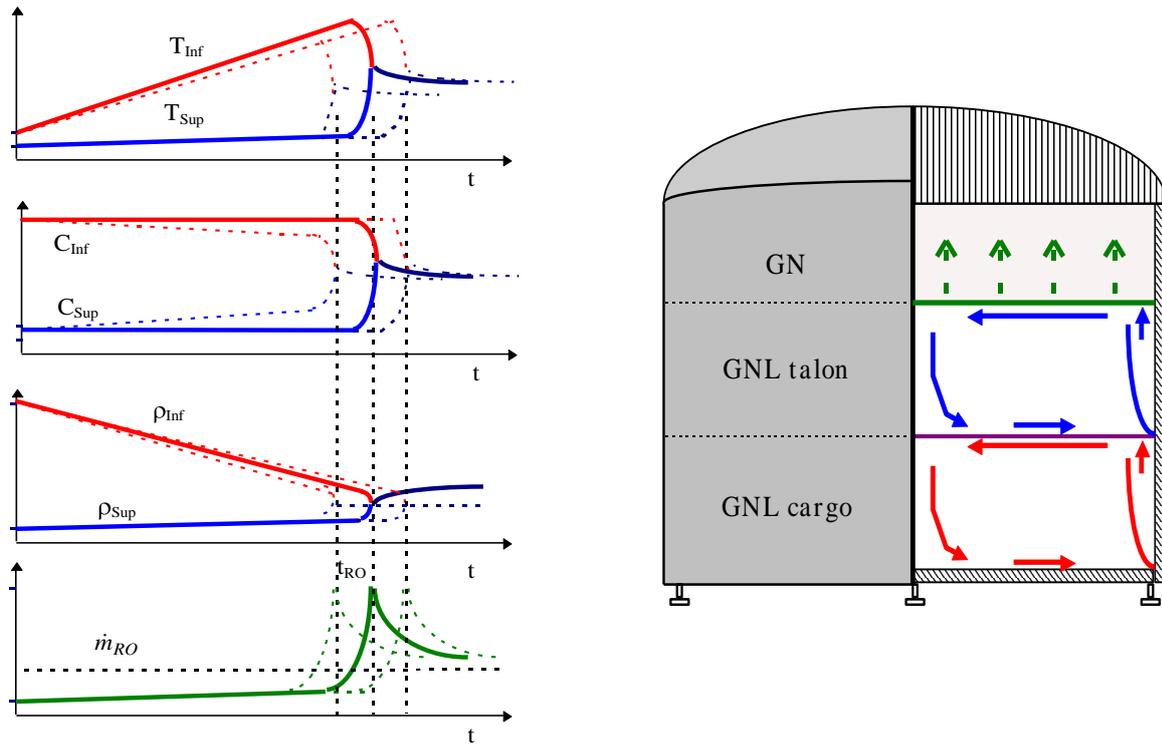


Figure 2 : Evolution des températures concentration, densité et évaporation à la surface libre dans une cuve de stockage de GNL stratifié avec apparition plus ou moins tôt du phénomène de roll-over (courbes pointillés) en fonction du niveau des flux de chaleur et de masse.

II.2.1.2. Analyse physique

L'interprétation physique des mesures faites sur des cuves de stockage de GNL par GdF a permis d'identifier les écoulements pouvant modifier les flux à travers l'interface (c.f. figure 2) :

- α . Le chauffage latéral d'un fluide stratifié entraîne des instabilités convectives qui créent des intrusions double-diffusives,
- β . la convection naturelle dans la couche supérieure vient impacter l'interface au milieu de l'enceinte,
- χ . l'écoulement moyen et fluctuant crée un cisaillement moyen de la zone interfaciale,
- δ . l'écoulement de couche limite le long des parois verticales impacte l'interface.

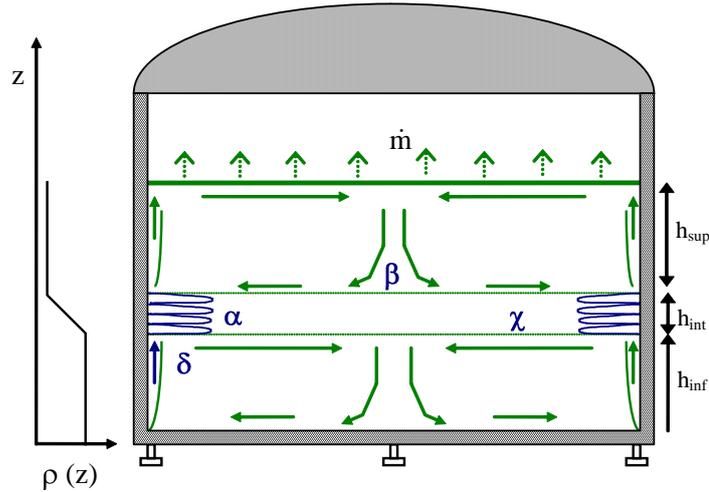


Figure 3 : schéma d'une cuve de stockage de GNL stratifiée (Température de saturation à -160°C) et des différents écoulements ($\alpha, \beta, \delta, \chi$) modifiant le profil de densité $\rho(z)$ et le flux d'évaporation \dot{m} .

Associé aux différents phénomènes présentés sur la figure 3, il est possible de définir les nombres réduits pertinents dans le tableau ci-dessous :

Phénomènes	Groupements réduits
α intrusions double-diffusives	Le paramètre de stabilité latéral ⁴ $\Pi = \frac{\beta_T \phi_p h_{int}}{\lambda \frac{\Delta \rho}{\rho}}$
β, δ pénétration	Le nombre de Froude $Fr = \frac{u}{\sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} h_{int}}}$
χ cisaillement	Le nombre de Richardson ⁵ $Ri = \frac{g \frac{\Delta \rho}{\rho} h_{int}}{(\Delta U)^2} = \frac{1}{Fr^2}$
γ turbulence	Le nombre de Froude turbulent ⁶ $Fr_t = \frac{u'}{\sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} l'}}$

Notre travail au LTN s'est essentiellement concentré sur l'analyse et la modélisation de la convection double-diffusive à travers les valeurs de ces 4 paramètres réduits.

⁴ λ est la conductivité thermique parfois noté k_T

⁵ ΔU_0 correspond à l'écart de vitesse caractéristique du fluide de part et d'autre de l'interface

⁶ u' et l' correspondent respectivement au niveau de fluctuation des vitesses turbulentes et à l'échelle caractéristique des structures turbulentes, caractérisée par l'échelle intégrale (Batchelor 1953).

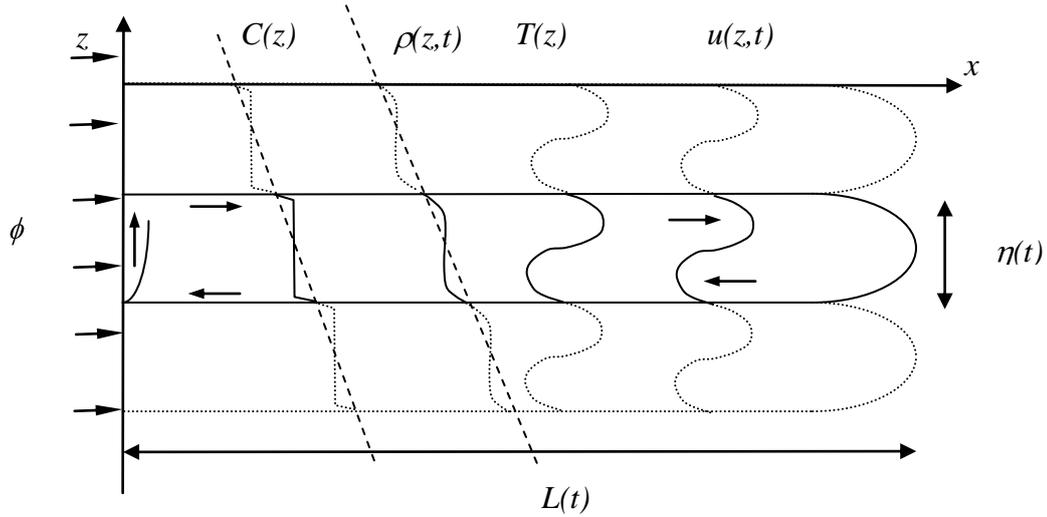


Figure 4 : caractéristique des intrusions double-diffusives et des profils de concentrations $C(z)$, de masse volumique $\rho(z)$, de température $T(z)$ et de vitesse horizontale $u(z,t)$, l'ensemble de cette situation est instationnaire tant que les intrusions double-diffusives n'ont pas atteintes l'extrémité opposée de l'enceinte.

II.2.1.3. Dynamique des intrusions double-diffusives

II.2.1.3.1. Seuil de l'instabilité

Ce chapitre est un extrait des communications [26,27].

Dans la prédiction finale des flux verticaux à travers l'interface, il est fondamental de savoir qu'elle en est la structure. Les communications se sont ainsi concentrées sur cette question qui n'avait été résolue que dans le cas de l'eau salée chauffée par une paroi verticale plane à température imposée. Ainsi nous savons que le nombre de Rayleigh⁷ thermique doit être supérieur à une valeur critique qui dépend du nombre de Rayleigh massique basé sur l'échelle de longueur horizontal du phénomène ($\delta_T = (k_T t)^{-1/2}$):

$$Ra_{Tc} = 2.76 Ra_S^{-5/6} \quad \text{Équation 8}$$

Dans notre cas il est possible de démontrer qu'en milieu semi-infini le système sera toujours instable avec une vitesse de mise en place dépendant des nombres Π et du rapport des coefficients de diffusion ou nombre de Lewis, $Le = k_T/k_C$. Ainsi la dépendance observée entre le nombre de Π critique et le nombre de Lewis est directement relié au critère de temps d'apparition de l'instabilité. Dans notre cas, l'instabilité se met rapidement en place et, si l'interface est plus épaisse que la hauteur d'une cellule, elle sera formée par un système multicouche.

⁷ Le nombre de Rayleigh basé sur un écart de X est : $Ra_X = \frac{g \cdot \beta_X \cdot \Delta X \cdot \delta_T^3}{\nu \cdot D_X}$

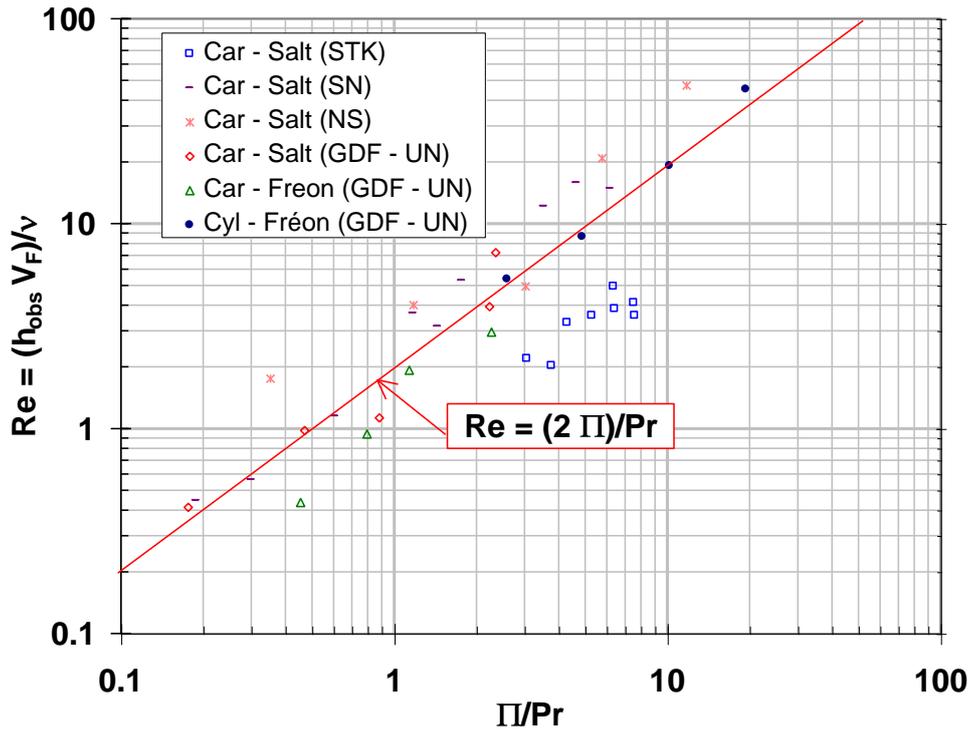


Figure 5 : Comparaison entre les différentes mesures de dynamique des intrusions double diffusives, « car » indiquant une configuration cartésienne et « cyl » une configuration cylindrique. Dans la légende Car correspond aux géométries cartésiennes, Cyl aux géométries cylindrique, STK aux résultats de Schladow et al. 1992, SN à ceux de Suzukawa et Narusawa en 1982, NS à ceux de Narusawa et Suzukawa en 1981 et GDF-UN à nos mesures (Gaz de France et Université de Nantes).

II.2.1.3.2. Morphologie et dynamique

Ce chapitre est un extrait de la référence [32].

A partir de la figure 4, si l'échelle verticale η des intrusions double-diffusives peut être construite par un équilibre entre l'énergie cinétique acquise par une particule chauffée à la paroi et l'énergie potentielle correspondant à la hauteur η , la longueur des intrusions L et la vitesse du front de propagation $V_F = dL/dt$ étaient très mal modélisées.

Ainsi nous avons construit un modèle simple de dynamique de ces cellules :

- le nombre de Nusselt caractérisant la capacité de transfert de cet écoulement au contact de la paroi chaude peut être calculé

$$Nu_\eta = \frac{\varphi_p \eta}{k_T \Delta T} = \frac{\beta_T \varphi_p}{k_T \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}} = \Pi \quad \text{Équation 9}$$

- ce calcul permet de donner une signification simple du groupe sans dimension Π comme le flux pariétal comparé au flux diffusif sur la hauteur η ! Ce nombre permet donc de suivre l'intensité du transfert convectif avec deux régimes identifiés : à petites valeurs du nombre Π la diffusion verticale est importante voir prépondérante et aux grandes valeurs elle sera négligeable,
- ainsi dans ce deuxième cas, l'utilisation des corrélations de convections thermiques permet de calculer le nombre de Nusselt :

$$Nu_\eta = C \left(\frac{N^2 \Pi \eta^4}{\nu k_T} \right)^n \text{ et donc } \eta = \Pi C^{\frac{5}{4}} \left(\frac{k_T}{N} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{\frac{1}{4}} = C^{\frac{5}{4}} h_{STK} \text{ avec } h_{STK} \text{ la hauteur}$$

utilisée par Schladow *et al.* 1992 sans aucun argument théorique et N la fréquence de Brünt-Vaïssala⁸,

- l'écart de température entre la paroi et le fluide à l'infini peut alors être calculé :

$$T_w - T_f = \eta \frac{N^2}{g \beta_T} \quad \text{Équation 10}$$

Cet écart reste donc constant tant que η est constant ce qui correspond effectivement aux constatations expérimentales,

- en supposant une évolution longitudinale linéaire, le chauffage pariétale implique un allongement de l'intrusion double-diffusive :

$$\varphi_p \eta dt = \rho c_p \eta \frac{T_w - T_f}{2} dL \quad \text{Équation 11}$$

- la vitesse de propagation du front de température dans le fluide est donc :

$$V_F = \frac{dL}{dt} = \frac{2\varphi_p}{\rho c_p \Delta T} = \frac{2k_T \Pi}{\eta} = \frac{2}{C^{5/4}} \left(\frac{N k_T}{\text{Pr}^{1/2}} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 12}$$

- si on construit un nombre de Reynolds caractéristique de la propagation de ces intrusions on obtient :

$$Re = \frac{V_F \eta}{\nu} = 2 \Pi \text{Pr}^{-1} \quad \text{Équation 13}$$

Le regroupement de nombreuses mesures personnelles et de la littérature sur ce modèle (figure 5), permet de confirmer notre analyse du transfert de chaleur. Cette étude a ainsi permis d'éclairer beaucoup de constatations expérimentales antérieures dont la validité était très mal connue telles que $Re \approx \Pi^{1.2}$ pour $\Pi > 5$.

II.2.1.3.3. Influence du confinement

Ce chapitre est un extrait des références [26, 27].

Dans une cuve de géométrie cartésienne de 16 cm de long, nous avons suivi la progression des intrusions double-diffusives colorées par des capteurs de température et des images en ombrographie et/ou suivi de colorant. La figure 6 montre un exemple d'images obtenues.

Il est ainsi possible de suivre le nombre de cellules en fonction du temps, de les numéroter et de noter leur longueur. La figure 7 montre ainsi la dynamique « chaotique » des réarrangements entre les cellules qui fusionnent et leur propagation induite.

En plaçant une plaque rigide à la moitié puis au quart de la longueur de la cavité il a été possible de comprendre l'influence de la taille du milieu sur la propagation de ces intrusions.

⁸ C'est la fréquence maximale des ondes internes dans un milieu stratifié : $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$

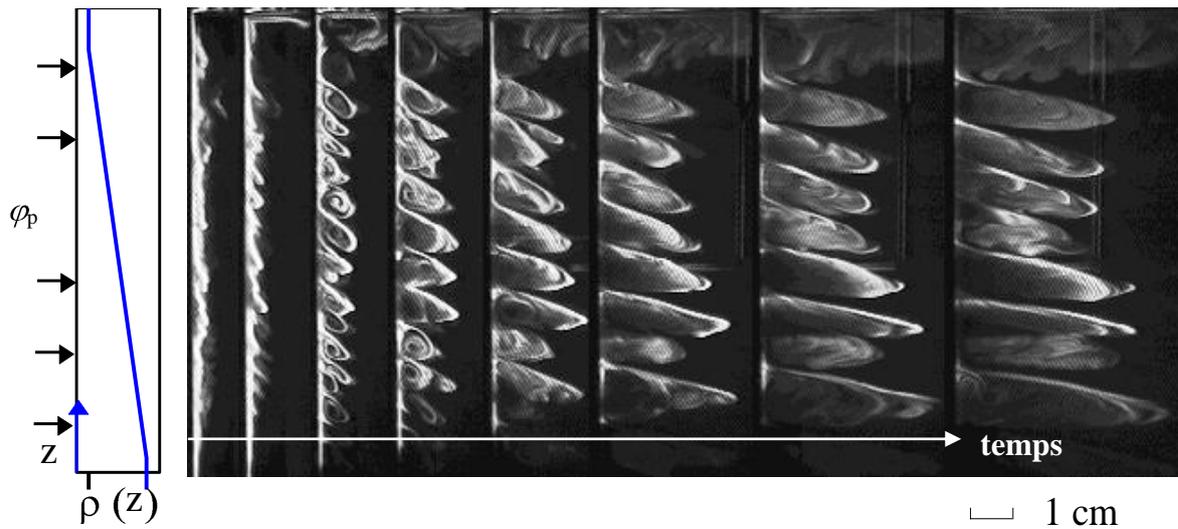


Figure 6 : différentes photos des intrusions double-diffusives en fonctions du temps

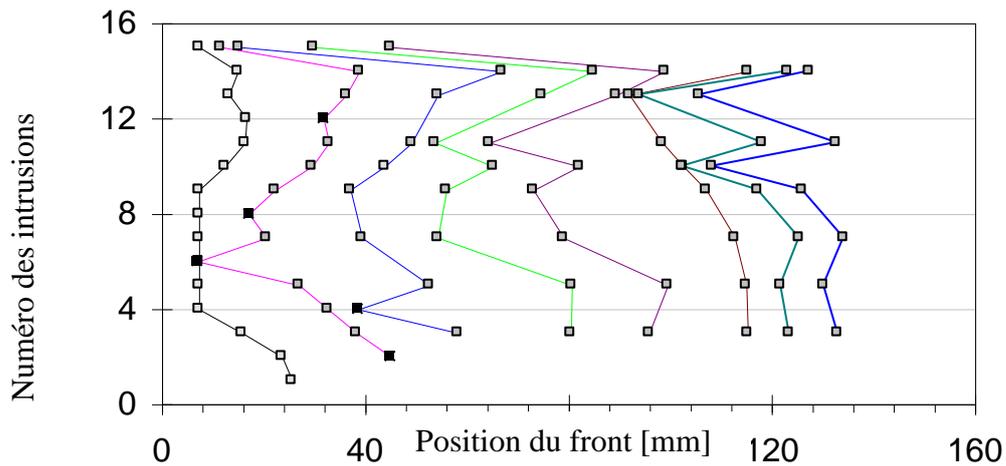


Figure 7 : suivi des longueurs L pour chaque intrusions double-diffusives à $\Pi=1,5$ toutes les 10 minutes (lignes fines) les carrés pleins indiquant que l'intrusion est le résultat de la fusion de deux intrusions plus petites.

La figure 8 montre ainsi que le confinement n'influence pas les intrusions dans les premiers instants mais qu'il ralentit leur propagation à partir d'une longueur de propagation égale à trois quarts de la longueur de la cavité. Ce résultat nouveau n'a jamais été confirmé mais la présence d'un écoulement stratifié en amont a été plusieurs fois mise en évidence⁹. Ces écoulements horizontaux liés à du fluide bloqué en amont par le déplacement d'objets 2D peuvent être interprétés comme des ondes internes de fréquence nulle.

⁹ Non visible sur les images des intrusions colorées par fluorescéine de la figure 6

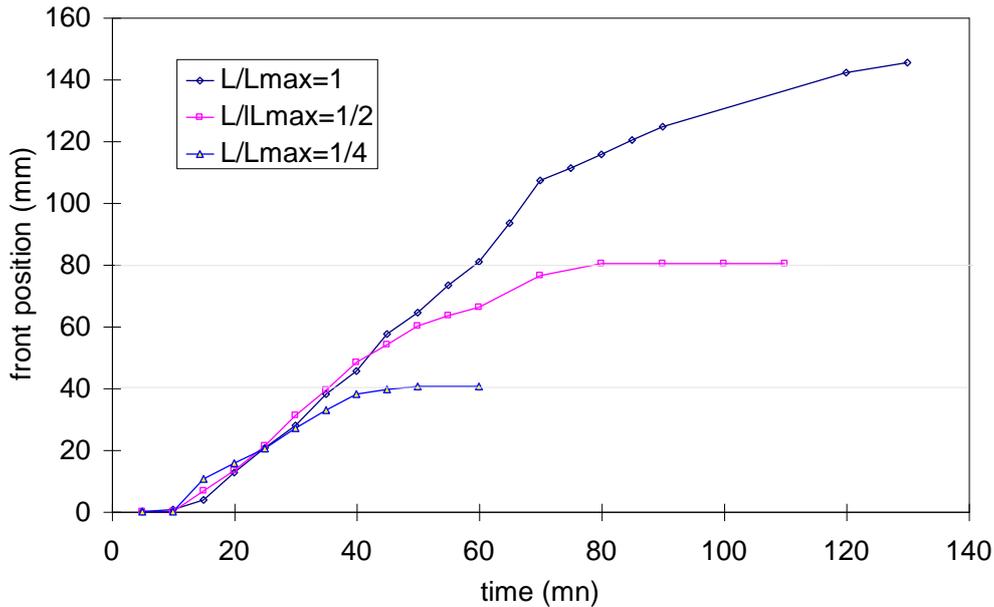


Figure 8 : longueur moyenne des intrusions en fonction du temps pour différentes longueur totale de l'enceinte.

II.2.1.4. Analyse d'un roll-over en laboratoire

Basé sur une similitude avec un cas industriel en nombre réduits Π , Le , $R\rho$ initial, une étude expérimentale a pu être développée avec la même géométrie (cylindrique et même rapport d'aspect), et les mêmes conditions limites. Les conditions initiales de cette stratification sont caractérisés par un écart de fraction massique de 3,85 % ; un écart de température de $-0,35$ °C, soit un écart de masse volumique initial de $2,8$ kg/m³ ; le rapport de flux R_f (flux de fond sur flux de côté) est de 2. Les évolutions de la température et de la fraction massique de soluté dans les deux couches homogènes et dans les intrusions de l'interface ont été suivies au cours du temps (figure 9).

La présence des différentes intrusions double-diffusives dans l'épaisseur de l'interface est visible sur les profils de température (figure 9-a). La position des extrema locaux de la température a permis de définir les positions verticales de ces couches et ainsi l'évolution de leur température et de leur concentration moyenne au cours du temps. Les conclusions sont :

- l'échauffement de la couche inférieure est effectivement plus rapide que celle de la couche supérieure dont la condition d'équilibre avec la phase gazeuse n'a pas pu être parfaitement assurée.
- Le nombre des cellules diminue sous l'effet de l'entraînement par les écoulements turbulents des couches inférieures et supérieures.
- Cet entraînement est responsable de l'évolution en concentration des couches inférieures et supérieures.
- Les transferts de chaleur et de masse sont très faibles jusqu'à la disparition de la dernière cellule dans l'interface.
- La destratification se fait brutalement par « roll-over » quand la différence de densité des deux dernières couches devient faible.

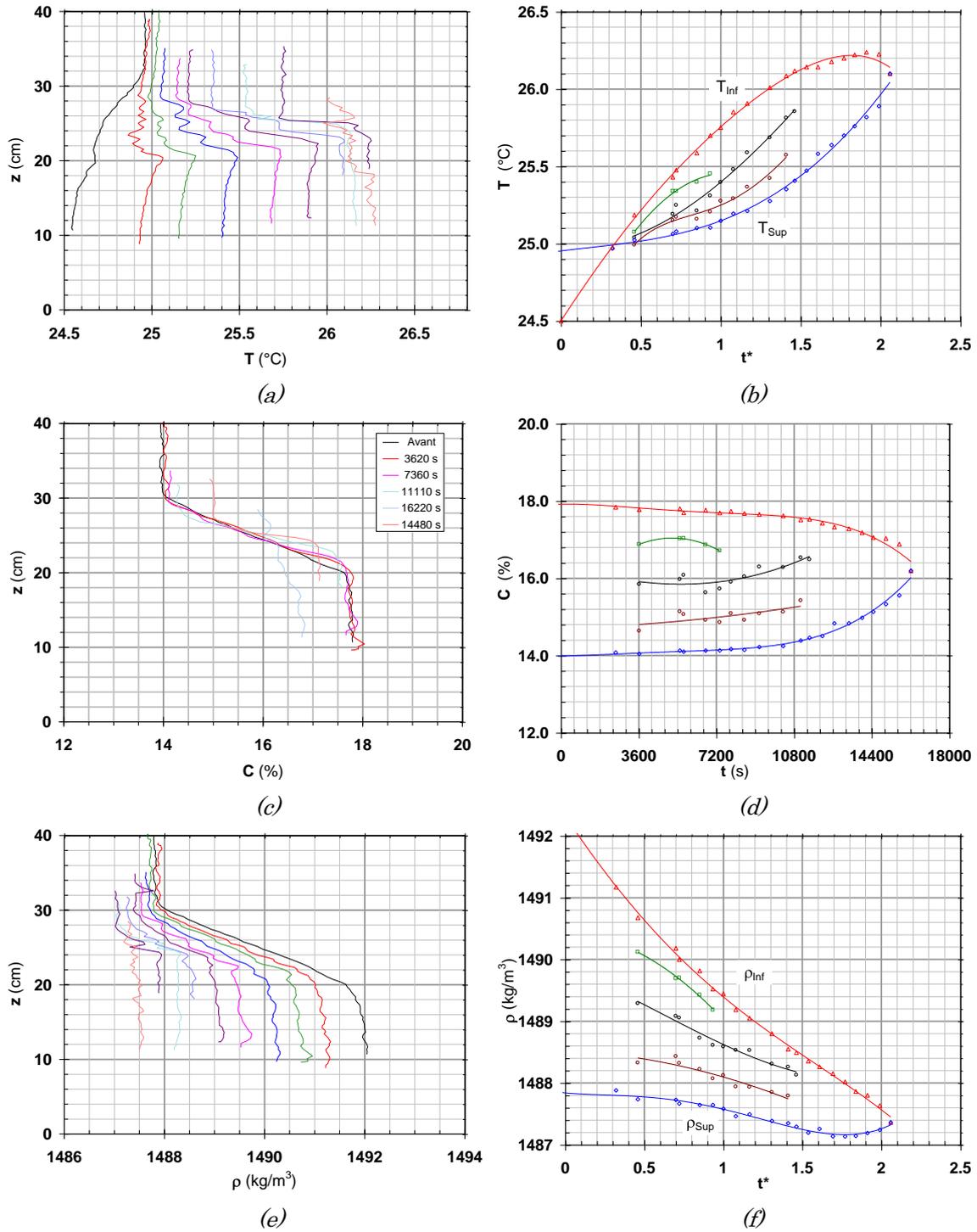


Figure 9 : Evolution d'une enceinte remplie avec une stratification massique et soumise à des flux de chaleur latéraux et de fonds : (a) profils verticaux de température, (b) températures moyennes des différentes couches homogènes identifiées, (c) profils verticaux de fraction massique, (d) fraction massiques des couches, (e) profils verticaux de masse volumique et (f) masse volumique des couches.

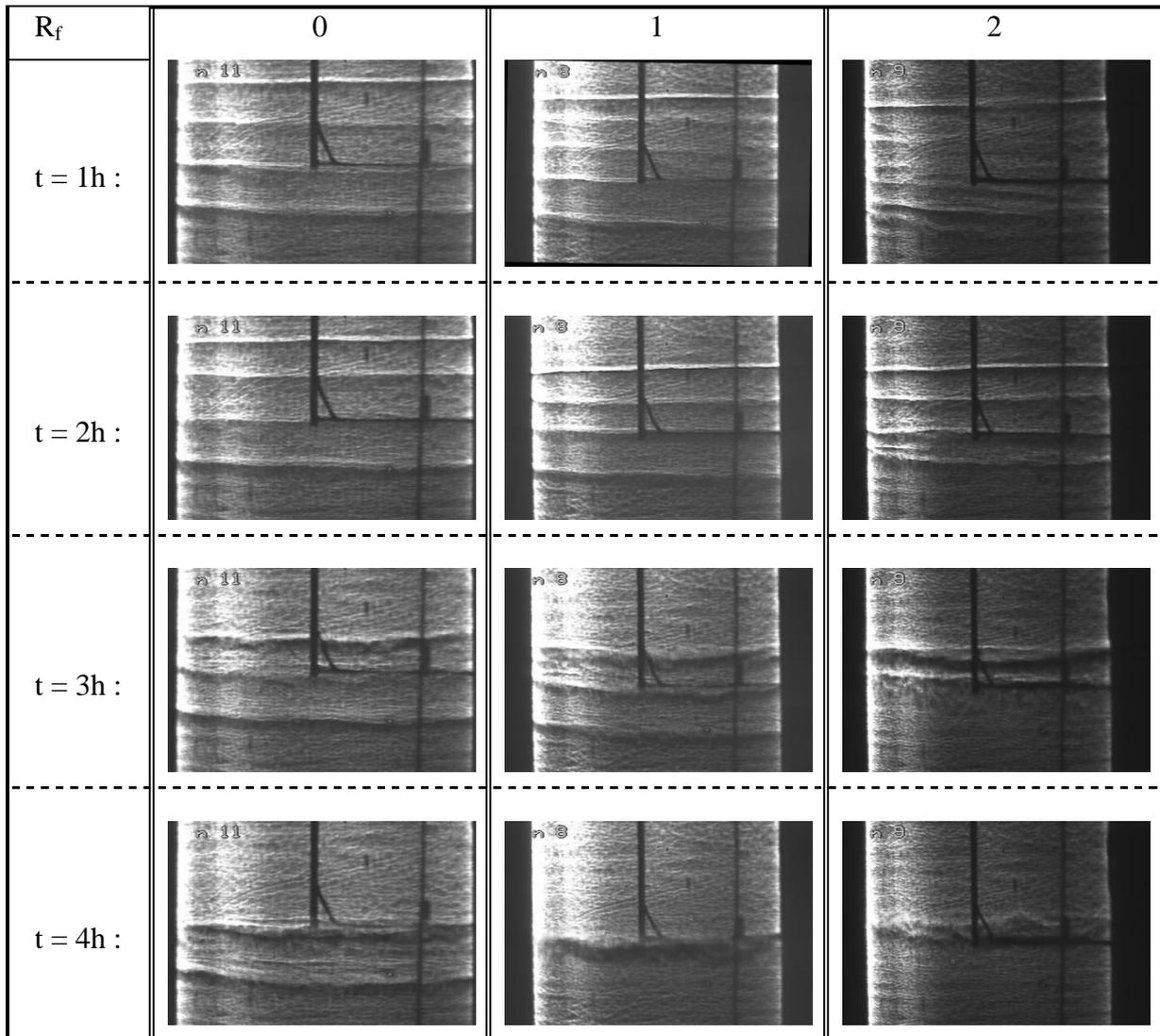


Figure 10 : visualisations par ombrographie de l'interface stratifié pour différents rapport R_f entre les densités de flux de chaleur de fond et latéraux. Le nombre d'intrusions se réduit avec le temps de 3-4 à 0 par les phénomènes d'entraînement. L'ombre en équerre au centre des images correspond à un mât d'une dizaine de thermocouples servant à mesurer la vitesse de propagation des intrusions diffusives mal définies sur ces images en géométrie cylindrique.

II.2.1.1. Influence de la géométrie du chauffage

Ce chapitre est un extrait de la référence [47].

Le rapport de densité de flux au fond de l'enceinte et sur les parois latérales est noté R_f . Suite à l'expérience de référence précédente ($R_f=2$), l'entraînement turbulent aux frontières supérieure et inférieure semble jouer un rôle fondamental en affinant l'interface. Ces écoulements sont induits par les flux aux parois et à la surface libre et ainsi leurs valeurs relatives peuvent induire des écoulements identiques de part et d'autre ou bien au contraire d'intensités très différentes¹⁰. Ainsi pour $R_f=1$ (figure 10), l'entraînement est actif des deux cotés de l'interface, mais plus important à la frontière supérieure de l'interface car les flux de chauffage latéraux sont amplifiés par la perte de chaleur liée à l'évaporation à la surface libre. L'augmentation du flux de fond ($R_f=2$, figure 10) rend les vitesses d'entraînement supérieures et inférieures sensiblement égales et induit le même type de destratification par roll-over que dans le cas $R_f=1$. Par contre, la disparition du flux de fond $R_f=0$ accentue la faiblesse relative

¹⁰ Ce point a d'abord été évoqué par GdF et ses partenaires qui ont observé que certaines cuves de stockage de GNL étaient plus sujettes aux rollover que d'autres.

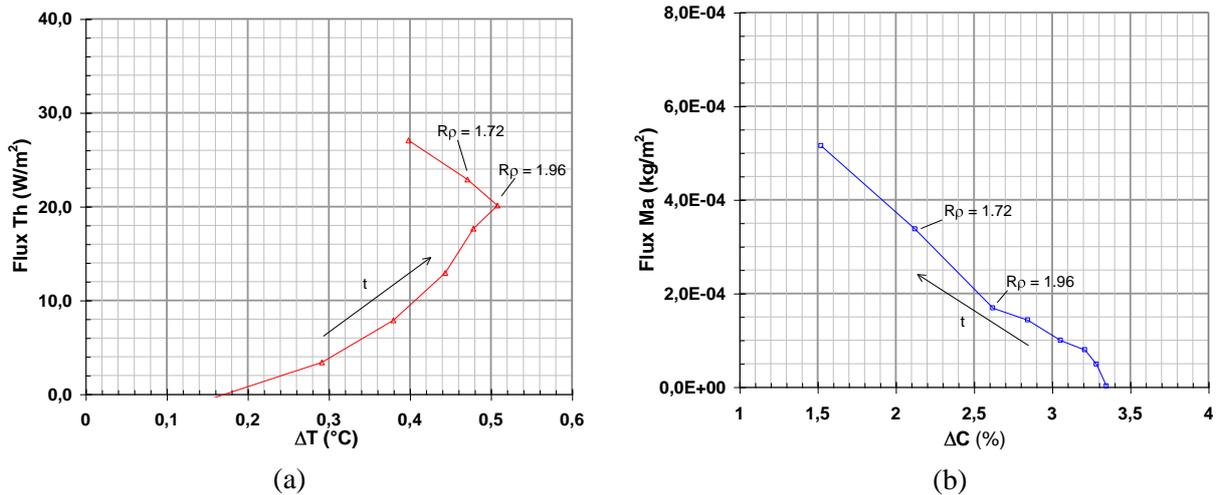


Figure 11 : Evolution des flux de chaleur en fonction de l'écart de température (a) et du flux de masse en fonction de l'écart de fraction massique de soluté (b) entre les deux couches d'une enceinte en présence d'une interface fine. Le rapport de stabilité R_p décroît dans le temps avec une destratification avant la valeur 1.

de l'entraînement par la couche inférieure. L'interface s'affine alors uniquement par disparition des cellules double-diffusives par le haut puis le système évolue calmement par une descente progressive de l'interface jusqu'au fond de l'enceinte. Cette destratification progressive est simplement lié à la valeur très supérieure de la vitesse d'entraînement dans la couche supérieure par rapport à celle dans la couche inférieure. Cette analyse de l'influence du rapport de flux et donc de l'intensité des écoulements induits dans les couches supérieures et inférieures permet ainsi de comprendre que les cuves industriels sont d'autant plus sujettes aux rollovers violents que R_f est grand

II.2.2. Transfert de chaleur et de masse à l'interface stratifié

Ce sujet a été mené par Yacine Zellouf qui a préparé sa thèse de doctorat avec un financement ADEME-Région Pays de la Loire et un intérêt décroissant de GdF dont la restructuration a vu le démantèlement de ses moyens d'essai du site nantais.

II.2.2.1. Mesures en similitude industriel

Ce chapitre est un extrait de la référence [48].

La résistance aux transferts étant formée par les interfaces diffusives nous avons pu suivre l'évolution temporelle des températures moyennes et des fractions massiques moyennes d'enceintes stratifiées en présence d'une interface fine sans cellules double-diffusives internes et pour un chauffage respectant un rapport de stabilité R_p et un flux de chaleur types d'une situation industrielle :

$$R_p = \frac{\beta_c \Delta C}{\beta_T \Delta T} \quad \text{Équation 14}$$

Au cours du temps l'écart de température entre les deux couches ΔT augmente et l'écart de concentration ΔC diminue, avec une situation statique stable jusqu'à $R_p=1$. Si nous cherchons à interpréter ces transferts de chaleur en terme de mécanismes diffusifs il est naturel de les tracer en fonction des écarts de propriétés diffusantes comme sur la figure 11.

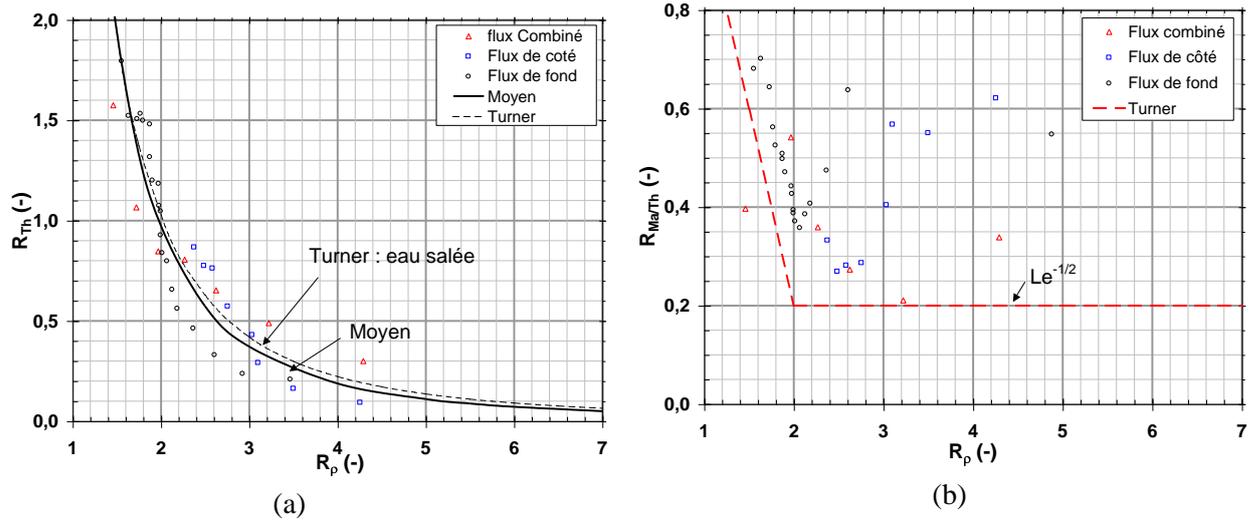


Figure 12 : Synthèse sur les différents essais du calcul du transfert de chaleur (a) et de masse (b) à travers une interface double-diffusive

Si le flux de chaleur est bien croissant avec l'écart de température entre les deux couches pour $R_\rho > 2^{11}$, il n'en est pas du tout de même pour le flux de masse ce qui a conduit les études antérieures à construire les rapports des flux R_{th} flux de chaleur réduit et $R_{Ma/Th}$ flux de masse sur flux de chaleur en fonction de R_ρ en suivant l'analyse de Turner (1973) pour essayer de trouver une certaine universalité. La figure 12 reporte nos mesures sur les courbes de référence Turner (1973).

Ainsi si le transfert de chaleur est influencé par l'écart de fraction massique de soluté à l'interface qui décroît au cours du temps, c'est le flux de chaleur vertical qui pilote le flux de masse. Les deux flux sont couplés par la dynamique de l'écoulement dont le moteur est en grande partie le flux de chaleur à l'interface !

II.2.2.2. Stratégie de modélisation

Les résultats précédents ont montré que la destratification était pilotée par le flux de chaleur et de masse à travers l'interface et notamment par le phénomène d'entraînement aux frontières de l'interface. Malheureusement le système précédent étant en convection naturel, la dynamique de l'écoulement et les flux de chaleur et masse sont totalement couplés.

Le choix a donc été fait de construire un nouveau dispositif reprenant l'expérience historique de Turner avec une interface stratifiée positionnée entre deux écoulements turbulents générés par l'oscillation verticale de grilles de manière à découpler l'écoulement du niveau de transfert (figure 13).

¹¹ Valeur de 1,96 sur la figure 11

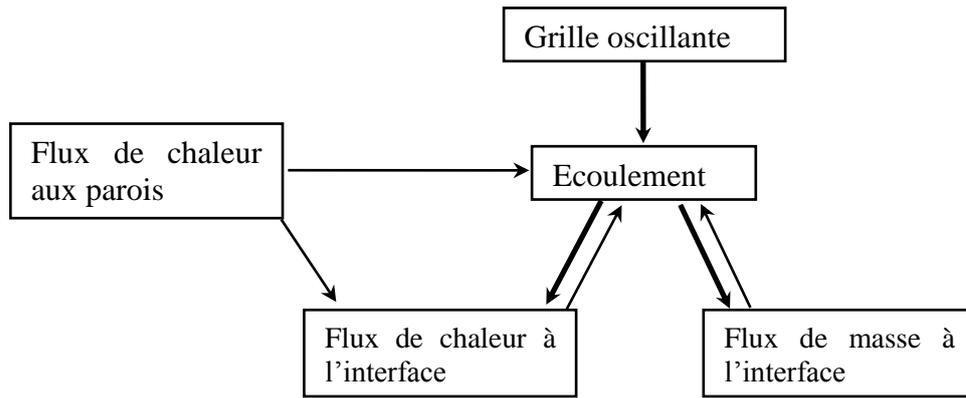


Figure 2 : diagramme des interactions gouvernant les flux de chaleur et de masse avec flèche épaisse la simplification apportée la convection forcée avec la grille oscillante

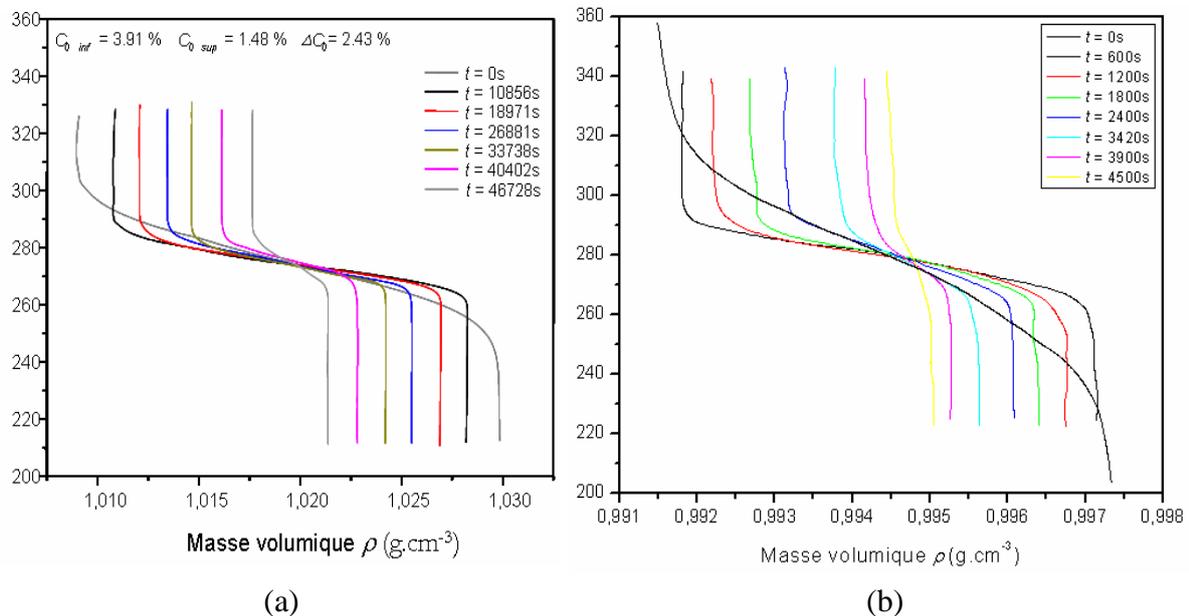


Figure 14 : Evolution des profils de densité dans le milieu stratifié pour une stratification en sel (a) et en température (b) pour différents temps d'expérience

Ces écoulements sont alors totalement contrôlés par la course et la fréquence de l'oscillation ainsi que par la distance de l'interface aux grilles comme nous l'avons vérifié dans Zellouf et al. [6]. Une simplification supplémentaire a été de réaliser les stratifications non pas en double mais en simple diffusif. En effet l'analyse précédente n'a aucunement besoin de mécanisme de couplage fins entre les flux de chaleur et de masse. Par contre comme l'entraînement peut être sensiblement différent en fonction de la valeur du coefficient de diffusion moléculaire, nous avons réalisé toutes nos expériences à la fois en stratification massique puis en stratification thermique.

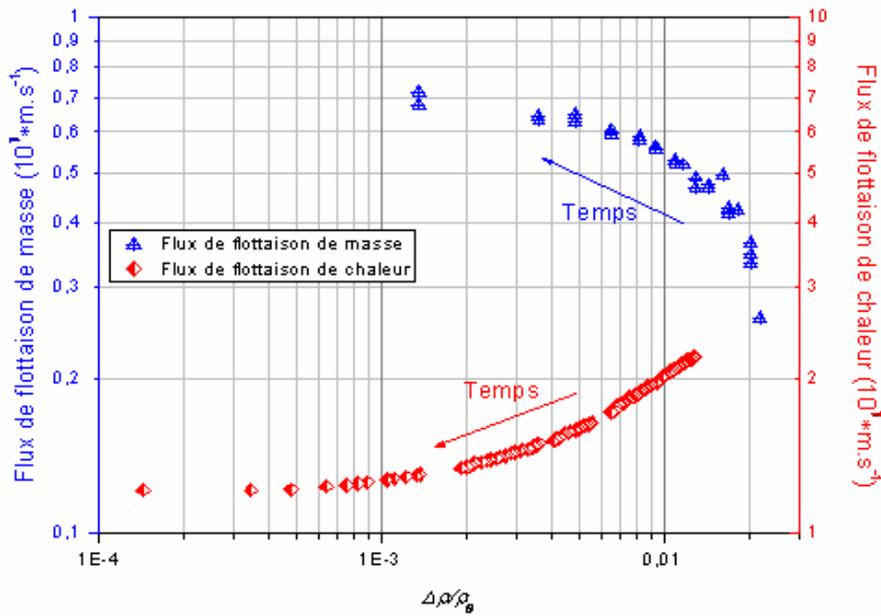


Figure 15 : Flux de flottaison dans les deux cas de stratification en sel et en température

II.2.2.3. Expériences de grille oscillante

Ce chapitre est un extrait des références [6, 56].

Nous avons donc réalisé des suivis de stratifications (figure 14) avec des interfaces fines soumises à une turbulence de grille identique de part et d'autre en partant initialement d'un nombre de Richardson grand, donc d'une situation très stable :

$$R_i = g \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{l'}{u'^2} \quad \text{Équation 15}$$

avec l' et u' les échelles de longueur et de vitesse caractéristiques de la turbulence dans les couches homogènes au voisinage de l'interface.

Les figures 14 montrent des évolutions identiques dans les deux cas avec une interface assez épaisse au début liée au remplissage et au temps d'attente avant le démarrage de l'agitation. Puis l'interface s'affine rapidement jusqu'à une épaisseur d'équilibre finie et tous les profils se croisent au milieu de l'enceinte ce qui démontre que l'interface garde toujours la même position moyenne et que le bilan de chaleur ou de masse reste bien nul. Par contre il est important de remarquer que l'écart temporel entre chaque profil est dix fois plus petit dans le cas thermique car les flux interfaciaux sont beaucoup plus importants que dans le cas salin.

Les mêmes analyses que dans le cas double-diffusif sont ainsi possibles et la figure 15 montre les mêmes comportements de lois de transferts dans ces situations simple-diffusives ce qui démontrent que le couplage entre les deux flux dans le cas double-diffusif (figure 15) s'effectue bien uniquement par la dynamique de l'écoulement et non par des effets microscopiques à l'intérieur de la zone stratifiée.

Il est donc crucial de comprendre pourquoi pour un même écoulement et une même différence de densité les cas thermique et massique donnent des transferts apparemment si différents.

L'interprétation peut utilement se faire en termes de vitesse d'entraînement u_e :

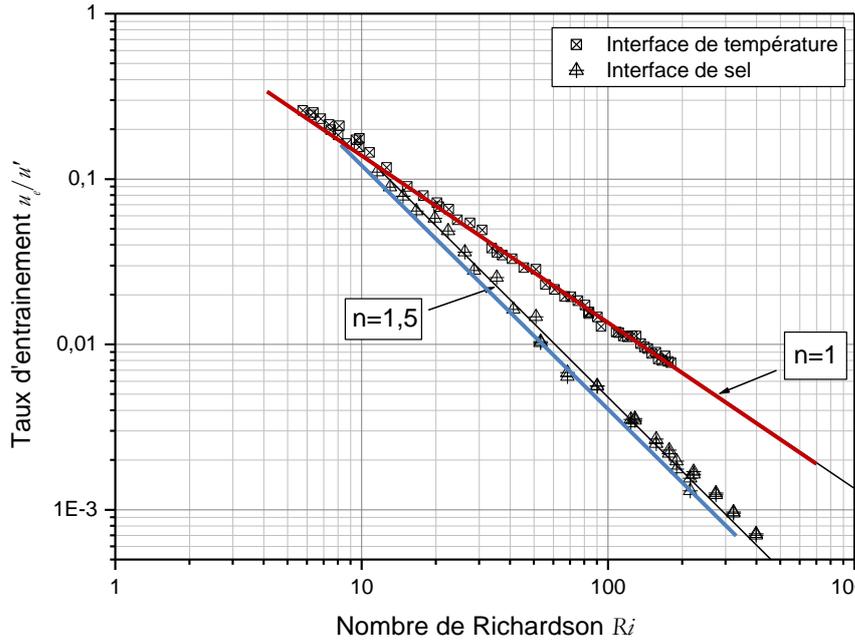


Figure 16 : Mesure du taux d'entraînement à travers l'interface dans les deux cas de stratification de chaleur et de masse

$$u_e = - \frac{h_{\text{sup}}}{X_{\text{sup}} - X_{\text{inf}}} \frac{dX_{\text{sup}}}{dt} \quad \text{Équation 16}$$

La figure 16 indique que la différence entre le cas thermique ($X=T$) et le cas massique ($X=C$) augmente avec la stabilité de l'interface. La diffusion moléculaire devient naturellement un phénomène limitant pour le transfert quand l'énergie d'agitation est de plus en plus petite face à l'énergie potentielle de l'interface.

A l'heure actuelle aucun modèle simple ne permet de reproduire ce type de différence dans la vitesse d'entraînement en fonction du coefficient de diffusion moléculaire. Mais notre démarche de passer du double au simple-diffusif a été conforté par l'expression de ces résultats suivant les mêmes variables que Turner (figure 17).

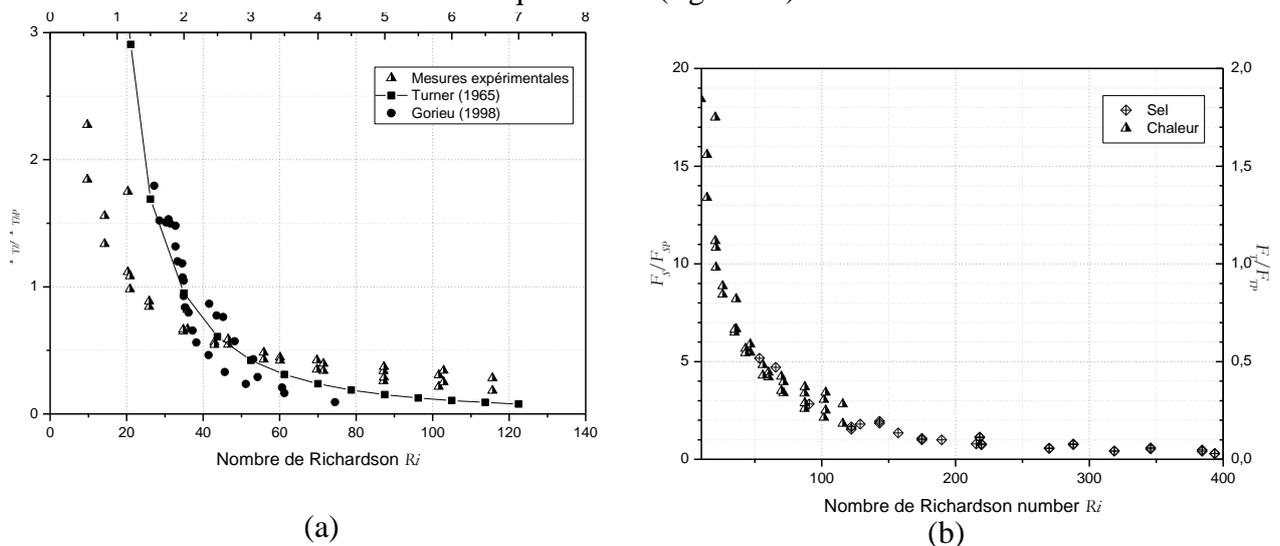


Figure 17 : Transfert de chaleur adimensionné en fonction du nombre de Richardson Ri et du rapport de stabilité de l'interface R_ρ (a) et comparaison avec le cas massique (b).

Pour cela il a fallu relier le nombre de Richardson au paramètre de stabilité R_ρ des expériences double-diffusives en remarquant qu'ils représentent tous les deux le rapport entre une force stabilisante sur une force déstabilisante. Il est alors nécessaire d'interpréter le nombre de Grashof comme un nombre de Reynolds en convection naturelle pour obtenir la vitesse caractéristique de convection naturelle :

$$U_C = \sqrt{g\alpha\Delta T L_C} \quad \text{Équation 17}$$

où L_C est la longueur convective caractéristique. On redéfinit le rapport de stabilité comme suit :

$$R_\rho = \frac{\beta \Delta S}{\alpha \Delta T} = \frac{\beta \Delta S}{U_C^2 / g L_C} \propto \frac{g \Delta \rho l'}{\rho u'^2} = Ri \quad \text{Équation 18}$$

Si on essaie de faire coïncider nos mesures simple-diffusives avec celles de convection naturelle double-diffusive (figure 17-a), on obtient un coefficient de proportionnalité de l'ordre de 20 entre R_ρ et Ri . Par contre la loi de transfert pour une même valeur du nombre de Richardson ou du paramètre de stabilité n'est pas du tout identique entre le cas thermique et le cas massique (figure 17-b) avec des flux 10 fois plus faibles pour le cas massique.

II.2.2.1. Modèle phénoménologique

Ce chapitre est un extrait de [60].

Les différents modèles déjà proposés dans la littérature postulent tous un schéma de transfert en parallèle avec un mode diffusif et un mode convectif ou d'entraînement qui devient majoritaire aux petits nombres de Richardson. Or nous remettons fondamentalement en cause cette vision par le fait que le nombre de Richardson étant grand, l'interface est stable et le passage direct de fluide de la couche inférieure à la couche supérieure est impossible.

Nous proposons donc un modèle différent schématisé sur la figure 18 qui est basé sur la volonté de définir une épaisseur d'interface qui résulte de l'équilibre entre l'épaississement de l'interface par la diffusion moléculaire et le mélange par ondes internes et son affinement par l'arrachage de fluide interfacial par les structures turbulentes.

La validation de ce modèle est complexe et nous donnons donc juste ici le principe des lois phénoménologiques permettant le calcul des différentes variations d'épaisseur définies sur la figure 18 pendant une unité de temps correspondant au temps caractéristique des structures turbulentes $t=l'/u'$:

$$\begin{aligned} \delta_{diff} &= C_1 \sqrt{k t} & \delta_u &= C_2 \sqrt{v t} \\ \delta_{oi} &= Ri_{oi} \frac{u'^2}{g \Delta \rho / \rho_u} & Ri(\delta_e) &= g \frac{\delta \rho(z)}{\rho_u} \frac{l'}{u'^2(\delta_e)} = Ri_c \quad \text{d'où } \delta_e \end{aligned}$$

avec Ri_{oi} et Ri_c les valeurs critiques du nombre de Richardson, respectivement, pour produire du mélange par ondes internes dans l'interface et pour pouvoir arracher du fluide de l'interface.

Afin de reproduire les évolutions expérimentales, il est nécessaire d'adapter les valeurs des paramètres C_1 , C_2 , Ri_{oi} and Ri_c . Avec 4 paramètres, il est certain qu'il est possible de trouver plusieurs jeu de valeurs compatibles et nous avons choisi d'en fixer 2 : $C_1=1$, $Ri_w=0.25$. L'optimisation permet alors d'obtenir $C_2=2.7$ et $Ri_c=42$.

La comparaison avec les données expérimentales est montrée sur la figure 19. Pour des valeurs de nombre de Richardson inférieures à 10, les phénomènes de mélanges turbulents à l'interface deviennent prépondérants et leur complexité est hors de portée de ce modèle phénoménologique.

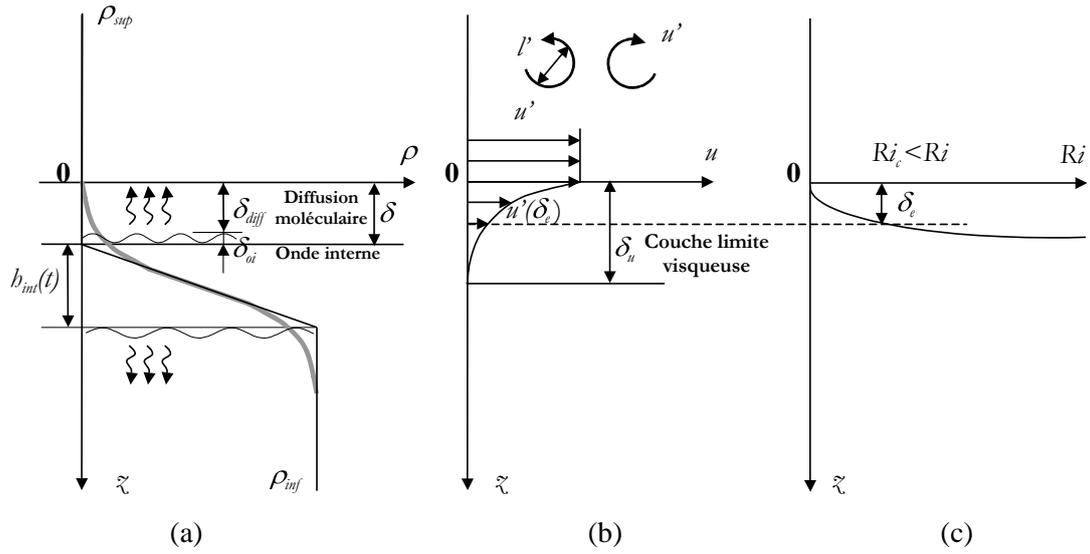


Figure 18 Schéma du modèle d'entraînement, (a) mécanisme d'épaississement de l'interface, (b) mécanisme d'entraînement et (c) critère d'arrachage et d'affinement de l'interface

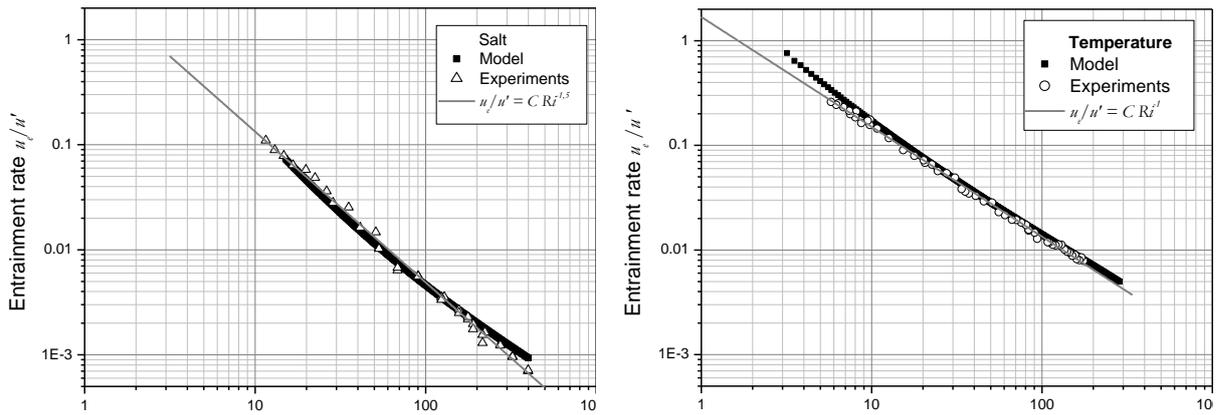


Figure 19 : comparaison des taux d'entraînement mesurés expérimentalement et simulés

II.3. Transfert en écoulement de Görtler

Ce sujet historique au laboratoire Thermocinétique a été le sujet de la thèse d'état de Hassan Peerhossaini avec qui j'ai encadré partiellement trois thèses avec une attention particulière d'abord à l'acquisition des mesures expérimentales puis à leur analyse et finalement à leur simulation numérique.

Les instabilités de Görtler font partie de la grande famille des instabilités centrifuges dont la plus connue est celle de Couette-Taylor (Charru 2007). Ces travaux fondamentaux pour les applications aéronautiques (écoulements sur les intrados d'aile d'avion ou de turbines) ont été financés par la DRET du ministère de la défense. Comme le rappelle François Charru (2007), d'une part ces instabilités sont génériques et susceptibles de rendre tridimensionnel tout écoulement curviligne et d'autre part elles induisent une transition vers la turbulence différente du cas bidimensionnel plus étudié. Au LTN nous nous sommes concentrés sur les conséquences de cette instabilité sur les transferts de chaleur.

II.3.1. Analyse dimensionnelle

II.3.1.1. Cas isotherme

L'analyse dimensionnelle d'une couche-limite sur paroi plane fait apparaître un seul groupement réduit, le nombre de Reynolds :

$$Re_x = \frac{u_x}{\nu}. \quad \text{Équation 19}$$

La présence de la concavité a comme effet principal l'apparition d'une force d'inertie centrifuge et d'un gradient de pression normale à la paroi. L'équilibre entre ces deux forces normales à la paroi est potentiellement instable quand le critère de Rayleigh¹² est réalisé, mais l'analyse de stabilité linéaire d'un écoulement visqueux fait apparaître plutôt le nombre de Görtler :

$$Go_\theta = Re_\theta \cdot \sqrt{\theta/R} \quad \text{Équation 20}$$

avec θ l'épaisseur de couche limite et R le rayon de courbure. Ce groupement réduit a été interprété comme le rapport entre le temps de diffusion visqueuse sur la distance θ au temps caractéristique de l'advection du fluide sous l'action de la force centrifuge sur la distance θ . Ce nombre est considéré comme le paramètre de contrôle de l'instabilité de Görtler.

Notons que si le nombre de Görtler est construit comme le nombre de Reynolds multiplié par un terme de courbure, une infinité d'écoulements peuvent avoir le même nombre de Görtler avec des nombres de Reynolds différents. Ainsi les deux nombres réduits restent pertinents et indépendants pour définir l'écoulement.

II.3.1.2. Cas anisotherme

Ce chapitre est en partie extrait de [13].

En général, le chauffage de la paroi a des effets déstabilisants sur un écoulement de couche limite. Le premier effet réside dans le fait que l'élévation de température dans l'air proche de la paroi augmente sa viscosité cinématique entraînant une décélération du fluide proche de la paroi qui se traduit par un point d'inflexion sur le profil de vitesse (Schlichting [1968]). Le second est que dans le même temps la densité de l'air proche de la paroi diminue, modifiant

¹² Le critère de Rayleigh définit les profils radiaux de vitesse longitudinale qui sont instables si la dérivée radiale du moment cinétique est négative : $\frac{\partial}{\partial r}(r \cdot u(r)) < 0$

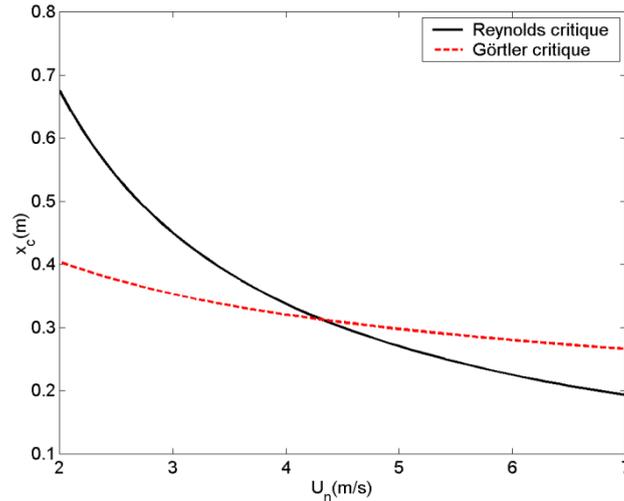


Figure 20 :position longitudinale critique en fonction de la vitesse nominale pour atteindre le nombre de Reynolds critique ou le nombre de Görtler critique

ainsi les phénomènes de gravité par rapport à un écoulement isotherme. Une estimation des effets de la variation de température sur la stabilité d'un écoulement sur paroi concave a été réalisée dans les travaux de Kamotani et al. (1985). Ses travaux ont montré que ces effets dépendent du rapport Gr/Go^2 où Gr est le nombre de Grashoff et Go le nombre de Görtler et deviennent importants pour des valeurs de Gr/Go^2 supérieures à l'unité. Dans notre cas, ce critère est très inférieur à 1 ($Gr/Go^2=0.093$).

Un autre raisonnement considérant un nombre de Froude ou de Richardson critique de 1 permet de définir la vitesse minimale pour pouvoir négliger les variations de densité :

$$Ri = \frac{g\beta\Delta T L}{U^2} < 1 \Rightarrow U > 0,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{Équation 21}$$

De ce fait, le chauffage imposé sur la paroi n'a pas de rôle prépondérant dans la déstabilisation de l'écoulement.

L'équation de transport de la chaleur fait intervenir un groupement supplémentaire, le nombre de Péclet :

$$Pe_x = \frac{Ux}{\alpha} = Re_x \cdot Pr \quad \text{Équation 22}$$

Le nombre de Prandtl étant voisin de l'unité, le nombre de Péclet aura sensiblement les mêmes valeurs que celles du nombre de Reynolds et par la suite nous pourrions interprétés les transferts de chaleur en utilisant l'analogie de Reynolds :

$$St = \frac{\phi}{U\rho c\Delta T} = \frac{1}{2} C_f \quad \text{Équation 23}$$

où C_f est le coefficient de frottement caractérisant le transfert de quantité de mouvement vers la paroi et St représentant un flux de chaleur réduit. L'usage en thermique étant l'utilisation du nombre de Nusselt, il est utile de relier ces deux groupements réduits :

$$Nu = St \cdot Re \cdot Pr \quad \text{Équation 24}$$

II.3.2. Influence couplée des nombres de Reynolds et de Görtler

Ce chapitre est en partie extrait de [52,53].

Comme nous l'avons suggéré dans l'analyse dimensionnelle les deux paramètres Re et Go doivent être conservés pour décrire l'état de l'écoulement de couche limite sur paroi concave. Pour s'en persuader il suffit de considérer le cas d'une plaque de très faible concavité qui va avoir une transition par des ondes de Tollmien-Schlichting vers $Re_c=1,5 \cdot 10^5$ (le nombre de

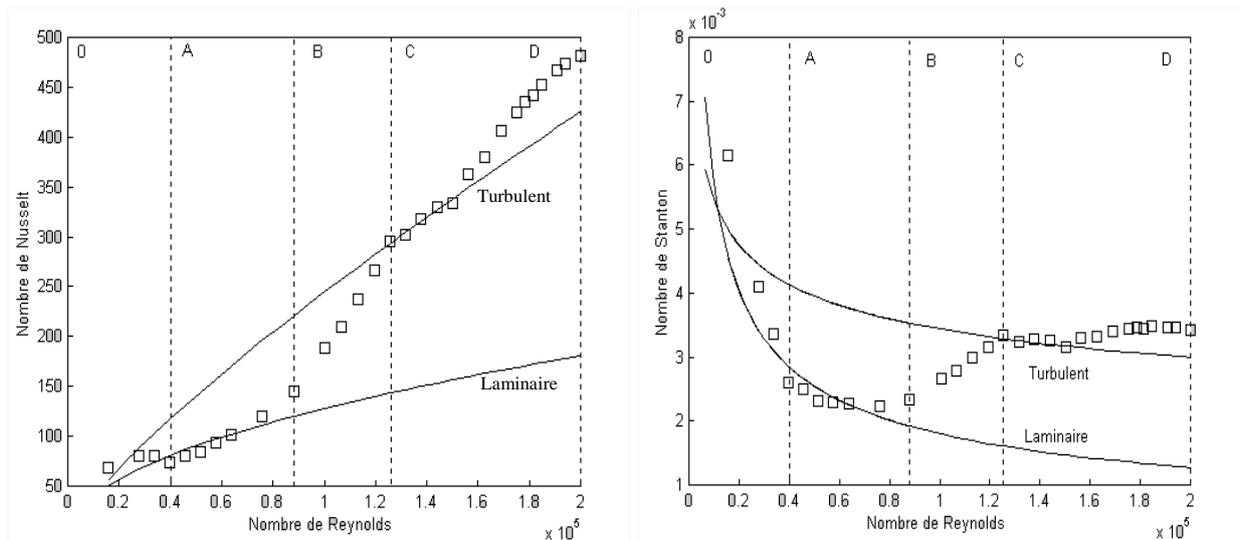


Figure 21 : Résultat caractéristique de l'évolution du transfert de chaleur expérimental le long de la paroi concave à $U_n=4,8\text{m.s}^{-1}$, comparés aux corrélations sur paroi plane.

Görtler restant faible) et celui au contraire obtenu pour une concavité forte permettant d'atteindre un nombre de Görtler critique de 1 pour un nombre de Reynolds modéré. Il est ainsi possible de déterminer pour notre modèle expérimental la position longitudinale x_c d'apparition des instabilités sur la figure 20.

Dans le cas d'un rayon de courbure de 65cm, l'instabilité de Görtler va se développer avant la transition à la turbulence pour des vitesses nominales plus petites que 4m.s^{-1} , alors que pour des vitesses nominales plus grandes que 5m.s^{-1} la transition turbulente classique sur plaque plane masquera partiellement les effets centrifuges.

II.3.3. Influence des instabilités primaire et secondaire

Ce chapitre est en partie extrait de [5,41,50].

Les expériences ont été menées pour différentes vitesses nominales, U_n , imposées en amont de la maquette et la figure 21 montre des résultats typiques de ceux qui nous ont intéressés et pour lesquels l'ensemble des étapes d'évolution de la couche limite est présent :

- Portion *OA*, correspond au bord d'attaque, au raccordement avec la partie concave et à une partie de cette dernière. L'échange thermique est approximativement celui connu en couche limite laminaire sur plaque plane (écoulement laminaire-stationnaire 2D) avec un niveau initial de St souvent supérieur lié au gradient favorable de pression sur le bord d'attaque.
- Portion *AB* où le transfert de chaleur sur paroi concave dévie progressivement de la loi sur plaque plane avec l'apparition d'un « plateau » avec St à peu près constant. Cette intensification des transferts est liée aux tourbillons longitudinaux dont la croissance non-linéaire sous l'effet de l'instabilité centrifuge atteint un niveau important (écoulement laminaire stationnaire 3D).
- Portion *BC*, correspond à une augmentation du coefficient de transfert qui rejoint progressivement des niveaux voisins ou supérieurs au niveau turbulent sur plaque plane. Les gradients transversaux de vitesse créés par les tourbillons longitudinaux deviennent instables (instabilités dites secondaires) avec une croissance longitudinale rapide conduisant à la transition vers la turbulence. Les transferts sont donc intensifiés par le transport supplémentaire lié aux corrélations des fluctuations de vitesse et de température (écoulement instationnaire 3D).

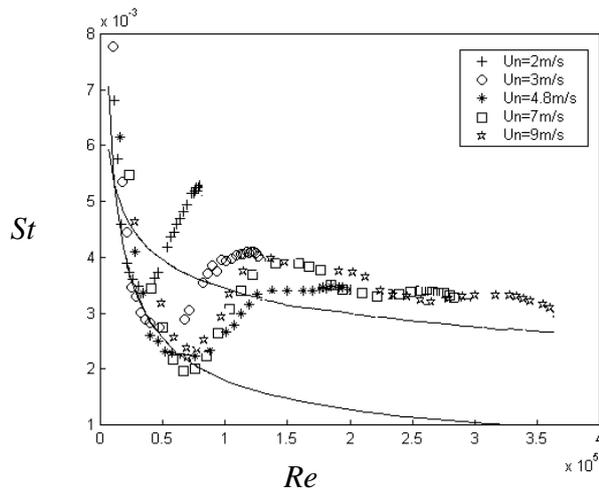


Figure 22: Evolution de St en fonction de G_0 pour U_n variant entre 2 m.s-1 et 9 m.s-1.

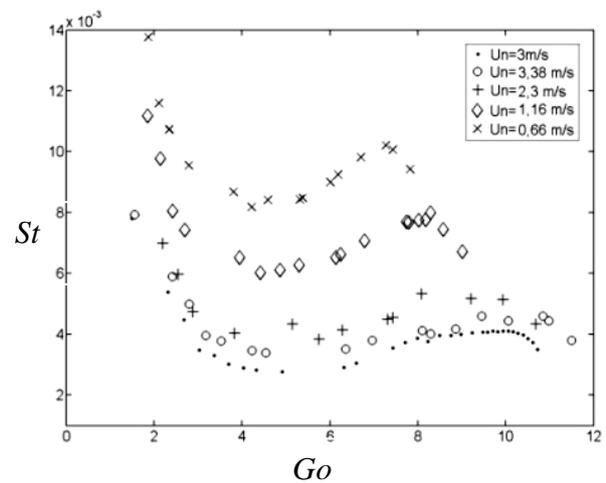


Figure 23: Evolution de St en fonction de G_0 pour U_n variant entre 0,66 m.s-1 et 3,38 m.s-1.

Portion CD , correspond à la transition vers la turbulence avec l'apparition de spots turbulents et une évolution longitudinale du coefficient de transfert parallèle à celle de la loi de couche limite turbulente sur plaque plane. La courbure entraîne souvent un niveau de transfert supérieur au cas de la plaque plane notamment par la présence moins bien définie (intermittente) de structures longitudinales encore présentes (écoulement de Görtler turbulent).

Notons que sur la figure 21, les variations du Nu local sont masquées par la croissance globale en x liée à sa définition. Au contraire, les variations de St sont très marquées avec notamment la présence d'un minimum de transfert local juste avant l'apparition des instationnarités. Aussi par la suite nous préférons la description en terme de St pour l'étude du transfert en régime laminaire car son évolution permet une compréhension immédiate de l'état de l'écoulement aux différentes positions longitudinales.

II.3.4. Influence de la vitesse nominale

Ce chapitre est en partie extrait de [5,50,53,57,61].

La figure 22 montre l'influence de la vitesse nominale sur l'évolution longitudinale du nombre de Stanton en fonction du nombre de Reynolds. Les courbes ont la même allure mais le nombre de Reynolds transitionnel n'est constant que pour $U_n > 5 \text{ m.s}^{-1}$ ce qui illustre le résultat énoncé dans le chapitre II.3.2 avec une instabilité de Görtler qui ne s'exprime plus dans la zone laminaire de l'écoulement. Par contre pour des vitesses plus faibles, la figure 23 démontre que les courbes ressentent bien l'influence de l'instabilité de Görtler à partir de $G_\theta > 3,5$ et que la réduction de la vitesse nominale implique une augmentation générale du niveau de valeur du nombre de Stanton.

Cette analyse permet ainsi de définir pour chaque géométrie, les régimes d'écoulement laminaire mais soumis à l'instabilité de Görtler pour lesquels les niveaux de transferts de chaleur peuvent atteindre des niveaux bien plus élevés que toutes les corrélations connues et cela sans l'ajout de générateurs de vortex toujours couteux en encombrement et en pertes de charge.

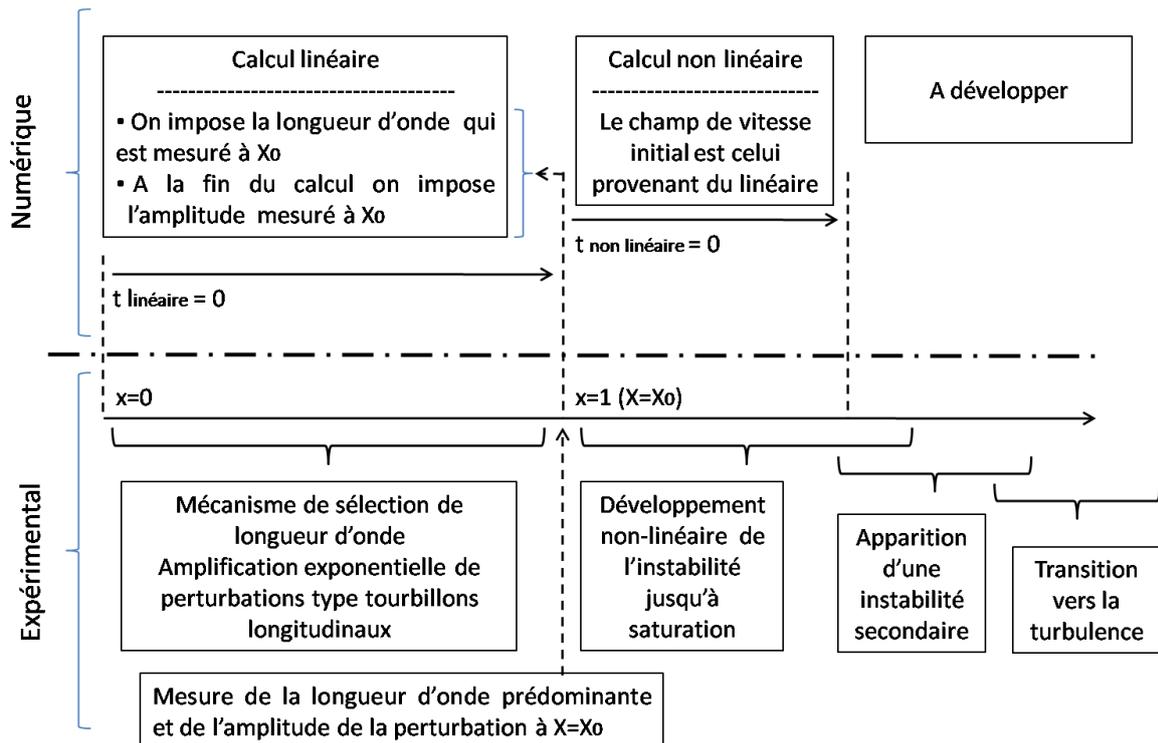


Figure 24 Schéma de la démarche de modélisation numérique comparée au développement physique de l'instabilité

II.3.5. Modèle numérique

Ce chapitre est un extrait de [42,59].

Suivant les travaux antérieurs de J.T.C. Liu, les équations considérées sont celles de Navier et Stokes simplifiées dans le cas d'une couche limite sur paroi concave à rayon de courbure constant se développant dans un tambour en rotation solide à partir de l'instant initial d'arrêt de la rotation des parois.

Ainsi le développement longitudinal suivant x , stationnaire en temps est-il remplacé par un développement temporel en ignorant toutes les variations suivant la direction x :

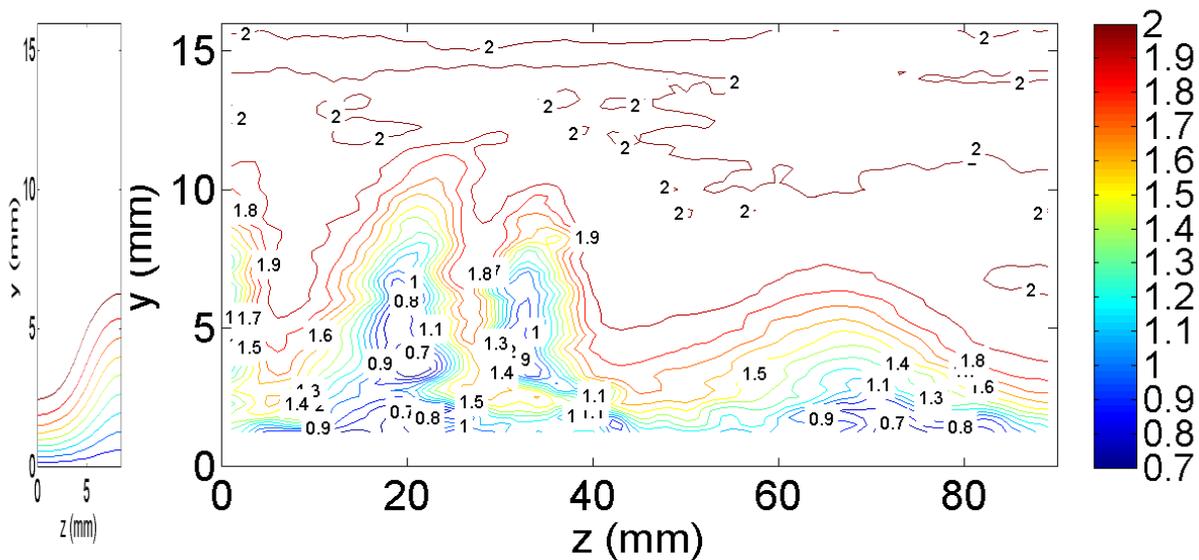
$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{Équation 25}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad \text{Équation 26}$$

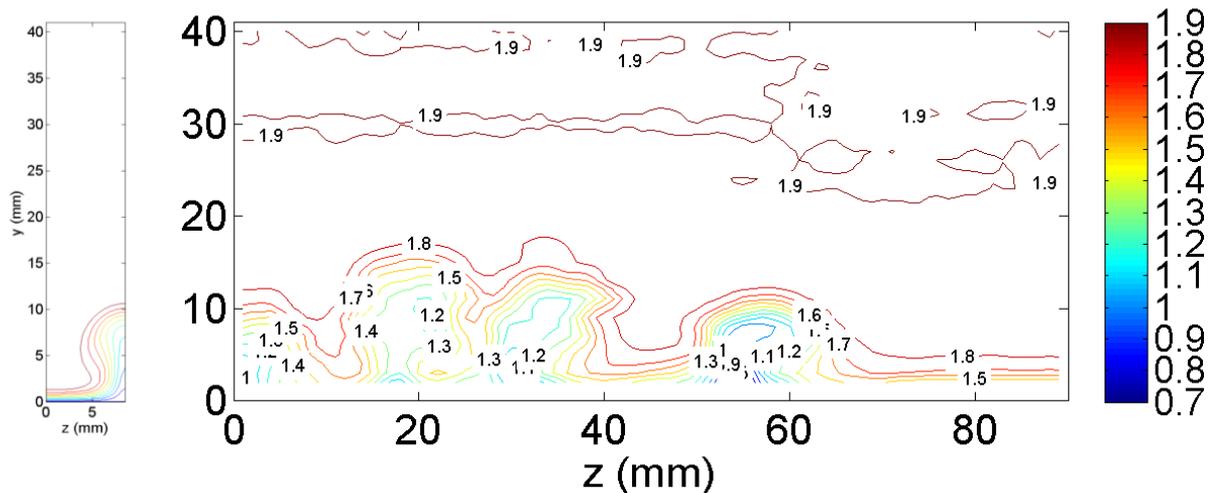
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + G^2 u^2 = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad \text{Équation 27}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad \text{Équation 28}$$

Le passage entre les deux systèmes s'effectue naturellement par une vitesse d'advection U_{adv} qui est à déterminer pour optimiser la comparaison. L'écoulement est alors strictement parallèle mais cette approximation a déjà été validée par J.T.C. Liu. Par contre ces équations sont totalement incapables de prédire l'écoulement autour du bord d'attaque épais et l'intégration ne peut donc se faire qu'à partir d'une position x_0 dans la partie concave. Afin de disposer du champ de vitesse quasi-2D en x_0 , nous résolvons le système précédent linéarisé avec un certain nombre de modes instables permettant de reproduire les longueurs d'onde et amplitudes des tourbillons de Görtler mesuré en x_0 . Cette procédure de simulation temporelle et sa correspondance avec les mesures spatiales sont synthétisées dans la figure 24.



(a) (b)
 Figure 25 : Champ de vitesse longitudinale pour $Un=2\text{m/s}$, $X=29\text{cm}$, (a)résultats numériques sur une demi-longueur d'onde transversale, (b)mesures expérimentales.



(a) (b)
 Figure 26 : Champs de vitesse longitudinale pour $Un=2\text{m/s}$, $X=46\text{cm}$, (a)résultats numériques sur une demi-longueur d'onde transversale, (b)mesures expérimentales.

Le calage du modèle s'obtient pour la valeur de $U_{adv}=0,58Un$.

Les résultats de la figure 25 et de la figure 26 montrent la capacité du modèle numérique précédent à prédire le développement non-linéaire de tourbillons de Görtler. Par contre les champs de vitesse mesurés expérimentalement ne sont pas réguliers comme pour le modèle numérique dont le calcul ne se fait que sur une demi-longueur d'onde transversale. En effet les perturbations amont de l'écoulement expérimental ne sont pas totalement maîtrisées et les tourbillons de Görtler sont donc tous un peu différents en fonction de la position transversale z .

III. Transport diphasique sous écoulement

Ces travaux commencés à Nantes sont ceux qui aujourd'hui constituent mon intégration au LGCGM de Rennes avec notamment des applications de transport sédimentaires et d'hydrologie urbaine. Le schéma de la figure 27 indique les différents projets scientifiques mêlant simulations, expérimentations de laboratoire et de terrain, et modélisations avec les collaborations nombreuses qui rendent le tableau à peu près complet.

Grâce à l'ajout des travaux de collègues (encadrés en pointillés), l'ensemble de ces approches peut être développées sur les trois objets d'études présentées : le fractionnement liquide, le transport hydrique et les phénomènes de colmatage et d'érosion, le transport éolien.

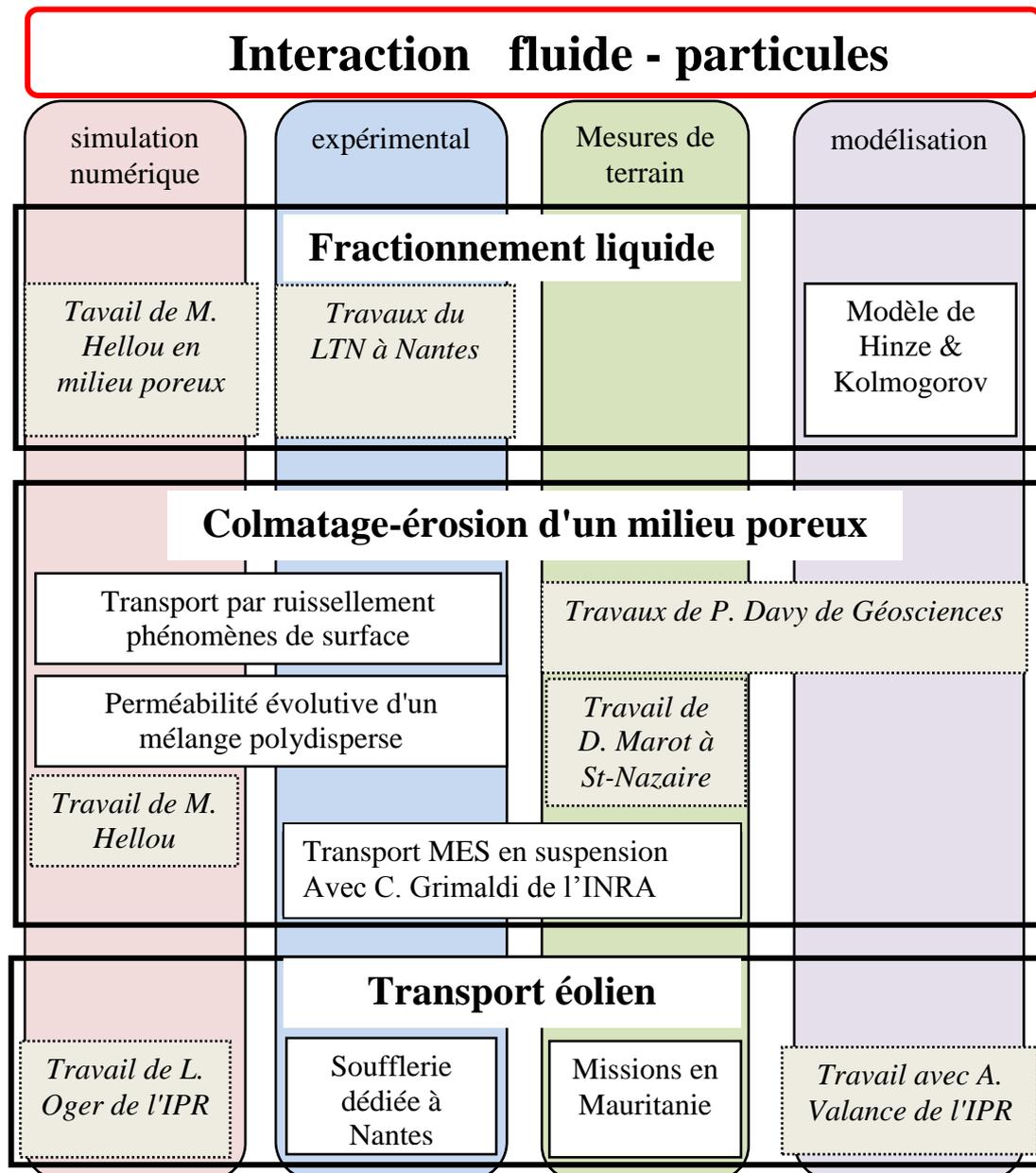


Figure 27 : diagramme des actions de recherche sur les écoulements diphasiques. Les cadres pleins correspondent à des actions auxquelles je participe directement et ceux en pointillés correspondent à des travaux de partenaires qui donnent leur cohérence à mon travail.

Ces travaux ont bénéficié de deux financements : une ACI jeunes chercheurs portée par Alexandre Valance qui a permis de créer le noyau d'une équipe entre Alexandre, Ahmed Ould el Moctar et moi-même, puis une partie d'un projet d'ANR porté par D. Delaunay de l'IPR. Par la suite, mes activités se sont diversifiées avec l'intégration dans l'équipe Geosax du LGCGM et les collaborations avec M. Hellou sur le transport de polluant, avec la cellule Géologie-environnement reliée elle-même à de nombreux partenaires tels que l'INRA de Rennes et Géosciences. Aujourd'hui un rapprochement est envisagé avec les activités d'érosion de l'équipe « Interaction eau-Géomatériaux » du GEM de Nantes-St nazaire. Ce diagramme de la figure 27 permet également de ce rendre compte du formidable environnement dont dispose cette thématique à Rennes (et Nantes-St Nazaire). L'ensemble de ces travaux et de mes actions peuvent être intitulés « interaction fluide-particules » dont la définition nécessite un supplément de mise en équation.

III.1. Mise en équation

Outre les équations de la phase fluide du « type » Navier-Stokes, les écoulements diphasiques nécessite un système d'équations pour suivre la deuxième phase dispersée et qui est presque toujours minoritaire dans mes études (phase fortement diluée). Le suivi des particules se modélise par les équations de la dynamique qui décrivent la trajectoire de chaque particule :

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v} \quad \text{Équation 29}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_p} \right) \cdot \vec{g} + \frac{\vec{F}_D}{\rho_p \cdot \frac{\pi d^3}{6}} + \frac{\sum_k \vec{C}_k}{\rho_p \cdot \frac{\pi d^3}{6}} \quad \text{Équation 30}$$

avec \vec{C}_k la force de contact avec la particule k souvent considérée nulle dans les écoulements très dilués et \vec{F}_D la force exercée par l'écoulement sur la particule. Cette force est défini par le coefficient de traînée C_D :

$$\vec{F}_D = C_D \cdot \frac{1}{2} \rho \|\vec{u} - \vec{v}\| \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot (\vec{u} - \vec{v}) \quad \text{Équation 31}$$

Cette notation permet d'obtenir un coefficient de traînée qui ne dépend presque que du régime d'écoulement autour de la particule à travers le nombre de Reynolds particulaire :

$$Re_p = \frac{\rho \cdot \|\vec{u} - \vec{v}\| \cdot d}{\mu} \quad \text{Équation 32}$$

Ce coefficient de traînée dépend en fait de nombreux paramètres et il existe plusieurs expériences de références à partir desquelles des lois empiriques ont été obtenues. Le tableau ci-dessous regroupe les différentes expressions utilisées dans nos travaux :

Formule théorique de Stokes	$C_D = \frac{24}{Re_p}$
Formule de Dallavale (1948)	$C_D = \left(0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{Re_p}} \right)^2$
Formule simplifiée utilisée dans le modèle éolien [10]	$C_D = 0,4 + \frac{24}{Re_p}$

Ce système d'équations permet de définir plusieurs nombres réduits définissant les différents type de transports possibles à l'échelle de la particule de diamètre d :

<p>Nombre de Reynolds particulaire : donne une indication sur le régime d'écoulement autour de la particule</p>	$Re_p = \frac{\rho_f \cdot \ \vec{u} - \vec{v}\ \cdot d}{\mu}$
<p>Nombre de Froude particulaire : donne une indication sur l'influence de la gravité dans la trajectoire de la particule</p>	$Fr_p = \frac{\ \vec{u} - \vec{v}\ }{\sqrt{\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) \cdot g \cdot d}}$
<p>Nombre de Stokes : donne une indication sur les effets d'inertie de la particule par rapport aux forces visqueuses</p>	$St = \frac{\rho_p \cdot d^2 \cdot \ \vec{u} - \vec{v}\ }{\mu \cdot L}$
<p>Nombre de Rouse : donne une indication sur la capacité d'un écoulement turbulent à transporter une particule par suspension</p>	$Ro = \frac{V_s}{u'}$ <p>avec V_s la vitesse de sédimentation et u' le niveau de fluctuation turbulente</p>
<p>Nombre Capillaire : donne une indication sur la capacité d'une goutte à se déformer sous l'action de la contrainte τ</p>	$Ca = \frac{\tau \cdot d}{\sigma}$ <p>avec σ la tension superficielle</p>

Parallèlement les équations du fluide sont déduites des équations de Navier-Stokes appliquées à la fraction fluide du volume (ϕ la porosité) et avec le terme de réaction des particules \vec{f}_b :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{u}) = 0 \quad \text{Équation 33}$$

$$\rho_f \frac{\partial \phi \vec{u}}{\partial t} + \rho_f \vec{u} \cdot \vec{\nabla} (\phi \vec{u}) = -\phi \vec{\nabla} p + \mu_f \vec{\nabla}^2 (\phi \vec{u}) + \vec{f}_b \quad \text{Équation 34}$$

Avec $\vec{f}_b = \frac{\sum_j \vec{f}_D^j}{V}$ correspondant à la somme des réactions de chaque particule j présente dans le volume considéré.

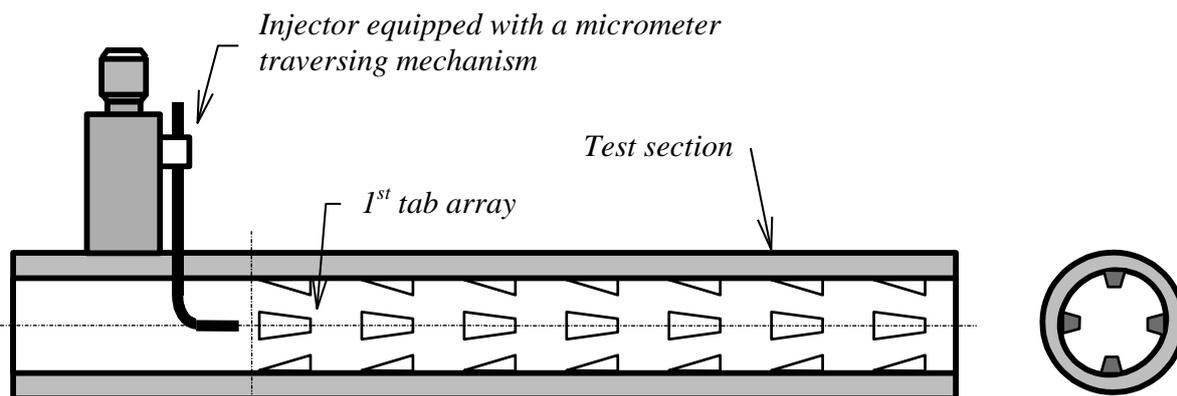


Figure 28: réacteur-échangeur HEV.

III.2. Fractionnement turbulent liquide/liquide

Ce chapitre est extrait de [7,19].

Ce travail est l'extension en recherche fondamentale d'un programme de recherche finalisée qui a conduit l'équipe à travailler sur un dispositif d'échangeur utilisé dans l'industrie chimique le HEV pour « High Efficient Vortex » montré sur la figure 28. Ainsi après l'étude de l'écoulement turbulent et du transfert de chaleur obtenu dans ce dispositif nous avons continué son utilisation pour analyser ses capacités dans d'autres usages tels que l'émulsification, et plus récemment le micro-mélange. Ces projets menés aujourd'hui autour de Dominique Della Valle, de Thierry Lemenand et d'Hassan Peerhossaini ont ainsi permis le développement au laboratoire du concept d'échangeur-réacteur multifonctionnel. J'ai pour ma part participé au traitement des signaux turbulents (rééchantillonnage, analyse spectrale, développements basés sur le livre de Batchelor 1953, compréhension de l'inhomogénéité du champs turbulent) et aux analyses suivantes autour du modèle de fractionnement de Hinze-Kolmogorov.

III.2.1. Régime d'écoulement et de fractionnement

L'étude de l'écoulement turbulent dans ce réacteur a été effectuée depuis 1995 par l'équipe de Hassan Peerhossaini à Nantes à la fois par mesures expérimentales et par simulations numériques. Certains de ces résultats sont réutilisés dans nos articles sur le fractionnement en utilisant l'hypothèse que l'écoulement turbulent du fluide porteur, l'eau, n'est pas modifié par la présence du fluide dispersé, l'huile. Les mesures de turbulence sont donc réalisées sur un écoulement monophasique alors que le fractionnement correspond à des écoulements diphasiques de fraction volumique en huile entre 2 et 15% sans effet de cette fraction sur les résultats de fractionnement (figure 29 de Lemenand et al. 2003).

Re	Fr_p minimal	St maximal	Ca_{turb} minimal
7500	7	65	110
10000	9	87	205
12500	11	109	320
15000	14	131	490

Figure 29 : valeur des paramètres des expériences de fractionnement

Temps caractéristiques	Formule	Valeur (s)	Valeur normalisée par le temps de déformation d'une gouttelette
temps de déformation d'une gouttelette	$\frac{\mu_d d}{2\sigma}$	0.139×10^{-3}	1
Temps de résidence	$\frac{L}{U}$	187×10^{-3}	664
Temps de cisaillement	$\dot{\gamma}^{-1}$	2.04×10^{-3}	7.26
Temps d'élongation	$\dot{\varepsilon}^{-1}$	3.85×10^{-3}	13.7
Temps des micro-échelles turbulentes	$\left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$	0.224×10^{-3}	0.795
Temps de cascade turbulente	$\frac{k}{\varepsilon}$	10.8×10^{-3}	38.5
Temps des macro-échelles turbulentes	$\frac{D}{u}$	52.6×10^{-3}	187

Figure 30 : estimation des valeurs des temps caractéristiques du fractionnement dans le HEV

Le tableau de la figure 30 rappelle les valeurs des nombres réduits correspondants aux expériences de fractionnement avec notamment le constat que les trajectoires des particules d'huile sont peu influencées ni par la gravité ($Fr_p > 1$) ni par les fluctuations turbulentes ($St > 1$). Par contre les gouttes initiales vont être très sensibles au fractionnement turbulent ($Ca_{turb} > 1$).

Si l'hypothèse de grandes dilutions semble valide et implique de faibles phénomènes de coalescence, l'ensemble des résultats doit être lu avec la compréhension des valeurs relatives des temps caractéristiques indiqué sur la figure 30 qui démontre que de nombreux fractionnements peuvent avoir lieu sauf à l'échelle de Kolmogorov pour laquelle la goutte n'a pas le temps de se déformer.

III.2.2. Analyse turbulente et fractionnement

Nous avons développé l'analyse turbulente à partir de mesures d'anémométrie laser LDA qui sont limités à une fréquence d'échantillonnage moyenne de 2kHz grâce à un ensemencement massif. Ces signaux peuvent alors être analysés afin d'extraire les vitesses longitudinale moyenne et turbulente et des caractéristiques plus fines telles que sa densité spectrale de puissance E_{11} relié à la fonction de corrélation longitudinale de la composante longitudinale de la vitesse. L'intégrale de E_{11} sur toutes les fréquences correspondant à la composante longitudinale de l'énergie cinétique turbulente. Afin de pouvoir visualiser E_{11} sur toute la gamme de fréquence, nous utilisons une représentation semi-logarithmique du spectre « pré-multiplié » par f . Ainsi l'aire sous la courbe est proportionnelle à l'énergie contenue dans une

gamme de fréquence choisie. C'est cette représentation qui est utilisée dans la figure 31 dans laquelle l'influence des perturbateurs est démontrée :

- les fréquences présentes sont plus grandes à l'aval x_{d7} qu'en amont x_u correspondant au tube droit. Les instabilités de l'écoulement en tube droit sont autour de 10Hz alors que celles liées au fort cisaillement du au sillage des perturbateurs sont au-delà de 100Hz.
- Le niveau des fluctuations dues aux perturbateurs est nettement plus important que celui des fluctuations amont en les faisant même disparaître dans ces représentations normalisées.
- La production de ces fluctuations se situe dans la zone cisailée et diffuse vers le sillage des perturbateurs et vers le centre du HEV.
- La cascade d'énergie turbulente est nettement plus développée en fréquence grâce aux perturbateurs.

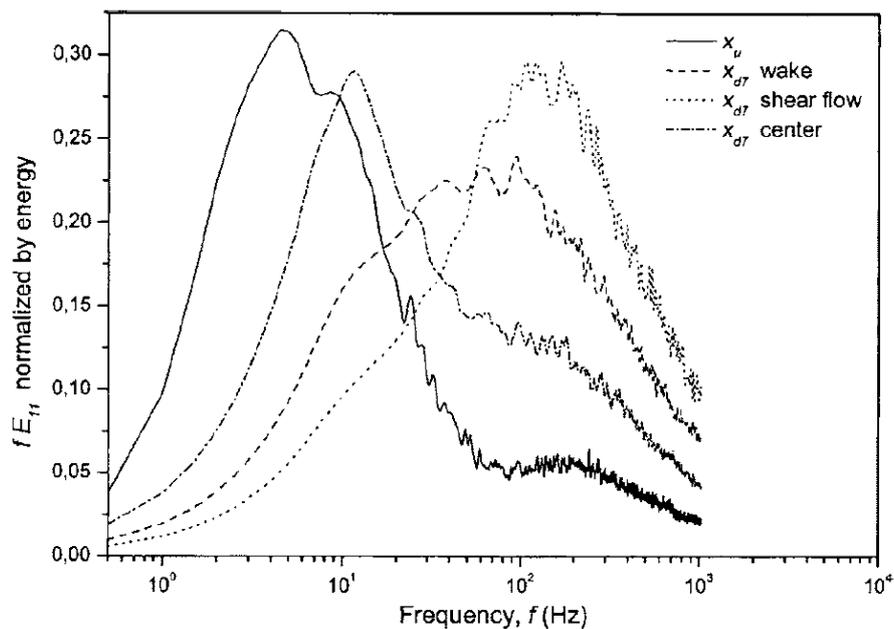


Figure 31: spectre turbulent normalisé et "prémultiplié" au centre en amont x_u , dans le sillage (wake), de cisaillement (shear flow) et au centre en aval de la 7ième rangée de perturbateur x_{d7} .

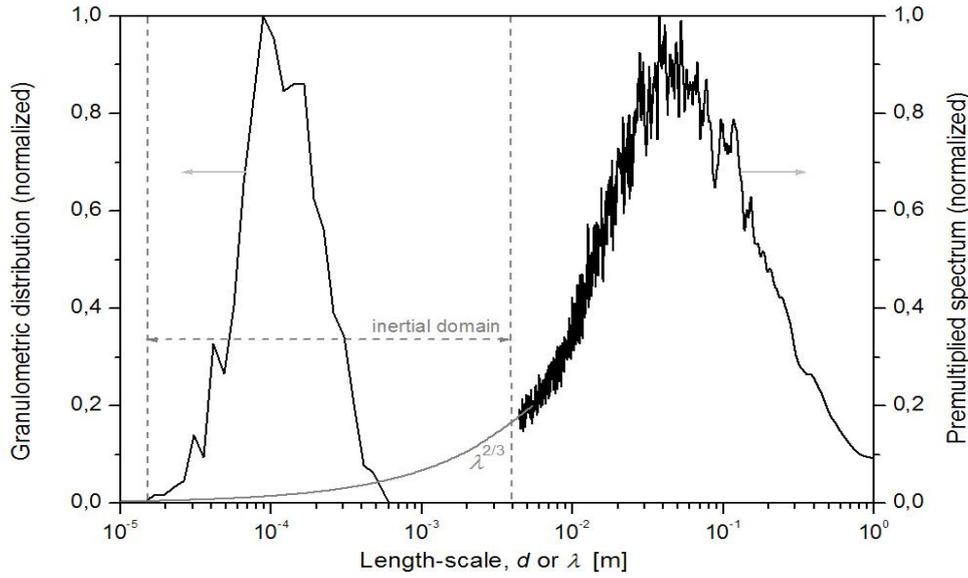


Figure 32. Comparaison des distributions de taille de gouttelettes et de structure turbulente grâce aux fonctions normalisées de granulométrie de gouttelettes et de spectre prémultiplié de la turbulence. Ici le spectre prémultiplié est extrapolé par une loi puissance en $\lambda^{2/3}$. Le domaine inertiel de la cascade d'énergie turbulente est positionné, le nombre de Reynolds est $Re = 15000$ avec une fraction d'huile de 5 %.

Il est possible via une hypothèse de type Taylor de transformer ces fluctuations temporelles en échelles spatiales de tourbillons turbulents et de comparer alors les échelles des gouttelettes avec celles des structures turbulentes (c.f. figure 32)

Sur la figure 32, les tailles de gouttelettes sont beaucoup plus petites que les structures énergétiques de la turbulence. Les diamètres de gouttelettes sont par contre bien contenues dans le régime inertiel, c'est-à-dire qu'aucune gouttelette de diamètre inférieurs à l'échelle de Kolmogorov n'a pu être créée et qu'aucune gouttelette supérieure à la macro-échelle ne peut survivre ce qui est cohérent avec le modèle de fractionnement de Hinze-Kolmogorov.

III.2.3. Modèle de fractionnement

Dans le régime inertiel, la contrainte sur la goutte due à un tourbillon de taille d est :

$$\tau = \rho \cdot \overline{\delta u^2(d)} \quad \text{Équation 35}$$

avec $\overline{\delta u^2(d)}$ écart moyen de vitesse entre deux points séparés d'une distance d qui est donné par la fonction de corrélation et donc par le spectre. En utilisant la théorie de la cascade inertielle de Kolmogorov décrite par Batchelor (1953), cette valeur peut être donné en fonction du taux de dissipation d'énergie turbulente ε et d'une constante β , « universelle » dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope :

$$\overline{\delta u^2(d)} = \beta \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot d^{2/3} \quad \text{Équation 36}$$

Il est généralement admis que le fractionnement a lieu pour une valeur critique du nombre capillaire dans ce cas appelé le nombre de Weber :

$$Ca = We = \frac{\rho \beta \varepsilon^{2/3} d^{2/3}}{\sigma} \quad \text{Équation 37}$$

A partir de cette expression, il est immédiat d'en déduire le diamètre maximal des gouttelettes pouvant exister dans l'écoulement :

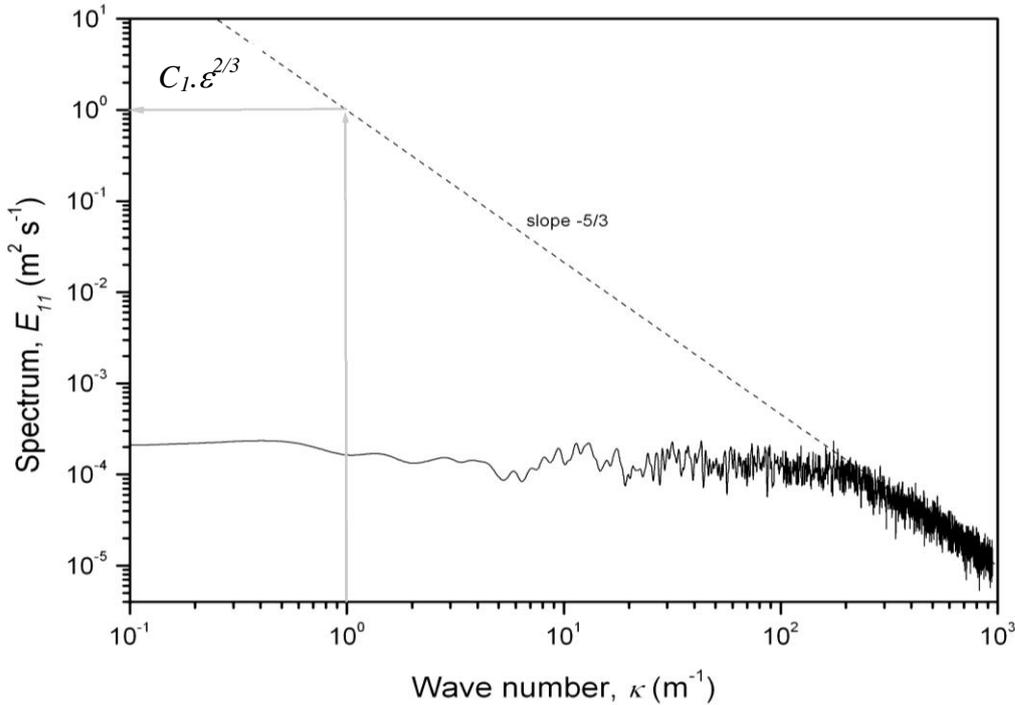


Figure 33 : méthode de détermination de $\beta \cdot \epsilon^{2/3} = 4,02 \cdot C_1 \cdot \epsilon^{2/3}$ à partir du spectre de turbulence

$$d_{max} = \left(\frac{We_{crit}}{\beta \cdot \epsilon^{2/3}} \right)^{3/5} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{3/5} \quad \text{Équation 38}$$

Si ce dimensionnement a été vérifié dans de nombreuses configurations de turbulence homogène et isotrope, nous avons obtenu que la valeur du We_{crit} était à adapter aux mesures ou inversement si elle est maintenue à 1, c'est la valeur de β qui n'est plus constante !

Pour un spectre d'énergie unidimensionnel la théorie de Kolmogorov donne (Batchelor 1953) :

$$E_{11}(k) = C_1 \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad \text{Équation 39}$$

où C_1 est la constante "unidimensionnelle", liée à la constant tridimensionnelle β :

$$\beta = 4.02 C_1 \quad \text{Équation 40}$$

Or dans toute la théorie du fractionnement turbulent, nous avons remarqué que la constante β n'apparaît jamais seule mais toujours dans le groupement $\beta \cdot \epsilon^{2/3}$ dont la valeur est directement mesurable sur un spectre turbulent comme le montre la figure 33. Il est donc possible de calculer la valeur du diamètre maximal à partir d'un spectre turbulent sans avoir à adapter la constante β qui n'est de toute évidence pas « universelle » pour des écoulements turbulents non-homogènes et/ou non-isotrope.

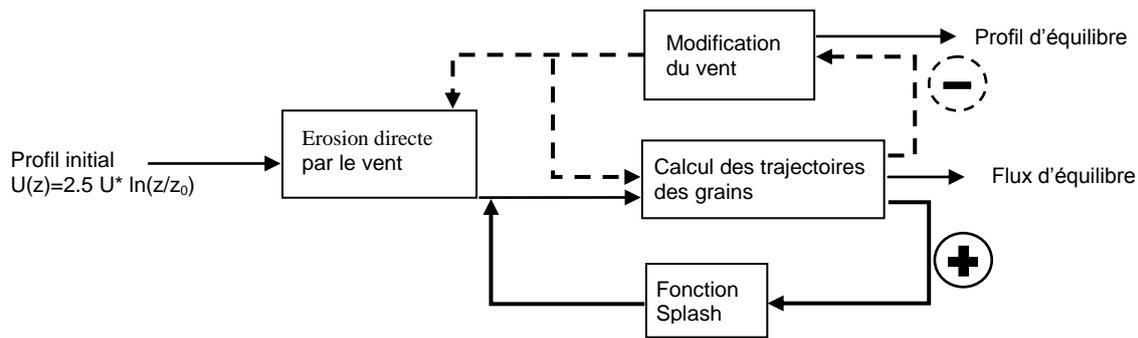


Figure 34: schéma de principe de l'équilibre entre le profil de vent et le transport de particule: la fonction splash est responsable de l'augmentation du nombre de particule lié au rebond de particules en saltation mais la présence de ces particules augmente le frottement et réduit la capacité de transport par le vent...

III.1. Transport éolien

Ce travail est né de l'amitié de deux professeurs (Hassan Peerhossaini et Daniel Bideau) qui ont souvent cherché les points de jonction entre la mécanique des milieux granulaires et les transferts thermiques dans les fluides. Ils ont permis d'initier des travaux nouveaux au LTN et de créer finalement une équipe de transport éolien très soudée entre Ahmed Ould el Moctar, Alexandre Valance et moi-même. Puis d'autres collègues de l'IPR (Luc Oger, Ammi Madani, Jérôme Crassous) sont venus renforcer la thématique et peut-être que des collègues du LGCGM (Damien Rangard, Mustapha Hellou) viendront nous apporter leur compétence sur la mécanique du sol.

III.1.1. Introduction

Le transport éolien de particules est un phénomène responsable de l'avancée des déserts, des perturbations des voies de communications, de la ruine d'ouvrage de génie civil, de la perte d'usage de terrain, de la qualité de l'air.... Les grains de sable ont des mouvements d'amplitude variable avec un contact intermittent avec le sol. Ce transport est appelé reptation, saltation puis suspension pour des tailles de particule décroissantes et des contacts avec le sol de plus en plus rares.

La modélisation de ce phénomène fait ressortir un certain nombre de paramètres essentiels qui le caractérisent (figure 34). Citons l'interaction entre l'écoulement et les particules qui transfèrent de l'énergie du vent vers les particules et réduit ainsi la force du vent (boucle négative). La fonction « splash » de rebond donne la répartition de l'énergie après le choc d'une particule sur le lit en permettant la mise en mouvement d'un grand nombre de particules éjectées (boucle positive). Un autre point essentiel concerne la vitesse d'écoulement critique à partir de laquelle les particules décollent par les effets aérodynamiques. Celle-ci est minimale pour des diamètres de particules sphériques autour de 70-80 μm ce qui explique le tri granulométrique du sable éolien

III.1.2. Mesures en soufflerie

Ces mesures ont été réalisées par des étudiants de doctorat (Franck Pajot et Tuan Duc Ho) dans la soufflerie du LTN à Nantes ou par notre équipe (A. Ould el Moctar, A. Valance et moi-même) dans la soufflerie de K. Rasmussen à l'université d'Aarhus au Danemark. Notre équipe à trois est basée sur la générosité scientifique, humaine et parfois financière et il n'est ainsi pas possible de séparer le travail de chacun tant la réalisation des expériences et l'analyse physique des résultats n'auraient pas été réalisées sans la présence de tous les trois.

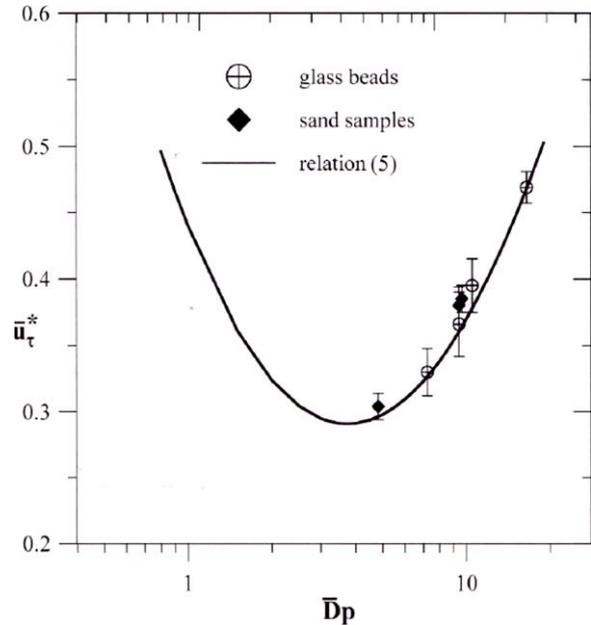


Figure 35 : seuil de mise en mouvement obtenu en soufflerie

III.1.2.1. Seuil d'érosion

Ce chapitre est en partie extrait de la référence [3].

Le transport éolien est étudié dans une soufflerie dédiée de 6 mètres de long et équipée de mesure de vent. Sur la figure 35, nous avons déterminé le seuil de mise en mouvement (* en exposant) en terme de vitesse de frottement en fonction du diamètre de particule pour différents sables et billes de verre (entre 160 et 360 μ m) en utilisant les variables réduites suivantes :

$$\bar{D}_p = \frac{D_p}{(Re_p/A)^{2/3}} \text{ et } \bar{u}_\tau^* = \frac{u_\tau^*}{(Re_p \cdot A^2)^{1/3}} \text{ avec } A = \frac{u_\tau^*}{\sqrt{\frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} \cdot g \cdot D_p}} \text{ la constante de Bagnolds.}$$

La relation 41 utilisée dans la figure 35 vient de la littérature et vaut :

$$\bar{u}_\tau^* = 22,71 \cdot \bar{D}_p^{0,043} + 22,71 \cdot \bar{D}_p^{-0,118} - 32,5 \quad \text{Équation 41}$$

Elle permet de reproduire l'augmentation du seuil pour les plus grosses particules afin de lutter contre la gravité et l'augmentation du seuil pour les plus petites afin de lutter contre les forces d'interaction atomique ou moléculaire à petites distances.

Il est néanmoins possible de comparer cette relation en termes d'un nombre de Shields critique plus souvent utilisé en érosion hydrique :

$$\Theta^* = \frac{\rho \cdot u_\tau^{*2}}{\rho_p \cdot g \cdot D_p} = A^2 \quad \text{Équation 42}$$

Grace à un chauffage infrarouge direct et à un dispositif d'augmentation du niveau des fluctuations turbulentes, nous avons pu identifier deux mécanismes d'influence du rayonnement solaire sur le seuil de mise en mouvement des particules :

1. Le rayonnement solaire absorbé par le sol sableux crée un échauffement du fluide au contact du sol. Cet échauffement modifie la densité et la viscosité de l'air en augmentant la viscosité cinématique de l'air.
2. Le gradient de température ainsi créé dans la couche limite atmosphérique est instable et cela augmente le niveau de fluctuation turbulente en augmentant également le frottement turbulent pour une même vitesse du vent à 2m souvent prise comme référence.

III.1.2.2. Modification du vent

De nombreuses mesures ont été nécessaires pour avoir la précision nécessaire à l'analyse de la rétroaction du transport de particules sur la couche limite dynamique de 8cm d'épaisseur environ. La figure 36 a été obtenue avec des moyennes sur une minute des mesures de tubes de Pitot dont la position était mesurée à chaque essai sur une image précise... De cette manière il est possible de définir précisément les profils logarithmiques du vent ainsi que le « focus point » [$U_f=3\text{m/s}$ à $z_f=10^{-2}\text{m}$] dessiné en rouge sur la figure 36b. Son existence indique que quelque soit le frottement du vent la vitesse de l'air y est constante. Sur la figure 36b le frottement progresse lentement avec l'augmentation du vent sans transport jusqu'à toucher le focus point. Puis au-delà le profil de vitesse « pivote » autour de ce point avec une augmentation beaucoup plus rapide du frottement lié au transport de particules... Le profil de vitesse peut alors être modélisée par :

$$u(z) = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_f}\right) + u_f \quad \text{Équation 43}$$

III.1.2.3. Dynamique du nuage de grains en saltation

Ce chapitre est en partie extrait des références [10,55,58].

L'essentiel de cette étude est basé sur le traitement et l'analyse d'images de particules en saltation prises soit avec une caméra PIV soit plus récemment avec une caméra rapide (figure 37). Ces données permettent ainsi de déterminer le champ moyen de fraction volumique de sable (figure 38a), le champ moyen de vitesse de particule (figure 38b) et donc d'en déduire le profil de flux horizontal (figure 38 c) et de le comparer au flux total transporté dans la soufflerie en extrapolant les champs moyens du sol à l'infini (figure 38 d)...

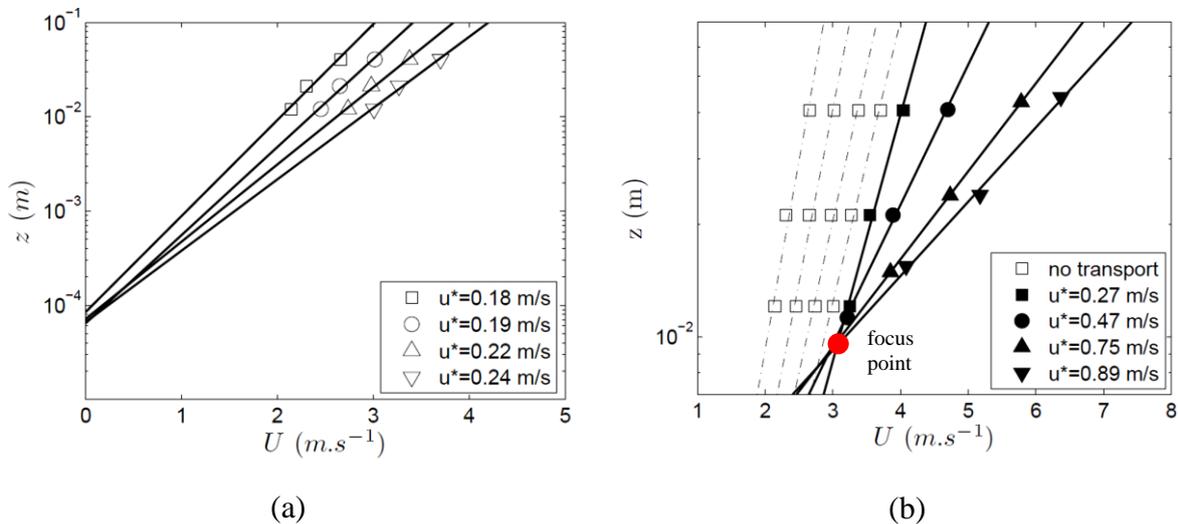


Figure 36 : profil de vitesse de l'air au-dessus du sol de la soufflerie (a) pour un frottement inférieur au seuil de mise en mouvement donc sans transport et (b) avec transport : le point de croisement des profils s'appelle le « focus point » en référence à la dénomination faite par Bagnolds (1941)

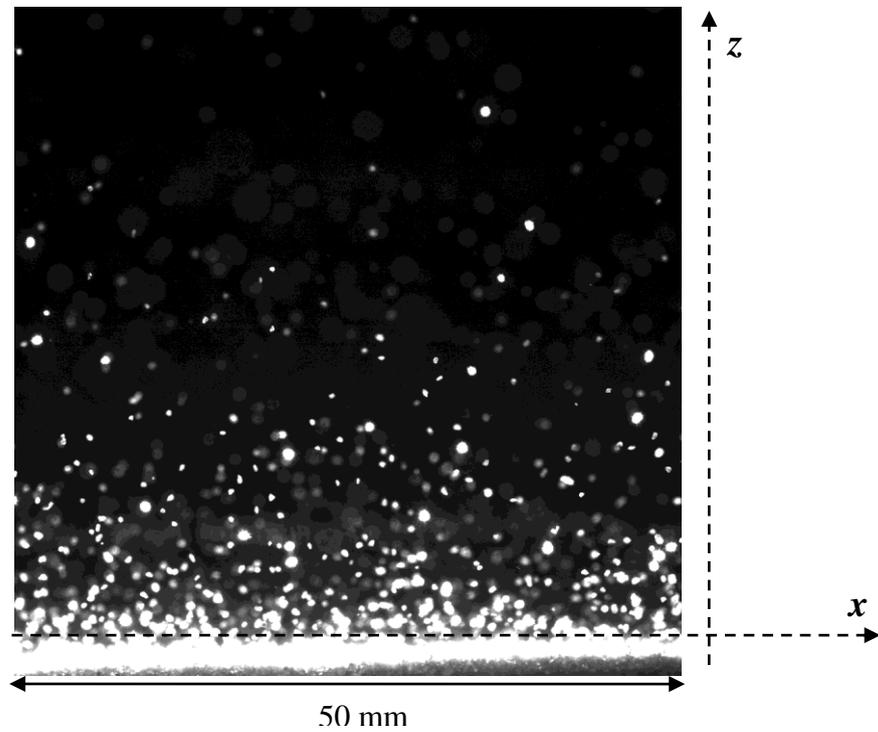


Figure 37 : Image du nuage de particules en saltation et définition du niveau « sol » comme la dernière ligne entièrement blanche dans l'image

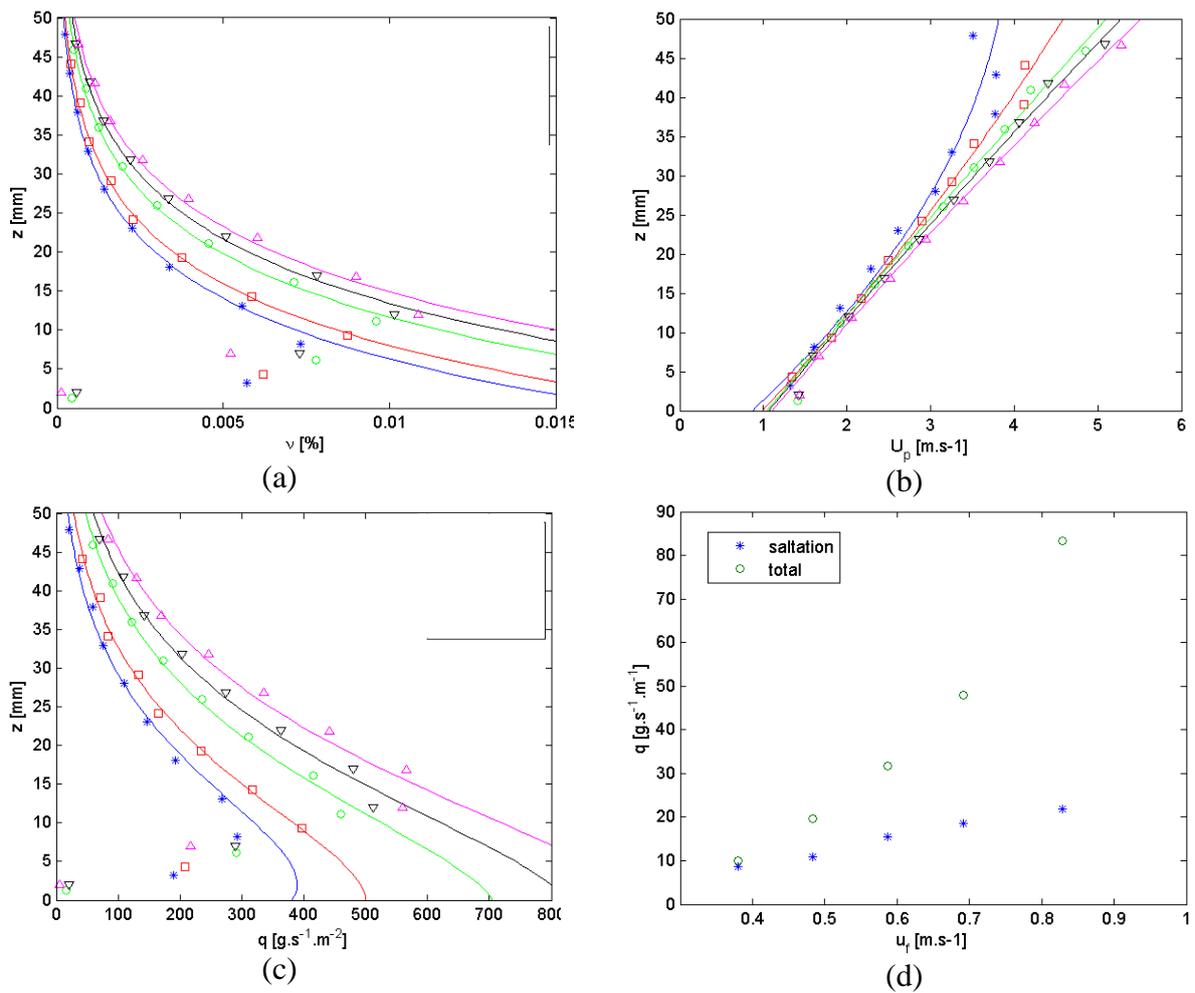


Figure 38 : résultat de l'analyse d'image en terme de profil de fraction volumique de solide (a), de profil de vitesse horizontale des particules (b), de densité de flux de masse (c) et de flux total de particule en saltation par rapport au flux total transporté (d). Différentes vitesses de frottement ont été imposées avec pour symboles : (*) $u^*=0,3805$ m/s, (□) $u^*=0,484$ m/s, (○) $u^*=0,5875$ m/s, (▽) $u^*=0,691$ m/s, (△) $u^*=0,829$ m/s et les lignes continues correspondent aux lois empiriques obtenues.

Grâce au grand nombre de mesures de ce type il a été possible d'adresser à la communauté quelques résultats marquants sur la dynamique d'un nuage de grain en saltation à l'équilibre :

- quasi-indépendance des vitesses de particules avec la force du vent,
- transport majoritaire au voisinage du sol,
- le « focus-point » de Bagnold se situe approximativement au sommet de la zone principale de transport par saltation,
- la dynamique du nuage de grain en saltation est essentiellement contrôlée par la fonction splash et donc par la qualité du sol,
- le flux transporté sur sol érodable est proportionnel au carré de la vitesse et non à son cube,
- les distributions de vitesses de particules ne suivent pas des distributions gaussiennes (normales) mais plutôt log-normales ce qui est cohérent avec un modèle de splash développé par A. Valance et J. Crassous(2009) cité dans [18].

III.1.3. Mesures de terrain

Ces mesures de terrain ont été le principal ciment de notre équipe avec les relations privilégiées que nous avons nouées en Mauritanie (Dah Ould Ahmedou de la FST de l'université de Nouakchott et ses collègues, et plus récemment les ingénieurs du Parc Naturel du Banc d'Arguin PNBA et de l'Institut Mauritanien de Recherches Océanographiques et des Pêches IMROP). Dah a passé sa thèse au GMCM de Rennes sous la direction de D. Bideau et grâce à lui et à la famille de Ahmed Ould el Moctar nos séjours en Mauritanie ont toujours été un succès. Je ne peux donc pas séparer la contribution de chacun sur cette partie.

III.1.3.1. Station météorologique

Ce chapitre est en partie extrait des références [8,36].

D'avril 2004 à avril 2007, nous avons installé puis entretenu une station météorologique (figure 39) dans une région désertique de Mauritanie, loin des influences maritimes et au milieu d'un champ de petites dunes individualisées appelées barkhanes. La première année a permis d'avoir une série complète de mesures : la force et la direction du vent à plusieurs altitudes (1, 2, 5 et 10m), la température, l'humidité et le flux de sable en saltation. Le rythme temporel d'enregistrement des données étaient d'une minute ce qui nous a permis l'obtention simultanée du transport et du frottement ainsi que leurs effets sur le déplacement des barkhanes.

Un exemple de grande difficulté dans l'analyse est montré sur la figure 40 où la dispersion des points expérimentaux masque les relations attendues entre la vitesse de frottement et la vitesse à une altitude donnée (1m par exemple) d'une part et entre la rugosité effective et la vitesse de frottement°:

$$\text{sans transport} \begin{cases} \frac{u}{u_\tau} = \kappa^{-1} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \\ z_0 = \text{const} = \frac{d}{30} \end{cases} \quad \text{et} \quad \text{avec transport} \begin{cases} \frac{u - u_f}{u_\tau} = \kappa^{-1} \ln\left(\frac{z}{z_f}\right) \\ z_0 = z_f \exp\left(-\kappa \frac{u_f}{u_\tau}\right) \end{cases} \quad \text{Équation 44}$$

avec d l'échelle des éléments rugueux et $u_f=5.8m/s$ à $z_f=0.13m$ les valeurs estimées du point de croisement (focus point) des profils en présence de saltation comme défini par Bagnold.

Afin d'obtenir des vitesses moyennes représentatives de l'écoulement turbulent atmosphérique, les profils de vitesse ont été étudiées sur des moyennes temporelles de 10 minutes et la dispersion importante des points obtenus sur la figure 40 est essentiellement due au modèle trop simple de couche limite isotherme ou « neutre ». Néanmoins en situation de transport, la saltation rétroagit suffisamment sur le vent pour obtenir une vitesse de frottement proportionnelle au vent à 1m et une rugosité effective croissante avec le frottement suivant la loi précédente en utilisant un focus point de $u_f=5.8m/s$ à $z_f=0.13m$.

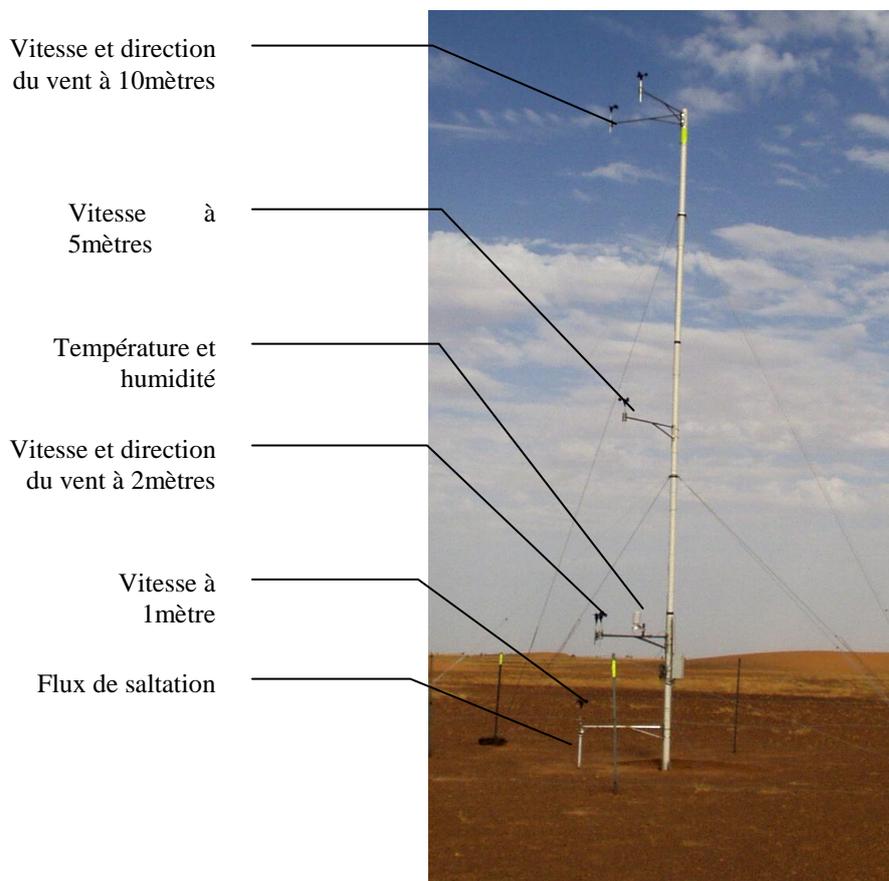


Figure 39 : instrumentation d'une station météorologique avec enregistrement toutes les minutes

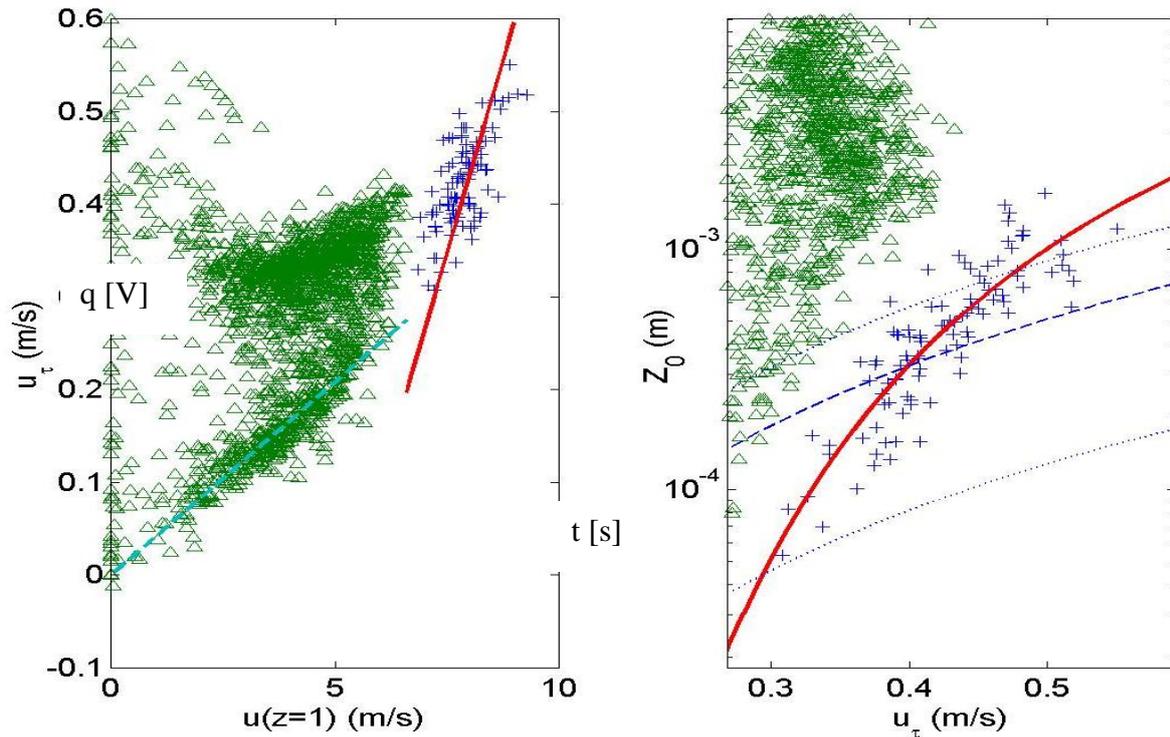


Figure 40 : analyse des profils de vents moyennés toutes les 10 minutes avec transport continu (+) et sans transport ou intermittent (Δ): les lignes continues se rapportant aux équations présentées dans le texte et les lignes en pointillé d'autres lois de la littérature

La mesure simultanée du transport de sable indique la grande variabilité de la saltation dans le temps à des échelles de l'ordre de la seconde (figure 41) ! La corrélation entre le flux et le vent ne fonctionne donc qu'en utilisant la valeur instantanée du vent ou une valeur instantanée de frottement déduite du modèle précédent.

A partir des lois de transport du type, $q \propto u_{\tau}^2 - u_{\tau,crit}^2$, les erreurs sur les mesures de terrains non instantanées sont très importantes.

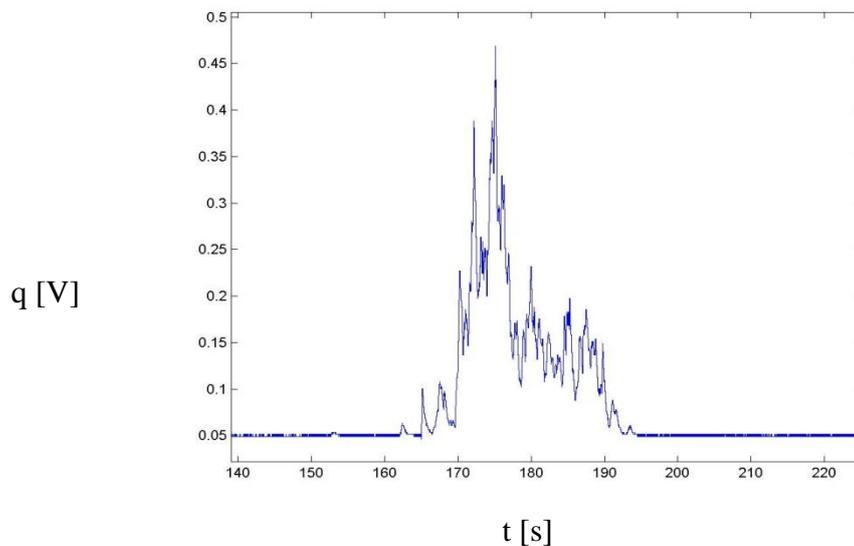


Figure 41 : extrait du signal temporel du capteur de transport de sable

Après un moyennage par classe permettant de donner autant d'importance aux évènements de fort transport plus rare qu'aux évènements de faible transport, il est possible d'obtenir une relation empirique entre le flux et la vitesse de frottement du vent (figure 42). La loi empirique de type Sorensen obtenue est comparée ici à la loi historique de Bagnolds (1941) et à celle améliorée de Lettau (1969) qui démontrent toutes leur assez grande fiabilité pour notre site d'étude :

$$\text{Loi empirique du type Sorensen : } q = \frac{\rho}{g} \cdot u_{\tau} \cdot (u_{\tau}^2 - u_{\tau,crit}^2) \cdot \left(2 + 5,3 \frac{u_{\tau,crit}^2}{u_{\tau}^2} \right) \quad \text{Equation 45}$$

$$\text{Loi de Bagnolds : } q = 3,5 \cdot \frac{\rho}{g} \cdot u_{\tau}^2 \cdot (u_{\tau} - u_{\tau,crit}) \quad \text{Équation 46}$$

$$\text{Loi de Lettau : } q = 2,4 \cdot \frac{\rho}{g} \cdot u_{\tau}^3 \quad \text{Équation 47}$$

L'autre aspect de cette étude de terrain a été la caractérisation de la morphologie des dunes présentes et leur mouvement sur un an. La figure 43 indique le relevé topographique d'une barkhane, l'origine étant le pied du mât de la station météorologique. Le barycentre de la dune est calculé et son déplacement total est obtenu. La vitesse annuelle moyenne de ces dunes a ainsi été estimée autour 16m avec des écarts entre les petites dunes plus rapides que les grosses.

De nouveau la mesure simultanée du flux de sable par saltation entre les dunes et du flux de sable lié au déplacement des dunes était cruciale. Ces deux mesures ne sont reliées que par la manière dont la dune avance sous le forçage du flux de saltation. Ces résultats permettront d'étudier la validité des différents types de modèles de dynamique dunaire existants.

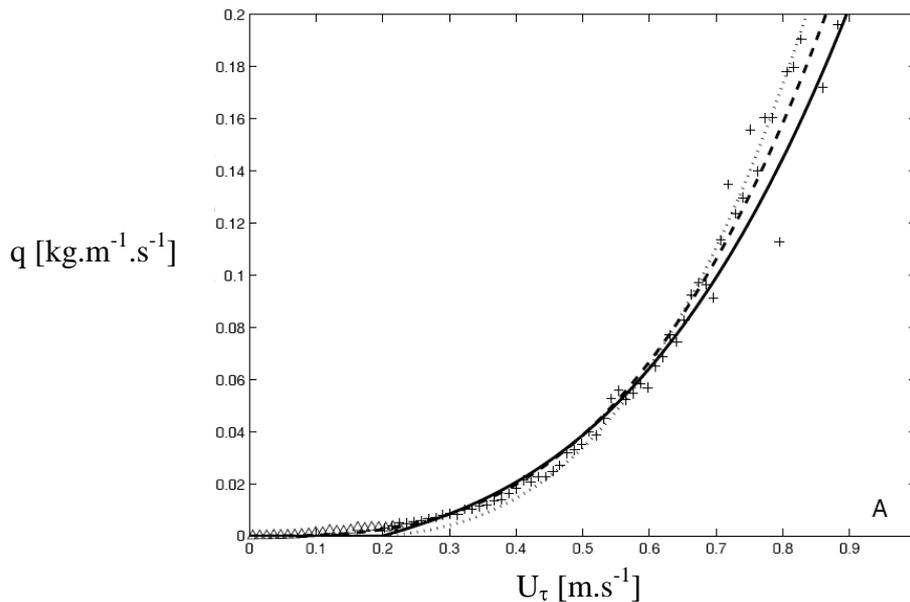


Figure 42 : flux de sable mesuré sur le terrain en fonction de la vitesse de frottement du vent, pour un transport intermittent, + pour un transport continu, ligne continu pour la loi empirique proposée, ligne tiretée pour la loi de Bagnold et en ligne pointillée pour la loi de Lettau.

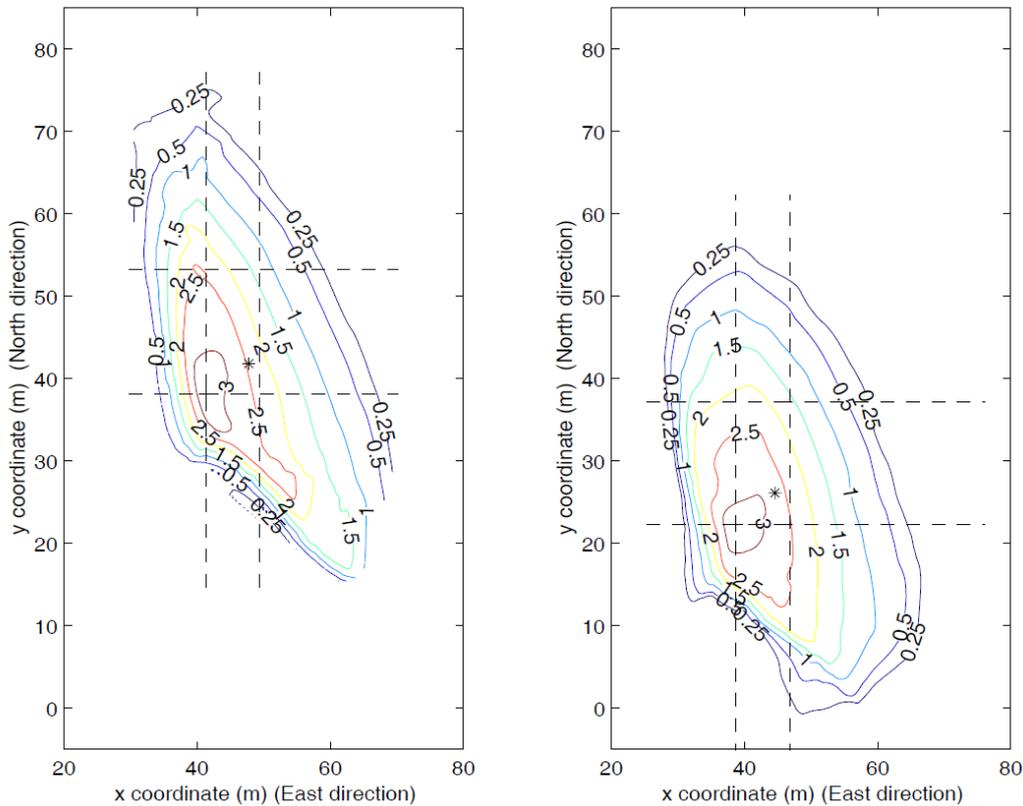


Figure 43 : morphologie d'une barchane à deux instants séparés d'un an avec le pied de la station météorologique en (0,0,0). Le barycentre de la barchane est marqué par un étoile *.

III.1.3.2. Mesures de turbulence

Parallèlement à cette étude sur plusieurs années, nous avons déployé un dispositif de mesures de turbulence de type laboratoire (figure 44).

De nombreuses mesures ont été effectuées sur des sols variés (surface plane érodible ou dure, diverses positions sur une dune...) et leur analyse n'a, pour l'instant, pas abouties à une seule publication¹³. Je développe néanmoins la calibration de la sonde de frottement turbulent puis les résultats démontrant la sensibilité et la qualité de la base de données obtenues.

III.1.3.2.1. Calibration de la sonde split-fiber de Dantec

L'une des mesures fondamentales sur le terrain et en soufflerie est celle du frottement. En suivant les conseils de notre collègue Keld Rasmussen nous avons développé l'acquisition et la calibration de ce type de sonde film-chaud qui est robuste avec un étalonnage stable même après des heures d'utilisations dans le désert, et dont la géométrie (figure 45) permet d'ignorer la composante de la vitesse suivant z si elle n'excède pas celle dans le plan xy .

¹³ En effet malgré la qualité raisonnable des mesures estimées sur le calcul du frottement par le Pr. K. Rasmussen, certaines corrections sont nécessaires comme celle liée à la direction du vent et demande encore beaucoup de travail.

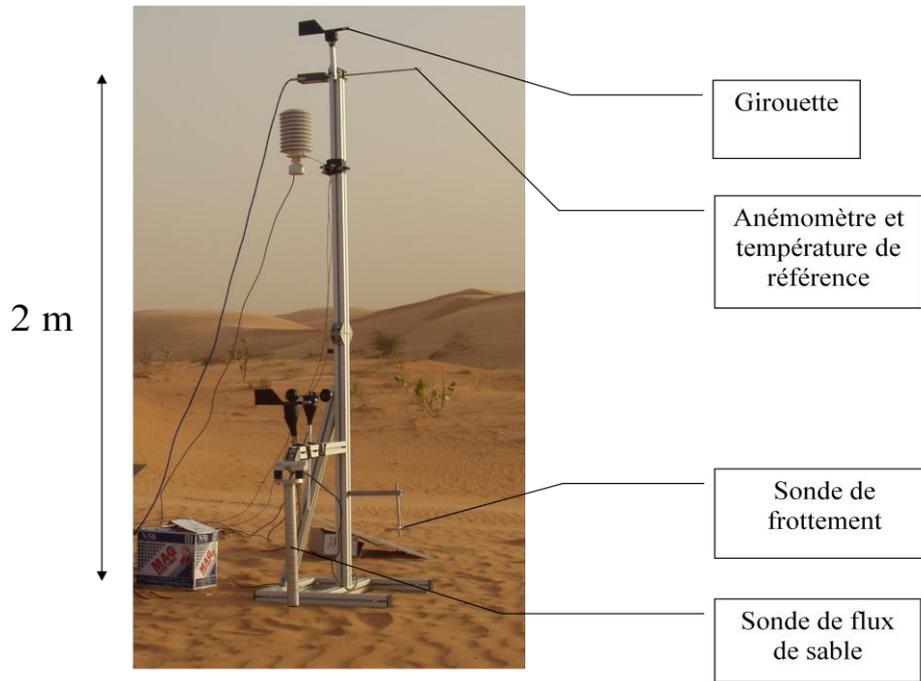


Figure 44 : dispositif mobile d'analyse de la turbulence et du transport avec une acquisition rapide sur PC portable

Ainsi la loi d'étalonnage peut se construire comme celle d'un fil chaud avec une loi de King basé sur la somme des carrés des tensions :

$$\frac{E_1^2 + E_2^2}{\Delta T} = A + BU^{0.5} \quad \text{Équation 48}$$

l'angle de la vitesse dans le plan de coupe des deux demi-cylindre est lui relié à la différence des tensions :

$$\frac{E_1^2 - E_2^2}{\Delta T} = C\theta \quad \text{Équation 49}$$

$$C = a + bU \quad \text{Équation 50}$$

Il est ainsi possible de construire deux matrices d'étalonnage de la somme et de la différence des carrés des tensions rapportés à l'écart de température en fonction du module et de l'angle de la vitesse (c.f. figure 46). Les carrés des tensions sont proportionnels aux flux dissipés par la sonde et à l'écart de température entre la sonde et l'air. Ils permettent d'obtenir un étalonnage indépendant de la température de l'air ce qui est évidemment important pour le travail dans le désert.

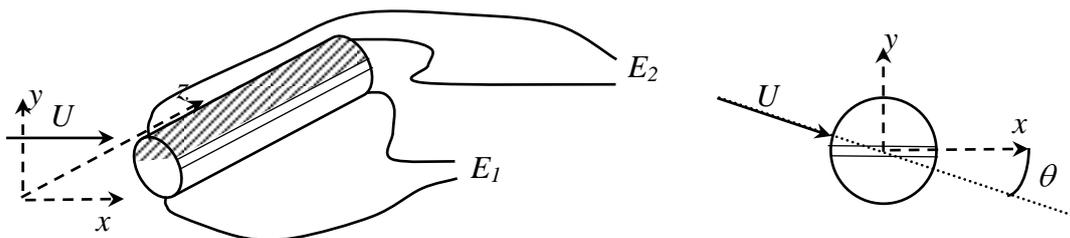


Figure 45 :schéma de principe d'une sonde film-chaud à deux composantes du type « split-fiber » de Dantec permettant de mesurer les composantes de la vitesse dans le plan xy.

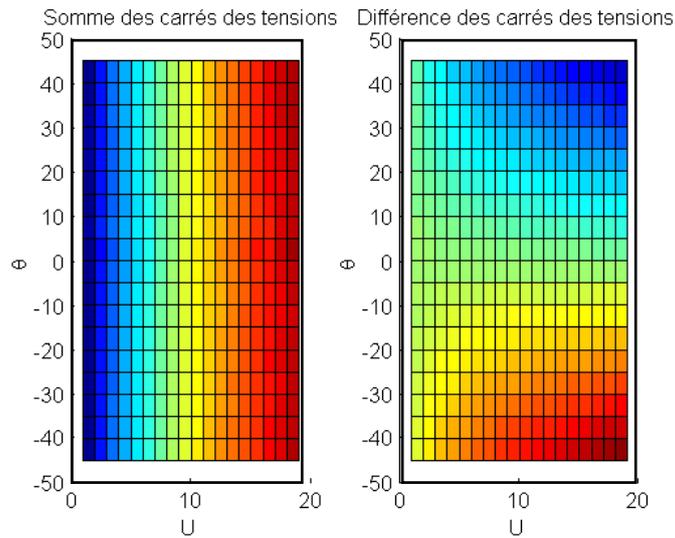


Figure 46 : résultat de la grille d'étalonnage de la sonde split-fiber

Enfin, la précision obtenue soit par une double interpolation des mesures (E_1, E_2) sur les grilles précédentes soit par l'usage des lois d'étalonnage obtenues est de l'ordre de 5% sur la vitesse et inférieur au degré sur l'angle. Cette sonde permet donc l'enregistrement des signaux temporels des deux composantes instantanées de la vitesse (u, v) dans le plan normal à la sonde

III.1.3.2.1. Analyse du transport intermittent

Grâce au dispositif de la figure 44, nous disposons de mesures échantillonnées au kHz très proche du sol (10cm). Ces mesures instantanées de flux, de vitesse et de frottements turbulents nécessitent la compréhension de l'échelle de temps adéquate, notamment pour la dernière grandeur. La figure 47 permet de visualiser les variations temporelles du module du vent, des fluctuations de vitesse ainsi que du tenseur de Reynolds responsable du frottement turbulent calculé toutes les secondes. Ainsi, l'estimation du frottement demande un temps d'intégration de plusieurs dizaines de secondes afin d'être fiable. Ce temps pourrait correspondre au temps de relaxation de la sonde de flux et donc permettrait d'analyser le transport à ces échelles rapides en évitant les effets sur la moyenne de la loi de transport non-linéaire et à seuil.

Les résultats devraient également nous permettre d'analyser la loi de transport près du sol et ainsi sa sensibilité au type de sol (sable meuble de différentes natures, sol dur non érodible...), à la position sur une dune (effet de la pente)...

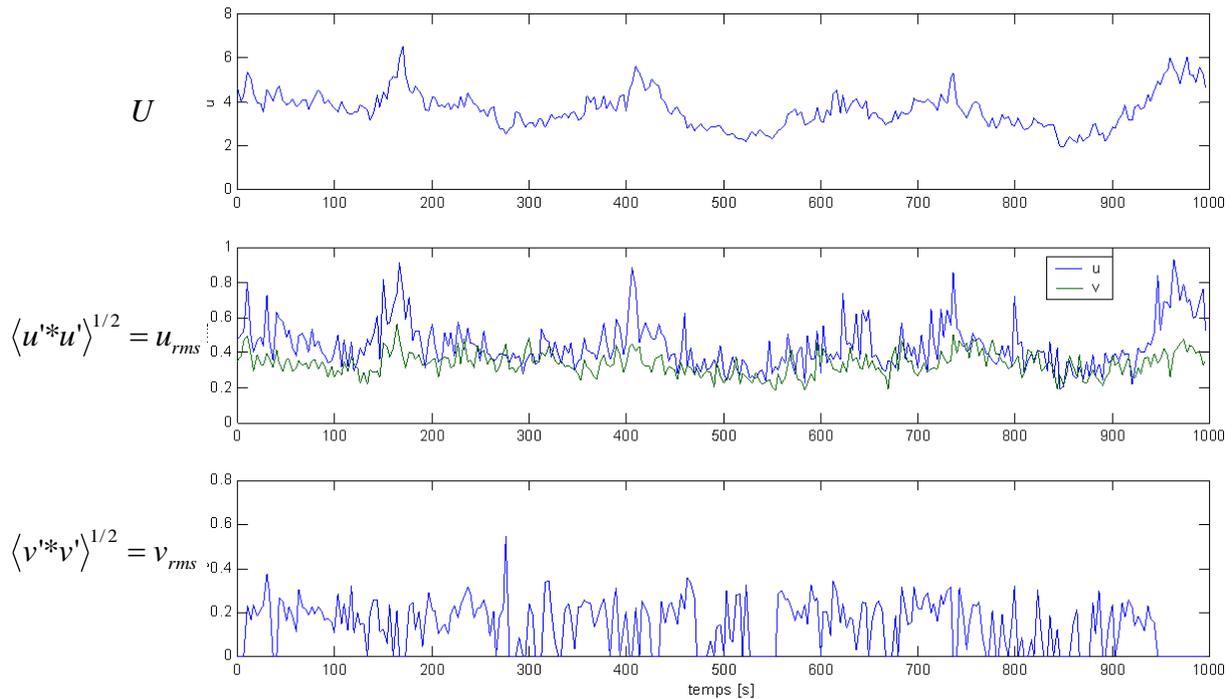


Figure 47: mesures du module du vent, des fluctuations de vitesse horizontale et verticale et du frottement moyenné par seconde

III.1.4. Modélisation

Ce chapitre est en partie extrait de la référence [10], dont la partie modèle a d'abord été développé par Isabelle Cantat puis par Alexandre Valance et James Jenkins à partir des travaux antérieurs de James Jenkins et José Pasini. Mon apport a donc été réduit à des calculs préliminaires, à la définition des hypothèses simplificatrices et à la comparaison avec les mesures expérimentales faites dans la soufflerie de K. Rasmussen à Aarhus (DK).

Nous sommes partis du système d'équations de la théorie cinétique des gaz appliquées aux particules avec des termes d'interaction approchés (figure 48).

	particule solide (variable minuscule)	air (variable majuscule)
Quantité de mouvement verticale	$0 = -\frac{dp}{dy} - c \frac{dP}{dy} - c - C\mu^T \frac{dc}{dy}$	$0 = -(1-c) \frac{dP}{dy} - \frac{(1-c)}{\sigma} + C\mu^T \frac{dc}{dy}$
Quantité de mouvement horizontale	$0 = -\frac{ds}{dy} - c \frac{C}{\sigma} (U - u)$	$0 = \frac{dS}{dy} - c \frac{C}{\sigma} (U - u)$
Avec	$c(y)$: la concentration moyenne en particule solide $p(y)$: la pression du gaz	$P(y)$: la pression de l'air $S(y)$: la contrainte horizontale dans l'air

	<p>granulaire (relié à sa température T par :</p> $p = 4cFGT$ <p>C : le coefficient de traînée corrigé par les effets de concentration en particules et de turbulence</p> <p>s(y): la contrainte horizontale du gaz de particules</p> $s = -v\langle\xi_x\xi_y\rangle$ <p>σ: la densité réduite des particules</p> <p>u(y): la vitesse horizontale moyenne des particules</p> $u(y) = \langle\xi_x\rangle$	$S = \mu^T \frac{dU}{dy}$ <p>U(y) : la vitesse moyenne de l'air</p> <p>μ^T: la viscosité turbulente approchée.</p> $\mu^T = \sqrt{\frac{S}{\sigma}} \kappa y$
Relations supplémentaires	$s = \frac{2}{5\sqrt{\pi}} \frac{E}{F} \frac{p}{T^{1/2}} \frac{du}{dy}$ <p>Contrainte horizontale constante avec la position y :</p> $S^* = S + s$	

Figure 48 : système d'équations simplifiées développé par J. Jenkins

Les différentes variables sont réduites en utilisant d comme échelle de longueur, \sqrt{gd} comme échelle de vitesse ce qui conduit à un frottement imposé par le fluide en dehors de la couche en saltation définit comme le nombre de Shield :

$$S^* = \frac{\tau_{xy}}{\rho g d}. \quad \text{Équation 51}$$

Ce système complexe d'équation est fermé et à besoin de conditions limites pour être intégré. L'objet du travail a été de dériver les conditions limites au sol d'une manière analytique grâce aux bilans de masse et à la simplification de la distribution de vitesse des particules montante et descendante au sol par des gaussiennes :

$$f_{\uparrow} = \frac{2n_{0\uparrow}}{2\pi\sqrt{T_{x\uparrow}T_{y\uparrow}}} e^{-(\xi_{0x}-u_{0\uparrow})^2/2T_{x\uparrow}} \cdot e^{-(\xi_{0x})^2/2T_{y\uparrow}} \quad \text{Équation 52}$$

$$f_{\downarrow} = \frac{2n_{0\downarrow}}{2\pi\sqrt{T_{x\downarrow}T_{y\downarrow}}} e^{-(\xi_{0x}-u_{0\downarrow})^2/2T_{x\downarrow}} \cdot e^{-(\xi_{0x})^2/2T_{y\downarrow}} \quad \text{Équation 53}$$

Avec $n_{0\uparrow}$ le nombre de particules montantes par unité de volume, $u_{0\uparrow}$ leur vitesse de glissement moyenne et les températures définies par les variances : $T_{x\uparrow} = \langle\xi_{0x\uparrow}^2\rangle$.

De nombreuses relations peuvent être déduites entre toutes ses fonctions :

- La traînée suivant la verticale peut être négligée¹⁴ d'où, $2n_{\uparrow} = 2n_{\downarrow} = n$ et donc $T_{y\uparrow} = T_{y\downarrow} = T$.
- $n(y) = n_0 e^{-y/T_y}$
- $s_0 = \frac{\pi}{6} n_0 \sqrt{T_y/2\pi} (u_{0\uparrow} - u_{0\downarrow})$ la contrainte des particules au niveau du sol

Nous avons besoin d'utiliser une fonction Splash $S(\xi_{\uparrow} \rightarrow \xi_{\downarrow})$ approchée qui définit la distribution des particules montantes sous l'effet de l'impact d'une particule descendante au niveau du sol.

¹⁴ Validé par la suite par des valeurs identiques des vitesses verticales des particules montantes et descendantes.

Ainsi en considérant comme vitesse minimale $\sqrt{2}$ (soit une hauteur d'éjection supérieur au diamètre), on peut obtenir :

$$u_{0\downarrow} = 21, u_{0\uparrow} = 15, T = 21, \eta_0 = \frac{s_0}{0,6T} \quad \text{Équation 54}$$

Muni de cette analyse statistique de la condition au sol, il est possible soit de résoudre le système d'équation de J. Jenkins ci-dessus soit comme nous l'avons fait d'effectuer le calcul des trajectoires des particules et de leur influence sur le vent en moyennant sur l'ensemble des vitesses initiales au sol possibles.

Ainsi nous avons effectué un calcul itératif en suivant le schéma de la figure 49 afin de trouver la fraction volumique de particules au sol permettant l'obtention de l'équilibre. En effet une fois l'ensemble des trajectoires calculées nous pouvons calculés la contrainte moyenne des particules sur le vent $s(y)$ donc connaître la contrainte fluide $S(y)=S^*-s(y)$ et finalement intégrer cette contrainte par les relations de la figure 48 pour obtenir un nouveau profil de vent $U(y)$ jusqu'à ce que le système converge vers sa solution d'équilibre correspondant à une couche limite saturée en particules en saltation.

Les résultats et comparaisons avec les mesures expérimentales sont synthétisés dans la figure 49.

Ainsi nous obtenons un bon accord final sur les flux transporté par saltation mais avec beaucoup plus de particules allant beaucoup moins vite. L'amélioration de ces prédictions est l'enjeu des prochaines années avec une analyse systématique de :

- l'influence des approximations faites au niveau de la fonction Splash,
- détermination de la validité de la fonction Splash déterminée sur un lit de particules statiques contrairement à la réalité,
- prise en compte simplifié de la suspension turbulente.
- Prise en compte de la polydispersité,
- Prise en compte de la pente du sol

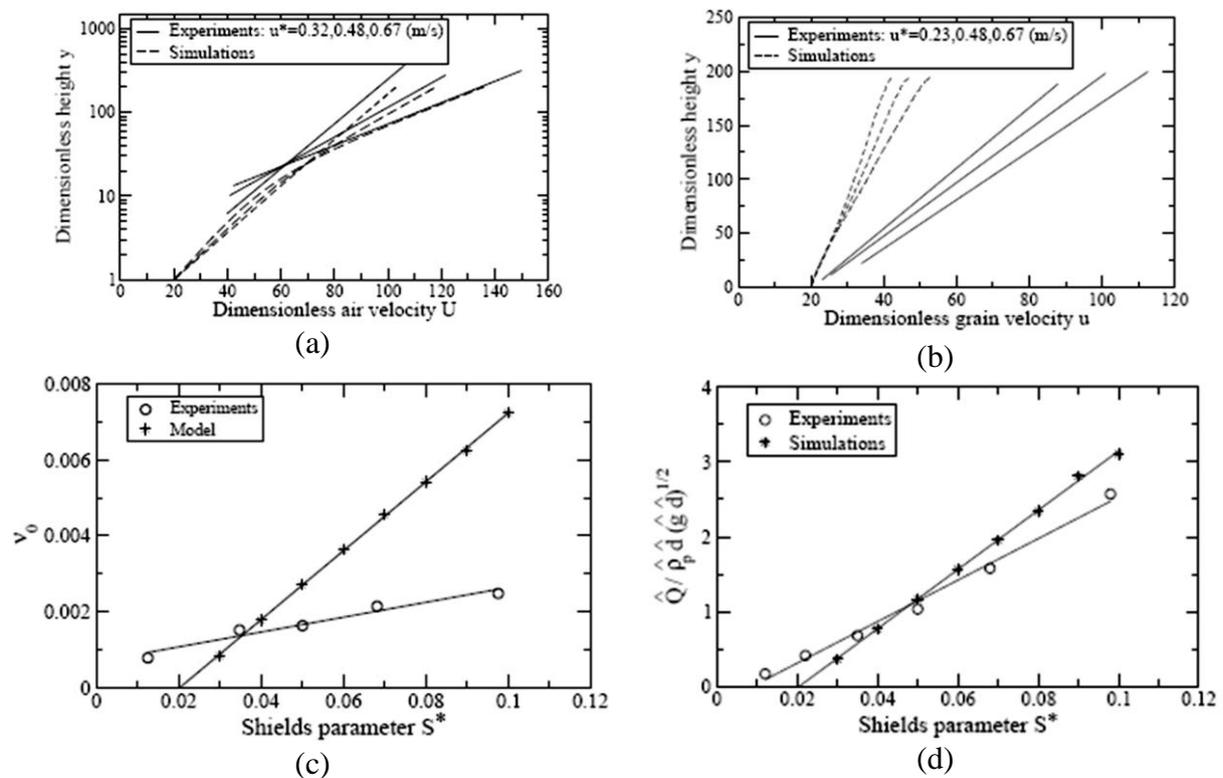


Figure 49 : comparaison entre les résultats du modèle et les mesures de saltation

III.2. Transport solide en hydrologie

L'ANR "MICMAC"¹⁵ sur le transport éolien possédait également un volet transport hydraulique piloté par le laboratoire Géosciences de Rennes1.

Cette situation présente non seulement un intérêt en soit pour la compréhension des phénomènes de transport de sédiments dans les rivières, mais aussi de grandes similarités avec la situation éolienne précédente. Le transport de fond des rivières est en effet un des phénomènes les moins bien compris et quantifiés, alors que les mesures récentes tendent toutes à réévaluer son importance sur le flux total transporté (i.e. y compris la partie en suspension) et que la question du transport de sédiments est au cœur de nombreuses problématiques comme l'évolution du risque de crue (lié à la modification du lit de la rivière par aggradation/érosion), le transfert de polluants (pour ceux adsorbés sur les sédiments) ou la longévité des ouvrages hydrauliques et leur impact sur l'écologie des rivières. Plusieurs actions de recherche ont ainsi été amorcées dans le domaine depuis mon arrivée au LGCGM de l'INSA de Rennes.

III.2.1. Ecoulement ruisselant

La grande majorité des écoulements et du transport de polluant en milieux urbains se fait sous forme de ruissellements d'épaisseur millimétrique (Chocat 1997). Cette configuration est donc l'application la plus évidente de l'activité de transport hydrique existant à Rennes au domaine du génie civil.

III.2.1.1. Régimes étudiés

La situation modèle sur laquelle nous avons travaillé dans le cadre de la thèse de Jiong Zhang est représentée sur la figure 50 avec la présence d'un milieu poreux modèle pouvant représenter divers matériaux de surface urbaine : chaussée drainante ou non, chaussée pavée, béton, sols artificiels...

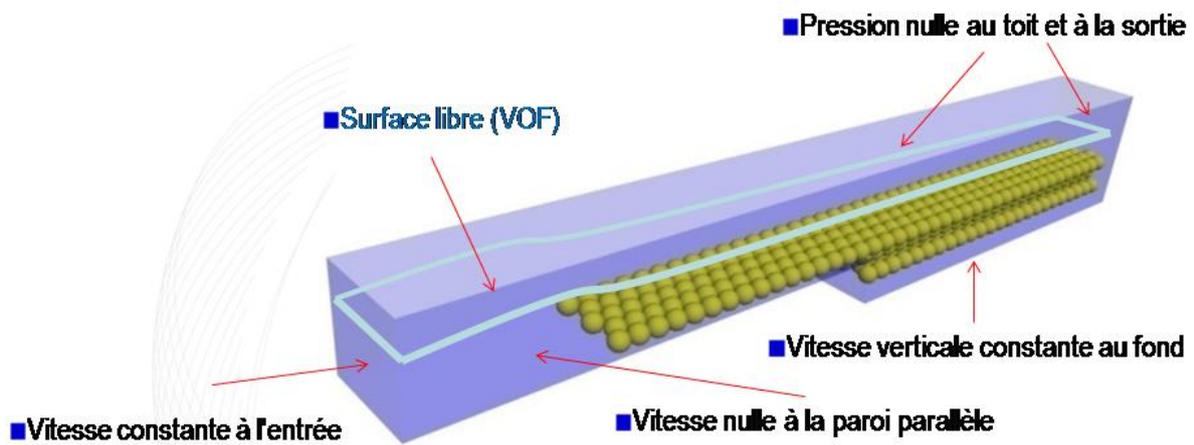


Figure 50 : géométrie et conditions limites des simulations de transport en écoulement ruisselant

¹⁵ Le titre du projet MICMAC était « Empilements statiques et écoulements de surface dans les milieux granulaires, conséquences pour les transferts sédimentaires naturels. » avec trois partenaires l'IPR de Rennes, Geosciences Rennes et le LTN de Nantes. J'étais le responsable scientifique de la partie LTN.

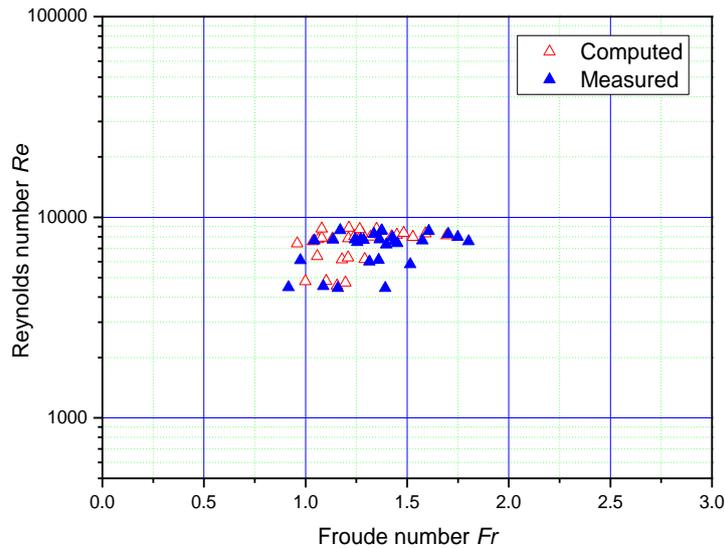


Figure 51 : régimes d'écoulement à surface libre étudiés.

Notre objectif est d'étudier le transport de sédiments solides afin de caractériser l'influence du milieu poreux, son colmatage éventuel, ainsi que la qualité des eaux d'infiltration et de ruissellement qui sortent de ce système pour participer ensuite à l'élaboration de modèles à plus grandes échelles d'espace et de temps.

Le laboratoire LGCGM a une assez longue histoire d'utilisation de modèle discret de milieu granulaire notamment avec l'utilisation du logiciel PFC d'Itasca qui permet des simulation aux éléments distincts (DEM). Le couplage avec un code de résolution de l'écoulement fluide est un enjeu actuel dans de nombreuses disciplines dont le génie civil.

La situation étudiée expérimentalement et le domaine de calcul simulé par Jiong Zhang est schématisée sur la figure 51 avec ses conditions limites permettant une bonne convergence du calcul numérique de l'écoulement de surface libre.

A partir des contraintes de pente modérées (de l'ordre du 1%), d'écoulement millimétrique, de diamètres de particule du même ordre de grandeur et d'un écoulement capable de mettre les particules en mouvement, nous avons travaillé sur des écoulements turbulents ($Re > 2000$) et torrentiels ($Fr > 1$) (figure 51).

Afin de pouvoir considérer que l'écoulement est à peu près uniforme dans le domaine, nous avons étudié des débits de drainage faibles :

$$(Q_1/Q_0 = 0 ; 1/20 ; 1/15 ; 1/10).$$

Le régime de transport avec des particules de diamètre d_s entre 1 et 4mm peut être compris à l'aide des paramètres réduits suivants :

Nombre de Reynolds particulaire	$130 \leq Re_p = \frac{U_* d_s}{\nu} \leq 600$
nombre de stokes	$1 \ll 70 \leq St = \frac{\rho_s d_s^2 U_w}{\mu d} \leq 1760$
Nombre de Froude particulaire	$0.9 \leq Fr_p = \frac{U_w}{\sqrt{(s-1)gd_s}} \leq 3.3$

Ainsi, à partir du nombre de Froude particulaire, nous pouvons prédire que le transport sera entre le charriage et la saltation ; à partir du nombre de Stokes nous pouvons prédire que les particules auront des trajectoires faiblement influencées par l'écoulement ; et à partir du

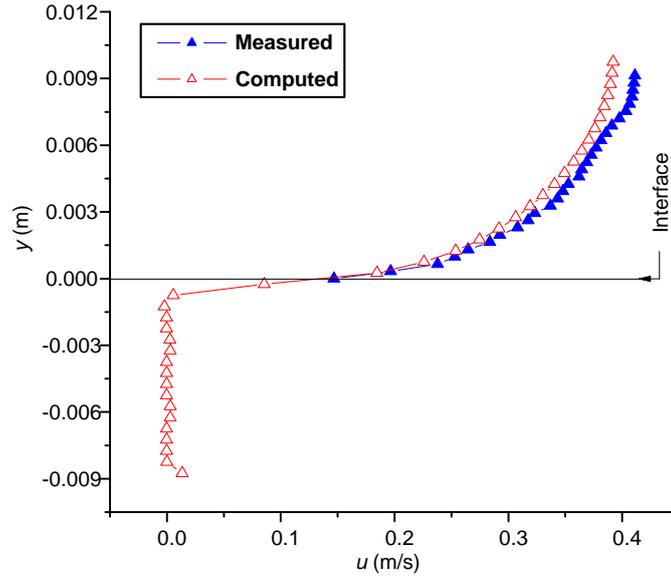


Figure 52 : comparaison du profil de vitesse longitudinal mesurée expérimentalement et simulé pour une pente $S=0.0105$, un débit d'entrée $Q=6.0$ l/min et sans débit d'infiltration

nombre de Reynolds nous savons que l'écoulement autour des particules sera transitionnel ce qui implique l'utilisation d'un coefficient de traînée valable dans ce domaine.

III.2.1.2. Ecoulement à surface libre

Les écoulements à surface libre induisent une complexité intrinsèque par le fait que la géométrie de la surface mouillée n'est pas connue et change en fonction du régime d'écoulement. En effet la hauteur d'eau de l'écoulement uniforme est le résultat de l'équilibre entre la force de gravité et les forces de frottement (essentiellement aux parois). En l'absence de drainage, le calage de la loi de Chézy utilisant le coefficient de Manning-Strickler permet d'obtenir un coefficient de Manning, $n_{\text{Manning}}=0,009\pm 0,001$ cohérent avec la littérature (Graf et Altinakar 2011).

De même le profil vertical de vitesse de l'écoulement reproduit sur la figure 52 permet plusieurs remarques :

- L'accord entre les profils expérimental et simulé valide le calcul numérique utilisant un modèle k- ϵ standard de turbulence (Itasca 2007).
- La vitesse du fluide dans le milieu poreux s'annule quasiment après la première rangée de bille.
- Les profils de vitesse dans l'écoulement libre peuvent être analysés en termes de lois logarithmiques de manière à en déduire le frottement.

En premier modèle, la loi logarithmique est identique à celle obtenue dans le cas éolien :

$$\frac{u(z)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad \text{Équation 55}$$

Puis dans le cas d'un écoulement au dessus d'un milieu poreux dont les rugosités ne sont pas petites par rapport à la hauteur d'eau Einstein et El-Samni (1949) ont démontrée qu'il fallait corriger l'origine de l'axe vertical en la plaçant légèrement à l'intérieur du lit poreux de rugosité k_s :

$$\frac{u(z)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z+z_{corr}}{z_0} \right) \text{ avec } z_{corr} = 0,2 * k_s \quad \text{Équation 56}$$

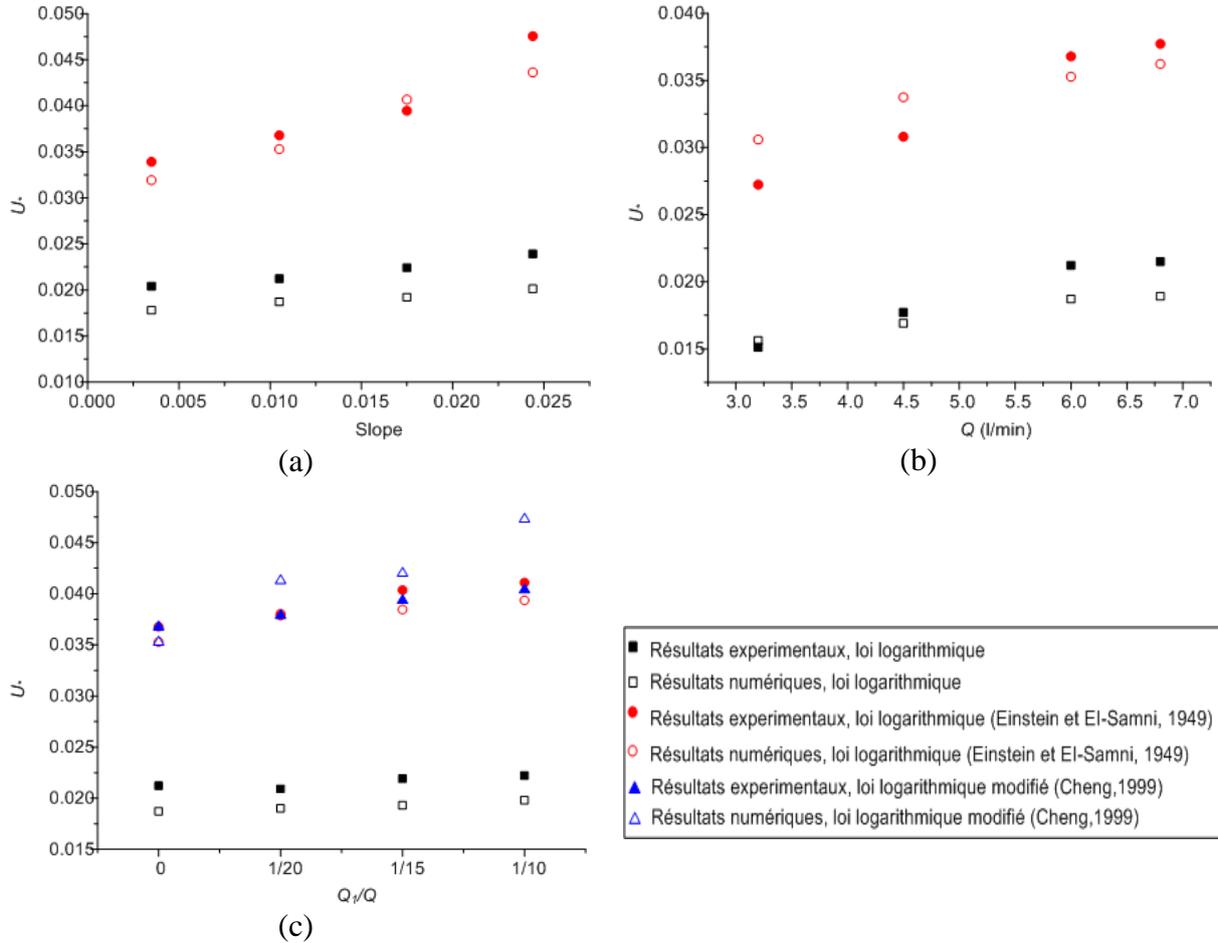


Figure 53 : estimation du frottement fluide sur le fond canal en fonction de la pente (a), du débit Q_0 (b) et du débit d'infiltration Q_i à l'aide de différentes lois théoriques.

Enfin dans le cas d'un écoulement de drainage dans le lit poreux, Cheng et Chiew (1998) a proposée une modification supplémentaire pour estimer le frottement au sol :

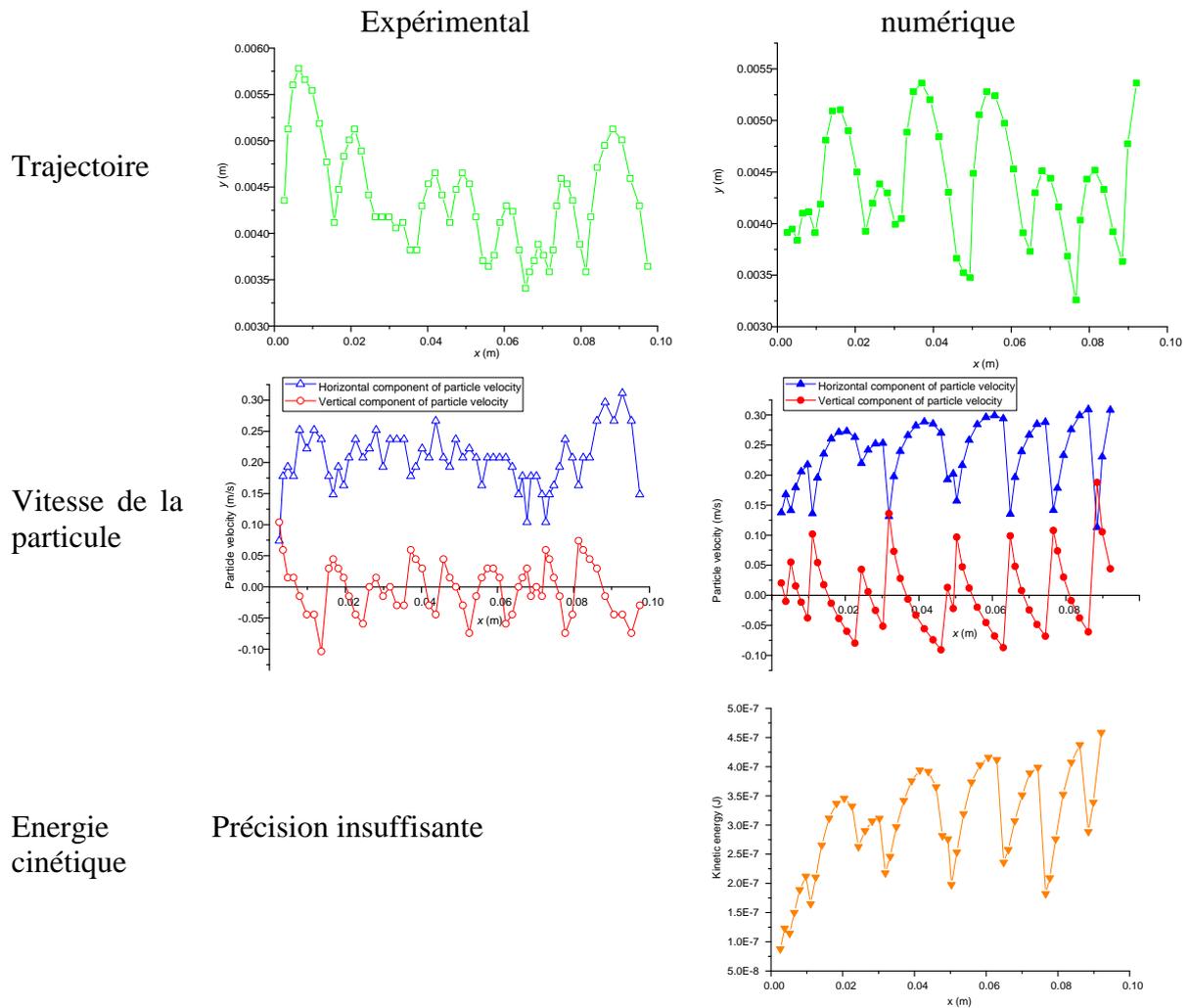
$$\frac{u(z)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z+z_{corr}}{z_0} \right) + \frac{v_s}{4u_\tau} \left[\ln \left(\frac{z+z_{corr}}{z_0} \right) \right]^2 \quad \text{Équation 57}$$

Ainsi la figure 53 présente les estimations de frottement en fonction des paramètres et de la loi utilisée. Si l'influence du drainage reste assez faible dans notre étude, la correction liée à des rugosités importantes est indispensable pour une détermination précise du frottement.

III.2.1.3. Transports de particules

Un suivi de particule par une caméra rapide du même type que dans le cas du transport éolien a pu être mis en place et l'analyse brute d'une trajectoire expérimentale a pu être comparée à une trajectoire simulée (figure 54). Plusieurs observations peuvent être faites :

- Il y a un bon accord qualitatif sur les trajectoires des particules avec des alternances de roulement-glissement et des sauts. Le transport est bien du type saltation en contact régulier avec le sol.
- Le niveau moyen de vitesse horizontale des particules est identique en expérience et en simulation ce qui permettra une analyse des transferts d'énergie entre le fluide et les grains même si les chocs en milieu fluide ne sont pas proprement simulés.
- La qualité des mesures de vitesse est insuffisante dans l'expérience et il faudrait notamment augmenter la fréquence de prise d'images.



Précision insuffisante

Figure 54 : trajectoire caractéristique d'une particule de diamètre $d_s=2$ mm, pour un débit entrant $Q_0=6.8$ l/min, un débit de drainage $Q_I=0.34$ l/min, une pente $S=0,0105$ et une hauteur d'eau $d=8.47$ mm

Il est déjà possible d'analyser l'influence de certains paramètres tels que les débits d'écoulement et de drainage sur le transport des particules. La figure 55 indique que sur la simulation et l'expérience le débit de drainage augmente les vitesses moyennes de transport des particules dans tous les cas certainement par l'aspiration du fluide de faible quantité de mouvement au voisinage du sol.

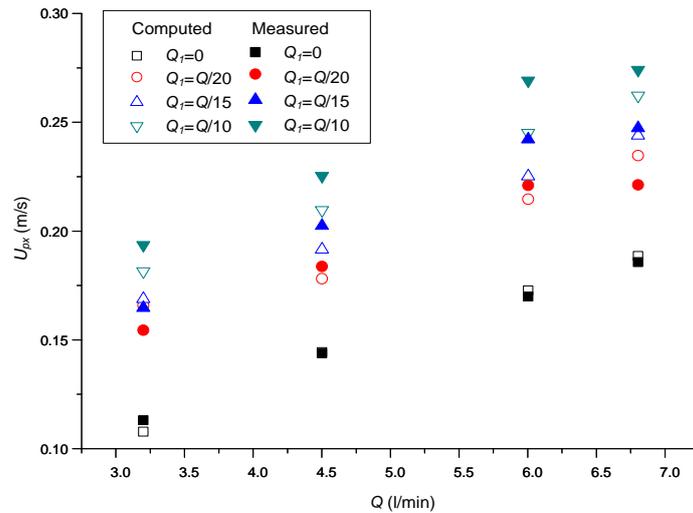


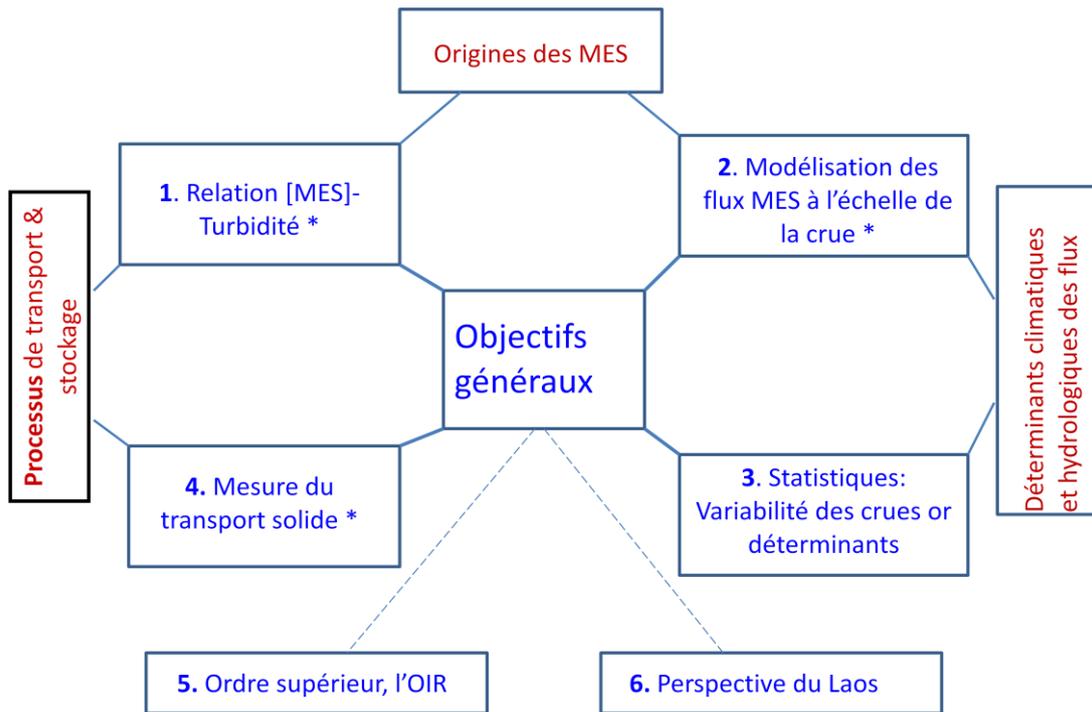
Figure 55 : mesure des vitesses moyennes de transport des particules en fonction du débit Q_0 et du débit de drainage Q_d à partir des expériences et des simulations pour la pente de $S=0,0105$.

III.2.2. Transport solide en rivière

Le laboratoire LGCGM a une activité importante en environnement et en sédimentologie. C'est dans ce cadre qu'une collaboration avec Catherine Grimaldi du laboratoire Sol Agro et hydrosystème Spatialisation (UMR SAS) de l'INRA de Rennes s'est mise en place sur l'étude du transport des Matière En Suspension (MES) en rivière. J'ai ainsi encadré la thèse d'Amphone Vongvixay dont l'organigramme est rappelé dans la figure 56 avec des astérisques pour les parties où je suis intervenu directement dans la mise en place des mesures et leur analyse, A. Vongvixay n'étant pas habituée au travail de laboratoire.

III.2.2.1. Mesure de turbidité

La mesure de turbidité en milieu naturel est toujours perturbée par la variation au cours du temps de la qualité des MES et notamment leur granulométrie. Ainsi nous avons repris avec une étudiante de MASTER l'étalonnage de plusieurs turbidimètres avec des mélanges granulaires contrôlés. Si nous appelons T_u la mesure de turbidité, $[MES]$ la concentration massique en MES, nous pouvons calculer la turbidité spécifique $T_s = \frac{T_u}{[MES]}$ représentant la sensibilité de la mesure à la masse (ou volume) de MES dans le volume de mesure. En fait la physique de cette mesure indique qu'elle serait plutôt sensible à la surface des MES présentes (Clifford et al. 1995). Dans ce deuxième cas au-lieu d'obtenir une valeur constante de T_s , celle-ci doit être proportionnelle à l'inverse du diamètre moyen de sédiment. La figure 57 montre la dépendance obtenue sur des mélanges de sable fin et de limons fins en proportion variable. Il faut noter que nous avons utilisé deux méthodes de calcul du diamètre moyen : soit en utilisant la probabilité en volume Q_3 , soit en utilisant la probabilité en surface Q_2 . La figure 57 montre ainsi que la granulométrie permettant l'obtention d'une turbidité spécifique inversement proportionnelle au diamètre moyen est celle « en surface », qui met l'accent sur des particules plus fines que la courbe granulométrique en volume.



2

Figure 56 : Diagramme du travail de thèse d'Amphone Vongvixay

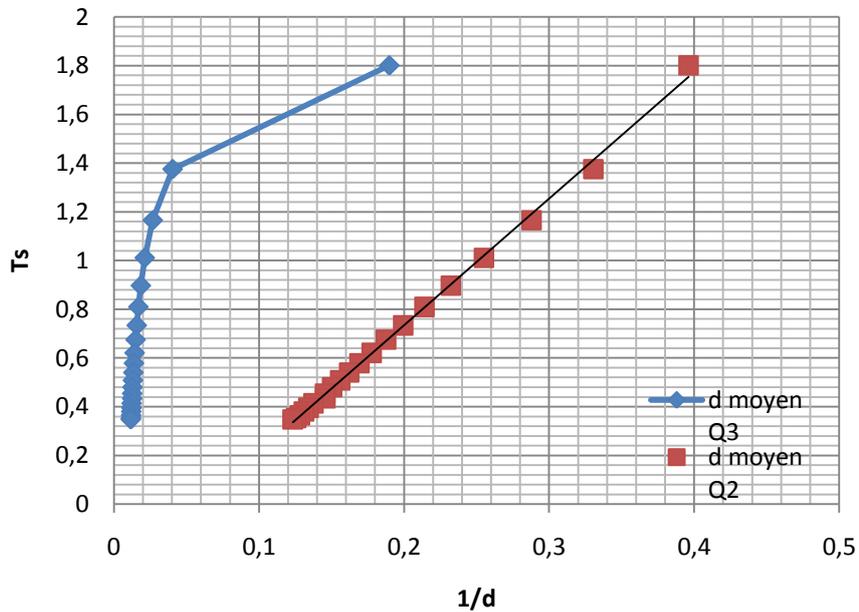


Figure 57 : turbidité spécifique d'un mélange granulaire en fonction du diamètre moyen selon qu'il est calculé à partir d'une granulométrie en volume ou en surface.

III.2.2.2. Seuil de « charriage »

La figure 58 schématise le piège qui a été installé juste en aval de la station de mesure de débit, de niveau d'eau, de vitesse et de turbidité de la rivière Moulinet. Pour toute la période d'étude 15 prélèvements ont été réalisés dont 6 sans flux solide charrié.

Les sédiments piégés ont été analysés et l'une des conclusions principales de l'étude granulométrique est de pouvoir définir la gamme de sédiments transportés par charriage au fond de la rivière. La figure 59 représente une courbe granulométrique moyenne construite à partir de tous les sédiments piégés.

La quantification du début d'entraînement des particules dans les cours d'eau est un sujet qui a été étudié depuis longtemps. Dans ce travail, nous utilisons le critère développé par Shields. Le seuil de mouvement est caractérisé par le nombre de Shields ou contrainte réduite de cisaillement nécessaire pour mettre en mouvement les particules du lit $\Theta^* = \tau_{*cr}$. Cette contrainte réduite a été ajoutée à la courbe de Shields-Yalin (c.f. Graf et Altinakar 2011) sur la figure 60. Selon le résultat d'analyse granulométrique des sédiments piégés du Moulinet, nous trouvons le diamètre moyen minimum (d_{50}) pour tous les sédiments piégés égal à 3 mm (figure 59), cette valeur correspond à un diamètre réduit ($d_* = 70$) ce qui correspond à un seuil $\tau_{*cr} = 0,05$.

A partir de l'analyse granulométrique des grains piégés et prélevés nous avons tenté de placer différents points sur le diagramme de Shields (figure 60).

Sur certaines périodes les particules piégées étaient peu nombreuses et fines. Les points correspondants (triangle vert plein) calculés sur la base du diamètre d_{90} sont interprétés comme du transport par suspension. En utilisant les diamètres des sédiments prélevés plus grossiers et non transportés, il est possible de placer des points correspondant à une absence de transport (points rond orange et triangle violet vide). Pour les périodes de transport important nous avons déterminé des points en utilisant le diamètre d_{50} des sédiments piégés (étoile rouge) et afin de mieux caractériser le seuil de transport nous avons recalculé ces points en utilisant le diamètre d_{90} des sédiments piégés (Losange plein bordeaux).

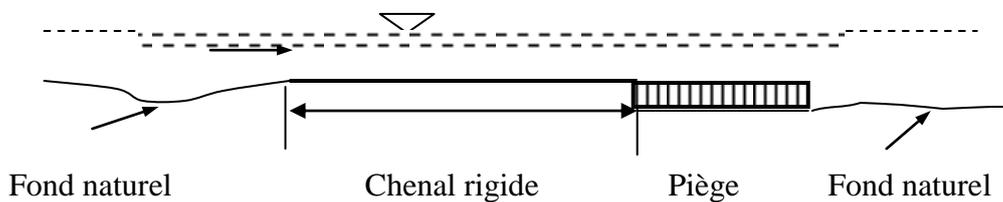


Figure 58 : Installation du piège à la station de mesure hydrologique du Moulinet

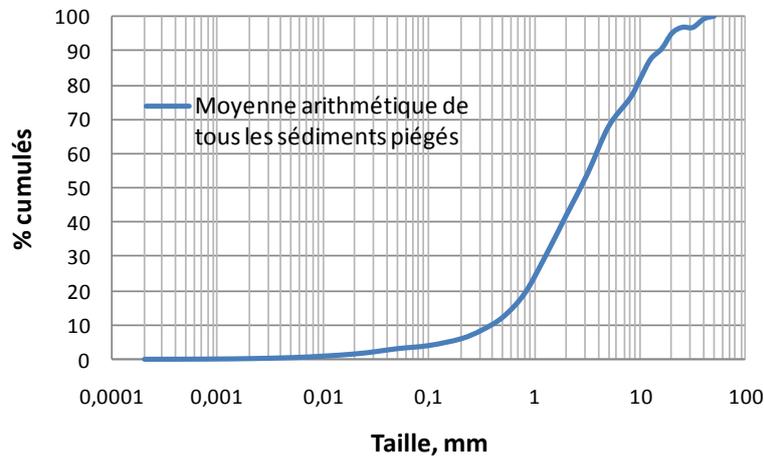


Figure 59: Courbe granulométrique moyenne des tous les sédiments piégés.

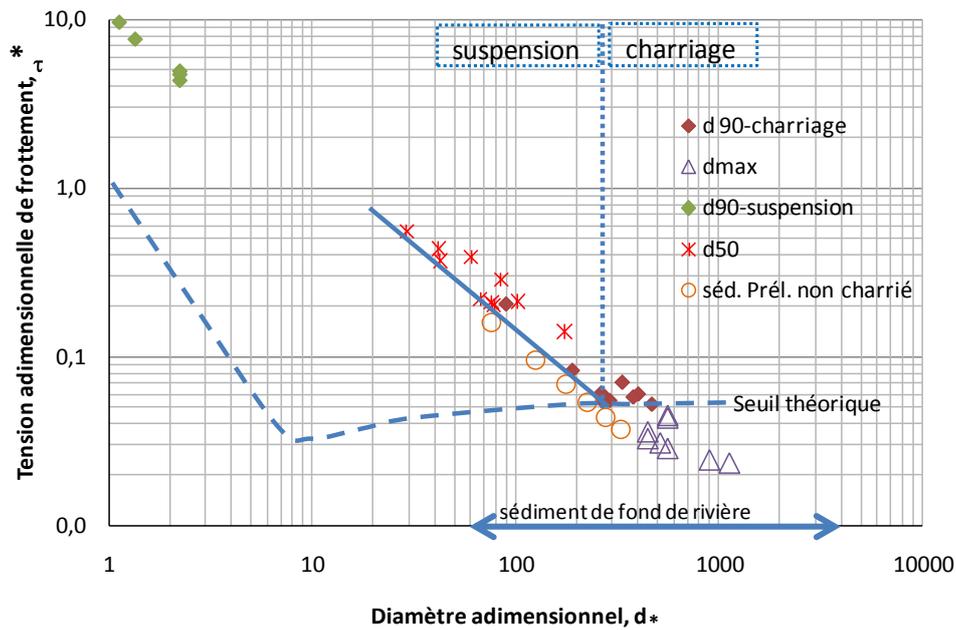


Figure 60: Tension réduite de frottement, τ_* , en fonction du diamètre réduit

La figure 60 montre, dans le cas du transport important de matériaux grossiers, que le frottement critique du transport par charriage est de 0,052 pour des diamètres réduits entre 200 et 2000. Cette valeur est encadrée par la valeur obtenue en utilisant d_{90} avec le charriage et celle calculée avec un diamètre de sédiments grossier non transporté pendant les périodes où seule la suspension a eu lieu. Cela correspond à la limite du transport par charriage.

Pour les périodes où peu de sédiment ont été piégés, le diamètre d_* basé sur d_{90} est inférieur à 2 ($50 < d_{90} < 60 \mu\text{m}$). La quantité très faible de sédiments piégés nous indique qu'il n'y a pas eu charriage. Ces points (Losange vert plein) correspondent à une limite de transport par suspension dont le frottement critique dépend fortement de d_* . La valeur assez élevée du nombre de Shields renforce l'idée que ce sédiment n'a pas été "charrié", mais plutôt transporté par suspension même si la distinction entre ces deux modes de transport n'est pas parfaite.

Nous avons décidé de considérer que pour les diamètres, d_* , plus petits que 200, le transport réalisé a du être du type suspension-saltation.

III.3. Transfert en milieu poreux

Ce travail a fait l'objet du travail de thèse de Boumédiene Benmezroua, et fait parti d'un axe de développement du laboratoire LGCGM de l'INSA de Rennes avec M. Hellou, J. Martinez, D. Rangeard et F. Lomine.

Le laboratoire a toujours eu une activité de recherche importante sur les caractéristiques des chaussées routières et récemment le Pr. Mustapha Hellou a décidé d'aborder les problèmes de transferts de polluants au niveau de ces chaussées urbaines. La majeure partie de la pollution étant adsorbée à la surface des particules fines présentent dans l'eau de ruissellement et d'infiltration des chaussées, nous avons décidé de reprendre les travaux de colmatage en profondeur de l'équipe de l'ESPCI (Ghidaglia, Guazzeli, Hulin, Oger).

III.3.1. Simulation de l'écoulement en milieu poreux

La première étape a été de valider et de maîtriser la qualité de la résolution de l'écoulement fluide dans un milieu poreux avec les codes couplés DEM-CFD sur des empilements périodiques de sphères pour lesquels il existe des développements théoriques tels que ceux de Zick et Homsy (1982). Le domaine solide est constitué par des sphères rigides agencées en réseaux périodiques dont la porosité est contrôlée par la taille de la maille cristalline. Le nombre total de ses sphères pour chaque réseau est de 18081, 4541 et 9041 respectivement en cubique simple (SC), en cubique centrée (BCC) et en cubique à faces centrées (FCC) (figure 61). Le rayon des sphères est de 1,25mm. De même, le domaine fluide est composé de mailles hexaédriques de même taille sur un même réseau périodique (figure 61).

La vitesse imposée en entrée a été choisie de façon à garantir un régime de Stokes avec un nombre de Reynolds de 0.01. Le calcul numérique conduit au champ de vitesse et au champ de pression de l'écoulement dans le milieu poreux. La perméabilité est ensuite déduite de l'application de la loi de Darcy pour chaque réseau périodique.

$$k = \frac{\mu V}{\Delta P / L} \quad \text{Équation 58}$$

Nous avons ainsi pu vérifier que la solution numérique correspondait bien à la relation théorique entre perméabilité et force de trainée sur une bille isolée :

$$k = \frac{2}{9} \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} \frac{r^2}{f^*} \quad \text{Équation 59}$$

avec $f^* = \frac{f_D}{f_{\text{Stokes}}}$ la force de trainée normalisée par la trainée de Stokes en milieu infini (c.f. chapitre III.1).

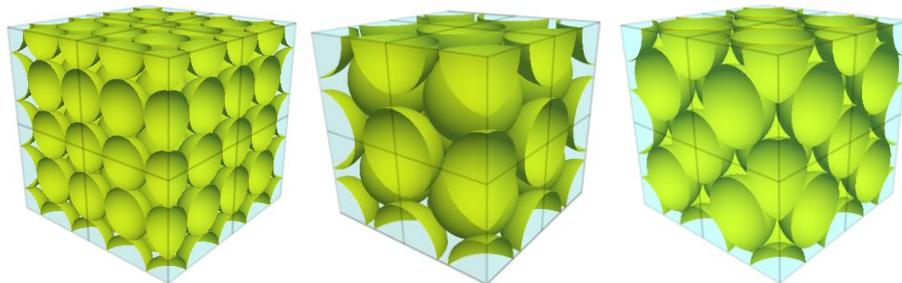


Figure 61: empilements périodiques de sphères (SC, BCC et FCC), respectivement

Nous avons ainsi réitéré le calcul pour différente expression de la force de traînée en tenant compte du confinement autour des particules à travers la porosité ε :

Auteurs	f^*
Di Felice (1994)	$f_{\text{Di Felice}}^* = \frac{C_D \text{Re}_p}{24} \varepsilon^{-\chi}$ avec $\chi = 3.7 - 0.65 \exp\left[-\frac{1.5 - \log \text{Re}^2}{2}\right]$
Ergun (1952)	$f_{\text{Ergun}}^* = \frac{150}{18\varepsilon^2} (1-\varepsilon)$
Beetstra (2007)	$f_{\text{Beetstra et al. (mono)}}^* = 10 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2} + \varepsilon^2 (1 + 1.5\sqrt{1-\varepsilon})$
Hill et al. (2001)	$f_{\text{Hill et al}}^* = f_0^* + \frac{1}{2} f_3^* \text{Re}_p$ avec $f_0^* = \begin{cases} \varepsilon \frac{1 + 3 \frac{\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{2}} + \frac{135}{64} \frac{1-\varepsilon \ln 1-\varepsilon}{1-\varepsilon} + 16.14}{1 + 0.681 (1-\varepsilon) - 8.48 (1-\varepsilon)^2 + 8.16 (1-\varepsilon)^3} & \varepsilon > 0.6 \\ 10 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2} & \varepsilon < 0.6 \end{cases}$ et $f_3^* = 0.0673 + 0.212 (1-\varepsilon) + \frac{0.0232}{\varepsilon^5}$
Zick et Homsy (1982)	$f_{\text{Zick et Homsy}}^* = \varphi \varepsilon \varepsilon$ avec $\varphi(\varepsilon)$ tabulée
Stokes	$f^* = 1$
Ce travail (loi empirique calée sur Zick et Homsy)	$f_{\text{Ce travail}}^* = \frac{3.4 (1-\varepsilon)^2 + 2.22 (1-\varepsilon) + 1.63 \sqrt{1-\varepsilon^2} + \sqrt{1-\varepsilon^3} + 0.9}{\varepsilon^2}$

La figure 62 montre un résultat pour un réseau cubique centré (BCC) avec une porosité variant de la valeur minimale de 0,32 à la valeur maximale de 1. Les résultats semi-théoriques de Zick et Homsy sont considérés comme étant ceux de référence. Plusieurs constatations peuvent être faites sur le rôle fondamental du terme correcteur de porosité dans le coefficient de traînée pour obtenir des valeurs de perméabilité correct. En effet le faisceau de courbes diverge très rapidement pour des porosités supérieures à 0,4 et le terme de Stokes devient aberrant dès que la porosité descend en dessous de 90%.

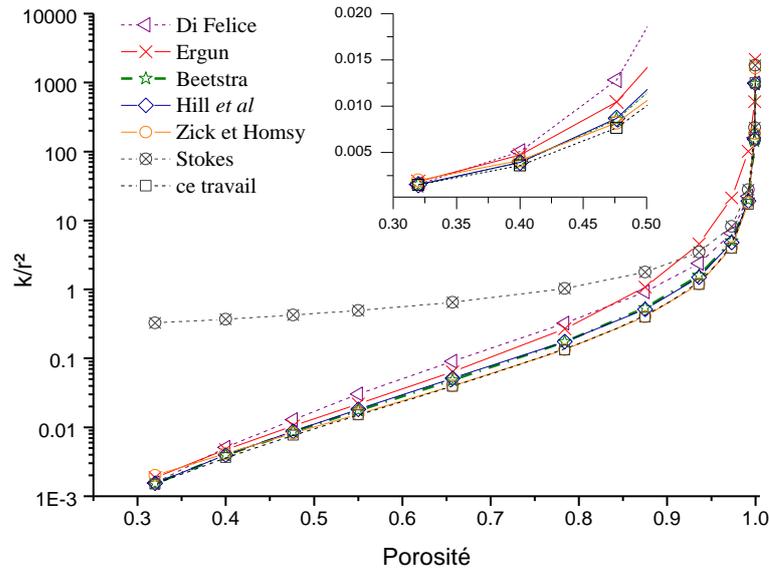


Figure 62 : La perméabilité adimensionnelle d'un réseau périodique BCC en fonction de la porosité.

III.3.2. Colmatage en profondeur

Rassurés sur les capacités du code numérique à simuler un écoulement en milieu poreux fixe, nous avons simulé une série d'essai de colmatage réalisés expérimentalement par Ghidaglia et al. (1996) à l'ESPCI. Le milieu poreux est constitué de 19900 sphères monodisperses de diamètre 5mm avec un désordre partiel effectué à l'entrée du milieu poreux par la mise en place de 100 sphères de diamètre 1cm (figure 63).

La porosité moyenne de cet empilement calculée par PFC3D est d'environ 0.4. Cet empilement est maintenu par deux grilles de mailles carrées, d'espacement 2mm, disposées sur les faces supérieure et inférieure du milieu poreux. La distance entre la grille et l'entrée est de 50 mm L'écoulement du fluide est effectué du bas vers le haut. Les 200 particules injectées sont de densité 1,19 et de diamètre entre 800 μ m et 830 μ m.

Dans cette simulation le couplage totale entre le code de particule mobile DEM et le code fluide a donc été utilisé avec le fluide qui est le moteur du mouvement des particules mais ces dernières qui modifient la perméabilité qui rétroagit sur le fluide pour induire le phénomène de colmatage.

Les conditions expérimentales ont été reproduites avec 3 vitesses interstitielles différentes dans le même sens (+g) ou dans le sens contraire de la gravité (-g), et le colmatage a été mesuré par la position moyenne des particules dans le temps (figure 64).

Plusieurs conclusions peuvent ainsi être adressées en accord avec les observations expérimentales de Ghidaglia :

- Le colmatage se fait dans la profondeur du milieu poreux pour ces particules de diamètre 0,16 fois le diamètre des particules constituant le milieu poreux.
- Le colmatage dépend de la vitesse de l'écoulement fluide et du sens de la gravité pour les écoulements faibles, c'est-à-dire à nombre de Stokes et de Froude modérés.

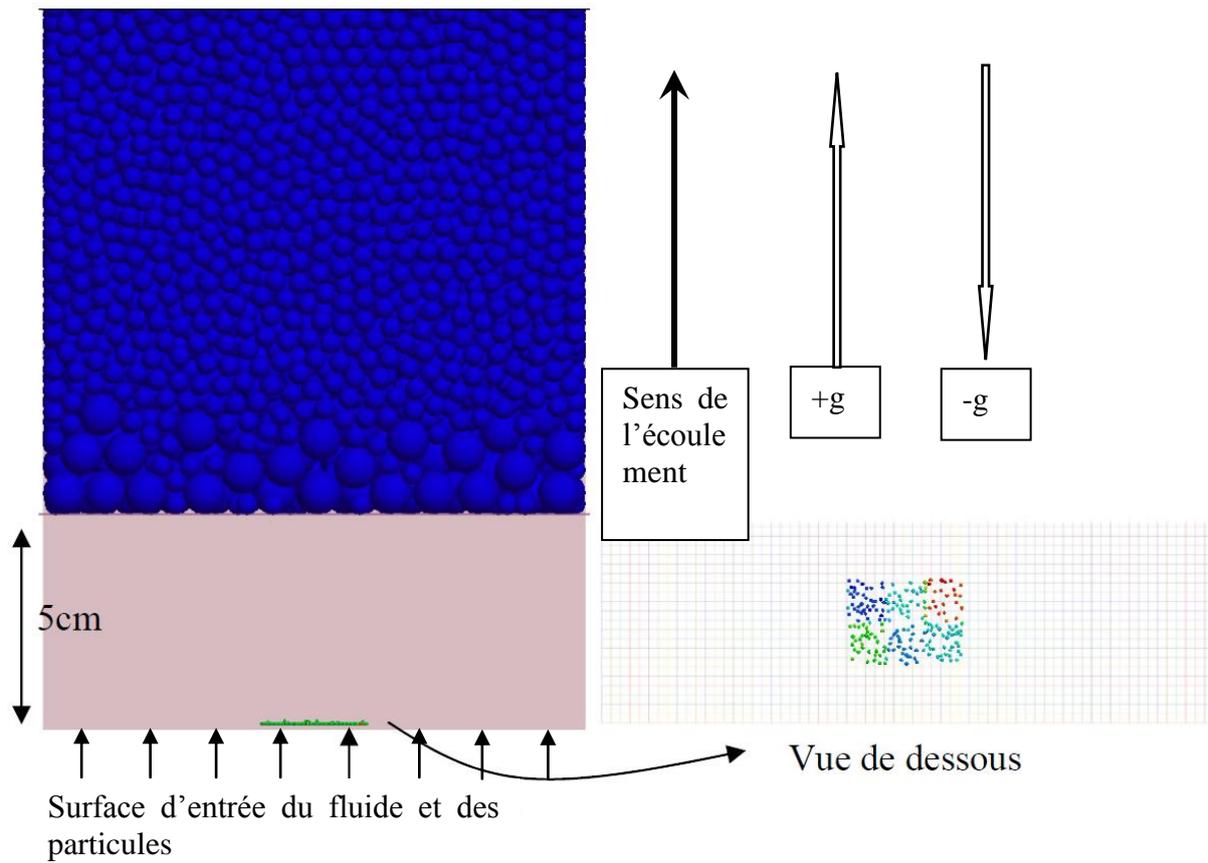


Figure 63 : modèle numérique d'essai de colmatage avec le sens +g quand la gravité est dans le sens de l'écoulement et (-g) quand la gravité est dans le sens contraire

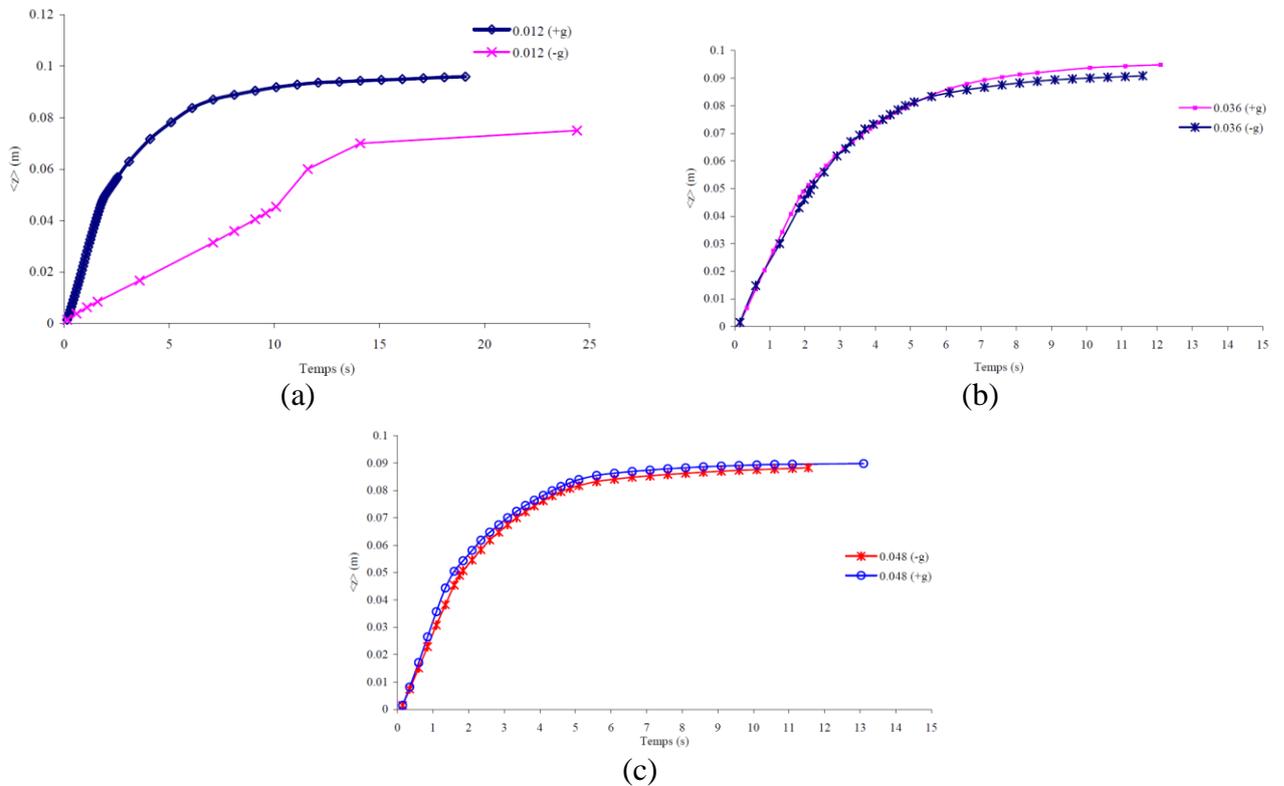


Figure 64 : distance moyenne de pénétration des particules dans le milieu poreux en fonction du temps pour trois vitesses d'écoulement différentes, (a) pour $u=0,012\text{m/s}$, (b) pour $u=0,036\text{m/s}$ et (c) $u=0,048\text{m/s}$ dans les deux cas d'orientation de la gravité (+g) et (-g).

IV. Perspectives

Les perspectives potentielles de mes travaux sont bien sûr plus nombreuses que les sujets abordés pendant ces 15 ans. J'essaie d'en donner ici une liste en sachant que leur réalisation dépendra beaucoup de mon environnement de recherche et des réseaux dans lesquels je me situerai et qui pourront naître, et en fonction également des financements que nous pourrions obtenir. Néanmoins plusieurs sujets sont en cours de programmation et leur objectif, méthodes et résultats attendus sont détaillés.

IV.1. Thermique de l'habitat

Si la thermique de l'habitat constitue plus un domaine de convergence d'enjeux sociétaux qu'une discipline académique bien identifiée, mes activités d'enseignement et d'expertise me conduisent à proposer ou à renforcer les thèmes suivants.

IV.1.1. Etudes pluridisciplinaires

En effet la thermique de l'habitat aujourd'hui au cœur des réflexions sur la maîtrise des consommations d'énergie et, sous cette pression sociétale, de nombreux domaines se mobilisent :

- L'architecture et les concepts d'écoconstruction, de conception bioclimatique,
- La science des matériaux qui constituent l'enveloppe des bâtiments,
- L'énergétique du bâtiment,
- L'économie pour comprendre les blocages financiers de la généralisation des constructions et rénovations consommant peu d'énergie,
- Les politiques publiques qui peuvent arriver à entraîner cette révolution énergétique,
- L'aménagement et l'urbanisme qui, à plus grande échelle, peuvent organiser cette révolution et la relier aux autres domaines de l'activité humaine.

Un institut d'aménagement et d'urbanisme vient d'être créé à Rennes (IAUR 2012) avec comme membres fondateurs l'université de Rennes2, l'école nationale supérieure d'architecture de Bretagne (ENSAB), l'institut d'étude politique (IEP) de Rennes et l'institut national des sciences appliquées (INSA) de Rennes. J'ai été le porteur de projet au sein de l'INSA qui participe à travers son département génie civil et urbain (GCU) et son laboratoire LGCGM. L'enjeu pour la recherche est de générer des équipes pluridisciplinaires sous la forte demande des collectivités (Rennes-Métropole notamment). C'est essentiellement dans ce cadre que j'imagine mon action en thermique de l'habitat.

IV.1.2. Bassins solaires

Les bassins solaires consistent en des bassins d'assez grandes dimensions en surface avec une bâche noire au fond pour capter l'énergie solaire. Ils sont remplis d'eau en deux couches de densité différentes. L'interface en densité ainsi créée permet de réduire fortement les pertes de chaleur vers l'air comme dans le cas du stockage industriel de GNL présenté au chapitre II.2.

Ce type de dispositif peut ainsi être la source d'un grand volume d'eau chaude basse température et s'inscrire dans divers dispositifs énergétiques du bâtiment.

Ce sujet est donc une application directe de mes précédentes recherches sur les transferts de chaleur et de masse à une interface stratifiée.

Je pourrai ainsi facilement participer au dimensionnement de bassin solaire directement ou par l'encadrement de stage d'ingénieur si de tels projets se réalisaient.

IV.2. Fractionnement en milieu poreux

Ce travail provient d'une première participation aux activités de l'équipe de l'INSA et notamment avec Trong Dong N'Guyen et Mustapha Hellou qui a mené à la publication de deux articles [16,17]. L'une des conclusions majeures que je retiens de cette étude est que la rétention de polluants non-miscibles est le résultat de la fragmentation de la nappe de polluant en petites gouttelettes difficilement mises en mouvement par la suite. Ainsi le problème de la pollution d'un milieu poreux par un liquide non-miscible peu être vu comme le résultat de la fragmentation et être étudié de manière académique par ce phénomène.

Mes travaux antérieurs d'étude du fractionnement en écoulement turbulent et les compétences dans des régimes laminaire plus lents de Thierry LEMENAND, Dominique DELLA VALLE et Hassan PEERHOSSAINI pourraient permettre de proposer un projet sur le fractionnement chaotique de gouttelette en milieu poreux.

Dans un premier temps nous pourrions analyser ce fractionnement par le transfert de gouttes non-mouillante à travers un milieu poreux modèle périodique 2D de type Galton dans lequel l'espace entre les deux plans latéraux serait identique à la taille du col entre deux pores afin de conserver les contraintes géométriques existants dans un milieu poreux 3D.

Mustapha Hellou a déjà développé le calcul analytique de l'écoulement de Stokes et la perméabilité initiale du milieu est donc bien connue. En suivant le raisonnement de l'article soumis [19], nous pouvons alors calculer le champ de contraintes qui s'applique sur une goutte et avoir un critère de fractionnement.

Cette configuration chaotique serait un développement nouveau pour l'analyse du fractionnement laminaire déjà effectué par l'équipe nantaise dans le cas de l'advection chaotique dans un tube coudée en situation alternée (Habchi 2009).

L'analyse dimensionnelle du chapitre III.1 restera la base de ce travail.

IV.3. Transport éolien

IV.3.1. Etude en soufflerie

Les études actuelles de transport de particules solides en éolien ne sont pas terminées. Si la situation du transport stationnaire de sable monodisperse semble comprise, elle ne permet pas encore d'analyser la complexité des situations réelles de terrain. Les méthodes actuelles sont efficaces mais doivent encore évoluer pour :

- se rapprocher du sol et analyser la reptation,
- comprendre les temps de réponse du transport reliés eux-mêmes au paramètre clés que constitue la longueur de saturation (Andreotti 2010),
- continuer à étudier le transport sur différents type de sol, notamment sur des sols sableux avec des rides,
- étudier l'effet de la polydispersité. D. Ho a déjà commencer une base de données sur le transport de mélanges bi-disperses de sable. Son interprétation n'est pas du tout

commencer et l'effet de polydispersités larges et continues aurait certainement des caractéristiques de transport encore différentes,

IV.3.2. Transport éolien et mécanique du sol

Suite aux résultats sur le transport éolien du chapitre III.3, les mesures de transport éolien sur le terrain sont assez bien reproduites par les mesures stationnaires en soufflerie et la saltation est qualitativement bien décrite par les modèles diphasiques récents [10]. Néanmoins ces derniers mettent en évidence le rôle prépondérant des caractéristiques mécaniques du sol sur, d'une part, le seuil d'envol, et d'autre part, la fonction splash décrivant le rebond et l'éjection de nouveaux grains par un grain en saltation. Or, en milieu maritimes, ces caractéristiques vont évoluer sous l'effet des taux d'humidité et de salinité du sol dans les premiers centimètres. En effet les grains de sable sub-millimétriques vont être reliés par des ponts liquides ou solides donnant une cohésion au sol très variable dans le temps. C'est la raison pour laquelle une étude de laboratoire semble indispensable. Cette étude reposera sur les compétences actuelles en physique des milieux granulaires à l'IPR et mécanique des sols au LGCGM.

Cette démarche expérimentale sera organisée de la manière suivante :

Préparation d'échantillons sableux (secs puis avec un taux d'humidité contrôlé et un taux de salinité contrôlée) en plusieurs exemplaires.

Analyse des propriétés de ces échantillons : capacité diélectrique et conductivité du milieu [11] ; seuil critique d'envol dans une soufflerie avec une couche limite bien caractérisée (au laboratoire Thermocinétique de Nantes) ; analyse de la fonction splash sur quelques tirs grâce au dispositif 3D de l'IPR de Rennes ; mesures mécaniques de la cohésion par différents essais géotechniques : pénétromètre, scissomètre et/ou cellule de cisaillement.

Analyse et modélisation du comportement mécanique du sol.

Ces analyses expérimentales pourront être poursuivies par des caractérisations temporelles permettant de modéliser les phénomènes de mouillage, d'infiltration de liquide, de séchage du sol. Le but de cette étude mécanique sera de construire un modèle de transport éolien intégrant la cohésion du sol et tenter d'interpréter les rares situations humides enregistré sur le terrain d'Akjoujt en Mauritanie et plus récemment sur le littoral du Banc d'Arguin en Mauritanie.

Une autre extension de ces développements paraît intéressante avec des simulations numériques fines à l'aide de modèle aux éléments discrets (DEM) permettant de relier des paramètres microscopiques aux propriétés mécaniques mesurées. Pour ces aspects, Franck Lominé du LGCGM pourrait développer les applications en mécanique du sol de simulations de DEM identiques à celles qu'il a développées dans sa thèse de doctorat.

IV.3.3. Instabilité de Görtler et géomorphologie

Au cours de son travail de thèse de doctorat à l'IPR, Vincent Langlois (2005) a observé la formation puis la dynamique des rides au fond d'un chenal hydraulique. Il a notamment toujours observé une tridimensionalisation liée à l'interaction entre les rides initialement bidimensionnelle et l'écoulement. Une hypothèse que nous avons ensemble évoquée et l'existence de tourbillons de Görtler sur la face amont des rides. Les valeurs du nombre de Görtler que nous avons commencé à estimer semblent confirmer cette hypothèse.

Cette idée a été également stimulée par l'article de Hopfinger et al. (2004) et permet de rechercher les situations dans lesquelles l'instabilité de Görtler pourrait jouer un rôle dans la dynamique de dépôts sédimentaires. De plus, en suivant le raisonnement de Claudin et Andreotti (2006), les dunes éoliennes peuvent être considérées comme des analogues des rides dans l'eau et leurs dynamiques pourraient être également influencées par l'instabilité centrifuge de Görtler.

IV.4. Colmatage & érosion interne

La dernière partie du travail de thèse de Boumedienne BENMEZROUA devait porter sur un calcul d'écoulement dans un empilement bidisperse avec des phénomènes locaux d'érosion interne et de colmatage mesuré par Didier Marot à l'IUT de Saint Nazaire. Ces phénomènes très importants pour la durée de vie des ouvrages en terre de génie civil ont été modélisés par Bonelli et Marot (2008). La simulation de ces phénomènes est aujourd'hui un enjeu majeur de l'interaction fluide-particules. Malheureusement le nombre élevé¹⁶ de particules nécessaires pour reproduire un Volume élémentaire Représentatif dépasse légèrement nos capacités locales. L'arrivée récente de Franck Lominé au LGCGM permettra le développement de modèles DEM-fluide capables de reproduire avec la même précision spatiale les phénomènes fluides et la dynamique des grains contrairement au logiciel PFC-CCFD utilisé dans les thèses de J. Zhang et B. Benmezroua.

IV.5. Transport instationnaire en écoulement ruisselant

Ce projet de recherche est l'objet d'un projet de collaboration avec un professeur brésilien Geraldo Maciel de l'université fédérale de l'état de Sao Paulo au Brésil. Geraldo Maciel développe la théorie des instabilités de type « rolls waves » des écoulements à surface libre avec tout type de fluide newtonien ou non (Maciel et al. 2009).

La collaboration concerne la réalisation d'un dispositif expérimental original pour l'étude du comportement hydraulique et du transport des écoulements ruisselants sur des surfaces urbaines.

Ce projet porte sur les mécanismes de colmatage superficiel des interstices des milieux poreux soumis à des écoulements polyphasiques d'une part et aux conséquences du colmatage sur les phénomènes de transport dans ces milieux [16,17]. En effet la qualité des eaux de pluie collectées est très variable, peu prévisible et pose donc des problèmes de gestion des polluants. L'essentielle de la pollution est adsorbée à la surface des particules solides (sédiments urbains). Ces sédiments sont déposés à la surface poreuse du sol urbain tel que la chaussée routière et sont mis en mouvement lors des événements pluvieux.

L'influence du drainage interne sur l'hydraulique du ruissellement, le seuil de mise en mouvement des sédiments et leur vitesse de transport a été abordée lors de la thèse de doctorat de Jiong ZHANG.

De plus toute la littérature sur le transport sédimentaire se concentre sur les situations stationnaires. La volonté du projet est donc d'étudier ces transports en présence de perturbations temporelles :

- Instabilités de type « rolls waves » : cela permettrait d'analyser le transport en situation hors équilibre plus proche bien sûr de la réalité avec un accord plus ou moins réalisé entre les échelles de temps de l'écoulement instable et du transport solide.

¹⁶ Autour de 1 millions pour des rapports de 1 à 10 entre les grosses et les petites particules.

- Impact de goutte de pluie : il engendre des fluctuations de vitesse d'amplitude très supérieures à la vitesse d'écoulement moyenne avec une mise en suspension des sédiments dans la couche fluide (Motzkus et al. 2011).

Le programme d'étude envisagé se développe à l'échelle du grain et du pore.

Il est important de pouvoir étudier l'influence de la taille des sédiments transportés dont les plus fins peuvent pénétrer dans le sol mais dont les plus grossiers vont réaliser un colmatage superficiel et transitoire en fonction des capacités d'érosion et de transport de l'écoulement.

Le programme d'étude envisagé se développe à l'échelle temporelle de l'instantanéité.

Il est bien évidemment fondamental d'avoir un suivi rapide tant de la dynamique fluide que solide pour pouvoir espérer un modèle de transport à partir des lois stationnaires connues et vérifiées.

Le programme d'étude envisagé utilisera l'expérimentation et la simulation numérique.

Un nouveau banc d'essai de ruissellement est en cours de construction avec un simulateur de pluie entièrement pilotable en débit et taille de goutte afin de pouvoir maîtriser les flux de fluide et d'énergie (<http://www.spraysas.com/disquetournant.htm>).

Les capacités de simulation avec le logiciel PFC-CCFD seront utilisées avec des possibilités de développement du type de ceux de Lomine et al. (2011).

V. Références citées dans le corps du mémoire

Andreotti B., Claudin P. and Pouliquen O., "Measurements of the aeolian sand transport saturation length", *Geomorphology* **123**, pp 343-348 (2010).

Bagnold RA, "The physics of blown-sand and desert dunes.", Morrow, New York, 1941.

Batchelor, G. K., "The theory of homogeneous turbulence." Cambridge University Press, 1953.

Beetstra R., « Drag Force of Intermediate Reynolds Number Flow Past Mono- and Bidisperse Arrays of Spheres », *AIChE Journal*, Vol. 53, No. 2 489-501, 2007

Bonelli S. et Marot D., « Modélisation de la suffusion comme une érosion d'interface », actes de l'AUGC'08, Nancy, 2008

Charru F., "Instabilités hydrodynamiques", EDP sciences edition du CNRS, 2007.

Chocat B., "Encyclopédie de l'hydrologie urbaine et de l'assainissement", Ed. Lavoisier, 1124p., 1997.

Cheng N.-S. and Chiew Y.-M., "Modified logarithmic law for velocity distribution subjected to upward seepage", *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 124(12), pp.1235-1241, 1998.

Claudin P. and Andreotti B., "A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples", *Earth and Planetary Science Letters* **252**, pp 30-44 (2006).

Clifford N.J., Richards K.S., Brown R.A. and Lane S.N., "Laboratory and field assessment of an infrared turbidity probe and its response to particle size and variation in suspended sediment concentration", *Hydrological sciences Journal*, Vol. 40(6), pp.771-791, 1995

Dallavalle J.M., " Micrometrics : The technology of fine particle" 2ème edition, Pitman, London, 1948

Maciel G., Kiryu dos Santos H. et Ferreira F., Rheological analysis of water clay compositions in order to investigate mudflows developing in canals, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, vol.31 no.1, 2009

Di Felice R., « The voidage function for fluid-particle interaction systems», Int. J. Multiphase Flow Vol. 20, No. 1, pp. 153-159, 1994

Einstein, H.A. and El Samni E.-S. A., "Hydrodynamic forces on a rough wall", Reviews of modern physics, vol. 21(3), pp. 520-528, 1949.

Ergun S., « Fluid flow through packed columns », Chem. Eng. Prog , vol. 48, pp.89–94, 1952

Graf W.H. et Altinakar M.S., "Hydraulique fluviale-Ecoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple", Traité de Génie Civil Vol. 16, Presses polytechniques et Universitaires Romandes, 2011.

Habchi C., Lemenand T., Della Valle D., Peerhossaini H., » Liquid/liquid dispersion in a chaotic advection flow », International Journal of Multiphase Flow, Volume: 35, Issue: 6, 2009

Hill R. J., Koch D. L., Ladd A. J. C., « The first effects of fluid inertia on flows in ordered and random arrays of spheres », J. Fluid Mech., Vol. 448, pp 213–241, 2001a.

Hopfinger E. J. , Kurniawan A. , Graf W. H. And Lemmin U., “Sediment erosion by Görtler vortices: the scour-hole problem”, Journal of Fluid Mechanics, 520 : pp 327-342, 2004

IAUR, site internet de l’Institut d’Aménagement et d’Urbanisme de Rennes, www.univ-rennes2.fr/iaur, 2012

ITASCA, "CCFD theoretical manual", ITOCHU Techno-Solutions Corporation, Minneapolis, 24 p., 2007.

Kamotani Y., J. K. Lin. et S. Ostrach, « Effect of destabilizing heating on Görtler vortices », Journal of Heat Transfer, vol. 107: 877-882, 1985.

Langlois V., « Instabilité d’un lit granulaire cisailé par un écoulement fluide », thèse de doctorat de l’université Rennes1, 2005.

Lemenand, T., Della Valle, D., Zellouf, Y., and Peerhossaini, H., “Droplets formation in turbulent mixing of two immiscible fluids in a new type of static mixer”, Int. J. Multiphas. Flow, 29, pp. 813-840, 2003.

Lettau, K., and H. Lettau , “Bulk transport of sand by the barchans of 969 the Pampa de La Joya in southern Peru”, Z. Geomorphol., 13, 182–195, 1969.

- Lominé, F., Scholtès, L., Sibille, L. and Poullain, P. , “Modeling of fluid–solid interaction in granular media with coupled lattice Boltzmann/discrete element methods: application to piping erosion.” *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*. vol.36(8), 2011
- Motzkus C., Gensdarmes F., Géhin E., “Study of the coalescence/splash threshold of droplet impact on liquid films and its relevance in assessing airborne particle release”, *Journal of Colloid and Interface Science*, 362, 540–552, 2011
- Naruzawa U. and Suzukawa Y., “Experimental study of double-diffusive cellular convection due to a uniform lateral heat flux”, *J. Fluid Mech.*, vol.113, pp.387-45, 1981.
- Rhyning, I. L., « *Dynamique des Fluides* », Presses Polytechniques romandes 1985
- Schladow S.G., Thomas E. and Koseff J.R., “The dynamics of intrusions into a thermohaline stratification”, *J. Fluid Mech.*, vol.236, pp.127-165, 1992.
- Suzukawa Y. and Narusawa U., “Structure of growing double-diffusive convection cells,” *Journal of Heat transfer*, vol.104, pp.248-253, 1982.
- Turner J.S., “Buoyancy effects in fluid”, Cambridge University press, 1973.
- Valance J. and J. Crassous, "Granular medium impacted by a projectile: Experiment and model", *Eur. Phys. J. E* 30, 43–54, 2009.
- Werner, B. T. “A steady-state model of wind-blown sand transport.” *J. Geol.* 98, 1–17, 1990.
- Zick A.A. and Homsy G.M., "Stokes flow through periodic arrays of spheres", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 115, pp. 13-26, 1982