



**HAL**  
open science

# Étude des instationnarités du transport de neige par le vent

François-Xavier Cierco

► **To cite this version:**

François-Xavier Cierco. Étude des instationnarités du transport de neige par le vent. Planète et Univers [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00350186

**HAL Id: tel-00350186**

**<https://theses.hal.science/tel-00350186>**

Submitted on 6 Jan 2009

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

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

**THESE DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER**

**ECOLE DOCTORALE TERRE UNIVERS ENVIRONNEMENT**

**Spécialité : Mécanique des Fluides – Environnement – Risques Naturels**

**Présentée par**

**François-Xavier CIERCO**

# **Etude des instationnarités du transport de neige par le vent**

**Soutenue le 19/12/2007 devant :**

**Yves GAGNE (Président du jury)**

**Hubert GALLEE (Examineur)**

**Michel LEDOUX (Rapporteur)**

**Mohamed NAAIM (Co-directeur de Thèse)**

**Florence NAAIM-BOUVET (Directrice de Thèse)**

**Alexandre VALANCE (Rapporteur)**

**Thèse préparée au sein de l'U.R. ETNA, Cemagref, Grenoble**

## Résumé

Le transport de neige par le vent occasionne des nuisances qui entravent certaines activités du secteur des transports et du tourisme. Il déplace les dépôts de neige et modifie la structure du manteau neigeux. A ce titre, il participe à l'augmentation du risque d'avalanche. Ces différents aspects justifient l'activité de recherche menée depuis plusieurs années au Cemagref de Grenoble et dans laquelle cette étude trouve naturellement sa place. Ainsi les travaux précédents ont contribué à la modélisation physique et numérique de prévision du transport de neige par le vent. Cela dit, le transport éolien de particules met en jeu différents phénomènes complexes que les connaissances actuelles ne suffisent pas à décrire avec précision. Dans ce contexte, des travaux expérimentaux ont été conduits à la fois en soufflerie et sur le terrain. Ces derniers ont permis des premières investigations sur le comportement des fluctuations de concentration en régime permanent, en particulier par le biais de traitements d'images et d'analyses spectrales. Cette thèse a également porté sur la variabilité des profils de concentration en conditions naturelles, c'est-à-dire dans un écoulement turbulent instationnaire. Tous les résultats *in-situ* ont nécessité l'usage d'instruments adaptés dont certains ont dû être réétalonnés de manière spécifique.

## Mots clefs

**Transport éolien de particules, Neige, Couche limite atmosphérique, Turbulence, Traitement d'images, Anémométrie ultrasonore, Mesures de Flux, FlowCapt, Vitesse de frottement seuil, Vitesse de chute.**

## Abstract

Blowing snow causes disturbances that affect both tourism and transportation. Moreover, snowdrifts and accelerated snow metamorphosis dramatically increase the risk of avalanches. These observations call for more scientific and technical researches like those realized in Cemagref, Grenoble, France, where this Ph-D was achieved. Past works contributed to the development of physical and numerical models about blowing snow but the difficulties encountered to match the results get in the field and the general complexity involved in Aeolian particle transport required more studies. That's why new experimental measurements were recorded either in a wind-tunnel or in the field. On one hand, image processing and spectral analysis were used to investigate the fluctuations of particle concentration blown in a stationary turbulent flow. On the other hand, the variability of concentration profiles during natural events of blowing snow was studied thanks to flux measurements. These latter required some dedicated sensors with specific calibration.

## Keywords

**Blowing snow, Aeolian particle transport, Atmospheric boundary-layer, Turbulence, Image processing, Ultrasonic Anemometry, Flux measurement, FlowCapt, Impact threshold velocity, Terminal fall velocity.**





## Remerciements

Il ne reste que cinq minutes avant de commencer. La salle est encore vide. Y aura-t-il du monde ? Qui sera là ? Les membres du jury, ça ne fait pas de doute... Les rapporteurs sont arrivés hier pour éviter les aléas de ponctualité des transports... (je n'indique pas de références sur le sujet pour ne pas alourdir la bibliographie mais je pense avoir de quoi faire quelques publications sur le sujet...). Je peux aussi compter sur Xavier, Mylène Vito et toute l'équipe qui occupe la « cafète » pour finir de tartiner les toasts... Sur Nicolas qui soutient demain et qui ne manquera pas de prendre une dernière fois la température comme je l'ai fait lors de la soutenance de Didier, vendredi dernier... Sur tous ceux avec qui j'ai partagé des moments de galère ou de joie, sur le terrain ou ailleurs...

Une minute... La salle se remplit soudain, le jury prend place... courtes présentations... Vient le silence... je crois que c'est à moi !

On a beau s'imaginer que ce sera le cas, il est toujours étonnant de constater à quel point la séance de questions paraît courte quand on est sur la sellette alors qu'elle est interminable pour le public. Les trente minutes nécessaires aux délibérations sont à peine suffisantes pour saluer tout le monde... Il faut vite reprendre son rôle de chef d'orchestre pour mettre en place le pot et constater que les musiciens sont coopérants et efficaces – mais pour bien les connaître, je n'en doutais pas. Un petit tour de service pour abreuver le jury de champagne (ils l'ont bien mérité), pour s'assurer que la famille a tout ce qu'il lui faut, et c'est à mon tour de m'approcher du buffet... Ah non ! On m'interpelle à droite... Je me retourne, courte discussion, un nouvel interlocuteur se greffe sur le petit groupe, le flot de la foule forme un courant continu qui nous coupe l'accès aux victuailles. La conversation prend fin, nouvelle tentative, surtout que Hervé, David et Thierry me demandent pour trinquer ! J'aimerais bien mais avec tout cela, je n'ai pas encore eu l'occasion de me servir le moindre verre... Le groupe fait cependant bien les choses : armé d'une bouteille, il ne me reste plus qu'à trouver le contenant. Je reprends donc ma route vers la table quand une obligation de type jurystique me happe à quelques centimètres du but... Marche arrière ! Il me faut encore patienter quelques minutes avant que Mo me fournisse les outils adéquats pour franchir la dernière étape de ce travail (ce ne sera pas la première fois). Armé de mon verre aussi souvent plein que vide, je rattrape le retard : mes parents, mes oncles et tantes, ma marraine, les amis qui sont venus de plus ou moins loin (ça dépend si on considère que Grenoble est sur la route de Poitiers... au départ de Paris... ou sur la route de Lyon... au départ des Rousses !), ceux qui ont entrepris des détours professionnels pour expliquer que l'exposé (certains diront même la conférence) les aiderait à calculer des vitesses de vent dans les caténaires, à régler des problèmes d'hydraulique au Soudan, ou à modéliser la pollution atmosphérique à Lyon... celles et ceux qui ont failli venir en tandem... Bref, le seul inconvénient d'être la star du moment c'est qu'on n'a pas une minute à soi... et qu'au bout du compte il ferait presque faim. Le code des convenances mentionnant clairement qu'un évanouissement d'inanition de l'impétrant est du plus mauvais effet, je m'accoude donc à la table et n'en bouge plus...

Au fond, si on me cherche, on devrait savoir où me trouver...

Tout ça pour dire aussi que la réussite de cette journée (et par son truchement celle des quelques années de travail qui l'ont précédé) est avant tout due à une équipe qu'il faut ici remercier... Surtout que l'ingratitude des tâches – concept qui a du être inventé en même temps que les tâches elles mêmes – veut que le travail de certains se voit plus que le travail de

leurs voisins et que ce n'est que quand les voisins partent qu'on se rend compte que plus rien ne marche... Il s'agit donc de n'oublier personne !

J'adresse donc mes premiers remerciements à Florence et Mohamed Naaim, en leur qualité de directrice et co-directeur de thèse, pour leur disponibilité et leurs conseils tout au long de ces « quelques » années, dans des conditions que la distance n'a pas toujours facilitées. (Merci encore pour les démarches administratives qui de Lyon auraient sans doute pris quelques semaines de plus, pour l'hébergement ponctuel du nomade en transhumance entre Bourg-Saint-Maurice et Lyon et qui parfois, passait par Grenoble... sans doute porté par le vent !)

Je souhaite également exprimer ma profonde gratitude aux membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail de thèse : M. Gagne qui en a accepté la présidence, M. Ledoux et M. Valance qui ont assumé la tâche conséquente de rapporteurs, et M. Gallée qui en tant qu'examinateur, a permis de replacer le travail dans le contexte de la modélisation opérationnelle.

Une étude expérimentale rappelle souvent la dure réalité du terrain et la réalisation concrète des manipulations m'aurait laissé bien démuni sans l'appui d'une équipe solide et chaleureuse dans laquelle se sont investis Hervé et Fred, toujours présents sur le terrain mais aussi à l'atelier où l'aide de Christian et Xavier nous a été précieuse.

Au même titre, mais dans la catégorie administrative cette fois, je voudrais citer les participations de Martine Girier, Françoise Gay, Corinne Manquat, Marie-Christine Baussand et Fernande Chomat.

Le travail quotidien d'un chercheur appelé à se déplacer sur le terrain nécessite autant de compétences en informatique que de services de gestion divers associés par exemple au parc automobile. J'ai trouvé les compétences nécessaires auprès de Roland Burnet, d'Eric Maldonado, de Laure Barral et de Roger Laurens (même si Laure va me maudire quand elle va récupérer la machine que j'ai toujours et qui n'a pas connu de mise à jour depuis... euh... )

Beaucoup de données et de documents présentés proviennent du Centre d'Etude de la Neige avec qui le Cemagref partage la gestion du site expérimental du col du Lac Blanc. Ce cadre a été l'occasion de collaborations personnelles enrichissantes qui ont pris les formes les plus diverses. Il y eut ainsi de longues discussions tenues sur le parking avec le regretté Jean-Bruno Brzoska pour qui je conserve une estime toute particulière et à qui j'aurais dédié ce manuscrit si je l'avais su digne de son dédicataire... Il y eut les grandes parties de rigolade au pied des manip avec Gilbert Guyomarc'h, Laurent Mérindol ou Claude Sergent... Yves Durand fut mon premier contact dans le monde institutionnel de la neige (je réalisais alors une « enquête ingénieur » en première année d'école) et sa disponibilité n'a pas failli depuis ! Avec Philippe Puglièse que chacun soit remercié pour cette agréable collaboration qui a permis la réalisation de ce document.

Je souhaite encore une fois remercier Yves Gagne, cette fois pour ses précieux conseils et pour l'accueil favorable qu'il a réservé à nos interrogations, que ce soit dans le domaine du traitement de la turbulence ou des mesures... ainsi que pour nos échanges ultérieurs.

Le soutien de l'équipe du laboratoire TSI de Saint-Etienne a également beaucoup joué pour parvenir aux résultats qui sont présentés ici. A ce titre, je tiens à remercier tout particulièrement Jean-Paul Schon et Christophe Ducottet.

Le travail sur l'instrumentation a pu être mené grâce à des échanges réguliers avec les concepteurs ou les revendeurs des appareils, Hans-Jürgen Kirtzel et Alain Mériaux pour l'USA-1 et Vincent Chritin pour le FlowCapt. Un immense merci à Christophe Kopp du LETI (CEA) pour le prêt du matériel nécessaire à la réalisation de l'optique de sortie nécessaire à la réalisation du plan Laser... Grâce à sa complicité, le laboratoire a économisé plusieurs milliers d'euros !

Enfin l'équipe environnement du LMFA que j'ai intégré il y a un an a su faire preuve de beaucoup de compréhension ces dernières semaines ! Merci à Lionel, à Patrick et à Benjamin !

Du fait de leur contribution aux plus longues et au plus fastidieuses séries de manip de cette thèse, il serait vraiment indigne de ne pas les citer dans ce paragraphe, je pense ici aux stagiaires qui m'ont accompagné pour de longues heures d'essais en soufflerie : Elise Badaroux, Patrick Rambaud et Grégoire Mouly. (Et puis, Elise a fait un super bon cake pour le pot... comme quoi, j'ai du être moins pénible que mes manips !!!)

Je n'oublie pas mon vénérable prédécesseur, Jean-Luc Michaux, pour avoir su en outre, orienter mes premiers mois de travail. Merci à Sébastien, Pierre, Alexis, Didier, Denis, Mylène, Raphaël et Xavier, autant pour les coups de main sur le terrain que pour les sorties en montagne ou es récits d'aventure qui font rêver... Hervé tu fais encore partie de ceux-là et Fred, j'attends toujours que tu graisses la chaîne de ton vélo... Promis je prendrai en considération ton âge avancé (avec une telle provocation je suis sûr d'avoir une proposition rageuse dans les deux heures...). A ce propos, Seb, la Kuffner à l'Aiguille des Glaciers, c'est quand tu veux !

Si j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler dans cette équipe, c'est aussi grâce à Nicolas, Franck, Stéphane, David, Thierry, Guillaume, Philippe et Philippe, et encore Philippe, et Tobias, et tous les autres...

On dit de moi que j'ai aussi une vie extérieure au cadre professionnel... De ce fait, j'aurais encore quelques noms à citer mais ceux-là aussi sont nombreux et au fond, ils se reconnaîtront... Ce sont d'autres projets que nous partageons, que ce soit en musique, en montagne, en voyage, en famille ou en buvant des coups devant les matchs de l'équipe de France de Rugby ! Brieuc et Sarah, Olivier et Deborah, j'espère que j'aurais été assez disponible pour la préparation et le partage des heureux événements qui vous concernaient respectivement... Malgré les hasards du calendrier... Je vous devais bien ça !



# Table des matières

<b>Résumé</b> .....	<b>0</b>
<b>Mots clefs</b> .....	<b>1</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>1</b>
<b>Keywords</b> .....	<b>1</b>
<b>Remerciements</b> .....	<b>3</b>
<b>Table des matières</b> .....	<b>7</b>
<b>Notations</b> .....	<b>11</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>17</b>
<b>I Contexte général de l'étude – Etude Bibliographique</b> .....	<b>27</b>
I.1 La neige.....	27
1.1.1 Les types de cristaux .....	27
1.1.2 Les métamorphoses de la neige.....	28
1.1.3 Les forces de cohésion au sein du manteau neigeux.....	29
1.1.4 Les paramètres mesurés au sein du manteau neigeux.....	30
1.1.5 La modélisation physique du manteau neigeux .....	31
1.1.6 Les outils numériques.....	32
I.2 Généralités sur la couche limite atmosphérique.....	34
1.2.1 La couche limite atmosphérique .....	34
1.2.2 La modélisation de la CLA – Principales hypothèses.....	35
1.2.3 La modélisation de la CLA - Equations fondamentales.....	37
1.2.4 Paramètres adimensionnés – Vitesse de frottement et profil logarithmique.....	40
1.2.5 Paramètres adimensionnés – Théorie de Monin-Obukhov.....	42
1.2.6 Rôles de $\zeta$ et L dans l'étude spectrale de la turbulence atmosphérique .....	45
I.3 Aspects pratiques pour l'étude de la turbulence atmosphérique.....	46
1.3.1 Mesures et comparaisons de mesures dans la CLA .....	46
1.3.2 Echelles de longueurs et de temps de la CLA.....	47
1.3.3 Les méthodes à facteur de rafale.....	49
1.3.4 Les méthodes de caractérisation des rafales.....	50
1.3.5 Les méthodes spectrales.....	51
1.3.6 Etude des écoulements instationnaires. Détermination d'échelles de temps pertinentes .....	52
1.3.7 Bilan des temps caractéristiques issus de la bibliographie.....	54
I.4 Le Transport de neige par le vent .....	56
1.4.1 Les différents modes de transports de particules par le vent.....	56
1.4.2 Entraînement des particules .....	57
1.4.3 Bilan des forces appliquées aux particules – Equations des trajectoires de saltation .....	58
1.4.4 Couche de saltation – Obtention de la saturation, flux de particules .....	60
1.4.5 La couche de diffusion turbulente.....	61
1.4.6 Influence de la vitesse de chute – Caractère polydisperse des particules .....	63
1.4.7 Interactions entre les particules et l'écoulement .....	64
1.4.8 Flux de particules en écoulements instationnaires .....	69
I.5 Conclusion partielle .....	73
I.5 Conclusion partielle .....	73
<b>II Etude en soufflerie des fluctuations du transport solide</b> .....	<b>77</b>
II.1 Instrumentation spécifique .....	77
2.1.1 La soufflerie diphasique du Cemagref .....	77
2.1.2 Anémométrie.....	78

2.1.3	Imagerie rapide sous tomographie laser.....	79
2.1.4	Caractérisation des particules utilisées.....	80
II.2	Réalisation expérimentale des profils de vitesse et de concentrations .....	82
2.2.1	Considérations générales sur les écoulements réalisés .....	82
2.2.2	Etude des caractéristiques de l'écoulement seul .....	83
2.2.3	Réalisation des profils de concentration en écoulement chargés.....	88
II.3	Traitement des images .....	91
2.3.1	Obtention de profils de concentration – Principe de la méthode .....	91
2.3.2	Influence du seuil de niveau de gris.....	93
2.3.3	Influence de l'aire seuil.....	101
2.3.4	Influence de la largeur de l'image.....	102
2.3.5	Influence de la position de la bande verticale sélectionnée .....	105
2.3.6	Domaine de validité des profils de concentration.....	107
II.4	Résultats et discussion .....	109
2.4.1	Remarques générales sur les images et les résultats présentés.....	109
2.4.2	Profils de concentration.....	109
2.4.3	Autres résultats généraux : profils de gradient, fluctuations temporelles .....	113
2.4.4	Étude des fluctuations temporelles.....	116
2.4.5	Influence de la longueur de l'image sur l'étude spectrale.....	119
2.4.6	Discussion .....	123
II.5	Conclusions partielles.....	128
<b>III</b>	<b>Etude du transport de neige <i>in-situ</i> : Instrumentation. ....</b>	<b>131</b>
III.1	Moyens d'étude <i>in-situ</i> .....	131
3.1.1	Le site expérimental du Col du Lac Blanc .....	131
3.1.2	L'Anémomètre sonique USA-1 – Présentation générale du modèle .....	134
3.1.3	Mesure de flux par capteur acoustique (FlowCapt) – Présentation générale.....	135
III.2	L'anémomètre sonique USA-1 – Etude de la mesure en écoulement chargé .....	138
3.2.1	Principe de mesure et travaux antérieurs sur l'anémométrie ultrasonique.....	138
3.2.2	Modification du milieu de propagation par les particules – Point de vue expérimental .....	140
3.2.3	Modification du milieu de propagation par les particules – Point de vue théorique .....	142
3.2.4	Expériences numériques conduites avec le modèle d'Allard.....	145
3.2.5	Validation des résultats obtenus <i>in-situ</i> .....	150
III.3	Utilisation d'un FlowCapt à des fins de recherche.....	152
3.3.1	Principe de la mesure acoustique .....	152
3.3.2	Hypothèses générales pour l'étude du flux de neige.....	153
3.3.3	Résultats expérimentaux au col du Lac Blanc .....	157
3.3.4	Influence du couplage mécanique des tubes .....	162
3.3.5	Influence du type de particules sur la mesure d'un driftomètre acoustique.....	166
3.3.6	Influence de la vitesse d'impact – Limites du fonctionnement linéaire du capteur .....	168
3.3.7	Traitement spécifique des données – Proposition de calibrage.....	172
3.3.8	Application aux données du Lac Blanc.....	178
III.4	Conclusion partielle.....	183
<b>IV</b>	<b>Etude des fluctuations de transport sur le terrain.....</b>	<b>187</b>
IV.1	Etude du régime éolien sur le site du Col du Lac Blanc .....	187
4.1.1	Données générales sur l'écoulement.....	188
4.1.2	Evolution du régime éolien dans le temps .....	190
4.1.3	Influence de la durée d'échantillonnage sur les grandeurs moyennes .....	193

4.1.4 Analyse des Coefficients de rafales – Méthode de calcul.....	194
4.1.5 Analyse des Coefficients de rafale – Influence de la méthode de calcul .....	199
4.1.7 Etude statistique des taux de dépassements .....	203
<b>IV.2 Mesures des profils de concentration.....</b>	<b>210</b>
4.2.1 Résultats issus des campagnes de mesures filets au cours de l’hiver 2004-2005 .	210
4.2.2 Obtentions et traitement des profils automatiques .....	214
4.2.3 Sensibilité des résultats au nombre de points retenus pour les profils.....	218
4.2.4 Profils corrigés lors d’épisode de transport de grains fins sans chute de neige. ...	219
4.2.5 Extension de la méthode de traitement des profils aux autres types de particules	223
4.2.6 Sensibilité de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) aux valeurs de $u_{*t}$ et de $\sigma_s U_F$ .....	226
4.2.7 Estimation de l’influence de $u_{*t}$ à partir des résultats expérimentaux .....	232
<b>IV.3 Paramètres du transport dans la couche de diffusion.....</b>	<b>235</b>
4.3.1 Variabilité relative de $u_{*t}$ et du produit $\sigma_s U_F$ .....	235
4.3.2 Relation entre le produit $\sigma_s * U_F$ et la vitesse de frottement $u_{*t}$ .....	237
4.3.3 Evolution temporelle de $u_{*t}$ au cours de la saison .....	243
<b>IV.4 Conclusion partielle .....</b>	<b>245</b>
<b>V Conclusions .....</b>	<b>249</b>
V.1 Apports de l’étude bibliographique.....	249
V.2 Apports de l’étude des fluctuations du transport en régime permanent.....	250
V.3 Apports des travaux sur les instruments de mesure pour l’étude <i>in-situ</i> .....	251
V.4 Apports de l’étude du transport de neige <i>in-situ</i> .....	252
<b>VI Perspectives .....</b>	<b>257</b>
VI.1 Perspectives générales.....	257
VI.2 Perspectives particulières aux différentes phases de l’étude .....	257
6.2.1 Etude des fluctuations de transport en laboratoire .....	257
6.2.2 Etude de l’instrumentation de terrain et des fluctuations de transport <i>in-situ</i> .....	258
<b>Bibliographie.....</b>	<b>259</b>
<b>Liste de publications.....</b>	<b>267</b>
<b>Communications.....</b>	<b>269</b>





## Notations

### *Lettres latines*

C	Concentration volumique en particules (%)
$C_0$	Concentration volumique de référence (%)
$C_{\text{réf}}$	Concentration de référence (%)
$C_a$	Constante pour l'estimation de la longueur de rugosité $z_0$
$C_a'$	Constante pour l'estimation de la longueur de rugosité $z_0$
$C_d$	Coefficient de traînée
$C_x$	Coefficient de résistance aérodynamique
$C_p$	Capacité calorifique spécifique à pression constante ( $J.K^{-1}$ )
c	Célérité d'une onde de pression ( $m.s^{-1}$ )
$c_a$	Célérité d'une onde de pression dans l'air seul ( $m.s^{-1}$ )
$c_m$	Célérité d'une onde de pression dans un milieu équivalent donné ( $m.s^{-1}$ )
$c_p$	Chaleur spécifique à pression constante ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ )
D	Distance séparant deux têtes de l'anémomètre ultrasonore (m)
$D_p$	Diamètre moyen d'une particule (m)
d	Hauteur de déplacement du profil logarithmique pour un écoulement rugueux (m)
$E_i$	$i^{\text{ème}}$ composante du champ électrostatique ( $V.m^{-1}$ )
F	Flux massique de particule ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )
f	Fréquence adimensionnelle (Hz)
$f_e$	Fréquence d'acquisition de la caméra rapide (Hz)
$f_c$	Fréquence de transition de régime du transport solide (Hz)
g	Accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ )
$H_s$	Hauteur de saltation (m)
$h_c$	Hauteur critique de saltation ( <i>focus height</i> ) (m)
$h_e$	Hauteur d'obstacle à la surface du sol (m)
$I_p$	Moment d'inertie de la particule ( $kg.m^{-2}$ )
$K_m$	Module de compressibilité du milieu équivalent ( $kg.m^{-1}.s^{-2}$ )
$K_H$	Viscosité turbulente ( $m^2.s^{-1}$ )
$K_M$	Diffusivité thermique turbulente ( $m^2.s^{-1}$ )
k	Energie cinétique turbulente ( $m^2.s^{-2}$ )
$k_0$	Perméabilité visqueuse d'un matériau ( $m.s^{-1}$ )
$K_T$	Conductivité thermique ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
L	Longueur d'Obukhov (m)
$L_s$	Longueur de saltation (m)
$L_c$	Longueur de changement de régime du transport (m)
M	Moment subi par la particule en rotation (N.m)

$M_p$	Masse d'une particule (kg)
$Pr$	Nombre de Prandtl
$P_t$	Force de portance (N)
$P_0$	Pression de référence (Pa)
$P$	Pression (Pa)
$p_0$	Pression de référence (Pa)
$q$	Humidité spécifique
$q_e$	Charge électrostatique massique des particules ( $C.kg^{-1}$ )
$q_i$	$i^{ème}$ composante du flux de chaleur ( $W.m^{-2}$ )
$R_d$	Constante des gaz pour l'air sec
$R_e$	Nombre de Reynolds
$R_{e*}$	Nombre de Reynolds de la particule
$R_f$	Nombre de Richardson
$R_{f\eta}$	Nombre de Richardson adapté au transport de particules
$R_w$	Constante des gaz pour l'air humide
$S$	Maître couple d'une particule ( $m^2$ )
$T$	Température (K)
$T_0$	Température de référence (K)
$T_v$	Température virtuelle (K)
$Tr$	Force de traînée (N)
$t$	Temps (s)
$t_{ij}$	Temps de vol d'un train d'onde ultrasonore entre les têtes i et j de l'anémomètre (s)
$U_1$	Vitesse horizontale de la particule lors de son éjection du lit ( $m.s^{-1}$ )
$U_2$	Vitesse horizontale de la particule au moment de son retour au sol ( $m.s^{-1}$ )
$U_F$	Vitesse de chute de la particule ( $m.s^{-1}$ )
$u$	Composante de la vitesse du fluide dans la direction principale de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ )
$u_i$	$i^{ème}$ composante du vecteur vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ )
$u_{mi}$	$i^{ème}$ composante du vecteur vitesse d'un milieu équivalent ( $m.s^{-1}$ )
$u^*$	Vitesse de frottement pariétal ( $m.s^{-1}$ )
$u^*_t$	Vitesse de frottement seuil ( $m.s^{-1}$ )
$V_p$	Volume d'une particule ( $m^3$ )
$V_r$	Vitesse relative de la particule ( $m.s^{-1}$ )
$v$	Composante transversale de la vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ )
$W_1$	Vitesse verticale de la particule au moment de son éjection du lit ( $m.s^{-1}$ )
$w$	Composante verticale de la vitesse du fluide ( $m.s^{-1}$ )
$Z$	Altitude depuis le sol (m)
$z$	Altitude utilisée avec la loi de profil logarithmique des vitesses (m)
$z_0$	Longueur de rugosité (m)
$z_{réf}$	Altitude de référence (m)
$z_{sup}$	Altitude maximum du domaine de validité du profil logarithmique (m)

### *Lettres grecques*

$\alpha$	Exposant de la loi donnant le profil de concentration dans la couche de diffusion
$\alpha_\infty$	Tortuosité d'un milieu de propagation d'onde acoustique
$\gamma$	Compressibilité de l'air
$\delta_i$	Symbole de Kronecker
$\varepsilon_{ijk}$	Tenseur des permutations
$\varepsilon$	Terme de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ )
$\zeta$	Paramètre d'équilibre de la couche atmosphérique
$\eta$	Concentration massique en particules ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\eta_{\text{réf}}$	Concentration massique de référence ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\theta$	Température potentielle (K)
$\theta_v$	Température potentielle virtuelle (K)
$\kappa$	Constante de von Karman
$\mu$	Viscosité dynamique de l'air ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\rho$	Masse volumique (en l'absence d'ambiguïté notoire) ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\rho_a$	Masse volumique de l'air ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\rho_f$	Masse volumique du fluide considéré ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\rho_p$	Masse volumique de la particule ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\rho_m$	Masse volumique associée à un milieu équivalent ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\rho_0$	Masse volumique de référence ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\sigma$	Résistivité d'un milieu de propagation pour une onde acoustique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\sigma_{ij}$	Tenseur des contraintes ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$\sigma_s$	Nombre de Schmidt turbulent
$\tau_0$	Contrainte pariétale ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$\Phi_H$	Fonction de la variable $\zeta$ pour les profils de température (théorie de Monin-Obukhov)
$\Phi_M$	Fonction de la variable $\zeta$ pour les profils de vitesse (théorie de Monin-Obukhov)
$\Phi_{gh}$	Densité spectrale ou cospectrale des grandeurs g et h
$\Phi$	Porosité d'un milieu de propagation pour une onde acoustique (%)
$\omega$	Pulsation ( $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\omega_i$	Vecteur de rotation d'une particule ( $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ )

### *Remarques générales*

Dans l'intégralité de ce texte, on adoptera les conventions d'écritures habituelles pour la décomposition de Reynolds, à savoir :  $s = \bar{s} + s'$  où  $s$  est une grandeur physique scalaire. La lettre surmontée d'une barre  $\bar{s}$  représente une moyenne d'ensemble de la grandeur considérée tandis que  $s'$  représente une valeur de fluctuation autour de cette moyenne. On notera que selon les hypothèses utilisées on pourra approcher la moyenne d'ensemble par une moyenne temporelle ou une moyenne spatiale.

Les indices  $i, j, k$ , qui prendront en règle générale les valeurs 1, 2 ou 3 pourront parfois être remplacés par  $x, y$  ou  $z$  par abus de notation. Dans tous les cas de figure, l'indice 1 correspond à la direction  $x$ , l'indice 2 à la direction  $y$  et l'indice 3 à la direction  $z$ . La direction  $x$  est prise dans le sens de l'écoulement sauf si mentionné explicitement.  $y$  et  $z$  représentent alors la direction transversale à l'écoulement et la verticale (orientée vers le haut).

L'indice  $s$  pourra être utilisé pour qualifier certaines grandeurs étudiées pendant des phénomènes de saltation.

# Introduction

*Tout à la fin de l'hiver,  
il y a ceci encore de fidèle  
autant que les premières fleurs,*

*une fraîcheur comme de neige très haut dans le ciel,  
une espèce de bannière  
(la seule sous laquelle on accepterait de s'enrôler).*

*Philippe Jaccottet*



## Introduction

Dès que le climat s'y prête, le transport de neige par le vent est un phénomène facilement observable : on remarque souvent les nuages de neige qui, ainsi formés, s'accrochent aux sommets. On dit que « les crêtes fument » et un observateur même expérimenté peut alors confondre ces « fumerolles » avec les nuages avoisinants. Parfois, ce sont tous les grains de la surface qui semblent se déplacer en bloc sur une hauteur de quelques centimètres avec le bruit que feraient des grains de blé à la sortie d'un silo.



*« Les crêtes fument ! » photo Matthias Granig, Cemagref*

Ces deux types d'observations constituent des visualisations directes du transport de la neige par le vent. Mais on constate plus souvent les traces du phénomène après qu'il s'est effectivement produit. Congères et corniches viennent alors peupler le paysage de leurs courbes longues et promptes à séduire le photographe ou le peintre. Malheureusement, les conséquences du transport de neige par le vent se doublent généralement de nuisances susceptibles d'affecter différents secteurs de l'activité anthropique, les transports et le tourisme en particulier. A ce titre, l'unité de recherche ETNA du Cemagref a été sollicitée à plusieurs reprises pour des études concernant la mise en place d'ouvrages de protection pare-vent à proximité de bâtiments comme le nouveau refuge du Goûter ou le long d'axes routiers majeurs. En outre, la formation de corniches et d'accumulations locales ainsi que l'accélération des métamorphoses de la neige conduit à une augmentation rapide de la dangerosité des déplacements en montagne. Les routes mais aussi les domaines skiables et certaines zones résidentielles vont alors se trouver menacés par un risque d'avalanche accru. Le vent est aussi un acteur important de la formation d'une structure particulière au sein du manteau neigeux. Cette dernière, justement baptisée « plaque à vent », est responsable de près de 80% des départs accidentels d'avalanche. C'est donc le risque majeur auquel sont confrontés les pisteurs chargés de la sécurité des pistes.



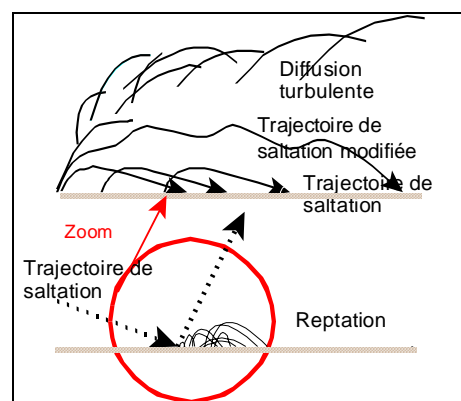
*Congère générée par un bâtiment, photo  
Frédéric Ousset, Cemagref*



*Zone de départ de plaque à vent, photo  
François-Xavier Cierco, Cemagref*

En outre, en fonction de la localisation des pentes à risques, surplombant par exemple une voie d'accès ou un groupe d'habitations, l'observation du chargement peut être rendue difficile. En effet, d'une part, la pente en question peut se trouver hors de la portée des regards depuis la vallée, d'autre part, le transport de neige peut être particulièrement rapide ou se produire de nuit. A titre d'exemple, trois quarts d'heure suffisent à former une plaque à vent. De plus, les appareils de mesure capables de donner des indices d'une telle activité sont souvent coûteux et difficiles à mettre en place malgré les récents progrès réalisés dans ce domaine. L'estimation des risques liés au transport de neige par le vent s'avère donc particulièrement difficile. A ce titre, les progrès réalisés dans l'instrumentation et dans la modélisation numérique tentent d'apporter des solutions adaptées mais ces dernières sont encore largement perfectibles car les difficultés rencontrées sont nombreuses.

En effet, le transport éolien de particules fait appel à différents processus physiques qui vont structurer l'écoulement selon la prédominance des uns ou des autres. Près du sol se distingue ainsi la couche de « saltation » dans laquelle le mouvement des grains est avant tout piloté par l'équilibre entre la force de portance exercée par l'air et le poids de la particule. Cet équilibre confère aux grains une trajectoire plus ou moins balistique et ceux-ci se déplacent alors en grands nombres par bonds successifs. Plus haut, se développe la couche dite de diffusion turbulente au sein de laquelle les particules solides vont davantage calquer leurs déplacements sur ceux des particules fluides (à un facteur d'inertie près).



*Les différents mécanismes de transport de la neige d'après Naaim-Bouvet et Naaim, 2002.*



En outre, la similitude entre les conditions de formation de la couche de diffusion turbulente et celles des aérosols qui peuvent se développer au-dessus des avalanches denses invitent à penser que les progrès des connaissances dans le domaine du transport de neige par le vent auront des conséquences directes sur la qualité de la prédiction des écoulements avalancheux. Ces avancées affecteront essentiellement les connaissances sur les nuages de neige pulvérulente souvent caractéristiques des événements de grandes ampleurs dont les conséquences sont les plus dévastatrices. A ce titre, l'étude du transport éolien de la neige est encore susceptible d'apporter des connaissances et des outils essentiels pour la gestion des risques hivernaux en zone de montagne.

Malheureusement, le transport de particules est caractérisé par des petites échelles de distance qui le rendent sensible aux aléas de la topographie et à des variations relativement rapides du régime éolien. Ces effets particuliers augmentent d'autant les difficultés de modélisation et de prévision. En effet, le vent agit sur le lit de particules en transférant son énergie cinétique par l'intermédiaire de la contrainte qu'il exerce sur le sol. On se situe alors dans la sous-couche rugueuse de la couche limite atmosphérique, c'est-à-dire dans une zone où les processus physiques sont essentiellement régis par les interactions entre l'écoulement et la paroi qui le délimite. La forme et la rugosité de cette dernière, (ici, les aspérités du terrain et le type de substrat : herbe rase, éboulis, etc.) vont donc constituer des paramètres prépondérants propres à influencer les observations.

En outre, les écoulements naturels sont toujours instationnaires ce qui impose des contraintes fortes quant au choix de l'échelle de temps retenue pour les observations. La non-linéarité des équations de la mécanique des fluides qui régissent les mouvements du vent vont nécessiter de trouver une fermeture adaptée pour modéliser la turbulence, cette dernière étant affectée par la présence des particules. Ces dernières sont d'ailleurs extrêmement variables puisque leur taille et leur masse volumique dépendent des conditions de températures, de pression et d'humidité et qu'à ce titre, toutes ces caractéristiques évoluent également dans le temps. La métamorphose des grains confère ainsi une grande variabilité spatiale et temporelle à la qualité du manteau neigeux. Le nombre de difficultés à résoudre est donc extrêmement élevé et il rend délicate la modélisation et plus particulièrement encore la modélisation numérique à but opérationnel pour la prévision météorologique par exemple.

Les nombreuses contraintes qui viennent d'être évoquées invitent à mener des campagnes de mesures *in situ* : les études de terrain renseignent en effet sur la complexité et la diversité des situations rencontrées. Elles permettent également d'intégrer un certain nombre de singularités propres au site étudié et permettent alors de concevoir des solutions adaptées à certaines difficultés particulières (risque d'avalanche lié à une pente identifiée, protection d'un bâtiment ou d'un axe routier...). Dans le cadre d'études spécifiques, les mesures de terrain autorisent les analyses statistiques qui, à défaut de modèles phénoménologiques, permettent de mettre en place les premiers éléments de la prévention ou de la protection. A ce titre, le zonage s'appuie en grande partie sur des considérations de ce type. De même, les études de dimensionnement des ouvrages pare-vent dont il a été question ci-dessus se fondent sur les résultats de campagnes de mesures de vent *in situ*.

Dans une perspective de recherche scientifique, les mesures de terrain permettent l'élaboration de lois empiriques qui peuvent servir de premières approximations essentielles avant d'aboutir à une compréhension plus fine des mécanismes physiques mis en jeu. Ces dernières ont cependant l'inconvénient de faire intervenir de nombreux paramètres sur lesquels l'expérimentateur n'a aucun contrôle. En conséquence elles restent parfois limitées

par leur caractère singulier et l'absence de reproductibilité restreint leur intérêt scientifique : les conclusions qu'on pourra en tirer ne seront que rarement généralisables.

Aussi, dans le domaine du transport éolien, les observations de terrain sont la plupart du temps couplées à des manipulations expérimentales de laboratoire. Ce fut entre autres la méthode de travail de Bagnold dont la publication de 1941 : *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes* constitue la pierre angulaire de la recherche dans ce domaine. Les expériences de laboratoire comblent la majeure partie des lacunes propres aux observations *in situ* et elles peuvent aujourd'hui se doubler de simulations numériques plus faciles à réaliser sur le plan matériel et financier. En outre, du point de vue scientifique, ces dernières peuvent mettre en lumière le rôle de paramètres dont la mesure physique s'avère extrêmement ardue. Enfin, dans un contexte dominé par la prévention des risques et les enjeux économiques, le terrain demeure le lieu de validation ultime des modèles physique ou numériques imaginés « dans la vallée » : travaux d'intérieur qui resteraient vains sans un « retour à la terre » promis à plus ou moins long terme... A ce titre les applications opérationnelles des modèles numériques sont faciles à envisager en particulier pour les études de mises en place d'ouvrage pare-vent. La souplesse des outils numériques permet en effet de tester des scénarii qui peuvent se trouver mal représentés par les données de terrain comme le sont souvent les événements extrêmes. Les trois approches se nourrissent donc mutuellement de leurs progrès et il apparaît complémentaire de les mener de front.

Cette démarche correspond à celle entreprise au Cemagref depuis plusieurs années, que ce soit dans le domaine des écoulements avalanches majeurs ou du transport de neige par le vent. Ainsi, plusieurs thèses ont précédé les travaux présentés dans ce document pour s'attacher à la connaissance des processus physique à partir de résultats expérimentaux : celle de Hugo Martinez (1996), celle de Florence Naaim-Bouvet (1997) et celle de Jean-Luc Michaux (2003) auxquelles s'ajoutent l'élaboration du modèle numérique NEMO par Mohamed Naaim (1998). A ce titre, la comparaison entre les simulations du modèle NEMO et les résultats expérimentaux de Michaux (2003) a montré les capacités d'un outil numérique à reproduire un certain nombre de comportements du transport de manière réaliste, en particulier en soufflerie. En revanche ce même travail a permis de constater que les connaissances des processus physiques et la modélisation numérique était encore insuffisantes pour décrire la situation *in situ*.

\*\*\*

Comme il a été dit plus haut, l'amélioration des outils numériques n'a pas été sans influence sur la recherche dans le domaine des phénomènes de transport, qu'il s'agisse de charriage en rivière, de déplacement de dunes ou de formation de congères et c'est à présent vers ce type de modèles que se porte la plupart des efforts de recherche. Il faut d'ailleurs noter que l'outil numérique s'avère le plus adapté pour la prévision. Entre autres, une fois finalisé, certaines versions peuvent être adaptées pour une utilisation hors du contexte scientifique (sécurité des pistes, gestionnaires de domaine skiable, ingénieurs territoriaux...). A l'heure actuelle, peu de modèles ont pu être adaptés à ce point et la plupart demeure des outils de recherche. A ce titre, la cartographie d'un modèle numérique de transport de particules fait apparaître les deux grandes régions suivantes :

- Un modèle d'érosion – dépôt fonction de la vitesse de vent imposée en condition aux limites. Ce type de modèle peut en outre simuler la couche de saltation à partir de considérations macroscopiques sur le débit solide.
- Un modèle d'écoulement qui permet de prendre en compte la couche de diffusion turbulente du transport et de manière plus générale, les interactions entre les particules et la turbulence de l'écoulement.

Les premiers modèles qui sont apparus ne simulaient que le transport par saltation et ne prenaient en compte l'interaction du transport avec l'écoulement que par l'intermédiaire de la modification de la morphologie du lit qu'entraîne le dépôt ou l'érosion des particules. Désormais, les simulations peuvent prendre en compte la couche de diffusion et ses interactions avec la couche de saltation, certaines modifications du profil de vitesse liées à la présence des particules et éventuellement le caractère polydisperse de l'écoulement. Le choix du modèle de fermeture est rarement discuté. Dans l'état actuel des connaissances, il se porte généralement sur un modèle k- $\epsilon$  pour la phase fluide et sur une fermeture du premier ordre en analogie avec la fermeture de Boussinesq pour la phase solide.

En parallèle, les connaissances des processus de transport ont progressées, en particulier pour caractériser l'action d'un grain incident sur le lit de particules (fonction « splash ») ou les forces qui gouvernent les trajectoires de saltation (par la prise en compte d'effets électrostatiques ou de l'effet Magnus...), mais de manière générale les connaissances ne permettent pas encore une modélisation satisfaisante du transport éolien de particules d'une taille aussi importante que celle du sable ou de la neige.

Enfin, les applications de terrain des modèles se heurtent à des difficultés considérables liées à la représentativité et à la qualité des données d'entrée. Ces dernières incluent généralement la vitesse du vent et une concentration de particule en entrée de domaine ainsi qu'une caractérisation des particules concernées (diamètre moyen ou distribution des tailles de grain, vitesse de chute etc.). Or la topographie mouvementée des zones étudiées est susceptible d'introduire une grande variabilité spatio-temporelle de la distribution de la vitesse du vent ou du flux de particules et les grains sont eux-mêmes extrêmement difficiles à qualifier en termes mesurables.

Le progrès de la modélisation du transport de particules tient désormais dans le rapport tenu qui lie modélisation numérique et description mathématique des processus physiques. Ainsi la première s'appuie sur les équations et les paramètres clefs mis en lumière par la seconde. A son tour, la multiplication des expériences rendue possible par une bonne modélisation numérique permet une synthèse plus rapide quant à l'influence de telle ou telle variable.

C'est dans cette perspective que modèle NEMO a été développé au Cemagref de Grenoble (Naaïm *et al.*, 1998). Il s'appuie sur un modèle d'écoulement qui calcule la vitesse de frottement sur chaque cellule à partir d'une vitesse de vent donnée en entrée de domaine (condition à la limite). Les cellules sont alors affectées d'une fonction modélisant l'érosion ou le dépôt des particules. Les trois paramètres importants qui régissent le modèle sont la concentration en particules, la vitesse de frottement de l'écoulement et la vitesse de chute des particules. Ces derniers sont encore mal connus et ils demeurent difficilement mesurables. De manière plus générale, la qualité de la modélisation numérique dépend désormais de nos capacités à améliorer les points suivants :

- La qualité des conditions aux limites, ce qui revient à discuter la qualité des données disponibles pour nourrir le modèle comme le profil de concentration et celui de la vitesse du vent, ainsi qu'une estimation de leurs fluctuations à des échelles de temps pertinentes.
- Les mécanismes d'interaction entre les particules et l'écoulement aux différentes échelles :
  - A l'échelle microscopique d'abord où ils interviennent dans le choix d'un modèle de turbulence adapté à un milieu où les particules ont la taille caractéristique des structures fines de l'écoulement.
  - A l'échelle macroscopique ensuite, où les paramètres du transport sont encore souvent déterminés de manière empirique. C'est ici qu'on s'intéressera par exemple à une meilleure estimation de la vitesse de chute.
- Les interactions entre particules au niveau du lit, en particulier par une modélisation appropriée de la « fonction splash ».

Ainsi, les interactions entre les particules transportées et l'écoulement, les instabilités du vent en montagne et le caractère polydisperse des grains sujets au transport sont encore des sujets sur lesquels les résultats sont peu nombreux. Or ces phénomènes interviennent directement dans le processus de calcul de sorte qu'ils influencent la qualité des prévisions réalisées.

\*\*\*

Les travaux effectués au cours de cette thèse s'inscrivent à la fois dans la continuité de la démarche entreprise au Cemagref il y a une dizaine d'année et dans cette approche interactive qui relie les modèles numériques aux modèles physiques. En effet, la recherche bibliographique et expérimentale qui sera décrite par la suite a eu pour but d'apporter des connaissances nouvelles sur des paramètres génériques du transport et susceptibles de faire évoluer certains choix de modélisation retenus dans NEMO comme d'apporter un éclairage nouveau sur les singularités du site expérimental étudié. Cette démarche a également nécessité de résoudre un grand nombre de questions relatives à l'instrumentation spécifique utilisée sur le terrain.

Pour résumer sommairement la philosophie de ce travail, les expériences de laboratoire ont été conduites en vue de quantifier et d'analyser les fluctuations de concentration de la phase solide pour vérifier la pertinence des choix de modélisation retenus jusqu'ici tandis que les études de terrain ont eu des objectifs plus ponctuels visant à mieux connaître certains paramètres du transport intervenant soit dans les conditions aux limites (variabilité de la vitesse du vent ou de la concentration en particules en entrée de domaine...), soit introduits comme des constantes dans les équations du modèle (vitesse de chute des particules, nombre de Schmidt turbulent...).

En effet, jusqu'ici les formulations empiriques qui ont été proposées pour relier la concentration en particules à la vitesse de frottement de l'écoulement dans la couche de saltation ont permis l'estimation des grandeurs moyennes du transport (concentration et vitesse moyenne). Le travail présenté ici se fonde sur la mise en place d'un dispositif expérimental de laboratoire permettant de connaître les fluctuations des mêmes phénomènes à de très petites échelles de temps (avec des fréquences d'acquisition pouvant atteindre 500 Hertz pour la mesure de concentration et plus de 1000 Hertz pour les mesures

anémométriques). L'accent a tout d'abord été placé sur les fluctuations du transport solide en régime permanent.

D'autre part, l'installation expérimentale mise en place sur le col du Lac Blanc a eu pour but de collecter des données à des fréquences d'échantillonnage élevées pour des mesures de terrain (10 Hz pour les mesures d'anémométrie et initialement 0.2 Hz pour les mesures de flux même si ces dernières ont du être étudiées à l'échelle du quart d'heure). Comme il a été plus haut, les difficultés matérielles inhérentes à la mesure des grandeurs qui nous intéressaient ont nécessité la mise en place de nouveaux systèmes de mesure dont la fiabilité a du être soigneusement étudiée étant données les conditions expérimentales souvent difficiles. La multiplication des expériences *in situ* a également permis d'envisager un traitement statistique des données.

La thèse est ainsi constituée de quatre chapitres qui reprennent les différentes orientations exposées. La première partie est constituée d'une étude bibliographique qui précise l'état des connaissances dans les trois domaines que sont la neige, la couche limite atmosphérique en montagne et le transport éolien de particules. La détermination des échelles de temps pertinentes pour l'étude des phénomènes instationnaires considérés a été une des lignes directrices de ce travail. Ainsi, les caractéristiques des grains de neige concernés par le transport éolien et les différentes métamorphoses susceptibles de les affecter sont brièvement énumérées. Les grandes lignes de la modélisation numérique de l'évolution du manteau sont esquissées. La couche limite atmosphérique est d'abord décrite de manière générale afin que les propos plus spécifiques sur l'influence du relief, sur la prise en compte des instationnarités et des rugosités de paroi puissent être replacés dans leur contexte. Enfin les différents mécanismes de transport de particules sont présentés. Une attention particulière a été portée aux interactions entre les particules et l'écoulement ainsi qu'aux effets des fluctuations de vitesse sur le flux solide transporté.

Le chapitre II est consacré à l'étude expérimentale menée au laboratoire. Il débute par une présentation de l'instrumentation et du dispositif expérimental utilisé. La mesure de concentration a ici été réalisée via un algorithme de traitement d'images dont les différents paramètres sont présentés et analysés. L'application de ce procédé a permis d'obtenir des profils de concentration à des fréquences d'acquisition extrêmement élevées (jusqu'à 500 Hertz). Un calcul de la concentration moyenne et des fluctuations temporelles a alors pu être effectué. On trouvera une analyse spectrale de ces dernières qui révèle l'existence de plusieurs régimes particuliers du transport solide dans les zones de forte concentration.

Le troisième chapitre décrit l'instrumentation de terrain. Celle-ci se compose d'un driftomètre acoustique et d'un anémomètre ultrasonore. Le comportement de ces deux appareils a été soigneusement étudié à la fois en laboratoire et sur le terrain. Des mesures en soufflerie ont permis de mettre en doute certains résultats expérimentaux issus du « driftophone » et de proposer de nouvelles courbes d'étalonnage pour pouvoir utiliser les données collectées par l'appareil. En outre, la possibilité d'utiliser l'anémomètre sonique pour mesurer des vitesses dans un flot fortement chargé en particules a été étudiée.

Cette étude de l'instrumentation débouche sur les résultats obtenus au col du lac Blanc (Chapitre IV). Ces derniers concernent tout d'abord le caractère instationnaire de l'écoulement ainsi que la caractérisation de l'influence du relief. Les profils de concentration obtenus avec une qualité particulière de neige ont également pu être étudiés et plus de deux cents profils de concentration relevés au cours de l'hiver 2004-2005 ont permis d'obtenir des valeurs expérimentales de paramètres associés à la vitesse de chute.



# Chapitre I

*Que faire sinon redire ce que nos oreilles ont retenu du vent ? (Il vient de loin, ayant soufflé sur la plaine, et son histoire s'est chargée de mille poussières et de mille grains de sable. Peut-être davantage).*





# I Contexte général de l'étude – Etude Bibliographique

Ce chapitre cherche à récapituler un certain nombre de notions dans les trois domaines que sont la neige en tant que matériau, la couche limite atmosphérique dans le contexte d'une étude en montagne et le transport de particules par le vent. En ce qui concerne la neige, la présentation est relativement succincte. Elle se borne à décrire les différents types de cristaux les plus à mêmes de subir les effets du vent, aussi bien en termes de transport que de métamorphose. La partie sur la couche limite atmosphérique commence par une description assez générale et récapitule les grandes approches théoriques qui ont permis sa modélisation. Une seconde section est consacrée plus spécifiquement aux échelles de temps caractéristiques des écoulements instationnaires et à leurs conséquences pratiques sur les mesures et leurs interprétations. On trouvera enfin dans ce chapitre une description des différents modes de transport de particules par le vent. Une revue des dernières avancées concernant la modification de l'écoulement par la présence des particules est présentée. Enfin, un certain nombre d'expériences en soufflerie et de simulations numériques permettant d'entrevoir les effets des instationnarités de l'écoulement sur le transport sera décrit et analysé.

## I.1 La neige

La neige se forme par croissance d'un noyau solide issu de la sublimation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sous des conditions de température et de pression particulières. Au cours de sa chute, le flocon traverse différentes masses d'air dont la température et l'humidité déterminent en grande partie sa morphologie au moment de son arrivée au sol. C'est alors le début d'une longue série de métamorphoses qui vont conduire à la multitude de type de grains observables dans le manteau neigeux.

### 1.1.1 Les types de cristaux

La neige est un matériau complexe constitué de grains de taille, de forme et de masse volumique hétérogènes du fait des métamorphoses qu'elle subit (voir paragraphe suivant). Qui plus est, les échelles de temps caractéristiques des transformations des cristaux sont extrêmement variables s'étendant de la minute à la dizaine de journées ce qui rend l'étude de ses propriétés mécaniques particulièrement difficiles. L'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) a établi une classification des grains de neige selon leur stade d'évolution. Celle-ci s'appuie essentiellement sur des critères de taille et de forme. On distingue ainsi :

- pour la neige sèche :
  - La neige fraîche
  - Les particules reconnaissables
  - Les grains fins
  - Les faces planes
  - Les gobelets (ou givre de profondeur)

A ces catégories génériques on ajoutera le givre de surface qui se forme par condensation de la vapeur d'eau quand l'air est plus chaud que la surface de la neige et la neige roulée, forme de neige évoluant très peu après sa chute.

- pour la neige humide :
  - Les grains ronds

Dans cette étude, il sera avant tout question de neige fraîche, de particules reconnaissables et de grains fins car ces types de cristaux sont les plus à même d'être transportés par l'activité éolienne. En effet, leur masse volumique reste réduite (inférieure à  $500 \text{ kg.m}^{-3}$ ) et leur diamètre rentre dans la gamme autorisant le transport éolien alors que le givre de profondeur ou les grains ronds sont souvent trop lourds ou trop gros pour être transportés.

### 1.1.2 Les métamorphoses de la neige

La neige tombe le plus souvent à l'état de neige fraîche qui est le type de grain en étoile que l'on trouve représenté dans tous les livres d'images. Cet état s'avère néanmoins très éphémère : la fragile construction du cristal est rapidement détruite par différentes actions mécaniques parfois même au cours de la chute. Si le flocon arrive intact au sol, le tassement se chargera de la transformation en quelques jours, voire en quelques heures. Une fois brisé, le cristal va conserver une partie de son architecture dendritique : on reconnaît encore des morceaux du grain originel (figure 1.2). Cette nouvelle forme de grain est appelée particule reconnaissable. Elle est le plus souvent majoritaire au sol après les chutes.



Figure 1.1 : Cristal de neige fraîche  
(Source : CEN)

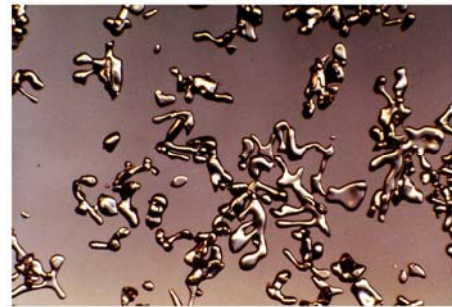


Figure 1.2 : Particules reconnaissables  
(Source : CEN)

Le principal moteur des métamorphoses de la neige est alors l'équilibre thermodynamique du système qui comprend le grain et l'air qui l'entoure (Marbouty, 1980, Colbeck, 1983, Pahaut et Sergent, 1991, Sergent, 1998, Brzoska, 2004). Cet équilibre s'exprime à travers la relation de Gibbs-Duhem et la formule de Laplace complétées par l'équation de Kelvin pour la neige sèche, par celle de Gibbs-Thomson pour la neige humide comme indiqué par Brzoska (2004). Il induit une série de mécanismes de sublimation et de condensation solide qui va globalement conduire au transport de vapeur d'eau sur de courtes distances au sein du manteau neigeux.

Deux mécanismes de métamorphoses sont impliqués de manière concurrentielle. Ce sont le frittage et le givrage qui vont tour à tour gouverner la métamorphose en fonction du gradient de température. Quand ce dernier est nul (ou du moins inférieur à  $5^\circ\text{C.m}^{-1}$ ), on assiste à une métamorphose quasi-isotherme qui conduit à la destruction des aspérités (parties convexes des grains) pour amener la glace sublimée vers les creux (parties concaves). Le grain connaît un arrondissement de sa forme générale : il y a formation de grains fins par frittage.

Pour des gradients plus élevés, le givrage assure la fixation de la vapeur d'eau sur des zones particulières du cristal entraînant la croissance de formes plus anguleuses. On obtiendra des faces planes pour un gradient de température moyen (compris entre 5 et 20°C.m<sup>-1</sup>). Cette transformation réversible autorise à nouveau la métamorphose en grains fins tandis que les gobelets, obtenus pour des gradients élevés (>20°C.m<sup>-1</sup>) ne peuvent évoluer qu'avec l'apparition d'eau liquide au sein du manteau.



Figure 1.3 : Grains fins (source CEN)

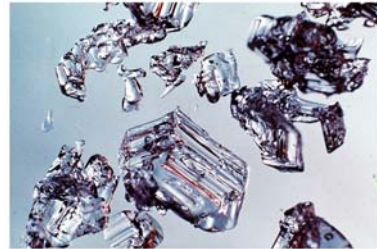


Figure 1.4 : Gobelets (source CEN)

Les gobelets et les faces planes sont des grains sans cohésion. Malgré tout, leur présence est assez rare en surface et leur taille demeure importante (jusqu'à 2 mm pour les gobelets) ce qui limite leur capacité d'envol.

En fin de saison ou près du sol, le manteau neigeux va s'imprégner d'eau sous forme liquide. On parle alors de métamorphose de neige humide qui conduit à la formation des grains ronds. Ce type de métamorphose est cette fois piloté par l'équilibre du système eau-glace qui peut être décrite par la relation de Gibbs-Thomson (Brzoska, 2004).

Il est à noter que les actions mécaniques peuvent accélérer certaines transformations thermodynamiques décrites dans ce paragraphe. Ainsi l'action du vent peut conduire à la formation de grains fins en quelques minutes alors que la métamorphose de neige sèche se déroule généralement sur plusieurs jours. En effet, les effets du vent se traduisent à la fois par une augmentation importante du nombre de chocs entre les grains et par une intensification des échanges thermiques. La combinaison de ces deux paramètres permet d'accélérer considérablement les mécanismes de métamorphose.

### 1.1.3 Les forces de cohésion au sein du manteau neigeux.

La cohésion qui lie les grains entre eux dépend des propriétés physiques de ces derniers et donc de leur nature. Ainsi les interactions possibles entre des grains fins ou entre des grains ronds ne sont pas nécessairement les mêmes.

Ainsi, la cohésion de feutrage est présente au sein de couches de neige récente dont les grains constitutifs sont encore sous forme de neige fraîche ou de particules reconnaissables. Les dendrites caractéristiques de ces types de neige ont une certaine propension à s'enchevêtrer. La contrainte mécanique qui en résulte lie les grains entre eux par une force que l'on nomme cohésion de feutrage.

Le frittage est quant à lui le résultat de l'apparition de ponts de glace entre les grains. Ces derniers apparaissent de la même façon que les grains fins, la vapeur d'eau venant se figer par condensation solide au niveau de la zone concave que constitue le point de contact entre deux grains. Ce type de cohésion est à l'origine de structures rigides qui transmettent les contraintes très efficacement. Ce phénomène est souvent présent au sein des plaques à vent. Cette structure particulière des couches de neige peut être à l'origine d'avalanches conséquentes et particulièrement dangereuses pour les skieurs car leur localisation et leur prédiction reste délicate. En outre, le vent peut grandement influencer la prise de cohésion par frittage car il est susceptible d'accélérer la formation des ponts de glace entre les grains de la même façon qu'il accélère la métamorphose vers les grains fins.

Les grains ronds, de taille et de masse volumique importante, vont connaître une nouvelle forme de cohésion baptisée cohésion capillaire. La présence d'un film d'eau liquide autour des grains assure alors un effet de capillarité qui retient les grains au contact les uns des autres. Quand la température descend (à la tombée de la nuit par exemple), cette pellicule d'eau gèle donnant naissance à une croûte de regel particulièrement solide et stable. Le risque d'avalanche est alors très réduit.

Toutes ces conditions interdisent le transport éolien des grains ronds, du moins dans les conditions météorologiques qui concernent les massifs français et l'ensemble de l'arc alpin. Des exemples d'anéantissement de croûtes de regel par des vents extrêmement violents ont été relevés en Islande. De tels épisodes occasionnent le transport de conglomerats de neige et de morceaux de croûte.

#### *1.1.4 Les paramètres mesurés au sein du manteau neigeux*

La prévision du risque d'avalanche s'appuie à la fois sur des prévisions météorologiques qui permettent de quantifier les nouvelles précipitations et sur des estimations de l'évolution des couches de neige en place. Ces dernières informations sont obtenues à partir de modèles (que l'on évoquera au paragraphe suivant) et de données de terrain.

Météo-France dispose ainsi d'une chaîne d'informateurs et de stations automatiques qui lui permettent d'avoir accès à des données nivologiques et météorologiques en des points suffisamment rapprochés pour espérer donner des prévisions à l'échelle du massif sans perdre de vue l'influence de l'orientation et de l'altitude.

Les stations automatiques Nivoses fournissent les renseignements suivants :

- la hauteur de neige
- la vitesse du vent
- la direction du vent
- la température



Figure 1.5 : Station Nivose de la Meije (source CEN)

Les observateurs du réseau peuvent être des hôteliers, des gardiens de refuge, des gardes de parcs nationaux mais ce sont le plus souvent des pisteurs secouristes spécialement formés à la mesure (Sergent *et al.*, 1996). Leur activité professionnelle les conduit à être chaque jour au contact de la neige et assure à Météo-France la régularité du suivi. Une première série d'observations est effectuée deux fois par jour et contient :

- la nébulosité
- une information sur les conditions nivo-météorologiques qui comprend :
  - une estimation de la vitesse et de la direction du vent
  - une observation du transport de neige par le vent en altitude
  - la température de l'air, son maximum et son minimum depuis la dernière mesure
  - la température de la surface de la neige
  - la hauteur d'eau depuis 24 h
  - la hauteur de neige
  - la hauteur de neige fraîche depuis la dernière observation
  - l'enfoncement d'un tube de sonde normalisée sous son propre poids

A cela s'ajoute un sondage par battage hebdomadaire qui contient les profils verticaux suivants :

- la résistance à la pénétration verticale
- la température
- le type de grain
- l'humidité
- la cohésion
- la masse volumique
- la résistance au cisaillement (éventuellement)

#### 1.1.5 La modélisation physique du manteau neigeux

Comme on l'a vu précédemment, de nombreux paramètres vont pouvoir caractériser chaque couche de neige. A partir des prévisions météorologiques, des équations d'état vont permettre de prévoir l'évolution des grandeurs physiques les plus courantes : température et masse volumique. En revanche, les variations de résistance, la prise de cohésion et surtout la forme des grains vont être particulièrement délicates à modéliser.

La représentation de la stratification du manteau et les questions liées à son évolution ont nécessité de représenter le type de grain à l'aide de paramètres quantifiables. Les modèles utilisés au Centre d'Etude de la Neige (CEN) de Météo-France en utilisent trois. Le premier est la taille des grains. Les deux autres sont des grandeurs descriptives continues dont les valeurs sont comprises entre 0 et 1. Elles ont été baptisées sphéricité et dendriticité (Brun *et al.*, 1992) et permettent de caractériser l'aspect plus ou moins arrondi ou dendritique des cristaux. Ainsi un grain fin est défini par une dendriticité nulle et une sphéricité égale à 1 tandis que la neige fraîche est de sphéricité 0.5 et de dendriticité 1. Ces trois paramètres constituent les piliers de la prévision de l'évolution du manteau strate par strate. Ils sont reliés aux conditions météorologiques et en particulier à la température ou au gradient de température.

#### *1.1.6 Les outils numériques*

On se limitera ici à mentionner les noms des principaux « acteurs » de la modélisation numérique de l'évolution du manteau neigeux. Aucune description approfondie ne sera livrée afin de ne pas surcharger ce document.

##### a. Le système expert de Météo-France et ses équivalents

Météo-France dispose d'un modèle qui permet de suivre l'évolution du manteau neigeux et d'estimer le risque d'avalanche à l'échelle du massif (Durand *et al.*, 1998 et 1999). Ce système expert est en fait constitué d'une chaîne de trois modules : CROCUS, SAFRAN, MEPRA. D'autres simulateurs du même type sont disponibles. On pourra citer le modèle Suisse SNOWPACK qui offre également de nombreuses possibilités de couplage avec des modèles annexes concernant par exemple l'évolution climatique ou le transport de neige par le vent.

Le module SAFRAN se fonde sur les données issues des observations météorologiques et nivologiques qui proviennent soit des stations automatiques, soit des observateurs. Il reçoit en complément les résultats des simulations de modèles météorologiques à l'échelle régionale (ARPEGE). Son rôle est d'établir les paramètres météorologiques horaires qui vont influencer sur le manteau neigeux en fonction du massif, de l'altitude et de l'exposition.

Le modèle CROCUS récupère directement les données de SAFRAN et établit des profils de manteau neigeux en fonction des mêmes éléments de localisation (massif, altitude, exposition). Ces profils contiennent des informations sur le type de grain en termes de dendriticité et de sphéricité, sur la résistance du manteau neigeux et sur la température.

Ces données sont alors réinterprétées au sein de la dernière entité, MEPRA, afin de rentrer dans le cadre des types de grains définis plus haut (classification de l'OMM). De plus, un calcul de cisaillement et de résistance à l'enfoncement est effectué. MEPRA livre alors une estimation directe du risque d'avalanche naturel et accidentel.

Durant la saison hivernale, la chaîne SAFRAN CROCUS MEPRA est lancée deux à trois fois par jour.

##### b. L'aide à la prévision locale

De nombreux logiciels servent d'aide à la prévision locale et permettent aux opérateurs de terrain de disposer directement d'une base de données. Ce type de logiciel permet de coupler les données recueillies localement à d'autres bases de données concernant par exemple



l'activité avalancheuse dans des couloirs spécifiés. Il est alors possible d'utiliser des programmes de recherche d'analogues capables de retrouver soit les conditions météorologiques les plus proches de la situation actuelle, soit l'activité avalancheuse qui correspond le mieux à celle observée le jour même sur le site. A titre d'exemple, on citera les modèles Geliniv, Astral, Oasis, Nivolog, et Avalog .

### c. Le transport de neige par le vent

Les modèles de transport de neige par le vent sont assez nombreux mais peu sont en relation directe avec des systèmes opérationnels de prévision, en particulier à cause de la complexité des transferts d'échelle qui s'imposent alors. En effet, les modèles météorologiques ne peuvent prendre en compte des phénomènes aussi sensibles aux singularités locales (relief, etc.) que celui que nous voulons étudier ici. Cela dit, le modèle de détermination des occurrences de transport PROTEON et le modèle opérationnel SYTRON du CEN (Guyomarc'h et Mérindol, 1998, Durand et al. 2004, 2005) ont été étudiés pour intégrer le transport de neige par le vent dans la chaîne de prévision SAFRAN CROCUS MEPRA. Le modèle NEMO, développé au sein de l'unité ETNA du Cemagref (Naaïm et al. 1998) permet quant à lui de simuler le transport de neige et la formation d'accumulation sur des topographies complexes à l'échelle du couloir d'avalanche ou de l'axe routier. A terme, ces différents outils devraient pouvoir fonctionner simultanément pour assurer une prise en compte de l'activité éolienne sur le manteau neigeux ainsi qu'un transfert d'échelle permettant de partir des paramètres météorologiques régionaux (ARPEGE) pour revenir à l'échelle de la centaine de mètres (NEMO).

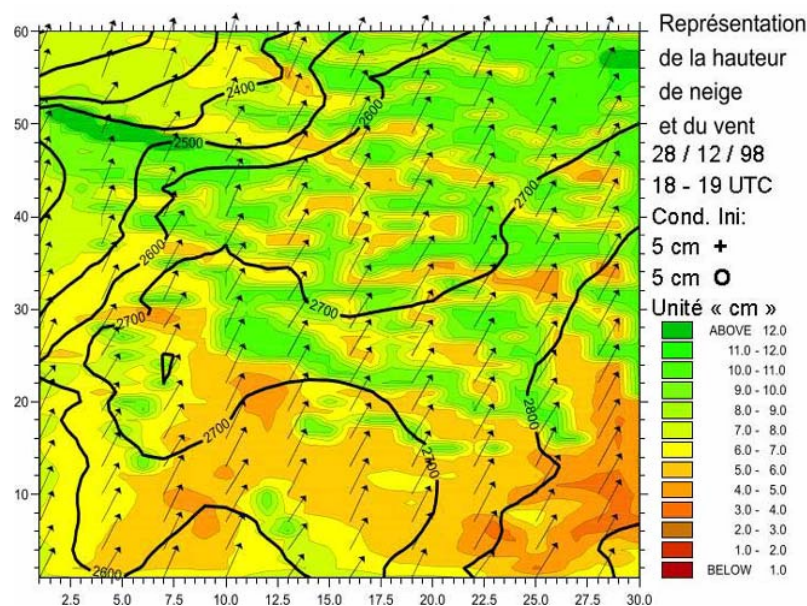


Figure 1.6 : Résultats d'une simulation SYTRON au col du Lac Blanc (source CEN)

## I.2 Généralités sur la couche limite atmosphérique.

### 1.2.1 La couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique (CLA) est un concept aussi difficile à définir qu'à maîtriser. On pourrait la décrire comme la partie de l'atmosphère en constante interaction avec le sol : une couche d'air à son contact et dont tout le volume contiendrait les indices de son influence.

Cette zone est caractérisée par un cisaillement important lié à la présence de la surface de la Terre et qui assure le caractère turbulent de l'écoulement. En outre, aux très hautes altitudes, l'écoulement moyen (le courant jet ou *jet-stream*) est principalement dirigé par la rotation de la Terre et donc par la force de Coriolis qui influence de ce fait la partie supérieure de la CLA. Mais la turbulence atmosphérique n'est pas seulement d'origine mécanique. Elle naît également d'effets thermiques liés par exemple aux cycles de température nés de l'alternance jour-nuit. Ainsi, la CLA possède des particularités qu'il est impossible de reproduire simplement en soufflerie (comme l'influence de la force de Coriolis ou les effets thermiques). De manière générale les différents effets qui affectent les écoulements atmosphériques sont plus ou moins prépondérants selon les échelles de temps ou de distance qu'on observe comme cela est rappelé brièvement par la figure 1.7.

On divise généralement la CLA en deux sous-couches : la partie externe et la partie interne. La partie externe est la partie la plus en altitude. Elle porte le nom de couche d'Eckman et subit davantage les effets de la force de Coriolis que ceux liés à la présence du sol. Cette couche de l'atmosphère ne nous intéressera pas ici. Au contraire, notre étude portera exclusivement sur des phénomènes se déroulant dans la couche interne, cette dernière se trouvant à proximité du sol. On la retrouve le plus souvent sous le nom de *surface-layer* dans la bibliographie. Au sein de cette couche on distinguera encore deux parties selon que les grandeurs physiques y sont davantage transportées par des phénomènes d'inertie (*inertial sublayer*) ou de diffusion (*interfacial* ou *roughness sublayer*).

Comme on l'a évoqué précédemment, les effets thermiques jouent un rôle prépondérant dans l'équilibre de la CLA. On distingue trois grandes familles de situations selon que la stratification thermique tend à déstabiliser ou non le fluide, ajoutant ou retranchant ses effets à la turbulence d'origine mécanique.

Dans le cas d'une stratification instable, on parle également de couche limite convective. C'est le cas des journées chaudes et très ensoleillées au cours desquelles les parois (le sol et le relief) subissent des réchauffements importants. Ce peut être également le cas lors de transfert thermique radiatif lié à une couverture nuageuse. Dans les deux cas, l'air au contact du sol devient rapidement plus chaud et donc plus léger que l'air situé en altitude ce qui va l'entraîner vers le haut. Instantanément, la parcelle d'air va adapter sa pression à son environnement. En conséquence elle va augmenter son volume et diminuer sa température mais de manière insuffisante de sorte qu'elle va toujours rester plus chaude que ces voisines : son mouvement vers le haut va ainsi être entretenu. On est bien en présence d'une situation instable où les effets convectifs s'ajoutent aux effets mécaniques pour déstabiliser la CLA.



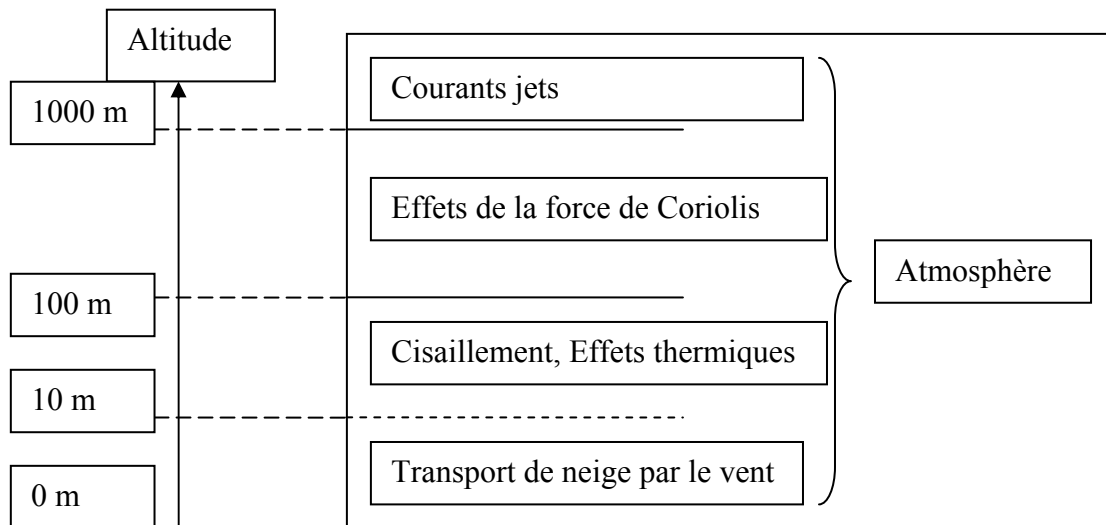


Figure 1.7 Cartographie schématique de la CLA. On remarquera que la zone occupée par le transport de neige par le vent est réduite à une zone particulièrement peu épaisse de la couche limite qui sera de ce fait essentiellement influencée par les effets de cisaillement.

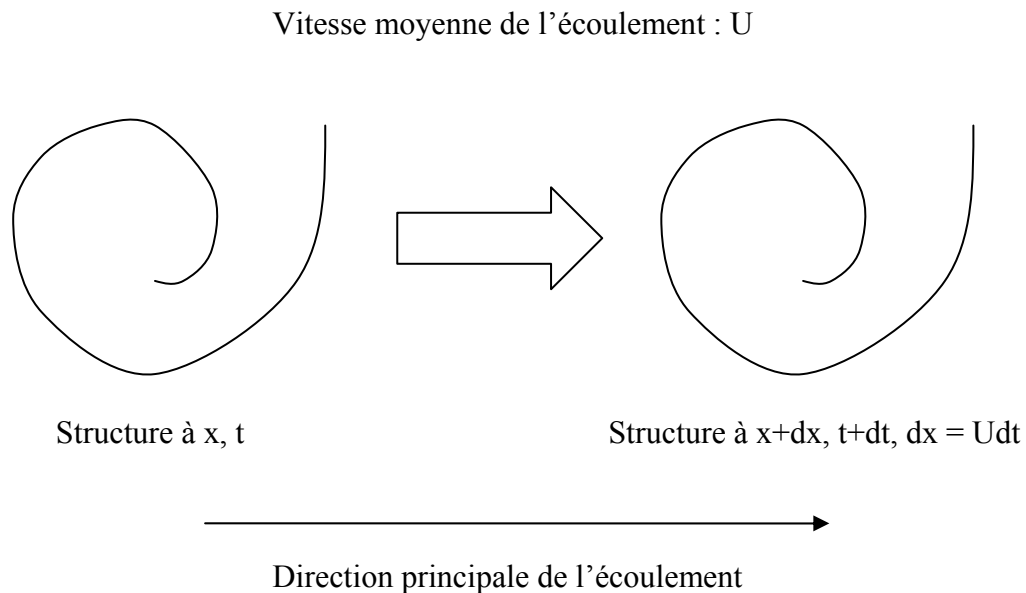
La couche limite stable apparaît plutôt au cours des nuits claires pendant lesquelles la stratification est telle qu'une parcelle d'air déplacée vers le haut va se refroidir plus rapidement que ses voisines. Elle aura ainsi tendance à redescendre pour retrouver sa position initiale.

Enfin les conditions neutres peuvent se produire lorsque le vent souffle sous un ciel complètement bouché. Dans ce cas les mouvements verticaux des particules d'air ne sont ni amplifiés ni contredits par les effets de la convection thermique.

L'épaisseur caractéristique de la CLA peut varier d'à peine 100 mètres à plus de 5000 mètres en fonction des conditions de stabilité précédemment décrites d'une part et du terrain sur lequel elle se développe d'autre part.

### 1.2.2 La modélisation de la CLA – Principales hypothèses

D'un point de vue physique on décrit la CLA avec les lois de la mécanique des fluides moyennant les hypothèses de Taylor. On retrouve ces dernières sous l'appellation de turbulence figée ou turbulence gelée. Ainsi, dans le cas d'une turbulence considérée comme homogène, stationnaire et de faible intensité turbulente, il est admis que sur des périodes suffisamment courtes et qui correspondent à des échelles pertinentes pour l'étude de la CLA, le champ de vitesse n'évolue pas dans le temps. Les structures turbulentes sont alors transportées à la vitesse moyenne de l'écoulement.



*Figure 1.8 : Schéma de principe résumant les hypothèses de Taylor*

Ce sont d'ailleurs les hypothèses de Taylor qui autorisent la conversion des échelles spatiales en échelles temporelles et vice-versa. Il est alors possible d'écrire la relation :  $k=2\pi n/U$  où  $k$  est un nombre d'onde relatif à la direction principale de l'écoulement,  $n$  une fréquence et  $U$  la composante de la vitesse dans la direction principale de l'écoulement. Les hypothèses de Taylor sous-tendent l'exploitation de toutes les mesures d'anémométrie *in situ* présentées dans ce rapport.

On trouvera dans Garrat, 1992, un développement complet sur les équations qui gouvernent la couche limite et qui seront peu discutées ici. Ces équations sont écrites sous les hypothèses suivantes :

1. La viscosité dynamique  $\mu$  et la conductivité thermique  $k_T$  sont constantes en tout point du fluide.
2. Dans les conditions d'étude, l'air constituant la couche limite atmosphérique est supposé incompressible. (Les vitesses considérées sont en effet très inférieures à la célérité du son).
3. La chaleur générée par l'action des contraintes visqueuses est négligée devant les autres apports de chaleur (réchauffement diurne etc.).
4. Dans les décompositions de Reynolds, les fluctuations sont toujours inférieures aux valeurs moyennes ou de référence pour ce qui est de la pression, de la température, de la masse volumique et de la température potentielle.

Empiriquement :  $p'/\bar{p} < 10^{-4} \ll 3 \cdot 10^{-3} \approx T'/\bar{T}$  ce qui permet de déduire des équations d'état qui suivent qu'on a effectivement :  $T'_v/\bar{T}_v \approx \theta'_v/\bar{\theta}_v \approx -\rho'/\bar{\rho}$ .

5. On se place dans l'approximation de Boussinesq.

Dans cette dernière approximation, deux points sont à prendre en compte :

1.  $p'/p_0$  est une quantité négligeable devant  $T'/T_0$  ou  $\rho'/\rho_0$ . Cette hypothèse est toujours vérifiée dans la couche limite atmosphérique sauf en cas de très grands vents. Elle pourra donc être discutée ici le cas échéant.
2. Les fluctuations de la masse volumique ne jouent un rôle prépondérant que si elles sont couplées à l'accélération de la gravité. Le terme  $\rho'$  n'est donc pris en compte que lors des mouvements verticaux.

D'autre part, l'air est un fluide Newtonien dont le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] \quad (1.1)$$

Avec sommation sur les indices répétés. (Cette convention sera d'ailleurs appliquée dans toute la suite).

### 1.2.3 La modélisation de la CLA - Equations fondamentales

#### a. Equation d'état (Equation des gaz)

$$p = \rho R_w T \quad (1.2)$$

Où  $T$  est la température absolue de la particule fluide considérée.  $R_w$  est la constante des gaz pour l'air humide avec  $R_w = R_d(1 + 0.61q)$  où  $R_d$  est la constante des gaz pour l'air sec et  $q$  l'humidité spécifique, c'est à dire la masse de vapeur d'eau par unité de masse d'air humide. On peut alors réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$p = \rho R_d T_v \quad (1.3)$$

Avec  $T_v = (1 + 0.61q)T$ .  $T_v$  est la température virtuelle.

On définit alors la température potentielle  $\theta$  et la température potentielle virtuelle  $\theta_v$  où  $\theta$  est la température qu'aurait une particule fluide qui subirait une transformation adiabatique de sorte qu'elle atteigne l'altitude de pression de référence  $p_0$ .

$$\theta = T \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-R_w/c_p} \quad (1.4)$$

$$\theta_v = T_v \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-R_d/c_p} \quad (1.5)$$

Le gradient de température potentielle se trouve être un indicateur privilégié de la stratification de la CLA. On peut en effet montrer que si le gradient vertical d'humidité spécifique est nul :

1. La CLA est neutre pour  $\partial\theta/\partial z = 0$
2. La CLA est thermiquement instable pour  $\partial\theta/\partial z < 0$
3. La CLA est thermiquement stable pour  $\partial\theta/\partial z > 0$

b. Equation de continuité (Conservation de la masse) :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u = 0 \quad (1.6)$$

Ou encore, avec l'hypothèse d'incompressibilité (3) :

$$\nabla(u) = 0 \quad (1.7)$$

On peut réécrire cette équation dans la décomposition de Reynolds de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \nabla(\bar{u}) &= 0 \\ \nabla(u') &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

c. Equation de Navier-Stokes (Conservation de la quantité de mouvement) :

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p - \rho g + \rho \nu \Delta(u) \quad (1.9)$$

Outre cette formulation classique on pourra s'intéresser à l'équation moyennée dans laquelle on fera apparaître la force de Coriolis.

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \rho g \delta_{i3} - 2\Omega \varepsilon_{ijk} \omega_j \bar{u}_k \quad (1.10)$$

avec :  $\delta_{ij}$ , le symbole de Kronecker,  $\Omega$ , la vitesse angulaire de rotation de la Terre,  $\varepsilon_{ijk}$ , vérifiant :  $\varepsilon_{ijk}=1$  si  $(i,j,k)$  s'écrit comme une permutation circulaire de  $(1,2,3)$ ,  $\varepsilon_{ijk}=-1$  si  $(i,j,k)$  s'écrit comme une permutation circulaire de  $(1,3,2)$ ,  $\varepsilon_{ijk}=0$  dans tous les autres cas,  $\omega$ , le vecteur unitaire  $(0, \cos\varphi, \sin\varphi)$  où  $\varphi$  représente la latitude.

d. Equation pour la température

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) = k_T \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} - \rho c_p \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} \quad (1.11)$$

avec :  $c_p$  la chaleur spécifique à pression constante de l'air,  $k_T$  la conductivité thermique de l'air sec,  $q$  le flux de chaleur.

### e. Problème de fermeture

Les difficultés majeures que l'on rencontre en mécanique des fluides sont liées à la non-linéarité des équations de conservation (équations 1.6 et 1.9). A ce titre, on remarquera les termes du second ordre qui apparaissent dans les équations moyennées pour la température (1.11) et pour la conservation de la quantité de mouvement (1.10). Traiter ces termes directement engendrerait l'apparition de termes d'ordre supérieur (troisième ordre) et ainsi de suite.

On peut alors choisir d'introduire une viscosité turbulente et une diffusivité thermique turbulente qu'on notera respectivement  $K_M$  et  $K_H$  de sorte que :

$$\overline{u'_i u'_j} = K_M \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (1.12)$$

$$\overline{u'_i \theta'_v} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial x_j} \quad (1.13)$$

Ce type de fermeture qui traite simplement les termes du second ordre est une fermeture du premier ordre. On la doit à Boussinesq. En règle générale les fermetures du premier ordre fonctionnent bien pour modéliser les conditions neutres et thermiquement stables de la CLA. On peut tenter de gagner en précision en introduisant des fermetures d'ordre plus élevé. Plus on tente de résoudre des systèmes faisant intervenir des termes d'ordre élevé, plus les résultats sont cohérents avec les observations.

Cela dit, ce type de résolution nécessite d'avoir accès à des mesures directes de grandeurs correspondant à l'interprétation physique des termes étudiés (corrélations d'ordre n) et plus exactement à des valeurs moyennes de ces termes. Or, d'une part de telles mesures deviennent rapidement impossibles dans la CLA et d'autre part, les périodes sur lesquelles il est pertinent d'effectuer les moyennes s'allongent avec l'ordre des termes étudiés. Comme la CLA est parcourue par des écoulements instationnaires gouvernés entre autres par l'alternance jour-nuit (cycle des réchauffements et des refroidissements), il est impossible d'allonger à loisir les périodes d'étude et on ne peut donc augmenter à loisir l'ordre de la fermeture utilisée.

D'autres propositions ont été élaborées pour résoudre ce problème. Elles s'appliquent plus ou moins efficacement en fonction des situations rencontrées. On pourra citer la méthode k- $\epsilon$  utilisée dans un grand nombre de codes numériques. Cette méthode s'appuie sur l'équation de l'énergie cinétique k (voir plus bas) et sur la dissipation de cette dernière ( $\epsilon$ ) par action de la viscosité.

### f. Equation de l'énergie cinétique

Soit k l'énergie cinétique turbulente :  $k = \frac{1}{2} \overline{(u'_i u'_i)}$ . L'équation de conservation appropriée s'écrit :

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\rho g}{\theta_v} \overline{u'_i \theta'_v} \delta_{3i} - \rho \frac{\partial \overline{ku'_j}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{p'u'_i}}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \quad (1.14)$$

où  $\varepsilon$  est le terme de dissipation visqueuse du champ turbulent :  $\varepsilon = -\nu \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}}$ .

Les deux premiers termes du membre de droite peuvent s'interpréter comme la création d'énergie cinétique liée au cisaillement (terme toujours négatif) et la création (ou la destruction) d'énergie cinétique par effet thermique (Garratt, 1992, Nieuwstadt et Duynkerke, 1996). Les effets liés au flux vertical de température vont donc s'ajouter ou se retrancher aux effets de cisaillement. Si l'on se fonde sur l'approximation que représente une fermeture du premier ordre pour ce terme, on constate qu'on peut déterminer le signe du terme  $(\rho g / \theta_v) \overline{u'_i \theta'_v} \delta_{3i}$  à partir de celui du gradient de température potentielle. Si celui-ci est négatif, les effets thermiques et mécaniques s'ajoutent et on parle de couche limite instable. Si celui-ci est positif, les effets se compensent plus ou moins et l'on parle de couche limite stable. Si le gradient de température est nul, on parle de couche limite neutre. On retrouve donc les résultats annoncés de manière anticipée en a/.

#### 1.2.4 Paramètres adimensionnés – Vitesse de frottement et profil logarithmique.

Partant d'une fermeture du premier ordre des équations citées plus haut, on cherche à donner une estimation de  $K_M$  à partir d'une analyse dimensionnelle. En retenant :  $K_M = \kappa z u_*$  où  $\kappa$  est la constante de Von Karman et  $u_*$  la vitesse de frottement pariétal, et moyennant l'hypothèse de flux constant ( $\overline{u'w'}$  indépendant de  $z$ ), on obtient :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (1.15)$$

d'où l'on déduit l'expression du profil logarithmique des vitesses :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (1.16)$$

Cette formulation est très bien vérifiée dans la CLA comme pour décrire les couches limites expérimentales (obtenues en soufflerie par exemple). On rappelle toutefois que le calcul qui a permis d'y aboutir n'est valide que si la vitesse  $u$  est mesurée dans la direction principale d'écoulement de sorte que :  $v = 0$ ,  $\overline{u'v'} = 0$ . On notera de plus que l'analyse dimensionnelle permettant d'écrire l'équation (1.15) ne prend pas en compte les effets thermiques. Le profil logarithmique (équation 1.16) est donc plutôt adapté aux conditions neutres. Il pourra être affiné pour prendre en compte les effets thermiques non négligeables qui gouvernent en partie l'évolution de la CLA.

Enfin, la rugosité de la surface sur laquelle les écoulements se propagent va permettre de distinguer les écoulements « lisses » des écoulements « rugueux ». En effet, pour des rugosités de paroi suffisamment faibles, on voit se développer une sous couche visqueuse dans laquelle l'écoulement est dominé par les contraintes liées à la viscosité du fluide (théorie de la couche limite). Un écoulement est alors dit « lisse » si les aspérités de la surface sont noyées dans la sous-couche visqueuse. Cette condition est vérifiée si  $h_s u_* / \nu \leq 4$  où  $h_s$  est la

hauteur moyenne des aspérités de la paroi. En effet, l'épaisseur de la sous-couche est généralement estimée à  $5\nu/u_*$ . Dans le cas d'une surface rugueuse, l'agitation du fluide due aux aspérités va devenir prépondérante sur les effets visqueux. Dans ce cas, la rugosité sera caractérisée par :

1. les hauteurs  $h_e$  des éléments saillants de cette surface.
2. l'espace séparant ces derniers.

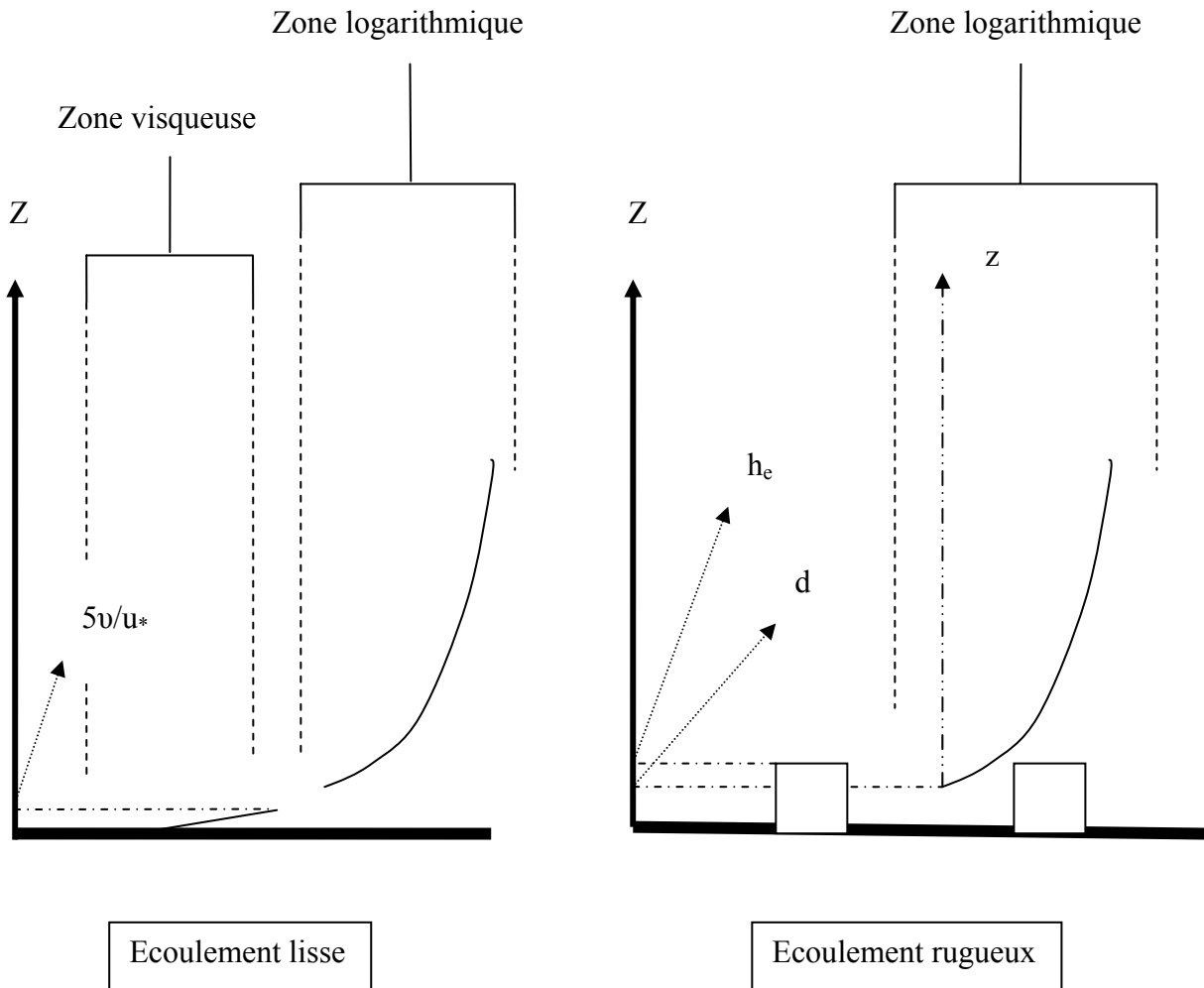


Figure 1.9 : Développement de la zone logarithmique du profil de vitesse sur une plaque plane (à gauche) et sur des éléments de rugosité (à droite).

Une nouvelle définition de l'origine des altitudes au-dessus de la surface (dans notre cas le sol) sera également nécessaire. Cette dernière sera alors prise à une altitude  $d$  de telle sorte que la variable  $z$  apparaissant dans l'équation du profil logarithmique (1.16) puisse s'exprimer par  $z = Z-d$  où  $Z$  serait une altitude mesurée à partir du sol même (point bas entre deux éléments de rugosité, deux rochers ou deux arbres par exemple). On prend en général  $d/h_e=2/3$ .

La longueur de rugosité  $z_0$  caractérise également la surface sur laquelle se produit l'écoulement. Pour une surface « lisse » on pourra prendre :  $z_0 \approx 0.11\nu/u_*$ ,  $d = h_e = 0$ . Dans le cas d'éléments de rugosité,  $z_0 = \gamma(h_e - d)$  avec  $\gamma \approx 0.2 - 0.4$

Pour un écoulement rugueux, on prendra en compte de manière effective le déplacement d'origine au-dessus de la surface du sol et on supposera que le profil logarithmique est valable pour  $z$  suffisamment grand (on pourra prendre :  $z \geq h_e - d$ ) sans s'intéresser à l'écoulement circulant entre les éléments de rugosité. Dans certains cas, on pourra déterminer si un écoulement est rugueux ou non en comparant directement  $h_e$  et l'épaisseur de la sous-couche visqueuse donnée par  $5\nu/u_*$ . Cela dit, cette estimation directe peut s'avérer erronée en fonction de l'espacement des éléments de rugosité de la surface. En effet, la densité des obstacles va influencer directement sur la valeur de  $d$  de telle sorte que :  $d \rightarrow 0$  quand les éléments de rugosité sont rares,  $d \rightarrow h_e$  quand les obstacles sont très nombreux et occupent une surface très importante au sol. Dans le cas de la couche limite atmosphérique et dans cette étude en particulier on se placera systématiquement dans le domaine de validité du profil logarithmique de vitesse.

On notera enfin qu'on peut obtenir des lois similaires (de type logarithmique) pour les profils verticaux de température et d'humidité. Cela dit, le déplacement d'origine ou plus exactement la distance  $d$  définie ci-dessus, et la « longueur de rugosité équivalente »  $z_0$  seront chaque fois spécifiques au profil pour lequel ces grandeurs auront été déterminées. En d'autres termes, on ne peut pas supposer *a priori* que les longueurs de rugosité thermiques et cinématiques sont égales.

### 1.25 Paramètres adimensionnés – Théorie de Monin-Obukhov.

Avant d'aborder plus avant la théorie de Monin-Obukhov, il faut rappeler l'importance des effets thermiques dans l'équilibre de la couche limite. Ceux-ci vont être à l'origine de mouvements verticaux des particules fluides en fonction de la température et de la pression (voir §1.11 f. et l'équation 1.14 rappelée ci-dessous). Les effets thermiques vont s'ajouter ou au contraire se soustraire aux effets du cisaillement dans le bilan d'énergie cinétique. Il est donc essentiel de quantifier les effets thermiques pour les comparer directement aux effets de cisaillement (effets inertiels dû au vent ou en d'autres termes effets mécaniques de la turbulence...). Cet équilibre joue un rôle particulièrement important dans le cas d'une stratification instable de la CLA.

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) = - \underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j}}_{\text{cisaillement}} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \underbrace{\frac{\rho g}{\theta_v} \overline{u'_i \theta'_v}}_{\text{thermique}} \delta_{3i} - \rho \frac{\partial \overline{ku'_j}}{\partial x_j} - \frac{\partial p' u'_i}{\partial x_i} - \rho \varepsilon$$

On compare alors l'ordre de grandeur des deux phénomènes à l'aide du nombre de Richardson défini comme suit :

$$Rf = \frac{(g/\theta_v) \overline{w' \theta'_v}}{\overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (1.17)$$

et qui s'interprète naturellement comme :



$$Rf = \frac{\overbrace{(g/\theta_v)w'\theta'_v}^{\text{thermique}}}{\underbrace{u'w'\frac{\partial u}{\partial z} + v'w'\frac{\partial v}{\partial z}}_{\text{cisaillement}}}$$

Il est d'usage d'utiliser un paramètre de stabilité supplémentaire proposé tout d'abord par Obukhov. Ce paramètre correspond à l'altitude caractéristique à laquelle les effets dynamiques sont du même ordre de grandeur que les effets thermiques. Dans les conditions de stratification thermique instable de l'atmosphère ce cas correspond à  $Rf = -1$  (puisque  $\overline{w'\theta'_v} < 0$ ). Dans le cas où on se place dans la direction principale de l'écoulement on peut alors définir la longueur d'Obukhov par :

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa(g/\theta_v)\overline{w'\theta'_v}} \quad (1.18)$$

Ce terme a effectivement la dimension d'une longueur et constitue avec l'altitude  $z$  et l'épaisseur caractéristique de la CLA,  $h$ , les trois échelles de distance pertinentes pour décrire la CLA. On en déduit les deux paramètres sans dimensions que sont :  $\zeta = z/L$  et  $h/L$ .

Dans notre cas, on s'intéressera avant tout à des écoulements proches de la surface. Nous aurons donc davantage besoin d'une description de la sous-couche la plus proche du sol, qu'on trouve sous la dénomination *surface layer*. En d'autres termes,  $h$  ne sera pas un paramètre important pour les travaux présentés ici.

Le paramètre  $\zeta$  est en revanche fondamental pour l'étude spectrale de la turbulence atmosphérique. Il a été introduit par Monin et Obukhov en 1954 à partir d'une analyse dimensionnelle fondée sur l'hypothèse que  $u_*$ ,  $z$ ,  $g/\theta_v$ , et  $(\overline{w'\theta'_v})_0$  constituent un ensemble suffisant de grandeurs caractéristiques pertinentes pour décrire la CLA. Ce paramètre a permis de prendre en compte les effets de la stratification atmosphérique dans les profils de vitesse, de température et d'humidité de la CLA. Ainsi, en se plaçant dans la direction principale de l'écoulement, on obtient :

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \Phi_M(\zeta) \quad (1.19)$$

$$\frac{\kappa z}{\theta_{v*}} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} = \Phi_H(\zeta) \quad (1.20)$$

où  $\Phi_M$  et  $\Phi_H$  sont deux fonctions inconnues de la variable  $\zeta$ . Des tentatives de détermination empirique de  $\Phi_M$  et  $\Phi_H$  ont donné pour  $-5 < \zeta < 0$  :

$$\Phi_M(\zeta) = (1 - \gamma_1 \zeta)^{-1/4} \quad (1.21)$$

$$\Phi_H(\zeta) = (1 - \gamma_2 \zeta)^{-1/2} \quad (1.22)$$

et pour  $0 < \zeta < 1$  :

$$\Phi_M = \Phi_H = 1 + \beta_1 \zeta \quad (1.23)$$

Ces estimations sont la synthèse de mesures expérimentales généralement réalisées sur des terrains peu movimentés : sols nus, pâturages... On trouvera de plus amples précisions ainsi qu'un large choix de références dans Garratt, 1992.

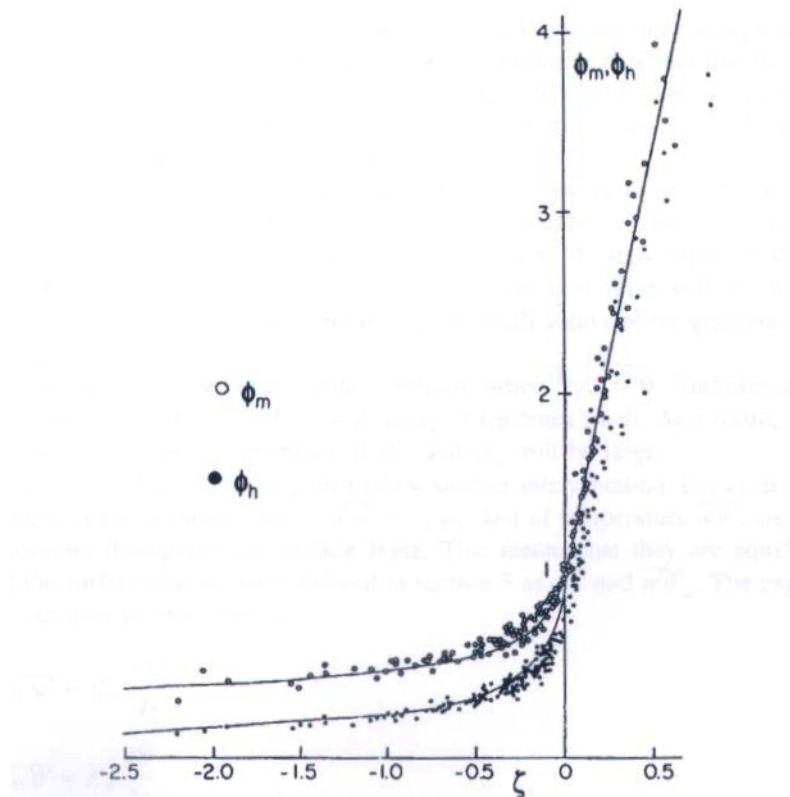


Figure 1.10 : Données expérimentales de spectrographie atmosphériques d'après Nieuwstadt et Duynkerke (1996).

La figure 1.10 reproduit les courbes expérimentales ayant permis d'établir les expressions 1.21, 1.22 et 1.23 (Nieuwstadt et Duynkerke, 1996).

De manière générale, la théorie de Monin-Obukhov est bien vérifiée dans les cas suivants :

1. Pour  $\zeta$  très petit devant 1 dans le cas d'une couche limite neutre.
2. Pour  $\zeta$  inférieur ou de l'ordre de l'unité dans le cas d'une stratification stable.
3. Dans des conditions de stratifications pas trop instables : la théorie atteint ses limites pour des valeurs négatives de  $\zeta$  de module modéré.

De la relation (1.19), il est alors possible de corriger le profil de vitesse de la CLA en incluant les effets de stratification thermique :

$$u(z) = \frac{u_x}{\kappa} \left[ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \Psi_M(\zeta) \right] \quad (1.24)$$

où  $\Psi_M(\zeta)$  pourra être déterminé à partir des relations (1.21) ou (1.23). Des relations du même type pourront être établies pour les profils de température et d'humidité.

### 1.26 Rôles de $\zeta$ et $L$ dans l'étude spectrale de la turbulence atmosphérique

Le rôle fondamental de  $\zeta$  ou  $L$  dans l'étude spectrale de la turbulence peut être appréhendé au travers des relations qui lient le spectre unidimensionnel d'une composante de la vitesse à la variance de celle-ci d'une part et l'intensité turbulente à la variable  $\zeta$  ou à la fonction  $\Phi_M$  d'autre part.

Par définition :  $\overline{u_i'^2} = \int_0^\infty \phi_{u_i u_i}(n) dn$  où  $n$  est une fréquence et  $\phi_{u_i u_i}(n)$  est la densité spectrale d'énergie.  $\phi_{u_i u_i}(n)$  représente donc l'énergie cinétique des fluctuations de vitesses portée par des structures caractérisées par une fréquence comprise entre  $n$  et  $n+ dn$ .

Or dans la CLA, les mesures et les calculs de spectres n'ont de sens que lorsque les conditions expérimentales sont similaires. Cela signifie en particulier que les conditions de production de la turbulence d'une part et l'intensité turbulente de l'écoulement d'autre part, doivent être comparables d'une série de mesures à l'autre. Or le paramètre de stabilité  $\zeta$  peut justement être pris comme un indicateur pertinent de la stratification thermique et donc des conditions de production de la turbulence. En outre :

1. Conditions neutres :  $\zeta = 0$  et  $\sqrt{\overline{u_i'^2}}/u_* = \text{constante}$ .
2. Conditions stables : elles peuvent être comparables aux conditions neutres mais les ordres de grandeurs de  $\overline{u_i'^2}$  et de  $u_*$  devenant très faibles, les mesures d'intensité turbulentes ne sont pas nécessairement pertinentes.
3. Conditions instables :  $\sqrt{\overline{u_i'^2}}/u_* = 1.25(1 - 3\zeta)^{1/3}$  et  $\sqrt{\overline{u_i'^2}}/u_* \approx (12 - 0.5h/L)^{1/3}$  pour  $i = 1$  ou  $2$ .

Les représentations des spectres unidimensionnels de vitesses ou de températures peuvent alors se faire sous la forme de famille de courbes tracées relativement à la variable  $f$  et au paramètre  $\zeta$  où  $f$  est une fréquence normalisée ( $f = nz/u$ ). Alors :

$$f\phi_{u_i u_i}(f)/u_*^2 = F_{u_i u_i}(f, \zeta) \quad (1.25)$$

$$f\phi_{\theta\theta}(f)/\theta_*^2 = F_{\theta\theta}(f, \zeta) \quad (1.26)$$

Les travaux de Kaimal *et al.* (1972) mettent en évidence le fait que les spectres unidimensionnels de la CLA, classés en fonction de  $\zeta$ , se plient aux prévisions de la théorie d'équilibre des échelles de la turbulence proposée par Kolmogorov et permettent de retrouver, aux fréquences élevées, des expressions de la forme :  $\phi_{xx}(k) \propto \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$  où  $k$  est le nombre d'onde dans la direction considérée et  $\varepsilon$  le terme de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique. Aux basses fréquences, les spectres divergent en fonction de  $\zeta$ . Plus encore, les domaines des spectres calculés pour des valeurs de  $\zeta$  positives ou négatives sont disjoints.

## I.3 Aspects pratiques pour l'étude de la turbulence atmosphérique

### 1.3.1 Mesures et comparaisons de mesures dans la CLA

Il est moins délicat de vouloir réaliser des mesures dans la CLA que de chercher à comparer ces mesures entre elles. En effet, la CLA est par définition le lieu privilégié des interactions entre un écoulement instationnaire et une topographie. Les difficultés liées à l'instationnarité nécessitent l'identification des échelles de temps pertinentes. La topographie va quant à elle induire des distances caractéristiques inhérentes à un site donné et propres à rendre hasardeuses un certain nombre de comparaisons directes entre les mesures effectuées sur des sites différents. Encore une fois, les hypothèses de Taylor vont permettre d'établir un certain nombre d'équivalence entre les échelles temporelles et les échelles spatiales. Mais ce type de travail demande des manipulations de données assez conséquentes et lourdes d'hypothèses et des calculs souvent longs et complexes. Ces préoccupations intéressent donc essentiellement la recherche. Pour des raisons pratiques évidentes, la prévision météorologique va au contraire se fonder sur des mesures effectuées sur des sites jugés comparables et pour lesquels l'influence des obstacles aura pu être identifiée. Dans la plupart des cas, les mesures en question sont des mesures de vitesse du vent ou de température de l'air. En ce qui concerne l'anémométrie, les sites et les conditions de mesures peuvent donc être jugés en fonction d'un certain nombre de critères définis par l'OMM :

- La hauteur de la mesure : 10 m.
- La longueur de rugosité du sol : 0.03 m.
- Le lieu d'implantation : un terrain dégagé.

L'instruction « terrain dégagé » est à traduire par : situé à une distance supérieure ou égale à dix fois la hauteur des obstacles environnants. Wieringa, 1986, cité par Cadiou, 1996, donne une classification des terrains en fonction de leur longueur de rugosité dans laquelle on s'intéressera plus particulièrement aux catégories 2 et 3 que constituent respectivement :

- Les terrains bourbeux plats, neige ; pas de végétation, pas d'obstacle ( $z_0=0.005$  m.).
- Les terrains plats ouverts ; herbe, rares obstacles isolées ( $z_0=0.03$  m.).

Les obstacles constituent des obstructions au passage du vent caractérisées par un angle. Cet angle d'obstruction représente la région de l'espace en provenance de laquelle les vents sont perturbés par les obstacles. Par exemple, une chaîne de montagne d'une élévation de 1000 mètres va engendrer un angle d'obstruction de  $15^\circ$  à 4 km. Il faut s'éloigner de 400 km d'un obstacle de cette dimension pour être débarrassé de son influence (l'angle d'obstruction est alors considéré comme nul).

Les données expérimentales de terrain enregistrées au col du Lac Blanc qui seront présentées par la suite (Chapitre III et Chapitre IV) proviennent donc d'un site qui ne respecte pas les prescriptions de l'OMM. Cela dit, dans le cadre de cette étude, l'intérêt se porte sur la réponse d'un flux de neige vis à vis des fluctuations de vitesse du vent susceptibles d'être caractéristiques des phénomènes atmosphériques en montagne. La notion de terrain dégagé est donc hors de propos.

On se référera à la description du site expérimental (chapitre III) et à l'abaque de Wieringa (1986) fournie par Cadiou (1996) pour d'éventuelles comparaisons à d'autres références ou à d'autres sites. Il est à noter que même à une distance de l'ordre de 10 mètres des premiers obstacles, les écarts entre les enregistrements d'un anémomètre et les vents potentiels qu'on mesurerait sur un terrain idéal correspondant aux recommandations de l'OMM peuvent atteindre 30%. Pour ce qui est de la comparaison des mesures de vent, il existe également des outils de calcul de vent équivalent. Ces méthodes permettent de se ramener à un vent fictif équivalent sur un terrain standard défini par une longueur de rugosité uniforme. On pourra citer la méthode  $WA^{SP}$  utilisée entre autres par Kristensen *et al.* (2000), ou les abaques citées par Cadiou (1996). Ce type d'outil peut également s'avérer utile quand la rugosité du terrain change brutalement selon le secteur d'où vient le vent (comme c'est le cas pour les stations météorologiques de zones côtières).

### 1.3.2 Echelles de longueurs et de temps de la CLA

Comme on l'a vu, l'étude de la turbulence atmosphérique se fonde sur une décomposition de Reynolds de la vitesse :  $U = \bar{u} + u'$  ce qui suppose de pouvoir déterminer des échelles de temps pertinentes pour le calcul des valeurs moyennes alors que l'écoulement n'est pas en régime permanent. Le problème se pose chaque fois qu'on prétend relier des échelles temporelles et spatiales (par exemple sous les hypothèses de Taylor) ce qui est par exemple le propos de Kaimal *et al.* (1972). Quelques notions concernant les échelles de temps de la turbulence atmosphérique sont donc indispensables afin de traiter correctement les mesures de terrain. Les échelles de temps décrites ici sont tirées de Nieuwstadt et Duynkerke (1996). On trouvera d'autres informations dans Garratt (1992).

On s'intéressera en premier lieu au temps caractéristique de la rotation de la Terre  $T_{ext}$  puisqu'il intervient à la fois dans la production mécanique de la turbulence (via la force de Coriolis) et dans le cycle des variations thermiques. A cet égard, la durée généralement retenue est l'inverse du paramètre de Coriolis ce qui revient à prendre :  $T_{ext} \approx 10^4 s$  pour les latitudes moyennes, soit environ trois heures.

Une autre échelle pertinente est le temps de développement des profils de vitesse, de température ou d'humidité dans la couche limite,  $T_{cl}$ . On considérera aussi le temps caractéristique de transport turbulent  $T_{tur}$  et celui de production de la turbulence,  $T_{prd}$ .

Les travaux sur la CLA s'appuient généralement sur l'hypothèse d'un équilibre permanent entre les procédés de production et de destruction de la turbulence du fluide. On parle alors de turbulence quasi-stationnaire et on peut alors écrire :  $T_{tur} \approx T_{prd}$ .

De plus si l'on se limite à la sous-couche de surface, on peut estimer que les profils de température et de vitesse sont principalement contraints par la présence du sol et que :

$$T_{cl} \approx \frac{z}{u_*} \quad (1.27a)$$

Dans ces conditions,  $z$  caractérise l'échelle du transport par la turbulence et  $u_*$  celle de la vitesse du fluide, d'où :

$$T_{tur} \approx \frac{z}{u_*} \approx T_{cl} \quad (1.27b)$$

Dans le cas du transport de neige par le vent, l'altitude  $z$  est de l'ordre de la dizaine de centimètre ou du mètre et  $u^*$  dépasse rarement le mètre par seconde.  $z/u^*$  peut donc être estimé à quelques secondes. Si l'on s'attache davantage à la hauteur de l'anémomètre, ce temps caractéristique peut être porté à une dizaine de secondes.

On rappelle enfin la définition des échelles de longueur les plus utiles à l'étude de la turbulence à savoir : l'échelle intégrale et l'échelle de Kolmogorov.

L'échelle intégrale  $L_1$  qui caractérise les plus gros tourbillons de l'écoulement est définie par :

$$L_1 = L_{11}^{(1)} \quad (1.28)$$

Où  $L_{ij}^{(k)}$  est défini de la manière suivante :

$$L_{ij}^{(k)} = \int_0^\infty R_{ij}(x_k) dx_k \quad (1.29)$$

Et  $R_{ij}$  représente la fonction de corrélation de la vitesse en deux points.

On peut alors définir le temps associé  $T = L_1 / \sqrt{u'^2}$  qui caractérise l'extinction de la turbulence. On notera en effet que  $L_1$  peut être reliée au terme de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique  $\varepsilon$  par :  $L_1 = u_*^3 / \varepsilon$  sous l'hypothèse de flux constant (i.e.  $u_* = \sqrt{u'^2}$ ).

$T$  a alors une interprétation physique proche de  $T_{tur}$  tel qu'il a été défini plus haut. On verra dans la suite qu'on pourra bien souvent considérer  $T = T_{tur}$ .

L'échelle de Kolmogorov joue aussi une importance capitale puisqu'elle caractérise au contraire les plus petits tourbillons de l'écoulement. En-deçà de cette échelle l'énergie cinétique est dissipée sous forme de chaleur du fait de la viscosité du fluide. A cette échelle, les effets inertiels et les effets visqueux sont donc comparables. On a donc :

$$R_e = \frac{u_\eta l_\eta}{\nu} = 1$$

où  $u_\eta$  et  $l_\eta$  sont respectivement la vitesse et l'échelle de longueur de Kolmogorov. On peut aussi définir une échelle de temps associée  $\tau_\eta$ . Entre autres :

$$\begin{aligned} l_\eta &= \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4} \\ \tau_\eta &= \nu^{1/2} \varepsilon^{-1/2} \end{aligned} \quad (1.30)$$

On peut raisonnablement estimer que le millimètre est un ordre de grandeur pertinent pour  $l_\eta$ .

### 1.3.3 Les méthodes à facteur de rafale

La caractérisation du régime éolien est primordiale dans différents domaines (pour la construction d'immeubles ou de lignes électriques par exemple), pour lesquels il n'est pas envisageable de prendre en compte toutes les subtilités de la théorie de la CLA. En outre, en montagne ou dans certaines villes, le relief amène à travailler hors du domaine de validité de la théorie précédemment exposée puisqu'on cherche alors à connaître les effets du vent au sein même des éléments de rugosité qui contraignent son écoulement. A plus grande échelle, les immeubles avoisinants ou les sommets alentours constituent des obstacles dont la taille caractéristique peut être du même ordre de grandeur que la hauteur de la couche limite, celle-ci variant de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres d'épaisseur.

Ainsi, un certain nombre d'indicateurs synthétiques ont été mis au point pour tenter de caractériser les sites étudiés. Le plus utilisé est sans doute le coefficient de rafale noté  $G$ . Sa définition correspond d'ailleurs à une norme utilisée dans le bâtiment (norme ENV 1991-2-4). Il s'agit du rapport de la vitesse maximum sur la vitesse moyenne de l'écoulement :  $G = V_{\max} / V_{\text{moy}}$  calculé dans les conditions suivantes: la période d'échantillonnage est fixée à 1 seconde, la vitesse moyenne est calculée sur 10 minutes et la vitesse maximum est en réalité le maximum des moyennes glissantes calculées sur 3 secondes.

Les travaux effectués par Michaux (2003) utilisent ce type d'outil pour traiter le transport de neige par le vent à partir de moyennes réalisées sur 15 minutes ou sur une heure. Une étude bibliographique approfondie montre d'ailleurs que la définition du coefficient de rafale varie d'un auteur à l'autre pour s'adapter au contexte particulier des études, qu'il s'agisse de contraintes topographiques (Naess *et al.*, 2000) ou de régimes de vents particuliers (Choi et Hidayat, 2002).

On trouve encore d'autres définitions de  $G$  comme celle proposée par Jungo, Goyette et Beniston (2002) pour une étude concernant une zone plus large puisqu'il s'agit de travaux statistiques à l'échelle du territoire helvétique. La définition du coefficient de rafale est ici :  $G = U_g / U - 1$  ou  $U_g$  est la vitesse maximum enregistrée sur une journée et  $U$  la vitesse moyenne journalière. La fréquence d'échantillonnage n'est pas explicitement fournie. Il est indiqué que les données utilisées sont les moyennes horaires et les vitesses maxima fournis par MeteoSwiss (enregistrements obtenus par un réseau de 70 stations automatiques).

Il en résulte que les valeurs de  $G$  données dans la littérature sont extrêmement variables et qu'on ne peut que difficilement les comparer entre elles. Les travaux de Choi et Hidayat (2002) illustrent entre autres la variabilité de  $G$  avec la période de calcul de  $V_{\text{moy}}$  puisque les valeurs de  $G$  qui apparaissent ci-dessous ont été obtenues pour le même jeu de données en faisant simplement varier l'intervalle d'étude. Pour les autres auteurs, les différentes valeurs de  $G$  ont chacune été calculées avec un jeu de données différent. Naess *et al.* (2000) ont quant à eux fixé une base de temps par station de mesure.

La variabilité dans la définition du coefficient de rafale en fonction des types de régime éolien prouve qu'il ne s'agit pas nécessairement de l'indicateur le plus pertinent pour classer et comparer les épisodes de vent même s'il possède l'avantage indéniable d'être particulièrement simple à calculer.

Références	Base de temps	Valeurs de G
Jungo <i>et al.</i> (2002)	24 heures	De 0.5 à 7.5
Choi et Hidayat (2002)	10 à 60 minutes	De 3 à 8
Naess, <i>et al.</i> (2000)	10 ou 30 minutes	Inférieurs à 2.5
Michaux (2003)	15 minutes ou 1 heure	De 1 à 8 ou de 1 à 9.

Tableau 1.1 : Valeurs des coefficients de rafale et période de calcul pour différents auteurs.

#### 1.3.4 Les méthodes de caractérisation des rafales

Dans le même ordre d'idée, les instationnarités des écoulements atmosphériques ont été étudiées en définissant « des rafales » comme des fluctuations brusques et de grande envergure. De même que pour les méthodes à facteur de rafale (§ 1.3.3), deux temps caractéristiques sous-tendent cette approche. En effet, la durée d'accélération ou de décélération du fluide (supposée courte) et la base de temps qui sert à l'étude de l'écoulement moyen devront toutes deux être prises en compte.

Le choix de la base de temps pour l'étude de l'écoulement moyen se fonde généralement sur l'existence d'un trou de méso-échelle dans le spectre d'énergie cinétique de la turbulence atmosphérique (Van der Hoven, 1957). Ainsi, et malgré des contestations issues de mesures à des altitudes plus élevées (Gage, 1979, Lindborg, 2000, Lovejoy, 2001), il existerait une gamme de fréquence centrée sur un temps caractéristique d'une heure sur laquelle la densité spectrale d'énergie du vent serait plus faible qu'ailleurs. Ainsi, Hau (2000) cité par Boettcher *et al.* (2003), précise que les structures turbulentes capables de transporter la plupart de l'énergie cinétique du fluide sont portées par des échelles de temps caractéristiques soit inférieures à 10 minutes, soit supérieure à 10 heures. C'est pour cette raison que la plupart des mesures météorologiques sont constituées de moyennes horaires ou que la caractérisation des sites éligibles pour les installations d'éoliennes se fonde sur des calculs d'intensité turbulente qui utilisent des grandeurs moyennées sur des périodes comprises entre 10 minutes et une heure (Petersen *et al.*, 1998). L'idée est donc de choisir un temps caractéristique pour l'étude de l'écoulement moyen compatible avec les différentes échelles définies jusqu'ici, c'est à dire compris entre 10 minutes et 10 heures (cette dernière échelle étant supérieure à  $T_{ext}$  tel qu'il a été défini au paragraphe 1.3.2, on choisira souvent de se limiter à 1 heure). D'autre part, on s'intéressera à des fluctuations caractéristiques des petites échelles de temps, c'est à dire bien inférieures à 10 minutes.



Dans cette perspective, Boettcher *et al.* (2003) calculent la densité de probabilité que la différence de vitesse du vent entre deux instants séparés par un intervalle  $\delta t = \tau$  dépasse un seuil  $S$  donné :  $(u(t+\tau)-u(t) > S)$ .  $\tau$  est ici choisi en fonction de l'échelle intégrale de l'écoulement ( $T$ ) avec, dans la référence citée,  $T$  de l'ordre de 30 secondes. A titre d'exemple, les valeurs de  $\tau$  sélectionnées ont été :  $0.008T$ ,  $0.03T$ ,  $0.2T$ ,  $0.95T$  et  $1.9 T$ . Le seuil  $S$  est quant à lui directement évalué en fonction de l'écart type  $\sigma$  de la vitesse ( $S = n\sigma$  où  $n$  est un réel quelconque, positif ou négatif, qui caractérise l'intensité de la rafale). On notera que plusieurs périodes comprises entre 1 et 10 minutes ont été retenues pour le calcul des différentes grandeurs statistiques (vitesse moyenne, écart type,...). L'influence de cette base de temps sur les résultats a été jugée négligeable.

Les travaux de Boettcher *et al.* (2003) présentent l'intérêt de faire apparaître un nouveau paramètre pour caractériser l'écoulement ( $S$ ). Il est alors possible de calculer la probabilité de dépassement du seuil fixé et donc la probabilité d'être en présence d'une rafale d'intensité donnée en étudiant la seule grandeur  $(u(t+\tau)-u(t))/\sigma$ . En revanche, la méthode doit être réservée aux utilisateurs expérimentés puisque trois paramètres sont laissés à la discrétion de ce dernier : la base de temps réservée aux calculs statistiques, la plage de temps caractéristiques des rafales  $\tau$  à tester et l'entier  $n$  qui permet la définition du seuil  $S$  à partir de l'écart type  $\sigma$ . En outre, une caractérisation complète des rafales sur un site nécessite de faire varier  $\tau$  sur une plage assez grande et l'on perd donc la notion d'indicateur synthétique.

### 1.3.5 Les méthodes spectrales

Une autre manière d'aborder le problème est d'étudier directement le spectre d'énergie cinétique de l'écoulement. Cette fois on peut supposer que les traces du relief seront directement visibles en filtrant les grosses structures de l'écoulement (filtre passe-haut). Il faut en revanche veiller à ce que les conditions de production de la turbulence d'une part et l'intensité turbulente d'autre part soient comparables (voir plus haut). On s'attachera alors à comparer des spectres calculés sur des séries de données mesurées dans des configurations où l'intensité turbulente et la longueur d'Oboukhov ne varient que modérément. De telles contraintes supposent d'avoir accès à une donnée supplémentaire : la température de l'air. D'autre part il devient nécessaire de travailler à de hautes fréquences d'échantillonnage (10 Hz minimum) afin de pouvoir étudier une bande de fréquence suffisamment large.

Ces méthodes ont par exemple permis à Kaimal *et al.* (1972) de montrer l'existence d'une discontinuité entre les spectres obtenus en conditions stables ou neutres et ceux calculés en conditions instables. Le jeu de données utilisé comprenait alors des séries temporelles (profils de vitesse et de température) enregistrées en des points fixes. A l'inverse, l'expérience PYREX décrite par Attié *et al.* (1999) se fonde sur une exploration spatiale du champ turbulent afin d'étudier l'influence de la chaîne Pyrénéenne sur certains courants de Sud. Les mesures obtenues au cours de l'expérience PYREX ont en effet été réalisées grâce aux systèmes de navigation de plusieurs avions à proximité des Pyrénées Françaises sur des distances de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres. L'étude s'est portée sur les vents de Sud venant d'Espagne et franchissant la chaîne avant d'arriver sur le site de mesure.

On reportera à titre d'information quelques chiffres concernant cette expérience : l'échelle étudiée était de l'ordre de 20 km. Elle était décrite par une dizaine de points (un tous les 2 km), chacun de ces derniers étant obtenu par le calcul de moyennes sur 500 échantillons (un tous les 4 m, soit une fréquence de 25 Hz pour un appareil se déplaçant à  $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). On notera que dans ce cas, on réalise une étude spatiale en déplaçant les instruments de mesure à

une vitesse donnée, l'étude spectrale étant encore une fois conditionnée par la validité de l'hypothèse de Taylor.

Les comparaisons entre les différentes journées de mesures ont été établies en fonction des critères suivants :

- la vitesse du vent variait peu d'un épisode sur l'autre (variation inférieure à 25 %)
- la fréquence de Brunt-Väisälä (paramètre directement lié à la longueur d'Obukhov), restait dans une fourchette limitée (de l'ordre de 20% des valeurs calculées).

Il est à noter que Kaimal *et al.* (1972) ont travaillé sur les bandes de fréquence suivantes : 0.005 à 10 Hz et 0.0003 à 0.6 Hz soit de 0.1 à 200 secondes et de 1.5 secondes à environ 1 heure. Les mesures d'Attié *et al.* (1999) ont été filtrées à 0.024 Hz (filtre passe-haut), ce qui limite le temps caractéristique observé à 41.67 secondes. Les résultats de PYREX se situent donc dans une « sous bande de fréquence » des travaux de Kaimal *et al.* (1972).

Cette approche de la turbulence met en évidence deux nouveaux paramètres intimement liés pour classer et comparer des épisodes : le paramètre  $\zeta=z/L$  et la fréquence de Brunt-Väisälä  $\left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_p$ .

Encore une fois les échantillons sélectionnés pour le calcul des spectres appartiennent à un intervalle de temps qui se doit d'être suffisamment court pour que les conditions de stabilité ne changent pas mais suffisamment long pour que la plage des fréquences étudiées soit intéressante. De plus la meilleure façon d'obtenir un spectre de bonne qualité est de moyenniser des spectres sur des blocs de données successifs. Cet intervalle de temps reste un choix plus ou moins arbitraire de l'utilisateur même s'il est alors moins contraignant que dans les cas précédents (§1.3.4) puisqu'il n'influence que dans une moindre mesure les résultats observés.

### 1.3.6 Etude des écoulements instationnaires. Détermination d'échelles de temps pertinentes

Les travaux de Treviño et Andreas (2000) offrent une approche novatrice et originale pour déterminer les temps caractéristiques des structures cohérentes d'un écoulement atmosphérique. Leur méthode permet en effet d'identifier des durées pertinentes pour chaque structure à partir des échantillons mêmes, à condition que l'enregistrement soit suffisamment long (1 heure par exemple). Les deux avantages notoires de cette méthode sont :

1. l'utilisateur n'a pas besoin de déterminer des intervalles de temps de façon arbitraire.
2. L'algorithme n'utilise pas de données postérieures à la date pour laquelle on cherche à obtenir l'information ce qui le distingue des méthodes classiques : transformées de Fourier rapides, transformées de Fourier glissantes, *variable interval time averaging (VITA)*.

On notera que les auteurs travaillent à partir d'estimateurs de la vitesse moyenne et non à partir d'une véritable moyenne. La moyenne des fluctuations ainsi calculées n'est donc pas identiquement nulle sur la base de temps choisie.

Les grandes étapes de l'algorithme proposé sont les suivantes :

1. On choisit  $\Delta T=1/f_e$  où  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage.
2. On calcule une moyenne sur les  $n+1$  échantillons  $u_{xi}$  ( $i$  variant de 0 à  $n$ ) enregistrés pendant  $\Delta T$  à partir d'une date initiale  $t_0$  définie par  $t_0 = t_n - n * \Delta T$  où  $t_n = t$  est le temps courant. (A ce niveau de calcul  $n = 1$  nécessairement). On affecte la valeur moyenne obtenue  $\langle u_{xi} \rangle$  au dernier échantillon de la série ( $u_{xn}$ ) et on calcule la fluctuation  $u_{xn}' = u_{xn} - \langle u_{xi} \rangle$ .
3. On calcule ainsi les  $n$  moyennes glissantes suivantes en se décalant à chaque fois d'un pas de temps ( $1/f_e$ ) et on forme la série temporelle des fluctuations ainsi calculées c'est-à-dire la série des  $u_{xj}'$  avec  $j$  variant de  $n$  à  $2n$  (ce qui revient à prendre les échantillons dans un intervalle de temps de longueur  $\Delta T$  défini par  $[t_0 + \Delta T \ t_0 + 2\Delta T]$ ).
4. La moyenne glissante à  $t$  étant un estimateur de la moyenne calculée sur  $\Delta T$  à  $t$ , on estime alors l'écart type par  $\overline{u_x'^2}(t) = \left( \frac{1}{\Delta T} \int_{t-\Delta T}^t u_x'(t') dt' \right)^2$  où les  $u'$  sont calculés comme indiqué en 3.
5. on réécrit l'expression précédente sous la forme 
$$\overline{u_x'^2} = \frac{1}{\Delta T} \int_{-\Delta T}^{\Delta T} \left\{ \left( \frac{1}{\Delta T - |\tau|} \right) \int_{t-\Delta T+|\tau|/2}^{t-|\tau|/2} u_x' \left( \gamma - \frac{\tau}{2} \right) u_x' \left( \gamma + \frac{\tau}{2} \right) d\gamma \right\} d\tau$$
 où  $\tau$  et  $\gamma$  sont deux variables temporelles appropriées. Le terme entre accolades est la fonction d'autocorrélation du signal. D'après Treviño et Andreas (2000), le terme  $\Delta T$  est toujours très supérieur à  $\tau$ . Dans ces conditions, le terme entre accolades se stabilise aux grandes valeurs de  $\Delta T$  c'est à dire qu'il tend à devenir constant au-delà d'un  $\Delta T$  seuil.
6. On multiplie alors la valeur de  $\Delta T$  par deux et on recommence le calcul jusqu'à trouver le  $\Delta T$  seuil qui stabilise le terme mis en lumière en 5. Aux grands  $\Delta T$ , le terme entre accolades étant constant, l'estimateur de l'écart type de la vitesse  $\overline{u'^2}$  tend vers 0. On choisit pour  $\Delta T$  seuil le premier  $\Delta T$  qui vérifie que l'écart type est inférieur au carré de la précision de la mesure ce qui revient à dire que l'ordre de grandeur des fluctuations est inférieur à la précision des appareils de mesure.

Un autre point essentiel de cette méthode réside dans la détermination d'intervalles de temps spécifiques pour effectuer soit une décomposition de Reynolds (l'intervalle  $\Delta T$  vu précédemment), soit le calcul du spectre d'énergie (en définissant un intervalle  $AW$  défini à partir des fluctuations calculées sur  $\Delta T$  avec  $AW < \Delta T$ ).

La méthode proposée par Treviño et Andreas, 2000 est donc la seule qui évite à l'utilisateur de choisir des intervalles de temps de manière plus ou moins arbitraire, que ce soit pour effectuer une décomposition de Reynolds ou pour sélectionner un bloc de données en vue du calcul d'un spectre d'énergie cinétique. En contrepartie, elle se fonde sur des estimateurs statistiques qui ne correspondent pas exactement à une décomposition de Reynolds. Les ordres de grandeurs des intervalles  $\Delta T$  et  $AW$  déterminés par l'intermédiaire de cet algorithme pour un échantillon de données de terrain ont été comparés aux autres échelles de temps de la bibliographie au paragraphe suivant.

### 1.3.7 Bilan des temps caractéristiques issus de la bibliographie.

Hormis la méthode proposée par Treviño et Andreas, 2000, on observe que l'utilisateur a toujours un choix plus ou moins arbitraire à effectuer pour définir une première échelle de temps à partir de laquelle il sera possible d'effectuer des calculs de vitesse moyenne et de fluctuations. Le tableau 1.2 récapitule de manière synthétique les échelles de temps utilisées par les auteurs cités dans les trois paragraphes précédents.

Les différents temps indiqués sont les suivants :  $T_{\text{éch}}$  correspond au temps caractéristique de l'échantillonnage ( $T_{\text{éch}} = 1/f_e$ ),  $T_{\text{moy}}$  est le temps retenu par les auteurs pour l'étude de l'écoulement moyen (vitesse moyenne, écart type, ...),  $T_{\text{tur}}$  est le temps de destruction de la turbulence tel qu'il a été défini par Nieuwstadt et Duynkerke (1996) et pris égal à  $D/U$  où  $D$  et  $U$  sont respectivement une taille et une vitesse caractéristique de l'écoulement. Ce temps a été recalculé à partir des données des références citées en utilisant le plus souvent la hauteur de positionnement de l'anémomètre ( $D=z$ ) et la vitesse de frottement ( $U=u_*$ ). Concernant l'expérience en soufflerie mentionné par Boettscher *et al.* (2003), ces grandeurs ont été estimées à partir du diamètre du cylindre (2 cm) et du nombre de Reynolds (30000). Du fait des très grandes hauteurs de mesure, il n'a pas été jugé opportun de calculer  $T_{\text{tur}}$  pour l'expérience PYREX (Attié *et al.*, 1999).  $T$  est le temps intégral. En règle générale, on remarque de fortes ressemblances entre les ordres de grandeurs de  $T$  et de  $T_{\text{tur}}$ .

Enfin, les échelles spécifiques intervenant dans les publications ont également été mentionnées ainsi que leurs ordres de grandeur. On voit ainsi apparaître les temps retenus pour caractériser les rafales (le temps  $\tau$  défini par Boettscher *et al.*, 2003 ou le temps qui définit les moyennes glissantes dans la norme ENV 1991-2-4 par exemple).

Référence	$T_{éch}$	$T_{moy}$	$T_{tur} = D/U$	T	Autres échelles
Jungo <i>et al.</i> (2002)	NC	24 h			
Autres références utilisant G	1 s	10 min – 60 min			Moyennes glissantes : 3 s
Boettscher <i>et al.</i> (2003), soufflerie	NC	1 min – 10 min	$10^{-3}$ s	$6 \cdot 10^{-3}$ s	$\tau$ : $30 \cdot 10^{-6}$ s – $8 \cdot 10^{-3}$ s
Boettscher <i>et al.</i> (2003), CLA.	0.25 s	1 min – 10 min 30 min (pour T)	20 s – 40 s	34 s	$\tau$ : 0.3 s – 64.6 s
Kaimal <i>et al.</i> (1972)	0.05 s	3 min 20 s	3 s – 40 s		Longueur de l'échantillon : 1h
Attié <i>et al.</i> (1999)	0.02 s	20 s			
Treviño et Andreas (2000)	0.1 s	$\Delta T$ : 25.6 s – 51.2 s. AW : 8.8 s – 30.4 s	2 s – 20 s		Longueur de l'échantillon : 1h

Tableau 1.2 : Tableau des échelles de temps de la turbulence dans les références présentées

## I.4 Le Transport de neige par le vent

### 1.4.1 Les différents modes de transports de particules par le vent

Un désert... de sable ou de neige... Le vent se met à souffler. Pour le moment rien ne se passe. Mais avec l'intensification des caprices d'Eole des particules sont bientôt éjectées du sol. Elles gagnent quelques dizaines de centimètres de hauteur avant de retomber sous l'action de leur poids.

Le mécanisme de transport de particules le plus remarquable est appelé **saltation**. Comme il a été indiqué plus haut, chaque particule opère une série de bonds successifs adoptant une trajectoire plus ou moins balistique et susceptible d'éjecter de nouvelles particules lors de son retour au sol. La trajectoire résulte alors du bilan des forces exercées sur la particule en mouvement. Ce mode de transport particulier a servi de critère à Bagnold (1941) pour différencier le sable des autres particules susceptibles de s'envoler à travers le désert. Il distingue aussi les poussières, particules plus petites et plus légères qui sont mises en suspension dans l'atmosphère puis dispersées sous forme d'un nuage et les cailloux qui ne sont pas susceptibles d'être mis en mouvement par le vent ou sous l'impact de particules transportées par ce dernier. Pour autant, trois modes de déplacement vont être impliqués dans le transport du sable et de la neige. Outre la **saltation** :

- On parle de **suspension** ou de **diffusion turbulente** lorsque les particules montent suffisamment haut pour ne pas retomber au sol après leur envol.
- On parle de **reptation** quand les particules en mouvement n'ont pas assez d'énergie pour rebondir ou pour éjecter d'autres voisines au moment de leur impact au sol.

Pour une illustration, on pourra se reporter à la figure présentée dans l'introduction. Dans tous les cas, le transport est initié par le phénomène de **saltation** qui survient lorsque la vitesse du vent dépasse un seuil donné. Celui-ci est caractérisé par sa vitesse de frottement noté dans ce cas  $u_{*t}$ . Bagnold (1941) lui donne la dénomination de *fluid threshold*. Les particules mises en mouvement sous l'action du vent retombent alors au sol à la fin de chaque bond. L'impact de la particule se traduit alors par un apport d'énergie cinétique aux particules constituant le lit. Ces dernières vont profiter de cette énergie pour se mouvoir à leur tour. En fonction de leur taille, de leur poids et de l'angle de la trajectoire de la particule incidente certaines particules vont alors décoller pour poursuivre le processus de saltation. Une fois en l'air, elles bénéficieront alors de la présence du fluide en mouvement comme réservoir d'énergie cinétique et elles éjecteront de nouvelles particules au moment de leur impact avec le lit. D'autres au contraire ne parviendront pas à monter suffisamment haut pour acquérir la quantité d'énergie suffisante. Elles reviendront alors se loger sur le sol sans entraîner de nouvelles éjections dans un mouvement de **reptation**. Enfin des vents suffisamment violents pourront maintenir en **suspension** des particules éjectées suffisamment haut. On notera aussi un état intermédiaire où les particules en saltation voient leurs trajectoires modifiées par la turbulence de l'écoulement. On parle alors de **saltation modifiée**. Le bilan des forces appliquées aux particules sera traité plus en détail au paragraphe 1.4.3.

Le transport cesse quand la vitesse du vent descend en dessous d'une nouvelle vitesse seuil. On caractérise cette dernière par une nouvelle vitesse de frottement baptisée vitesse seuil d'impact (Bagnold, 1941, parle d'*impact threshold*). Cette dernière est inférieure à  $u_{*t}$  et elle s'interprète comme la vitesse minimum pour entretenir le phénomène de saltation. Owen,

1964, a d'ailleurs émis l'hypothèse que la vitesse de frottement  $u_*$  prenait systématiquement cette valeur au sein de la couche de saltation. En effet, tant que le vent possède suffisamment d'énergie pour entretenir le transport, il engendre une contrainte pariétale suffisante pour mettre en mouvement un nombre toujours plus grand de particules. En transférant ainsi sa quantité de mouvement aux grains de sable ou de neige, son énergie cinétique diminue et avec elle la contrainte qu'il exerce sur les particules du lit. La concentration en particules ne peut donc augmenter que jusqu'à un nouveau seuil qui est atteint lorsque la contrainte pariétale est réduite à la valeur minimum permettant d'entretenir la saltation. La vitesse de frottement étant liée à la contrainte pariétale, elle diminue également jusqu'à une valeur minimum. C'est cette dernière qui est baptisée vitesse seuil d'impact.

#### 1.4.2 Entraînement des particules

L'entraînement aérodynamique des particules intervient quand la vitesse du vent atteint des valeurs suffisamment élevées (de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  à  $3,30$  mètres pour de la neige sous forme de grains fins par exemple). On raisonne généralement en termes de vitesse de frottement seuil ( $u_{*t}$ ) pour s'affranchir de la hauteur de mesure. Cette vitesse spécifique entre d'ailleurs dans la définition du critère d'envol des particules proposé par Bagnold (1941) en partant de considérations mécaniques sur l'équilibre d'un grain de sable :

$$\sqrt{\frac{\rho u_{*t}^2}{(\rho_p - \rho_f)gD_p}} = F(\text{Re}_*) \quad (1.31)$$

où  $\rho_p$  désigne la masse volumique des particules ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),  $\rho_f$  celle du fluide ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),  $D_p$  le diamètre des particules (m) et  $g$  l'accélération de la gravité ( $\text{m.s}^{-2}$ ).  $\text{Re}_*$  est le nombre de Reynolds de frottement à la limite de l'envol, c'est à dire calculé de la manière suivante :

$$\text{Re}_* = \frac{u_{*t} D_p}{\nu}$$

Foucault, 1994 propose  $F(\text{Re}_*) = 0.02 * \text{Re}_*^{-2.8} + 0.0116$  pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 0.5 à 100.

Les forces de cohésion présentes dans le lit peuvent également jouer un rôle prépondérant et modifier considérablement le critère d'envol proposé ci-dessus. Ces forces peuvent avoir pour origine physique des actions électrostatiques ou de Van der Waals. Dans le cas du sable l'humidité va jouer un rôle déterminant. La neige sera quant à elle soumise à la cohésion de feutrage ou de frittage selon les cas (voir paragraphe 1.1.3). A ce titre, Schmidt, 1980, a proposé une expression de la force d'impact nécessaire pour arracher des particules de neige en prenant en compte la cohésion de frittage :

$$F_{\text{impact}} = \frac{2r_{pg} \overbrace{M_p g}^{\text{poids}} + \overbrace{\xi \pi r_{pg}^2}^{\text{frittage}} - \overbrace{Pt}^{\text{portance}}}{D_p \cos \theta - (2r_{pg}/D_p) \sin \theta} \quad (1.32)$$

avec  $F_{\text{impact}}$  la force d'impact en question (N),  $M_p$ , la masse de la particule (kg),  $r_{pg}$ , le rayon du pont de glace, (m),  $Pt$ , la force de portance due au fluide, (N) et  $\theta$ , l'angle formée par la

trajectoire de la particule incidente.  $\xi$  est une constante. La force exercée sur un grain par le pont de glace (i.e. la cohésion de frittage) est exprimée par  $\xi\pi r_{pg}^2$ .

Pour les matériaux utilisés en soufflerie, (particules *a priori* sans cohésion) c'est l'humidité qui sera la principale cause de modification de la vitesse d'envol. Meunier (1999) a montré l'influence de ce paramètre sur l'envol de billes de verre, de PVC ou de polystyrène non expansé. Seul le PVC semble ne pas subir les effets de l'humidité. Dans les autres cas, et pour le sable que nous utiliserons en soufflerie, la vitesse seuil d'envol augmente avec l'humidité. Cette augmentation dépend entièrement du matériau utilisé.

On notera que les particules peuvent également être arrachées du lit du fait d'impacts de grains en saltations. Le phénomène d'éjection est alors très complexe. Il est baptisé « fonction *splash* ». Il dépend de la vitesse et de la direction de la particule incidente et donne lieu à des trajectoires dont les conditions initiales peuvent être très différentes. Ces dernières ont longtemps été traitées de manière statistique. Cela dit, les progrès réalisés dans le domaine de l'instrumentation permettent désormais des approches expérimentales (pour la neige : Sigiura et Maeno, 2000, McElwaine *et al.*, 2004).

#### 1.4.3 Bilan des forces appliquées aux particules – Equations des trajectoires de saltation

Le calcul des trajectoires des particules en saltation se fait par intégration du principe fondamental de la dynamique appliqué à une particule considérée comme un point matériel. Le bilan des forces extérieures qui s'appliquent à la particule comprend alors :

1. Le poids
2. Les forces de contact du fluide (dus à la pression et à la viscosité).
3. Les forces électrostatiques

Il est d'usage de décomposer le second terme suivant une force de portance et une force de traînée. Cela dit, pour des raisons de commodité, on a l'habitude de considérer la somme des forces de la manière suivante :

1. Force de traînée (composante colinéaire et de sens opposé à la vitesse de l'intégrale des actions dues à la viscosité et à la répartition de pression hors gradient de pression extérieur et hors effet Magnus).
2. Force de portance (composante verticale de l'intégrale des actions dues à la viscosité et à la répartition de pression hors gradient de pression extérieur et hors effet Magnus).
3. Force de Magnus (prise en compte de la modification des effets de la répartition de la pression due à une éventuelle rotation de la particule)
4. Force liée au gradient de pression (prise en compte d'un gradient extérieur de pression orthogonal à la vitesse d'écoulement).
5. Force liée aux effets inertiels en régime instationnaire (historiquement la force de Basset, avant que sa formulation ne soit discutée).

On trouvera les expressions de ces forces dans Naaim-Bouvet et Naaim (2002). La force liée à un gradient de pression extérieur est dans tous les cas négligée. Celle de Basset est également écartée au regard du rapport de la masse volumique du fluide à celle des particules étudiées. On notera que Foucault (1994) indique une importance non négligeable de la portance ou de l'effet Magnus mais que les calculs sont alors très sensibles aux conditions



initiales (en particulier au taux de rotation). En première approximation, on pourra ne considérer que le poids et la force de traînée décrite en 1 ci-dessus. On trouve alors :

$$\begin{cases} M_p \frac{du_p}{dt} = -\frac{C_D \rho_a \pi D_p^2}{8} V_r (u_p - u_x) \\ M_p \frac{dw_p}{dt} = -\frac{C_D \rho_a \pi D_p^2}{8} V_r w_p - M_p g \end{cases} \quad (1.33)$$

où  $M_p$  désigne la masse de la particule,  $u_p$  et  $w_p$  les composantes principale et verticale de son vecteur vitesse,  $C_D$ , le coefficient de traînée,  $V_r$ , la norme de la vitesse relative de la particule par rapport au fluide,  $u_x$ , la composante horizontale de la vitesse du vent dans la direction principale d'écoulement et  $\rho$  la masse volumique du fluide.

Ce type d'approximation permet d'obtenir les ordres de grandeur de plusieurs paramètres synthétiques qui caractérisent les trajectoires de saltation. Toutes ces formulations sont fondées sur des hypothèses assez fortes quant aux actions de contact du fluide qui seront précisées pour chaque estimation. Ainsi, en négligeant les actions de contact du fluide, la hauteur de saltation est estimée par :

$$H_s = \frac{W_1^2}{2g} \quad (1.34a)$$

où  $W_1$  est la vitesse verticale initiale de la particule. Les résultats empiriques de Pomeroy et Gray (1990) permettent alors d'écrire pour la neige :

$$H_s = \frac{W_1^2}{2g} = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (1.34b)$$

On trouve pour la longueur de saltation (pour une portance nulle et une traînée constante) :

$$L_s = \frac{W_1(U_1 + U_2)}{g} \quad (1.35)$$

avec  $U_1$  et  $U_2$  les vitesses horizontales initiale et finale de la particule. On trouvera également une expression du temps de saltation dans Naaim-Bouvet et Naaim (2002).

$$T_s = \frac{2W_1}{g} \quad (1.36)$$

$W_1$  peut être considéré comme une fonction linéaire ou affine de  $u_*$ . Ainsi Bagnold (1941) et Owen (1964) proposent respectivement pour le sable :

$$\begin{aligned} W_1 &= 0,8u_* \\ W_1 &= 0,25u_* + U_F \end{aligned} \quad (1.37)$$

Enfin Schmidt *et al.* (1999) proposent de prendre en compte les forces électrostatiques qui apparaissent en cas de transport de neige. En effet, des mesures de terrain ont permis d'enregistrer la création de champs électriques jusqu'à  $30 \text{ kV.m}^{-1}$  pour des charges massiques allant de  $+72$  à  $-208 \text{ } \mu\text{C.kg}^{-1}$ . Ces ordres de grandeurs permettent de supposer que certaines

particules subissent une force d'origine électrostatique comparable à leur propre poids. D'autre part des corrélations intéressantes ont été mesurées entre la charge enregistrée et le flux de particules ou la vitesse du vent.

Les auteurs proposent donc de revoir les équations du mouvement d'une particule :

$$M_p \frac{du_p}{dt} = Pt \left( \frac{w_p}{V_r} \right) - Tr \left( \frac{u_p - u_x}{V_r} \right) + E_x q_e \quad (1.38)$$

$$M_p \frac{dw_p}{dt} = Pt \left( \frac{u_p - u_x}{V_r} \right) - Tr \left( \frac{w_p}{V_r} \right) - M_p g + E_z q_e \quad (1.39)$$

$$I_p \ddot{\theta} = M \quad (1.40)$$

Où  $M_p$  est la masse de la particule,  $Pt$  est la force de portance (N),  $Tr$  celle de traînée (N),  $V_r$  est la vitesse relative des particules par rapport au fluide,  $I_p$  est le moment d'inertie de la particule ( $\text{kg.m}^2$ ),  $\ddot{\theta}$  l'accélération angulaire de cette dernière ( $\text{rad.s}^{-2}$ ) et  $M$  le moment qui s'exerce sur la particule en rotation (N.m). Dans ces équations,  $E_i$  représente la  $i^{\text{ème}}$  composante du champ électrostatique ( $\text{V.m}^{-1}$ ) et  $q_e$  la charge de la particule en son centre (C).

Dans les équations précédentes on a en particulier :

$$Pt = \frac{1}{8} \pi D_p^3 \rho_p V_r \left( \dot{\theta} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)$$

$$Tr = \frac{1}{2} C_d S \rho V_r^2$$

$$M = \pi \mu D_p^3 \left( \dot{\theta} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)$$

La prise en compte de ces effets permet de recalculer les paramètres principaux des trajectoires (longueur et hauteur de saltation). On trouve ainsi des modifications de la longueur des trajectoires pouvant atteindre 30% de la longueur initialement prévue. Dans le cas de particules chargées positivement, le champ électrostatique pourrait engendrer un allongement de la trajectoire équivalent à celui du à l'effet Magnus avec une rotation de la particule de 83 tours par seconde.

#### 1.4.4 Couche de saltation – Obtention de la saturation, flux de particules

Pomeroy et Gray (1990) invitent à traiter la couche de saltation à partir de grandeurs moyennées sur plus d'une minute et demie afin d'intégrer les nombreux phénomènes transitoires liés au développement de l'écoulement diphasique et aux changements de topographie nés de l'équilibre érosion – dépôt. En effet, l'action du vent sur le manteau neigeux va rapidement conduire à un écrêtement des aspérités et au comblement des petites dépressions. Les auteurs appuient leurs affirmations sur les observations de terrains suivantes :

- 300 mètres ou 60 secondes sont nécessaires au développement d'un régime stationnaire pour l'écoulement diphasique

- Le développement d'une couche limite stationnaire sur 3 m dans un écoulement d'air peut durer de 2 à 30 secondes aux vitesses habituellement considérées lors des phénomènes de transport.
- Du fait de la présence des particules, les anémomètres capables de réaliser des mesures à haute fréquence (soniques ou à fils chauds) ne sont pas utilisables dans la couche de saltation (Une discussion sur le sujet est proposée au chapitre II).

Ainsi, Pomeroy et Gray (1990) proposent une relation pour déterminer le débit solide des particules en saltation par unité de largeur (cette dernière étant naturellement perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement) :

$$Q_{salt} = c * e * \frac{\rho_a}{g} u_{*t} (u_*^2 - u_{*n}^2 - u_{*t}^2) \quad (1.41)$$

où  $c$  est une constante de proportionnalité et  $e$  un coefficient d'efficacité de la saltation sans dimension.  $u_{*t}$  représente la vitesse de frottement seuil d'érosion et  $u_{*n}$  la vitesse de frottement déduite de la contrainte appliquée aux éléments fixes de la surface. Les auteurs donnent la relation empirique :  $ce = 0.68/u_*$  où  $0.68$  est un coefficient ayant la dimension d'une vitesse (contrairement à ce qui est spécifié dans l'article). Sa valeur a été déterminée à partir de mesures de flux de neige en plaine au Canada. Les travaux de Pomeroy et Gray (1990) constituent l'étude de terrain la plus complète sur les grandeurs moyennes de la couche de saltation et les relations empiriques qui y figurent ont été largement réutilisées dans les modèles numériques (Naaïm *et al.*, 1998, Durand *et al.*, 2004, 2005).

#### 1.4.5 La couche de diffusion turbulente.

Pour ce qui est de la diffusion on utilise plutôt les équations de la mécanique des fluides qui traitent directement la dispersion turbulente pour les milieux diphasiques. Un large échantillon de ces derniers est donné par Tanière (1996). On livrera ici l'équation retenue par Naaïm-Bouvet et Naaïm (2002) moyennant une fermeture du premier ordre. En considérant que la composante  $x$  est dans la direction principale de l'écoulement :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (w - |U_F|) \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{K_H}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_H}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \quad (1.42a)$$

avec  $\sigma_s$  le nombre de Schmidt turbulent.

Ce résultat suppose que la vitesse des particules est la même que celle du fluide exceptée dans la direction verticale.  $U_F$  est ici la vitesse de chute des particules ( $m.s^{-1}$ ). Cette dernière est supposée constante. Bintanja (1998) traite le problème unidimensionnel suivant  $z$  avec :

$$\rho_f \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} - |U_F| \frac{\partial \rho_f \bar{C}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \rho_f \left( \frac{K_H}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \quad (1.42b)$$

où  $\rho_f$  est la masse volumique du mélange constitué de l'air et des particules. La vitesse de chute est ici calculée comme une fonction du diamètre des particules :

$$U_F = 1.1 \times 10^7 (D_p / 2)^{1.8}$$

D'autre part, la fermeture du premier ordre déjà proposée par Pomeroy et Male (1992) et qui s'écrit  $(w'C') = -(K_H/\sigma_s)(\partial C/\partial z)$  est très largement utilisée dans les modèles de transport. Elle provient d'une analogie avec la fermeture du premier ordre utilisée en turbulence (viscosité turbulente introduite par Boussinesq, voir équation 1.12). Le choix de cette relation n'a pas été validé expérimentalement pour des particules d'une taille comparable à celles que nous utilisons. Si des expériences permettent effectivement de retrouver la forme du profil de concentration découlant de cette hypothèse (voir équation 1.43), l'incertitude qui pèse sur les valeurs de la vitesse de chute et du nombre de Schmidt turbulent doit inciter à la prudence.

En régime permanent (et donc à saturation), on peut admettre qu'il n'y a plus de variations dans l'axe principal d'écoulement ( $\partial/\partial x = 0$ ). On obtient alors une équation dans laquelle Pomeroy et Male (1992) proposent d'ajouter des termes sources et puits pour modéliser les chutes de neige ou la sublimation.

Le phénomène de saturation correspond à la concentration limite en particules que peut accueillir une particule fluide. A saturation, en introduisant l'équation du profil logarithmique des vitesses (1.15 et 1.16) au sein de l'équation précédente (1.42a) et sans tenir compte d'éventuelles chutes de neige ou du phénomène de sublimation, on obtient :

$$\frac{C}{C_{réf}} = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}} \quad (1.43)$$

où  $C_{réf}$  est la concentration volumique de particules à l'altitude de référence  $z_{réf}$ .  $U_F$  est considérée indépendante de l'altitude  $z$  ce qui peut être contesté dans le cas d'une répartition polydisperse des particules.

Budd (1966) a proposé d'utiliser cette relation pour des particules de vitesse de chute donnée. Il a formulé l'hypothèse que cette relation était vraie pour des classes de particules d'un diamètre fixé et que ces classes de particules n'interagissaient pas entre elles.

C'est sur cette hypothèse que Bintanja (1998) fonde son modèle numérique 1-D. Il définit ainsi 16 classes de particules avant de leur appliquer les lois de conservation de la mécanique des fluides et une loi de variation de la vitesse de chute en fonction du diamètre (voir le paragraphe précédent).

En considérant que la distribution des particules qui vient d'être décrite donne au fluide porteur les propriétés d'un fluide stratifié en densité, Bintanja (2002) propose de corriger la relation (1.43). Dans ce qui suit, l'auteur s'intéresse à la concentration massique dans le cas particulier où le nombre de Schmidt turbulent est égal à 1. Dans cette situation, on s'attend à pouvoir réécrire (1.43) sous la forme :

$$\frac{\eta}{\eta_{réf}} = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\frac{U_F}{\kappa u_*}} \quad (1.44)$$

où  $\eta$  est la concentration massique ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).

Mais Bintanja (2002) considère le fluide constitué du mélange diphasique de l'air et des particules. La masse volumique  $\rho_f$  de ce dernier varie donc avec l'altitude. En effet, on a alors :  $\rho_f = \rho_a(1-C) + \rho_p C$  où  $C = \eta/\rho_f$  est la concentration volumique. En conservant l'hypothèse que la contrainte de cisaillement est constante avec l'altitude ( $\partial\tau/\partial z = 0$  avec  $\tau = -\rho_f \overline{u'w'}$ ), mais en prenant cette fois en compte les variations de la masse volumique  $\rho_f$  avec  $z$ , on ne peut plus formuler l'hypothèse classique dont dérive (1.42), à savoir :  $\partial\overline{u'w'}/\partial z = 0$  (hypothèse de flux constant).

En se plaçant au sommet de la zone où s'effectue le transport (c'est à dire à une hauteur  $H$  définie par  $\eta(H) = 0$ ), il est alors possible de déterminer la contrainte  $\tau$  qui restera constante avec l'altitude :  $\tau = \rho_f(z) \overline{u'w'}(z) = \rho_f u_{*H}^2$  avec  $u_{*H}^2 = \overline{u'w'}(H)$ .

L'équilibre des flux ascendant et descendant de particules impose alors :

$$\kappa u_* z \frac{\partial \eta}{\partial z} = -U_F \eta \quad (1.45)$$

Si l'on considère que  $u_*$  est constante avec l'altitude  $z$  (hypothèse de flux constant), alors la résolution de (1.45) conduit à (1.43). Cela dit, la prise en compte des variations de  $u_*$  avec  $z$  dues à la stratification du fluide conduit à une nouvelle résolution de (1.45). Bintanja (2002) montre ainsi qu'on obtient :

$$\frac{\eta}{\eta_{réf}} = \xi \left( \frac{\psi - 1}{\xi \psi - 1} \right)^2 \quad (1.46)$$

$$\text{avec : } \xi = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{\frac{U_F}{\kappa u_{*H}}} \quad \text{et } \psi = \frac{1 + \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_f + \eta_{réf}}}}{1 - \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_f + \eta_{réf}}}}$$

#### 1.4.6 Influence de la vitesse de chute – Caractère polydisperse des particules

Comme on l'a vu aux paragraphes 1.4.3 et 1.4.5, la vitesse de chute  $U_F$  est un paramètre essentiel du phénomène de transport tant au niveau de la saltation (puisqu'il intervient de manière explicite au sein des équations des trajectoires) que de la suspension (voir plus haut). C'est par l'intermédiaire de la vitesse de chute que Bagnold (1941) définit le diamètre des sphères équivalentes par lesquelles il modélise les particules et c'est encore de cette manière que Bintanja (1998) prend en compte le caractère polydisperse des grains de neige dans son modèle numérique. Ce dernier s'appuie sur les travaux de Budd (1966) qui a proposé de modéliser la distribution des tailles des particules par une fonction gamma de densité de probabilité :

$$P\{x < \xi < x + dx\} = \frac{1}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} e^{-x/\beta} x^{\alpha-1} dx \quad (1.47)$$

avec  $\alpha=15$  pour les résultats du Byrd Snow Drift Project (Budd, 1966). D'après l'auteur, ce modèle décrit la distribution de taille des grains de manière plus réaliste que la loi log-normale traditionnellement utilisée dans ce domaine.

On notera qu'une des hypothèses de son étude consiste à dire que la vitesse de chute des particules est proportionnelle au diamètre de ces dernières pour une gamme allant de 0.1 à 1 mm.

Plusieurs estimations théoriques de la vitesse de chute ont été proposées à partir du bilan des forces appliquées à une particule (poids, traînée). Les divergences entre les méthodes de calcul tiennent à la définition du coefficient de traînée  $C_D$ . Ainsi, le choix classique

$$Cd = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{Re^{2/3}}{6} \right)$$
 permet de retrouver la relation linéaire proposée par Budd (1966) pour une gamme plus large de diamètres (0.1 – 3 mm).

Le processus de Valembois fait quant à lui intervenir le coefficient de traînée d'une sphère. Dans ce cas, la relation linéaire entre vitesse de chute de la particule et diamètre de cette dernière n'est vraie que pour des classes de diamètres déterminées, entre 0 et 900  $\mu\text{m}$  ou entre 900 et 1600  $\mu\text{m}$  par exemple (Michaux, 2003).

Pour la couche de saltation, Schmidt (1982) invite à choisir le même type de description que Budd (1966) mais en centrant la fonction Gamma sur un diamètre moyen de 200  $\mu\text{m}$  et en prenant  $\alpha = 4$  (voir l'équation 1.47).

On pourra donc se fonder sur ces résultats pour étudier des particules dont le diamètre varie effectivement le plus souvent entre 0.1 et 1 mm, du moins pour la fraction « transportable » des grains de neige. Il est à noter que les résultats qu'on trouve dans Budd (1966) invitent à penser que les paramètres de la fonction gamma ne sont pas nécessairement constants et pourraient être fonction de la hauteur et de la vitesse du vent. Ainsi parmi les exemples cités, on observe que  $\alpha$  varie entre 11.80 et 16.10 tandis que  $\beta$  semble décroître avec la hauteur au-dessus du sol. De même, on trouve dans Schmidt (1982) des estimations de diamètres moyens à l'aide d'un système SPC (*snow particule counter*). Les résultats montrent que  $\alpha$  croît avec la hauteur (de 5.1 à une hauteur de 5 centimètres jusqu'à 14.8 à une hauteur de 1 mètre) tandis que  $\beta$  suit la tendance opposée.

#### 1.4.7 Interactions entre les particules et l'écoulement

Les interactions entre les particules et l'écoulement sont nombreuses et complexes. Ainsi, Owen (1964) a émis deux hypothèses majeures concernant l'adaptation du profil de vitesse en cas de transport. La première consiste à dire que la couche de saltation agit sur l'écoulement extérieur comme un élément de rugosité d'une hauteur à peu près égale à 80% de la hauteur de saltation. La seconde suppose une diminution de la vitesse de frottement  $u_*$  de sorte que cette dernière prenne la valeur seuil d'impact (*impact threshold*). Ainsi, les interactions entre le fluide et l'écoulement ont toutes les chances de dépendre du mode de transport. On distinguera donc dans la suite les couches de saltation et de diffusion turbulente.

### a. La couche de saltation

Comme il a été dit au paragraphe 1.4.1, Owen (1964) attend une diminution de la contrainte pariétale exercée par le fluide jusqu'à ce qu'un maximum de particules soit transporté. Il en résulte une diminution de la vitesse de frottement et donc de l'énergie cinétique du fluide au sein de la couche de saltation. Pour un lit totalement érodable, la quantité de particules transportée sera donc directement proportionnelle au surplus d'énergie cinétique du fluide non chargé par rapport à la valeur minimum dictée par la vitesse de frottement seuil d'impact. Cette quantité est donc liée au terme  $u_*^2 - u_{*i}^2$  qu'on retrouve dans l'équation 1.41 citée ci-dessus. Quant à la contrainte totale exercée sur la surface, elle est liée à la fois aux actions du fluide et aux impacts des grains, ces derniers assurant la croissance du flux solide en saltation jusqu'à la saturation de l'écoulement.

L'hypothèse de diminution de la contrainte fluide a été confirmée par les expériences numériques de Spies *et al.* (2000). Les calculs ont été effectués par l'intermédiaire d'un modèle 1-D ne traitant que la couche de saltation. Ce dernier prévoit une augmentation de la contrainte globale appliquée au lit. Cette dernière serait due essentiellement à l'augmentation de la contrainte liée aux impacts des grains tandis que la contrainte de cisaillement du fluide aurait plutôt tendance à être moins élevée à proximité du lit en cas de saltation qu'en absence de transport (figure 1.11).

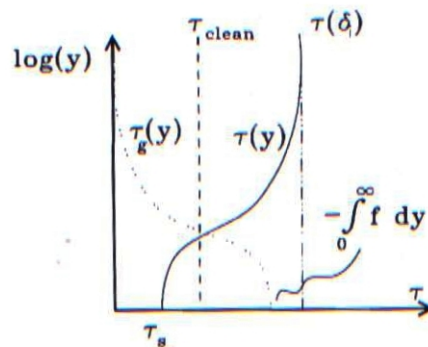


Figure 1.11 : Répartition de la « contrainte de grain »  $\tau_g(y)$  et de la contrainte fluide  $\tau(y)$  en cas de saltation. La contrainte totale est notée  $\tau(\delta_i)$ .  $\tau_{clean}$  représente la contrainte sans saltation. Cette dernière est alors réduite à la contrainte fluide, constante avec la hauteur d'après l'hypothèse de flux constant. D'après Spies *et al.* (2000).

Nemoto et Nishimura (2001) observent la même tendance à partir d'expériences en soufflerie avec de la neige. Ils concluent à une augmentation de la contrainte appliquée au lit en cas de saltation. En outre, ils observent que cette croissance est essentiellement due aux impacts des grains. Leurs mesures, effectuées par l'intermédiaire d'un capteur de force, d'un « Snow Particules Counter » (SPC) et d'un anémomètre sonique montrent effectivement une augmentation de la contrainte globale en cas de saltation. Pour ce faire, les auteurs injectent des particules de neige en entrée de soufflerie (neige artificielle dendritique ou non). Celles-ci sont alors emportées par l'écoulement à travers la veine dans laquelle repose un lit de particules. Ce dernier peut être meuble ou non (i.e. les particules sont susceptibles d'être mises en mouvement ou au contraire fixées au sol). On observe alors que la sur-contrainte augmente avec la vitesse de l'écoulement sur un lit meuble alors qu'elle est indépendante de cette dernière sur un sol dur. De plus, pour une même vitesse nominale (mesurée à mi hauteur de la veine), la vitesse à 1 cm du sol ainsi que la vitesse de frottement  $u_*$  sont nettement plus

faibles en cas de saltation. Le gradient vertical de vitesse dans la zone logarithmique est donc globalement plus élevé en cas de saltation.

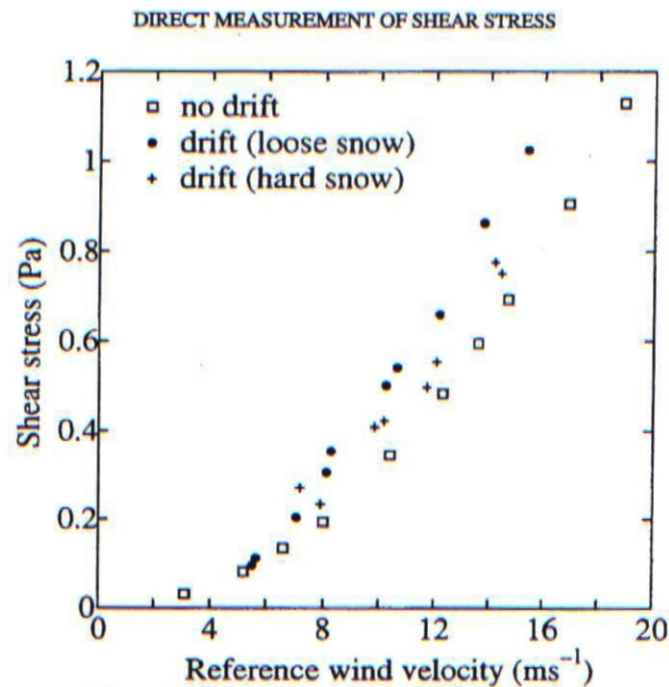


Figure 1.12 : Mesures directes de la contrainte exercée sur le lit en cas de saltation ou non et pour deux type de substrats (d'après Nemoto et Nishiura, 2001).

D'autre part, des profils de vitesse effectués au tube de Pitot permettent de conclure que la zone logarithmique peut être étendue assez loin à l'intérieur de la couche de saltation (avec une hauteur de saltation estimée à 5 cm). Ce résultat est conforme à ceux de Bintanja (1998) pour les zones proches de la paroi. En parallèle, les mesures en soufflerie effectuées par Butterfield (1991, 1993, 1998, 1999) conduisent à conclure que le profil logarithmique de vitesse est modifié dans les deux premiers centimètres au-dessus du lit.

Pour traiter le profil de vitesse dans cette zone particulière, Butterfield propose de le linéariser à partir d'une équation donnée par White et Mounla (1991) modifiant la loi logarithmique et valable dans toute l'épaisseur de la couche de saltation. Ce type de correction a été inspiré par une loi de paroi baptisée « loi de vague » (ou *the law of the wake*) et définie par Coles (1956). Cela dit, son usage pourrait être invalide pour certaines expériences en soufflerie du fait des dimensions limitées de la veine et Butterfield lui-même ne l'a pas utilisée systématiquement (Butterfield, 1998). Malgré tout, la publication de 1999 tente de démontrer que le calcul d'une vitesse de frottement  $u_*$  par l'intermédiaire de la « loi de vague » donne des résultats plus pertinents que ceux déduits du profil logarithmique dans sa zone de validité. En outre, Butterfield (1991, 1999) conclut que le gradient vertical de vitesse est plus faible à proximité du lit que dans les couches supérieures.

#### b. La couche de diffusion turbulente

Il est intéressant de remarquer que pour la neige, et dans le cas particulier des terrains pour lesquels la couverture neigeuse est saisonnière, le vent ne s'établit pas sur la même surface au cours des saisons. La rugosité du sol est en effet complètement différente si l'on considère le sol découvert en été (un pierrier par exemple) ou le même terrain couvert de neige en hiver.



De même, si l'on s'intéresse à des sols couverts de particules (sable, neige...), l'envol de ces dernières sous l'action du vent va constituer une couche de saltation qui va à son tour interagir avec le profil de vitesse. Ce phénomène a des conséquences comparables à ce qu'on obtiendrait par une modification de la rugosité. On étudiera alors les profils de vitesse **au-dessus de cette couche**, dans la zone dite de diffusion, en modélisant les effets de la couche de saltation par une rugosité apparente. Ainsi la variation de la longueur de rugosité sera l'une des caractéristiques fondamentales du transport de particules par le vent. En effet, contrairement au cas le plus courant pour lequel les éléments de rugosités sont fixes et donc de longueur de rugosité  $z_0$  constante, le flux de particules mis en mouvement va dépendre de la vitesse du vent. La rugosité étant ici liée à la concentration en particules, la longueur de rugosité apparente (qu'on notera également  $z_0$ ) va dans ce cas devenir une fonction de  $u_*$ . Les travaux de Charnock (1955) fournissent une relation pour relier les deux paramètres quelque soit le type de particules transportées. Ainsi :

$$z_0 = C_a \frac{u_*^2}{g} \quad (1.48)$$

où  $C_a$  est une constante déterminée de manière empirique. Chamberlain (1983) propose de lui assigner la valeur de 0.016. Ce résultat a été établi à partir des données de Bagnold (1941), Schmidt (1982), Businger (1965), Sommerfeld et Businger (1965). Les données de Nemoto et Nishimura (2001) sont également en accord avec une loi de ce type pour des vitesses de vent inférieures à  $6 \text{ m.s}^{-1}$ . On notera que les auteurs trouvent une valeur de 0.013 pour  $C_a$ .

Owen (manuscrit non publié cité par Pomeroy et Gray, 1990) propose une relation qui s'avère équivalente. Il donne à  $z_0$  une valeur proportionnelle à la hauteur de la couche de saltation, elle-même déterminée en fonction de  $u_*$ . Il en découle :

$$z_0 = C_a' \frac{u_*^2}{2g} \quad (1.49)$$

La constante  $C_a'$  est estimée à 0.1203 par Pomeroy et Gray (1990) pour des terrains entièrement couverts de neige (soit 4 fois la valeur donnée par Chamberlain, 1983, ou Nemoto et Nishimura, 2001). Le tableau ci-dessous donne les valeurs de  $C_a'$  équivalentes relative à l'équation d'Owen et qu'on trouve communément dans la littérature. La dernière référence de Rasmussen *et al.* (1996) est citée par Butterfield (1999).

Auteur	Conditions expérimentales	$C_a'$
Owen (1964)	sable	0.021
Tabler (1980)	sur un lac gelé enneigé à 75%	0.0265
Tabler (1980)	sur un lac gelé enneigé de 20 à 60%	0.00771
Chamberlain (1983)	sable et neige	0.032
Rasmussen <i>et al.</i> (1985)	sable <i>in situ</i>	0.16
Pomeroy & Gray (1990)	neige fraîche <i>in situ</i>	0.1203
Rasmussen & Mikkelsen (1991)	sable en soufflerie	0.022
Rasmussen <i>et al.</i> (1996)	grains de sable de diamètres variés	de 0.01 à 0.06
Nemoto et Nishimura (2001)	neige (faces planes et grains fins)	0.026

Tableau 1.3 : Valeurs du coefficient  $C_a'$  utilisées dans la bibliographie.

A cela pourra s'ajouter une modification de la surface sur laquelle se produit l'écoulement. Pour le sable ce seront les rides (*ripples*), les barkhanes ou les dunes. Pour la

neige, outre ces mêmes *ripples*, on constatera la formation de *sastreguis* dont la taille caractéristique est de l'ordre de la dizaine de centimètres (des formations dépassant la cinquantaine de centimètres ont été observées sur le site du col du Lac Blanc). Ces transformations du terrain entraînent une modification effective et non plus apparente de la rugosité.



Figure 1.13 : Zone de *sastreguis* et neige en saltation, photo F.-X. Cierco, Cemagref



Figure 1.14 : *Ripples* et zone d'érosion (au fond), photo J.-B. Rios

La présence de particules au sein de l'écoulement peut aussi avoir la propriété d'éteindre la turbulence. Globalement, la répartition des particules dans la couche de diffusion va créer un effet de stratification de densité propre à stabiliser le fluide de la même façon que les effets thermiques peuvent s'opposer aux effets mécaniques dans le cas de la CLA stable. Ainsi l'effet des particules peut être modélisé par l'introduction d'un nombre de Richardson approprié et défini comme suit :

$$Rf_C = - \frac{g \left( \frac{\rho_p}{\rho_a} - 1 \right) \overline{(C'w')}}{\overline{(u'w')}} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.50)$$

où  $Rf_C$  est le nombre de Richardson « de transport » en question. Il fait intervenir la concentration volumique de particules,  $C$ , les composantes du vecteur vitesse de l'air suivant  $x$  et  $z$  :  $u$  et  $w$ , l'accélération de la gravité,  $g$ , et les masses volumiques des particules et de l'air  $\rho_p$  et  $\rho_a$ . La définition de ce nombre est complètement similaire à celle du nombre de Richardson « usuel » (voir l'équation 1.17).

Bintanja (1998) utilise ce nombre de Richardson modifié pour simuler les effets du transport sur les flux verticaux de particules et de quantité de mouvement à l'aide d'un modèle numérique 1D. Il est important de noter que l'auteur s'intéresse au fluide constitué du mélange de l'air et des particules. La masse volumique de ce dernier varie alors avec la concentration volumique  $C$  de sorte que :

$$\rho_f = C\rho_p + (1-C)\rho_a \quad (1.51)$$

Il apparaît que tout mouvement vertical induit par la turbulence va s'opposer à la stratification du fluide. La présence des particules au sein de l'écoulement a donc pour effet de détruire l'énergie cinétique apportée par les mouvements turbulents. Il est tout à fait comparable à celui des effets thermiques dans le cas d'un gradient de température potentielle

positif (voir §1.2.5). Le transport de neige par le vent induit donc une stratification stable de la couche limite ou tout du moins dans l'épaisseur où se produit le transport (Bintanja, 1998, Gallée, 2000). Cette propriété induit  $Rf_C > 0$ . On notera que Bintanja compare des écoulements avec ou sans transport ayant la même vitesse de frottement à la hauteur  $H$ , cette dernière étant celle du sommet de la couche de diffusion (définie par  $\eta(H)=0$ ). On notera qu'à cette altitude,  $\rho = \rho_a$  et donc la contrainte de cisaillement est conservée entre les expériences avec ou sans saltation.

Les conclusions des expériences numériques de Bintanja (1998) sont mentionnées ci-dessous. Elles sont données pour être valables au-dessus de la hauteur critique  $h_c$  (*the focus height* définie par Bagnold, 1941) et qui constitue la limite entre le domaine de la saltation et celui de la diffusion turbulente. D'après Pomeroy et Gray (1990), cette hauteur est de l'ordre de 80% de la hauteur moyenne des trajectoires de saltation des particules pour de la neige frittée (grains fins), 50 % pour de la neige fraîche. Globalement, en fixant la valeur de la contrainte de cisaillement  $\sqrt{\tau(H)/\rho_a}$  où  $H$  est toujours l'altitude du sommet de la couche de diffusion turbulente, la présence de particules en suspension dans l'écoulement induit :

- une diminution des échanges de quantité de mouvement au sein du fluide
- une augmentation de la vitesse de l'écoulement dans la partie supérieure de la zone de transport (à savoir pour  $\ln(z/h_c) > 1.5$  avec  $h_c$  la hauteur critique définie ci-dessus).
- une diminution de la vitesse moyenne dans la partie inférieure.
- une augmentation du gradient vertical moyen de vitesse dans la zone logarithmique

On notera également que la prise en compte des effets de stratification liés à la présence de particules permet de montrer que la « vitesse de frottement équivalente »  $\left(\sqrt{\tau(z)/\rho_f(z)}\right)$  augmente moins qu'attendu avec la hauteur et qu'elle est globalement inférieure à ce qu'on aurait trouvé en négligeant les effets de stratification modélisés ici. L'attention du lecteur est attirée sur le fait que le fluide considéré est stratifié en termes de densité et que de ce fait,  $\rho(z)$  est une fonction décroissante de la hauteur ce qui déjoue l'apparente contradiction avec l'hypothèse de flux constant (voir aussi l'établissement de l'équation 1.46 au §1.4.5).

En règle générale, les conclusions énoncées ci-dessus concordent avec les observations de Nemoto et Nishimura (2001) et de Butterfield (1998) au sujet de la vitesse de l'écoulement. Ces dernières obtenues respectivement avec de la neige et du sable, sont décrites au début du présent paragraphe.

#### 1.4.8 Flux de particules en écoulements instationnaires

Jusqu'ici, l'écoulement a été considéré stationnaire, aussi bien pour estimer ses capacités d'arrachement et de transport que pour chercher à décrire l'action des particules sur le profil de vitesse. Cependant, comme on l'a vu dans les sections 1.2 et 1.3, aucun écoulement naturel ne vérifie ces hypothèses. La prise en compte du caractère instationnaire de l'écoulement a donc suscité de nombreux travaux.

Ainsi, Butterfield (1991) a été le premier à réaliser des expériences en soufflerie à vitesse variable. Dans toutes ses expériences, Butterfield travaille sur un lit meuble de sable sur lequel il a laissé des *ripples* se développer. Le capteur de flux est constitué d'un tunnel horizontal dont l'entrée est perpendiculaire à l'écoulement et qui débouche sur une trappe communiquant avec une balance capable de donner les variations de masse à 1 Hz. Dans un

premier temps, l'auteur réalise des expériences en régime stationnaire. Il montre alors que le flux solide et la vitesse de frottement conservent des oscillations quasi-périodiques. La période de ces fluctuations est de l'ordre de 20 à 30 secondes. Qui plus est, les deux grandeurs en question semblent en opposition de phase. De ce fait, l'auteur suspecte un phénomène d'autorégulation entre la quantité de particules transportée et la contrainte de cisaillement dans le fluide. En revanche, de très bonnes corrélations sont observables entre les fluctuations du transport et celles de la vitesse au sommet de la couche de saltation (5 cm), tout du moins aux fréquences étudiées (ici, le temps d'échantillonnage était de 1 seconde).

L'expérience en flux instationnaire a été réalisée en soufflerie par modification de la section de la veine d'étude. Un étranglement de dimension variable était réglable manuellement afin de créer une perte de charge suffisante en entrée de veine. Butterfield a ainsi généré des échelons de vitesse ou des instabilités permanentes. On peut supposer que la durée caractéristique des accélérations et des décélérations était de l'ordre de la seconde du fait du dispositif expérimental mis en œuvre, même si aucune indication explicite n'a été faite à ce sujet. On observe encore une fois une très bonne corrélation entre les fluctuations de vitesse au sommet de la couche de saltation et celles du flux de particules. Toutefois, Butterfield met également en évidence des ajustements correspondants à des échelles de temps plus longues (de l'ordre de plusieurs minutes).

Ce type d'expérience a été repris par la suite par Butterfield (1998, 1999), Meunier (1999), ou Michaux (2003). Butterfield (1998) utilise cette fois un capteur optique fonctionnant à 25 Hz pour mesurer le flux de particules dans la couche de saltation. Il réalise ses expériences dans la soufflerie de l'Université Queen Mary de Londres qui permet des accélérations sur des périodes de 0.04 s à 3000 s.

En outre une comparaison entre l'évolution temporelle de la vitesse à 8 cm pour des oscillations périodiques de période 10 s (0.1 Hz), d'amplitude  $2.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et de vitesse moyenne  $6.97 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et le flux sont présentés. Le flux répond avec 1.5 seconde de retard en phase d'accélération et 2 à 2.5 seconde de retard en phase de décélération.

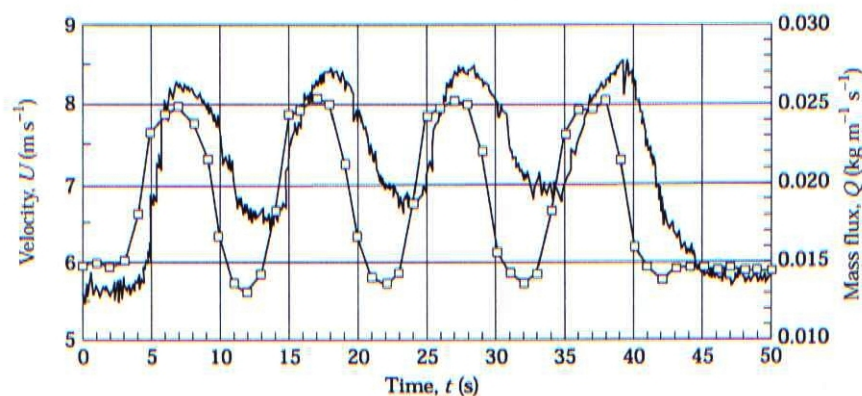


Figure 1.15 : Réponse du flux de sable à des variations quasi-sinusoïdales de vitesse (d'après Butterfield, 1998)

Pour des rafales caractérisées par des temps compris entre 6 et 20 secondes, le transport est alors plus important que pour un vent stationnaire de même vitesse moyenne. Ce résultat a également été retrouvé par Spies *et al.* (2000) à l'aide d'un modèle 1D dont il a déjà été question et qui sera décrit plus en détail au paragraphe suivant. Pour une même vitesse moyenne de vent, le transport apparaît d'autant plus important que la période des oscillations

est courte. Butterfield (1998) annonce qu'on ne peut retrouver des variations périodiques dans le transport de particules pour des oscillations de vent de période inférieure à 5s (soit 0.2 Hz). Cette affirmation est en accord avec les prévisions numériques de Spies *et al.* (2000), ces derniers parvenant à un ordre de grandeur de 0.5 Hz.

Le modèle de Spies *et al.* (2000) est un modèle 1-D basé sur un schéma explicite en volumes finis qui permet de prendre en compte des variations de vitesse du fluide. Il calcule à chaque pas de temps (0.01s) la contrainte au sommet de la couche étudiée (condition à la limite supérieure) ainsi que le nombre de grains éjectés et assigne à chacun une trajectoire à partir du bilan des forces qui s'exercent sur les particules (voir le système d'équations 1.33 au paragraphe 1.4.3). On ne parle donc ici que de saltation. En outre, il apparaît que les résultats des simulations sont sensibles aux choix de modélisation des éjections de particules (fonction splash) ainsi qu'au pas de temps.

A la lumière des simulations réalisées, les auteurs ont montré que la contrainte de cisaillement du fluide (supposée constante dans un flux sans particule) se trouve être plus faible dans les basses couches du transport et qu'elle augmente avec la hauteur. En cas de saltation, une contrainte spécifique liée à la présence des grains apparaît qui se trouve être une fonction décroissante de la hauteur (du fait de la diminution de la concentration). La contrainte totale formée par la somme de la contrainte de cisaillement et de la contrainte de grain est alors à nouveau indépendante de  $z$ . Elle apparaît plus forte que la contrainte de cisaillement dans l'air seul (voir la figure 1.11 au §1.4.7).

D'autre part pour des rafales sinusoïdales de période 5 secondes (0.2 Hz, vitesse moyenne de  $8 \text{ m.s}^{-1}$  à 2 m de hauteur, amplitude de  $4 \text{ m.s}^{-1}$ ), Spies *et al.* (2000) montrent que le flux répond avec un retard de 2.5 s ce qui le place quasiment en opposition de phase. A 0.63 Hz en revanche, le flux de particules répond plus rapidement aux décélérations qu'aux accélérations (en termes de retard). Par conséquent, la durée de la phase de diminution du flux devient plus longue que celle de la phase d'augmentation. La quantité  $dF/dv$  est donc toujours supérieure dans les phases d'accélération que dans les phases de décélérations ce qui est en parfait accord avec les résultats obtenus par Michaux (2003) avec de la neige à canon dans la soufflerie du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB). Pour des périodes de 2 secondes (0.5 Hz) Spies *et al.*, (2000) concluent que le flux se comporte de la même façon qu'en régime stationnaire. Les fluctuations de vitesses sont trop rapides pour être perçues par le transport.

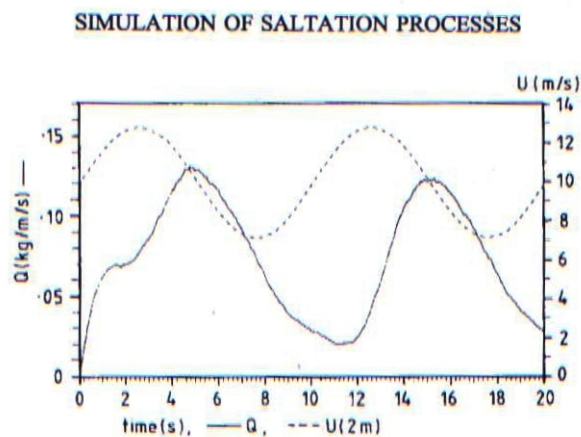


Figure 1.16 : Simulation de la réponse du flux de sable à des variations sinusoïdales de vitesse d'après Spies *et al.* (2000).

Meunier (1999) a réalisé des essais en soufflerie comparables à ceux de Butterfield (1998) avec une vitesse moyenne quasi-sinusoïdale dans le temps, de période 4 s et d'amplitude 2 m.s<sup>-1</sup>. L'auteur conclue que le flux de sable suit instantanément les décélérations du fluide alors qu'on observe un retard de l'ordre d'une seconde au moment des accélérations. La description de la réponse du flux aux décélérations de Meunier (1999) est donc assez proches des résultats des simulations de Spies *et al.* (2000). Cela dit, on observe que le flux de particules cesse entre deux pics de vitesse ce qui semble indiquer que la vitesse du fluide passe en dessous de la vitesse seuil d'impact contrairement à ce qui est indiqué par l'auteur. Il est donc difficile de conclure sur le comportement de la réponse du flux solide.

Michaux (2003) observe un retard du flux de particules de neige au cours des phases d'accélération du fluide. D'autre part, la réponse du flux à une évolution sinusoïdale de la vitesse a été étudiée pour des fluctuations de période de 12 secondes autour d'une vitesse moyenne de 7.85 m<sup>-1</sup> avec une amplitude de 2.9 m.s<sup>-1</sup>. Au cours de cette expérience, le flux de particules répond avec un retard légèrement supérieur à 6 secondes et paraît presque en opposition de phase avec la vitesse du vent à 3 mètres (voir aussi les résultats obtenus par Spies et al, 2000, avec du sable et décrits précédemment). Michaux (2003) observe une croissance générale du flux de neige sur toute la durée de l'expérience (plusieurs minutes). Ce dernier résultat est en accord avec la seconde échelle de temps observée par Butterfield (1991).

Enfin, Stout et Zobeck (1997) ont étudié l'influence des instationnarités du vent à proximité de la vitesse seuil d'arrachement. En effet, ce type de régime est assez fréquent et il occasionne ainsi périodiquement de fortes bouffées de transport suivies de périodes d'inactivité totale. Les auteurs étudient donc les fluctuations du régime éolien à travers un indicateur original qu'on pourra rapprocher de celui proposé par Boettscher *et al.* (2003). Il s'agit en effet du rapport  $(u-u_t)/\sigma$  où  $u_t$  est la vitesse seuil d'arrachement et  $\sigma$  l'écart type de la vitesse. La probabilité que la vitesse du vent dépasse  $u_t$  est une fonction de l'estimateur défini ci-dessus. Cette dernière suit une loi de probabilité normalement distribuée.

## I.5 Conclusion partielle

Quand le sol est couvert de matériaux granulaires comme la neige ou le sable, les mouvements de l'air au sein de la couche limite atmosphérique (CLA) sont susceptibles d'occasionner le déplacement d'une plus ou moins grande quantité de particules. Ces dernières sont transportées suivant trois modes distincts que sont la saltation, la diffusion turbulente (ou suspension) et la reptation (Bagnold, 1941, Butterfield, 1999).

Un certain nombre de modèles a été proposé pour caractériser le flux de particules en saltation (Anderson et Haff, 1991, Spies et al., 2000) ou en suspension dans un écoulement établi (Bintanja, 1998, 2000a, 2000b). Ainsi les actions d'un écoulement moyen de vitesse constante sur un lit de particules sont relativement bien connues même si la prise en compte de la fonction « splash » et de la modification de la topographie sont encore des questions très discutées.

L'arrachement de particules conduit alors à un certain nombre d'interactions fluide – solide qui modifient la turbulence et le profil de vitesses de l'écoulement comme l'ont montré Owen (1964), Bintanja (1998) et Nemoto et Nishimura (2001).

D'autre part l'écoulement naturel susceptible d'occasionner le transport des particules est hautement instationnaire. A ce titre plusieurs échelles de temps ont été mises en évidence et elles pourront être comparées avec celles du transport (temps de saltation, temps d'obtention de la saturation) et celles qui caractérisent le matériau (temps de métamorphose, temps de prise en cohésion). Le temps de réponse du flux de neige aux fluctuations rapides de l'écoulement est encore une échelle de temps primordiale sur laquelle peu de travaux ont été effectués malgré les premiers résultats de Michaux (2003) et les expériences de Butterfield (1998) sur la couche de saltation. On devrait ainsi pouvoir déterminer les échelles pour lesquelles les mouvements inertiels dominent l'écoulement de celles dominées au contraire par l'inertie des particules.

A titre d'exemple, l'échelle intégrale d'un écoulement turbulent développé *in situ* est de l'ordre de quelques dizaines de secondes. L'énergie cinétique est quant à elle transportée par des structures caractérisées par des temps inférieurs à 10 minutes et l'heure servira de borne supérieure aux échelles de temps qui nous intéressent, le rythme des fluctuations de températures liés au cycle des alternances jour-nuit n'étant plus négligeable au-delà.

D'après Naaim-Bouvet et Naaim (2002), on peut estimer que le temps de saltation est de l'ordre de 0,1 à 0,5 seconde ce qui tout calcul fait, amène à des temps 10 à 100 fois plus petits que l'échelle intégrale de l'écoulement (voir par exemple les équations 1.27 et 1.36). Pomeroy et Gray (1990) estiment que 1 minute est nécessaire à l'obtention de la saturation. Enfin, par vents forts, on peut estimer que la durée nécessaire à la métamorphose de la neige en grains fins et à la prise de cohésion par frittage peut se limiter à 1 minute environ. Ces échelles seront à prendre en compte dans le dépouillement des résultats expérimentaux présentés aux chapitres suivants.





# Chapitre II

*Parfois je me figure [...] qu'un poème dont on peut affirmer qu'il est le comble de l'artifice appartient tout aussi naïvement à la nature que les cristaux de neige, les fleurs, les tourbillons du vent.*

*Jacques Réda*



## II Etude en soufflerie des fluctuations du transport solide

Le but de ce chapitre est de détailler l'étude expérimentale des fluctuations de transport en régime permanent. Pour ce faire, des expériences en soufflerie ont permis d'obtenir successivement des profils de vitesse (dans un écoulement non chargé) puis des profils de concentration à des vitesses comparables. Ces derniers ont été réalisés par traitement d'images. Le chapitre débute par une présentation de l'instrumentation utilisée. Cette dernière servira également à d'autres expériences présentées au chapitre III. Le protocole expérimental est ensuite rapidement décrit avant qu'une discussion plus longue sur le traitement d'images et les résultats soit engagée.

### II.1 Instrumentation spécifique

Les expériences qui ont été menées pour conduire à bien cette étude ont été réalisées dans la soufflerie diphasique du Cemagref de Grenoble. Les installations attenantes ont permis la réalisation de mesures d'anémométrie (micromoulinet, tubes de Pitot, fils et films chauds). Ce travail de thèse aura été l'occasion d'importants investissements dans le domaine de l'acquisition et du traitement d'image qui auront nécessité des équipements coûteux, des apprentissages et des prises en main parfois longues et délicates et l'apport de nouvelles connaissances et de nouveaux savoir-faire au sein du laboratoire.

#### 2.1.1 La soufflerie diphasique du Cemagref

La soufflerie diphasique dont dispose le Cemagref est une soufflerie en circuit fermé dotée d'une veine d'étude de 4 mètres de long, 1 mètre de large et 50 centimètres de haut (figure 2.1).

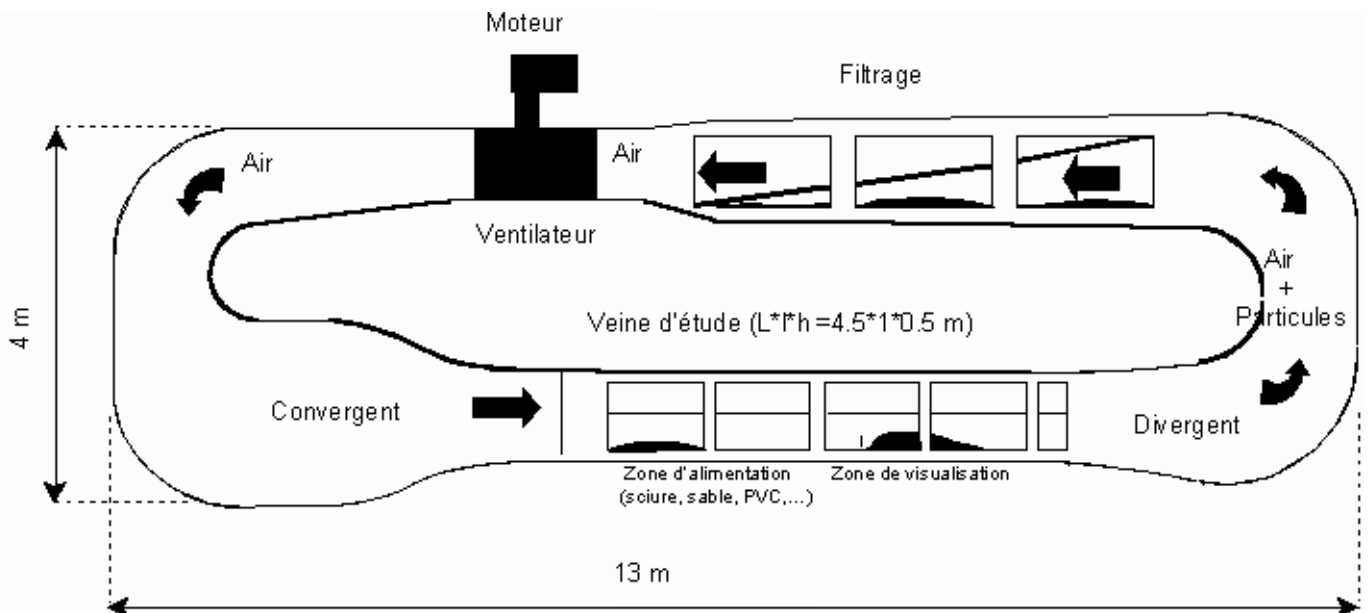


Figure 2.1 : La soufflerie diphasique du Cemagref

En aval de cette veine, la combinaison des effets du divergent (qui décélère le fluide) puis de filtres permet d'empêcher les particules de passer à travers les pales du ventilateur et de circuler à nouveau dans la veine. Après la section dans laquelle se trouve le moteur, l'air traverse une chambre de tranquillisation dotée de nids d'abeille et d'une grille de turbulence avant de plonger dans un convergent qui donne accès à la veine d'étude. Une structure en dent de scie sert de déclencheur de couche limite à l'entrée de celle-ci.

Des considérations portant sur la perturbation de l'écoulement par les parois de la soufflerie, la saturation et l'état stationnaire de l'écoulement ont été exposées par White et Mounla, 1991. Elles seront abordées au paragraphe 2.22.

### 2.1.2 Anémométrie

Les mesures d'anémométrie ont pu être réalisées au moyen de trois instruments différents : un micromoulinet MiniAir2 (Schiltknecht), un tube de Pitot monté sur un manomètre ManoAir100 (Schiltknecht), et un système d'anémométrie par fils et films chauds. Ces derniers sont pilotés par une unité d'acquisition StreamLine (DANTEC) gérée automatiquement via le logiciel StreamWare. Il s'agit d'un système d'anémométrie dit à température constante décrit par exemple dans Bailly C., Comte-Bellot G. (2000). La gamme de mesure de l'anémomètre va de  $1 \text{ cm.s}^{-1}$  à Mach 1 avec une précision proche de l'ordre du millimètre par seconde.

Le principe d'un anémomètre à fil ou film chaud est le suivant : la sonde de mesure est constituée d'un fil conducteur dont la résistivité varie avec la température. On élève la température de ce dernier de sorte qu'elle soit plus élevée que la température du fluide dont on cherche à mesurer la vitesse. L'écoulement d'un fluide à température donnée produit alors une variation de température du fil qui ne dépend plus que de la vitesse du fluide. Or il est possible d'accéder à cette variation de température en mesurant la résistivité du fil chaud. A cette fin, on introduit ce dernier dans un pont de Wheatstone qu'on maintient à l'équilibre à l'aide d'une résistance variable (la résistance  $R_3$  sur la figure 2.2). Connaissant la valeur instantanée de  $R_3$ , la mesure de la tension  $E_s$  à l'équilibre du pont permet de retrouver l'intensité  $I_w$  qui traverse le fil et donc la résistance  $R_w$  de ce dernier.

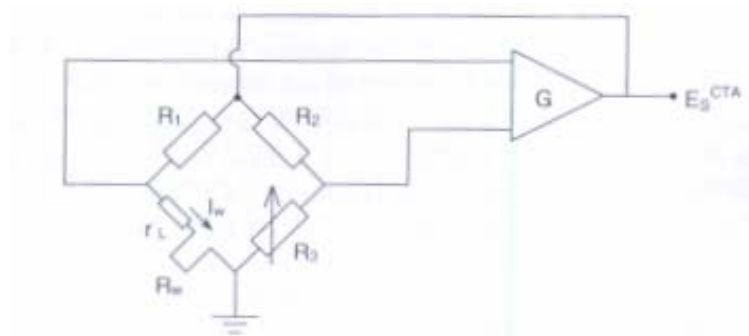


Figure 2.2 : Schéma de montage d'un anémomètre à fil chaud à température constante.  $R_w$  est la résistance du fil chaud et  $R_3$  est la résistance variable pilotée par asservissement qui impose l'équilibre du pont de Wheatstone représenté ci-dessus.

Avec le système utilisé, les signaux issus de la sonde traversent un filtre passe-haut du premier ordre de fréquence de coupure 10 Hz et un filtre passe-bas du troisième ordre de type Butterworth de fréquence de coupure 300 KHz.

On notera que la température de l'air dans la veine joue un rôle important et qu'il est recommandée de mesurer cette dernière en parallèle de la vitesse afin d'effectuer les corrections nécessaires. Pour éviter les risques de dérive des appareils et l'influence des changements conséquents de températures, un étalonnage était réalisé avant chaque série de mesure soit trois à cinq fois par jour. Ce dernier concerne le réglage du gain et de la bande passante de l'amplificateur inclus dans le circuit de la figure 2.2. Cette calibration a ici été réalisée dans une soufflerie d'étalonnage spécifique et assistée par le logiciel StreamWare. Ce procédé facilite entre autres l'étalonnage directionnel des sondes à fils croisés comme celles qui ont été utilisées pour obtenir les deux composantes  $u'$  et  $w'$  (sondes Dantec 55R01).

On rappelle qu'un fil chaud mesure principalement la composante de la vitesse qui lui est normale. Du fait de l'environnement agressif de la soufflerie (poussières, particules résiduelles dans l'écoulement), nous avons opté pour des sondes de type « fibres » qui sont en fait des films chauds réalisés par un dépôt de platine sur un support conducteur cylindrique. On trouve dans la littérature des exemples d'utilisation de ce même type de sonde pour des mesures d'anémométrie *in situ* lors d'événements de transport de sable (Rasmussen, K.R., Sorensen, M., Willets, B.B., 1985). Un procédé de mesure analogue mais plus résistant encore a été utilisé avec succès dans un écoulement chargé en particules par Butterfield (1991). En revanche, ce modèle particulièrement renforcé et utilisant des « fibres » d'un diamètre beaucoup plus important perd ses capacités d'acquisition à haute fréquence. L'inertie liée à la masse du dépôt conducteur limite en effet cette dernière à 1Hz.

### 2.1.3 Imagerie rapide sous tomographie laser

L'unité ETNA s'est dotée d'une caméra rapide X-streamvision XS-3 fabriquée par IDT. Cette caméra utilise un capteur CMOS d'une résolution de  $1024 \times 1280$  pixels et peut acquérir jusqu'à 615 images par seconde en pleine résolution pour des vitesses d'obturation à peine inférieures à 2 millisecondes. Cette caméra possède une capacité de stockage de 4 Go ce qui représente un peu plus de 2000 images en pleine résolution. Elle est pilotée par le logiciel associé X-Vision. Cette caméra a été équipée d'un objectif Nikon de focale 85 mm et d'ouverture maximum 1.4 lui-même monté sur une bague allonge de 5 mm.

Chaque image est constituée d'une liste de pixels codés chacun par un octet c'est à dire par un nombre compris entre 0 et 255 qui représente le niveau de gris. Chaque codage de niveau de gris est effectué en fonction de la lumière reçue par chaque élément photosensible du capteur CMOS.

Les films ont été réalisés à des vitesses proches des vitesses seuils d'arrachement, (de l'ordre de 4 à 6  $m.s^{-1}$ ) avec des particules d'un diamètre moyen de l'ordre de 0.1 mm (voir §2.1.4). En estimant qu'une particule n'apparaît nette que si son déplacement demeure inférieure au diamètre moyen pendant le temps d'exposition, ce dernier est limité à de très faibles valeurs : de l'ordre de 0.016 à 0.025 ms.

Les deux contraintes que constituent la brièveté du temps d'exposition d'une part et le grossissement requis d'autre part ont nécessité l'utilisation d'une source lumineuse de grande puissance. Une source Laser continue d'une puissance de 4W (Stabilite 2011, Spectra Physics) a donc été utilisée. Cette dernière a été couplée à une fibre optique multimode de 50  $\mu m$  de cœur et d'ouverture numérique de 0.22 montée sur des connecteurs SMA et FC. Une optique de sortie composée d'une lentille de focalisation du faisceau à l'infini et d'une lentille cylindrique a permis d'obtenir le plan d'éclairement souhaité.

La tomographie laser consiste en l'obtention d'un plan de lumière qui permet de sélectionner une portion longitudinale de la veine. En alignant cette dernière sur le plan centrale de la soufflerie, l'influence des effets de bords peut être négligée. En fonction du réglage de l'optique de sortie, l'épaisseur du plan laser a pu être réglée à 2 mm. On notera que la répartition de la lumière dans la direction perpendiculaire au plan est gaussienne.

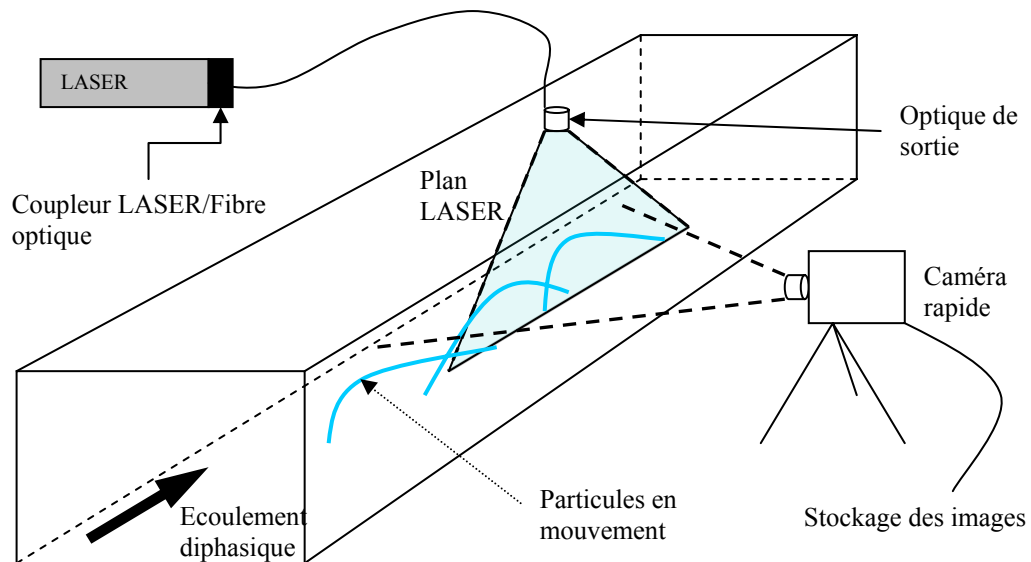


Figure 2.3 : Schéma du montage expérimental pour l'acquisition des images de transport.

#### 2.1.4 Caractérisation des particules utilisées

Les paramètres retenus pour caractériser les particules utilisées sont la masse volumique, la masse volumique apparente et la granulométrie. Quand les masses volumiques apparentes n'étaient pas disponibles auprès du fournisseur ou qu'une vérification a semblé nécessaire, une mesure a été effectuée au laboratoire.

Cette mesure peut être effectuée simplement par la pesée d'un bécher gradué contenant un volume fixé de particules. Les pesées ont été réalisées avec une précision de 0.01 gramme. Du fait de l'incertitude sur le calage du zéro de la balance et des erreurs de lecture on estime que le poids de l'échantillon peut être connu à  $\pm 0.03$  gramme. Quant au volume, il était de 100 mL à  $\pm 2$  mL. On réalise ainsi 10 mesures qui permettent d'effectuer une moyenne sur les 10 masses volumiques mesurées.

Le tableau 2.1 récapitule les informations concernant les différentes particules utilisées. Dans celui-ci le sigle MVA désigne la masse volumique apparente, la ligne intitulée « masse volumique » consigne la masse volumique du matériau constituant (par exemple la masse volumique de la silice pour les particules de sable).

<b>Particules</b>	<i>Sable</i>	<i>Sciure</i>	<i>Rafles de maïs</i>	<i>PVC</i>
<b>Référence</b>	HN 38	F355-200	GM40	Lacovyl SO 71
<b>Fournisseur</b>	Sika	SPPS	SPPS	Arkema
<b>Diamètre moyen (µm)</b>	108 (c)	350	250 - 450	132
<b>Gamme de diamètres (µm)</b>	40-315	(d)		
<b>MVA (kg.m<sup>-3</sup>) (a)</b>	1456	213±5	531±6	
<b>MVA (kg.m<sup>-3</sup>) (b)</b>	1300			585
<b>Masse volumique (kg.m<sup>-3</sup>)</b>	2650	450-650 (e)		1410 (f)

*Tableau 2.1 : Caractéristiques des particules utilisées*

- (a) Masse volumique apparente mesurée au Cemagref selon le procédé décrit ci-dessus.
- (b) Masse volumique apparente mesurée par le fournisseur. Dans le cas du sable, la mesure a été effectuée par la société Prolabo.
- (c) Calculé d'après l'histogramme de refus disponible chez le fournisseur
- (d) 5 à 16 % des particules ont un diamètre inférieur à 250 µm. 20 % ont un diamètre compris entre 450 et 560 µm
- (e) La sciure provenant de différents mélanges d'essence, la masse volumique du constituant ne peut être donnée avec précision. La fourchette mentionnée donne un encadrement de masses volumiques pour des bois secs
- (f) Mesure de densité réelle effectuée par la société GEOREX.

## II.2 Réalisation expérimentale des profils de vitesse et de concentrations

Comme il a été dit en introduction, les profils de concentration ont été obtenus sous tomographie Laser. Le plan de la veine coïncidant avec le plan d'éclairement a donc été retenu pour une étude systématique des profils de vitesse. Afin d'obtenir un maximum d'informations, les composantes longitudinale et verticale de l'écoulement ont été étudiées. Un système d'anémométrie à film chaud utilisant des sondes croisées couplée à une sonde de température a donc été mis en place. Afin d'être cohérents avec les mesures de transport à 500 Hz que nous voulions réaliser, la vitesse de l'écoulement a été étudiée à 1000 Hz sans particule. En effet, la fragilité des fils ne nous a pas permis de mesurer la vitesse du fluide pendant les épisodes de transport et les fils blindés interdisent des fréquences d'acquisition aussi élevées.

### 2.2.1 Considérations générales sur les écoulements réalisés

Les écoulements présentés remplissent en grande partie les conditions exposées par White et Mounla (1991) et rappelées par Butterfield (1998). Ainsi, le flux n'est pas affecté par les dimensions de la soufflerie pour un nombre de Froude  $Fr$  de carré inférieur à 20 (condition 1). D'autre part, si cette condition est vérifiée, l'état stationnaire est atteint pour une abscisse longitudinale  $x$  respectant,  $x/H=5$  avec  $H$  la hauteur de la soufflerie (condition 2) et  $x/\delta=25$  où  $\delta$  représente l'épaisseur de la couche limite (condition 3). Le nombre de Froude est ici défini par :

$$Fr = \frac{u_{\infty}}{\sqrt{gH}}$$

où  $u_{\infty}$  est la vitesse au centre de la soufflerie en entrée de veine.

Avec une section de  $100 \times 50 \text{ cm}^2$  et une couche limite d'environ 15 cm les conditions 1, 2 et 3 deviennent respectivement :  $u_{\infty} < 9.90 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $x > 2.5 \text{ m}$  et  $x > 3.75 \text{ m}$ . Dans les expériences présentées (Cierco et al., 2007a, 2007b), la zone d'étude est située à environ 3.50 m de l'entrée de la veine et les vitesses étaient de l'ordre de 4 à  $6 \text{ m.s}^{-1}$ . On peut donc estimer que le flux de particules est proche de l'état stationnaire.

On sait également que la saturation en particule est atteinte plus rapidement dans un écoulement dont le nombre de Froude est de carré inférieur à 10 (White et Mounla, 1991, Butterfield, 1998). Cette condition est ici équivalente à  $u_{\infty} < 7.00 \text{ m.s}^{-1}$  et elle est donc respectée par notre protocole expérimental. Cela dit, la longueur du dépôt initial où s'effectue l'arrachement des particules joue également un rôle. De fait, aux vitesses d'écoulement envisagées, la saturation ne peut être atteinte avec un dépôt initial de longueur inférieure à 3 mètres (Martinez et Naaim, 1995). La plupart des expériences réalisées ayant été mises en œuvre avec un dépôt d'un mètre, les écoulements présentés ne seront jamais à saturation. Néanmoins, ces derniers ont rapidement créé de fins dépôts de particules sur toute la longueur de la veine et sur une épaisseur d'environ 1 à  $2 D_p$  (où  $D_p$  représente le diamètre des particules utilisées). Ce dépôt a permis l'entretien du transport par saltation sur toute la longueur de la veine de sorte qu'on pourra parler d'une couche de saltation dans la zone d'étude.



### 2.2.2 Etude des caractéristiques de l'écoulement seul

Les profils de vitesses ont été réalisés à l'aide de films chauds dans la partie aval de l'écoulement correspondant au plan d'éclairement c'est-à-dire à environ 3,50 mètres de l'entrée de la veine. On rappelle que cette dernière était équipée d'un déclencheur de couche limite. La réalisation des profils de vitesses a pu être menée grâce à un guidage vertical du support de sonde placé à l'extérieur à la soufflerie de sorte que l'écoulement ne soit que faiblement perturbé par le dispositif expérimental. En effet, les seuls éléments susceptibles d'interagir avec l'écoulement étaient le support de sonde (tube de 50 cm de long et de 8 mm de diamètre) et une fente latérale d'environ 9 mm de large pratiquée dans l'une des parois de la soufflerie (voir la Figure 2.5). Le support de sonde était monté sur un dispositif muni d'une vis micrométrique afin de caler sa position verticale avec précision.

Chaque point de mesure a été réalisé par l'intermédiaire de  $2^{16}$  acquisitions à 1000 Hertz, ce qui constitue un enregistrement d'un peu plus d'une minute. Chaque profil comprend 52 points répartis comme suit :

- Un point tous les millimètres sur les deux premiers centimètres, le premier étant réalisé de 4 à 5 mm au-dessus sol du fait du diamètre du support de sonde.
- Un point tous les 2 millimètres entre 2 et 3 centimètres
- Un point tous les 5 mm jusqu'à 10 centimètres
- Un point tous les centimètres jusqu'au centre de la veine (25 centimètres).

Pour chaque écoulement, la vitesse de référence a été définie comme la vitesse moyenne sur 30 secondes enregistrée par le micromoulinet. Ce dernier était placé à une dizaine de centimètres de la paroi supérieure, en entrée de veine.



Figure 2.4 : Dispositif de guidage du film chaud. On distingue le porte-sonde, en blanc, dans la partie gauche de la photographie et on aperçoit la sonde de température sur la droite.

Au total, 9 profils de vitesses ont été réalisés pour des écoulements de vitesse moyenne comprise entre 4.36 et 6.14 m.s<sup>-1</sup>. Cette configuration conduit à un nombre de Reynolds de l'ordre de 10<sup>5</sup>. La figure 2.5 montre le comportement linéaire de la vitesse en fonction du logarithme de la hauteur sur une épaisseur variant de 2 à 3 cm en fonction de la vitesse. En effet, pour  $Re \approx 10^5$  on peut considérer que la zone logarithmique est limitée par  $z^+ < 1000$  avec  $z^+ = zu_*/\nu$  (Bailly et Comte-Bellot, 2000). Ce calcul permet de déterminer l'altitude maximum  $z_{\max}$  qui borne la zone logarithmique de la couche limite. Une régression linéaire a été effectuée sur chaque courbe de la figure 2.5. Celle-ci a permis d'obtenir une première estimation de la longueur de rugosité  $z_0$  et de la vitesse de frottement  $u_*$  pour chaque expérience. Le tableau 2.2 récapitule les caractéristiques des différents profils. Il inclut une estimation de la longueur de Kolmogorov  $\lambda$  fondée sur l'échelle intégrale de l'écoulement cette dernière ayant été prise égale à 0.25 m. soit la moitié de la hauteur de la soufflerie.

<b>V<sub>réf</sub> (m.s<sup>-1</sup>)</b>	<b>Profil</b>	<b>z<sub>max</sub> (cm)</b>	<b>λ (mm)</b>	<b>u* (m.s<sup>-1</sup>)</b>	<b>z<sub>0</sub> (mm)</b>
4.36	Profil 1	3.33	0.310	0.24	0.06
4.46	Profil 4	3.26	0.305	0.25	0.04
4.73	Profil 6	2.94	0.282	0.30	0.09
4.98	Profil 5	2.78	0.271	0.34	0.10
5.30	Profil 3	2.50	0.250	0.33	0.08
5.54	Profil 7	2.42	0.244	0.37	0.10
5.77	Profil 8	2.27	0.233	0.41	0.10
5.99	Profil 9	2.14	0.223	0.41	0.10
6.14	Profil 2	2.14	0.223	0.39	0.08

*Tableau 2.2 : Caractéristiques des profils de vitesse.*

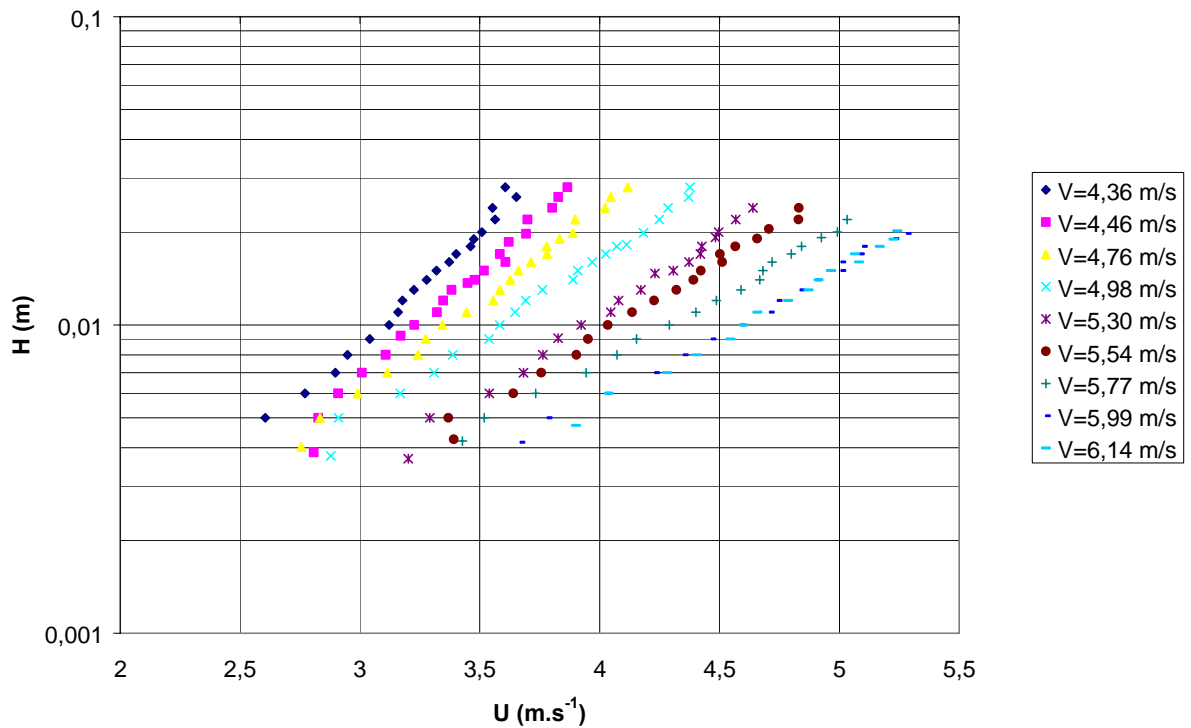
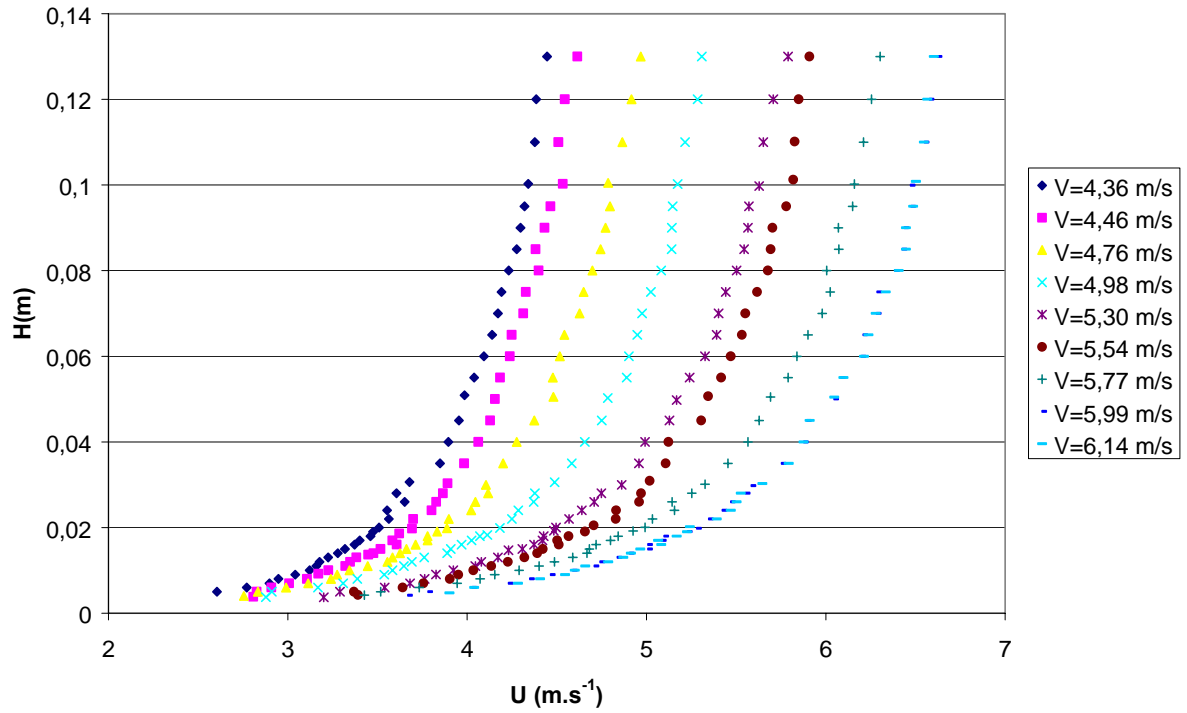


Figure 2.5 : Profil de vitesse mesurée sur la hauteur du champ filmé pour les vitesses moyennes indiquées. Les premiers centimètres de l'écoulement sont représentés sur la figure du bas en échelle semi-logarithmique pour des valeurs de  $z^+$  inférieures à 1000.

Le spectre d'énergie cinétique a également été calculé à différentes hauteurs de l'écoulement. A cette fin, les enregistrements de  $2^{16}$  échantillons ont été découpés en 15 blocs d'une longueur de  $2^{13}$  points décalés d'une demi longueur soit  $2^{12}$  points à chaque fois. Sur chaque bloc, la vitesse moyenne et les fluctuations ont été calculées. La densité spectrale d'énergie cinétique a ensuite été obtenue sur les fluctuations de vitesse à partir d'un algorithme de transformée de Fourier rapide.

A ce titre on rappelle les définitions suivantes : la fonction d'autocorrélation à deux instants séparés d'un délai  $\tau$  notée  $R_{ij}(\tau)$  s'écrit :

$$R_{ij}(\tau) = \overline{u'_i(t)u'_j(t+\tau)} \quad (2.1)$$

Le spectre en fréquence de l'écoulement correspond alors à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation  $R_{ij}$  :

$$\psi_{ij}(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau \quad (2.2)$$

et donc :

$$R_{ij}(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{ij}(f) e^{2i\pi f\tau} df \quad (2.3)$$

ce qui, pour  $i = j$  et  $\tau = 0$  conduit à :

$$\overline{u'_\alpha u'_\alpha} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{\alpha\alpha}(f) df \quad (\text{sans sommation sur les indices grecs}) \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 permet de retrouver le lien qui relie la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse à l'énergie cinétique du fluide dans une direction donnée. On trouvera à la page suivante deux spectres calculés respectivement à 0,5 et à 5 cm du fond de la soufflerie (figure 2.6).

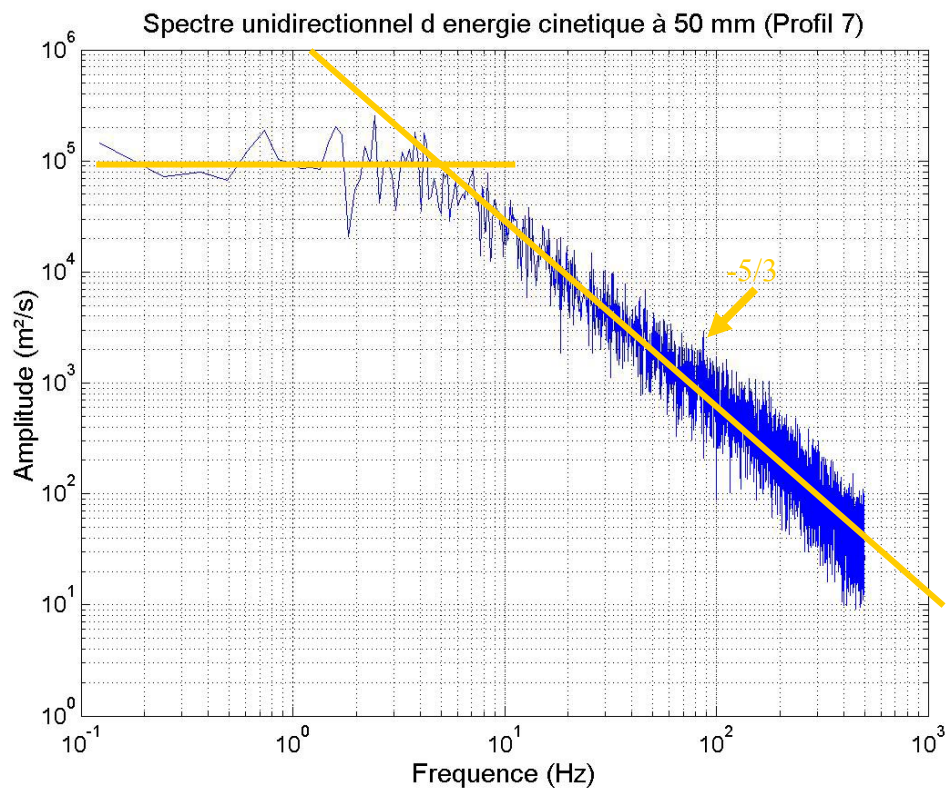
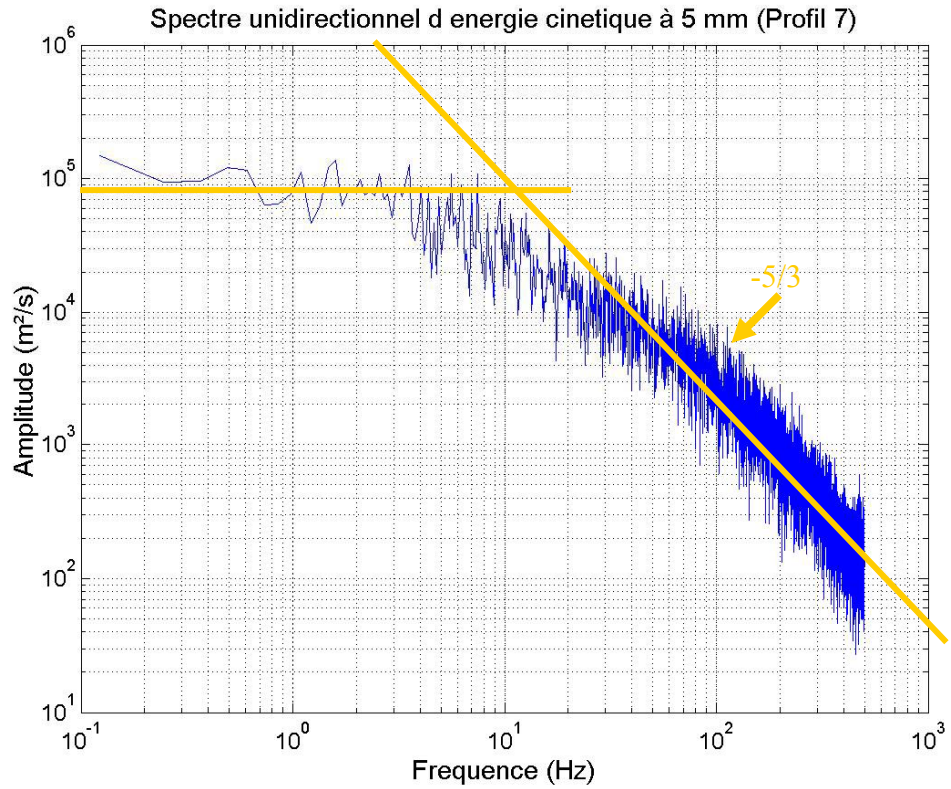


Figure 2.6: Spectre d'énergie cinétique dans la direction principale d'écoulement calculé sur le profil 7 à 0.5 cm (en haut) et à 5.0 cm de la paroi (en bas).

Sur la figure 2.6, on observe clairement la fréquence de coupure qui marque l'entrée dans le domaine inertiel du spectre caractérisé par une pente en  $-5/3$ . Cette fréquence de coupure est d'environ 5 Hz à 0.5 cm et 10 Hz à 5 cm. Une longueur de coupure a été associée à chaque fréquence par le calcul suivant :  $L_c = U(z)/F_c$  où  $F_c$  désigne la fréquence déterminée sur le graphique. Dans l'exemple choisi, les longueurs de coupure sont de  $3.369/5 = 0.67$  et  $5.344/10 = 0.53$  (en mètre), ce qui correspond à la taille caractéristique de la soufflerie (dont la section mesure  $1 \times 0,5$  m<sup>2</sup>).

### 2.2.3 Réalisation des profils de concentration en écoulement chargés.

Dans un second temps, un dépôt de particules a été positionné en entrée de veine. Un dispositif de prise de vue a été installé en aval à environ 2,50 mètres de l'extrémité du dépôt. Deux longueurs de lit ont été testées avec le sable, la première de 1 mètre et la seconde de plus de 3,50 mètres. Seul le lit court a été utilisé pour les expériences conduites avec le PVC. La section de la veine sélectionnée pour la prise de vue était éclairée par la nappe Laser décrite précédemment. Le dispositif est représenté sur la figure 2.7.

Pour distinguer correctement les particules en mouvement, on estime raisonnable que celles-ci soient représentées sur l'image par un pixel au moins. Cette contrainte impose qu'un pixel représente environ 100  $\mu\text{m}$ . La taille du champ filmé est alors imposée. Les valeurs obtenues pour chaque expérience sont données plus loin. L'ordre de grandeur de la longueur du champ est de 15 cm.

D'autre part, la vitesse d'obturation se doit d'être limitée afin de réduire au maximum le flou de bougé lié à la vitesse relativement importante des particules. En effet, les expériences ont été réalisées sur une plage de vitesses sensiblement identique à celle ayant permis la réalisation des profils mentionnés plus haut. Le temps d'exposition a été réglé à 237  $\mu\text{s}$ . En-deçà, le manque de lumière ne permet plus d'exploiter des images alors sous exposées. Le transport du sable étant réalisé à 80% par saltation (Butterfield, 1999), on peut estimer que les particules évoluent essentiellement à des hauteurs inférieures à 4 cm et que leur vitesse est au maximum celle du fluide à la même hauteur c'est à dire 4 à 5  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (voir la figure 2.5). La distance typique parcourue par la particule pendant le temps d'exposition est donc de l'ordre du millimètre soit 10 fois son diamètre. Ainsi, pour une fréquence d'acquisition de 500 Hz, on s'attend à ce qu'une même particule parcourant le champ filmé dans sa longueur mette environ 0.03 seconde et apparaisse donc sur une quinzaine d'images successives. Dans les faits, hormis les particules arrachés au sol et dont la vitesse initiale est assez faible, on ne remarque presque jamais la présence d'une particule sur plus de 5 à 7 images. La sortie prématurée du champ de visualisation peut être imputée aux fluctuations latérales de la trajectoire.

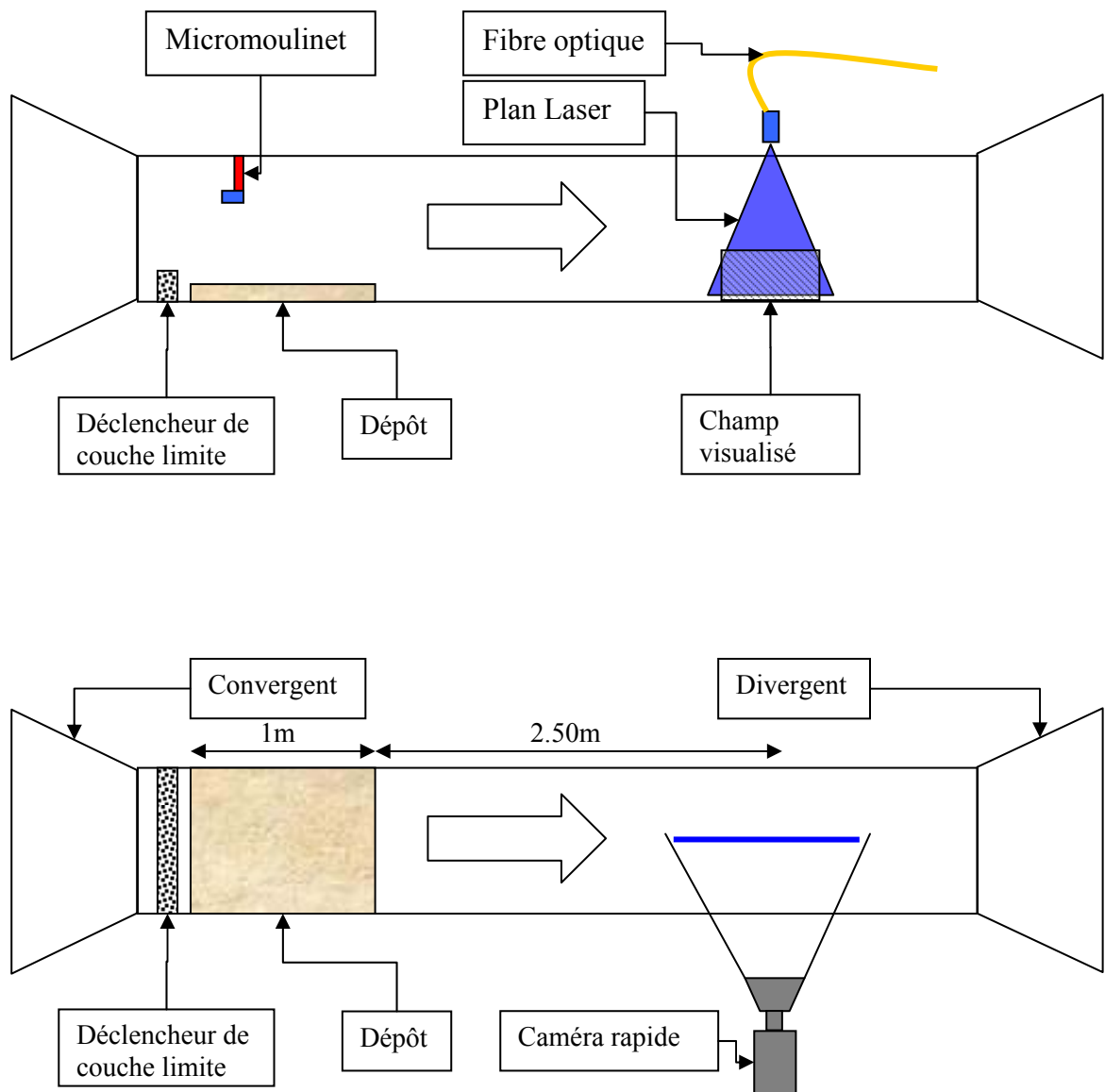
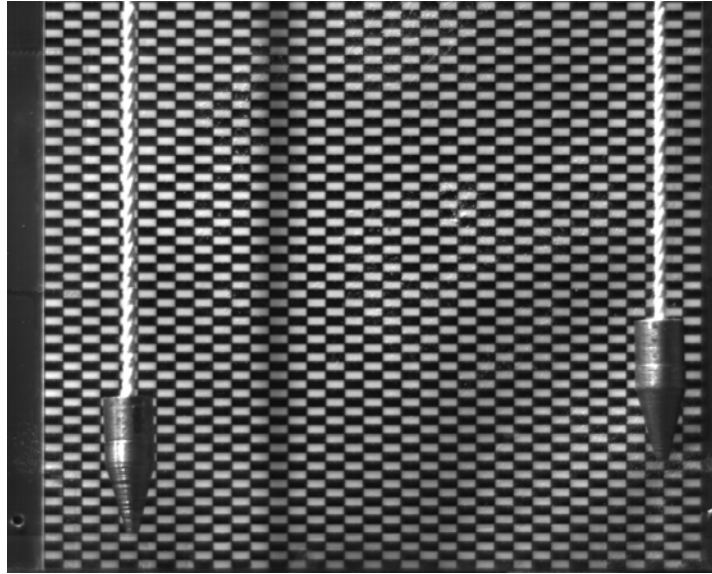


Figure 2.7 : Vue de profil (en haut) et vue de dessus (en bas) du dispositif expérimental

Le positionnement de la caméra a été effectué de sorte que le plan du capteur soit parallèle au plan vertical filmé. Pour ce faire une mire orientable a été placée dans la veine. Cette mire est constituée d'un damier aux cases rectangulaires de  $4.2 \times 2$  mm. Elle est équipée de deux fils à plomb qui permettent de régler parfaitement sa verticalité. La mire a ainsi pu être installée dans le plan d'éclairage afin de s'assurer que les distorsions de l'image obtenue étaient négligeables.



*Figure 2.8 : Image de la mire orientable calée à l'aide des fils à plomb.*

Les images de la mire ont permis d'estimer la distance représentée par un pixel dans le plan de l'écoulement sélectionné :  $125 \mu\text{m} \pm 2.04 \%$ . Cette valeur permet de calculer la taille du champ filmé. On trouve ainsi  $16 \times 12.8 \text{ cm}^2$ . Ces dimensions ont été comparées à une mesure effectuée en plaçant une règle graduée dans le plan d'étude. Cette dernière a donné les dimensions suivantes :  $15.9 \times 12.1 \text{ cm}^2$ . L'erreur commise dans la direction longitudinale est donc inférieure à  $0.6 \%$ .

Si l'on considère un volume de mesure constitué d'une bande de 4 pixels de haut sur toute la longueur de l'image et sur toute l'épaisseur du faisceau laser, si l'on suppose par ailleurs que cette dernière est connue à  $\pm 0.5 \text{ mm}$ , les chiffres mentionnés plus haut permettent de calculer l'incertitude sur le volume de mesure. Celle-ci atteint  $41\%$  à cause du poids de l'incertitude sur l'épaisseur du faisceau. Dans la suite, cette incertitude affectera directement la mesure absolue des concentrations. En revanche, elle va s'appliquer de façon identique sur chaque partie d'image traitée et elle n'affectera pas la forme des profils.

En outre, la taille et la position de la fenêtre de comptage des particules peut jouer un rôle sur les fluctuations enregistrées, particulièrement dans les zones de forts gradients comme ceux qui affectent la proximité de la paroi. Pour limiter cet effet, on pourra choisir un volume de contrôle dont les dimensions sont de deux ordres de grandeurs supérieurs à la distance  $d$  qui sépare deux particules. La dimension  $d$  valant ici quelques millimètres, cette condition nous impose un volume caractéristique de plusieurs dizaines de centimètres de côté. Un tel volume apparaît beaucoup trop grand pour accéder au gradient vertical de concentration car il risque de lisser les variations de concentration de manière trop conséquente. Dans la suite, on se tiendra aux dimensions proposées ci-dessus quitte à encourir le risque de voir apparaître un bruit conséquent sur les mesures.



## II.3 Traitement des images

### 2.3.1 Obtention de profils de concentration – Principe de la méthode

Les profils de concentration ont été obtenus en suivant un algorithme écrit sous Matlab. Celui-ci réalise un comptage de particules en fonction de la position verticale de ces dernières. Il s'applique à des films au format AVI qu'il décompose en une séquence d'images avant d'opérer un traitement identique à toutes les images de la séquence.

Chaque image est une image noir et blanc codée sur 8 bits. Une image est donc décrite comme une succession de blocs d'un octet, chaque bloc codant un pixel. Une image est donc codée sur au moins  $1280 \times 1024 = 1310720$  octets. Chaque bloc correspond à un nombre compris entre 0 et 255, cet intervalle constituant l'échelle des niveaux de gris.

L'algorithme écrit sous MATLAB assure alors les opérations suivantes :

- Séquençage du film
- Seuillage
- Extraction de contours
- Filtrage par aire et par « couleur »
- Comptage des particules par tranche de hauteur

Le séquençage du film revient à extraire chaque image de la séquence constituant le film. Le seuillage permet alors de transformer chaque image codée sur 256 niveaux de gris (l'échelle pouvant aller de 0 à 255 ou être condensée entre 0 et 1 en fonction du logiciel utilisé) en une image binaire n'utilisant que les deux niveaux extrêmes (noir ou blanc) codés respectivement par 0 ou 255 ou encore par 0 ou 1 le cas échéant. Le choix du seuil qui permet la répartition des zones blanches et des zones noires est laissé à l'utilisateur.

L'extraction de contour est une opération qui isole les objets déterminés à partir de l'opération de seuillage. Un objet est alors défini par une zone continue de pixels partageant une couleur identique (noir ou blanc dans notre cas). On a alors accès à de nombreuses informations sur chaque objet : son aire, la position de son centre de gravité, etc.

Le filtrage par aire et par « couleur » permet ici de ne retenir que les objets blancs dont la taille est suffisamment petite pour être considérée comme une particule et non comme un assemblage de particules (le dépôt localisé sur le fond de la soufflerie par exemple). Ainsi, le filtrage par « couleur » permet de repérer l'ensemble des particules présentes dans le champ de mesure, le seuillage par aire de distinguer les particules en mouvement des particules au repos au fond de la soufflerie.

En retenant la position du centre de gravité des objets ayant franchi avec succès l'épreuve de la sélection par aire, on peut alors compter les particules et les classer par tranche de hauteur. Connaissant le nombre de particules dans chaque tranche, on déduit le profil de concentration massique à partir du diamètre moyen et de la masse volumique des particules. Ainsi, dans chaque classe de hauteur (chacune de 4 pixels de haut), le nombre  $N$  de particule a été multiplié par le volume moyen  $V_m$  d'une particule et par la masse volumique  $\rho_p$  de ces dernières ( $V_m = (1/6)\pi D_p^3$  où  $D_p$ , le diamètre des particules est donné par le fournisseur, toutes les caractéristiques apparaissent dans le tableau 2.1, §2.1.4).

On a alors accès à la masse transportée par classe de hauteur. Connaissant le volume  $V$  d'une telle classe ( $V = (4 \times t_p \times L) \times e$  où  $e$  représente l'épaisseur du faisceau laser,  $t_p$ , la taille d'un pixel et  $L$ , la longueur de l'image), le profil de concentration a pu être obtenu pour chaque image. Le calcul de concentration moyenne a été réalisé sur l'ensemble du film (1600 images). Un calcul de fluctuations a alors été effectué pour chaque classe de hauteur en comparant les valeurs obtenues pour chaque image à la concentration moyenne. Pour les incertitudes concernant la détermination du volume de contrôle  $V$ , on se reportera au paragraphe 2.2.3. La réduction de cette incertitude passe par une meilleure connaissance de la géométrie de l'enveloppe lumineuse utilisée pour la réalisation du plan Laser. Entre autres, la connaissance de la répartition de la lumière dans l'épaisseur de ce dernier doit conduire à une meilleure estimation du volume ainsi qu'à un choix plus cohérent du seuil de niveau de gris dont on verra l'influence au paragraphe suivant (§ 2.3.1).

On notera qu'aucune tentative n'a été faite pour déduire la taille des particules à partir des images. En effet, une grosse particule qui ne ferait qu'effleurer le plan laser n'offre alors qu'une petite surface au faisceau et ne pourra être distinguée d'une petite particule qui traverserait le plan laser en son milieu. En outre, la détermination expérimentale de la concentration à partir de l'aire des particules conduit à des fluctuations plus importantes et donc à plus de bruit sur la mesure que la méthode fondée sur un comptage des particules (Martinez et Naaim, 1993).

La figure 2.9 montre le profil de concentration moyenne tiré du film 0507S3. Comme il sera expliqué par la suite, la zone située au-dessous du pic de concentration n'a pas de sens physique (voir § 2.3.2 et § 2.3.6). D'autre part, la zone située dans la partie supérieure du graphe (au-dessus de 4 ou 6 cm) n'étant que très peu affectée par le transport, elle ne sera pas représentée sur les illustrations suivantes.

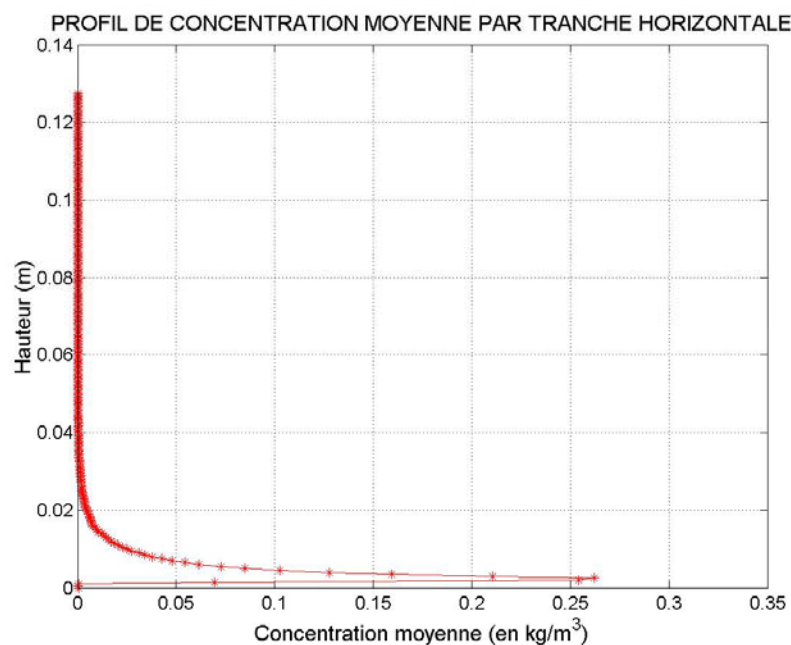


Figure 2.9 : Profil de concentration réalisé avec le film 0507S3.

### 2.3.2 Influence du seuil de niveau de gris

Comme décrit précédemment, le code de traitement d'image réalise un seuillage de l'image selon un niveau de gris limite (le seuil) dont le choix est laissé à l'utilisateur. Le traitement d'image étant réalisé sous Matlab, le seuil est un nombre compris entre 0 et 1. L'influence de ce dernier sur la répartition des zones blanches dans l'image binaire et donc sur les estimations de concentration n'est pas négligeable (figure 2.10). Par conséquent, une étude a été menée afin de déterminer d'éventuels critères de sélection du seuil optimum. Cette dernière a été conduite de deux façons différentes. La première a consisté à visualiser directement la conséquence d'un changement de seuil en utilisant le logiciel W-IMA développé par le laboratoire TSI de l'université de Saint-Étienne. Les modulations du seuil se répercutent directement sur l'écran laissant apparaître les zones dorénavant blanches ou noires de l'image. On notera que W-IMA utilise la pleine échelle des niveaux de gris [0 255] et que le seuil est donc un entier à choisir entre 0 (noir) et 255 (blanc). Sous Matlab au contraire, les calculs s'effectuent avec une échelle condensée sur l'intervalle [0 1] et il faut donc choisir un nombre réel entre ces deux valeurs.

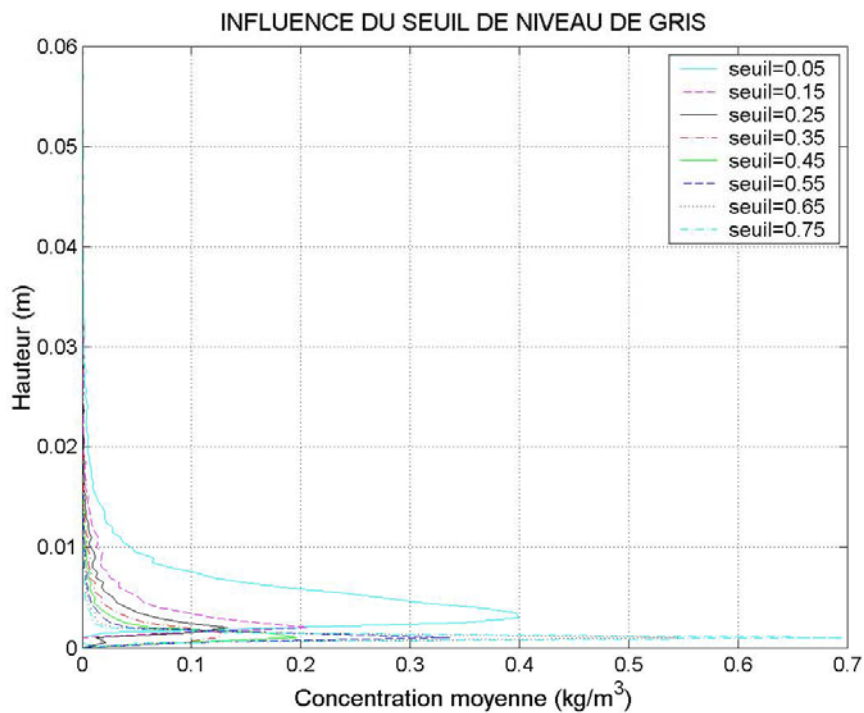
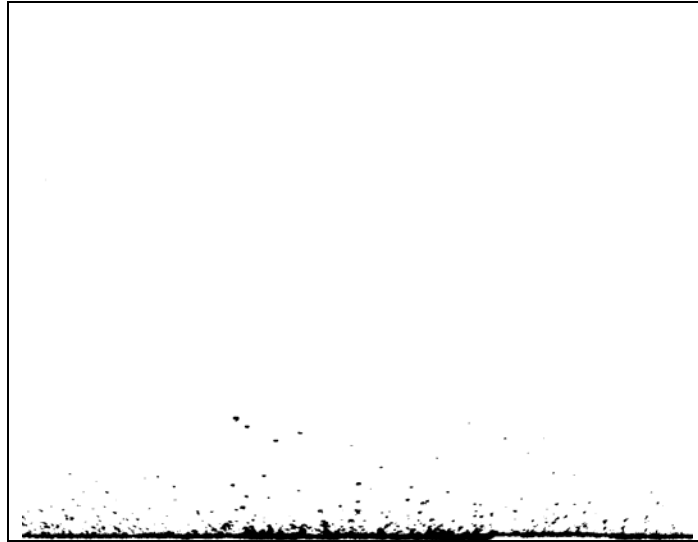


Figure 2.10 : Influence de la valeur du seuil de niveau de gris sur la mesure de concentration pour le film 0507S3.

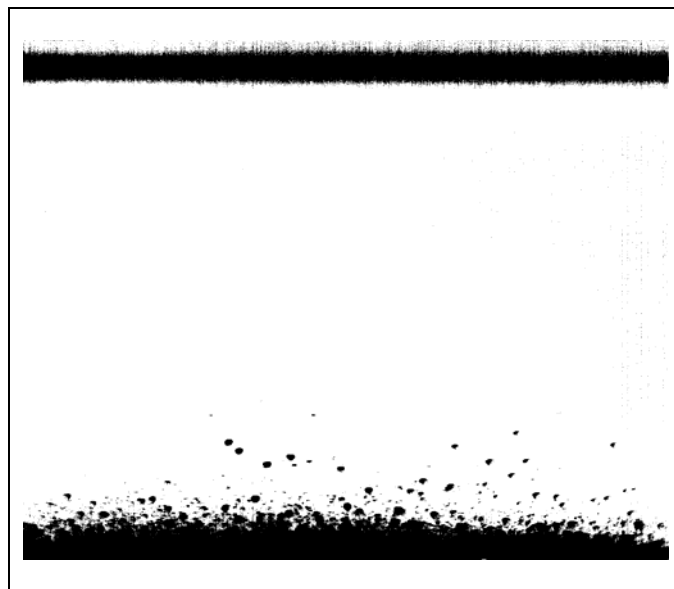
Dans la suite, les images obtenues avec W-IMA (figures 2.11, 2.12 et 2.15 à 2.18) sont présentées en inverse vidéo pour une meilleure lisibilité. Les particules apparaissent donc en noir sur fond blanc. Le texte conserve quant à lui un vocabulaire cohérent avec le traitement d'image (particules blanches sur fond noir). Un soin particulier a été apporté pour éviter les confusions.

On constate qu'une valeur trop basse du seuil fait ressortir les zones bruitées de l'image (figures 2.11 et 2.12). Ces dernières sont des zones qui devraient être noires (i.e. codées par 0) et qui sont pourtant codées par des entiers strictement positifs par W-IMA. Sous Matlab, il s'agira de réels strictement positifs. Si le seuil est trop bas, ces zones prendront alors la

couleur caractéristique des particules. A ce titre, on remarque sur la figure 2.12 une bande de la couleur des particules (i.e. blanche sur les images traitées, noire sur les illustrations) qui n'apparaît pas sur la figure 2.11. De même, pour des seuils bas, les particules se distinguent moins aisément près de la paroi. En revanche, on parvient à distinguer des particules se déplaçant à des hauteurs plus élevées et qui n'apparaissent pas jusque là.



*Figure 2.11 : Image extraite du film 0507PVC7. Une opération de seuillage a été effectuée pour un seuil de 50.*



*Figure 2.12 : La même image obtenue avec un seuil cette fois fixé à 10.*

C'est alors que le seuillage par aire peut jouer un rôle non négligeable. Son influence sera d'ailleurs évaluée par la suite (§ 2.3.3). Comme on le verra alors, une valeur de 100 sera retenue pour toutes les expériences présentées dans ce chapitre.

La méthode qui vient d'être décrite est très visuelle. Elle permet néanmoins d'identifier une plage approximative de niveaux de gris à l'intérieure de laquelle le choix d'un seuil sera pertinent et porteur de sens. Cette plage dépend des particules utilisées. Un récapitulatif des valeurs acceptables est consigné dans le tableau ci-dessous.

Type de particules	Niveau de gris (échelle : 0 – 255)	Niveau de gris (échelle : 0 – 1)
Sable	35 - 54	0.14 – 0.21
PVC	25 - 57	0.09 – 0.23

*Tableau 2.3 : Plage de niveaux de gris retenus en fonction du type de particules.*

Cette visualisation permet déjà de constater deux tendances :

- Si les particules sont suffisamment espacées, plus le seuil est bas, plus le nombre de particules repérées est grand car on a alors accès à des particules faiblement éclairées qui sont de ce fait codées par des niveaux de gris plus faibles. En diminuant le seuil, on augmente donc la précision de la mesure de concentration dans ces zones.
- A proximité du dépôt en revanche, où la concentration en particule est plus élevée, un seuil trop bas entraîne une coalescence des particules sur l'image. Ce sont donc autant de groupes de particules qui sont comptabilisée comme un seul et unique grain. Certaines particules en mouvement près de la paroi se retrouvent alors incorporées au dépôt. Ce phénomène entraîne une augmentation artificielle de la hauteur de ce dernier.

Le flou engendré par le mouvement des particules et la très grande ouverture de l'objectif qui entraîne une réduction conséquente de la profondeur de champ sont responsables de l'apparition d'un halo de gris autour des particules repérées. Dans les couches de forte concentration, la proximité entre les particules autorise le contact entre ces zones grises. Si l'on choisit un seuil trop bas, ces halos qui relient alors les particules entre elles vont être considérés comme des zones blanches et les particules ne seront plus différenciées. Le traitement réalisé comptabilisera alors une grosse particule au lieu d'une multitude de petites et la concentration sera sous-estimée.

En outre, et pour les mêmes raisons, on observe qu'avec la diminution du seuil, un nombre croissant de particules est incorporé au dépôt. De ce fait, on peut s'attendre à voir la concentration diminuer à nouveau au fur et à mesure qu'on se rapproche du sol.

Une seconde approche a donc été envisagée. Elle a été entièrement réalisée sous Matlab. Une série de calculs a permis d'explorer les concentrations moyennes obtenues pour des seuils parcourant toute l'étendue possible (0-1) afin de confirmer les observations issues de la première approche. Les deux premières séries de calcul ont permis de balayer toute la gamme de seuil avec un pas variable afin d'explorer préférentiellement l'influence des valeurs basses ou au contraire élevées du seuil. Les deux séries de valeurs utilisées ont été respectivement 0.02 - 0.06 - 0.14 - 0.26 - 0.42 - 0.62 - 0.86 et 0.98 - 0.94 - 0.86 - 0.74 - 0.58 - 0.38 - 0.14). Ce travail systématique a été réalisé sur les 100 premières images de chaque film afin de gagner sur la durée du calcul. Les résultats sont présentés sur les figures 2.13 et 2.14.

On remarque que l'intensité du pic de concentration commence par décroître avec la diminution du seuil et ce jusqu'à une valeur critique estimée à 0.45 pour le sable et 0.55 pour

le PVC. En d'autres termes, plus on relâche le critère de reconnaissance des particules (i.e. plus on qualifie de pixels comme représentant potentiellement une particule), plus la concentration diminue... ce qui est exactement le contraire de la tendance attendue. En revanche, pour des seuils en dessous d'une valeur comprise entre 0.45 et 0.35 pour le sable et 0.55 pour le PVC, on retrouve le comportement le plus intuitif. En effet, la diminution du seuil permet alors de sélectionner des pixels moins éclairés ce qui entraîne cette fois une augmentation de la concentration moyenne estimée. Pour des seuils trop bas en revanche, l'agglomération des particules sur le dépôt et les zones bruitées perturbent considérablement la mesure (figure 2.14). Ainsi, pour des valeurs de seuil inférieures à 0.10, l'altitude du pic de concentration mesuré pour le sable ou le PVC augmente considérablement et sa valeur est parfois amenée à décroître à nouveau. Pour ces mêmes valeurs de seuil, les zones bruitées commencent à apparaître dans le haut de l'image (figures 2.12 et 2.14, courbe rose).

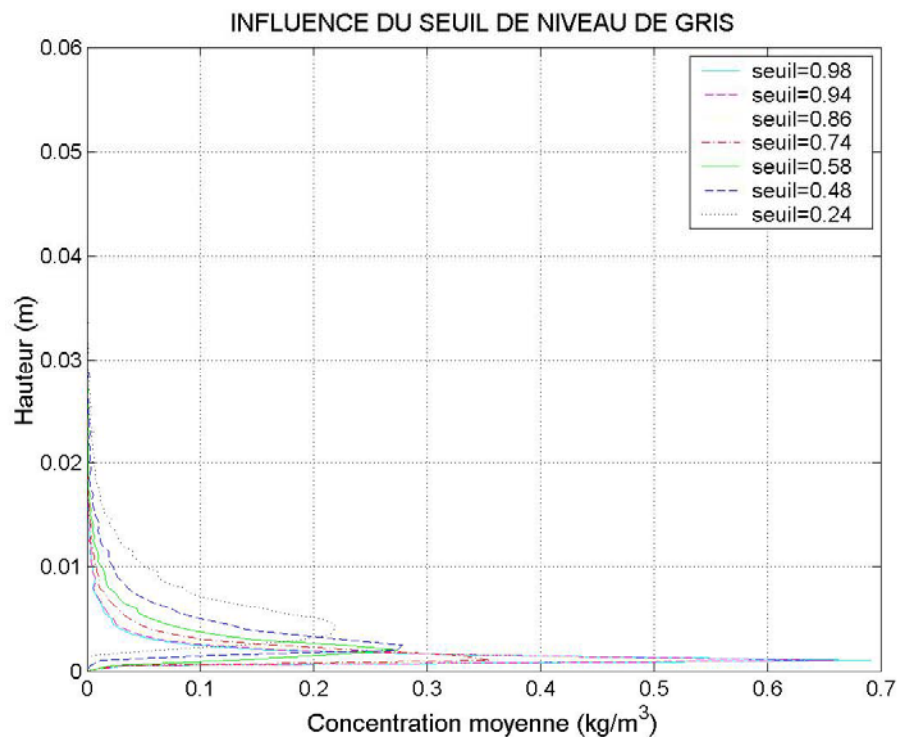


Figure 2.13 : Etude de l'influence du seuil sur la mesure pour des valeurs élevées de celui-ci (Film 0507PVC7). Les courbes de couleur bleue clair, rose et rouge montrent que la concentration commence par diminuer avec le seuil tandis que les courbes de couleur verte et bleue dessinent une nouvelle augmentation de l'intensité du pic de concentration.

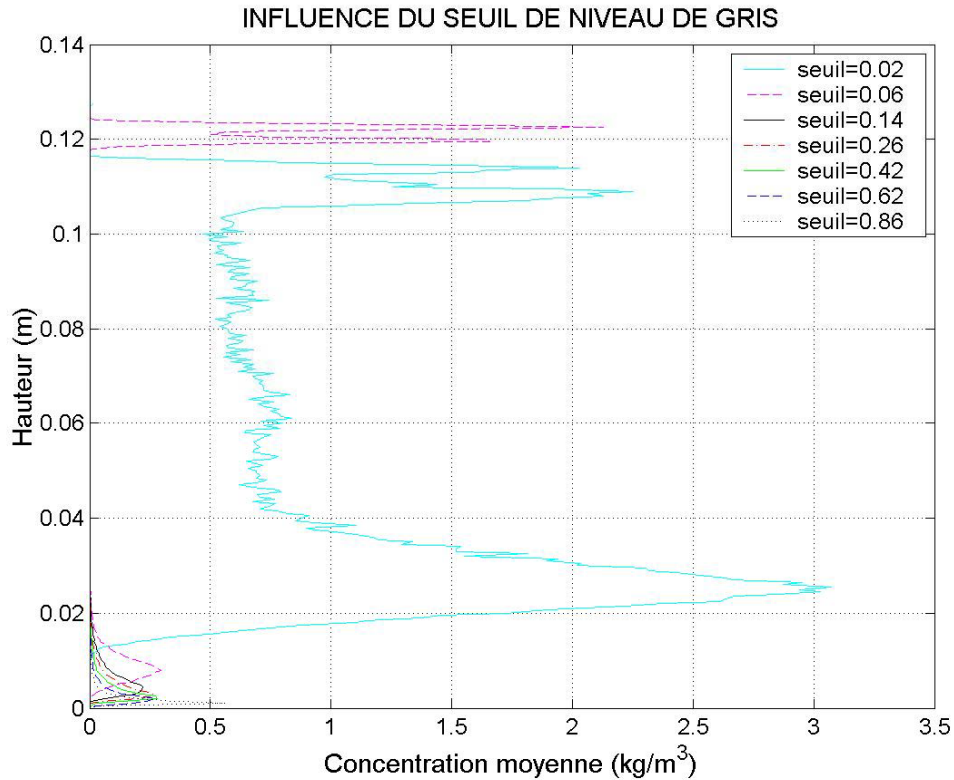
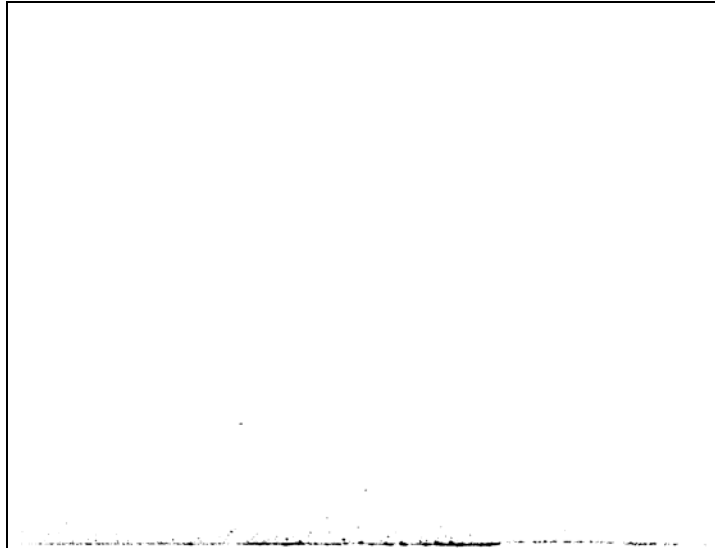
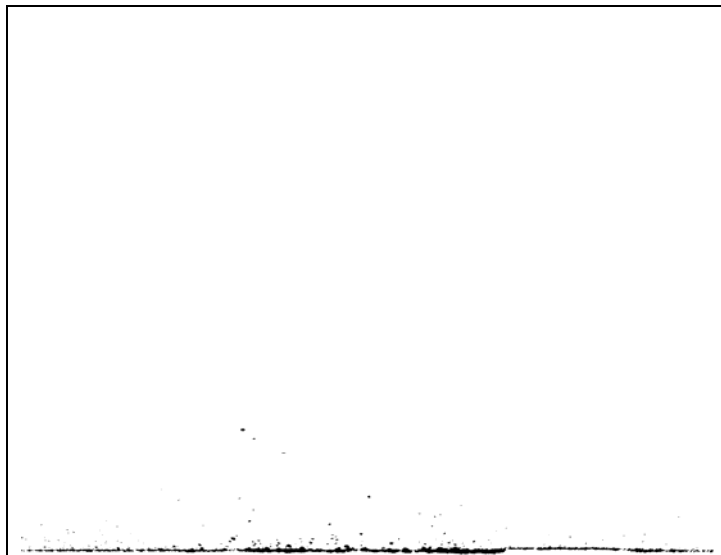


Figure 2.14 : Etude de l'influence du seuil sur la mesure pour des valeurs basses de celui-ci (Film 0507PVC7). Le courbe bleu clair et la courbe rose indiquent clairement l'apparition d'un bruit de fond conséquent pour les très basses valeurs du seuil (ici 0,02 et 0.06).

La visualisation sous W-IMA des images binaires permet d'interpréter l'évolution inattendue de la concentration avec le seuil pour les fortes valeurs de ce dernier. Un seuil élevé établit une sélection particulièrement sévère des zones à retenir (i.e. des pixels correspondant aux particules) en particulier au niveau du dépôt. Au lieu d'apparaître sous la forme d'une tâche uniforme, ce dernier prend alors l'aspect d'une ligne pointillée (figure 2.15). Si le seuillage par aire n'est pas suffisamment sélectif (ce qui est le cas ici puisque la valeur retenue est 100), les différentes portions de cette ligne peuvent être comptabilisées comme des particules. Plus le seuil diminue, plus les pointillés grossissent. Ils deviennent alors suffisamment gros pour être éliminé par le seuillage par aire et ne sont plus comptabilisé pour le calcul de la concentration (figure 2.16). Cette dernière a donc tendance à diminuer.



*Figure 2.15 : Image tirée du film 0705PVC7 pour un seuil de 240 (=0.94).*



*Figure 2.16 : La même image obtenue avec un seuil de 140 (=0.55)*

Pour des seuils en dessous de 0.45 pour le sable ou de 0.55 pour le PVC, la ligne du dépôt est cette fois continue et le pic de concentration prend en compte les particules situées juste au-dessus de ce dernier. La diminution du seuil permet alors de sélectionner des particules moins éclairées ce qui entraîne cette fois une augmentation de la concentration moyenne (figures 2.17 et 2.18).



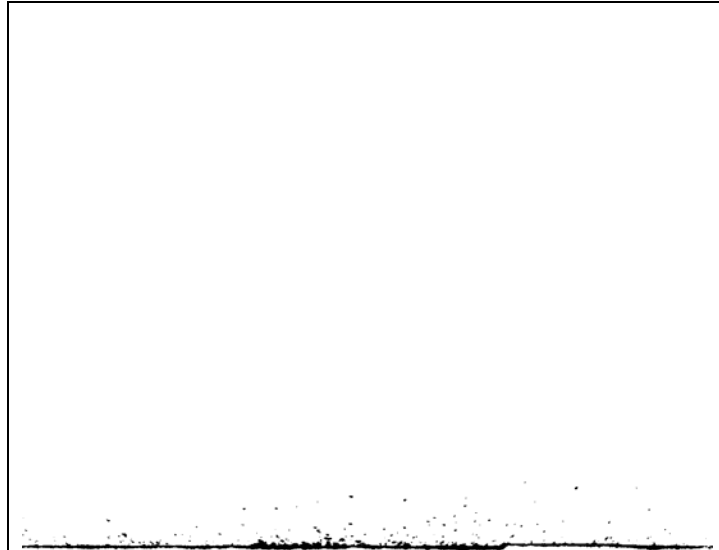


Figure 2.17 : Image tirée du film 0507PVC7 avec un seuil de 100 (=0.39)

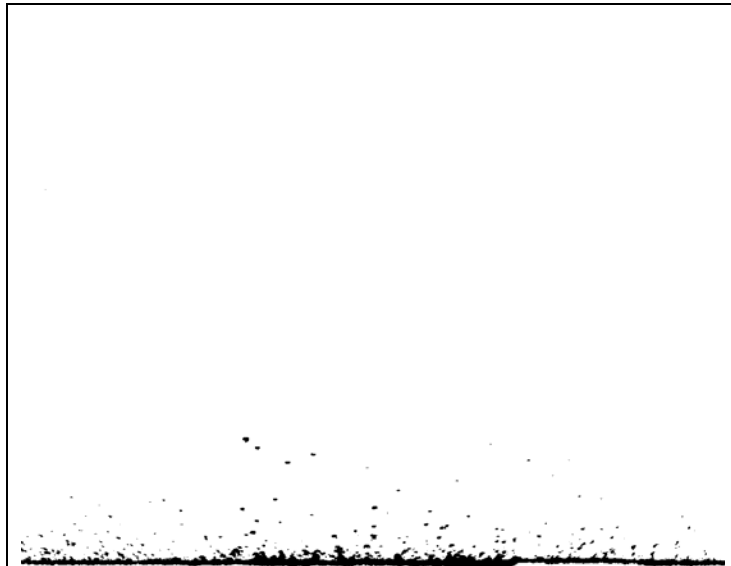


Figure 2.18 : La même image obtenue avec un seuil de 50 (=0.20)

On retrouve bien les deux tendances observées à partir des résultats du traitement d'images. Par ailleurs ce constat est corroboré par l'évolution de l'altitude du pic de concentration. En effet, pour les hautes valeurs du seuil de niveau de gris, le dépôt apparaît de manière trompeuse comme un ensemble de particules en mouvement à tel point que le pic de concentration se situe alors au niveau du sol. Or le pic de concentration apparaît plutôt au-dessus du dépôt dès que ce dernier est identifié comme un ensemble de particules inertes, c'est à dire comme un ensemble de particules suffisamment gros pour être éliminé par le seuillage par aire. Le seuil critique à partir duquel l'altitude du pic augmente constitue une valeur importante. Elle donne en effet une indication sur l'altitude du lit dans l'image et peut servir à caler les profils dans le référentiel de la soufflerie afin de leur associer convenablement un profil de vitesse. Cette hauteur pourra être comparée avec d'autres estimations de la hauteur du sol (voir § 2.3.6).

D'autre part, une fois le seuil de niveau de gris convenablement choisi, il apparaît également que le profil ainsi déterminé n'a de sens qu'au-dessus de l'altitude du pic de concentration. Dans la suite, le programme a donc été corrigé pour calculer directement la classe de hauteur où apparaît ce maximum de concentration. Les valeurs correspondantes sont données au § 2.3.6 qui dresse un bilan des limites de validité des profils obtenus.

L'étude réalisée sous Matlab permet alors de cerner une nouvelle gamme de seuils au sein de laquelle les hauteurs des pics de concentration sont significatives du comportement physique du transport de particules. Les deux plages de validité ainsi déterminées sont comparées au tableau 2.4. On constate que les plages obtenues avec la seconde méthode (Matlab) sont généralement plus larges que celles estimées visuellement.

Type de particules	Plages Matlab	Plages W-IMA
Sable	0.06 – 0.37	0.14 – 0.21
PVC	0.10 – 0.50	0.09 – 0.23

*Tableau 2.4 : Plages de seuils de niveau de gris pour chaque type de particules selon la méthode de détermination envisagée.*

Afin de sélectionner une valeur de seuil dans les gammes déterminées, le programme d'étude de l'influence du seuil a donc été relancé pour des plages plus restrictives avec des pas de 0.01 entre chaque seuil testé. Sur ces plages alors suffisamment restreintes (leur amplitude ne dépassant pas 0,08), l'influence du choix du seuil se trouve considérablement réduite (figure 2.19). En outre, le risque est plutôt de laisser échapper des particules et de sous-estimer la concentration sauf aux très petites valeurs du seuil où la comptabilisation de la zone bruitée en tant que particules peut amener au contraire à surestimer le nombre de ces dernières. Pour cette raison, il est plus indiqué de choisir un seuil faible au sein des plages indiqués, ces dernières excluant a priori les problèmes liés aux zones bruitées. Un tel choix permettra donc à un plus grand nombre de pixels d'intégrer la zone blanche, c'est à dire d'être comptés en tant que particules. La question qui se pose concerne le degré de confiance à accorder aux mesures effectuées avec un seuil choisi dans la « plage Matlab » et néanmoins hors de la « plage W-IMA ». Les faibles variations des mesures de concentration couplée à une faible évolution de l'altitude du pic pour des seuils compris entre 0.10 et 0.17 avec du sable (figure 2.19) a incité à s'aventurer légèrement au-delà des limites estimées visuellement. Ainsi, le tableau 2.5 consigne les valeurs retenues pour les différents types de particules utilisés.

Type de particules	Seuils retenus
Sable	0.11
PVC	0.20

*Tableau 2.5 : Seuils retenus lors du traitement d'images.*

Le profil ainsi déterminé n'est donc valable qu'au dessus de l'altitude du pic de concentration. Le programme a donc été corrigé pour calculer directement la classe de hauteur où apparaît ce maximum de concentration.

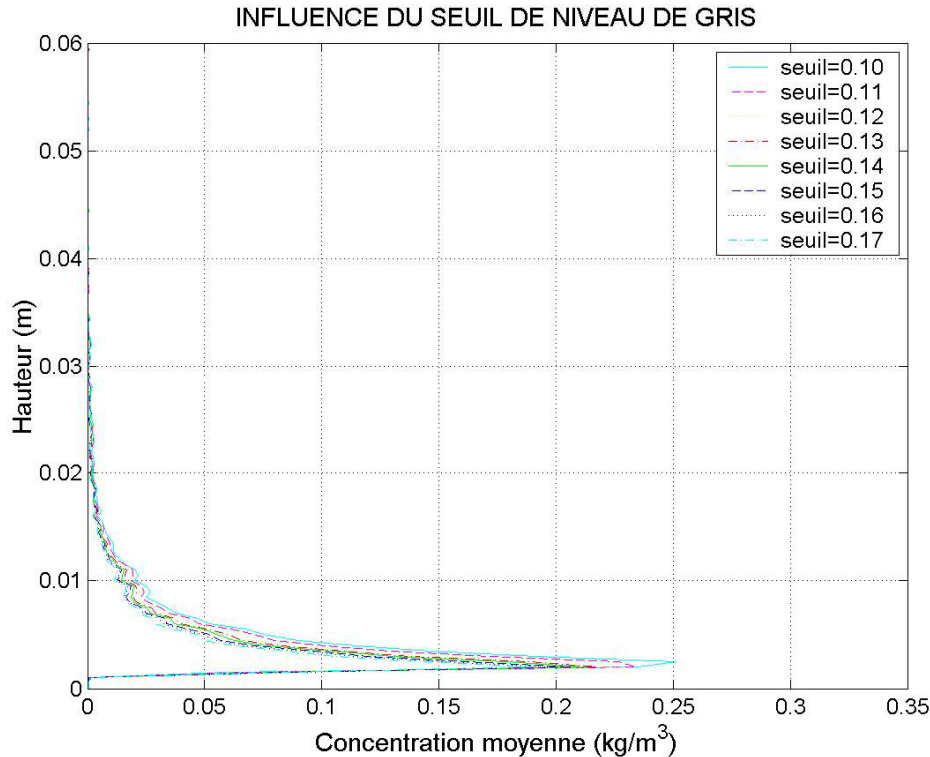


Figure 2.19 : Evolution de la concentration en fonction du seuil de niveau de gris pour des seuils compris entre 0.10 et 0.17 (Film 0507S3).

### 2.3.3 Influence de l'aire seuil

Le repérage des particules transportées est réalisé par l'intermédiaire d'un seuillage par aire des zones blanches de l'image. Les particules en mouvement n'ayant pas un grand nombre de voisines directes, elles sont avant tout matérialisées par des points tandis que les particules à l'arrêt forment un dépôt continu (voir la figure 2.20 par exemple). Cette condition n'est correctement remplie que si le seuil de niveau de gris appliqué au préalable a été correctement choisi (on vérifiera par exemple qu'il est bien inférieur à 0.45, pour les détails, voir le paragraphe précédent). Le dépôt représente une surface importante qui occupe toute la largeur de l'image (1280 pixels). Son aire est donc au minimum de 1280 pixels carrés. De manière un peu plus large, on peut s'attendre à ce qu'un seuillage par aire fondé sur un seuil de 1000 pixels carrés permette d'isoler les particules en mouvement et de ne compter que celles-là.

Une fois encore l'aire limite choisie par l'utilisateur peut influencer la valeur des concentrations estimées. On notera toutefois que le programme étant basé sur un comptage des particules, la prise en compte des vastes zones blanches matérialisant les particules à l'arrêt a toute les chances d'entraîner une erreur plutôt limitée sur le total (on comptera alors quelques particules en mouvement au lieu de 0 au niveau du dépôt). Pour les classes de hauteur situées juste au-dessus de ce dernier, la situation peut devenir plus critique mais on notera toutefois que l'erreur s'applique toujours dans le même sens et qu'elle conduit systématiquement à une sous-estimation de la concentration. L'influence de l'aire limite introduite par l'utilisateur a par ailleurs été étudiée de manière systématique. Un premier

calcul réalisé sur deux films tests a permis de comparer les résultats obtenus avec les seuils suivants : 5, 10, 20, 40, 80, 160, 320, 640. Les résultats obtenus pour les 100 premières images du film 0705S8 sont présentés sur la figure 2.20.

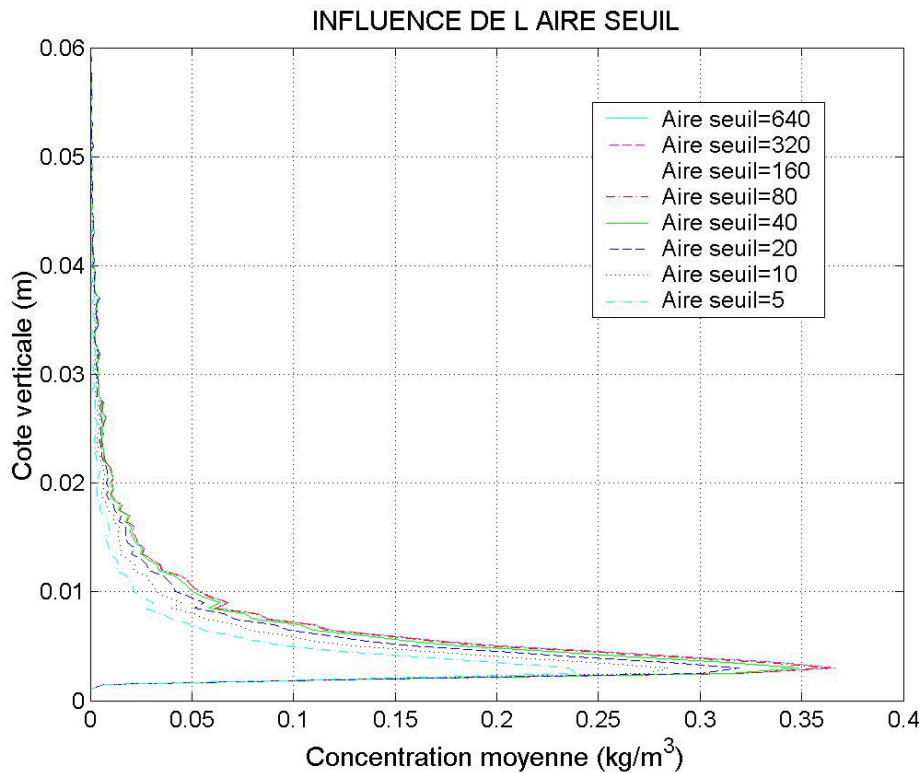


Figure 2.20 : Concentration mesurée en fonction du filtrage par aire.

On retrouve ainsi une tendance plutôt intuitive : les concentrations obtenues sont plus faibles pour les valeurs de seuil les plus basses (et donc plus sélectives). Comme suggéré précédemment, les résultats convergent fortement dès qu'on se place au-dessus de 10 ou 20. Ainsi, les valeurs de concentration obtenues avec une aire limite de 640 pixels carrés restent proches de celles estimées avec un seuil de 40 pixels carrés. Conformément à ce qui a été dit au paragraphe 2.3.2, on attend un flou de bougé pouvant atteindre 10 fois le diamètre des particules. Ce dernier ayant une taille caractéristique proche de celle représentée par un pixel, l'aire d'une particule peut facilement atteindre 10 à 30 pixels carrés (ce qui rejoint d'ailleurs a peu près l'ordre de grandeur indiqué ci-dessus). Dans la suite, et afin de s'affranchir des effets de coalescence des particules engendrés par le seuillage préliminaire, une aire limite de 100 pixels carrés a été retenue.

#### 2.3.4 Influence de la largeur de l'image

D'après Butterfield, 1991, le flux de particules est marqué par des instabilités y compris en régime permanent. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, l'étude temporelle d'un phénomène instationnaire suppose de décrire les échelles de temps qui le caractérisent afin de se placer sur des intervalles d'observation cohérent avec les fluctuations qu'on cherche à étudier.

Il est important de noter que la mesure de concentration effectuée par traitement d'images ne constitue en aucun cas une mesure ponctuelle. En effet, l'estimation de la concentration réalisée sur une image correspond au calcul d'une moyenne spatiale sur la largeur de l'image (soit 15 cm). D'après les hypothèses de Taylor, cette échelle spatiale peut-être ramenée à une échelle temporelle qui correspond au temps mis par une particule pour traverser le champ de la caméra (hypothèses de la turbulence gelée). Ce temps a été estimé à 0.03 seconde ce qui à 500 Hz représente 15 images (voir § 2.2.3). Dans l'hypothèse qu'une particule apparaissant pour la première fois sur l'image  $i$  se retrouve nécessairement sur plusieurs images successives (les images  $i+1$  à  $i+n$  par exemple), la mesure « instantanée » de concentration réalisée sur chaque image correspond en fait à une moyenne glissante sur 0.03 seconde réalisée avec un pas de temps de 0.002 seconde. On notera que la période de calcul (0.03 s) est alors un facteur plus limitant que le temps d'acquisition (0.005 s au maximum). On pourrait alors s'attendre à ce que certaines fréquences du spectre de concentration soient affectés, en particulier celles qui correspondent à des multiples entiers de  $1/0.03 \approx 30\text{Hz}$ .

On rappelle toutefois que certaines particules ne sont pas conservées d'une image à l'autre du fait des fluctuations de vitesse transversale. Ainsi certaines particules « disparaissent » de la série d'images au milieu de leur traversée du champ filmé tandis que d'autres « apparaissent » ailleurs que sur le bord d'entrée. Ce phénomène supprime une partie des corrélations susceptibles d'exister entre deux images successives et diminue d'autant le risque que le temps de traversée de l'image joue un rôle majeur dans les résultats. L'influence de ce dernier a néanmoins été testée de manière explicite.

A cette fin, l'estimation de la concentration n'a été effectuée que sur une partie limitée de l'image, cette dernière étant constituée d'une bande verticale centrée sur le milieu du champ et dont la largeur est à l'initiative de l'utilisateur. D'après les hypothèses de Taylor, changer la largeur de l'image correspond alors à faire varier le temps caractéristique de traversée du champ et donc la période des moyennes glissantes. La largeur de l'image a donc été progressivement diminuée afin que la période de calcul de la moyenne glissante soit réduite jusqu'à devenir comparable au temps d'acquisition (figure 2.21).

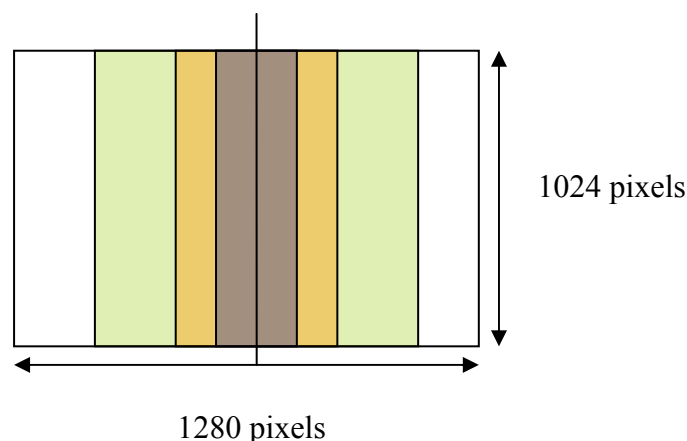


Figure 2.21 : Représentation des différentes largeurs d'image étudiées.

Les essais ont été effectués pour des largeurs d'image variant entre 10 et 1280 pixels en doublant à chaque fois la largeur considérée. Cette étude d'abord été menée sur les 100 premières images des films concernés (figure 2.22a) puis sur l'intégralité de ces derniers

(figure 2.22b). Le temps caractéristique de traversée du champ représenté par 10 pixels est d'environ  $2.10^{-4}$  s.

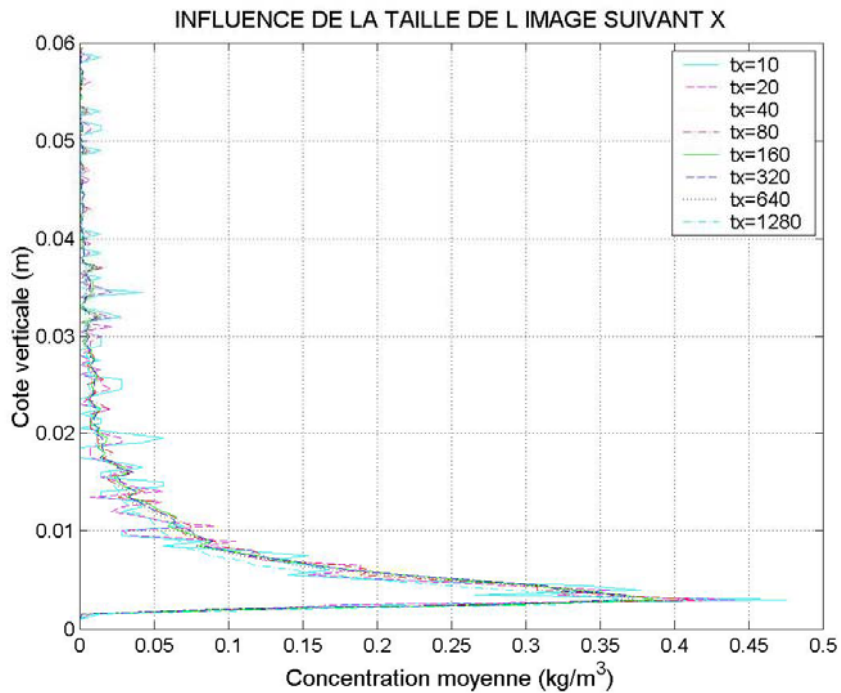


Figure 2.22a : Profils de concentration pour différentes largeurs d'image (film 0507S8). Test réalisé sur les 100 premières images du film.

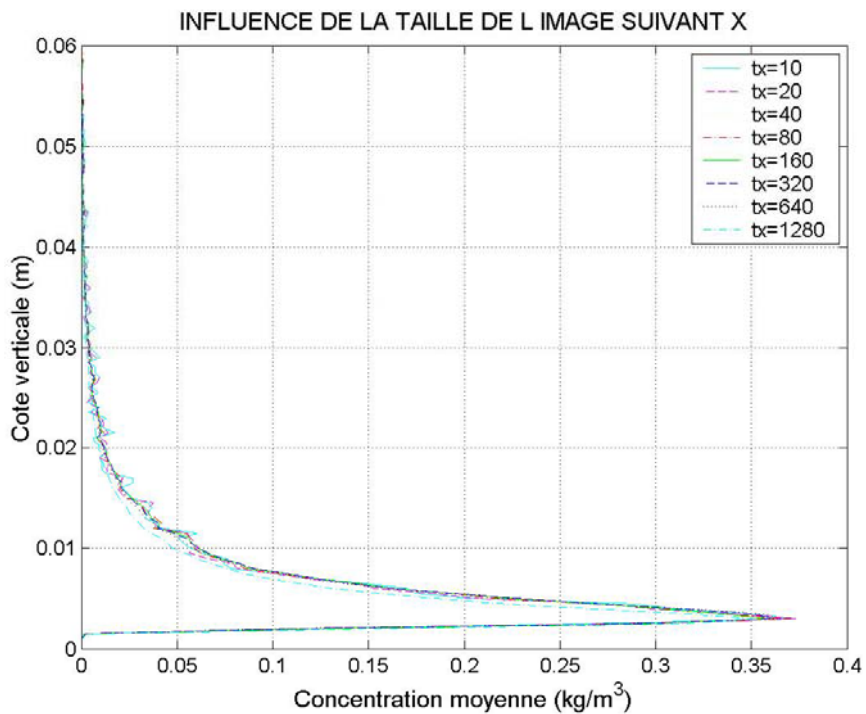


Figure 2.22b : Profils de concentration pour différentes largeurs d'image (film 0507SL8). Test réalisé sur 1600 images.

On constate que l'estimation des concentrations moyennes donne des résultats plus élevés pour les bandes les plus étroites (à savoir 10 ou 20 pixels) En règle générale, les profils sont de moins bonne qualité quand ils sont réalisés avec des bandes plus étroites du fait du faible nombre de particules prises en compte pour l'estimation. La réalisation du calcul sur un plus grand nombre d'images permet d'éliminer en grande partie la dispersion des mesures dans la partie haute du profil et de retrouver des courbes satisfaisantes comme le montre les résultats obtenus avec 1600 images.

En effet, diminuer la largeur de l'image entraîne inévitablement une augmentation de l'incertitude du fait que l'estimation de la concentration est réalisée à partir d'un plus petit nombre de particules. L'intégration spatiale des fluctuations du transport est donc nettement réduite. Cet inconvénient peut être neutralisé en augmentant le nombre d'images utilisées pour le test. On compense ainsi la faible intégration spatiale par une intégration temporelle satisfaisante.

Enfin on notera que des défauts éventuels de l'éclairage pourraient également jouer un rôle dans la dispersion des mesures en fonction de la taille de l'image. Ainsi, un défaut de parallélisme entre le plan du capteur et celui de la nappe laser ou l'hétérogénéité de la répartition de l'énergie lumineuse pourrait rendre le procédé de mesure moins efficace sur certaines parties de l'image engendrant une sous-estimation de la concentration dans ces zones particulières. La sélection d'une bande réduite de l'image écarterait alors ces parties de l'image et entraînerait une estimation plus forte de la concentration. Dans ce cas, la position de la bande est supposée influencer le résultat du calcul.

### *2.3.5 Influence de la position de la bande verticale sélectionnée*

L'influence de la largeur de l'image sur les résultats ayant été l'occasion de plusieurs interprétations, une série d'essais supplémentaires a été effectuée pour connaître cette fois l'influence de la position de la bande sélectionnée. En effet, si la cause du phénomène décrit précédemment réside dans l'hétérogénéité de l'éclairage, la position de la bande va jouer un rôle primordial dans le calcul final. Conformément aux observations réalisées plus haut, un essai a été effectué sur les 1600 images de quelques films. Une bande de 160 pixels a été sélectionnée pour effectuer le calcul de concentration. Cette bande a été déplacée de gauche à droite par pas de 160 pixels (ce qui conduit à 8 itérations).

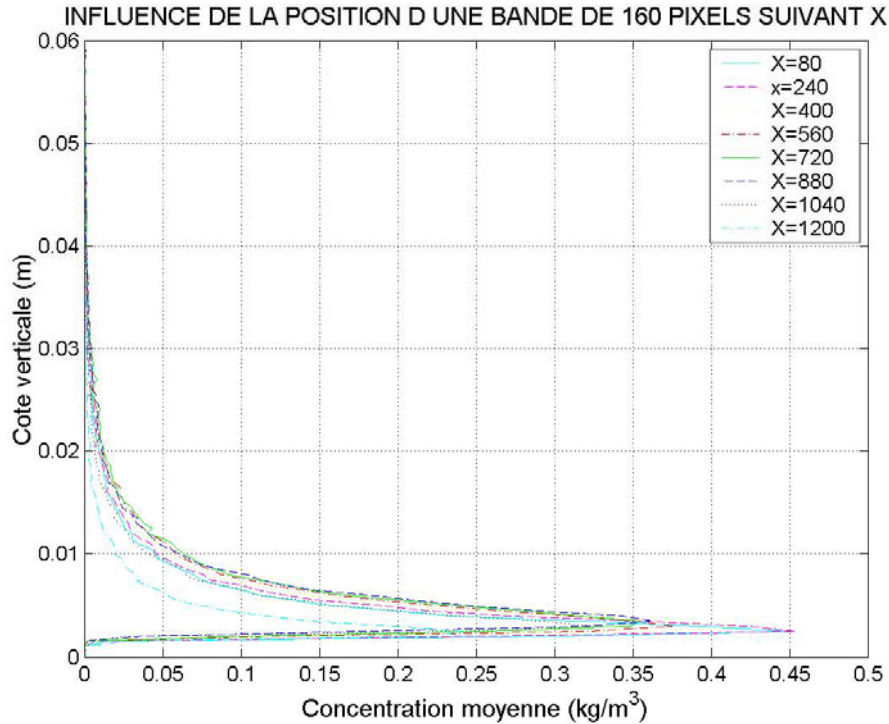


Figure 2.23 : Influence de la position de la bande sélectionnée sur la mesure de concentration. Les deux bandes les plus à gauche (courbes cyan et magenta) ont donné un résultat plus élevé que la moyenne tandis que la bande la plus à droite (courbe cyan discontinue) indique une concentration plus faible.

Comme le montre la figure 2.23, la position de la bande utilisée a donc une influence notable sur le résultat du calcul effectué puisque le rapport entre le minimum et le maximum enregistré dépasse 2. Cette dispersion des résultats est probablement due à un défaut de parallélisme entre le plan du capteur et celui de la nappe Laser. Il en résulte une hétérogénéité de la puissance d'éclairage dans la zone de netteté définie par l'objectif (cette dernière étant très étroite du fait de l'ouverture utilisée). A ce titre réduire la taille de l'image augmente les chances d'éviter ce type de désagrément. Cela dit, la plus grande partie de l'image reste éclairée de manière uniforme comme le montre la superposition des courbes de couleur rouge, verte, bleue et noire.

L'hypothèse que la différence de concentration entre la partie gauche et la partie droite de l'image soit due à un éventuel dépôt des particules sur le sol au cours de la traversée de l'image a été exclue pour deux raisons. D'une part, le phénomène de dépôt aurait conduit de manière privilégiée à une diminution progressive de la concentration. On aurait alors observé une décroissance plus régulière au fur et à mesure du déplacement de la fenêtre observée. D'autre part, l'ordre de grandeur de la diminution de concentration amène à un épaissement beaucoup trop lent du dépôt. En effet, en supposant que la chute de concentration de 0.45 à 0.35  $\text{kg.m}^{-3}$  observée entre les courbes magenta et cyan d'une part et bleue, rouge, verte et noire d'autre part, est entièrement due au dépôt de particules contenues dans la même classe de hauteur (ce qui paraît vraisemblable compte tenu des profils présentés à la figure 2.23), on peut estimer que 0.10  $\text{kg.m}^{-3}$  se déposent en moyenne en 2 secondes sur une longueur représentée par 160 pixels. Le volume d'où proviennent les particules mesure alors  $(160 \times 125 \times 10^{-6}) \times (2 \times 10^{-3}) \times (4 \times 125 \times 10^{-6}) = 20 \times 10^{-9} \text{ m}^3$ . On dépose donc  $2 \times 10^{-9} \text{ kg}$  de particules en deux secondes ce qui, pour une masse volumique apparente de  $1300 \text{ kg.m}^{-3}$



représente un volume de  $1.5 \times 10^{-12} \text{ m}^3$  sur une surface de  $39.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ . Le dépôt croîtrait donc de  $3.8 \times 10^{-8} \text{ m}$  toutes les deux secondes, soit d'environ  $68 \text{ }\mu\text{m}$  par heure... ce qui représente une épaisseur inférieure ou diamètre moyen d'un grain.

### 2.3.6 *Domaine de validité des profils de concentration.*

Les paragraphes précédents ont fait le point sur l'influence de différents paramètres régissant le cours du traitement d'images, en particulier le seuil de niveau de gris et l'aire seuil. Comme on l'a vu, ces paramètres vont influencer la manière dont sont comptées les particules en mouvement et donc la manière dont est défini le dépôt reposant au fond de la soufflerie. La hauteur de ce dernier va alors constituer une hauteur résiduelle en dessous de laquelle les résultats calculés par la suite n'auront pas de signification physique. Deux hauteurs spécifiques devront donc être identifiées sur les images obtenues : la hauteur du sol, afin de pouvoir recalculer le profil de concentration dans le repère du laboratoire et la hauteur résiduelle au-dessus de laquelle ce même profil aura un sens.

Comme évoqué au paragraphe 2.3.2, les profils de concentration déterminés par traitement d'image présentent un maximum bien marqué à une hauteur proche du sol. Or la concentration est supposée décroître avec la hauteur. L'altitude du pic de concentration sera donc prise pour limite inférieure du domaine de validité du profil.

Le tableau 2.6 récapitule les paramètres permettant de définir les zones de l'image sur lesquelles le flux de particules peut être étudié. Il spécifie entre autres l'altitude du pic de concentration au-dessus de laquelle le profil établi est valable et l'altitude du sol déterminée de quatre manières différentes. La première (1) est établie à partir d'un échantillon d'images sélectionné aléatoirement dans le film. L'altitude du sommet du dépôt est estimée avec le logiciel W-IMA sans traitement préalable de l'image. La seconde (2), est identique à la première mais la mesure de hauteur est cette fois réalisée après seuillage (pour le choix du seuil, se référer au tableau 2.4). Dans la troisième (3), la hauteur du sol est déduite des images de la mire, c'est-à-dire sans dépôt. On attend donc une altitude plus faible qu'avec la première méthode, elle-même donnant des résultats plus faibles que la seconde. La quatrième méthode (4) consiste à repérer l'altitude du pic de concentration pour des seuils élevés (supérieurs à 0.5), comme indiqué au paragraphe 2.3.2. Toutes les altitudes sont données en pixels. Les points d'interrogation indiquent des valeurs aberrantes. La référence du film mentionne sa date de réalisation (sous la forme AA/MM), un indicatif du type de particules utilisé et un numéro spécifique. S et SL différencient respectivement les films réalisés avec du sable sur lit court ou sur lit long.

Tous les films présentés ont été réalisés à 500 Hz. Dans le cas de l'utilisation d'un lit long, on notera que la formation assez rapide de rides ou de *ripples* enlève une grande partie du sens physique qu'on peut donner à l'altitude du sol. Du fait des difficultés spécifiques rencontrées dans ce cas de figure, les expériences sur lit long n'ont pas été exploitées par la suite.

<i>Film</i>	<i>N° Profil</i>	<i>u* (m.s<sup>-1</sup>)</i>	<i>Altitude du pic de concentration</i>	<i>Altitude du sol 1</i>	<i>Altitude du sol 2</i>	<i>Altitude du sol 3</i>	<i>Altitude du sol 4</i>
0507PVC3	5	0.33	16-19	14	31	10	
0507PVC4	3	0.33	20-23	14	31	10	
0507PVC7	7	0.36	20-23	14	31	10	
0507PVC10	9	0.41	20-23	14	31	10	
0507S3	8	0.41	20-23			10	12
0507S4	3	0.33	20-23			10	12
0507S6	7	0.36	20-23	13	18	10	12
0507S7	9	0.41	20-23	15	23	10	12
0507S8	2	0.39	24-27	15	27	10	12
0507SL2			200-203				192
0507SL3			204-207				188-192
0507SL4			188-191				176-180
0507SL5			184-187				168
0507SL6			184-187				168
0507SL7			192-195				160-168
0507SL8			164-167				160-168
0507SL9			8???				156-164

*Tableau 2.6 : Récapitulation des paramètres utilisés pour le traitement des images. Les altitudes sont données en pixels.*

A la lecture du tableau, on retrouve la plupart du temps les tendances attendues : ainsi la première méthode de détermination de l'altitude du sol donne bien des résultats compris entre ceux issus des méthodes 2 et 3. En outre, l'altitude du pic de concentration correspond souvent à celle du sol déterminée avec la méthode 2, c'est-à-dire à partir des images seuillées. La méthode fondée sur l'altitude du pic de concentration pour des seuils élevés (méthodes 4) donne quant à elle des ordres de grandeurs cohérents avec les autres résultats. D'après ce qui a été dit plus haut, on peut estimer que la différence entre la hauteur du pic de concentration et l'altitude du sol déterminée à partir des images de la mire (méthode 3), va donner une majoration de la zone exclue par la méthode de traitement. D'après les données présentées dans le tableau 2.5, ce décalage peut atteindre 21 pixels soit un maximum de 2.63 millimètres. La zone écartée de l'étude reste donc tout à fait limitée.

## II.4 Résultats et discussion

### 2.4.1 Remarques générales sur les images et les résultats présentés

Dans toute la suite, les effets dynamiques des particules dominent largement la viscosité du fluide puisque l'ordre de grandeur du nombre de Stokes est ici  $10^4$ .

En outre, il est important de noter que malgré la très faible épaisseur des dépôts (à peine quelques  $D_p$ ), il est possible de distinguer des rebonds de particules sur le sol ou ce qui semble être des éjections de grains de sable ou de billes de PVC précédemment déposés. Pour ces faibles vitesses, les fluctuations de la vitesse transversale de l'écoulement sont moindres et les particules apparaissent souvent sur une dizaine voire une quinzaine d'images successives (ce qui correspond à des durées comprises entre 20 et 75 ms). Cela dit, quand une particule touche le sol, le choc peut occasionner un léger changement de direction qui fait sortir la particule du plan d'éclairage.

Ces remarques montrent d'une part qu'on pourra parler de saltation en tout point du lit de l'image et d'autre part que la diversité des comportements des particules rend hasardeux de se fier aux observations directes du film. Aucun résultat autre que ceux issus du traitement automatique décrit ci-dessus ne seront donc commentés.

### 2.4.2 Profils de concentration

Le traitement d'images présenté au paragraphe 2.3.1 permet de déterminer le profil moyen de concentration concernant un film donné. On peut alors en déduire le profil moyen de gradient de concentration et l'évolution temporelle de la fluctuation à une hauteur  $h$  donnée (en soustrayant la concentration moyenne à la concentration obtenue sur chaque image classe de hauteur par classe de hauteur).

Les figures 2.24a et 2.24b montrent les profils de concentration moyenne obtenus pour des particules de sable puis pour des particules de PVC.

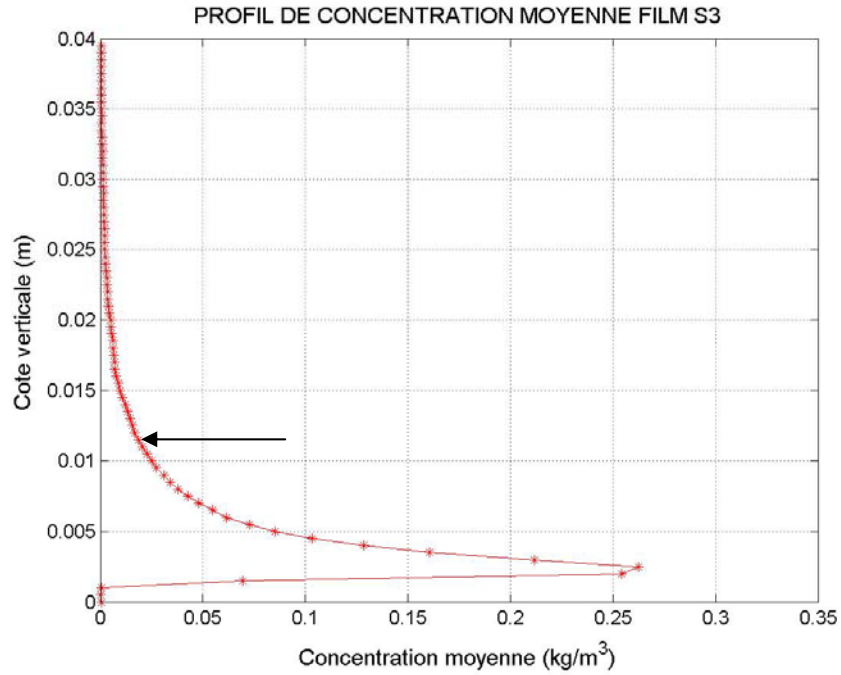


Figure 2.24a : Profil de concentration réalisé avec le film 0507S3.

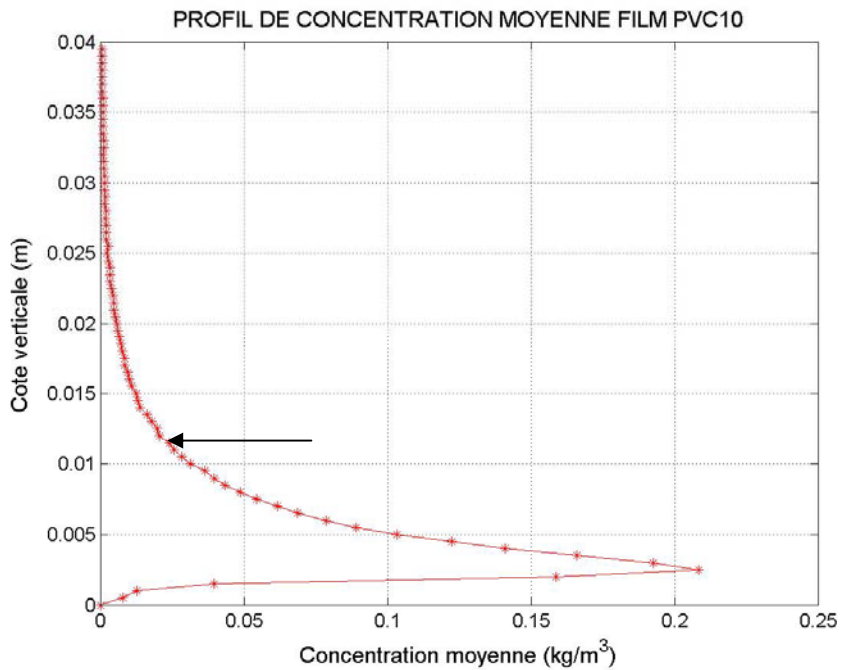


Figure 2.24b : Profil de concentration réalisé avec le film 0507PVC10.

Ces deux profils permettent un premier commentaire sur les valeurs des concentrations. Dans le repère de la soufflerie, à 1 cm de haut (flèche noire), on trouve des concentrations de  $19 \text{ g.m}^{-3}$  pour le sable et de  $20 \text{ g.m}^{-3}$  pour le PVC. En admettant que la vitesse des particules était respectivement  $4.5$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$  pour chaque type de particule, on trouve des flux de l'ordre de  $85.5 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $100 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Ces ordres de grandeurs sont comparables avec ceux trouvés par Rasmussen et Sorensen (1999) *in situ*. D'autre part, en évaluant la vitesse des particules à  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  à l'altitude du pic de concentration, on trouve un flux de  $650 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  pour le sable

et de  $525 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  pour le PVC. Ces mesures peuvent être comparées à celles de Butterfield (1991) qui trouve des flux de sable compris entre  $615$  et  $1538 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  sur les 13 premiers millimètres au-dessus du lit, pour des grains centrés sur un diamètre moyen de  $150\mu\text{m}$  et des vitesses de frottement comprises entre  $0.27$  et  $0.44 \text{ m.s}^{-1}$ . Butterfield (1991) travaillant avec un lit long, il a la possibilité d'atteindre la saturation ce qui n'est pas notre cas. On s'attend donc que les ordres de grandeurs déterminés à partir de nos expériences soient en dessous de ceux exposés par l'auteur. Cela dit, la vitesse des particules ayant été déduite de la vitesse du fluide, les estimations de flux qui caractérisent nos expériences sont nécessairement surestimées.

D'autre part, on rappelle que les mesures présentées aux figures 2.24a et 2.24b n'ont subi aucune calibration ce qui serait néanmoins souhaitable pour mener une étude quantitative sur le flux massique. Dans la suite, nous nous intéresserons essentiellement à la forme générale des profils et à la réponse fréquentielle des fluctuations c'est à dire à des mesures relatives de la concentration. Le procédé de mesure menant à des ordres de grandeurs réalistes, il n'a pas été davantage étalonné.

En outre, on observe qu'au-dessous d'un certain seuil d'altitude compris entre  $1$  et  $2 \text{ cm}$ , les profils de concentration moyenne ne suivent plus une loi puissance de la hauteur. Les figures 2.25a et 2.25b permettent en effet de distinguer trois zones distinctes sur les profils. La première de ces zones concerne le sommet du profil. Il s'agit d'une zone bruitée où les concentrations mesurées sont trop faibles compte tenu de notre procédé de mesure et pour laquelle la taille caractéristique des classes de hauteur n'est sans doute pas adaptée. La seconde est constituée de la partie du profil comprise entre  $5$  et  $1$  ou  $2$  centimètres et pour laquelle l'évolution de la concentration en fonction de la hauteur peut être décrite par une loi puissance. Enfin, la zone la plus proche de la paroi se distingue par un nouveau comportement.

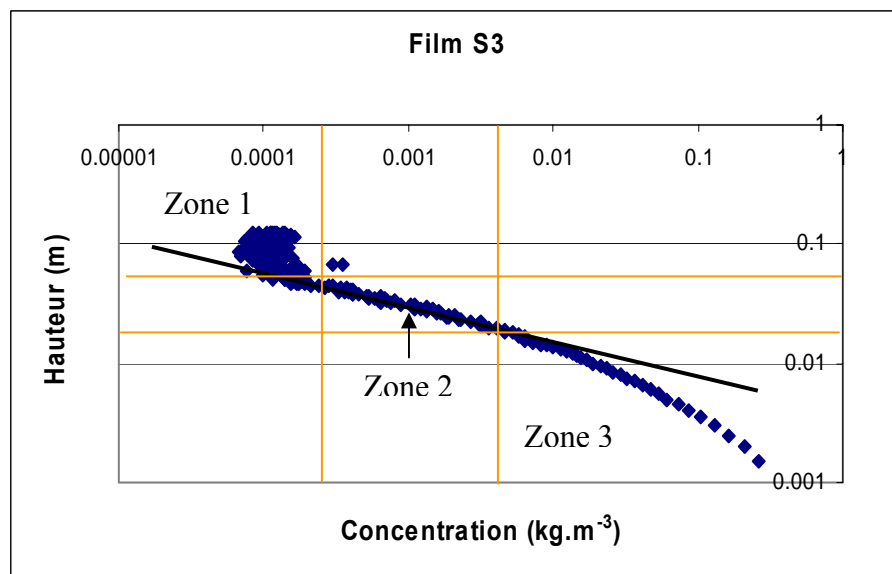


Figure 2.25a : Représentation en échelle log du profil de concentration du film 0507S3

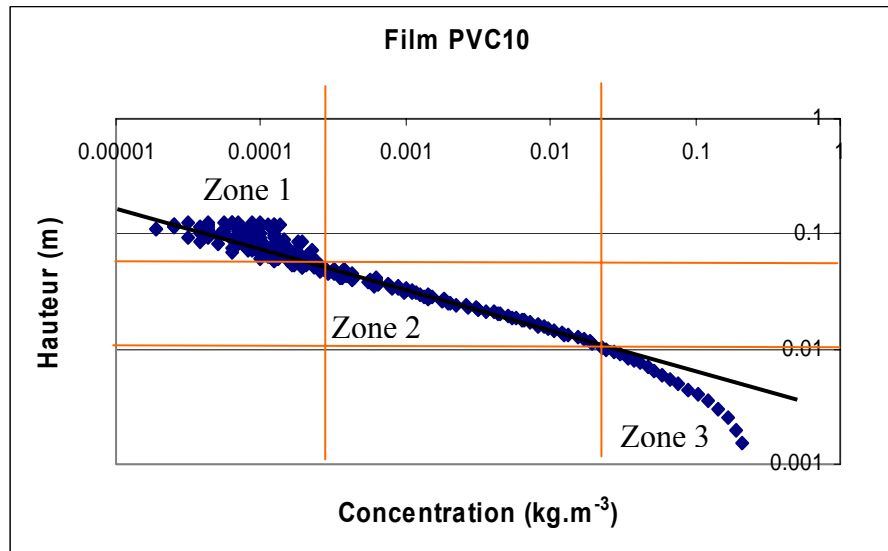


Figure 2.25b : Représentation en échelle log du profil de concentration du film 0507PVC10

Les figures 2.25a et 2.25b mettent en évidence les spécificités de la couche de saltation. On distingue ainsi que la relation générale qui donne la forme du profil de concentration dans la couche de diffusion (équation 1.43 rappelée ci-dessous) n'est plus valable en dessous d'une certaine hauteur seuil.

$$\frac{C}{C_{réf}} = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$$

avec C la concentration volumique, z, l'altitude,  $\sigma_s$ , le nombre de Schmidt turbulent et  $U_F$ , la vitesse de chute de la particule. On estime que  $u_*$  vaut  $0.41 \text{ m.s}^{-1}$  pour les deux expériences présentées. La constante de Von Karman  $\kappa$  est prise égale à 0.41.

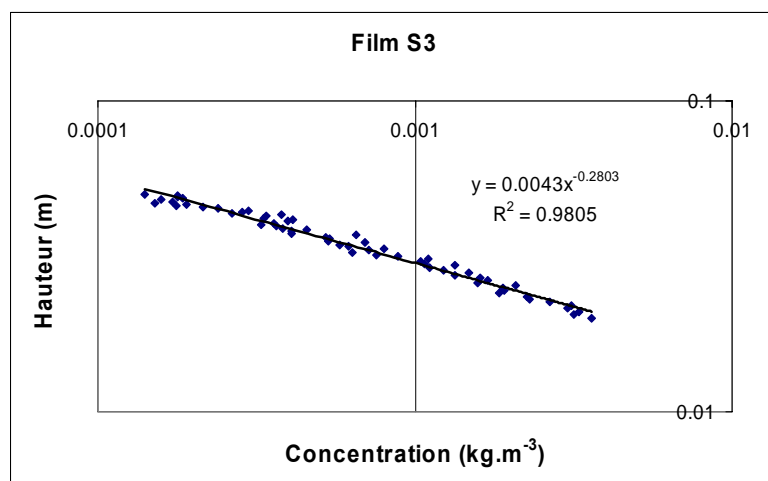


Figure 2.26a : Zone 2 du profil obtenu avec le film 0507S3

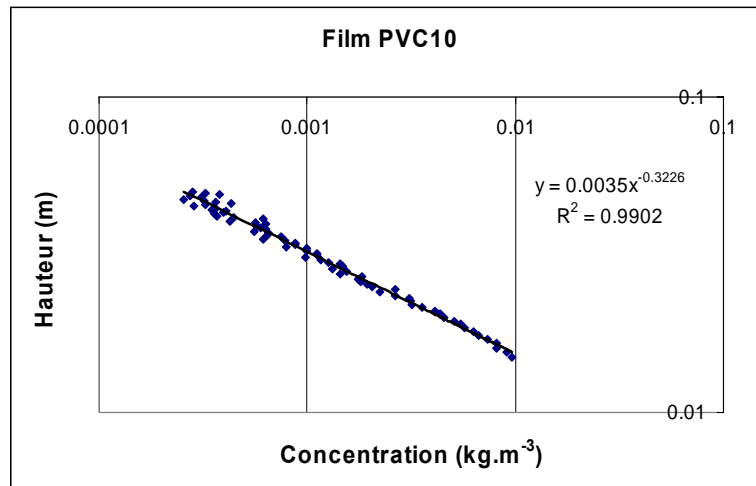


Figure 2.26b : Zone 2 du profil obtenu avec le film 0507PVC10

En outre, en ne conservant que les données de la zone 2 des profils ci-dessus, on peut déterminer l'exposant de la loi puissance qui décrit chacun de ces derniers. On trouve -0.28 pour le sable et -0.32 pour le PVC. En utilisant de manière abusive l'équation (1.43) rappelée ci-dessus on trouve :  $\sigma_s \times U_F = 0.6$  pour le sable et  $\sigma_s \times U_F = 0.5$  pour le PVC. On prendra soin de noter que les graphiques représentant la hauteur en fonction de la concentration, l'exposant de la relation (1.43) correspond aux valeurs expérimentales -1/0.28 pour le sable et -1/0.32 pour le PVC. Une fois de plus, ces estimations donnent des ordres de grandeurs raisonnables et qui plus est, elles sont tout à fait cohérentes avec celles de Martinez et Naaim (1995) pour le PVC. Par conséquent, on peut estimer que la loi puissance qui caractérise le profil de concentration dans la couche de diffusion (équation 1.43) peut être prolongée dans la partie supérieure de la couche de saltation.

#### 2.4.3 Autres résultats généraux : profils de gradient, fluctuations temporelles

L'établissement des profils de concentrations (figures 2.24a et 2.24b) a permis de déterminer dans le même temps les profils du gradient de la concentration moyenne (figure 2.27a et 2.27b). Conformément à ce qui a été dit de la zone de validité des profils de concentration, les profils de gradients ne sont exploitables que pour les altitudes supérieures à celle où le gradient atteint son minimum (environ 0.25 ou 0.3 mm sur les graphes présentés).

On remarque ainsi que le premier centimètre au-dessus sol est affecté par des gradients de concentration extrêmement importants. C'est donc une zone où la mesure s'avère délicate et pour laquelle la taille et la position des volumes de contrôles est susceptible de jouer un rôle, du moins au niveau des mesures instantanées.

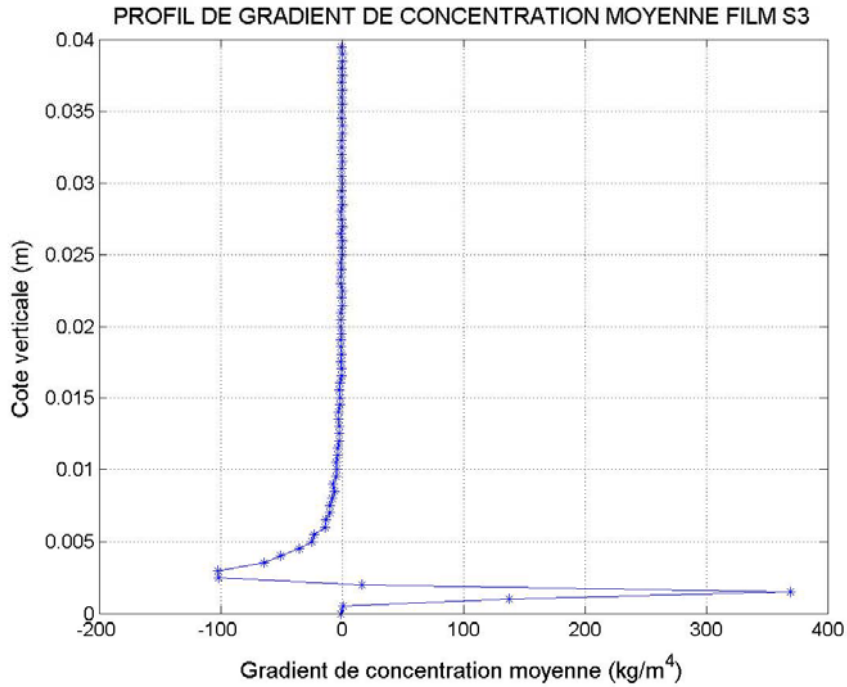


Figure 2.27a : Gradient vertical de concentration calculé sur le film 0507S3.

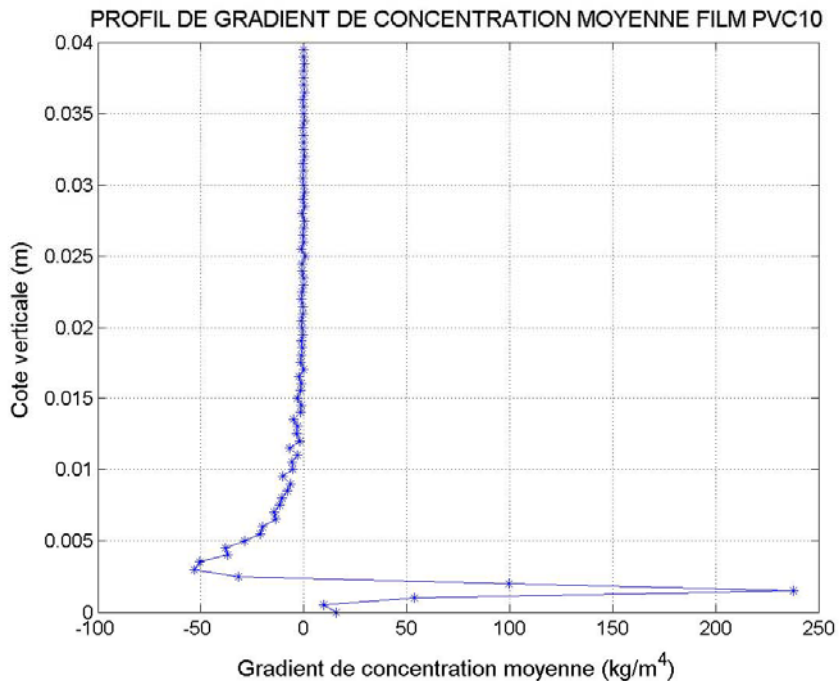


Figure 2.27b : Gradient vertical de concentration calculé sur le film 0507PVC10.

Les figures 2.28a et 2.28b, présentent les fluctuations temporelles de concentrations. Sur chacun des graphes présentés, on distingue que les mesures sont affectées d'un bruit haute fréquence dont l'origine peut être imputée au choix de boîtes de comptage trop petites (difficulté classique que l'on rencontre pour mesurer la concentration d'une phase dispersée dans les zones de fort gradient). A ce titre, les dimensions plutôt réduites des volumes de contrôle retenus pour le comptage des particules peuvent être incriminées. On notera



néanmoins que la concentration de sable semble présenter des oscillations plus ou moins périodiques sur des périodes de 0.5 à 1.5 seconde ce qui correspond à des fréquences caractéristiques de 0.66 à 2 Hz. Par la suite, la bande de fréquence allant de 0.5 à quelques centaines de hertz sera plus systématiquement étudiée.

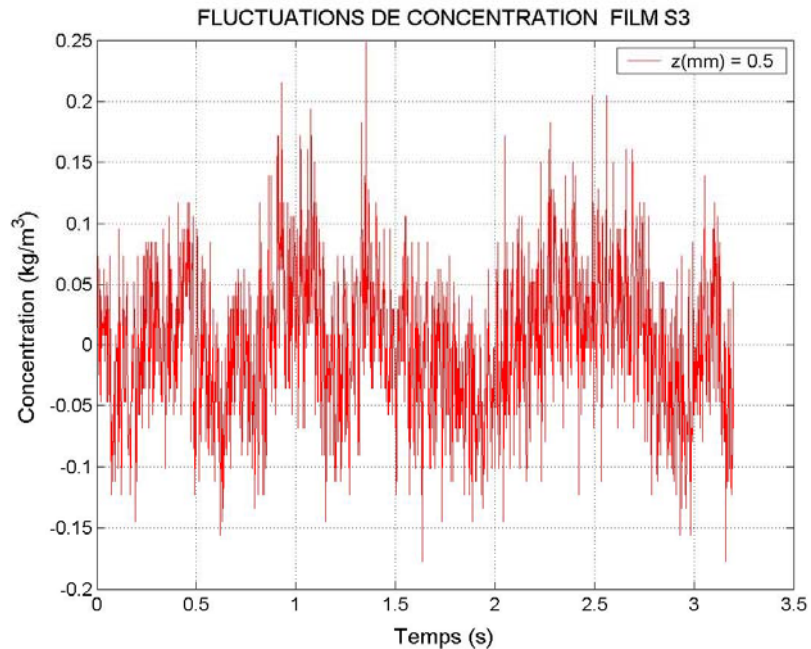


Figure 2.28a : Fluctuations temporelles de la concentration à l'altitude du pic de concentration. Ces résultats ont été obtenus avec le film 0507S3.

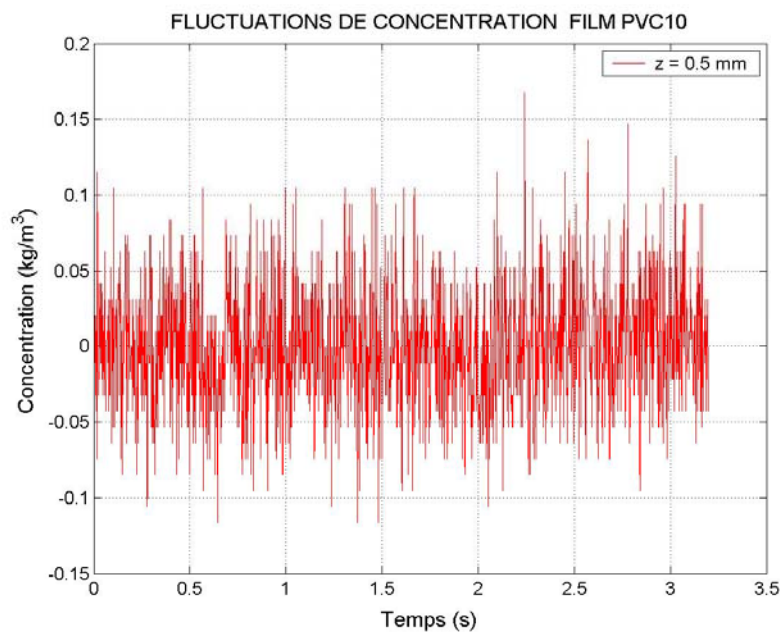


Figure 2.28b : Fluctuations temporelles de la concentration à l'altitude du pic de concentration. Ces résultats ont été obtenus avec le film 0507PVC10.

#### 2.4.4 Étude des fluctuations temporelles

L'étude spectrale des fluctuations temporelles a été réalisée selon le principe suivant : Comme il a été dit précédemment, le calcul des fluctuations a été établi à partir d'une concentration moyenne calculée sur 1600 images (soit 3,2 secondes à 500 Hz, ou 8 secondes à 200 Hz). Les classes de hauteurs situées dans les 6 premiers centimètres au-dessus de l'altitude du pic de concentration ont été retenues. Pour chaque classe de hauteur sélectionnées, la série temporelle de 1600 points a été décomposée en 5 blocs de 512 données, chaque bloc recouvrant la moitié du bloc précédent (le premier bloc était constitué de l'échantillon 1 à l'échantillon 512, le second de l'échantillon 257 à l'échantillon 768 et ainsi de suite jusqu'au bloc 5 constitué de l'échantillon 1025 à l'échantillon 1526).

Un calcul de transformée de Fourier effectué pour chaque bloc à l'aide d'un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT). Une moyenne des spectres ainsi déterminés a été calculée. La largeur spectrale étudiée a donc pour bornes  $f_e/512 < f < f_e/2$  où  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage. De plus, les classes de hauteur ont été regroupées sur des bandes de 5 mm de haut. Une seconde moyenne (spatiale cette fois) a été réalisée sur ces différentes bandes. Ce calcul supplémentaire a concerné 10 à 13 spectres selon les expériences, et plus précisément selon la portion du champ que représentait un pixel dans chaque configuration.

Les résultats présentés sur les figures 2.29a et 2.29b proviennent de calculs effectués en considérant toute la longueur de l'image (soit 1280 pixels ce qui correspond à une longueur de 16 cm pour la série de films à 500 Hz). Les spectres de concentration ont été représentés en échelle logarithmique. On observe alors que ces derniers sont très variables en fonction de la hauteur. Cela dit, il est important de rappeler que la concentration est aussi largement dépendante de  $z$  et qu'elle est déjà presque nulle à 5 ou 6 cm de haut.

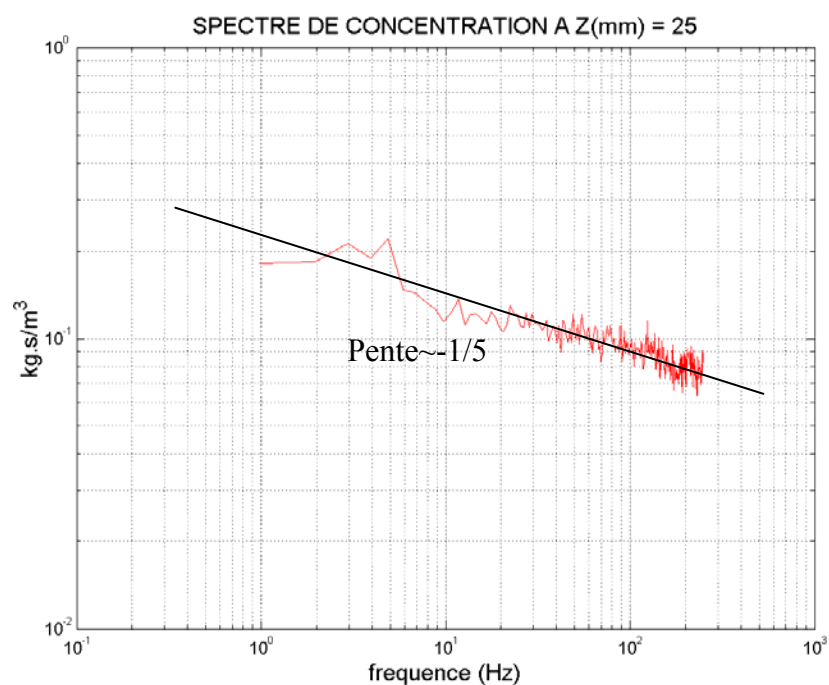


Figure 2.29a : Spectre des fluctuations de concentration réalisé à partir du film 0507S4 entre 25 et 30 mm au dessus du pic de concentration mesuré.

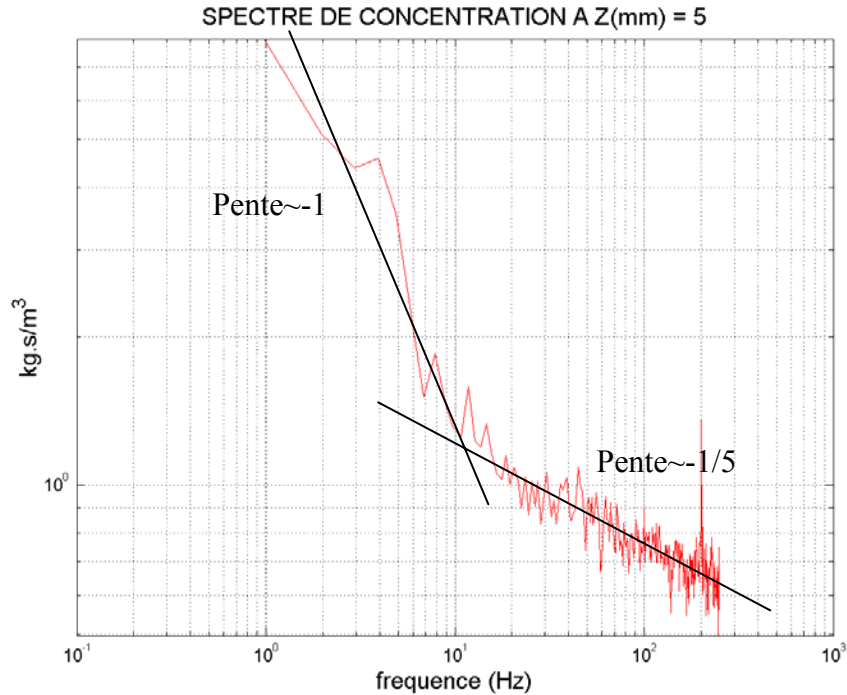


Figure 2.29b : Spectre des fluctuations de concentration réalisé à partir du film 0507S4 sur une bande comprenant les 5 premiers millimètres au-dessus du pic de concentration.

Sur la figure 2.29a, on constate que le spectre de fluctuations ne présente aucun accident pour des hauteurs suffisamment élevées (au dessus de 2 centimètres de haut par exemple). Cette constatation signifie par ailleurs que le bruit susceptible d'affecter la mesure du fait de la taille des volumes de contrôle n'apparaît pas explicitement sur la plage étudiée.

A proximité du sol, l'allure générale du spectre est très différente (figure 2.29b). En effet, ce dernier fait alors apparaître deux régimes spécifiques séparés par une fréquence caractéristique qui varie de 5 à quelques dizaines de hertz en fonction de la vitesse de l'écoulement (voir la figure 2.33 présentée par la suite). Les régimes se distinguent par des pentes très différentes dans la partie haute et la partie basse du spectre. On remarque également que la pente varie avec la hauteur : nulle ou faible aux hauteurs importantes, cette dernière est de plus en plus prononcée au fur et à mesure qu'on s'approche de la paroi. Ce point sera abordé plus en détail au paragraphe 2.4.6. le pic à 200 Hz pourrait être une conséquence du bruit de mesure lié à la taille des boîtes de comptage, l'influence de cette dernière étant plus grande dans les zones de fort gradients (§2.4.3).

L'ensemble de cette analyse est encore valable pour le PVC comme le montre les figures 3.30a et 3.30b.

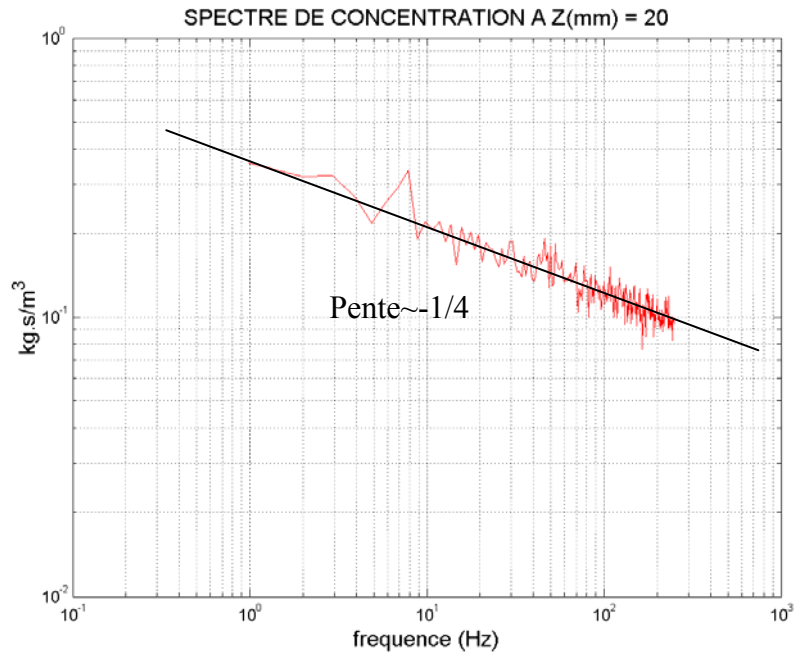


Figure 2.30a : Spectre des fluctuations de concentration réalisé à partir du film 0507PVC4 sur une bande comprise entre 20 et 25 millimètres au-dessus du pic de concentration.

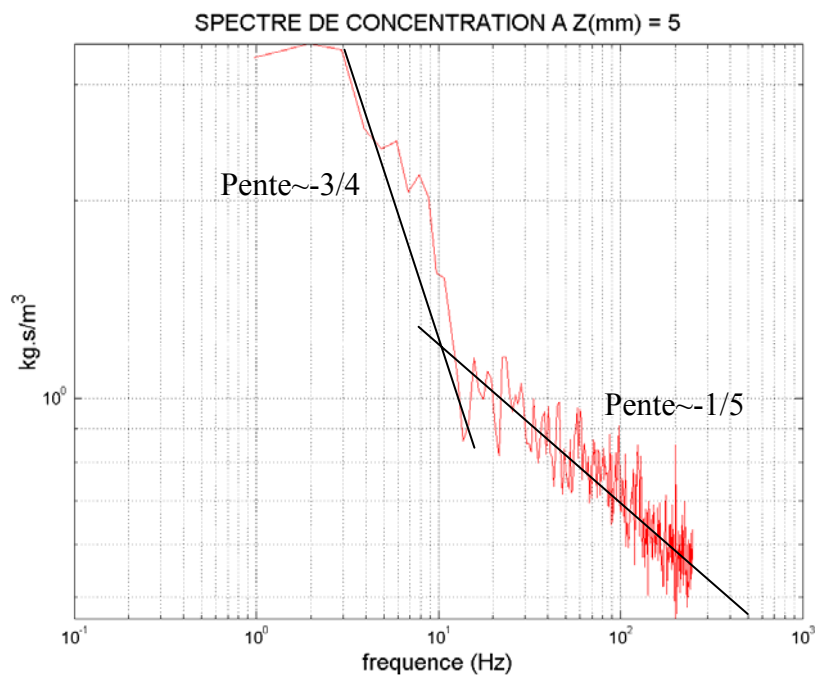


Figure 2.30b : Spectre des fluctuations de concentration réalisé à partir du film 0507PVC4 sur une bande comprenant les 5 premiers millimètres au-dessus du pic de concentration.

On remarquera également que, la pente est toujours à peu près constante et égale à  $-1/5$  environ dans la partie haute du spectre et ce, quelque soit les particules utilisées.

#### 2.4.5 Influence de la longueur de l'image sur l'étude spectrale

La bande de fréquence traitée va théoriquement de  $f_e/N$  à  $f_e/2$ , où  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage (ici égale à 500Hz) et  $N$  le nombre d'échantillons retenus pour le calcul (512). *A priori*, on a donc accès aux fluctuations du transport comprises entre 1 et 250 Hz. Cela dit, le traitement d'images envisagé est susceptible d'opérer comme une moyenne glissante sur l'estimation de concentration instantanée (§2.3.4). Cette dernière pourrait avoir des effets visibles dans les spectres calculés et le temps de traversée du champ pourrait influencer l'étude spectrale bien qu'il ne soit pas incriminé dans l'évaluation des concentrations.

Ainsi, en supposant qu'une particule se déplace à une vitesse  $U$  de l'ordre de 4 à 5  $\text{m.s}^{-1}$ , cette dernière parcourt  $U/f_e$  soit 1 cm entre deux images successives. Le cadrage d'un champ physique de longueur  $l_x$  supérieur ou égale à  $2U/f_e$  assure donc qu'on filme bien chaque particule qui passe au moins une fois (ce qui impose ici  $l_x > 2$  cm). On sait par ailleurs que la longueur de saltation  $L_s$  est de l'ordre de 10 fois la hauteur de saltation  $H_s$  (Bagnold, 1941). Or cette dernière peut être estimée à partir d'une formulation proposée par Owen (1980, non publiée) et citée par Pomeroy et Gray (1990). Il s'agit de l'équation (1.34b) rappelée ci-dessous :

$$H_s = 1.6 \frac{u_*^2}{2g}$$

Dans les résultats présentés,  $u_*$  varie de 0.33 à 0.41  $\text{m.s}^{-1}$  et par conséquent  $L_s$  est comprise entre 9 et 14 cm. Cet ordre de grandeur est cohérent avec ce qui peut être observé sur les films réalisés : dans certains cas la longueur de saltation est de l'ordre du centimètre mais certaines trajectoires ont une longueur de l'ordre de la taille de l'image (16 cm). Par conséquent, en choisissant une image de largeur inférieure à la longueur de saltation ( $l_x = 2$  cm par exemple), on ne moyenne pas les effets aléatoires qui affectent les conditions initiales des trajectoires des grains et qui sont liés à la fonction splash. A l'opposé, une longueur plus grande permet de moyenniser cet effet ( $l_x=16\text{cm}$  par exemple).

Dans la suite, on traitera donc des résultats obtenus à la fois avec des champs de  $16 \times 0.05$   $\text{cm}^2$  et de  $2 \times 0.05$   $\text{cm}^2$ . Comme il a été suggéré précédemment, l'utilisation d'un volume de contrôle trop petit est susceptible de créer un bruit s'ajoutant aux fluctuations de concentration, mais ce dernier devrait néanmoins être atténué du fait qu'on considère des spectres moyennés. En outre, si la taille de l'image intervenait de manière forte dans le traitement envisagé, traiter des images de tailles différentes devrait influencer les résultats.

La figure 2.31 obtenue avec un champ de 2 cm (i.e. une bande de 160 pixels) montre que la fréquence caractéristique qui sépare les deux parties du spectre n'est pas profondément modifiée puisqu'elle demeure comprise entre 5 et 10 Hz. Cette dernière semble donc bien indépendante de la taille de l'image traitée.

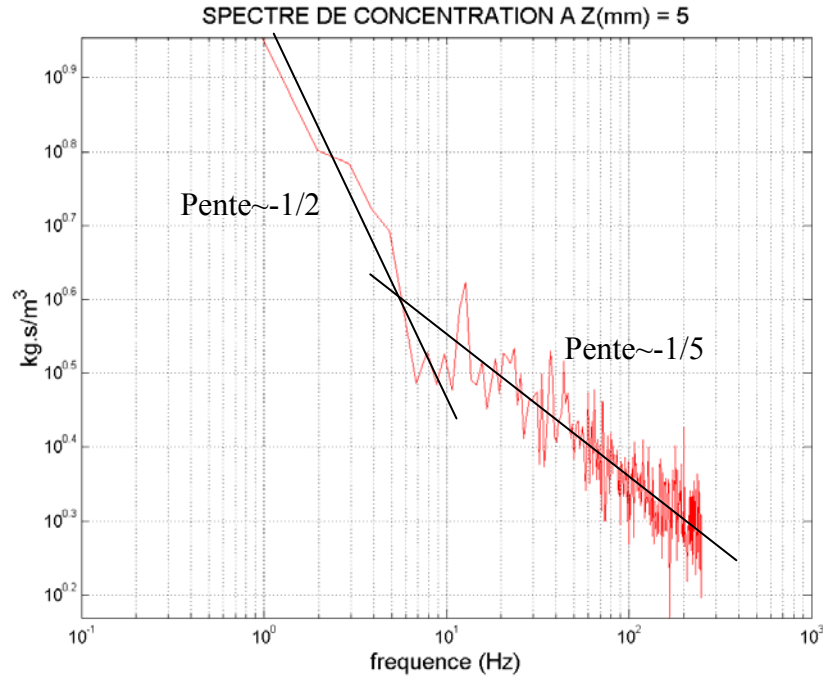


Figure 2.31 : Spectre de concentration calculé sur les 5 premiers millimètres au-dessus du pic de concentration à partir du film 0507S4. L'étude a été menée sur des bandes de 160 pixels.

Cette observation est cohérente avec le fait que certaines particules entrent ou sortent parfois du plan laser au milieu du champ filmé. Ces dernières accomplissent alors une partie de leur traversée hors de la zone éclairée. Dans une certaine mesure, les images successives sont donc partiellement décorrélées (voir aussi § 2.3.4). En revanche, on notera que le fait de traiter une bande de taille plus réduite influence la pente dans la partie basse du spectre puisque cette dernière était d'environ -1 pour une image de 1280 pixels alors qu'elle n'est plus que de -1/2 pour une bande de 160 pixels. En outre, les spectres obtenus pour le PVC sont plus sensibles à ce nouveau traitement puisque dans certains cas, la fréquence caractéristique mise en évidence pour des images de 1280 pixels de long n'apparaît plus (figure 2.32). On remarque alors que la pente du spectre obtenu demeure proche de -1/5.

Pour résumer, les deux régimes de fluctuations de concentration et la « fréquence de coupure » ont été observés pour les cinq films réalisés avec du sable, sur les deux premières classes de hauteurs traitées (0-5 et 5-10 mm) et quelque soit la longueur d'image. La seule exception à noter concerne la classe 5-10 mm des images de 160 pixels du film 0507S8. Pour le PVC, ces régimes ont pu être identifiés pour les mêmes classes de hauteur avec les images de 1280 pixels. Avec les images de 160 pixels, seuls deux films permettent de les mettre en évidence et uniquement pour la première classe de hauteur.

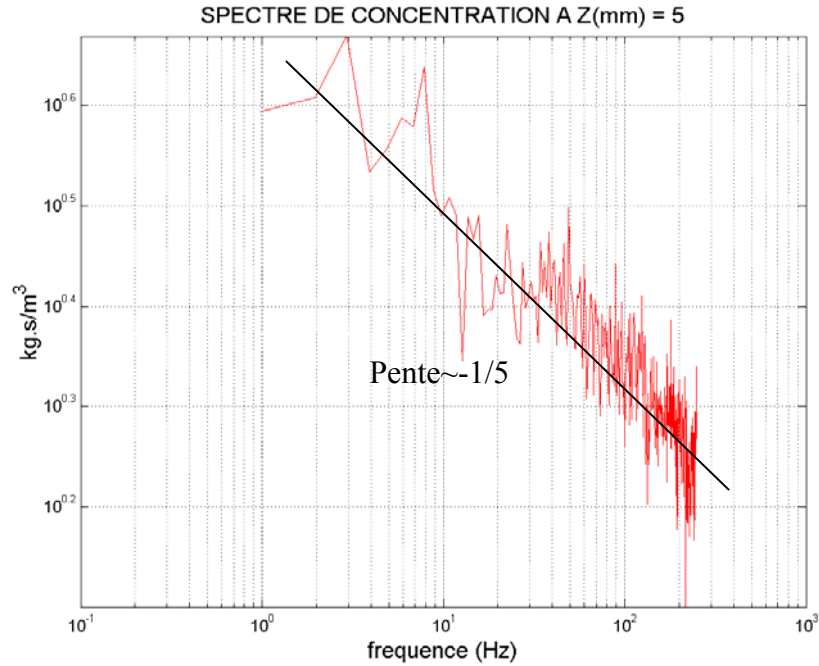


Figure 2.32 : Spectre de concentration calculé sur les 5 premiers millimètres au-dessus du pic de concentration à partir du film 0507PVC4. L'étude a été menée sur des bandes de 160 pixels.

Les évolutions de la fréquence de changement de régime ont été tracées en fonction de la vitesse du fluide au point considéré et de la taille de l'image étudiée (voir la figure 2.33). On distingue alors que la réduction de la taille de l'image entraîne une diminution de la fréquence de coupure mesurée. Ce phénomène est très facilement observable pour le PVC alors qu'il influence dans une moindre mesure les résultats obtenus avec le sable. On rappelle également que la vitesse a été mesurée dans un écoulement dépourvu de particules.

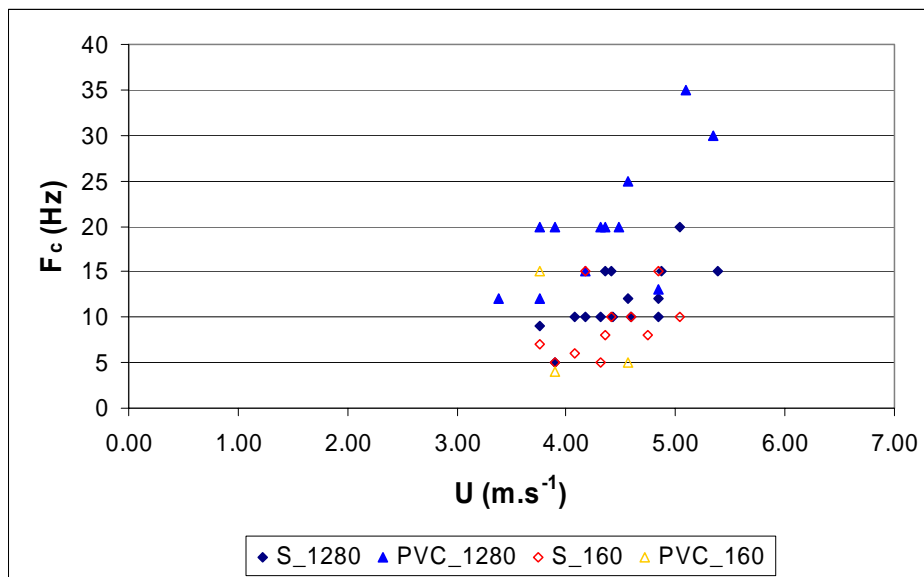


Figure 2.33 : Fréquence de coupure  $F_c$  en fonction de la vitesse à l'altitude considérée (0.5 ou 1 cm) et de la taille de l'image étudiée.



Pour essayer de s'affranchir de l'influence de la vitesse, une longueur de coupure  $L_c$  a été construite à partir de la fréquence de coupure  $F_c$  en écrivant simplement :  $L_c = U(z)/F_c$ .

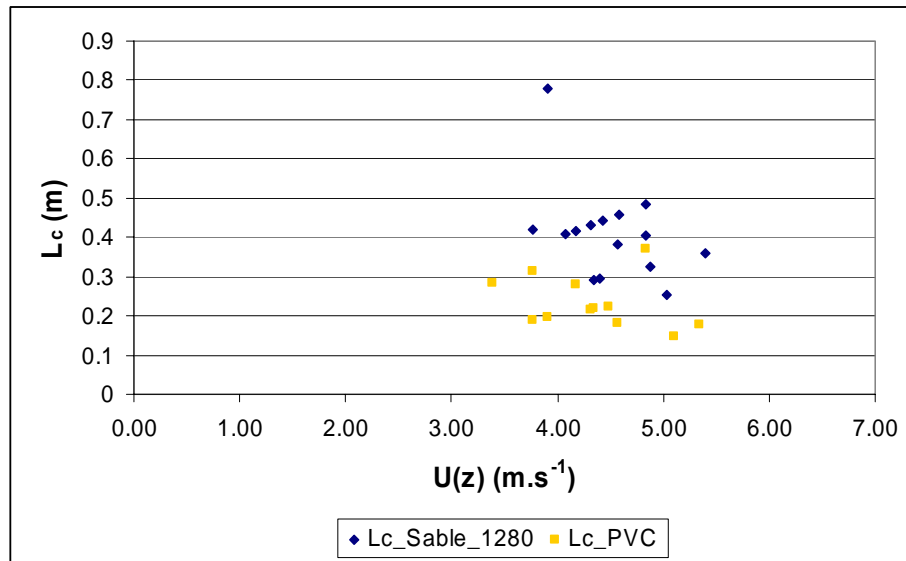


Figure 2.34 : Longueur de coupure  $L_c$  en fonction de la vitesse du fluide à l'altitude considérée (0.5 ou 1 cm) pour des images de 1280 pixels.

Comme l'indique la figure 2.34, la longueur de coupure  $L_c$  semble relativement indépendante de la vitesse. Pour le PVC cette longueur est assez proche de la taille caractéristique de l'image (i.e. 16 cm) alors que pour le sable,  $L_c$  est de l'ordre de 2 à 3 fois cette taille. Cela dit il paraît peu vraisemblable que la méthode de calcul de la concentration soit influencée par la taille de l'image retenue dans un cas et pas dans l'autre. En outre, si l'existence de la longueur de coupure n'était due qu'à la taille de l'image, elle ne devrait pas dépendre du type de particules. Enfin dans le cas du sable, la longueur de coupure augmente lorsqu'on réduit la taille de l'image. Pour le PVC, il n'est pas possible de mettre en évidence une tendance aussi claire (figure 2.35).

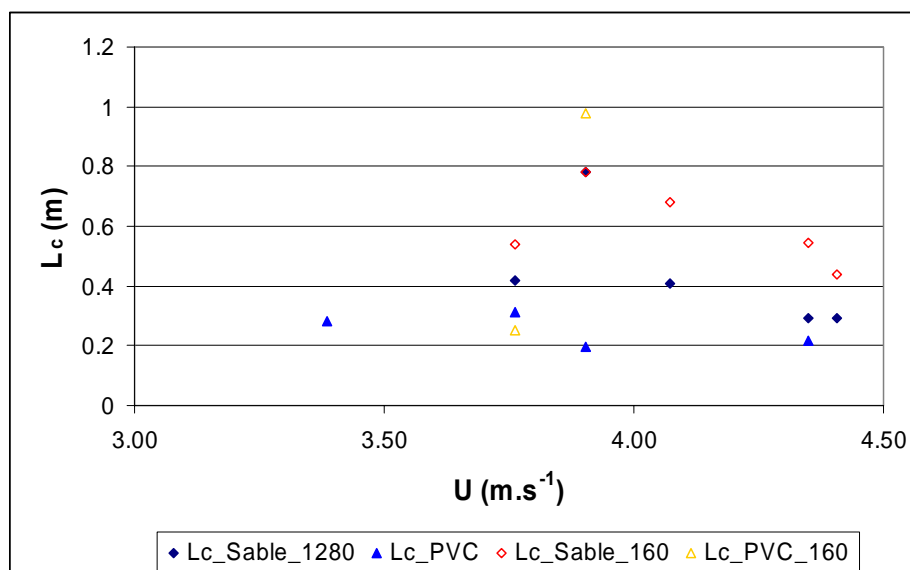


Figure 2.35 : Longueur de coupure  $L_c$  en fonction de la vitesse à l'altitude considérée (0.5 ou 1 cm) pour les différentes particules et les différentes tailles d'image considérées.



Cet ensemble de considérations semble indiquer que le traitement effectué influence la valeur de la fréquence de coupure ainsi que la pente des spectres mais qu'il ne remet en cause ni l'existence des deux régimes spécifiques, ni l'ordre de grandeur de la fréquence caractéristique qui les sépare.

#### 2.4.6 Discussion

Dans les expériences présentées, la longueur de saltation  $L_s$ , de l'ordre de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres, est suffisamment grande pour que la turbulence de l'écoulement puisse jouer un rôle sur les fluctuations de concentrations. On peut alors considérer le modèle d'une particule soumise à la seule force de traînée dans un écoulement de vitesse sinusoïdale et qui se ramène à l'équation différentielle :

$$\left(\rho_p V_p\right) \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial t} = -\frac{1}{2} \rho_a S C_x |v_{pa}| \vec{v}_{pa} \quad (2.5)$$

où  $\rho_p$  et  $\rho_a$  désignent respectivement la masse volumique des particules ou du fluide considéré et  $v_p$  et  $v_{pa}$ , la vitesse absolue et la vitesse relative de la particule par rapport au fluide.  $V_p$  représente le volume de la particule. Ce modèle permet de tester simplement la réponse de la vitesse de la particule lorsque la vitesse du fluide oscille de manière sinusoïdale avec une amplitude donnée, par exemple 10% de sa vitesse moyenne ce qui semble réaliste compte tenu de l'ordre de grandeur de l'écart-type de la vitesse du fluide porteur. Ainsi, dans l'équation (2.5)  $v_{pa}$  a été calculée comme suit :

$$v_{pa} = v_a - v_p \quad (2.6)$$

avec

$$v_a = v_{a0} \left( 1 + \frac{1}{10} \sin \left( \frac{2\pi t}{f} \right) \right) \quad (2.7)$$

où  $v_{p0}$  représente la vitesse moyenne et  $f$  la fréquence de ces oscillations. L'amplitude  $A$  des fluctuations peut donc s'écrire  $A = v_{p0}/10$ .

L'équation (2.5) fait également apparaître le maître-couple  $S$  ( $m^2$ ), le volume  $V_p$  ( $m^3$ ), et le coefficient de traînée  $C_x$  (sans dimension) de la particule. Le maître-couple  $S$  et le volume  $V_p$  se peuvent déduire facilement du diamètre moyen  $D_p$  (m) :

$$S = \pi \frac{D_p^2}{4} \quad (2.8)$$

$$V_p = \frac{4}{3} \pi \frac{D_p^3}{8} \quad (2.9)$$

Le coefficient de traînée  $C_x$  peut être estimé à partir du nombre de Reynolds de la particule  $Re_*$  en utilisant par exemple le modèle d'Abraham :

$$C_x = \frac{24}{\lambda^2} \left( 1 + \frac{\lambda}{\sqrt{\text{Re}_*}} \right) \quad (2.10)$$

où  $\lambda$  est une constante égale à 9.02 et où  $\text{Re}_*$  est défini par :

$$\text{Re} = \frac{D_p v_{pa}}{\nu} \quad (2.11)$$

avec les notations déjà utilisées plus haut.

En discrétisant l'équation (2.5) et en la combinant avec (2.6), (2.7), (2.8), (2.9), (2.10) et (2.11), on obtient l'équation (2.12) qui régit la vitesse de la particule :

$$v_p(t + dt) = v_p(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho_p} \frac{C_x(\text{Re})}{D_p} |v_{pa}| v_{pa} dt \quad (2.12)$$

La résolution numérique de l'équation (2.12) permet de constater que la vitesse de la particule est aussi une fonction sinusoïdale du temps mais d'amplitude  $A_p$  réduite (en comparaison avec la vitesse de l'air). Ce résultat apparaît sur la figure 2.36 où il a été obtenu avec les données numériques propres à différents type de particules à savoir  $\rho_p = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $D_p = 108 \mu\text{m}$  pour le sable,  $\rho_p = 1410 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $D_p = 132 \mu\text{m}$  pour le PVC et  $\rho_p = 900 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $D_p = 300 \mu\text{m}$  pour la neige.

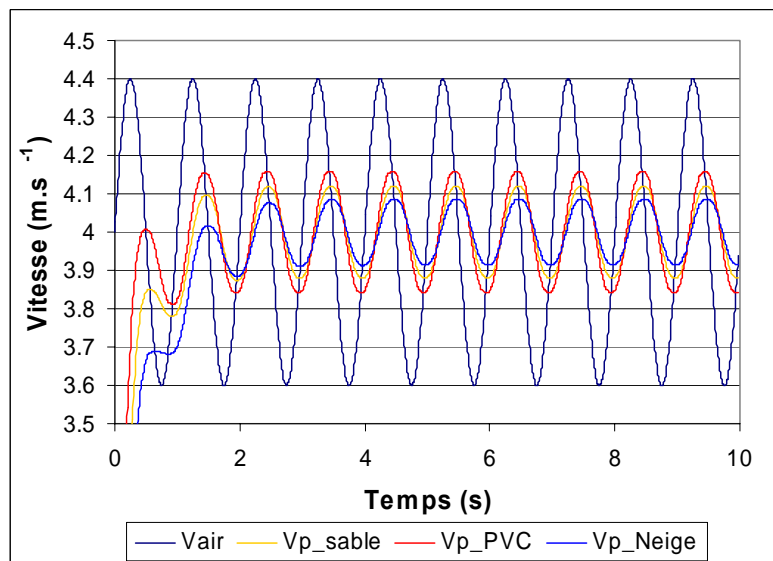


Figure 2.36 : Evolution de la vitesse  $v_p$  initialisée à 0 dans un écoulement de vitesse sinusoidal centré sur une vitesse moyenne de  $4 \text{ m.s}^{-1}$ .

En comparant le comportement du sable et du PVC sur la figure 2.36, on observe que pour des diamètres sensiblement équivalents le filtrage des fluctuations croît avec la masse volumique. En revanche, la comparaison des comportements respectifs du PVC et de la neige montre que le diamètre peut également jouer un rôle non négligeable dans ce processus.

Dans la suite on va s'intéresser au rapport  $R$  entre l'amplitude des oscillations de la vitesse de la particule et l'amplitude  $A = v_{a0}/10$  caractéristique du fluide porteur. Ce rapport s'écrit :

$$R = \frac{10A_p}{v_{a0}} \quad (2.13)$$

La résolution de (2.12) pour plusieurs valeurs de la fréquence de sollicitation  $f$  permet de tracer l'évolution du rapport  $R$  correspondant en fonction de  $f$ . L'expérience a été menée pour des valeurs de la vitesse  $v_a$  comprises entre 1 et 10  $\text{m.s}^{-1}$  ce qui couvre la gamme de vitesses du fluide aux hauteurs considérées. Les résultats concernant les trois types de particules apparaissent pour différentes valeurs de vitesse moyenne  $v_{p0}$  sur les figures 2.37 à 2.39.

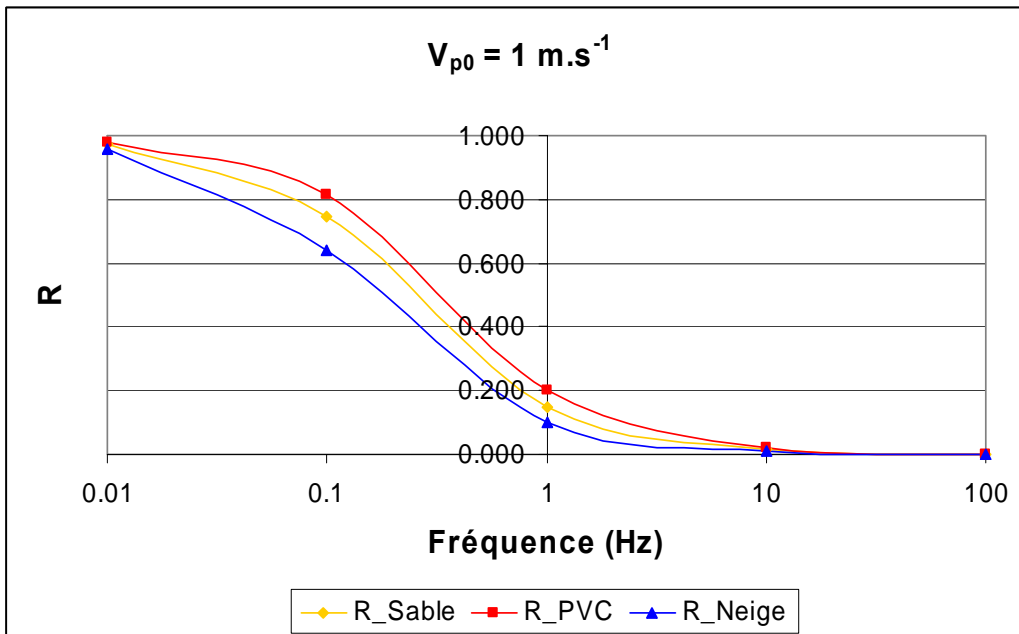


Figure 2.37 : Amplitude relative des fluctuations de vitesse pour  $v_{p0} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

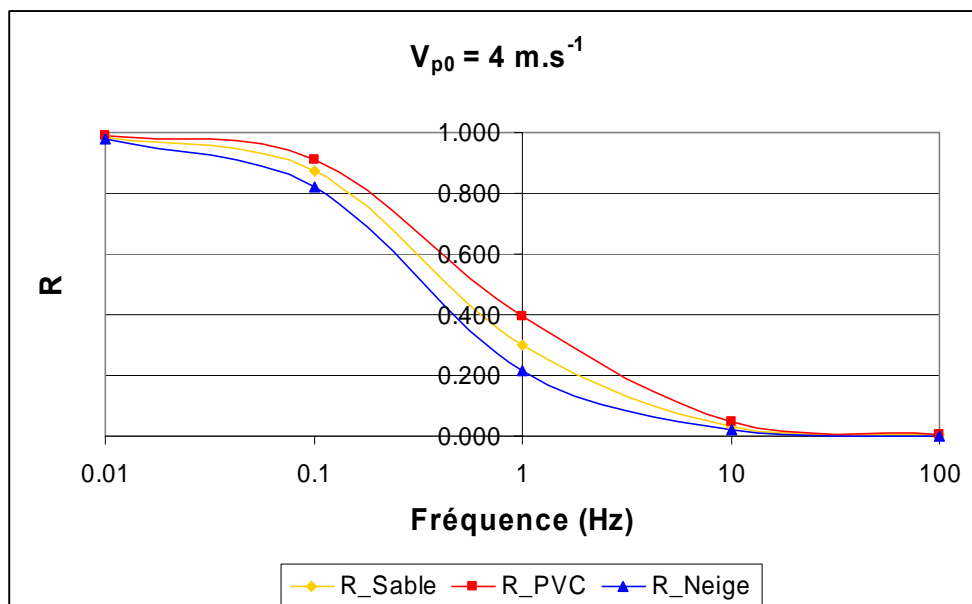


Figure 2.38 : Amplitude relative des fluctuations de vitesse pour  $v_{p0} = 4 \text{ m.s}^{-1}$

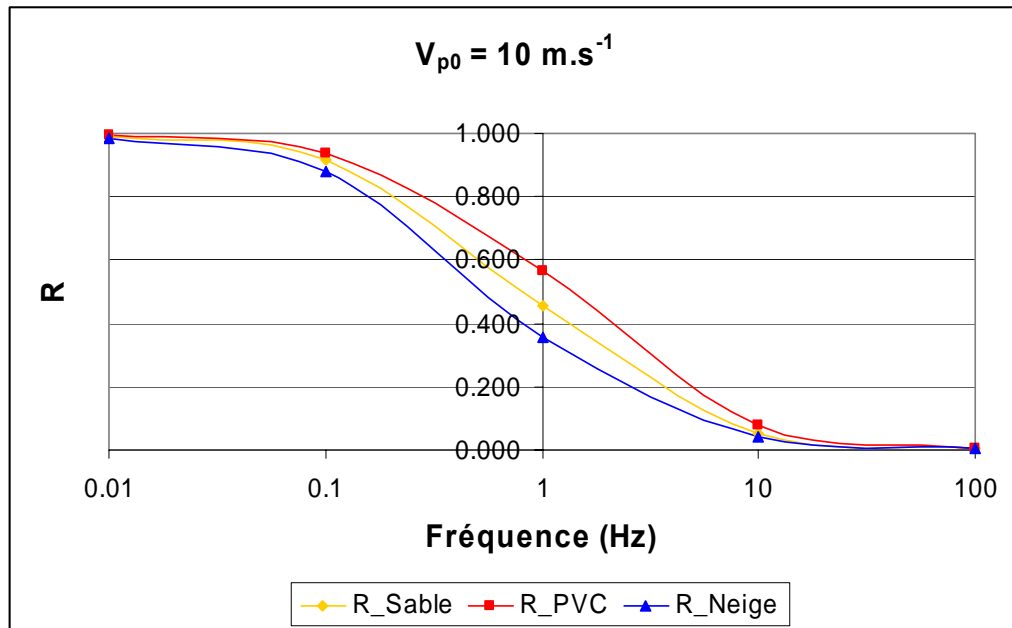


Figure 2.39 : Amplitude relative des fluctuations de vitesse pour  $v_{p0} = 10 \text{ m.s}^{-1}$

Comme le montre les figures 2.37 à 2.39, une particule de masse volumique suffisamment importante par rapport à celle du fluide atténue fortement les fluctuations de vitesse pour des fréquences de sollicitations élevées, en particulier au-dessus de 10 Hz. Ce phénomène est observé quelque soit le diamètre de la particule, du moins sur la plage étudiée. Entre autre, on constate qu'une augmentation du diamètre moyen a le même comportement qu'une augmentation de la masse volumique. Ce modèle très simple permet de constater que les oscillations du signal de vitesse sont atténuées quand leur fréquence dépasse une valeur seuil. En outre, l'application numérique effectuée avec les données inhérentes à l'expérience montre que cette valeur seuil est du même ordre de grandeur que la « fréquence de coupure » qui sépare les deux régimes qu'on voit apparaître dans le spectre des fluctuations de concentration à proximité de la paroi.

Cela dit, la représentation en échelle logarithmique de  $R(f)$  fait également apparaître deux régimes particuliers mais les pentes caractéristiques et la fréquence de changement de régime ne sont pas comparables avec nos mesures expérimentales (figure 2.40). La particule agit alors comme un filtre passe-bas du premier ordre dont la fréquence de coupure serait comprise entre 0.1 et 1 Hz. Les pentes sont de l'ordre de 0 aux basses fréquences et de l'ordre de -1 pour le régime haute fréquence (pointillés noirs). Ces résultats peuvent être rapprochés des simulations numériques de Spies *et al.* (2000) et des expériences de Butterfield (1991, 1998) qui prouvent que le transport de particules n'est pas sensible aux fluctuations de vitesse de fréquence supérieure à 0.5 Hz. Le graphe fait également apparaître le tracé des pentes du spectre des fluctuations de concentration obtenu expérimentalement pour le sable à proximité de la paroi. On rappelle la valeur de ces pentes : -1 pour le régime basse fréquence (< 10 Hz) et -1/5 pour le régime basse fréquence (> 10Hz).

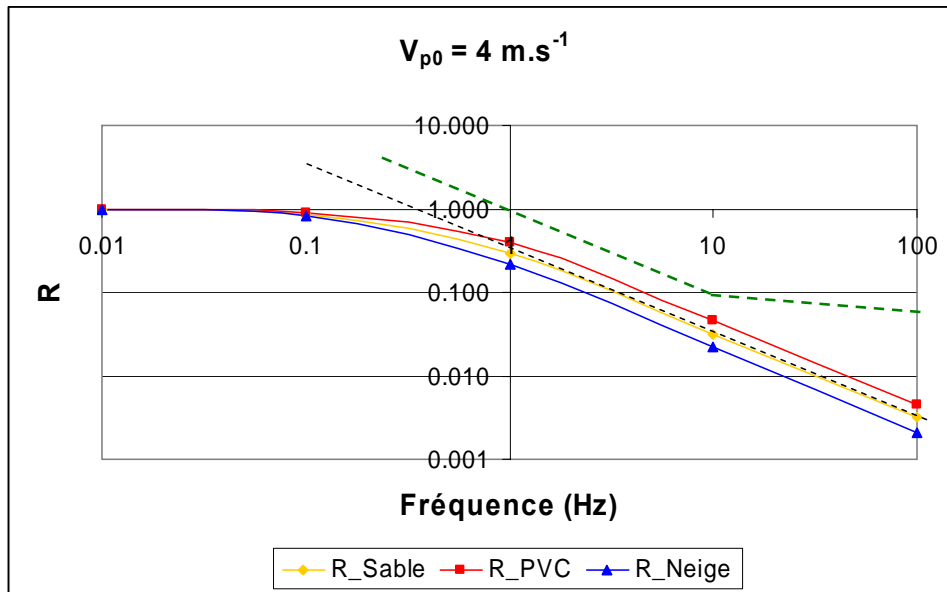


Figure 2.40 : Amplitude relative des fluctuations de vitesse pour  $v_{p0} = 4 \text{ m.s}^{-1}$ . Les pointillés noirs et verts représentent respectivement la pente du régime haute fréquence des fluctuations de vitesses et un spectre expérimental synthétique obtenu avec du sable et des images de 1280 pixels (les pentes valent alors -1 et -1/5).

En outre, la faible influence de la vitesse  $v_{p0}$  sur la gamme étudiée ne permet pas d'expliquer la tendance qui semble se dessiner à la figure 2.33 et qui montre une augmentation de la fréquence de changement de régime avec la hauteur. D'autre part, ce modèle ne permet pas d'expliquer la disparition complète des deux régimes observés dès que l'on s'éloigne de la paroi. D'autres hypothèses peuvent être émises pour expliquer ces observations comme par exemple une prise de contrôle des fluctuations de concentration par la fonction splash à proximité du lit.

## II.5 Conclusions partielles

Au cours de cette étude, nous avons cherché à analyser les fluctuations du transport en régime permanent. Ce travail a été réalisé grâce à des moyens d'acquisition performants récemment acquis par le Cemagref, à savoir une caméra rapide et un système d'anémométrie par fils et films chauds. Une méthode de mesure par traitement d'images a été mise en œuvre pour étudier les fluctuations temporelles du transport éolien de particules. Cette mesure donne un ordre de grandeur satisfaisant de la concentration malgré l'absence d'étalonnage. Elle permet également d'étudier le phénomène à des fréquences d'acquisition élevées (500 Hz), ce qui n'avait jamais été réalisé auparavant. Le traitement d'image effectué est en revanche sensible à différents paramètres, comme le seuil de niveau de gris choisi pour le seuillage ou les conditions d'éclairage. Néanmoins, il est possible d'optimiser le choix de certains d'entre eux compte tenu des observations expérimentales, en particulier le seuil de niveau de gris ou l'aire seuil.

Cette méthode d'investigation a permis d'obtenir des profils de concentration moyenne et de gradients de concentration à différentes vitesses ainsi que les fluctuations temporelles du transport. Ces premiers résultats ont permis de constater que la loi qui détermine le profil de concentration dans la couche de diffusion peut être prolongée dans la partie supérieure de la couche de saltation. En revanche, il existe une zone suffisamment proche du sol pour laquelle l'évolution de la concentration en fonction de la hauteur ne peut plus être décrite par une loi puissance. L'analyse de ces différents résultats a été complétée par une étude spectrale des fluctuations. Les résultats obtenus montrent l'apparition de deux régimes de fluctuation dans les zones de fortes concentrations c'est-à-dire à proximité du sol. Ce phénomène se traduit par l'apparition d'une rupture de pente dans le spectre des fluctuations de concentration autour d'une fréquence caractéristique comprise entre 5 et 15 Hz. Cette rupture apparaît d'autant plus nettement qu'on se situe à proximité de la paroi. On peut alors en déduire une longueur de coupure équivalente relativement indépendante de la vitesse et dont l'ordre de grandeur est de quelques dizaines de centimètres. Cet ordre de grandeur est environ 1000 fois supérieur à l'ordre de grandeur de l'échelle de Kolmogorov ou du diamètre des particules. On notera cependant une possible influence du procédé de calcul et du traitement d'image sur les résultats puisque ces derniers semblent influencer les valeurs expérimentales sans toutefois remettre en cause l'existence des deux régimes identifiés et la valeur de la fréquence de transition.

Pour prendre en compte les effets combinés du diamètre et de la masse volumique des particules sur la dynamique de l'écoulement, un modèle simple a été mis en œuvre. Celui-ci permet d'obtenir les fluctuations de vitesse d'une particule transportée par un fluide de vitesse sinusoïdale. Aux vitesses considérées, ce modèle numérique montre que la vitesse de la particule atténue d'autant plus l'amplitude des oscillations de la vitesse de l'air que la fréquence de sollicitation est grande. Entre autres, l'atténuation connaît une phase de décroissance forte entre 0.1 et 10 Hz de sorte que les fluctuations de la vitesse de l'air sont complètement filtrées au-delà de 10 Hz. Cet ordre de grandeur peut être avantageusement rapproché de celui de la fréquence de transition observée expérimentalement.

Cela dit, ce modèle se comporte avant tout comme un filtre passe-bas du premier ordre ce qui ne représente pas exactement le comportement du spectre de fluctuation de concentration expérimental. Il ne permet pas non plus d'expliquer la disparition du régime basse fréquence loin de la paroi et il se pourrait que d'autres phénomènes liés à la présence du lit érodable entrent en jeu.

# Chapitre III

*...Neige et sourde autour de la  
maison*

*comme toute une nuit le vent  
contournant ce qui demeure de la  
maison du sourd-muet*

*avait tracé son négatif dans la  
neige*

*André Du Bouchet*





### **III Etude du transport de neige *in-situ* : Instrumentation.**

L'étude expérimentale en laboratoire présentée au chapitre II a été complétée par des mesures de terrain réalisées avec de la neige. Les particules étaient alors transportées par un écoulement naturel et donc instationnaire. Or, la façon dont l'intermittence de l'écoulement affecte le transport de particules est mal connue d'autant que la turbulence atmosphérique en zone de montagne a été relativement peu étudiée. Les mesures effectuées sur le site d'altitude du col du Lac Blanc ont eu pour but de fournir des données sur le flux de neige et sur les caractéristiques de l'écoulement. Ces mesures ont pu être réalisées grâce à des capteurs spécifiques capables de fonctionner dans des conditions climatiques difficiles : un driftomètre acoustique et un anémomètre sonique. Le chapitre présente ces deux instruments, leur principe de fonctionnement, leurs performances et les limites rencontrées lors de leur utilisation. Les résultats expérimentaux seront quant à eux analysés au Chapitre IV.

#### **III.1 Moyens d'étude *in-situ***

Le site expérimental du col du Lac Blanc est consacré aux études relatives à la rhéologie des avalanches et au transport éolien de la neige. Depuis 1988, il est exploité conjointement par l'unité de recherche ETNA (Cemagref) et le CEN (Météo-France). D'accès facile du fait de la proximité de la station de l'Alpe d'Huez, il permet des déplacements fréquents et sécurisés. Cela dit, les épisodes de vent fort qui sont porteurs d'informations intéressantes entraînent souvent la fermeture des remontées mécaniques qui desservent le site et l'accès de ce dernier est alors interdit pour des raisons de sécurité. Dans ce contexte, l'implantation de capteurs automatiques est susceptible d'augmenter considérablement le volume de données enregistrées. En outre, les fréquences d'acquisition annoncées par les fournisseurs pour certains matériels ouvrent des perspectives intéressantes dans le domaine des mesures de flux ou de concentration de particules. A ce titre, un driftomètre acoustique destiné à la mesure de flux et un anémomètre sonique ont été installés dès la saison 2002-2003. Cela dit, un certain nombre de résultats ont dû être remis en cause car la mesure de flux s'est avérée extrêmement délicate. Une vigilance extrême doit donc être apportée à la représentativité des mesures effectuées ainsi qu'à la qualité des données obtenues. De même, un contrôle régulier des installations demeure nécessaire car la rudesse des conditions d'utilisation peut être source de nombreux dysfonctionnements.

##### *3.1.1 Le site expérimental du Col du Lac Blanc*

Le col du Lac Blanc est situé à une altitude de 2700 mètres dans le massif des Grandes Rousses. Cette chaîne de montagnes quasi-rectiligne relie la vallée de la Romanche à celle de la Maurienne au niveau du col du Glandon. Elle s'étend suivant une direction Nord-Sud depuis les contreforts du Pic de l'Etendard jusqu'au Pic Blanc. Le col est constitué d'une zone peu accidentée coincée entre le dôme des Petites Rousses et la chaîne principale dominée par le pic de la Pyramide. Il fait communiquer la partie supérieure du domaine skiable de l'Alpe d'Huez avec le vallon du refuge de la Fare. De part et d'autre du col, de petites barres rocheuses de quelques mètres de hauteurs surplombent des pentes plus marquées qui plongent vers des bassins abritant des lacs glaciaires.

Sa topographie singulière fait du col du Lac Blanc une véritable soufflerie naturelle. Le vent y souffle à plus de 80% de secteur Nord ou Sud et il est fréquent de le voir atteindre des vitesses moyennes de l'ordre de  $60 \text{ km.h}^{-1}$ .

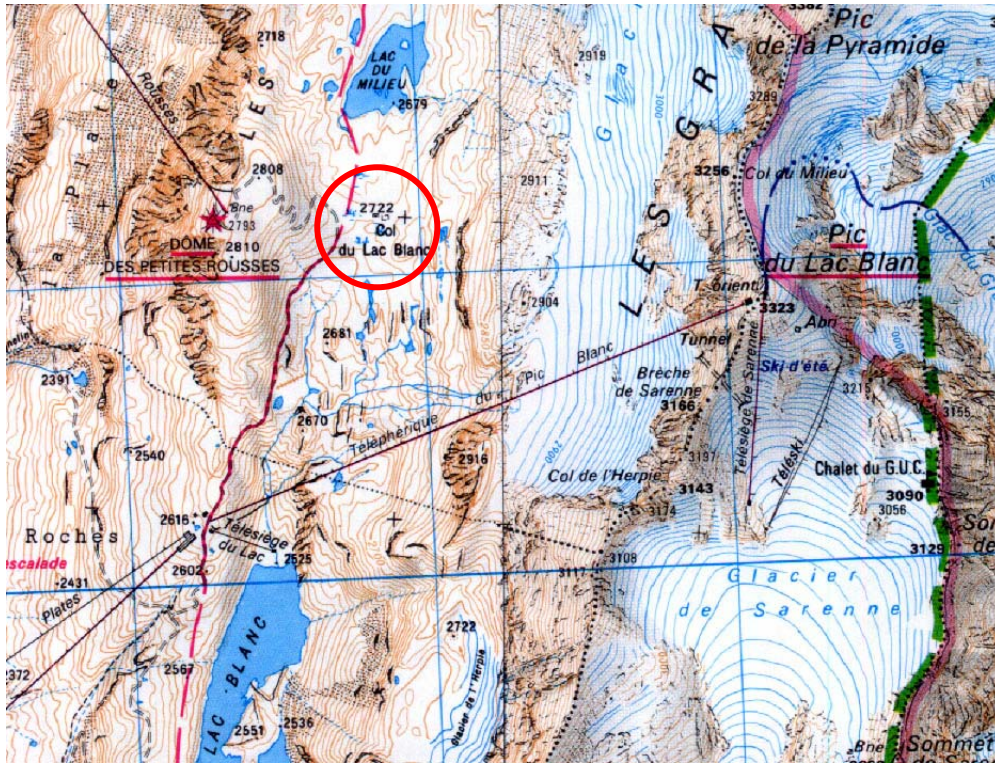


Figure 3.1 : Topographie du Col du Lac Blanc.

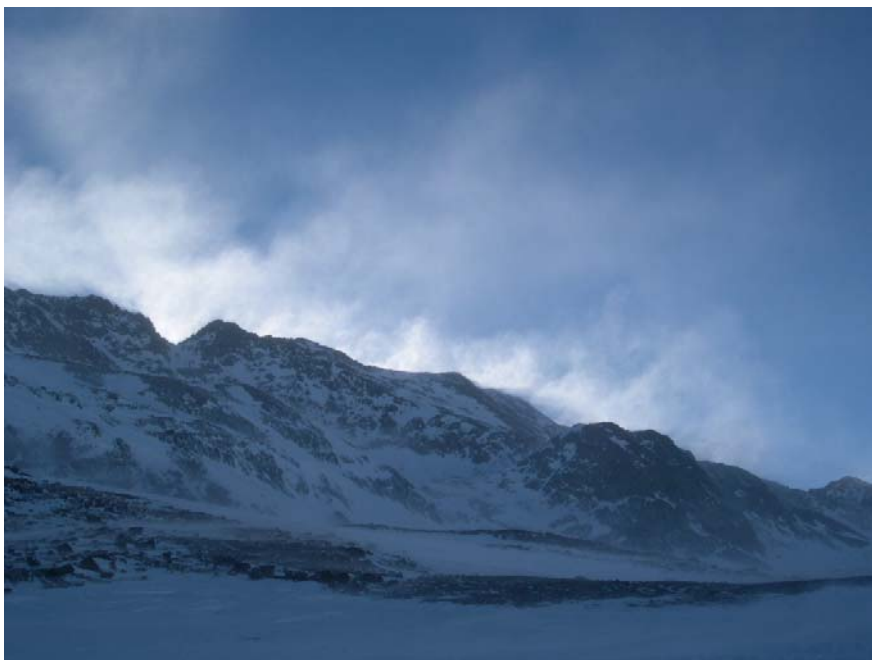


Figure 3.2 : Le col du Lac Blanc lors d'un épisode de transport.

Le site est équipé de deux stations météorologiques standards capables de mesurer la température (sondes PT 100, Campbell Scientific Ltd.), la vitesse horizontale et la direction du vent (anémomètres Young) et les précipitations (neige et pluie, pluviomètres à bascule

chauffants). Concernant le vent et la température, les mesures sont réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz et les grandeurs moyennes, maximum et minimum sont enregistrées tous les quarts d'heure. Les différents capteurs sont situés à une hauteur de 10 mètres par rapport au sol sec. Cette hauteur se trouve généralement réduite au cours de l'hiver (parfois à 4 ou 5 mètres) du fait de la présence de neige au sol.

Dans le cadre de ces travaux, le site est également équipé d'un mât de mesure spécifique au transport de neige par le vent. Celui-ci est doté d'un anémomètre sonique placé à 3.30 mètres du sol et d'un driftomètre acoustique « FlowCapt ». Ce dernier permet d'estimer le flux massique de neige transportée à partir de l'enregistrement du bruit causé par les impacts des grains de neige sur les tubes métalliques qui constituent le capteur.



*Figure 3.3a*



*Figure 3.3b*

*Figure 3.3 : Installation expérimentale du col du lac Blanc. Une vue d'ensemble (a) permet d'apprécier le positionnement relatif de FlowCapt par rapport à l'anémomètre sonique. Une vue du montage de FlowCapt est présentée en (b).*

Enfin, un dispositif permettant l'installation de filets dits « filets à papillons » capables de retenir la neige transportée en restant perméable au flux d'air a permis la réalisation de mesures de référence du flux de neige (Figure 3.4). Ces résultats ont été essentiels pour réaliser les tentatives de calibrage du FlowCapt exposées par la suite (voir sections 3.2.6 et 3.2.7).



*Figure 3.4 : Filets de références pour le calibrage de FlowCapt pendant l'hiver 2004-2005.*

### *3.1.2 L'Anémomètre sonique USA-1 – Présentation générale du modèle*

L'anémomètre sonique USA-1 (Metek) permet de mesurer à la fois des trois composantes de la vitesse de vent et la température à une fréquence pouvant atteindre 10 Hz. Un système de dégivrage évite la formation de givre et l'accumulation de neige sur les têtes de mesure. Ce dispositif assure le fonctionnement de l'appareil par des températures négatives. Ces différentes caractéristiques sont apparues essentielles compte tenu des conditions climatiques au Col du Lac Blanc. Les données techniques de l'appareil sont les suivantes :

1. Mesures des composantes de la vitesse du vent jusqu'à  $60 \text{ m.s}^{-1}$  pour les composantes horizontales,  $30 \text{ m.s}^{-1}$  pour la composante verticale. Résolution affichée :  $1 \text{ cm.s}^{-1}$ .
2. Mesure de la température sur une plage allant de  $-30^{\circ}\text{C}$  à  $+50^{\circ}\text{C}$ . Résolution affichée :  $0,1^{\circ}\text{C}$ .



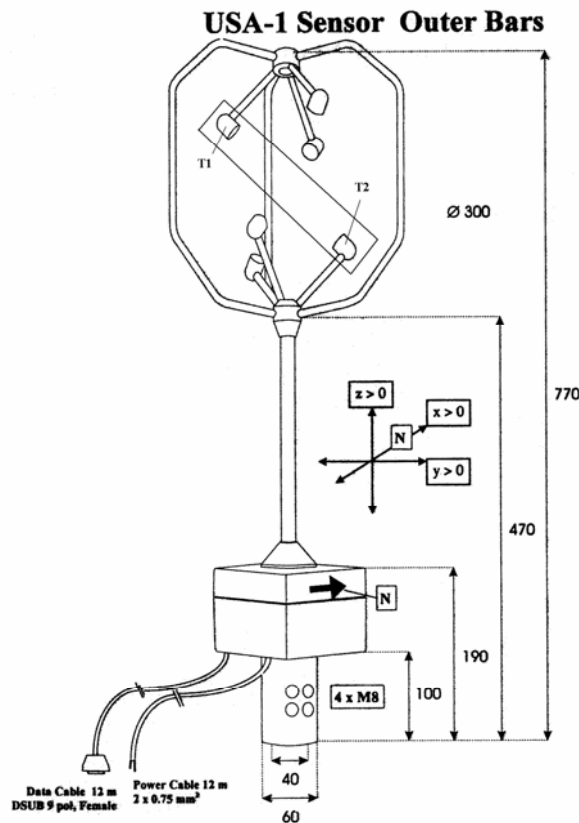


Figure 3.5 : Plan d'ensemble de l'anémomètre sonique.

Le modèle utilisé, Metek USA-1 sensor Outer Bars, dispose de 6 têtes à la fois émettrices et réceptrices. Ces têtes fonctionnent deux à deux. Chaque couple de tête T1 – T2 (voir figure 3.5) s'échange un signal sous forme d'un train d'onde ultrasonore d'une fréquence de 35 kHz dont le temps de parcours permet de mesurer à la fois la vitesse du vent et la célérité de l'onde dans la direction de l'axe des têtes (direction T1 – T2). La température est alors déduite de la moyenne des trois mesures de célérité.

Un logiciel interne assure un contrôle des données et permet d'éliminer les erreurs de mesures causées par des chocs sur les têtes inférieures (gouttes de pluie etc.).

### 3.1.3 Mesure de flux par capteur acoustique (FlowCapt) – Présentation générale

Le capteur FlowCapt (IAV, Alplug) est un capteur acoustique de transport de neige par le vent utilisé de manière commerciale pour la surveillance d'infrastructures ou de zones sensibles au risque d'avalanche. A ce titre, 5 appareils de ce type ont été acquis par le Conseil Général de Savoie pour surveiller des pentes menaçant des routes ou des infrastructures touristiques. Le capteur permet d'obtenir une information sur le chargement de la pente au sommet de laquelle il est placé et de corriger ainsi la simple estimation des hauteurs de neige donnée par la prévision météorologique qui, rappelons-le, s'effectue à l'échelle du massif.

Un FlowCapt est constitué de plusieurs tubes disposés verticalement (figure 3.3b présentée précédemment). Chaque tube est équipé d'un microphone capable d'enregistrer le bruit causé par les impacts des grains de neige et de ramener cette donnée à un flux exprimé en  $\text{g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . A cette fin, les tubes sont étalonnés individuellement de manière industrielle pour des chocs supposés rigides élastiques sous un flux variable de particules cuboïdes de PVC. Lors de cette procédure, la vitesse d'impact est constante (Chritin *et al.*, 1999). Le signal capté par les microphones est alors amplifié et filtré (filtres passe haut et passe bas) afin de couper les fréquences parasites comme les fréquences audibles.

Le modèle sélectionné est équipé de 6 tubes de 30 cm de long ce qui représente un avantage indéniable pour la réalisation de profils verticaux avec une résolution spatiale satisfaisante. On notera que les appareils mis en place pour la surveillance de routes ou d'infrastructures se composent de deux tubes d'un mètre chacun et que la plupart des résultats de ce chapitre ne pourront donc pas être appliqués à cette configuration particulière.

Le capteur FlowCapt a été choisi pour ses fréquences d'acquisition élevées (jusqu'à un échantillon toutes les 5 secondes). Malheureusement, le programme d'acquisition livré avec le capteur ne permet pas de réaliser des profils de flux instantanés comme il aurait été intéressant de pouvoir le faire pour une étude des instationnarités du flux. En effet, le capteur est connecté à une centrale d'acquisition Campbell CR510 par l'intermédiaire d'une carte permettant le multiplexage des voies reliées à chaque tube. La lecture successive des données provenant de ces 6 sources ne peut être réalisée en un temps inférieur à 2.125 secondes. Ce temps de mesure est trop grand comparé à la période d'acquisition (5 secondes) pour que la notion de profil instantané conserve un sens physique. L'obtention de profils nécessite donc le calcul de moyennes sur un nombre représentatif d'échantillons. La plupart des profils étudiés par la suite ont été réalisés sur 15 minutes.

Quelques modifications ont été apportées au système commercial afin d'adapter le capteur aux exigences de nos recherches. D'une part, celui-ci a été connecté à une centrale d'acquisition plus performante (Centrale CR10X) afin d'adjoindre à chaque mesure de flux (tube par tube), les mesures de vitesse du vent et de température issues de l'anémomètre. De plus, le capteur initialement prévu pour ne collecter que des grandeurs moyennes sur 5 minutes (mode de fonctionnement par défaut), a été programmé pour déclencher automatiquement un protocole de mesures à fréquence élevée (0.2 Hertz) en fonction du flux mesuré. Des tentatives ont été menées pour dépasser cette valeur (portée à 0.25 puis à 0.33 Hertz pendant les hivers 2002-2003 et 2003-2004) mais le temps CPU devient alors trop grand par rapport à la fréquence d'acquisition et au temps de stabilisation des microphones. A ce rythme, des aberrations ont été relevées dans les calculs de grandeurs moyennes, minimales ou maximales effectués par la centrale. Finalement la fréquence d'acquisition retenue pour l'hiver 2004-2005 a été 0.2 Hz ce qui correspond aux indications du fournisseur. Le tableau ci-dessous permet de récapituler les configurations utilisées au cours de ces deux hivers.

	Fréquence et période d'échantillonnage	Fréquence et période d'acquisition des grandeurs instantanées	Fréquence et période d'acquisition des grandeurs moyennes
Hiver 03-04 mode par défaut	$3.33 \cdot 10^{-3}$ Hz (5 minutes)	$3.33 \cdot 10^{-3}$ Hz (5 minutes)	$1.11 \cdot 10^{-3}$ Hz (15 minutes)
Hiver 03-04 mode rapide	0.25 Hz (4 secondes)	0.25 Hz (4 secondes)	$1.11 \cdot 10^{-3}$ Hz (15 minutes)
Hiver 04-05 mode par défaut	0.20 Hz (5 secondes)	pas d'acquisition	$1.11 \cdot 10^{-3}$ Hz (15 minutes)
Hiver 04-05 mode rapide	0.20 Hz (5 secondes)	0.20 Hz (5 secondes)	$1.11 \cdot 10^{-3}$ Hz (15 minutes)

*Tableau 3.1 : Configuration du capteur lors des deux saisons d'hiver exploitées.*

## III.2 L'anémomètre sonore USA-1 – Etude de la mesure en écoulement chargé

### 3.2.1 Principe de mesure et travaux antérieurs sur l'anémométrie ultrasonique

La figure 3.6 représente un couple de têtes émettrices T1 - T2 (voir aussi la figure 3.5). Un processeur permet la mesure du temps de propagation de l'onde sonore d'une tête à l'autre ( $t_{T1T2}$  et  $t_{T2T1}$ ) puis le calcul de la vitesse du vent par composition classique des vitesses. Ce modèle de fonctionnement est décrit par Cuerva et Sanz-Andrés, 2000.

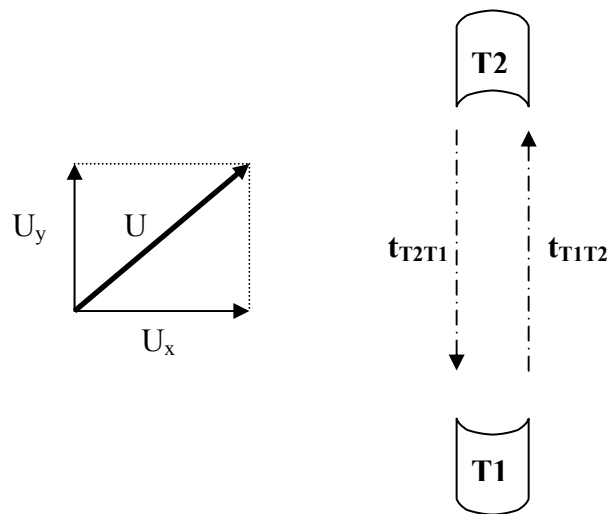


Figure 3.6 : Schéma de principe du fonctionnement d'un couple de têtes

$U$  est la vitesse du vent, T1 et T2 représentent les têtes émettrices,  $t_{ij}$  symbolise le temps de parcours de l'onde entre les têtes  $i$  et  $j$ .

On peut alors écrire le système suivant :

$$\begin{cases} t_{T1T2} = (c_a + U_y) * D \\ t_{T2T1} = (c_a - U_y) * D \end{cases} \quad (3.1)$$

Où  $D$  représente la distance qui sépare les têtes,  $c_a$  la célérité de l'onde dans l'air et  $U_y$  la composante de la vitesse du vent parallèle à l'axe T1-T2 (voir la Figure 3.6).

On a alors accès à une composante de la vitesse de l'air supposée uniforme sur toute la trajectoire parcourue par l'onde et parallèle à l'axe des têtes émettrices concernées :

$$U_y = \frac{t_{T1T2} - t_{T2T1}}{2D} \quad (3.2)$$

De même, on obtient une mesure de la vitesse de propagation de l'onde  $c_a$ .

$$c_a = \frac{t_{T1T2} + t_{T2T1}}{2D} \quad (3.3)$$



On notera le caractère algébrique de  $U_y$  et la limitation intrinsèque :  $U_y < c_a$ . La valeur de  $c_a$  retenue est la moyenne des mesures effectuées par les trois couples de têtes. Le processeur utilise alors une loi empirique d'évolution de la célérité de l'onde sonore avec la température pour calculer cette dernière. Ici :

$$T = \left( \frac{c_a}{20.05} \right)^2 * 1 - 273.15 \quad (3.4)$$

où les constantes 1 et 273.15 sont exprimées en degrés Kelvin tandis que 20.05 est une vitesse en  $m.s^{-1}$ . La température T se lit alors en degrés Celsius.

On notera que la position relative des couples de têtes permet alors de retrouver les trois composantes de la vitesse du vent U. Ces vitesses sont transposées dans le système de coordonnées cartésien et corrigées en ajoutant à chaque composante 15.3 % de la vitesse ainsi obtenue, cette valeur étant issue de la calibration du capteur (Hans-Jürgen Kirtzel, communication personnelle). La durée de la mesure complète est de l'ordre de 20 millisecondes.

L'anémométrie ultrasonique a vu le jour au milieu des années 60. Cette technique a permis de faire des progrès majeurs dans la connaissance de la turbulence atmosphérique menant par exemple à la connaissance des spectres d'énergie cinétique présentés par Kaimal *et al.*, 1972. La littérature relative à cette technique de mesure est relativement abondante et de nombreuses difficultés spécifiques ont été abordées comme la perturbation de l'écoulement par les têtes (Horst, 1973 cité par Wamser *et al.*, 1997), le recouvrement de ces dernières par un film d'eau laissé par la pluie ou par de la neige ou les impacts de gouttelettes ou de flocons. Les appareils les plus récents bénéficient donc de l'apport de ces connaissances et les mesures brutes sont le plus souvent traitées par un logiciel interne afin de prendre en compte ces effets et d'éliminer les mesures aberrantes liées à d'éventuels chocs sur les têtes. Ces aspects ne seront donc pas abordés dans la suite. De même, le chauffage des têtes a été jugé suffisamment efficace pour éviter le recouvrement des têtes.

Un autre biais inhérent au procédé de mesure a été mis en avant : l'anémométrie sonique ne permet pas une mesure de vitesse ponctuelle mais elle réalise une intégration spatiale des caractéristiques de l'écoulement sur le trajet du train d'onde. En effet, la distance entre les têtes constitue une limite en-deçà de laquelle on perd l'information sur les petites structures. En conséquence l'effet d'une telle intégration sur le signal est comparable à celui d'un filtre passe-bas (Kaimal *et al.*, 1968, Wamser *et al.*, 1997). Ainsi, Kaimal *et al.* (1968) indiquent que la limite permettant de s'affranchir de l'effet de filtrage induit par l'anémomètre est donné par  $k*D = 1$  où D est la distance entre les têtes et k la valeur maximale de la composante du vecteur d'onde qu'on pourra considérer. Dans notre cas, la distance D vaut respectivement 17.69, 17.70 et 17.76 cm. Pour un vent supérieur à  $5 m.s^{-1}$  on perdra donc les informations sur les structures correspondant à la partie du spectre située au-delà de 25 Hz. L'appareil étant limité à une fréquence d'acquisition de 10 Hz cette contrainte ne concerne que les vents de vitesse extrêmement faible (inférieure à  $1.76 m.s^{-1}$ ) pour lesquels on n'observe pas de transport de neige.

Kaimal (1986), cité par Wamser *et al.* (1997), recommande également de ne pas utiliser d'anémomètre ultrasonore à une hauteur moindre que  $z = 8\pi D$  si on s'intéresse à la composante verticale de l'écoulement. Ces valeurs conduisent à une hauteur minimum d'utilisation de 4,47 mètres qui n'a pas été respectée ici (l'anémomètre était installé à 3.30 mètres du sol). Toutefois, les composantes horizontales ne sont pas affectées par le biais de

mesure signalé et ce sont celles qui seront exploitées dans la suite de ce travail. On notera en outre que pour une utilisation de la composante verticale, Wasmer *et al.* (1997) précisent qu'une correction spécifique permet d'étendre la zone de mesure jusqu'à une hauteur  $z = 4D$  (ce qui correspond à 72 cm dans notre cas).

### 3.2.2 Modification du milieu de propagation par les particules – Point de vue expérimental

Notre apport à l'utilisation d'anémomètres soniques dans le cadre d'études sur le transport éolien de particules a été de mettre en évidence la « perturbation » induite par les particules traversant le champ de mesure.

En effet, étant donnée la fréquence des ondes acoustiques émises (35 KHz) et la taille des particules (de l'ordre de 100 microns), des interactions entre les trains d'onde circulant entre les têtes de l'anémomètre et les particules de neige transportées sont susceptibles de perturber le processus de mesure. En effet, en choisissant  $330 \text{ m.s}^{-1}$  comme vitesse représentative de la célérité du son, on obtient une longueur d'onde équivalente de l'ordre du centimètre soit à peine 100 fois supérieure à la taille caractéristique des grains.

Une expérience simple a permis de confirmer cette hypothèse. L'anémomètre étant positionné horizontalement, une succession de lâchers de particules a été effectuée au travers de la zone de mesure de l'appareil. Chaque lâcher a mobilisé 20 mL de sable HN38 (voir chapitre II) et a duré de une à quelques secondes. Le débit équivalent était alors de l'ordre de 20 à 30  $\text{g.s}^{-1}$ . En règle générale, le jet de particules restait confiné dans une section qui ne dépassait pas 2 cm de côté. Le flux qui traversait la zone de mesure était donc très inhomogène avec en particulier une zone centrale où il devait être proche de la dizaine de kilogrammes par seconde et par mètre carré. Les trains d'onde acoustiques traversaient donc des forts gradients de concentration.

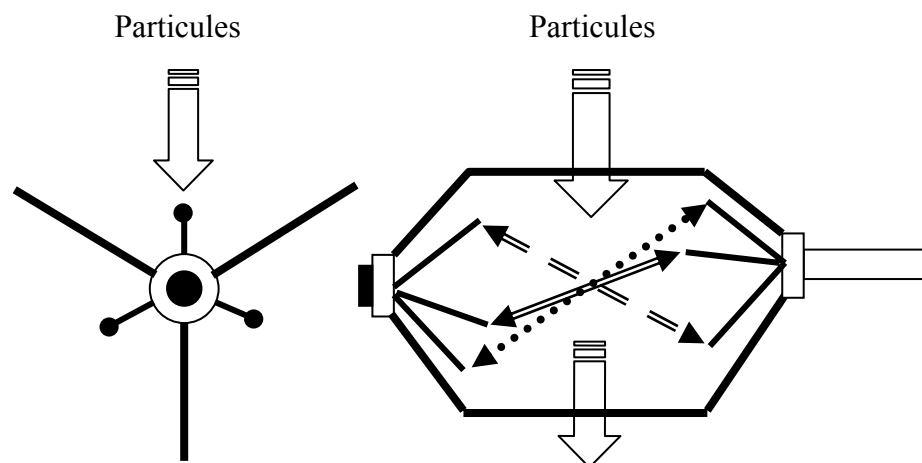


Figure 3.7 : Dispositif expérimental utilisé pour la mise en évidence de l'influence des particules sur le fonctionnement de FlowCapt.

Les Figures 3.8 et 3.9 montrent les pics de vitesse et de température associés à une série de lâchers.

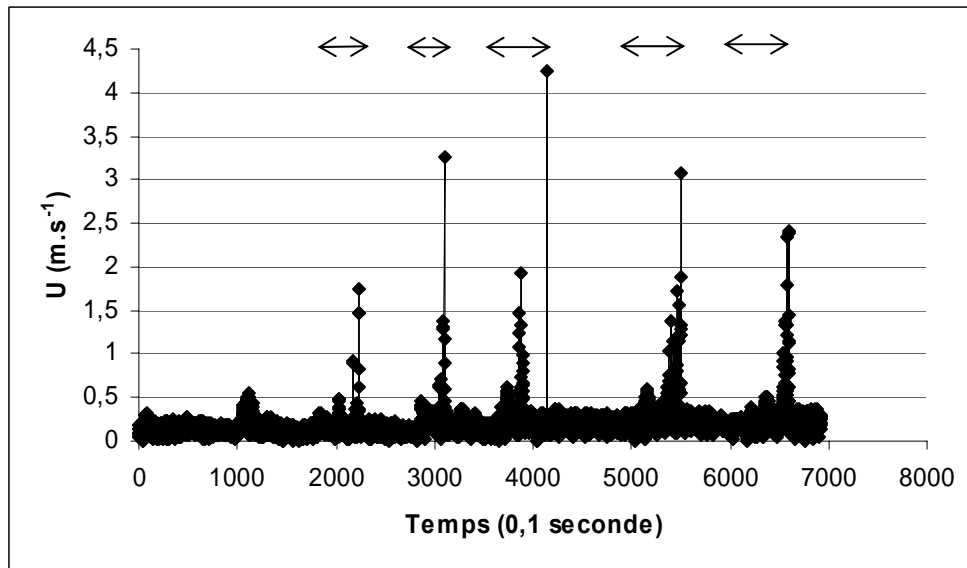


Figure 3.8 : Vitesse enregistrée par l'USA-1 traversé par 5 jets de particules (flèches)

L'interprétation des pics de vitesse est malaisée. Ces derniers peuvent représenter la vitesse des particules, celle de l'air entraîné ou encore celle d'un milieu équivalent constitué du mélange air- particules. Il peut aussi s'agir d'un artefact qui n'a pas de signification physique. Les enregistrements de température renseignent davantage. Les expériences ayant été réalisées dans un espace clos, la température du local pourra être considérée comme constante à l'échelle de la durée de l'expérience (de l'ordre de 10 minutes). Or les enregistrements montrent autant de variations brutales de la température qu'il y a eu de lâchers de particules.

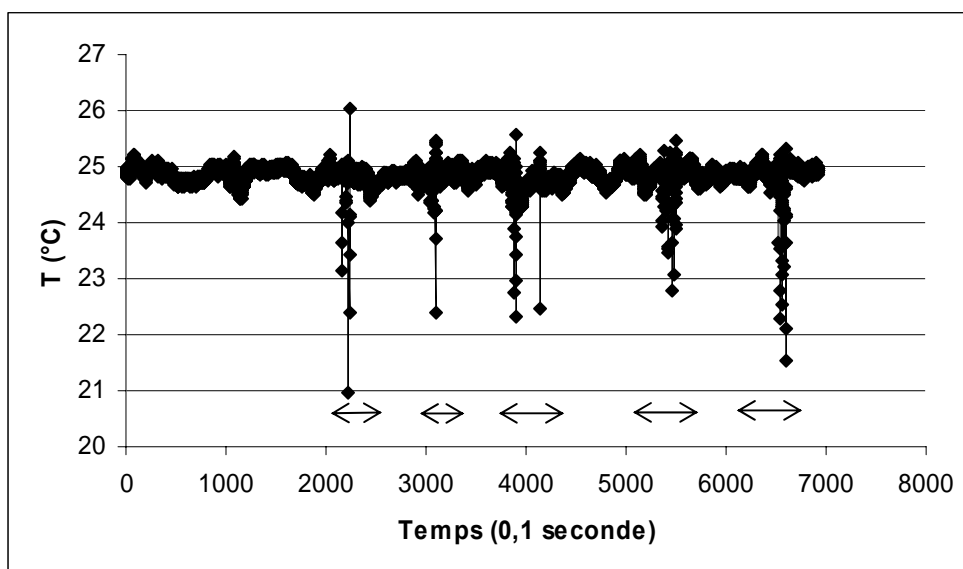


Figure 3.9 : Température mesurée par l'USA-1 pour les mêmes jets de particules (flèches)

Qui plus est, l'amplitude de ces variations atteint plusieurs degrés sur quelques dixièmes de secondes. Ce type de variations ne peut être expliqué que par une perturbation du système de mesure liée à la présence des particules.

Malgré les occurrences de chutes de neige, de telles perturbations n'ont pas pu être mises en évidence sur le terrain. Cela dit, il est plus difficile de conclure *in situ* car les fluctuations

de températures sont alors plus conséquentes qu'au laboratoire. Seules les perturbations très importantes peuvent donc être relevées. Or les concentrations impliquées dans les chutes de neige sont beaucoup plus faibles que celles mises en jeu dans l'expérience.

Les résultats expérimentaux proposés dans cette partie prouvent que la célérité de l'onde mesurée dans un champ comptant une concentration élevée de particules est différente de la célérité d'une onde acoustique dans l'air seul. En effet, par leur brutalité et leur amplitude, les chutes de températures enregistrées sont ici indépendantes d'éventuelles variations de température dans le laboratoire. Les mesures indiquent que la célérité mesurée est inférieure à ce qu'elle aurait dû être dans l'air. On ne peut donc pas se fier à des mesures réalisées par ce système d'anémométrie si ce dernier est perturbé par le passage d'un fort flux de particules. Cet argument s'ajoute donc à ceux de Kaimal (1986) pour abandonner l'idée de mesures de vitesse avec l'appareil dans la couche de saltation ou dans la basse couche de diffusion turbulente. Ces réflexions justifient le positionnement de l'appareil à une hauteur élevée sur le site du col du Lac Blanc (3.30m).

Cela dit, les perturbations provoquées par le transport sur le comportement de l'onde sonore pourraient s'avérer particulièrement intéressantes si elles donnaient accès à des grandeurs physiques telles que la vitesse du mélange formé par l'air et les particules. En effet, certains modèles numériques comme celui de Bintanja (1998), traitent le transport de particules comme un écoulement stratifié en densité. Quelques investigations ont donc été réalisées dans ce sens.

### 3.2.3 Modification du milieu de propagation par les particules – Point de vue théorique

En supposant que le système d'équations proposé pour l'air au paragraphe 3.12 puisse s'écrire pour n'importe quel milieu diphasique à partir du moment où celui-ci peut-être modélisé par un milieu équivalent isotrope vis-à-vis de la propagation des ondes acoustiques, on peut le réécrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} t_{T1T2} = (c_m + U_{my}) * D \\ t_{T2T1} = (c_m - U_{my}) * D \end{cases} \quad (3.5)$$

où les grandeurs spécifiques au milieu équivalent sont marquées par l'indice m.

En prenant la célérité déduite de la mesure de température pour celle de l'onde acoustique à travers le milieu équivalent constitué ici de sable et d'air, et en se reportant au système ci-dessus, la vitesse mesurée apparaît être celle du milieu équivalent et non plus celle de l'air seul. En revanche, le calcul de température et les éventuelles corrections apportées par le processeur interne ne sont probablement plus pertinents et nécessiteront des corrections adaptées qui ne seront pas traitées ici.

Afin de vérifier l'hypothèse d'une modification de la célérité par le milieu diphasique et éventuellement les ordres de grandeurs et le sens de ces variations, un modèle de propagation d'ondes acoustiques en milieu poreux a été appliqué de manière formelle. Le modèle d'Allard à 5 paramètres trouve ici son intérêt dans le fait qu'il couvre toute la gamme de fréquences des ondes acoustiques y compris les très hautes fréquences utilisées par l'anémomètre USA-1 (35 kHz). Il s'agit là d'un aperçu rapide de ce que peut donner ce type de modèle pour cette application particulière. En effet, l'absence totale de structure solide rigide pourrait être une

raison suffisante pour que le modèle d'Allard ne s'applique pas. Les résultats mentionnés à la fin de ce paragraphe sont donc présentés de manière formelle à titre de piste de réflexion.

On notera tout d'abord que dans le cas particulier de l'interaction d'une onde à très haute fréquence avec un milieu poreux :

1. Les couches visqueuses et thermiques sont très minces par rapport aux dimensions des pores.
2. Le fluide peut être considéré comme parfait dans la majeure partie du pore.
3. Les effets inertiels sont largement prépondérants devant les effets visqueux (conséquence directe du point 2.)
4. Les échanges thermiques sont considérés comme adiabatiques.

Le modèle d'Allard à 5 paramètres permet alors de calculer la masse volumique complexe  $\rho_m(\omega)$  et le module de compressibilité complexe  $K(\omega)$  ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ ) d'un milieu équivalent dans lequel se propagerait l'onde acoustique étudiée. Il permet donc d'en déduire une célérité équivalente  $c_m(\omega)$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ) à laquelle on pourra associer une température en utilisant la formule empirique utilisée par l'anémomètre USA-1 (équation 3.4) :

$$c_m(\omega) = \sqrt{\frac{|K_m(\omega)|}{|\rho_m(\omega)|}} \quad (3.6)$$

Les cinq paramètres qui caractérisent le milieu équivalent en question permettent de définir de façon macroscopique le comportement de l'onde traversant un ensemble de pores suffisamment grand pour pouvoir être considéré comme un milieu homogène. Ce sont respectivement la porosité, la résistivité et la tortuosité de ce matériau qui seront les paramètres prépondérants du modèle. On pourra leur adjoindre deux longueurs caractéristiques : une visqueuse et une thermique.

#### a. La porosité

La porosité  $\phi$  (%) est définie comme le rapport du volume d'air sur le volume total du matériau. Dans notre cas elle pourra donc s'exprimer directement à partir de la concentration volumique en particules  $C$  (%).

$$\phi = \frac{V_{air}}{V_{total}} = \frac{(1-C)V_{total}}{V_{total}} = 1 - C \quad (3.7)$$

Les acousticiens considèrent que la porosité de matériaux courants comme la laine de verre ou la mousse est proche de 1. Ce sera également notre cas puisque la porosité devrait toujours être supérieure à 0.9 ( $C \ll 10\%$ ).

#### b. La résistivité

La résistivité  $\sigma$  d'un milieu poreux est sa résistance au passage de l'air évaluée par unité de longueur. Elle peut être exprimée de deux façons différentes : soit à partir de la viscosité dynamique du fluide et de la perméabilité visqueuse du matériau, soit en prenant en compte la différence de pression dans le fluide qui traverserait une épaisseur  $e$  du matériau poreux étudié.

$$\sigma = \frac{\mu}{k_0} = \frac{\Delta P}{Ue} \quad (3.8)$$

Où  $\sigma$  représente la résistivité ( $\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ),  $k_0$  la perméabilité visqueuse du matériau ( $\text{m.s}^{-1}$ ),  $\mu$ , la viscosité dynamique du fluide ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-2}$ ),  $U$ , sa vitesse dans la direction parcourue dans le matériau ( $\text{m.s}^{-1}$ ), et  $\Delta P$ , la différence de pression (Pa).

### c. La tortuosité

La tortuosité  $\alpha_\infty$  du matériau permet de prendre en compte l'allure des chemins fluide dans ce dernier. C'est un nombre adimensionnel qui représente la dispersion de la vitesse microscopique du fluide (alors supposé incompressible et parfait) qui traverse une cellule « mésoscopique » du matériau c'est à dire un volume d'homogénéisation qui comprend un nombre de pores suffisamment grand.

$$a_\infty = \frac{\int_V |v|^2 dV}{\left| \int_V v dV \right|^2} \quad (3.9)$$

Ce nombre est supérieur à 1 par définition. Dans le cas des laines de verres, la tortuosité est souvent proche de 1. Elle peut être plus élevée pour certaines mousses et parfois atteindre des valeurs caractéristiques de l'ordre de 4.

### d. Les longueurs caractéristiques (thermique et visqueuse)

La longueur caractéristique visqueuse ne dépend que de la géométrie du matériau. Elle est définie de manière générale par :

$$\Lambda = \frac{\int_V |v|^2 dV}{\int_S |v|^2 dS} \quad (3.10)$$

Ici, le volume  $V$  est le volume de fluide contenu dans un pore tandis que la surface  $S$  est la surface de contact avec la partie solide du matériau constituant le pore. Dans le cas de la plupart des matériaux poreux on peut se ramener à l'expression :

$$\Lambda = s * \left( \frac{8\alpha_\infty \nu}{\phi\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

Où  $s$  est un coefficient correctif. Dans le cas de pores cylindriques à section cylindrique,  $s$  vaut exactement 1.

La longueur caractéristique thermique permet de prendre en compte les échanges thermiques entre le fluide et le matériau au niveau d'un pore. Elle est définie par :

$$\Lambda' = 2 \frac{\int_V dV}{\int_S dS} \quad (3.12)$$

Dans le cas de pores à section uniformes on a  $\Lambda = \Lambda' = r$  où  $r$  est le rayon du pore. Sinon on écrit :

$$\Lambda' = s' * \left( \frac{8\alpha_\infty v}{\varphi\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

où  $s'$  est un coefficient correctif.

Pour des pores quelconques :  $10^{-5} \text{ m} < \Lambda < \Lambda' < 10^{-3} \text{ m}$ .

#### e. Modèle d'Allard à 5 paramètres

Le modèle d'Allard permet de déduire des paramètres exposés précédemment les grandeurs caractéristiques du milieu équivalent. On trouvera ci-dessous les expressions du module de compressibilité et de la masse volumique du milieu équivalent.

$$\rho_m(\omega) = \alpha_\infty \rho_a \left[ 1 - \frac{i\sigma\varphi G(\omega)}{\rho_a \alpha_\infty \omega} \right] \quad (3.14)$$

$$K_m(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1)H(\omega)} \quad (3.15)$$

Avec :

$$G(\omega) = \left( 1 + \frac{4i\alpha_\infty^2 v \rho_a \omega}{\sigma^2 \varphi^2 \Lambda^2} \right)^{1/2}$$

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + \frac{8v}{i\Lambda^2 \rho_a \text{Pr} \omega} \left( 1 + \frac{i\Lambda^2 \rho_a \text{Pr} \omega}{16v} \right)^{1/2}}$$

Où  $\text{Pr}$  représente le nombre de Prandtl

On notera qu'aux très hautes fréquences le module de compressibilité et la masse volumique exprimés ci-dessus ont les comportements asymptotiques suivants :

$$K_m \rightarrow \gamma P_0$$

$$\rho_m \rightarrow \rho_a \alpha_\infty$$

Avec  $\gamma$  la compressibilité de l'air et  $P_0$  une pression de référence (dans notre cas la pression atmosphérique)

#### *3.2.4 Expériences numériques conduites avec le modèle d'Allard*

La programmation sous MATLAB des équations (3.14) et (3.15) permet de réaliser quelques expériences numériques afin de se représenter l'influence des différents paramètres. Au cours des différents essais les valeurs de  $s$  et  $s'$  ont été prises égales à 1. L'utilisateur est alors invité à fixer au choix une valeur de porosité, de résistivité ou de tortuosité. Le programme réalisé permet alors d'observer les valeurs prise par la célérité de l'onde et la température (par l'intermédiaire de la formule utilisée par l'USA-1) sur des plages définies au préalable pour les autres paramètres. Le programme utilise les valeurs suivantes :

- Viscosité de l'air :  $\nu_a = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- Masse volumique de l'air :  $\rho_a = 1.29 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
- Capacité calorifique à pression constante :  $C_p = 1000 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
- Module de compressibilité de l'air :  $K = 0.04 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
- Pression atmosphérique :  $P_{atm} = 101325 \text{ Pa}$
- Coefficient de compression :  $\gamma = 1.4$
- Fréquence : 35 kHz

Plusieurs séries d'expériences ont été conduites, chaque série correspondant par exemple à une série de plage de donnée :

a. Expérience 1 :

Avec une porosité de 0.99 les plages étudiées ont été les suivantes :

- Résistivité : de 0.01 à 2 par pas de 0.01
- Tortuosité : de 1 à 1.1 par pas de 0.01 puis de 1 à 1.01 par pas de 0.0001

On observe que la tortuosité a beaucoup plus d'influence que la résistivité sur la célérité et la température. Entre autres, une simple variation de la tortuosité entre 1 et 1.2 peut entraîner une diminution de la température de 50°C par rapport aux conditions standards. A une échelle plus fine, une variation de 1% de la tortuosité serait suffisante pour générer des perturbations de la température de l'ordre de celles observées expérimentalement dans les conditions les plus défavorables.

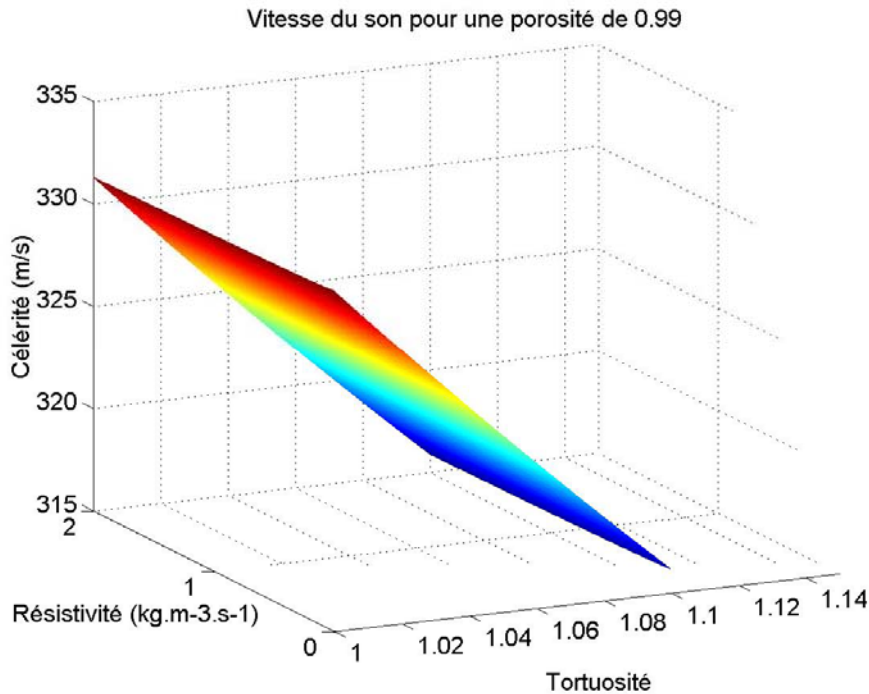


Figure 3.10a : Variations de la célérité du son en fonction de la résistivité et de la tortuosité pour une porosité de 0.99 estimées par le modèle d'Allard à 5 paramètres



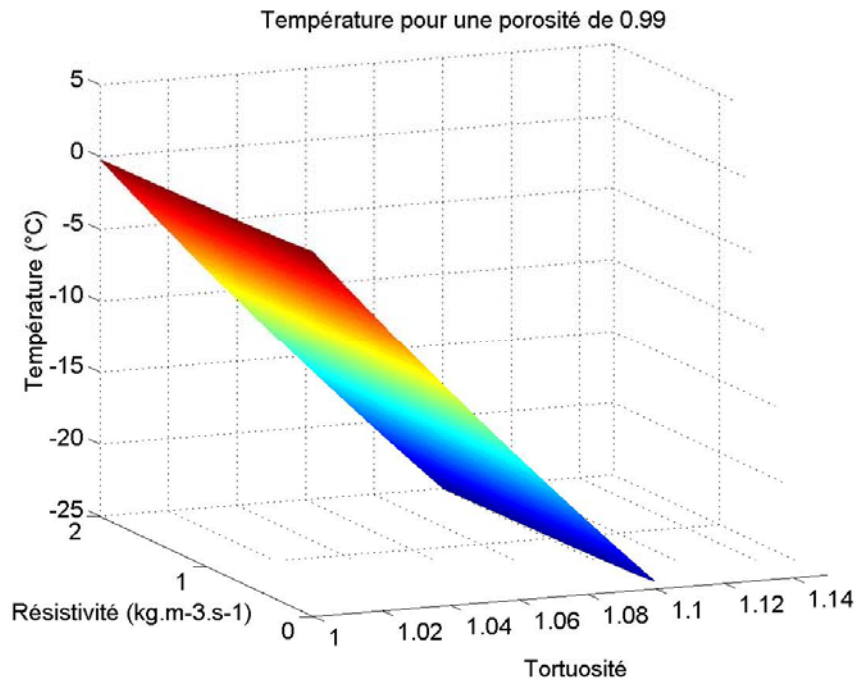


Figure 3.10b : Variations de la température qu'aurait calculée l'USA-1 dans des conditions similaires (estimation par le modèle d'Allard à 5 paramètres).

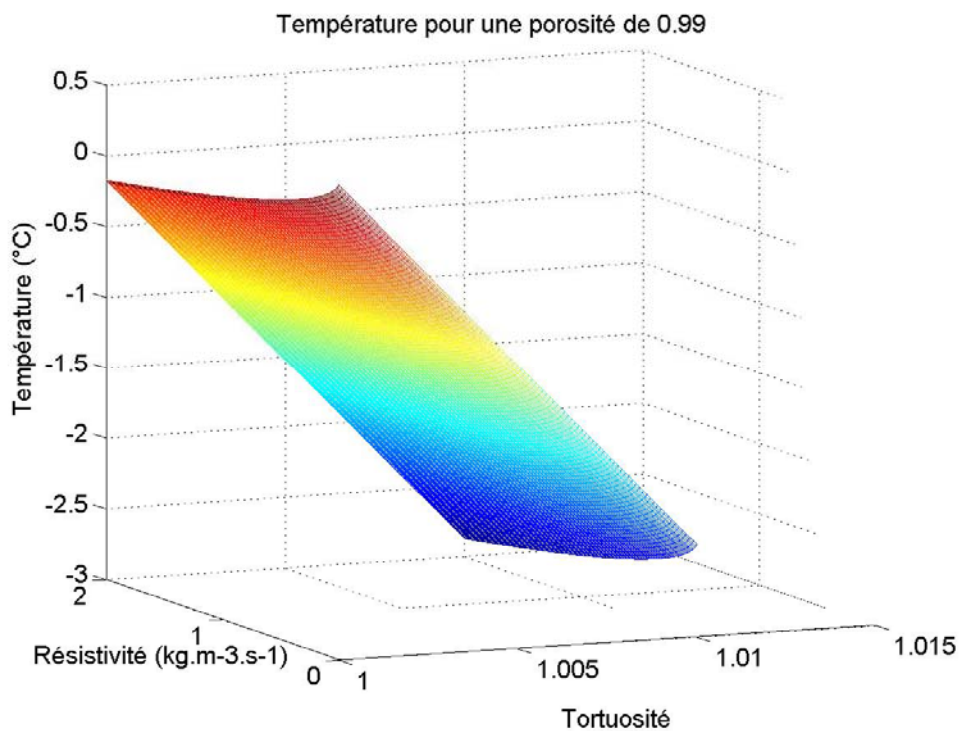


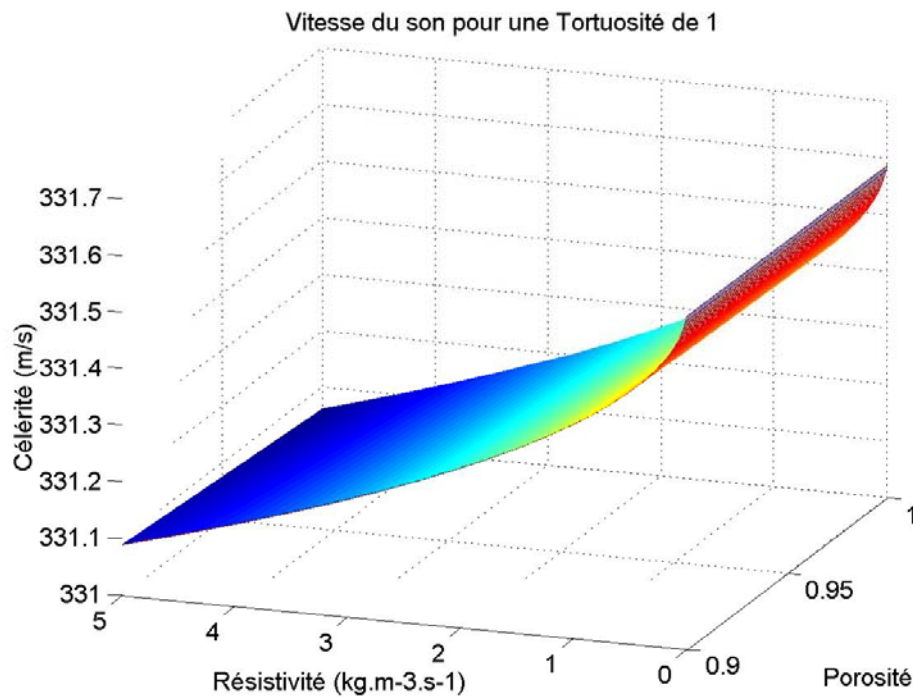
Figure 3.10c : Variations de la température calculée par l'USA-1 pour une variation de la tortuosité du milieu inférieure à 1%, la porosité étant fixée à 0.99 et la plage des résistivités demeurant inchangée.

### b. Expérience 2 :

Avec une tortuosité de 1 les plages étudiées ont été les suivantes :

- Résistivité : de 0.01 à 5 par pas de 0.01
- Porosité : de 0.9 à 1 par pas de 0.001

Cette expérience montre quant à elle que pour toute la plage de porosité étudiée, une résistivité de 5 peut entraîner une chute de température de 0.6 °C donc de l'ordre des perturbations mesurées.



*Figure 3.11a : Variation de la célérité du son en fonction de la résistivité et de la porosité pour une tortuosité de 1.*

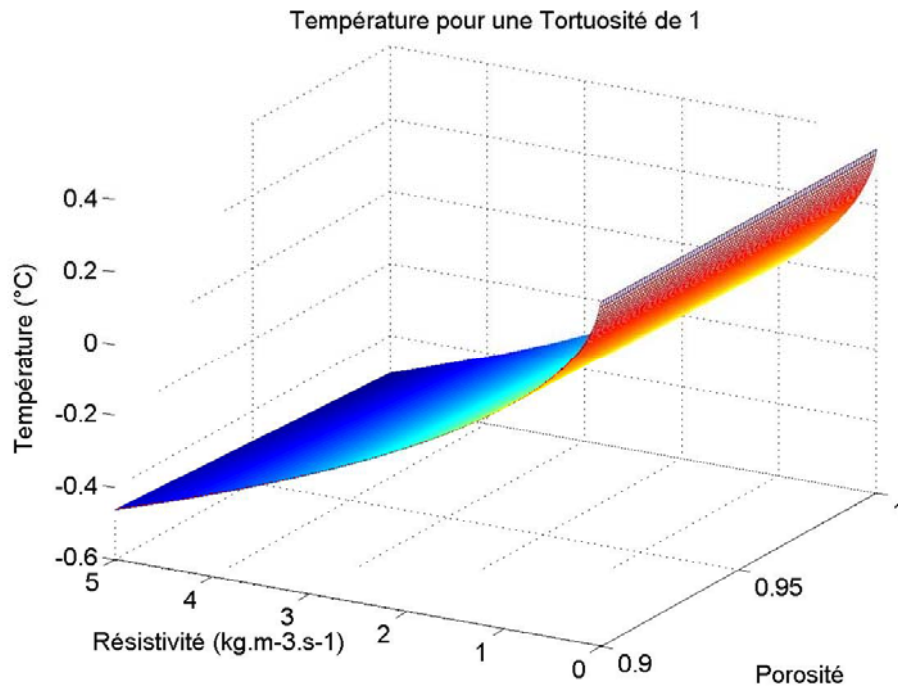


Figure 3.11b : Variations de la température calculée par l'USA-1 dans les mêmes conditions que précédemment.

### c. Expérience 3 :

Dans les mêmes conditions, l'influence de la porosité seule a été étudiée pour des tortuosités et des résistivités données. On peut alors montrer qu'avec une tortuosité de 1 et une résistivité de 0.1 à 1, on n'observe pas de différence significative au niveau de la température pour toute la plage de porosité étudiée, les variations enregistrées ne dépassant pas le dixième de degrés Celsius. En revanche, pour des résistivités de 3 et 5, les variations de températures enregistrées en fonction de la porosité peuvent atteindre quelques dixièmes de degrés.

Un rapide bilan de ces expériences prospectives montre que les ordres de grandeurs mesurés expérimentalement peuvent être retrouvés par des modèles théoriques relativement adaptés avec des réglages de paramètres qui restent raisonnables compte tenu des ordres de grandeurs estimés ou trouvés dans la littérature. On peut d'ores et déjà conclure que la présence de particules a une influence non négligeable sur la mesure de l'anémomètre à partir d'une concentration seuil. En conséquence, l'appareil n'est pas utilisable pour mesurer la vitesse de l'air dans les zones où la concentration en particules est forte. Cela dit, une étude plus poussée sur le milieu équivalent que pourrait constituer le mélange formé par l'air et la neige transportée et sur ses interactions avec l'onde acoustique émise par l'appareil est susceptible d'amener des résultats intéressants. Une des perspectives d'un tel travail serait en effet la mesure de vitesse de groupe du mélange, cette vitesse étant utilisée par certains auteurs au sein de modèles numériques (Bintanja, 1998, 2002a, 2002b), mais difficilement mesurable par la suite.

### 3.2.5 Validation des résultats obtenus in-situ

Les premiers résultats obtenus sur le site du col du Lac Blanc ont été comparés aux mesures de vent et de température réalisées par le CEN à la station Muzelle (anémomètre YOUNG et sonde PT100). On rappelle que l'anémomètre USA-1 est installé à une hauteur de 3.30 mètres par rapport au sol nu. Les capteurs du CEN sont placés beaucoup plus haut. Cela dit, cette information est susceptible d'évoluer en fonction de la hauteur de neige au pied des appareils. Pour rester cohérents avec les mesures fournies par le CEN, les grandeurs comparées sont ici des grandeurs moyennes calculées sur 15 minutes.

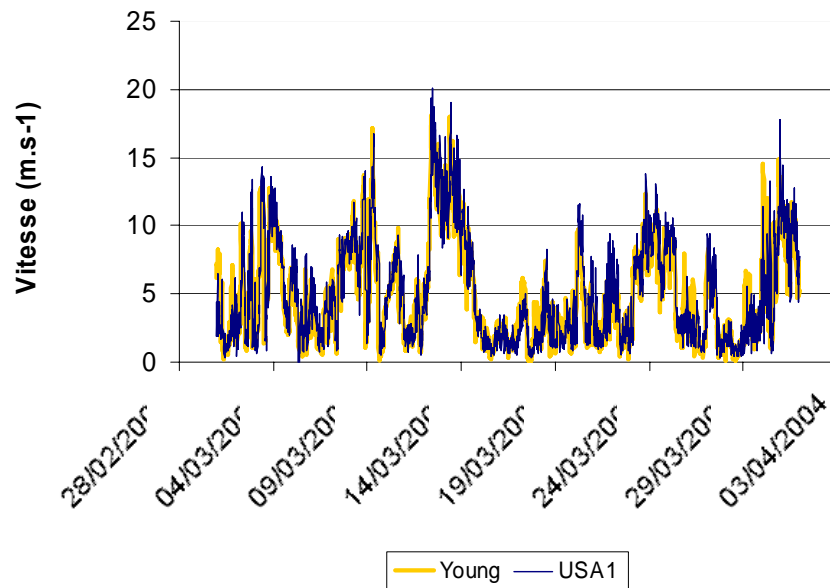


Figure 3.12 : Comparaison des enregistrements de vitesse du vent réalisés par l'anémomètre sonique USA-1 (courbe bleue) ou par un anémomètre Young (courbe orangée).

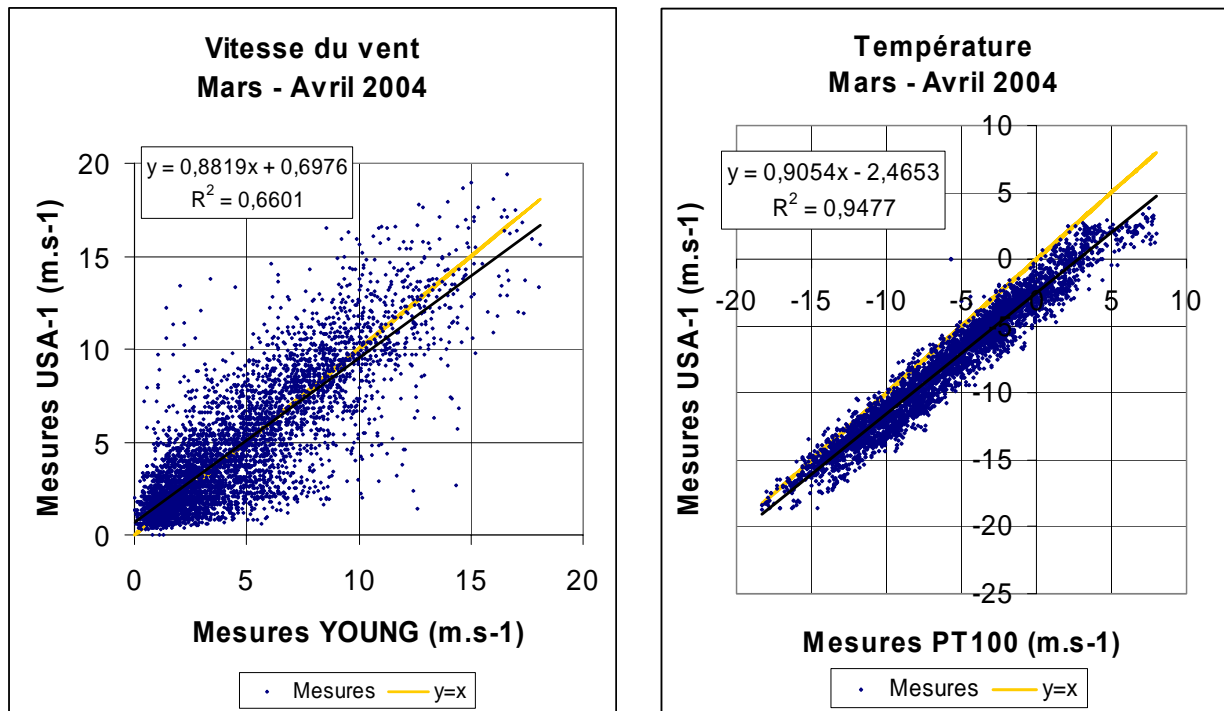


Figure 3.13 : Comparaison des résultats donnés par l'anémomètre USA-1 avec les enregistrements du CEN sur une période de deux mois.

Les comparaisons effectuées au cours des mois de mars et d'avril 2004 montrent une corrélation satisfaisante des données de vent qui dans l'ensemble, sont relativement centrées sur une droite de pente proche de 1 malgré une dispersion notable. Cela dit, la configuration du site, l'éloignement des instruments de mesures et surtout la différence de hauteur d'implantation de ces derniers ne permet pas d'espérer des corrélations meilleures que celles obtenues. La pente de 0.88 (légèrement inférieure à 1) est d'ailleurs cohérente avec le fait que l'anémomètre YOUNG du CEN était placé plus haut que l'USA-1.

Les mesures de température font apparaître beaucoup moins de dispersion. Elles s'alignent relativement bien sur une droite de pente 0.9 et permettent de constater que la température mesurée par le capteur du CEN est presque toujours supérieure à celle mesurée par l'USA-1. Ici encore la différence de hauteur et de position (par des effets de masque du relief au lever et au coucher du soleil entre autres) sont à envisager.

### III.3 Utilisation d'un FlowCapt à des fins de recherche.

Cette partie a fait l'objet de deux publications : (Cierco *et al.*, 2007c, et Cierco, 2007)

#### 3.3.1 Principe de la mesure acoustique

La mesure acoustique effectuée par le FlowCapt consiste en un enregistrement du bruit causé par l'impact des grains de neige transportés sur une structure tubulaire métallique (figure 3.3). Cet enregistrement est effectué par des microphones enfermés à l'intérieur des différents tubes de la structure. Il s'agit alors de relier le flux de neige aux caractéristiques du signal électrique obtenu à la sortie de chaque microphone.

D'après le concepteur du dispositif (Chritin, communication personnelle) la puissance efficace  $P_e$  du signal issu du micro implanté dans le tube est proportionnelle à la pression acoustique  $P$  dans le tube, cette dernière étant reliée au flux de particules par la relation :

$$P = \lambda * F * (U_p / C)^\alpha = \lambda C M_p U_p (U_p / C)^\alpha \quad (3.16)$$

où  $P$  représente la pression acoustique (Pa),  $F$ , le flux massique ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),  $C$ , la concentration volumique (%),  $U_p$ , la vitesse d'une particule ( $\text{m.s}^{-1}$ ) et  $M_p$  la masse de cette dernière (kg).  $\alpha$  et  $\lambda$  sont des constantes.

Le rapport  $U_p/C$  est supposé constant par le constructeur. Sous cette hypothèse (qui sera discutée par la suite) le flux  $F$  devient la seule variable de (3.16) et cette relation devient alors :

$$P = \lambda_2 F \quad (3.17)$$

La puissance électrique  $P_e$  du signal émis étant ici proportionnelle à la pression acoustique  $P$ , on peut alors écrire :

$$P_e = \beta_1 P = \beta_1 \lambda_2 F \quad (3.18)$$

On peut alors relier la tension électrique  $V_c$  (mV) issue de la carte électronique de gestion du capteur au flux massique de neige. Cette tension  $V_c$  est encore le signal reçu par la centrale d'acquisition. Théoriquement :

$$F = \Lambda V_c^2 \quad (3.19)$$

où  $\Lambda$  est une constante. On notera désormais  $FC$  l'information fournie par la centrale qui représente le flux de neige. Cette grandeur a été baptisée index de flux de neige par les fournisseurs (Chritin *et al.*, 2003). Elle est exprimée cette fois en  $\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Pratiquement, la relation (3.19) a son équivalent dans le programme d'acquisition fourni avec le capteur :

$$FC = 3.10^{-4} V_c^2 \quad (3.20)$$

Les caractéristiques techniques de la centrale imposent à  $V_c$  de varier entre 0 et 2500 mV ce qui permet de déduire la plage de mesure du capteur : 0 – 1875  $\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . En pratique, on constate qu'un flux résiduel de 0.001  $\text{g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est enregistré de manière quasi-systématique en l'absence de transport ce qui correspond à une tension de 1.83 mV environ.

Différentes versions du capteur ont été utilisées lors d'une campagne expérimentale menée dans la soufflerie climatique du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment de Nantes (CSTB) avec de la neige artificielle (Lehning *et al.*, 2002). L'un des modèles était constitué d'un unique tube d'un mètre de haut tandis que l'autre était identique à celui que nous utilisons (6 tubes de 30 cm). Les conclusions des auteurs montrent que les deux modèles de FlowCapt utilisés sous-estiment le flux de neige. Ces résultats concordent avec ceux que Jaedicke (2001) obtient sur le terrain avec un FlowCapt 6 tubes. En effet, il mesure des flux plus petits d'un ordre de grandeur que ceux donnés par Takeuchi (1980). Ces résultats sont en partie corroborés par les mesures *in situ* proposées par Lehning *et al.* (2002) pour qui le FlowCapt sous-estime les flux de neige quand cette dernière est de faible masse volumique et que le transport s'effectue à basses températures. En revanche, les auteurs concluent que l'appareil surestime le flux pour des neiges plus denses et dans des conditions plus chaudes. Ils remettent également en cause la calibration des tubes.

Suite à ces conclusions, le procédé d'étalonnage a été revu par le constructeur. On notera cependant que des résultats récents obtenus *in-situ* mettent en évidence une tendance à la surestimation des flux mesurés par un système de filets (Savelyev *et al.*, 2006). Cette surestimation peut atteindre un ordre de grandeur. Cela dit, Savelyev *et al.* (2006) ne fournissent aucun détail sur le mode opératoire retenu pour l'utilisation des filets, ni sur le traitement des données effectué pour la comparaison.

### 3.3.2 Hypothèses générales pour l'étude du flux de neige

Toute l'étude de terrain et en particulier les éléments relatifs à FlowCapt ont été effectués sous les hypothèses suivantes :

- Le flux en particules est le produit de la concentration dans la direction principale d'écoulement et de la vitesse horizontale des particules.
- La vitesse horizontale des particules est égale à la vitesse horizontale du vent dans la couche de diffusion turbulente.
- Le profil de vitesse peut être supposé logarithmique sur toute la zone d'étude.
- Le couple  $(u^*, z_0)$  est déterminé par approximations successives à partir d'une mesure de la vitesse du vent à 3,30 mètres avec la relation proposée par Pomeroy et Gray, 1990, (chapitre I, équation 1.49).

La première hypothèse peut être réécrite sous la forme mathématique suivante :

$$F(z) = C(z) * U_h(z) \quad (3.21)$$

où  $U_h$  est la vitesse horizontale de la particule.

Une fois éjectée du lit, une particule est soumise aux forces de traînée, de portance et de pesanteur. En projetant le principe fondamental de la dynamique sur l'axe horizontal, on trouve :

$$M_p \frac{dU_h}{dt} = \frac{1}{2} \rho_f S C_x * |U_x - U_h| * (U_x - U_h) \quad (3.22)$$

où  $M_p$  est la masse de la particule,  $S$  le maître couple du grain de neige considéré ( $m^2$ ) et  $U_x$  la vitesse du vent dans la direction principale de l'écoulement.

On suppose  $U_x$  constante dans le temps au point considéré (écoulement stationnaire). La solution  $U_h = U_x$  est alors une solution particulière et la solution asymptotique de l'équation différentielle ci-dessus. Numériquement, pour une particule de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 300  $\text{kg.m}^{-3}$  dans un écoulement à 5  $\text{m.s}^{-1}$  et avec  $Cd = \frac{24}{R_e} \left( 1 + \frac{R_e^{2/3}}{6} \right)$  où  $R_e$  est calculé à chaque pas de temps avec la vitesse relative du fluide par rapport à la particule d'une part et le diamètre de cette dernière d'autre part, on trouve que la particule atteint 99 % de la vitesse du fluide en un temps inférieur à une demi seconde. Or le temps de vol d'une particule dans la couche de diffusion turbulente est de l'ordre de plusieurs secondes. On peut donc considérer que la seconde hypothèse est bien vérifiée. Enfin, sur les durées d'observation considérées (de 5 à 30 minutes), le profil de vitesse suit effectivement la loi logarithmique.

D'après les hypothèses 2 et 3 on peut écrire :

$$U_h(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.23)$$

On rappelle également l'équation (1.43) du chapitre I qui décrit la répartition verticale de la concentration dans la zone de diffusion turbulente :

$$\frac{C}{C_{réf}} = \left(\frac{z}{z_{réf}}\right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$$

D'après les équations (3.21) et (3.23) et l'équation (1.38) rappelée ci-dessus :

$$F(z) = C_{réf} \left(\frac{z}{z_{réf}}\right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}} \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.24)$$

$F(z)$  est donc une fonction continue et non linéaire de la variable  $z$ . Or la géométrie et la disposition des tubes induisent une intégration spatiale des résultats. En effet, en appelant  $H_1$  et  $H_2$  les altitudes du bas et du sommet du tube étudié (tube  $n$ ) et  $F_n$  le flux reçu par ce même tube :

$$F_n = \frac{1}{L} \int_{H_1}^{H_2} F(z) dz \quad (3.25)$$

Or, du fait de la continuité de la fonction  $F$ , il existe une altitude  $z_{eq}$  comprise entre  $H_1$  et  $H_2$  pour laquelle  $F$  prend la valeur du flux moyen  $F_n$  (voir figure 3.8). Alors :

$$F(z_{eq}) = \frac{1}{L} \int_{H_1}^{H_2} F(z) dz = F_n \quad (3.26)$$



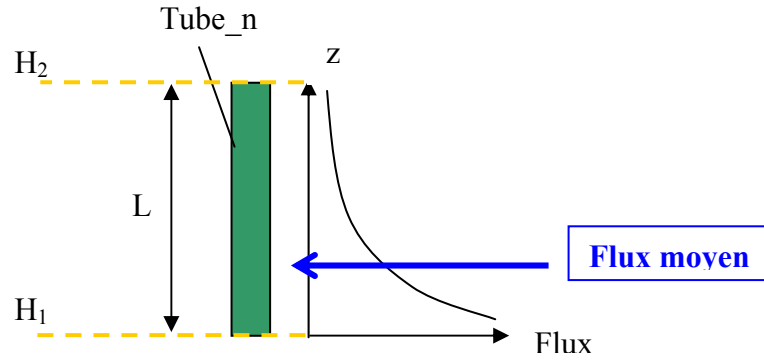


Figure 3.14 : Relation entre le flux indiqué par FlowCapt et  $F(z)$ .

Dans la suite,  $L$  représente la longueur d'un tube ( $L = H_2 - H_1$ ). Pour un flux donné,  $F_n$  prend une valeur constante que l'on peut estimer à partir de  $u_*$ ,  $z_0$ ,  $U_F$ ,  $\sigma_s$ ,  $H_1$  et  $H_2$  en calculant l'intégrale donnée dans l'équation (3.26) :

$$F_n = \frac{C_{réf} z_{réf}^\alpha u_*}{\kappa} * I \quad (3.27)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\sigma_s |U_F|}{\kappa u_*}$$

$$\text{et } I = \frac{1}{(1-\alpha)L} \left[ (H_1 + L)^{1-\alpha} \left( \ln \left( \frac{H_1 + L}{z_0} \right) - \frac{1}{1-\alpha} \right) - (H_1)^{1-\alpha} \left( \ln \left( \frac{H_1}{z_0} \right) - \frac{1}{1-\alpha} \right) \right]$$

En calculant  $z_0$  et  $u_*$  à partir de la vitesse du vent mesuré par l'anémomètre sonique à 3.30 mètres du sol, et à partir d'estimation de  $U_F$  et de  $\sigma_s$ , on peut obtenir la valeur de  $I$ .

On peut alors estimer la hauteur équivalente  $z_{eq}$  en remplaçant  $z$  dans l'équation (3.26) :

$$\frac{C_{réf} z_{réf}^\alpha u_*}{\kappa} * z_{eq}^{-\alpha} \ln \left( \frac{z_{eq}}{z_0} \right) = F_n \quad (3.28)$$

Qui d'après (3.27) se simplifie en :

$$z_{eq}^{-\alpha} \ln \left( \frac{z_{eq}}{z_0} \right) = I \quad (3.29)$$

Cette dernière admettant la solution :

$$z_{eq} = \exp \left( -\frac{1}{\alpha} \left( \text{lambertw} \left[ -\alpha * I * \left( \frac{1}{z_0} \right)^{-\alpha} \right] + \left( \frac{1}{z_0} \right)^{+\alpha} \right) \right) \quad (3.30)$$

où lambertw est la fonction W de Lambert.

Un calcul formel a été effectué à partir de valeurs trouvées dans la bibliographie pour  $U_F$  ( $1 \text{ m.s}^{-1}$ ) et  $\sigma_s$  (0.5). Une vitesse de vent à 3.30 mètres a été imposée arbitrairement ( $10 \text{ m.s}^{-1}$ ) à partir de laquelle  $u_*$  et  $z_0$  ont été calculé de manière itérative à partir de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) :

$$\begin{cases} U_h(3.30) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{3.30}{z_0}\right) \\ z_0 = 0.1203 \frac{u_*^2}{2g} \end{cases}$$

La valeur de  $z_0$  était initialisée à  $10^{-4}$  mètre et la valeur  $5.10^{-5}$  a été choisie comme critère de convergence du calcul. Le tableau 3.2 présente le profil des hauteurs  $z_{eq}$  obtenues :

	Tube 1	Tube 2	Tube 3	Tube 4	Tube 5	Tube 6
$z = (H_1+H_2)/2$	0.15	0.45	0.75	1.05	1.35	1.65
$z_{eq}$	0.1707	0.4574	0.7544	1.0531	1.3524	1.6520
$U_h(z)$	5.87	7.33	8.01	8.46	8.80	9.06
$U_h(z_{eq})$	6.04	7.36	8.02	8.47	8.80	9.07

Tableau 3.2 : Hauteur équivalente de la mesure avec des capteurs verticaux

On constate numériquement que les valeurs de  $z_{eq}$  sont proches de  $(H_1+H_2)/2$  c'est-à-dire qu'elles correspondent à peu près à l'altitude du milieu du tube, sauf éventuellement pour le tube le plus bas.

Le calcul de  $U_h(z)$  est alors aussi entaché d'erreur du fait de l'incertitude qui pèse sur l'évaluation de  $z$ . L'ordre de grandeur de l'incertitude sur la vitesse à la hauteur  $z$  est ici de  $0.15$  à  $0.30 \text{ m.s}^{-1}$  pour le tube 1 soit environ 5%. Cette incertitude diminue à quelques centimètres par secondes pour les tubes supérieurs. En pratique le flux peut donc être assigné à l'altitude correspondant à celle du milieu du tube  $((H_1+H_2)/2)$  même pour le tube 1. Les calculs ont été repris avec des valeurs de  $\alpha$  estimées à partir de relevés effectués au col du lac blanc. Des mesures réalisées avec l'anémomètre ultrasonique ont permis de déterminer  $u_*$  et  $z_0$  selon le procédé décrit ci-dessus. Les profils de flux réalisés à partir des filets ont alors permis de déterminer la valeur de  $\alpha$ . Pour les épisodes considérés, l'erreur commise sur la détermination de  $z$  a conduit à une erreur de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  sur la vitesse  $U_h$  pour le tube 1 soit environ 10%.

Il apparaît également que la solution calculée est sensible à la valeur de  $\alpha$  qui dépend elle-même des estimations de  $U_F$  et de  $\sigma_s$  et qui, en règle générale, n'est pas connue avec une grande précision. Les variations sur  $\alpha$  se reportent sur  $z_{eq}$  puis sur  $U(z)$  avec une amplitude qui peut atteindre quelques dizaines de centimètres par seconde c'est-à-dire l'ordre de grandeur de l'erreur estimée plus haut. Le tableau 3.3 donne par exemple les valeurs obtenues avec un nombre de Schmidt turbulent de 0.8.

	Tube 1	Tube 2	Tube 3	Tube 4	Tube 5	Tube 6
$z = (H_1+H_2)/2$	0.15	0.45	0.75	1.05	1.35	1.65
$z_{eq}$	0.1841	0.4641	0.7586	1.0562	1.3548	1.6539
$U_h(z)$	5.87	7.33	8.01	8.46	8.80	9.06
$U_h(z_{eq})$	6.14	7.37	8.03	8.47	8.80	9.07

Tableau 3.3 : Hauteur équivalente de la mesure avec des capteurs verticaux

L'incertitude qui pèse sur les valeurs de  $U_F$  et de  $\sigma_s$  a des conséquences non négligeables sur la détermination de  $z_{eq}$  puis sur celle de  $U_h$  ce qui constitue un facteur limitant dans la détermination de l'influence du phénomène d'intégration spatiale du flux lié au procédé de mesure du driftomètre acoustique.

Etant donnée l'impossibilité de prendre en compte ce phénomène de manière suffisamment précise, il a été jugé plus opportun de modifier le protocole de la mesure filets pour reproduire un biais de mesure identique. Ainsi des filets de section comparable à la section efficace des tubes ont été fabriqués. Ces derniers ont pu être utilisés à partir de la saison 2004-2005. Lors des expériences ils étaient alors placés verticalement pour reproduire la configuration des tubes du driftomètre acoustique.

On notera enfin que le capteur a été positionné dans une zone d'érosion du col du Lac Blanc. De ce fait, le sol est resté nu pendant la presque totalité de la saison 2004-2005 alors qu'il était enneigé à quelques mètres de là. Les erreurs de mesure qu'aurait engendrées un enfouissement même partiel du capteur ont ainsi été évitées. En effet, comme on l'a vu précédemment, les tubes sont sensibles à une quantité intégrée sur l'ensemble de la longueur du tube (la quantité de mouvement des particules ou à leur énergie cinétique) et pas à la densité surfacique d'une quelconque grandeur. Il en résulte que la surface sollicitée joue un rôle dans la mesure. Ainsi le calibrage permet d'associer une sollicitation (effectuée sur toute la longueur disponible) à un flux de particules. Sur le terrain, l'enfouissement partiel des tubes situés à proximité du sol conduit à ce que seule une partie du capteur soit affectée par le transport. Il en résulte que la sollicitation est moindre pour un flux de neige pourtant identique. L'appareil sera donc conduit à sous-estimer la quantité de neige transportée en conséquence.

Enfin, sur la saison 2004-2005, le capteur acoustique est arrivé à saturation pendant une quinzaine d'heures en cumulé et, à notre connaissance, les tubes ont été une fois pris dans une épaisse gangue de glace en trois ans. Ces observations complémentaires montrent que le revêtement Teflon des tubes est relativement efficace contre le givre. En revanche une légère adaptation du gain du capteur devrait permettre de rendre celui-ci plus fiable lors des gros épisodes de transport.

Dans toute la suite les tubes seront numérotés de 1 à 6 depuis le bas.

### 3.3.3 Résultats expérimentaux au col du Lac Blanc

La saison 2003-2004 a été l'occasion d'obtenir des premiers résultats et de valider la cohérence des données obtenues. Les enregistrements disponibles ont pu être confrontés à ceux réalisés sur un driftomètre du même type développé au Cemagref quelques années auparavant et Commercialisé par la société AUTEG. On trouvera les informations relatives à ce capteur dans Michaux (2003). On notera que les indications fournies par ce modèle sont

des tensions exprimées en mV. Aucune conversion n'est proposée pour interpréter les résultats en termes de flux de neige.

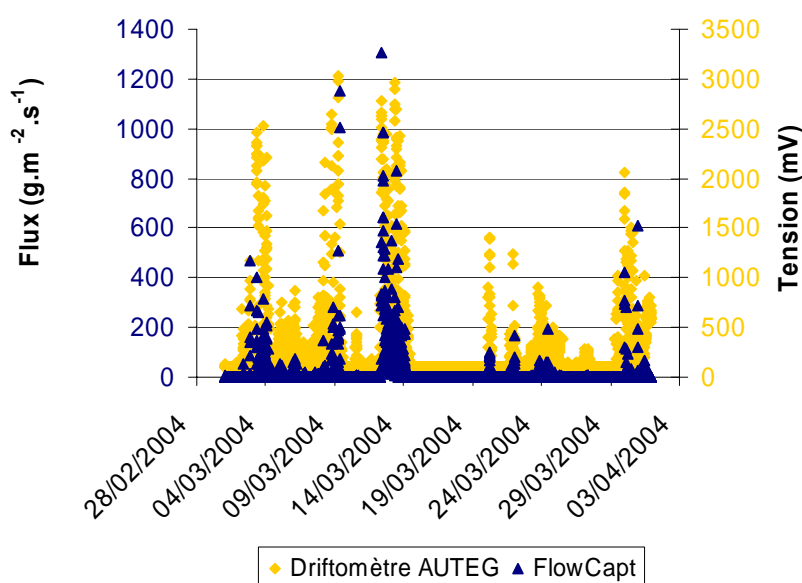


Figure 3.15 : Comparaisons des événements enregistrés au mois de mars 2004 à partir des deux capteurs acoustiques de transport de neige : le driftomètre AUTEG (losanges oranges) et FlowCapt (triangles bleus).

Sur la figure 3.15, la comparaison des enregistrements permet de constater la simultanéité des pics de flux ce qui indique que les deux capteurs détectent les mêmes épisodes de transport. On précise qu'on a ici représenté la somme des flux enregistrés par les différents tubes du FlowCapt (triangles bleus) afin que la mesure puisse être comparée à celle du driftophone AUTEG, ce dernier étant constitué d'un unique tube de 2 mètres. Les informations disponibles étant fournies dans des unités différentes, il n'a pas été possible d'aller plus loin dans l'exploitation de ces données pour valider les mesures effectuées à l'aide du FlowCapt.

Les mesures obtenus au cours des saisons 2003-2004 et 2004-2005 ont permis de vérifier la forme des profils de concentrations dans la couche de transport par diffusion turbulente. Des profils verticaux de flux moyens réalisés sur 15 minutes ont été comparés avec la loi théorique donnée par l'équation (1.43) au chapitre I et rappelée ci-dessous.

$$\frac{C}{C_{réf}} = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$$

Cette relation prévoit une décroissance de la concentration en particules avec l'augmentation de la hauteur au-dessus du sol suivant une loi puissance. Elle peut être réécrite pour le flux de neige avec les hypothèses précédemment décrites (équation 3.24) rappelée ici :

$$F(z) = C_{réf} \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}} \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right)$$

La dérivée de F par rapport à z s'écrit alors :

$$\frac{dF(z)}{dz} = \underbrace{C_{réf} \frac{u_*}{\kappa} \frac{1}{z} \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{-\alpha}}_{>0} \left[ 1 - \alpha \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \right] \quad (3.31)$$

avec  $\alpha = \frac{|U_F| \sigma_s}{\kappa u_*}$

Il apparaît alors que F est une fonction décroissante de z si et seulement si  $z > z_0 \exp(1/\alpha)$ . Or les mesures effectuées tout au long de la saison 2004-2005 ont permis d'estimer les ordres de grandeurs suivants :  $0.31 < \alpha < 5.9$  et  $z_0 < 5$  mm ce qui conduit à  $1.17 < \exp(1/\alpha) < 25.28$ . En conséquence, on s'attend à ce que la fonction F soit décroissante pour des valeurs de z supérieures à 2 centimètres c'est à dire sur l'ensemble de notre zone d'étude puisque l'équation (1.43) utilisée pour obtenir ce résultat est uniquement valable dans la couche de diffusion c'est à dire au-dessus des 10 ou 30 premiers centimètres en partant du sol. Cette tendance est relativement bien reproduite par les données de FlowCapt si l'on excepte celles provenant du tube 6 (tube le plus haut) comme l'indique la figure 3.16. Contrairement aux prévisions théoriques, ce tube enregistre un flux beaucoup plus important que ses voisins et parfois même que les tubes 1 et 2 pourtant situés près du sol. Ce problème est apparu dans plus de la moitié des profils retenus lors de l'hiver 2003-2004 et dans un très grand nombre de cas lors de l'hiver suivant. Il a également été constaté par Jaedicke (2001), en particulier sur le capteur référencé FC-3 (Figure 5 de l'article cité).

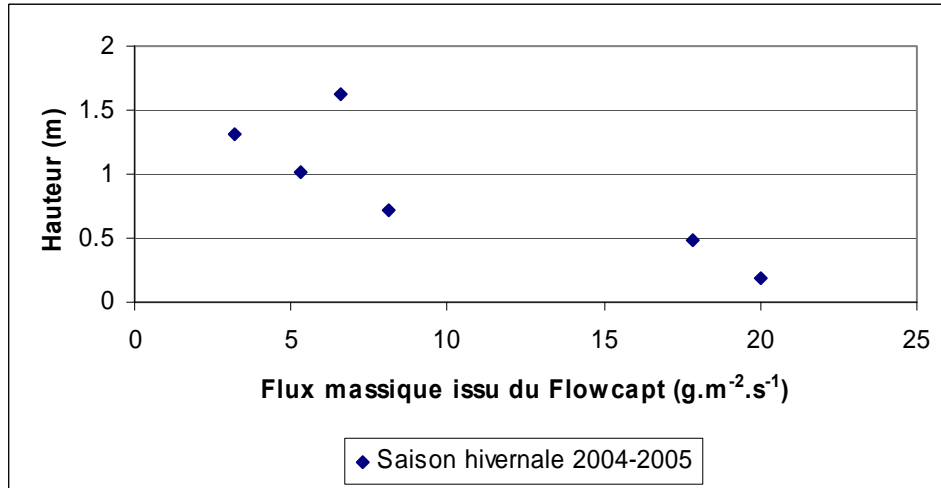


Figure 3.16 : Profil de flux moyen sur l'ensemble de la saison 2004-2005 élaboré à partir des données enregistrées par le FlowCapt.

Enfin, au cours de la saison 2004-2005, des mesures filets ont été effectuées afin de comparer les résultats de FlowCapt à une mesure de référence (voir le dispositif de la Figure 3.4 et les conclusions du paragraphe 3.3.2). La procédure était alors la suivante : un fonctionnement en mode rapide assurait l'enregistrement de toutes les données acquises par la centrale. Les filets étaient placés dans la direction principale de l'écoulement. Après un délai variable (de 5 à 30 minutes en fonction de la vitesse du vent), les filets étaient relevés et la quantité de neige pesée avec une précision de 1 gramme. Ce procédé a permis d'obtenir des flux massiques moyens sur des intervalles de temps déterminés. Les enregistrements de

FlowCapt étaient alors découpés de manière à obtenir les données acquises sur les intervalles de temps correspondants, la fréquence d'acquisition ayant été forcée à 0.2 hertz. Un flux moyen a alors été calculé sur la même base de temps et les mesures acquises par les deux méthodes (filets – FlowCapt) ont été comparées pour chaque hauteur de mesure. Le rapport des flux mesurés (flux FlowCapt sur flux filets) a ainsi été calculé à chaque fois. La figure 3.17 montre ainsi les profils obtenus pour ces rapports.

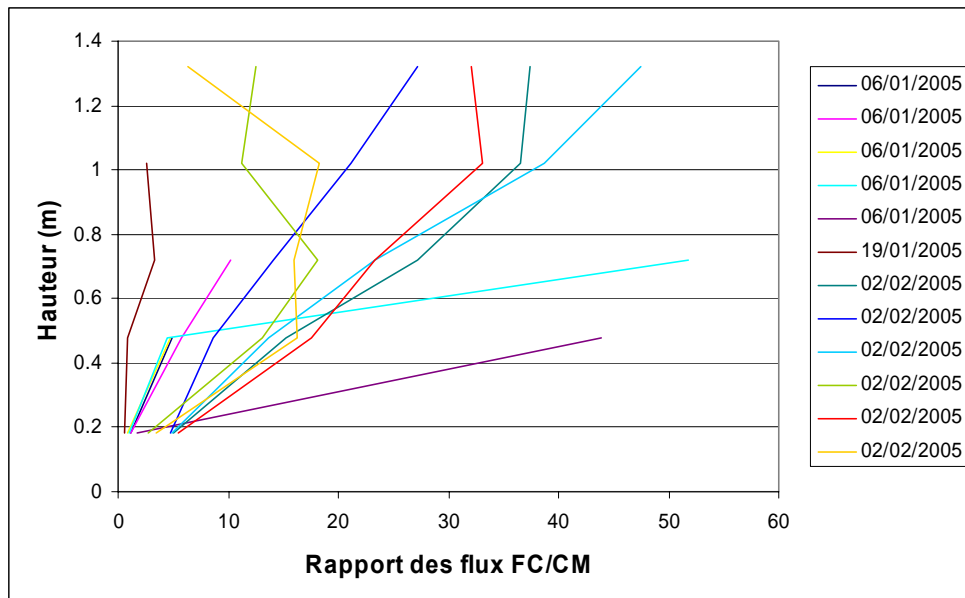


Figure 3.17 : Rapport des flux mesurés avec FlowCapt et par mesures filets. Les résultats ont été classés en fonction de la hauteur du capteur ayant servi à réaliser la mesure (filet ou tube de FlowCapt).

Dans la suite FC fait référence aux mesures de flux réalisées par un tube de FlowCapt et CM à celles qui ont été obtenues par l'intermédiaire des filets (ou capteurs mécaniques). On observe de manière frappante que le rapport FC/CM, est très variable d'un épisode à l'autre et plus encore qu'il varie fortement avec la hauteur lors d'un même épisode.

La valeur des rapports FC/CM est de 15.1 en moyenne mais on observe de grandes disparités en fonction des tubes (des valeurs allant jusqu'à 50 ont été enregistrées pour le tube 5) alors qu'on attendait des valeurs proches de 1. Le tube 6 n'a pas été pris en considération pour les raisons évoquées ci-dessus. On constate ici avec Savelyev *et al.* (2006) que le FlowCapt surestime d'un ordre de grandeur le flux de neige capté par les filets. Les résultats ci-dessus peuvent également être représentés de la manière suivante : pour deux événements survenus le 06 janvier et le 02 février 2005 et pour chaque tube, le flux enregistré par le driftomètre FlowCapt (Flux FC) a été tracé en fonction du flux mesuré grâce aux filets (Flux CM). Dans un premier temps, les résultats ont été présentés tube par tube sans chercher à discuter l'hypothèse de linéarité entre le flux FC et le flux CM proposée par le constructeur. Les figures 3.18 et 3.19 montrent les résultats obtenus :

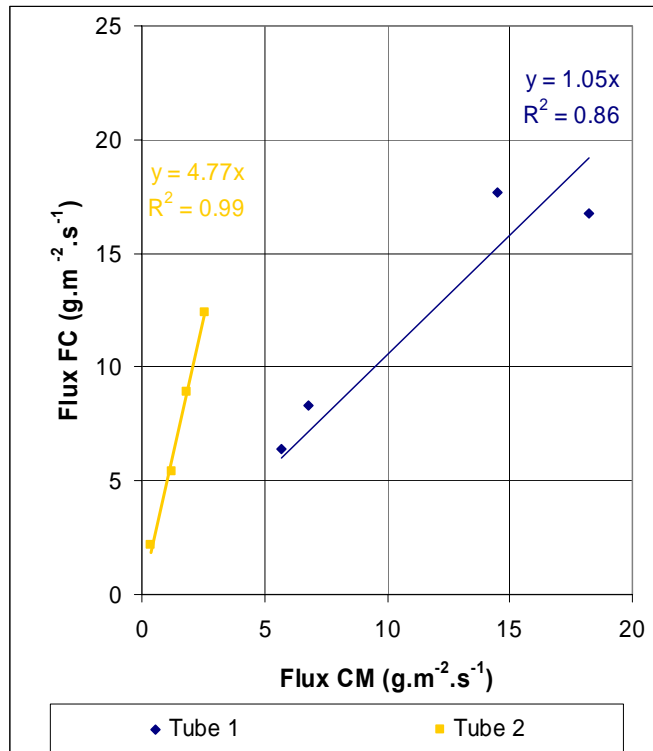


Figure 3.18 : Flux mesurés par FlowCapt en fonction des flux filets le 06 janvier 2005

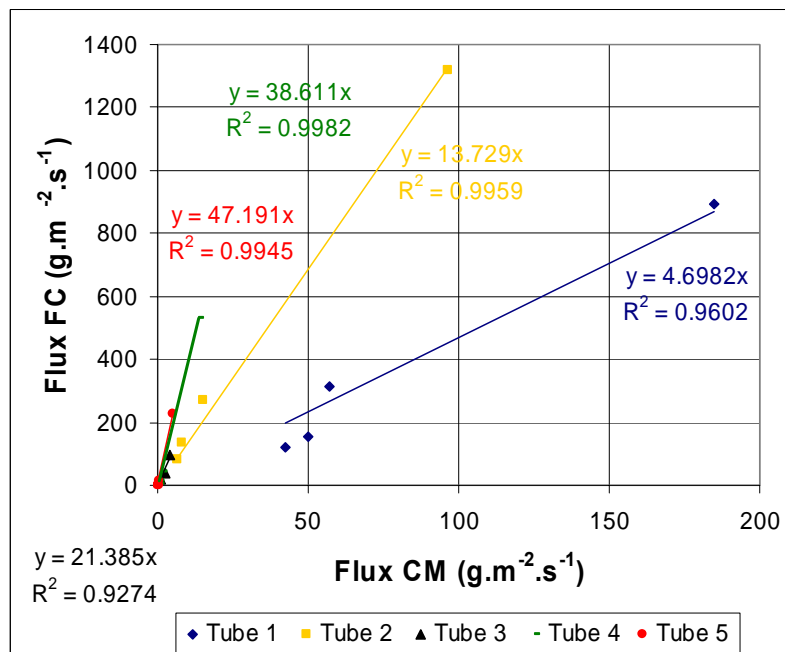


Figure 3.19 : Flux mesurés par FlowCapt en fonction des flux filets le 02 février 2005

Les résultats ci-dessus montrent que le coefficient de proportionnalité qui relie le flux FC au flux CM croît avec la hauteur du capteur utilisé (on rappelle que les tubes sont numérotés de bas en haut). L'influence des fortes valeurs enregistrées avec les tubes 1 et 2 (respectivement supérieures à 800 et 1200 g.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) joue principalement sur la valeur du coefficient de détermination R<sup>2</sup> en donnant à ce dernier une valeur artificiellement haute mais elle ne remet pas en cause la tendance décrite précédemment.

Ainsi, une observation brute des résultats de FlowCapt montre que les données obtenues nécessitent d'être traitées avec beaucoup de précautions. A ce stade, une meilleure compréhension du processus physique de la mesure s'est avérée nécessaire. Aussi, le montage mécanique des tubes (§ 3.3.4), l'influence du type de particules (§ 3.3.5) puis le traitement de la vitesse des particules (§ 3.3.6 et suivants) ont été étudiés de manière spécifique.

### 3.3.4 Influence du couplage mécanique des tubes

Les résultats présentés sur la figure 3.16 mettent en évidence un biais de mesure inexpliqué d'autant plus important qu'il a été fréquemment observé et ce par plusieurs expérimentateurs (voir Jaedicke, 2001). Le découplage mécanique entre les tubes a donc été analysé afin de déterminer dans quelle mesure la sollicitation d'un de ces derniers était susceptible de perturber la mesure de ses voisins.

L'évaluation de l'influence des liaisons mécaniques a été conduite *in situ* de sorte que le capteur soit dans sa configuration opérationnelle. Deux expériences ont été réalisées, la première en avril, la seconde en septembre. A chaque fois, les tubes ont été sollicités successivement et dans l'ordre des tubes suivant différents procédés. Dans la suite les sollicitations sont numérotées de sorte que la sollicitation 1 concerne le tube 1 et uniquement celui-ci, la sollicitation 2 le tube 2 et ainsi de suite... Les deux expériences ont été effectuées par temps calme et donc sans transport de neige. Pour chaque sollicitation les flux enregistrés par les 5 tubes ont été adimensionnés par le flux moyen enregistré par le tube sollicité puis multiplié par 100 afin de pouvoir lire directement « le pourcentage de signal » transmis aux tubes voisins. On notera que le signal enregistré sur le tube sollicité se trouvait alors à chaque fois au milieu de la plage de mesures (les valeurs étaient comprises entre 500 et 1000  $\text{g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Aucun cas de saturation n'est survenu au cours de cette expérience.

Les résultats de l'essai réalisé le 28 avril 2005 par  $-9^{\circ}\text{C}$  sont représentés sur la Figure 3.20. Dans cette expérience, une sollicitation d'une minute a été réalisée grâce à une tige métallique à une fréquence de 200 coups par minute. Une pause d'une minute était effectuée entre chaque excitation. Les résultats montrent que pour une sollicitation moyenne d'un tube, le bruit enregistré par ses voisins peut atteindre des valeurs comprises entre 5 et 20 % du signal enregistré par le tube excité.

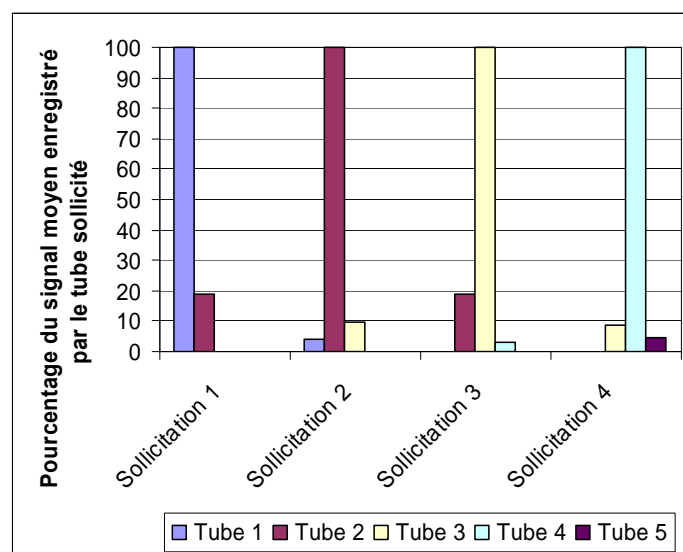


Figure 3.20 : Influence de l'excitation d'un tube sur ses voisins. Expérience du 28/04/2005.



La campagne réalisée le 22 septembre 2005 par 15°C a été menée avec plusieurs matériaux souples (ficelle, fibres de nylon tressées) montés sur un moteur de perceuse assurant une fréquence de choc plus élevée. Le signal enregistré sur les tubes impactés était cette fois plus élevé, correspondant à des flux compris entre 1600 g.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et le seuil de saturation théorique (1875 g.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>). On constate que les chocs induisent alors un signal sur le tube sollicité et seulement sur celui-ci (Figure 3.21). Une légère perturbation peut être notée mais elle reste toujours inférieure à quelques pourcents du signal enregistré sur le tube excité.

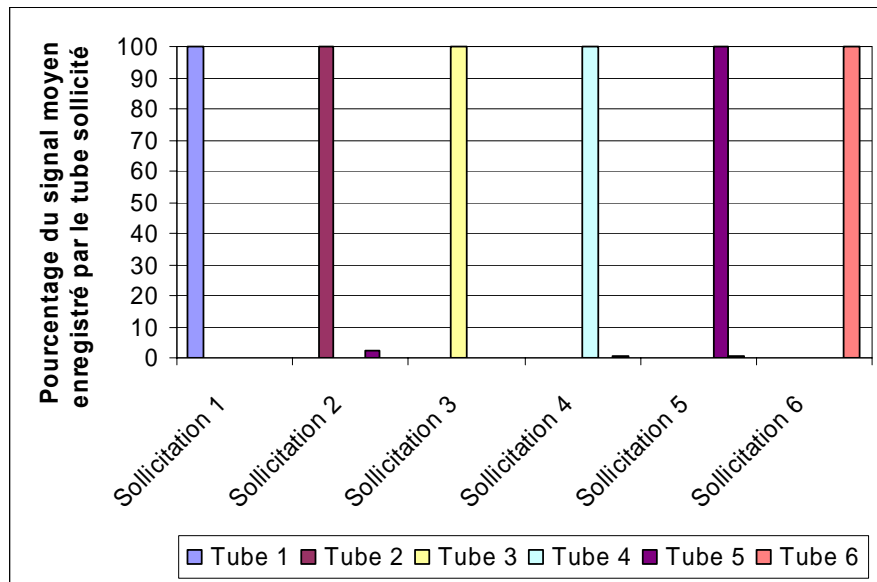


Figure 3.21 : Influence de l'excitation d'un tube sur ses voisins. Expérience du 22/09/05.

On notera que des protocoles expérimentaux différents ont conduits à des résultats assez éloignés dans les deux expériences ce qui conduit à conclure que des paramètres comme le type de choc ou la température sont susceptibles d'influencer le phénomène. Dans la mesure où l'on s'attend à ce que le type de choc influe sur le fonctionnement du capteur, il est envisageable que ce paramètre joue un rôle plus important que celui de la température (se reporter à l'influence du type de particules au §3.3.4). Cela dit, il apparaît que dans certaines situations, l'excitation d'un tube peut corrompre les informations enregistrées par ses voisins. Or ce phénomène peut avoir une influence non négligeable sur la valeur absolue de la concentration mesurée. En effet, le flux de neige étant une fonction décroissante de la hauteur, le pourcentage même faible (10% par exemple) de signal  $F$  transmis par un tube  $n$  à son voisin du dessus (le tube  $n+1$ ) peut représenter une valeur relativement élevée par rapport à l'enregistrement de ce dernier. En d'autres termes, du fait de la décroissance de  $F$  avec  $z$  il n'est pas impossible d'avoir :  $0.1F(n) \geq F(n+1)$ .

Un essai supplémentaire a donc été réalisé afin de déterminer l'influence du couplage des tubes lors d'une sollicitation représentative de celle qui a lieu pendant un épisode de transport de neige par le vent. Cinq tubes de mousse isolante ont été ajustés à la dimension des tubes du FlowCapt de sorte qu'un seul de ces derniers soit au contact des grains de neige transportés. Cette manipulation a été réalisée *in situ* un jour de fort transport, la vitesse moyenne du vent excédant 16 m.s<sup>-1</sup>. L'exposition au flux de neige transporté a duré de 1 à 2 minutes pour chaque tube. La Figure 3.22 présente les flux moyens enregistrés à chaque fois. Tous les éléments de FlowCapt ont été testés dans l'ordre : le tube 1 (positionné en bas) a été testé en premier (essai n°1) et ainsi de suite. Sur la Figure 3.22 le numéro de la sollicitation correspond donc encore une fois au numéro du tube exposé. Contrairement aux autres

expériences de la série, le niveau de sollicitation n'est absolument pas contrôlé et peut donc être tout à fait différent d'un tube à l'autre non seulement du fait des fluctuations de l'écoulement mais aussi parce que cette dernière dépend désormais de la hauteur du tube. Les résultats sont donc donnés de manière brute sur la figure 3.22a afin d'appréhender l'échelle des excitations éprouvées par les différents tubes. La sollicitation du tube impacté est ramenée à 100 sur la figure 3.22b afin d'avoir un élément de comparaison avec les résultats précédents.

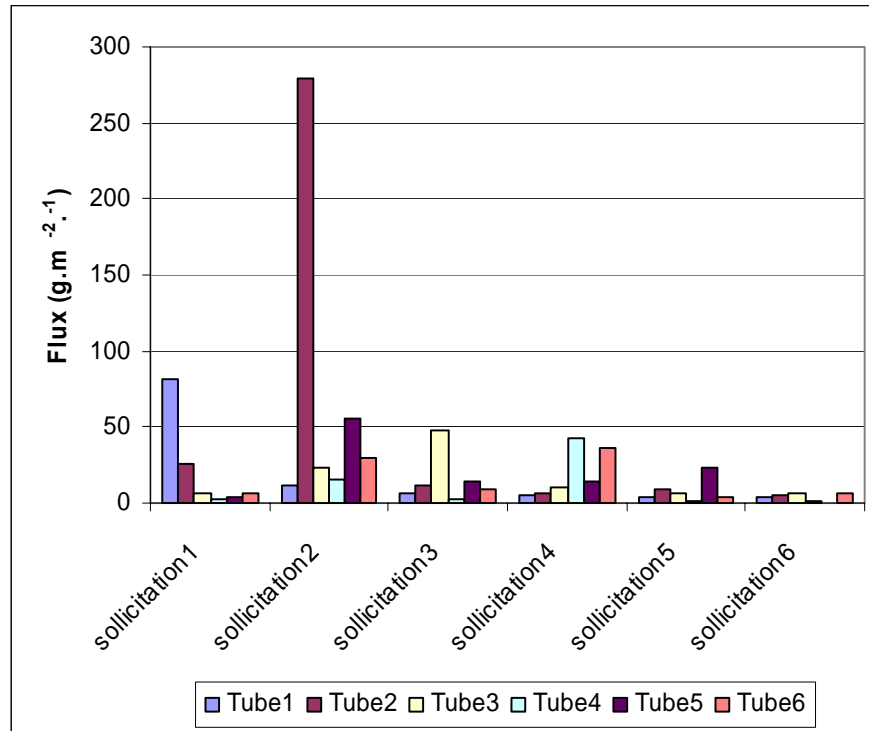


Figure 3.22a : Influence de l'excitation d'un tube sur ses voisins lors d'un épisode de transport au col du Lac Blanc. Valeurs brutes

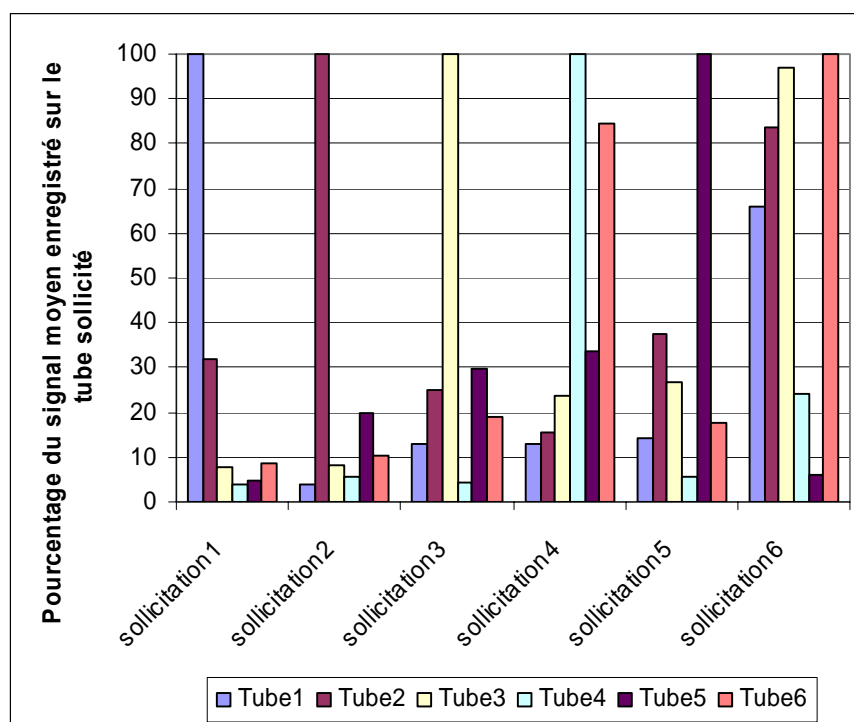


Figure 3.22b : Influence de l'excitation d'un tube sur ses voisins lors d'un épisode de transport au col du Lac Blanc. Valeurs relatives

La figure 3.22a montre que malgré l'isolation mise en place, les tubes abrités enregistrent un flux non nul. Si la valeur absolue de ces indications semble relativement faible (les flux mesurés ne dépassent quasiment jamais  $50 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) ils peuvent atteindre une importance considérable en comparaison de la sollicitation principale (Figure 3.22b). Comme les flux enregistrés par les tubes du haut (tubes 4 à 6) sont faibles comparés aux flux de neige près du sol, les perturbations importantes des tubes 1, 2 et 3 lors de la sollicitation 6 ne représente pas un biais de mesure véritablement conséquent (il suffit de considérer la figure 3.22a pour s'en convaincre). En revanche, la perturbation du tube 6 lors de l'excitation du tube 4 montre que dans certaines situations, le flux mesuré par le tube 6 peut être de l'ordre du bruit enregistré (voir la sollicitation 4 sur la figure 3.22a). Cette constatation donne une piste pour l'interprétation des résultats de la figure 3.16 même si il faut rappeler la principale limitation de cette expérience : la sollicitation n'étant pas maîtrisée, rien n'indique que les flux imposés lors des sollicitations 4 et 6 aient été comparables.

On constate également que tous les tubes enregistrent un bruit résiduel contrairement aux expériences précédentes où seuls les voisins directs du tube excité étaient affectés. La raison la plus probable de ce phénomène réside dans le possible frottement de la gaine protectrice sur les tubes isolés. En effet, la force du vent agitait par moment l'ensemble de la structure et la fixation des éléments en mousse était rendu extrêmement difficile par les conditions météorologiques.

De manière générale, on constate que la perturbation de la mesure reste limitée en valeur absolue ce qui permet de la négliger pour les tubes du bas mais pas pour les tubes du haut (principalement les tubes 5 et 6) du fait de la décroissance rapide du flux de neige avec la hauteur dans la couche de diffusion turbulente. Même si elle ne permet pas la compréhension globale du phénomène cette étude a donc apporté d'importantes pistes de réflexion pour

interpréter la surestimation conséquente du flux propre au tube supérieur des driftomètres FlowCapt constatée dans cette étude comme dans les travaux de Jaedicke (2001).

### 3.3.5 Influence du type de particules sur la mesure d'un driftomètre acoustique.

La neige est un matériau qui évolue rapidement dans le temps (voir Chapitre I) et les propriétés physiques des grains varient de manière suffisamment conséquente pour que la nature des chocs avec un tube rigide et donc la mesure d'un driftomètre soit influencée. Ce phénomène a été envisagé par Michaux *et al.* (2000, 2001) ou Lehning *et al.* (2002). Ainsi, s'il paraît envisageable que les chocs occasionnés par des grains fins puissent être considérés rigides élastiques, il devient hasardeux de formuler ce genre d'hypothèse avec de la neige fraîche. La sensibilité du capteur FlowCapt au type de particules transportées a donc fait l'objet d'une campagne de mesures en soufflerie. Plusieurs essais ont été réalisés avec du sable, de la sciure et des rafles de maïs réduites en poussière (GM40) afin d'avoir des particules susceptibles de reproduire une large gamme de chocs. Les caractéristiques de ces particules, détaillées au chapitre II, sont rappelées dans le tableau 3.4.

<i>Particules</i>	<i>GM40</i>	<i>Sable HN 38</i>	<i>Sciure</i>
Distribution des tailles et diamètre moyen	250 – 450 $\mu\text{m}$ pour plus de 60% des particules	40 -315 $\mu\text{m}$ 108 $\mu\text{m}$	350 $\mu\text{m}$
Masse volumique apparente	530 $\text{kg.m}^{-3}$	1300 $\text{kg.m}^{-3}$	215 $\text{kg.m}^{-3}$
Masse volumique	Inconnue	2650 $\text{kg.m}^{-3}$	Inconnue

Tableau 3.4 : Caractéristique des particules utilisées pour les expériences en soufflerie

Le flux de particules a alors été estimé à l'aide d'un capteur mécanique de type « filet à papillons » puis d'un des tubes de FlowCapt au cours de deux essais successifs réalisés à vitesse identique. Les instruments de mesures ont en effet été installés l'un après l'autre dans la veine d'étude afin d'occuper une position identique.

La reproductibilité des épisodes de transport pour des réglages identiques de la soufflerie a donc été un paramètre critique de l'expérience. Les résultats obtenus et figurant ci-dessous ont montré que la comparaison de deux expériences successives était plus significative que la comparaison de flux mesurés en deux points symétriques par rapport à l'axe de la veine lors du même écoulement. Pour obtenir ce résultat, un filet a été installé successivement sur l'axe longitudinal, à 20 centimètres à gauche puis à 20 centimètres à droite dans le sens du flux.

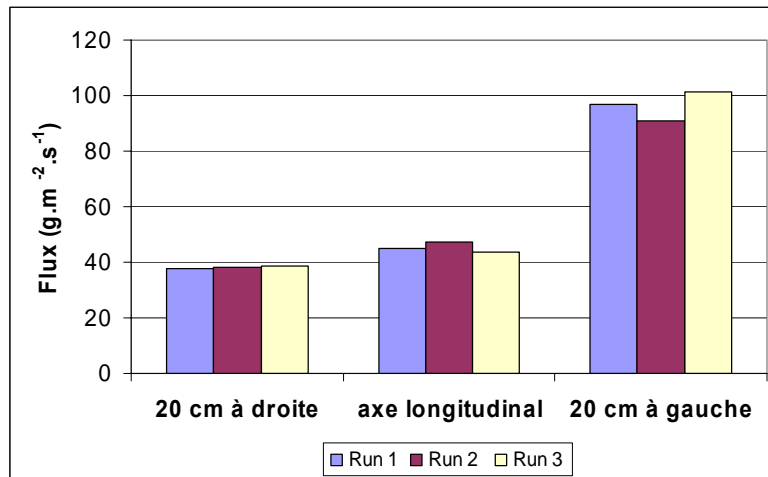


Figure 3.23 : Etude de la reproductibilité des expériences de transport en soufflerie

La réponse du FlowCapt dans l'environnement de la soufflerie a également été prise en compte. Les six tubes ont été placés dans la veine et une expérience a été conduite sans particule. Les modes vibratoires de la structure métallique et de la turbine engendrent un bruit assez conséquent qui perturbe légèrement la mesure. Les enregistrements ont été effectués sur une minute à raison d'une mesure toutes les 5 secondes pour l'ensemble des tubes et pour chaque réglage de la soufflerie. Le graphique ci-dessous représente l'ensemble des valeurs enregistrées par chaque tube pour chaque réglage de la soufflerie. L'ordre de grandeur du flux de sable enregistré pour des réglages identiques a été représenté. Ce dernier atteint rapidement des niveaux pour lesquels on peut négliger la perturbation liée au bruit de la soufflerie.

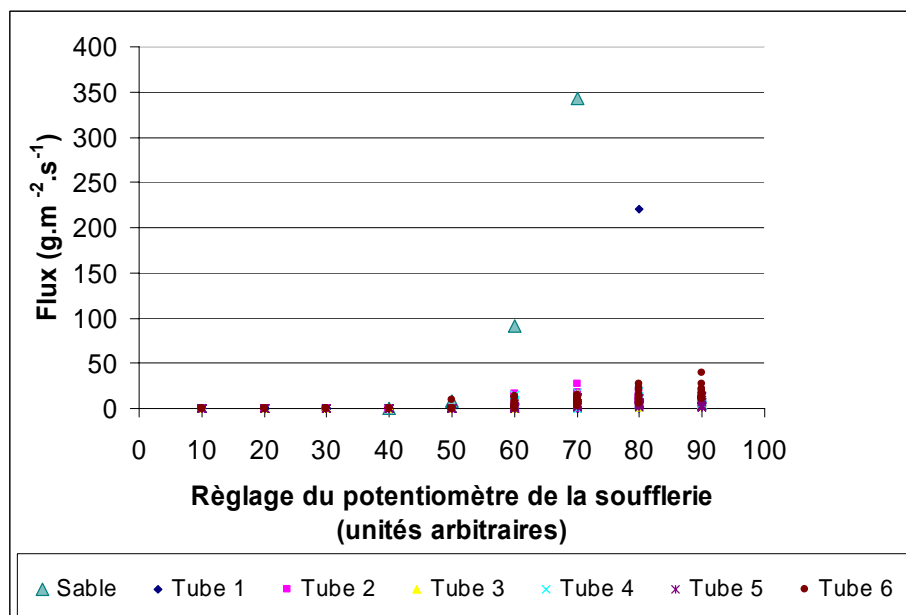


Figure 3.24 : Valeurs enregistrées par chaque tube pour chaque réglage de la soufflerie

Les expériences ont alors été réalisées deux à deux avec les deux types de capteurs installés successivement dans la veine à la même place et pour les mêmes réglages de la soufflerie. Le lit de particules à éroder était rétabli avant chaque démarrage du ventilateur. L'expérience a été réalisée avec les trois types de particules précédemment mentionnés (sable,

sciure, GM40). Les résultats sont exposés sur la figure 3.25. Le seuil d'acceptabilité de la mesure de FlowCapt compte tenu du bruit de la soufflerie a été reporté (ligne bleue continue).

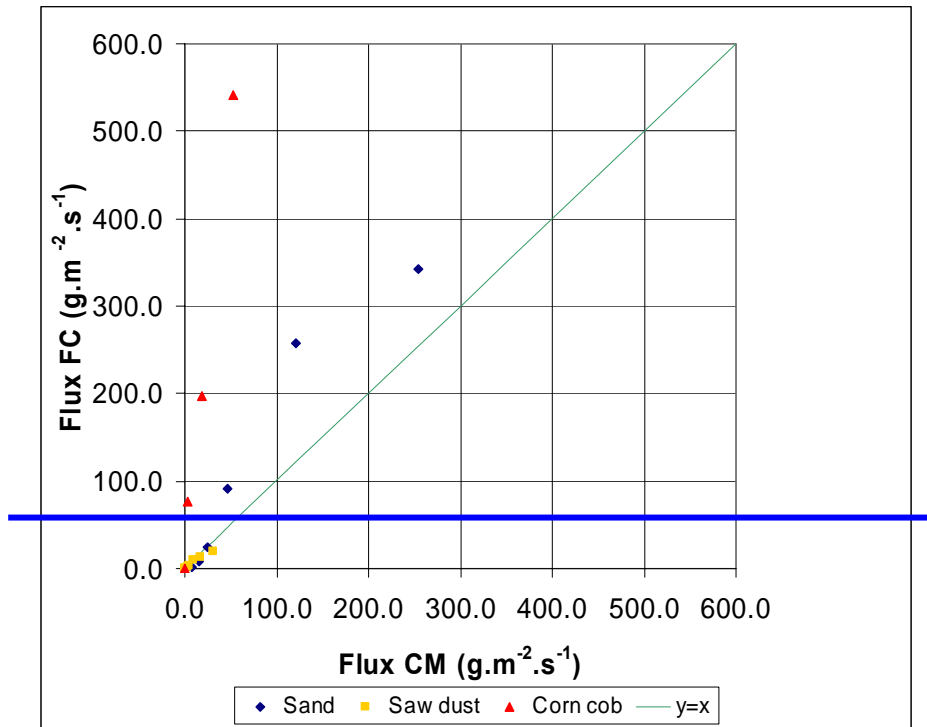


Figure 3.25 : Comparaison des flux mesurés par FlowCapt ou par l'intermédiaire de filets pour trois types de particules.

Les mesures effectuées avec la sciure ne donnent pas des niveaux de signal assez élevés pour s'affranchir de l'influence du bruit de la soufflerie (voir aussi la figure 3.24). Pour ce type de particules, il se pourrait donc que la tendance de FlowCapt à sous-estimer le flux soit plus conséquente que celle qui semble se dessiner.

Le flux de sable est pour sa part légèrement surestimé. Le comportement observé avec le GM40 est quant à lui l'objet d'une surestimation conséquente alors que les particules de GM40 semblent moins enclines à produire des chocs rigides élastiques que le sable.

Le type de particules semble donc avoir une influence déterminante sur la mesure ce qui doit conduire à réaliser des expériences supplémentaires sur la neige et à comparer méticuleusement les densités et les vitesses de chutes des particules étudiées avec ce type de capteur. D'autre part on constate que les expériences menées avec la sciure en soufflerie ne peuvent être exploitées convenablement.

### 3.3.6 Influence de la vitesse d'impact – Limites du fonctionnement linéaire du capteur

Le processus de mesure spécifique du FlowCapt donné par les équations 3.16 à 3.20 fait intervenir une hypothèse discutable qui consiste à supposer que la pression acoustique induite par les chocs est essentiellement due à la quantité de mouvement des particules. Or, la relation de proportionnalité entre la pression acoustique et la quantité de mouvement qui apparaît dans l'équation (3.16) n'a été établie qu'à partir de différentes tentatives de calibration et il ne s'agit donc que d'une relation empirique qui peut avoir été influencée par le type de particule et le mode opératoire (voir § 3.3.5). En outre, s'il est envisageable qu'une

succession de chocs distincts entraîne une excitation acoustique relative à la quantité de mouvement apportée, on peut également s'attendre à ce qu'une excitation entretenue conduise à une relation entre la pression acoustique et l'énergie cinétique (Chritin, communication personnelle).

En outre, d'après l'équation (3.16), l'hypothèse énoncée plus haut nécessite de supposer le rapport  $U_p/C$  constant. On rappelle qu' $U_p$  désigne la vitesse horizontale des particules et  $C$  la concentration. Etant donné la taille du capteur (il s'élève jusqu'à une hauteur de 1.80 m.), la majorité du flux mesuré est le fait de transport par diffusion turbulente. La concentration est donc une fonction décroissante de la hauteur (cf. équation 1.43 rappelée précédemment), tandis que la vitesse des particules (qu'on prend égale à la vitesse du fluide porteur :  $U_p = U_h$ ) suit alors le profil logarithmique qui croît au fur et à mesure qu'on s'éloigne du sol. Le rapport  $U_p/C$  croît donc nécessairement avec  $z$ . Des mesures de terrain réalisées sur le site du col du Lac Blanc à l'aide de l'anémomètre sonique et des filets ont d'ailleurs permis d'estimer l'évolution de  $U_h/C$  avec la hauteur. Des variations systématiques d'un facteur 10 à 100 pour des mesures à 20 et à 40 cm de haut ont pu être mises en évidence. Pour cette première raison, le rapport considéré ne peut donc pas être assimilé à une constante.

En second lieu, on peut imaginer que les conditions d'arrachement des particules et de chargement du fluide varient suffisamment pour qu'un écoulement d'énergie cinétique donnée puisse transporter soit une petite concentration de particule à haute vitesse, soit une forte concentration à faible vitesse sans pour autant supposer différente la nature des particules. Cette situation a été reproduite expérimentalement : un réservoir fixé au sommet d'un tube vertical a été rempli d'une masse donnée de particule ( $600 \pm 10$  g) assurant l'égalité du flux au cours des différents lâchers. En revanche, la longueur du tube a été choisie de façon à ce que les particules n'aient pas le temps d'atteindre leur vitesse de chute finale. On rappelle que fixer le flux revient à figer la valeur du produit  $U_p \cdot C$ . En forçant  $U_p$  à augmenter, on contraint donc la concentration  $C$  à diminuer. De ce fait le rapport  $U_p/C$  croît avec  $U_p$ . L'installation expérimentale est représentée par la figure 3.26.

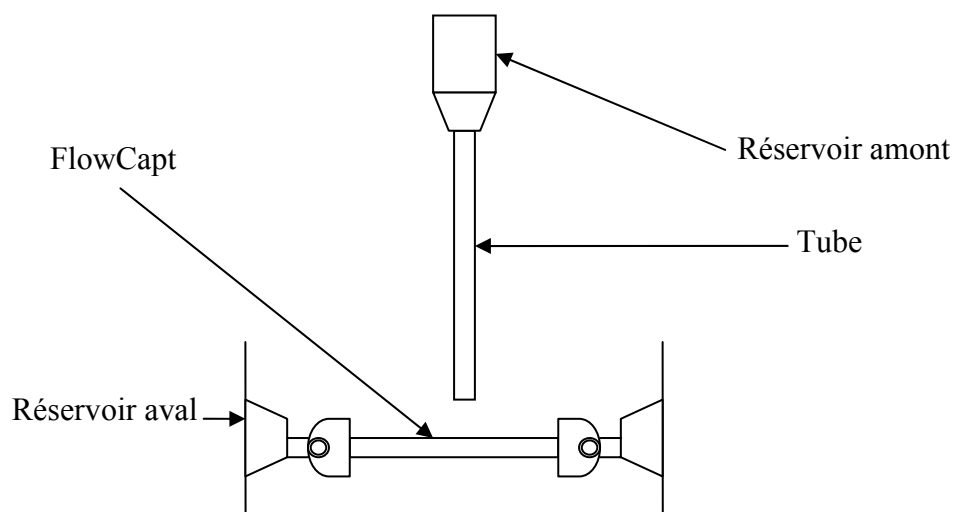


Figure 3.26 : Installation expérimentale

D'après l'étude bibliographique complétée par une série d'expériences de Michaux, 2003, la hauteur de chute nécessaire pour qu'une particule atteigne sa vitesse finale de chute est comprise entre 50 et 100 cm pour la gamme de taille et de densité qui nous intéresse. En prenant des tubes de longueurs respectives 15, 30 et 100 cm, on s'assure *a priori* des vitesses

d'impact différentes entre chaque lâcher. Les résultats apparaissent sur la figure 3.27. La hauteur de chute indiquée prend en compte la longueur du tube à laquelle s'ajoute la distance entre la sortie du tube et le segment de FlowCapt (cette dernière valant 10 cm). Chaque série de lâchers a été réalisée pour trois débits et donc trois flux différents. Ces derniers ont été obtenus en modifiant le diamètre de sortie du réservoir de particules. Les débits ainsi obtenus valaient respectivement :  $0.02 \pm 0.001 \text{ kg.s}^{-1}$ ,  $0.06 \pm 0.012 \text{ kg.s}^{-1}$  et  $0.11 \pm 0.03 \text{ kg.s}^{-1}$ .

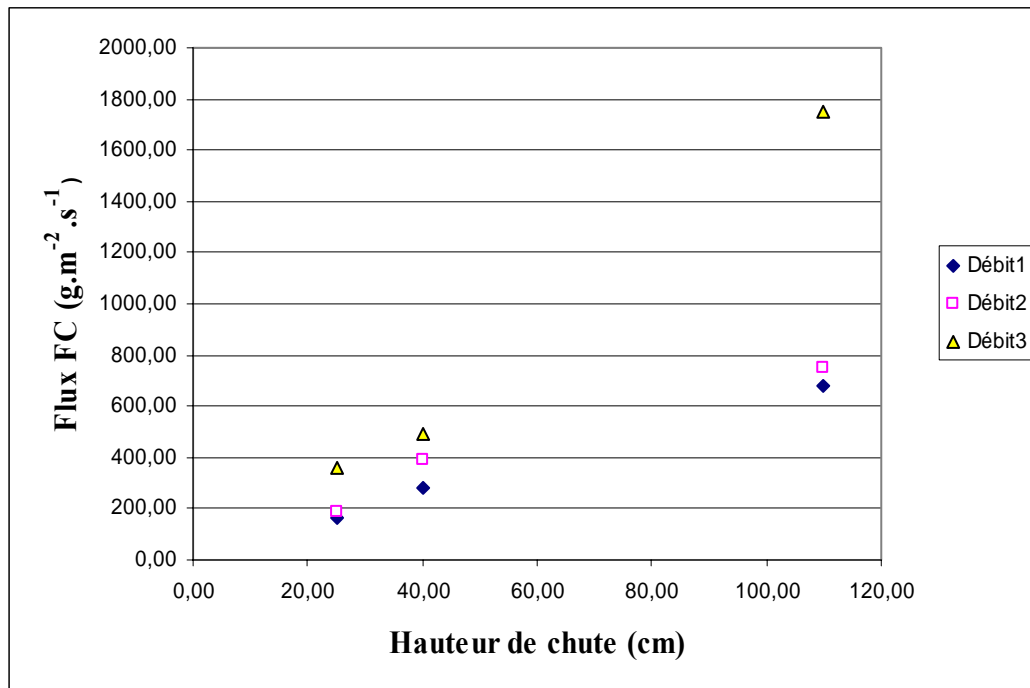


Figure 3.27 : Flux mesuré par FlowCapt en fonction de la hauteur de chute

Comme on le peut constater, la quantité mesurée par FlowCapt dépend de la hauteur de chute. Afin de relier ce paramètre à une valeur de vitesse, l'installation a été couplée à un dispositif de prise d'image. Ce dernier est constitué d'une boîte équipée d'un fond mat et d'une face transparente qui permet la réalisation d'image par différents systèmes de prise de vues. Un orifice latéral laisse la possibilité d'éclairer la zone de chute des particules par une nappe Laser. Couplé à la caméra rapide, ce dispositif a permis d'obtenir la vitesse de chute en traitant les images par vélocimétrie par image de particule ou PIV (Particle Image Velocimetry). Le traitement d'images a été réalisé sous Wima, logiciel développé par le laboratoire TSI de l'université de Saint-Etienne. Ce nouveau dispositif est présenté sur la figure 3.28.

On rappelle que la PIV consiste à déterminer un déplacement moyen entre deux images successives acquises à une fréquence connue (ici 200 Hz). On procède alors à un découpage des images I en différentes zones  $Z_j$ , puis à une intercorrélacion du signal contenu dans les zones identiques sur des images successives (par exemple  $Z_j(I)$  et  $Z_j(I+1)$ ). La précision atteinte avec ce type de méthode est de l'ordre du dixième de pixel. On trouvera des éléments détaillés sur la méthode dans Fayolle (1996).



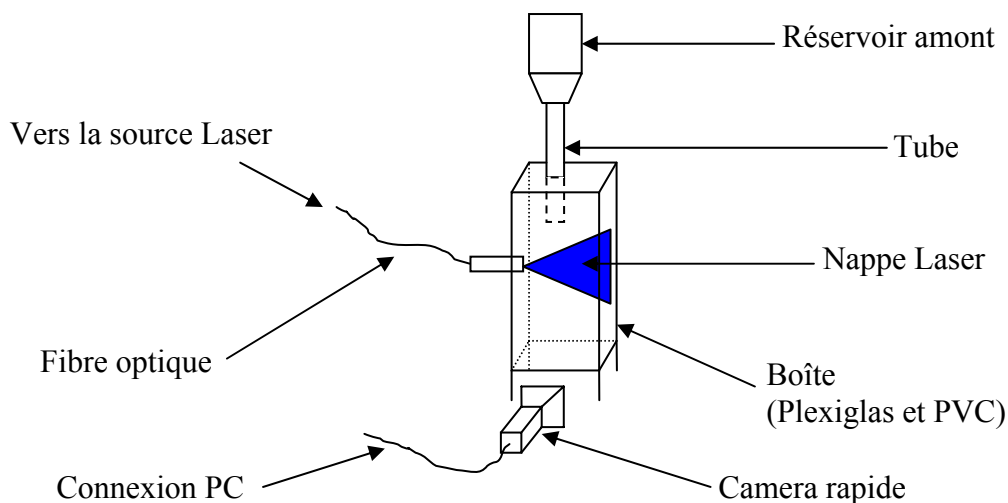


Figure 3.28 : Installation expérimentale pour la mesure de vitesse de chute des particules

Dans notre expérience, la taille d'un pixel ( $121 \pm 4 \mu\text{m}$ ) a été déterminée au préalable en réalisant des images d'une mire quadrillée fixe, calée dans le plan vertical grâce à un système de fils à plomb. Le positionnement de la mire induit une source d'incertitude bien plus importante que l'utilisation de l'algorithme de PIV. L'erreur sur la détermination des vitesses est ici de l'ordre de  $15.5 \text{ cm.s}^{-1}$  ce qui reste inférieur à 10% des vitesses mesurées. Une seconde expérience, mieux réussie quant au calage de la mire, a permis d'obtenir la représentation de  $117 \pm 2 \mu\text{m}$  par pixel. L'erreur sur la mesure des vitesses était alors inférieure à  $4 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Cela dit, il est important de noter qu'on détermine ici la vitesse de chute d'un ensemble de particules. En outre, il s'avère particulièrement difficile de répéter ce type de manipulations du fait que le jet de particules ne se forme pas de la même façon à chaque fois. Le contrôle de la forme du jet lors de la chute n'a pas été envisagé au cours de ces travaux. Ainsi, au cours d'un des lâchers concernant le tube de longueur 30 cm, la chute des particules a pris la forme d'une pluie éparse donnant lieu à une vitesse de chute relativement réduite. Le tableau suivant donne les vitesses de chute mesurées pour les différentes longueurs de tube utilisées.

Longueur de tube (cm)	15	30 (pluie éparse)	30	100
Vitesses mesurées ( $\text{m.s}^{-1}$ )	1.94	1.80	3.55	3.90

Tableau 3.5 : Vitesses de chute mesurées par PIV.

Les erreurs réalisées sur l'estimation des vitesses ont été jugées trop conséquentes pour que les valeurs de ces dernières puissent être exploitées directement.

Cette expérience montre néanmoins que les variations du rapport  $U_p/C$  sont susceptibles d'influencer la réponse du capteur de manière significative et ce, indépendamment de la forme particulière du profil de concentration qu'on rencontre sur le terrain.

Les deux séries de résultats qui ont été présentées à savoir, les mesures de flux de neige *in situ* d'une part et l'étude en laboratoire (figure 3.26 et suivantes) de l'influence de la vitesse des particules d'autre part, interdisent de supposer le rapport  $U_p/C$  constant. Considérant les équations (3.16) à (3.20), cette conclusion invalide la relation de proportionnalité entre le flux

F et la pression acoustique P dans le tube et par conséquent, entre le flux F et le carré de la tension reçue par la centrale  $V_c$ . Ce constat nous a donc amenés à reconsidérer la relation qui liait la tension de sortie du capteur aux paramètres physiques du transport, en particulier U et C. Le couple de coordonnées (U, F) a également été utilisé car il fait intervenir les grandeurs les plus facilement mesurables expérimentalement (au moyen de l'anémomètre sonique et des filets).

### 3.3.7 Traitement spécifique des données – Proposition de calibrage

Dans un premier temps, une nouvelle série de mesures en soufflerie a été effectuée afin de confirmer le rôle prépondérant joué par la vitesse. Contrairement à l'étude précédente, un tube et un filet étaient positionnés horizontalement dans la veine pour chaque essai, le premier à 17 centimètres de haut et le second à 3 centimètres. Deux expériences étaient réalisées pour une même vitesse, un même type de particules et une même longueur de dépôt, la position des capteurs étant inversée à chaque mise en marche de la soufflerie.

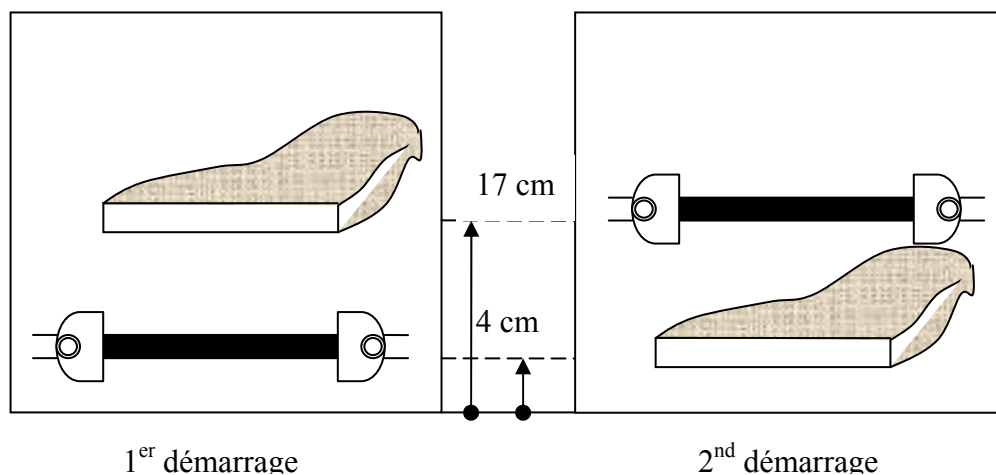


Figure 3.29 : Vues de face du dispositif expérimental

Le choix de la position horizontale des capteurs a permis de supprimer l'effet d'intégration spatiale du flux évoquée au paragraphe 3.2.3.

Ces expériences ont été réalisées avec deux types de particules : du sable HN38 de diamètre moyen avoisinant les 108  $\mu\text{m}$ , et du GM40 (ces particules ont été présentées au chapitre II et leurs principales propriétés sont rappelées dans le tableau 3.4 du §3.3.5). Les essais réalisés avec le GM40 ont été lancés pour deux longueurs de dépôt différentes à savoir 70 et 180 centimètres. La figure 3.30 représente les résultats obtenus. La convention de notation habituelle a été utilisée (FC désigne le flux mesuré par FlowCapt, CM, celui obtenu avec les capteurs mécaniques).

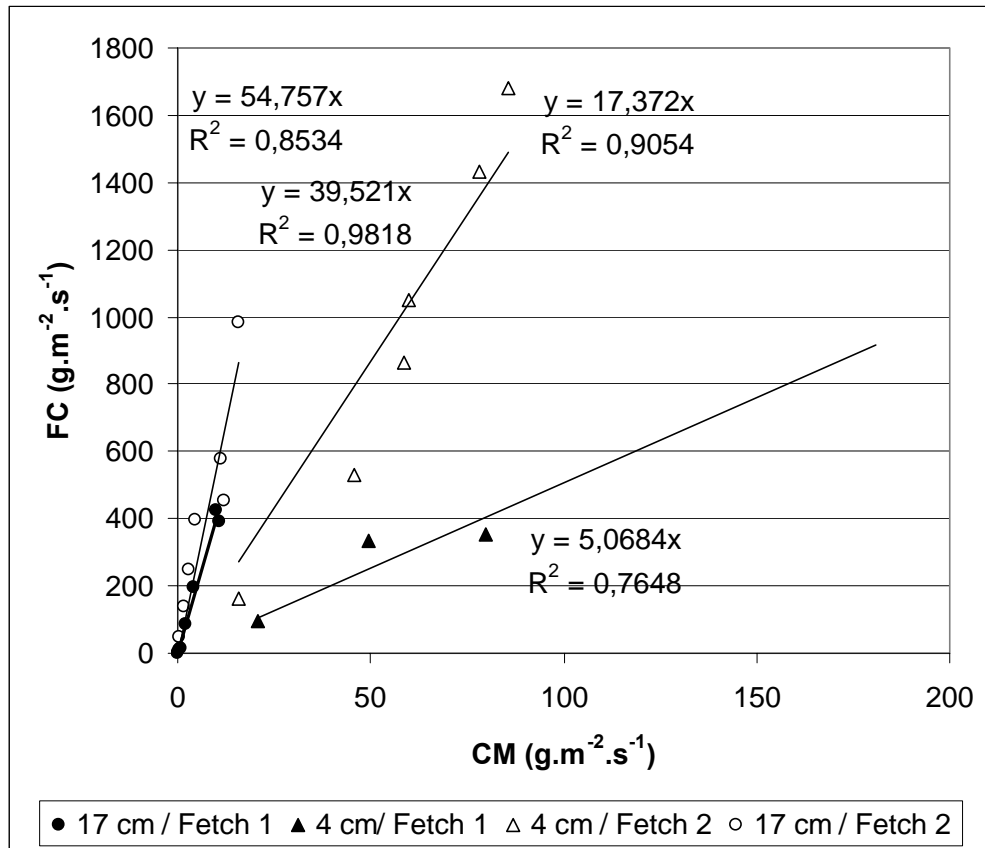


Figure 3.30 : Comparaison des flux estimés par FlowCapt et par les capteurs mécaniques (filets) pour le GM40. Les triangles représentent les résultats obtenus en position basse (4 cm), les ronds ceux obtenus en position haute (17 cm). Les indicateurs noirs représentent la grande longueur de fetch (180 cm), les blancs la petite (70 cm).

La relation linéaire entre le flux de particules CM (mesurés par les filets) et les sorties du capteur (FC) proposée par le fabricant a été retenue en première approximation pour analyser les résultats. Sous ces hypothèses, la Figure 3.30 montre que cette relation est à la fois une fonction de la hauteur du dispositif de mesure (et donc du rapport  $U/C$  comme démontré plus haut) et de la longueur du dépôt (fetch). On retrouve donc bien la tendance observée avec la neige sur le site du Lac Blanc : la surestimation est plus forte pour les grandes hauteurs.

Un algorithme de traitement du signal délivré par la centrale d'acquisition a été proposé afin d'intégrer les variations du rapport  $U_p/C$  dans les résultats. Cette proposition se fonde sur l'observation suivante : si l'on suppose que la pression acoustique est proportionnelle à la quantité de mouvement reçue à un instant donné, on obtient :

$$P = \lambda_{QDM} Q U_p \quad (3.31)$$

Où  $\lambda_{QDM}$  est une constante,  $Q$  le débit des particules et  $U_p$  la vitesse moyenne de ces dernières. Le débit  $Q$  peut s'écrire comme le produit du flux  $F$  par la surface utile du capteur  $S$ . D'où :

$$P = \lambda_{QDM} F S U_p \quad (3.32)$$

En considérant que  $U_p$ , la vitesse des particules, peut être prise égale à la vitesse du fluide porteur  $U_h$ , on trouve :

$$P = \underbrace{\lambda_{QDM}}_{\text{capteur}} S^* \underbrace{M_p}_{\text{particules}} * \underbrace{CU_h^2}_{\text{transport}} \quad (3.33a)$$

Où C est la concentration volumique en particules et  $M_p$  la masse d'une particule.

En admettant à présent qu'il existe une relation linéaire entre la pression acoustique et l'énergie cinétique reçue par un tube et en adaptant les équations (3.31) et (3.32) ci-dessus, on trouve :

$$P = \underbrace{\lambda_{EC}}_{\text{capteur}} S^* \underbrace{M_p}_{\text{particules}} * \underbrace{CU_h^3}_{\text{transport}} \quad (3.33b)$$

où  $\lambda_{EC}$  est une constante.

Dans tous les cas, on observe que pour un type de particules déterminé (et caractérisé par une masse connue), la pression acoustique est proportionnelle au produit des paramètres du transport élevés à une puissance à déterminer, forme qu'on peut généraliser par l'écriture :

$$P \sim C^\beta U^\alpha \quad (3.34)$$

On s'apercevra également que le modèle physique proposé par le fournisseur et décrit par l'équation (3.16) rappelée ci-dessous est un cas particulier de l'équation (3.34).

$$P = \lambda C M_p U_p \left( U_p / C \right)^\alpha$$

Etant donné que les observations de terrain réalisées avec FlowCapt ne sont pas complètement dépourvues de cohérence et que le système fonctionne correctement comme détecteur d'épisodes de transport, il nous a paru judicieux de chercher à caler une loi générale de la forme précisée plus haut (équation 3.34). En outre sa compatibilité avec les différentes réponses physiques que le capteur est supposé fournir (sensibilité à la quantité de mouvement et/ou à l'énergie cinétique) nous a encouragés dans ce sens. Il a donc été décidé de travailler avec le modèle suivant :

$$V_c = \gamma U_h^\alpha C^\beta \quad (3.35)$$

Qui peut encore s'écrire :

$$\ln(V_c) = \alpha \ln U_h + \beta \ln C + \gamma \quad (3.36)$$

Sous sa forme logarithmique, cette formulation permet de déterminer les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  au moyen d'une régression multilinéaire.

On observe que les spécificités du capteur et des particules sont *a priori* contenues dans les paramètres  $\lambda$  et  $M_p$ . De ce fait, le paramètre  $\gamma$  qui apparaît dans les équations (3.35) et (3.36) contient à lui seul toute l'information spécifique au type de particules (on se reportera à l'équation 3.33 pour s'en convaincre). On peut donc s'attendre à ce que les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  soient indépendants du type de particules.

La mise en œuvre d'une régression multilinéaire à partir de l'équation (3.36) nécessite toutefois de pouvoir mesurer de manière indépendante, la tension  $V_c$  captée par la centrale, la

vitesse des particules (ici celle de l'air,  $U_h$ ) et leur concentration volumique  $C$ . Dans notre cas, la vitesse de l'écoulement a été estimée de plusieurs façons différentes, soit à partir de mesures réalisées au tube de Pitot dans l'écoulement chargé, soit à partir des profils obtenus au chapitre II. En effet, le flux de particules entraîne rapidement une obstruction des tubes de Pitot qui discrédite les mesures effectuées. Enfin, les mesures aux filets donnent accès au flux massique de particules  $F$ . Or en adaptant l'équation (3.36) :

$$V_c = \frac{\gamma}{M_p^\beta} U^{\alpha-\beta} F^\beta = \Xi U^\delta F^\beta \quad (3.37)$$

On obtient un modèle directement exploitable avec les données disponibles à savoir, le signal, la vitesse des particules et le flux massique. Les paramètres  $\Xi$ ,  $\delta$ , et  $\beta$  sont des constantes et seule  $\Xi$  est supposée changer avec le type de particules.

Dans la pratique il est impossible de réaliser des mesures de flux instantané avec les capteurs de référence que sont les filets. L'algorithme de régression a donc été utilisé avec des valeurs moyennes calculées sur une plage de temps donnée qui doit être prise en compte dans la suite. Ainsi,  $\Xi$ ,  $\delta$ , et  $\beta$  sont susceptibles d'être une fonction de la base de temps choisie. Concernant les expériences en soufflerie, celles-ci ont durées de l'ordre de 1 à 2 minutes.

Les résultats obtenus dans les deux positions et avec toutes les longueurs de fetch ont été rassemblés pour chaque type de particules ce qui a conduit à 23 échantillons pour le GM40 et 12 pour le sable. Les résultats obtenus avec ces deux types de particules sont indiqués ci-après (figure 3.31 et tableau 3.6).

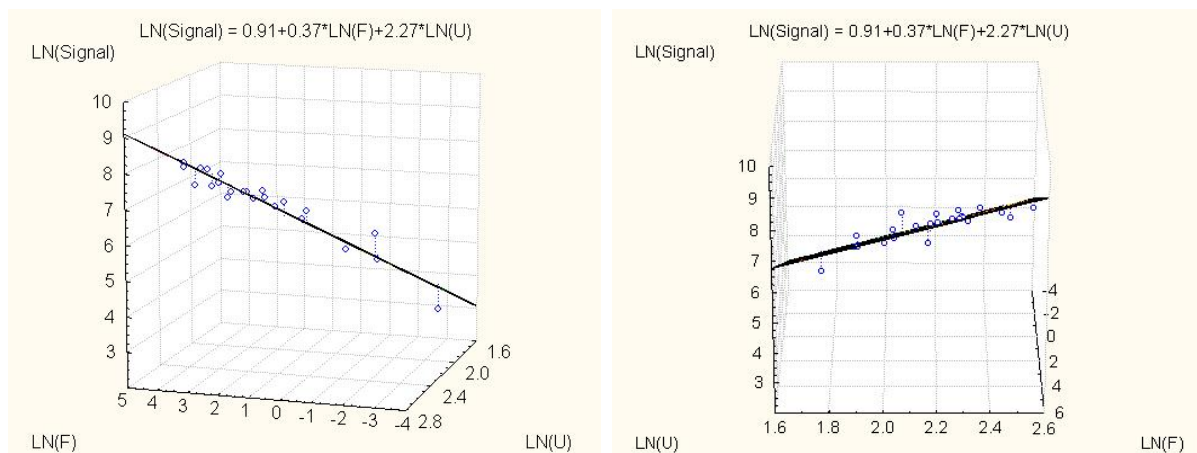


Figure 3.31a : Résultats obtenus avec le GM40. Le coefficient de détermination  $R^2$  est de 0.972 et la  $p$ -valeur de 0.

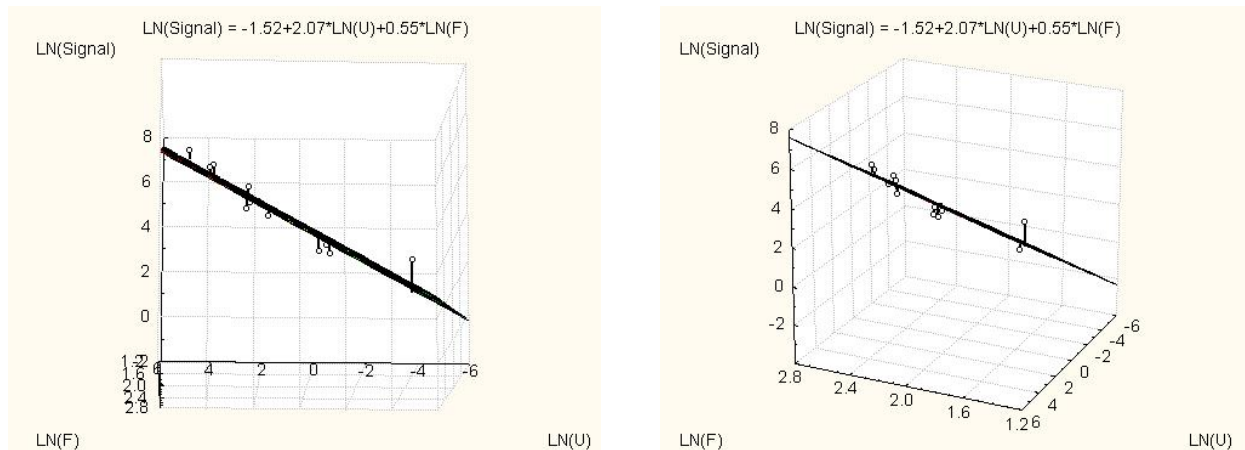


Figure 3.31b : Résultats obtenus avec le sable. Le coefficient de détermination  $R^2$  est de 0.9111 et la  $p$ -valeur de 0.000019.

Les résultats présentés ci-dessus permettent de récapituler les valeurs des coefficients  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\Xi$ . L'intervalle de confiance à 95% est donné entre crochets. On rappelle que la  $p$ -valeur donne la probabilité que le modèle choisi, (c'est-à-dire ici l'équation 3.37), ne décrive pas la distribution des données.

	GM 40	Sable
$\delta$	2.27 [1.56 2.99]	2.07 [0.02 4.11]
$\beta$	0.37 [0.30 0.44]	0.55 [0.35 0.74]
$\ln(\Xi)$	0.91 [-0.61 2.42]	-1.52 [-5.77 2.74]
$\Xi$	2.48 [0.54 11.25]	0.22 [3.12 15.49]

Tableau 3.6 : Récapitulatif de valeurs numériques obtenues par régression multilinéaire.

On constate que les valeurs de  $\beta$  et  $\delta$  sont effectivement proches quelque soit le type de particules utilisé alors que les valeurs de  $\Xi$  sont relativement éloignées. Ce résultat est en accord avec ce qu'on attendait de l'algorithme proposé (voir l'analyse ci-dessus).

D'après l'équation (3.37) on peut alors recalculer le flux en adoptant le modèle suivant :

$$F = \left( \frac{V_c}{\Xi * U_p^\delta} \right)^{1/\beta} \quad (3.38)$$

L'application stricte de ce processus conduit à une incertitude plutôt élevée (de l'ordre de 1000%) du fait que les grandeurs  $1/\beta$  et  $\delta$  sont supérieures à 1 et que la régression multilinéaire a été appliquée au logarithme des valeurs des données. Il a donc été choisi de retenir la valeur 2 pour  $\delta$  et pour  $1/\beta$  d'après les valeurs consignées dans le tableau ci-dessus. La valeur retenue pour  $1/\beta$  est sujette à caution du fait qu'elle ne rentre pas dans l'intervalle de confiance déterminé pour le GM 40. Cela dit, compte tenu du raisonnement effectué pour aboutir à l'équation 3.37, le choix d'une valeur entière donne plus de chance à une éventuelle interprétation physique ultérieure. D'autre part, le paramètre  $\beta$  est censé être indépendant de la nature des particules. De ce fait, il a été décidé de ne retenir qu'une seule valeur et l'on verra par la suite que  $\beta=2$  est mieux adaptée à la neige.

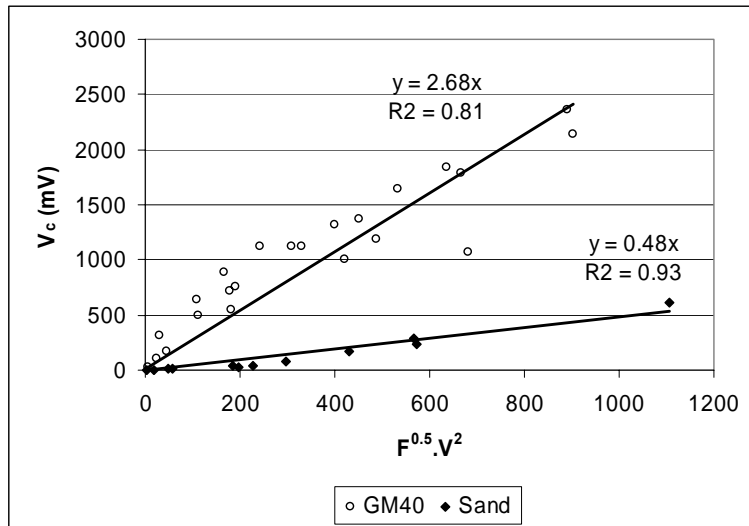


Figure 3.32 : Courbes d'étalonnage proposées pour le sable et le GM40.

Une fois fixées les valeurs de  $\delta$  et  $1/\beta$ , on peut déterminer une courbe d'étalonnage pour chaque type de particule (figure 3.32). Comme on peut le constater, la pente (qui correspond alors au coefficient  $\Xi$ ) est de 2.68 au lieu de 2.47 pour le GM40 et de 0.48 au lieu de 0.22 pour le sable (voir le Tableau 3.3). L'écart aux valeurs données par le modèle initial n'est donc pas très important. Ce constat montre que le choix d'une valeur de  $1/\beta$  hors de l'intervalle de confiance déterminé pour le GM40 a peu de conséquences. Le calcul du flux à partir de la tension délivrée par la centrale s'écrit alors :

$$F = \left( \frac{V_c}{\Xi * U_p^2} \right)^2 \quad (3.39)$$

où la valeur de  $\Xi$  est déterminée d'après la régression linéaire tracée à la figure 3.32 (2.68 pour le GM40 et 0.48 pour le sable). On peut alors comparer les nouvelles estimations de flux aux mesures filets qui ont permis l'établissement de la nouvelle courbe d'étalonnage :

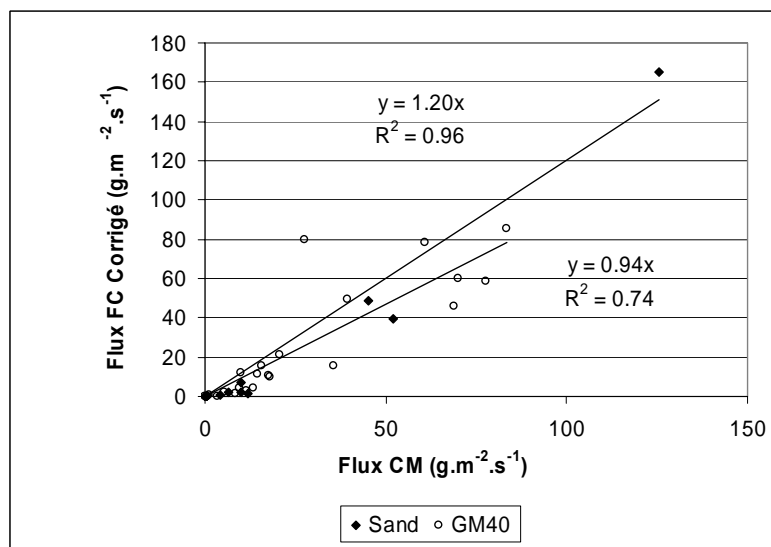


Figure 3.33 : Comparaison du flux recalculé (à partir des données de FlowCapt et de la nouvelle courbe d'étalonnage) et de celui mesuré par les filets.

Les résultats de la figure 3.33 prouvent la cohérence globale de l'approche mise en œuvre. Les points représentant les flux estimés d'après les mesures du FlowCapt en fonction des flux mesurés à travers les filets s'alignent désormais sur une droite de pente proche de 1 quelque soit la hauteur de mesure et quelque soit le type de particule. Cela dit, la mise en évidence de la nécessité d'utiliser une courbe d'étalonnage spécifique à chaque type de particule confirme l'influence fondamentale de la nature de ces dernières sur la mesure (voir figure 3.32).

### 3.3.8 Application aux données du Lac Blanc.

La démarche exposée plus haut a été appliquée aux données enregistrées *in-situ*. Quatre événements ont été retenus au cours de la saison 2004-2005. Pour chacun d'eux on disposait des mesures filets correspondantes : celui du 06 janvier, celui du 19 janvier, celui du 02 février et celui du 07 mars. Il s'agit chaque fois d'épisode de transport sans chute de neige. Les caractéristiques des particules sont indiquées dans le Tableau 3.5 :

Date	06/01/2005	19/01/2005	02/02/2005	07/07/2005
Vitesse à 3,30 m.	12.1m.s <sup>-1</sup>	12.5m.s <sup>-1</sup>	16.8m.s <sup>-1</sup>	17.1m.s <sup>-1</sup>
Température de surface	-7°C	-16°C	-8°C	-19°C
Température de l'air	-3°C	-14°C	-8°C	-15°C
Masse volumique de la neige dans la couche superficielle	250 kg.m <sup>-3</sup>	270 kg.m <sup>-3</sup>	320 kg.m <sup>-3</sup>	78 kg.m <sup>-3</sup>
Type de grain	Grains fins	Grains fins	Grains fins	Neige fraîche, Particules reconnaissables
Diamètre des grains	< 0.5 mm	NC	< 0.5 mm	NC

Tableau 3.7 : Caractéristiques des particules impliquées.

Le tableau ci-dessus a été élaboré à partir de mesures réalisées sur place (le 06 janvier et le 02 février) et de résultats de modélisation à l'aide de la chaîne Safran – Crocus – Mepra du CEN (Météo-France) pour les événements restants.

Conformément à la remarque faite au début du § 3.3.7, les profils sélectionnés pour le calcul ont été classés en fonction de la durée de la mesure (cette dernière correspondant au temps de remplissage du filet). Quatre durées type ont été retenues : 5, 10, 20 et 30 minutes. Les mesures réalisées sur 5 minutes correspondent à des temps de remplissage courts liés à des périodes de vent et de transport extrêmement violents. Ces derniers ayant conduit le capteur à atteindre son seuil de saturation, les événements en question n'ont pas été retenus. Le type de particule a également été pris en considération. La régression multilinéaire a été appliquée aux données concernant les particules les plus proches et mesurées sur des intervalles de temps du même ordre de grandeur. Ainsi, les informations concernant tous les profils du 06 janvier, le dernier profil du 19 janvier et les trois derniers profils du 02 février ont été rassemblées soit un total de 31 échantillons. Le temps de mesure était chaque fois de 20 ou 30 minutes. Les résultats obtenus apparaissent sur la figure suivante :



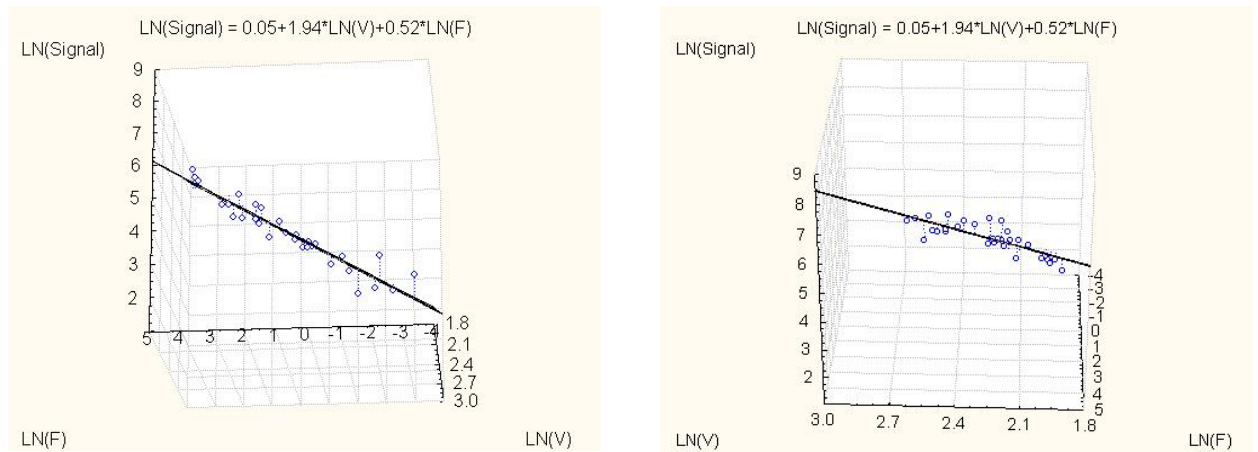


Figure 3.34 : Comportement du capteur corrigé pour des grains fins. Le coefficient de détermination et la p-valeur sont respectivement 0.8630 et 0.

Les valeurs des coefficients ainsi déterminées  $\beta$ ,  $\delta$  et  $\Xi$  ont été consignées dans le tableau 3.6. L'intervalle de confiance à 95% apparaît entre crochets. Les valeurs de  $\beta$  et  $\delta$  sont proches de celles estimées pour les autres types de particules (sable et GM40). Cette observation consolide l'idée que  $\beta$  et  $\delta$  sont bien indépendants du type de particule.

	Neige (grains fins)
$\delta$	1.94 [1.26 2.63]
$\beta$	0.52 [0.44 0.59]
$\ln(\Xi)$	0.05 [-1.54 1.64]
$\Xi$	1.05 [0.21 5.16]

Tableau 3.8 : Valeurs numériques des coefficients du modèle de correction proposé.

De ce fait, les calculs suivants ont été menés avec  $1/\beta = \delta = 2$ . Une régression linéaire a alors été tracée pour relier la série des tensions  $V_c$  à la série des  $F^{0.5}V^2$  conformément au modèle donné par l'équation (3.38). La pente, correspondant au coefficient  $\Xi$ , atteint la valeur de 1.22 au lieu de 1.05 (voir figure 3.35).

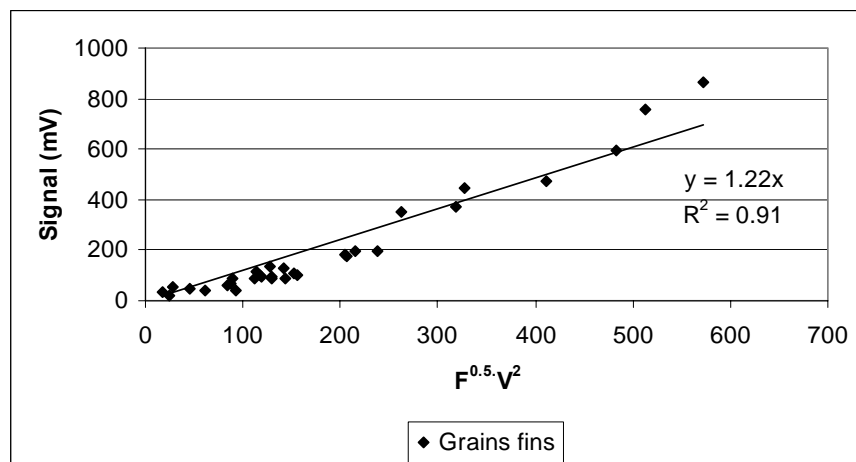


Figure 3.35 : Courbe d'étalonnage proposée pour les grains fins.

Le calcul du flux à partir de la tension mesurée et de la vitesse du vent peut alors être comparé au flux mesuré (figure 3.36). On rappelle que la courbe d'étalonnage proposée ci-dessus n'est valable que pour les grains fins. A ce titre, le traitement de l'épisode du 07 mars 2005 mettant en jeu de la neige fraîche donne des résultats qui s'aligne bien sur une droite mais la pente de cette dernière est loin de la pente 1 attendue pour les grains fins. Dans ce cas, le flux calculé à partir des mesures du FlowCapt et de la courbe d'étalonnage proposée pour les grains fins sous-estime largement les mesures filets.

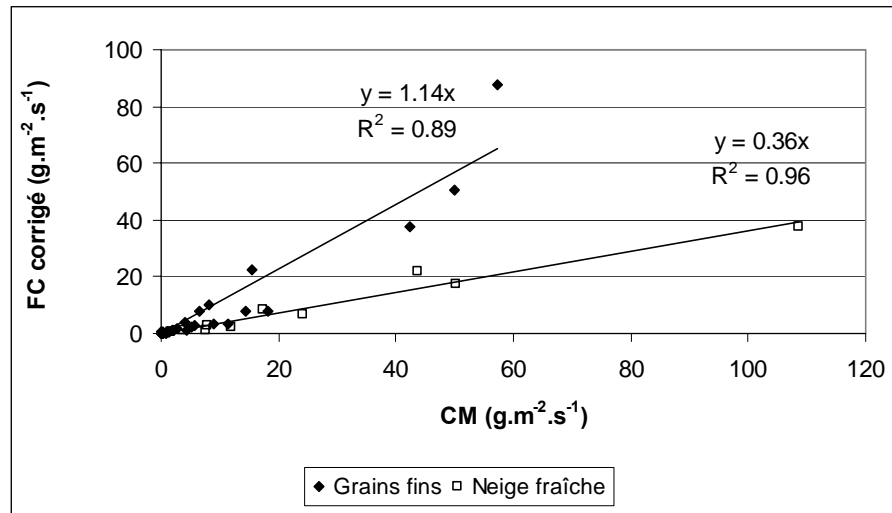


Figure 3.36 : Application de l'algorithme de correction à l'ensemble des épisodes retenus. Les événements impliquant des grains fins (06/01, 09/01 et 02/02) sont représentés par les losanges noirs, les profils réalisés avec de la neige fraîche (07/03) par les carrés blancs.

Ce dernier calcul a été effectué à partir de l'équation (3.40) présentée ci-dessous, et établie de la même façon que l'équation (3.39) avec le GM40 et le sable (voir § 3.3.7) :

$$F = \left( \frac{V_c}{1.22 * U_p^2} \right)^2 \quad (3.40)$$

On notera encore une fois l'influence du type de particule puisque la courbe d'étalonnage déterminée pour les grains fins ne permet pas de traiter la neige fraîche. On rappelle également que la durée des expériences réalisée le 07 mars (10 minutes) était différente de celle des autres manipulations (20 à 30 minutes).

Finalement, il est possible de comparer les résultats des différentes mesures (filets, FlowCapt corrigé ou non) à l'estimation théorique obtenue à partir de la formulation semi-empirique de Pomeroy et Gray (1990) telle qu'elle est mentionnée au Chapitre I. Cette dernière a ici été appliquée avec les valeurs suivantes :  $u_* = 0.92 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $u_{*t} = 0.66 \text{ m.s}^{-1}$  et  $U_F \sigma_s = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$  où  $u_*$ ,  $u_{*t}$  et  $U_F \sigma_s$  désignent respectivement la vitesse de frottement de l'écoulement, la vitesse de frottement seuil à l'arrachement des particules et le produit de la vitesse finale de chute par le nombre de Schmidt turbulent. On constate ainsi sur la figure 3.37 que la correction proposée rétablit relativement bien la forme générale du profil de flux, même si encore une fois, et à défaut de données disponibles avec des grains fins, l'algorithme a été appliqué à un jeu de données ayant servi à sa propre élaboration. On constate cependant que la formulation de Pomeroy conduit dans ce cas à une surestimation générale du flux. Doorschoft et Lehning (2002) ont conclu au contraire à que la formule de Pomeroy amène

une sous-estimation du flux. Quoiqu'il en soit, les nombreuses difficultés que l'on rencontre pour avoir une estimation suffisamment précise des paramètres nécessaires (à savoir  $u_*$ ,  $u_{*t}$  et  $U_F\sigma_s$ ) rendent son application extrêmement délicate pour reproduire un événement déterminé.

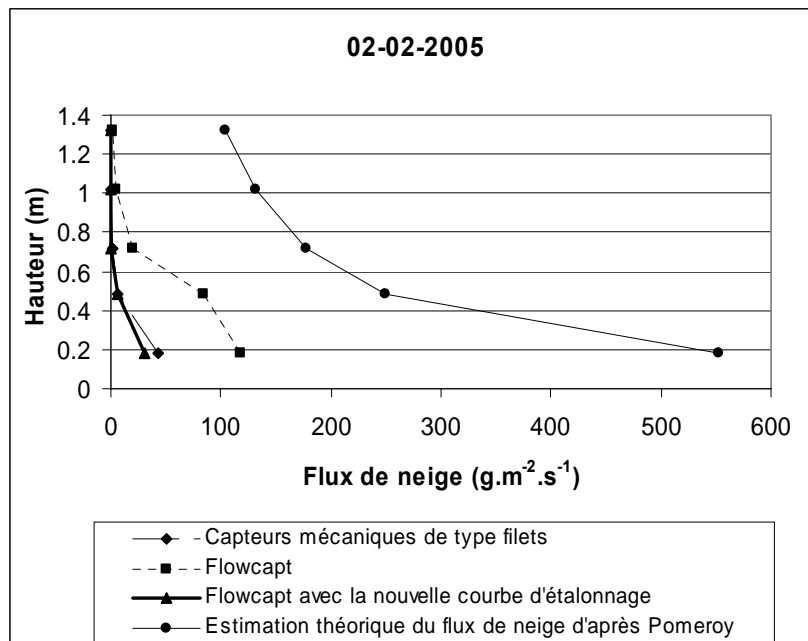


Figure 3.37 : Comparaison de différentes estimations du flux de neige à partir de mesures filets, de mesures du FlowCapt corrigées ou non ou calculées à partir de la formulation semi empirique de Pomeroy et Gray (1990).

Il est également important de montrer que les résultats présentés ne sont pas en désaccord avec les observations expérimentales de Chritin *et al.*, 1999. On rappelle que ces derniers mettent en évidence une relation linéaire entre  $V_c^2$  et  $F$  dont l'existence est pourtant contredite par l'équation (3.40) puisque cette dernière fait apparaître la vitesse des particules  $U_p$ . Dans un premier temps, on notera que les observations de Chritin *et al.* (1999) ont été effectuées à vitesse constante mais une digression sur l'écriture mathématique de (3.40) montre que cet argument n'est pas suffisant à dissiper le désaccord (voir *infra*). Ainsi, en supposant que la formulation proposée (équation 3.39) avec les valeurs numériques des coefficients  $\delta$  et  $\beta$  déterminés précédemment est un bon estimateur du flux de neige  $F$ , on trouve :

$$V_c = \Xi F^{0.5} U_p^2$$

où  $V_c$  désigne le signal, c'est à dire la tension enregistrée par la centrale,  $\Xi$  est une fonction du type de particules et  $F$  et  $U_p$  désignent respectivement le flux et la vitesse horizontale des particules.

L'estimation du flux par FlowCapt sur laquelle se sont fondés les auteurs est donnée quant à elle par le programme d'acquisition fourni avec le capteur, c'est-à-dire par l'équation (3.20) qu'on rappelle ci-dessous :

$$FC = 4.10^{-3} V_c^2$$

FC représente alors le flux donné par le FlowCapt. On notera que compte tenu de la durée nécessaire au remplissage des filets comparée aux possibilités d'acquisition du FlowCapt, il faut réécrire les deux relations précédentes sous une forme moyennée :

$$\overline{V_c} = \Xi \overline{F}^{0.5} \overline{U_p}^2$$

$$\overline{FC} = 4.10^{-3} \overline{V_c}^2 = 4.10^{-3} (\overline{V_c}^2 + \sigma_{V_c}^2)$$

On trouve alors :

$$\overline{FC} = 4.10^{-3} (\Xi^2 \overline{F} \overline{U_p}^4 + \sigma_{V_c}^2) \quad (3.41)$$

où  $\overline{F}$  peut être estimé par une mesure filet (c'est-à-dire par CM) ou de tout autre manière.

Ainsi, même si la calibration industrielle du capteur est effectuée à une vitesse  $U_p$  constante de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , (Chritin *et al.*, 1999), la relation (3.41) fondée sur le modèle (3.40) proposé dans ce document fait intervenir le terme du second ordre  $\sigma_{V_c}^2$ . Cela dit, dans le cas particulier du processus de calibration on peut estimer que la distribution de vitesse et la distribution des tailles des particules sont fixées. Dans ce cas, il est raisonnable d'estimer que la distribution des valeurs de  $V_c$  est également invariante dans le temps (ce qui n'est pas nécessairement le cas sur le terrain). Dans le cas particulier de la calibration à vitesse constante,  $\sigma_{V_c}^2$  peut donc être définie de manière unique et prendre une valeur elle aussi constante. La linéarité observée entre le flux estimé par le capteur FC et le flux de particules F devient alors évidente (équation 3.41). Les observations expérimentales de Chritin *et al.* (1999) ne remettent donc pas en cause les conclusions présentées plus haut.

### III.4 Conclusion partielle

Le site expérimental du Col du Lac Blanc et les instruments qui y sont installés ont été présentés. Ces derniers sont parfois utilisés dans des cas limites de leurs gammes d'utilisation ou dans des conditions qui méritent de revenir sur la qualité des mesures effectuées. Ainsi, le driftomètre de type FlowCapt et l'anémomètre sonique USA-1 ont été passé « au banc d'essai » afin de connaître plus précisément leur comportement en particulier dans l'environnement difficile où ils sont employés.

Ainsi, le projet d'utilisation de l'anémomètre sonique en présence d'une quantité importante de particules a été abandonné (pour des mesures en soufflerie ou à proximité du sol). Il a en effet été prouvé que la traversée de la zone de mesure du capteur par un flux important de particules solides a des conséquences importantes sur les résultats obtenus. Un modèle de propagation d'ondes sonores en milieu poreux a été appliqué de manière formelle afin de trouver une éventuelle interprétation des modifications observées dans le comportement de l'appareil. Les ordres de grandeurs qui se sont ainsi dessinés ne sont pas aberrants de sorte qu'il est possible d'imaginer que la vitesse mesurée par l'anémomètre sonique perturbée par le flux solide est la vitesse du mélange constitué de l'air et des particules. Malheureusement, le travail très exploratoire qui a été effectué dans ce domaine ne permet pas de formuler une quelconque conclusion à ce sujet.

Concernant les mesures de flux, il a pu être montré que la mesure du FlowCapt était particulièrement sensible au type de particules ainsi qu'à la vitesse de ces dernières. En outre, une hypothèse contestable régissant le fonctionnement du capteur a été discutée et une proposition de correction a été formulée à partir de données de laboratoire et de terrain. Cette correction est fondée sur des calculs statistiques et prend la forme d'une nouvelle famille de courbes d'étalonnage, chaque courbe correspondant à un type de particules. Elle nécessite pour seule hypothèse physique que la vitesse des particules soit prise égale à la vitesse du fluide à la hauteur considérée ce qui est bien vérifié sur la plage d'utilisation du FlowCapt (c'est-à-dire hors de la zone de saltation). Le capteur est alors considéré comme une boîte noire.

Des nouvelles courbes d'étalonnage ont ainsi pu être établies pour les grains fins, le sable et le GM40. De nouvelles mesures de terrain permettant la comparaison des sorties de FlowCapt et de mesures filets sont donc nécessaires, en particulier avec des neiges peu travaillées (particules reconnaissables, neige fraîche...) ou avec des neiges de masse volumique plus importante (supérieure à  $400 \text{ kg.m}^{-3}$  par exemple). L'influence de la durée d'acquisition des mesures sur la validité de la correction doit aussi être étudiée de manière plus systématique, cette dernière devant rester inférieure à la fois au temps caractéristique des perturbations du vent sur le site et à celui de la métamorphose des grains.



# Chapitre IV

*Il neige, il neige sur Liège...  
Et tant tourne la neige  
Entre le ciel et Liège,  
Qu'on ne sait plus s'il neige,  
S'il neige sur Liège,  
Ou si c'est Liège  
Qui neige vers le ciel...*

*Jacques Brel*





## **IV Etude des fluctuations de transport sur le terrain**

Les fluctuations de concentration ou de flux massique sont plus délicates à appréhender quand on cherche à les mesurer sur le terrain qu'au cours d'expériences en soufflerie. En effet, du point de vue phénoménologique, le nombre des paramètres à prendre en compte est plus élevé pour la neige que pour les particules sèches. D'une part, la cohésion entre les grains va modifier les équilibres statiques et dynamiques des grains de neige dans la phase d'arrachement (voir chapitre 1). D'autre part, la cohésion et le comportement aérodynamique des particules de neige dépendent de facteurs comme le type de grain, la température ou l'humidité sur lesquels l'expérimentateur n'a aucun contrôle. En outre, les valeurs prises par ces paramètres évoluent dans le temps et amènent des variations du diamètre des particules ou de la vitesse seuil d'arrachement de ces dernières. Dans ces conditions, la reproductibilité des essais ne peut être assurée. Aux aspects phénoménologiques s'ajoutent donc des difficultés expérimentales.

Ces dernières sont encore soulignées par l'hétérogénéité spatiale et par les instabilités temporelles propres aux écoulements naturels. Les outils évoqués au chapitre 1 montrent à quel point il est difficile de caractériser le régime éolien *in-situ*, en particulier quand la zone d'étude présente du relief. De ce fait, la comparaison entre les manipulations expérimentales ou entre les résultats qui en découlent s'avère délicate. Qui plus est, les échelles qui intéressent le phénomène de transport sur le terrain couvrent plusieurs décades ce qui pose souvent problème pour exploiter les mesures. En effet, l'étude des petites échelles conduit à enregistrer des données à haute fréquence. L'exploration des grandes échelles nécessite des enregistrements longs. Le nombre de données qui résulterait d'une approche globale dépasserait le plus souvent les possibilités de stockages des appareils utilisés. En outre, le volume des enregistrements rend alors délicate l'analyse et la synthèse des informations. Enfin les appareils sont placés dans un environnement plus agressif qui impose des caractéristiques techniques particulières (robustesse, fonctionnement par grand froid ou dans les intempéries etc.).

Dans ces conditions, deux axes d'étude ont été privilégiés : le premier concerne la caractérisation de l'écoulement sur le site et le second les mesures de flux. Ce chapitre expose les résultats obtenus dans ces deux domaines à partir des mesures de terrain effectuées au col du Lac Blanc (la description du site est donnée au chapitre III). Un enregistrement de vent d'un mois a permis de montrer que le site était d'avantage dominé par des vents réguliers et parfois assez forts, très influencés par le relief, mais qu'il n'était pas le théâtre d'instabilités majeures à l'échelle de la dizaine de minutes. Les mesures de flux ont permis de dégager l'importance du type de grain en comparaison des effets instationnaires de l'écoulement dans le transport par diffusion turbulente.

### **IV.1 Etude du régime éolien sur le site du Col du Lac Blanc**

Afin d'appréhender les caractéristiques de l'écoulement au col du Lac Blanc, les trois composantes de la vitesse du vent ont été enregistrées en continu à une fréquence de 10 Hz pendant près d'un mois, du 27 septembre au 28 octobre 2003. Ces mesures ont permis d'évaluer les différentes approches de caractérisation des rafales décrites dans le chapitre I. Cet enregistrement a été réalisé à une hauteur de 3.30 mètres au-dessus du sol avec l'anémomètre sonique USA-1 (décrit au chapitre III).

#### 4.1.1 Données générales sur l'écoulement

La série d'enregistrement du 27 septembre au 15 octobre ne compte que peu de dysfonctionnements et elle sera donc privilégiée dans la suite. Sur cette période, seules quatre heures d'interruption des mesures ont été constatées le 5 octobre ce qui représente un taux de dysfonctionnement de 0.8 %. Cette période de 19 jours a permis le calcul des vitesses moyennes horizontales (journalières, horaires ou toutes les quinze minutes), des écarts-type correspondants, des intensités turbulentes, des coefficients de rafale et des directions de vent. Cette dernière a été ici définie à partir de la direction du vecteur représentant la vitesse moyenne (journalière, horaire ou sur 15 minutes suivant les cas). Ces mesures ont permis d'obtenir la rose des vents horaire sur la période considérée. Cette dernière, représentée par la Figure 4.1, confirme la prédominance des vents de secteur Nord ou Sud. Au pas de temps horaire, le vent de secteur Ouest n'est jamais conséquent alors qu'on observe quelques épisodes de faible intensité venant d'Est, probablement dus aux brises de pentes qui se forment aux abords du massif des Grandes Rousses.

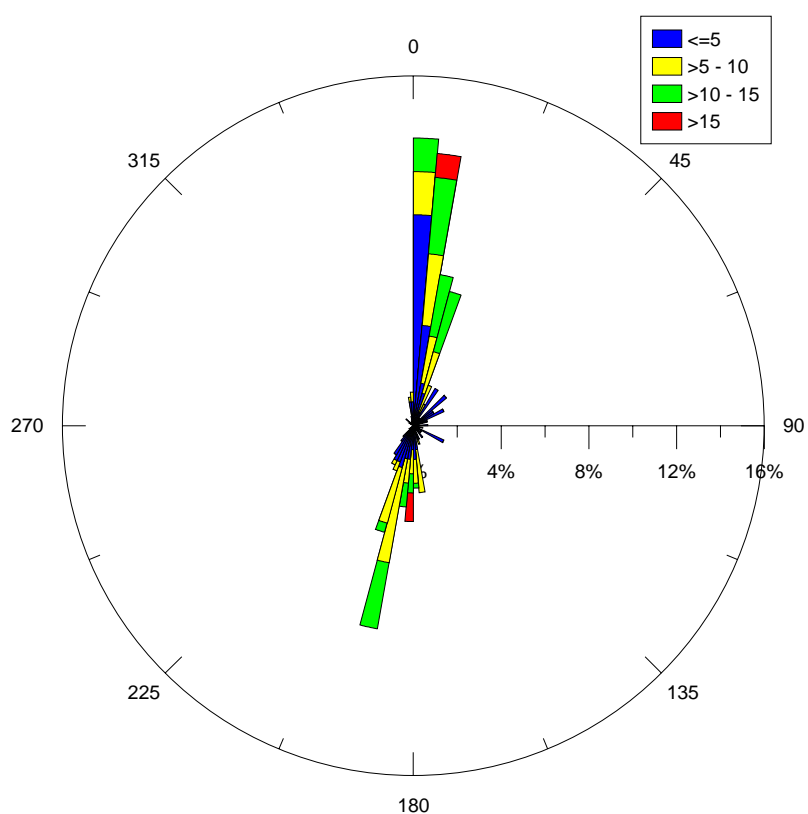


Figure 4.1 : Rose des vents établie à partir des données horaires pour la période du 27/09/2003 au 15/10/2003. Les tranches de vitesses sont exprimées en  $m.s^{-1}$ .

On constate que la vitesse moyenne journalière (figure 4.2) balaye une gamme de valeur importante sur la période étudiée (de 2 à 13  $m.s^{-1}$ ) ce qui assure que l'enregistrement est représentatif de différentes situations météorologiques. Les vitesses moyennes journalières maximums ont été enregistrées le 1<sup>er</sup>, le 8 et le 9 octobre 2003. Celles-ci dépassent 10  $m.s^{-1}$  ce qui caractérise des vents violents.

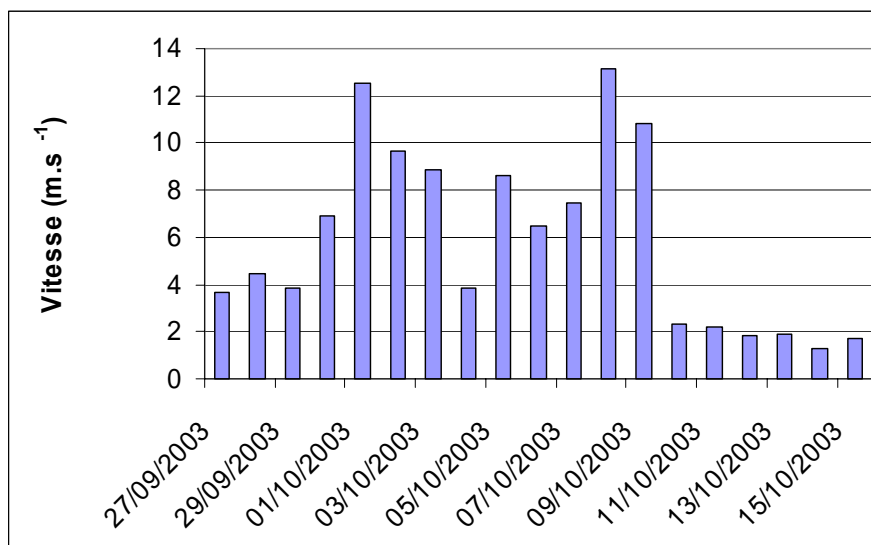


Figure 4.2 : Vitesse moyenne journalière pour la période du 27/09/2003 au 15/10/2003.

L'information sur l'intensité turbulente  $I_t$  définie par :  $I_t = \overline{u'^2} / \overline{U}$  donne un premier ordre de grandeur de la fluctuation de vitesse qui ici ne dépasse jamais celui de la vitesse moyenne (voir figure 4.3). L'intensité turbulente maximum est ici enregistrée le 10 octobre alors que la vitesse journalière était proche de 2 m.s<sup>-1</sup>. De manière générale l'intensité turbulente est la plus forte les jours où la vitesse moyenne est plutôt faible (figure 4.4) mais elle demeure assez peu variable : la série des intensités turbulentes journalière sur la période a pour moyenne 0.46 et pour écart-type 0.17.

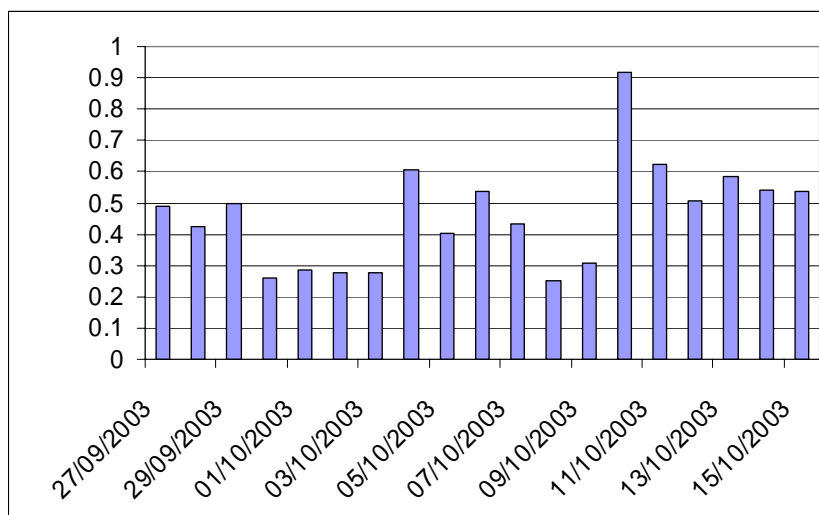


Figure 4.3 : Intensité turbulente journalière pour la période du 27/09/2003 au 15/10/2003.

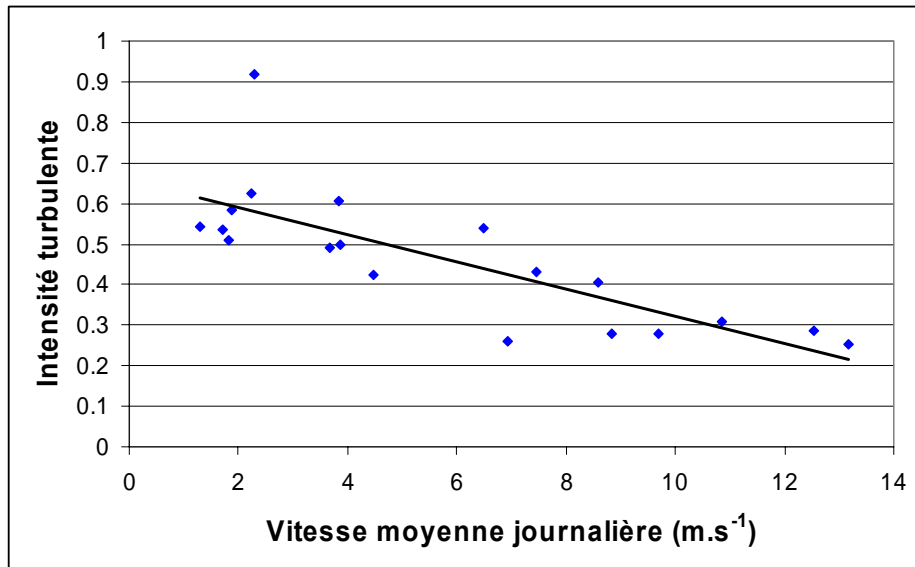


Figure 4.4 : Evolution de l'intensité turbulente en fonction de la vitesse moyenne à partir des données enregistrées sur la période du 27/09/2003 au 15/10/2003

#### 4.1.2 Evolution du régime éolien dans le temps

Les figures 4.5 à 4.8 représentent l'évolution de la vitesse moyenne sur une journée en fonction de la base de temps retenue (moyenne horaire, ou calculée sur 30, 15 ou 10 minutes). Pour des raisons de lisibilité des graphiques, seules 10 journées ont été retenues. Celles-ci ont été choisies de manière à être représentatives des différentes situations météorologiques rencontrées : vent forts de secteur Sud (le 30 septembre, les 1<sup>er</sup>, et 3 octobre) ou de secteur Nord (les 8 et 9 octobre), vents faibles (les 11, 14 et 15 octobre) et vent d'intensité variable (le 27 septembre et le 6 octobre). On appelle ici vents faibles des vents qui ne sont pas susceptible de générer du transport de neige, c'est-à-dire, des vents dont la vitesse n'excède pas 5 m.s<sup>-1</sup>.

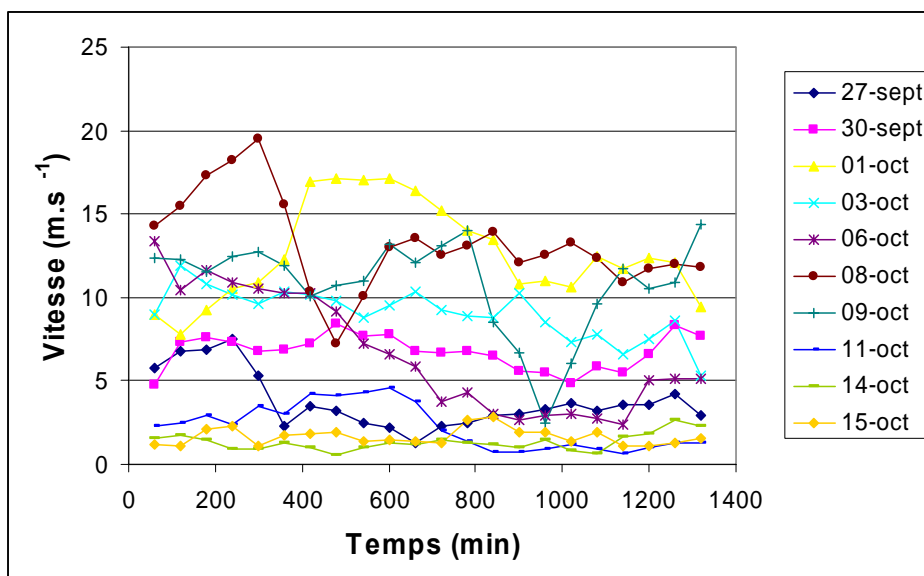


Figure 4.5 : Vitesse moyenne horaire pour 10 journées choisies.

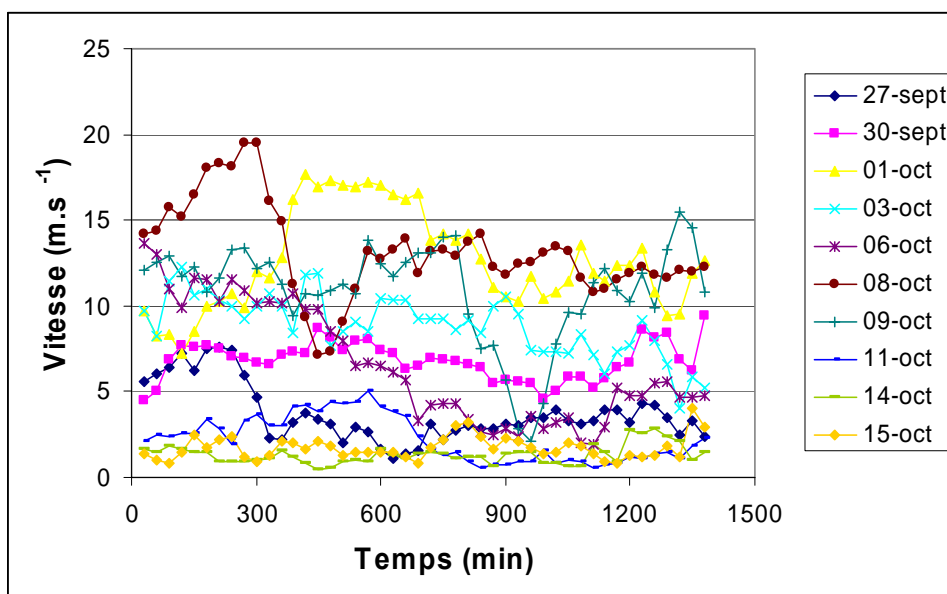


Figure 4.6 : Vitesse moyenne sur 30 minutes pour 10 journées choisies.

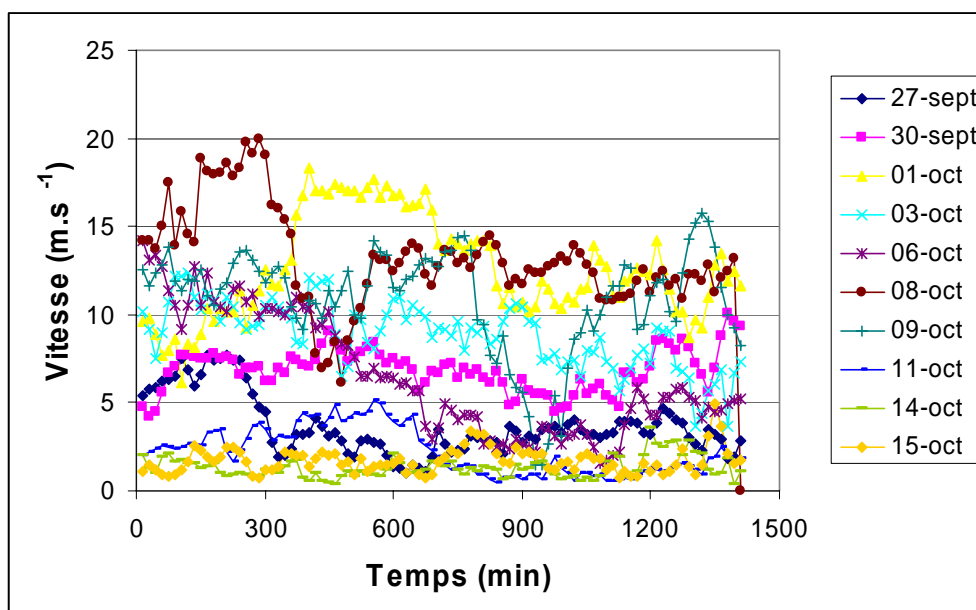


Figure 4.7 : Vitesse moyenne sur 15 minutes pour 10 journées choisies.

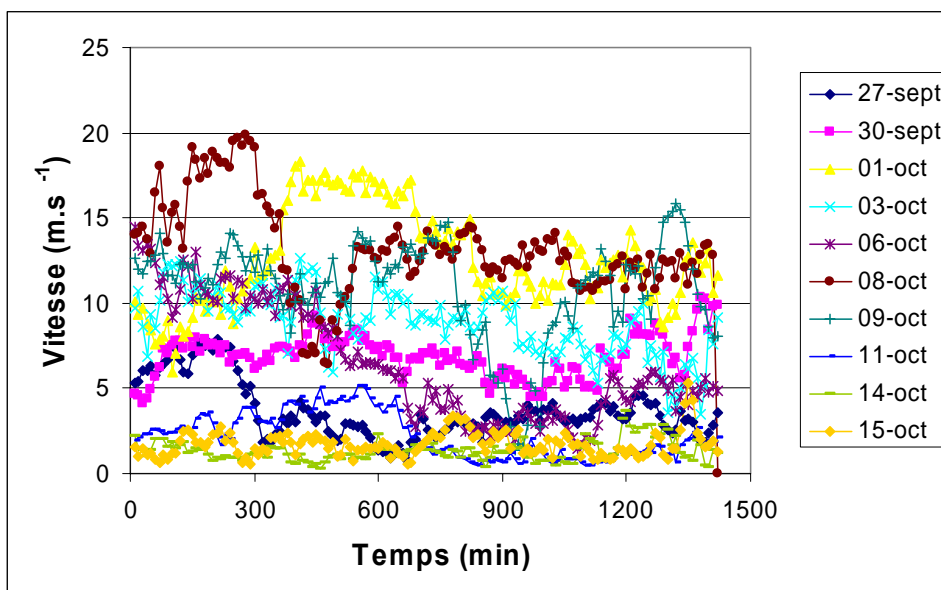


Figure 4.8 : Vitesse moyenne sur 10 minutes pour 10 journées choisies

La comparaison des vitesses moyennes horaires et calculées sur 30, 15 ou 10 minutes (figures 4.5 à 4.8) montre que la vitesse évolue habituellement sans variation brutale sauf les jours de vent fort où l'on observe des créneaux assez stables de plusieurs heures séparés par des changements brusques caractérisés par des différences d'environ  $5 \text{ m.s}^{-1}$  en l'espace d'une dizaine de minutes. De même, au col du Lac Blanc, la direction horaire du vent est généralement établie pour la journée (figure 4.9). En effet, à ce pas de temps, les régimes dominants de Nord et de Sud sont trop prépondérants pour qu'on puisse distinguer les effets des brises de pente. On notera cependant l'apparition de régimes particuliers les jours de vent faible comme l'établissement d'un régime de Nord-Est sur plusieurs heures les 11 et 15 octobre et les inversions brutales de régimes sur des périodes de 3 à 4 heures le 11 et le 14 octobre.

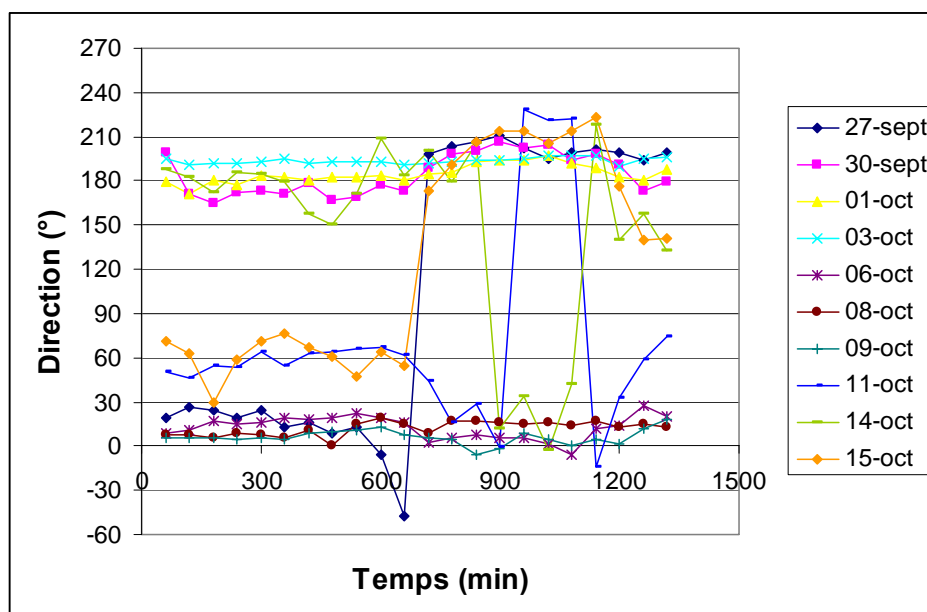


Figure 4.9 : Direction du vecteur vent horaire pour 10 journées choisies. Les directions comprises entre  $300^\circ$  et  $360^\circ$  ont été représentées par des angles négatifs.

On remarque également que l'intensité turbulente calculée au pas de temps horaire évolue de manière beaucoup plus chaotique que la vitesse moyenne (figure 4.10) même si les valeurs qu'elle prend restent limitées et presque toujours inférieures à 0.6.

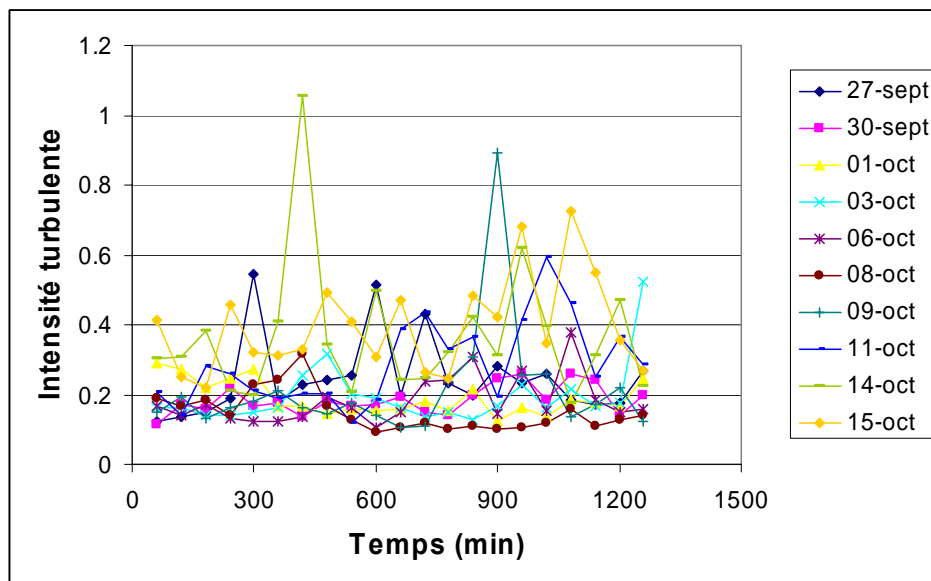


Figure 4.10 : Evolution temporelle de l'intensité turbulente horaire au cours d'une journée pour 10 journées choisies.

Dans tous les cas, les pics les plus marqués sont observés par vent faible conformément à la tendance esquissée par la figure 4.4. Le 09 octobre, l'intensité turbulente présente un pic à 900 minutes qui correspond à un accident de vitesse moyenne sans changement de direction. Le 14 octobre, le pic principal d'intensité turbulente apparaît à un moment (500 minutes) où la vitesse et la direction demeurent stables. Enfin les violentes oscillations observées à la fin de la journée du 15 octobre surviennent 4 heures après le changement de régime éolien. Cet intervalle est trop important pour qu'on puisse supposer l'existence d'un lien entre les deux phénomènes.

#### 4.1.3 Influence de la durée d'échantillonnage sur les grandeurs moyennes

Comme on l'a vu au paragraphe précédent (4.2.2), les grandeurs usuelles permettant de caractériser l'écoulement indiquent à la fois que le relief contraint fortement ce dernier (voir la rose des vents de la figure 4.1) et que le régime éolien semble plutôt stable sur des plages de temps assez longues (i.e. de plusieurs heures) sauf à de rares exceptions.

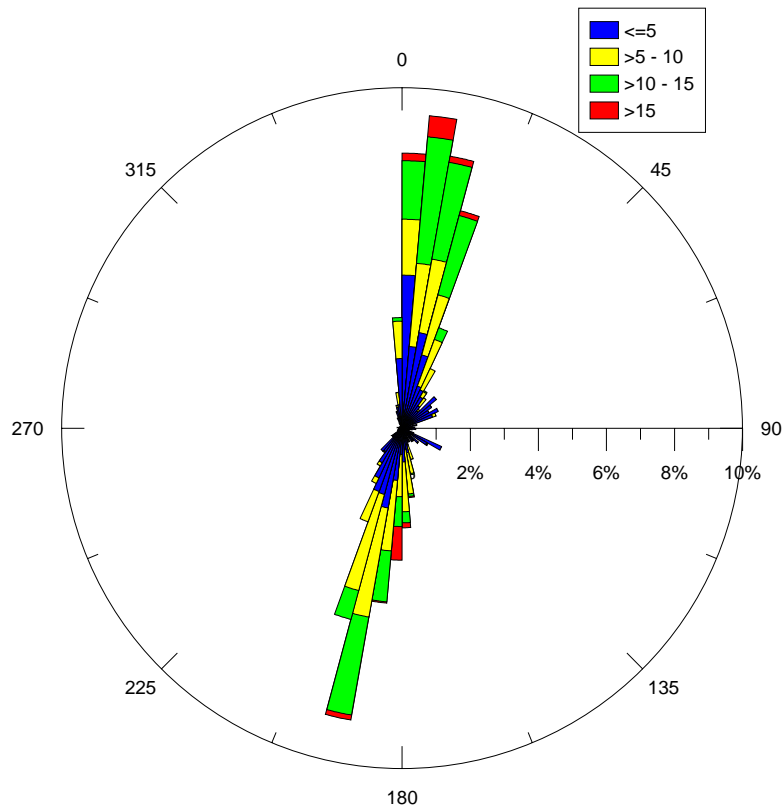


Figure 4.11 : Rose des vents établie à partir des données moyennées sur 10 minutes

D'ailleurs la rose des vents établie à partir des données moyennées sur 10 minutes présentée à la figure 4.11 ne fait pas apparaître de régime éolien supplémentaire par rapport aux données horaires (figure 4.1). Sur ce graphique, la répartition des vents ne fait que s'étaler un peu autour des directions principales (Nord et Sud). Comme attendu, les valeurs extrêmes sont mieux représentées et l'on remarque davantage d'épisodes de vent supérieurs à  $15 \text{ m.s}^{-1}$  en moyenne. En revanche, les vents de secteur Ouest sont toujours absent et ceux de secteurs Est demeurent peu représentés et toujours de faible intensité.

#### 4.1.4 Analyse des Coefficients de rafales – Méthode de calcul

Comme il a été vu au Chapitre I, le coefficient de rafale  $G$  n'est pas un outil suffisamment universel pour décrire et comparer le régime éolien d'un site à l'autre (§ I.3.3). Ainsi, certains auteurs reviennent sur la définition proposée dans la norme Européenne (CEN ENV 1991-2-4) et cherchent à adapter cette dernière en modifiant par exemple la base de temps retenue pour les calculs. En revanche, la notion de coefficient de rafale caractérisera invariablement le rapport d'une vitesse maximum sur une vitesse moyenne, ces dernières étant enregistrées sur un intervalle de temps identique. On a ainsi :  $G = V_{\max}/V_{\text{moy}}$ . Dans ce qui suit, trois méthodes de calculs de  $G$  ont été employées et ce, indépendamment de la base de temps retenue :

- La première s'appuie sur la définition normative.  $V_{\max}$  est alors défini comme le maximum des moyennes glissantes sur trois secondes et  $V_{\text{moy}}$  est la vitesse moyenne. (La norme prévoit une base de 10 minutes que nous adapterons).



- La seconde reprend la définition utilisée par Michaux (2003) dans laquelle  $V_{\max}$  est représentée par l'échantillon de valeur maximum. Cela dit, il s'avère nécessaire de prendre en compte la différence de fréquence d'échantillonnage qui distingue les expériences de l'auteur des nôtres.
- A cette fin, une troisième méthode a été employée. Cette dernière se fonde sur la définition précédente et sur une série de donnée à 1 Hz (ce qui correspond à la fréquence d'échantillonnage utilisée par Michaux, 2003) reconstruite artificiellement à partir de moyennes sur une seconde des enregistrements à 10 Hz obtenus au col du Lac Blanc.

Les bases de temps qui ont été retenues pour le calcul sont les suivantes :

- 10 minutes (Base de temps conforme à la norme CEN ENV 1991-2-4)
- 15 minutes (Base de temps utilisée par le CEN).
- 30 minutes (Base de temps employée par Naess *et al.* 2000, ou Choï et Hidayat, 2002).
- 60 minutes (Base de temps usuelle pour les mesures météorologiques destinées à la prévision et également employée par Choï et Hidayat, 2002).

Outre les effets liés au choix de la base de temps, ceux de la direction de l'écoulement ont également été pris en compte. A ce titre, deux directions particulières nous ont paru dignes d'intérêt : la direction moyenne (calculée comme la direction du vecteur vent résultant sur l'intervalle de temps considéré) et la direction du vent d'intensité maximum.

En premier lieu, l'influence de la méthode de calcul du coefficient de rafale a été étudiée : deux séries de résultats ont été obtenues à partir de la définition utilisée par Michaux (2003), la première avec la série d'enregistrement à 10 Hz (notée G 10Hz et représentée en jaune) et la seconde avec la série fictive à 1 Hz (notée G 1Hz, et représentée en bleu). Ces deux séries ont été représentées en fonction des résultats calculés selon la norme Européenne. Cette comparaison a été effectuée pour toutes les bases de temps étudiées. Les résultats sont présentés sur les figures 4.12 à 4.15.

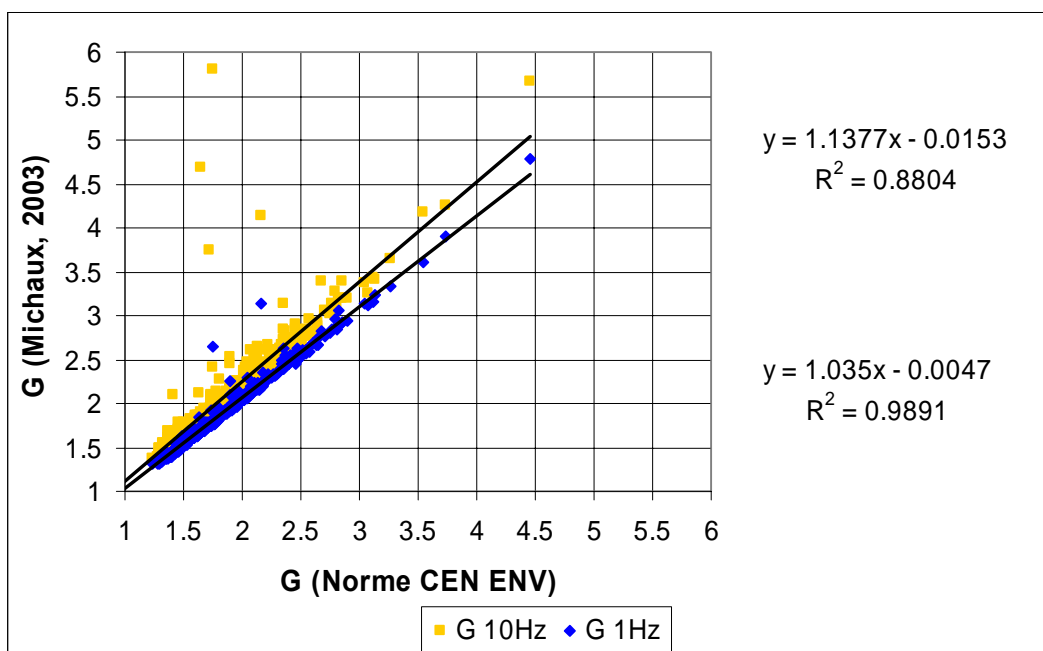


Figure 4.12 : Coefficient de rafale selon les deux méthodes inspirées de Michaux (2003) en fonction du coefficient selon la norme CEN ENV 1991-2-4 sur une base de 60 minutes

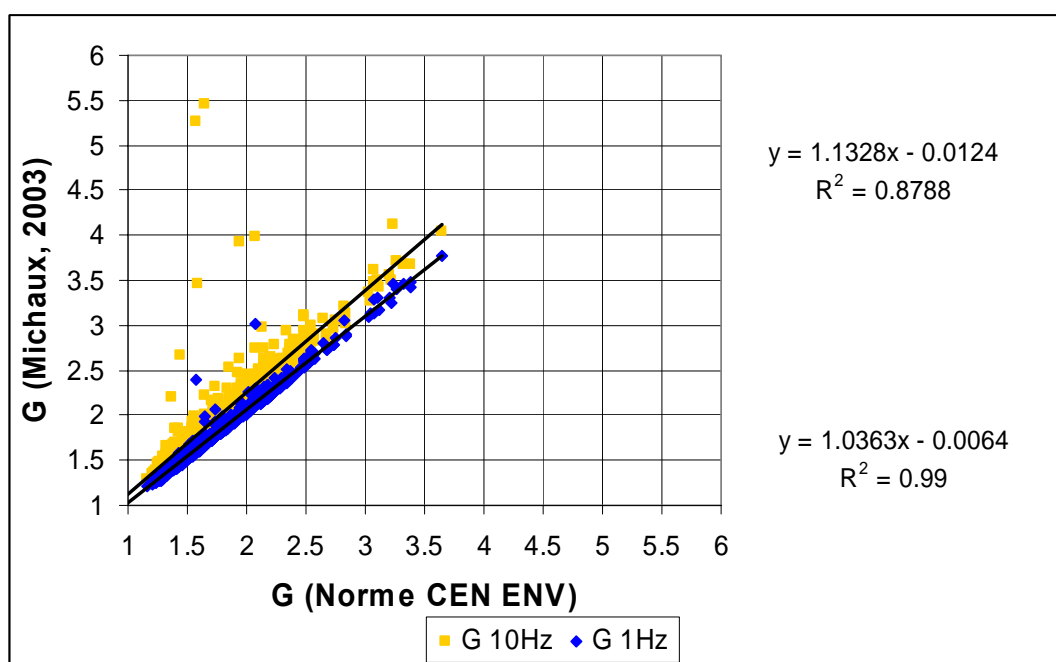


Figure 4.13 : Coefficient de rafale selon les deux méthodes inspirées de Michaux (2003) en fonction du coefficient selon la norme CEN ENV 1991-2-4 sur une base de 30 minutes.

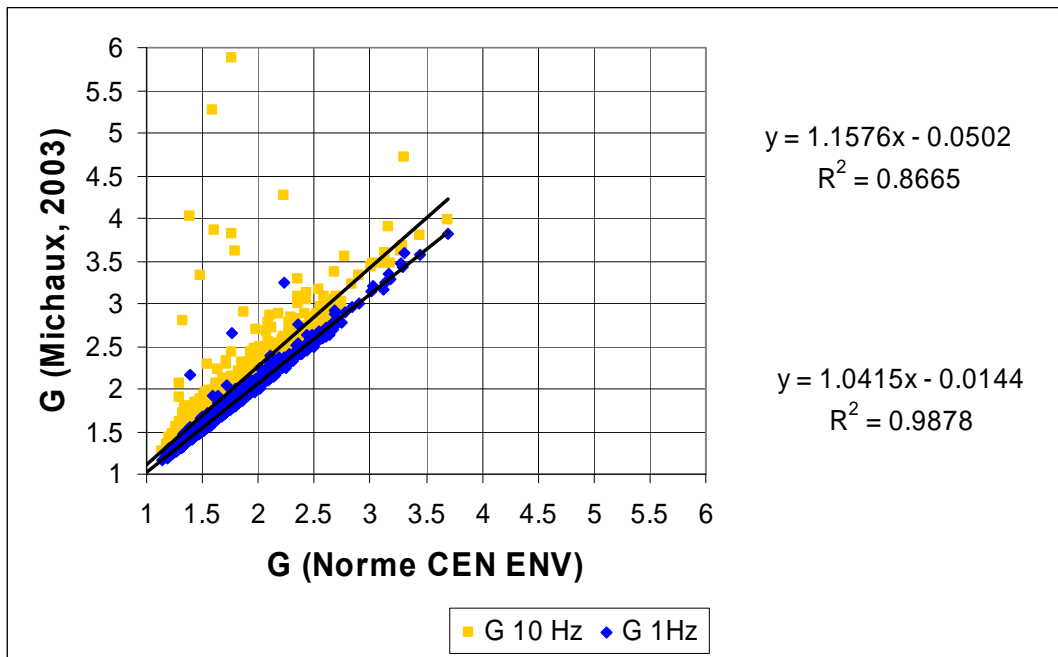


Figure 4.14 : Coefficient de rafale selon les deux méthodes inspirées de Michaux (2003) en fonction du coefficient selon la norme CEN ENV 1991-2-4 sur une base de 15 minutes.

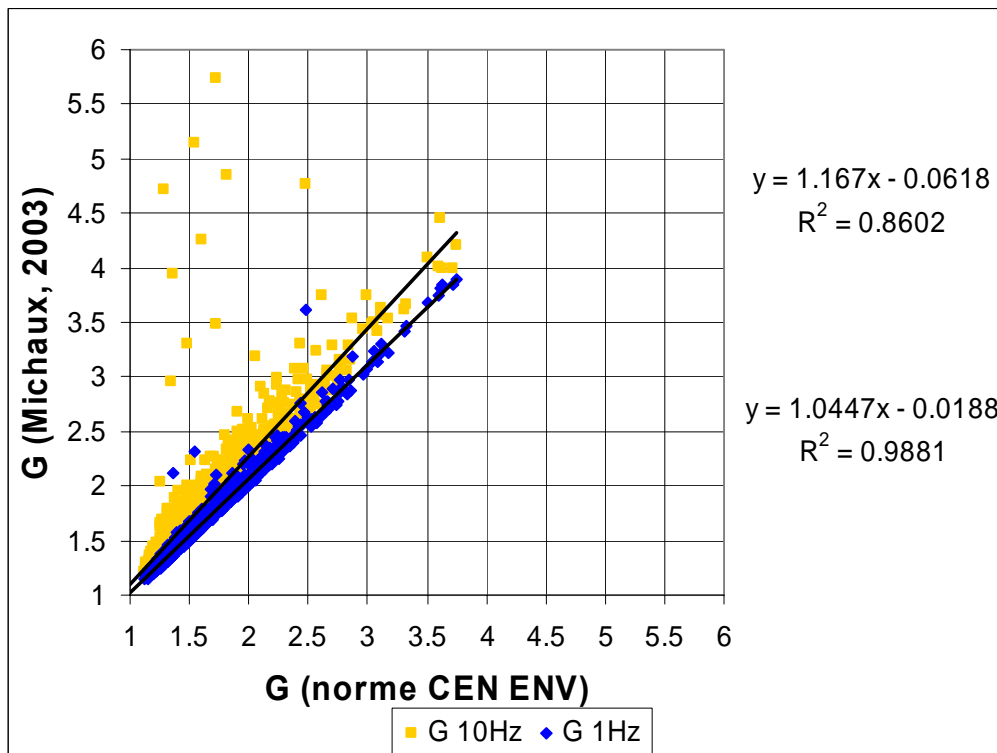


Figure 4.15 : Coefficient de rafale selon les deux méthodes inspirées de Michaux (2003) en fonction du coefficient selon la norme CEN ENV 1991-2-4 sur une base de 10 minutes.

Ces quatre illustrations montrent que la définition utilisée par Michaux (2003) avec la série reconstituée (G 1Hz) conduit à des résultats très similaires à ceux obtenus en suivant les recommandations réglementaires. En effet, les résultats (en bleu sur les graphiques) s'alignent sur une droite de pente proche de 1 et affichent une dispersion limitée autour de cette dernière malgré les quelques valeurs hautes qui apparaissent de manière isolée et ce quelque soit la base de temps employée.

En revanche, la méthode utilisant une seule valeur d'échantillon pour  $V_{\max}$  (courbe G 10Hz représentée en orange), amène davantage de dispersion et conduit à une surestimation générale des résultats (ces derniers s'alignant sur une droite de pente toujours strictement supérieure à 1.1). On observe alors des valeurs de coefficient de rafale beaucoup plus élevées (au-delà de 5) qui deviennent comparables à celles obtenues par Michaux (2003). Ce dernier a en effet enregistré des valeurs approchant 8 sur une base de temps de 15 minutes au col du Lac Blanc. Ce phénomène peut être attribué à la méthode de calcul puisque la sélection d'un échantillon particulier pour définir  $V_{\max}$  donne un poids particulièrement important à ce dernier. La méthode est donc plus sensible à des valeurs singulières qui peuvent ne pas être représentatives de la situation générale de l'écoulement sur la base de temps considérée. De la même façon, le risque qu'une éventuelle mesure aberrante se répercute conséquemment sur les résultats devient aussi plus élevé. On conviendra que cette limitation n'est en aucune manière liée à la fréquence d'enregistrement elle-même. De ce fait, les résultats présentés par Michaux (2003) à partir de mesures échantillonnées à 1 Hz sont finalement plus proches de ceux obtenus avec la série G 10Hz que de ceux extraits de la série G 1Hz.

On notera toutefois que les résultats de Michaux (2003) ont été obtenus en hiver alors que ceux présentés dans ce travail ont été enregistrés durant l'automne. Cela dit, les mesures de coefficient de rafale selon la norme Européenne réalisées par Naess et al. (2000) durant une saison hivernale sur un site marqué par du relief ont conduit à des valeurs de G toujours inférieures à 2.5. Il est donc vraisemblable que les différences constatées plus haut (figures 4.12 à 4.15) soient davantage dues à la méthode de calcul du coefficient de rafale qu'à des variations saisonnières. Les valeurs élevées des coefficients de rafale sont donc à considérer avec précaution quand ce dernier est calculé à partir d'une vitesse maximum estimée par un échantillon isolé. De ce fait, dans l'analyse qui suit, les coefficients de rafale ont été calculés en suivant la méthode dictée par la norme CEN ENV 1991-2-4. Seule la base de temps a été modifiée.

Concernant le choix de la saison de mesure, aucune campagne de mesure de ce type n'a pu être envisagée en hiver car la synchronisation entre l'USA-1 et le capteur de flux n'a pas permis d'acquérir les données à une fréquence établie. En effet, l'enregistrement d'une mesure de vitesse synchronisée à chaque enregistrement de flux garantit l'acquisition de 6 données en 5 secondes sans qu'on puisse avoir plus de certitudes sur la reproductibilité des intervalles de temps séparant chaque acquisition. En outre ces derniers n'ont pas une valeur tout à fait identique et on ne peut donc pas parler de fréquence d'échantillonnage sinon par l'intermédiaire d'un sur-échantillonnage visant à sélectionner la première mesure de chaque groupe de six points. Néanmoins, dans cette perspective, la fréquence d'échantillonnage tombe alors à 0.2 Hz ce qui n'est pas suffisant pour que nos mesures hivernales puissent être comparées à celles de Michaux (2003).

#### 4.1.5 Analyse des Coefficients de rafale – Influence de la méthode de calcul

Ici, les coefficients de rafale seront représentés en fonction de leur fréquence d'apparition, de la direction du vent moyen et de leur intensité sous la forme d'une rose des vents adaptée. Cette dernière sera baptisée « rose des G » (figure 4.16).

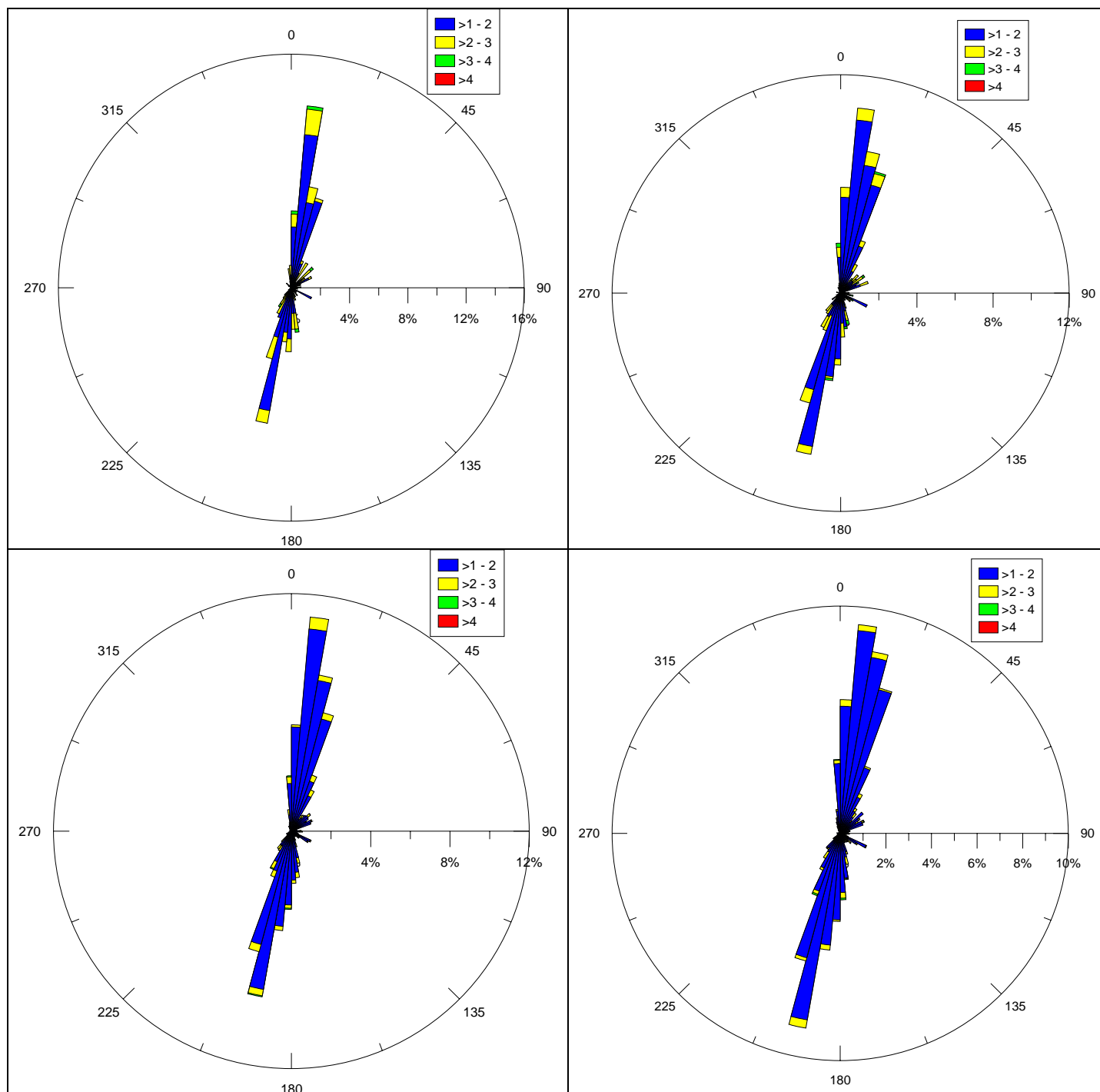


Figure 4.16 : Roses des G établies à partir de la définition de la norme CEN ENV 1991-2-4 pour les bases de temps suivantes : 60 minutes (en haut à gauche), 30 minutes (en haut à droite), 15 minutes (en bas à gauche), 10 minutes (en bas à droite)

L'observation de la figure 4.16 montre que le coefficient de rafale se borne essentiellement à des faibles valeurs (les valeurs supérieures à 2 représentent de l'ordre de 5%

de l'effectif). Encore une fois, le seul effet de la réduction de la base de temps est d'élargir la répartition des coefficients de rafale autour des directions principales empruntées par l'écoulement. Comme le montre la figure 4.17 présentée ci-après, les coefficients de rafales élevés (i.e. supérieurs à 3), en vert sur le graphe, se répartissent de manière assez homogène sur toutes les directions.

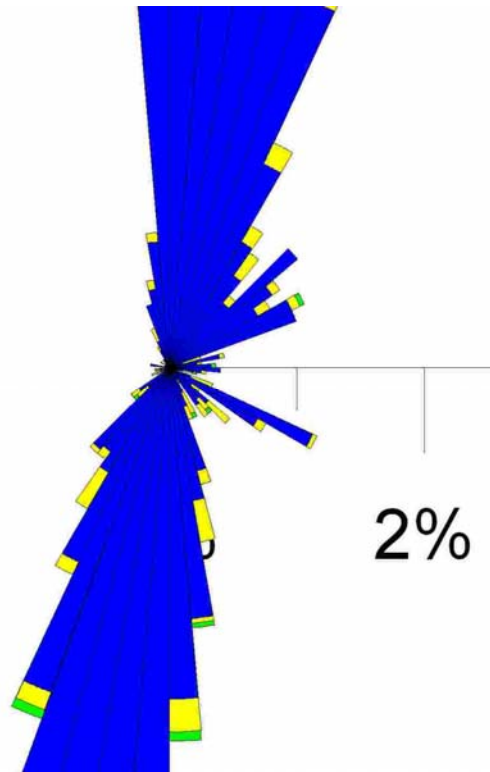


Figure 4.17 Détail de la rose des  $G$  établie sur une base de 10 minutes

Ce résultat s'observe encore sur la figure 4.18.

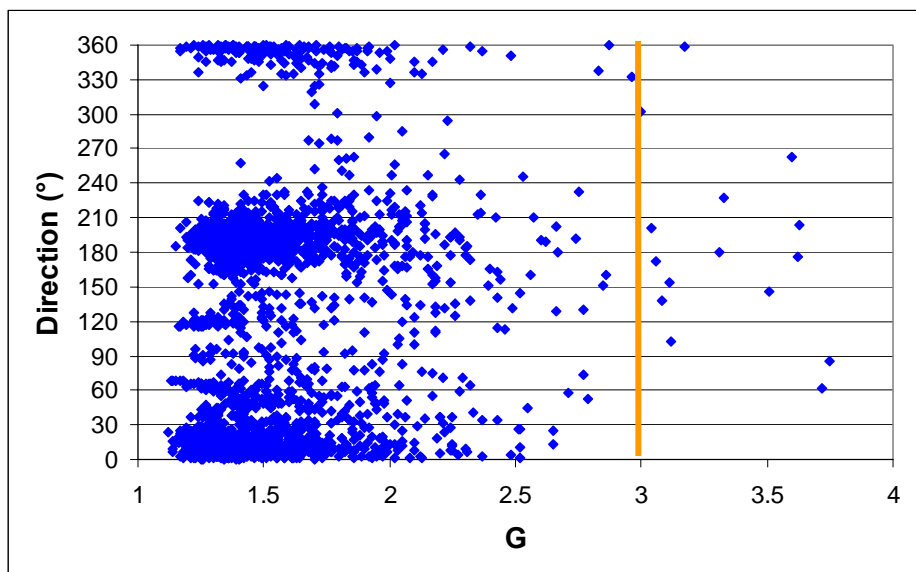


Figure 4.18 : Répartition du coefficient de rafale défini à partir de la norme sur une base de 10 minutes en fonction de la direction moyenne du vent

On constate en effet que comparativement aux faibles valeurs de  $G$ , les coefficients de rafale élevés sont proportionnellement mieux représentés sur l'ensemble des directions, même s'ils apparaissent plus fréquemment autour de  $180^\circ$ . La vitesse moyenne du vent semble un paramètre plus pertinent que la direction pour classer les coefficients de rafale. Ainsi, la Figure 4.19 indique clairement que les coefficients de rafale les plus élevés apparaissent pour les vents faibles : à titre d'exemple, toutes les valeurs de  $G$  supérieures à 3 ont été enregistrées par des vents de moins de  $5 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce résultat est en accord avec ceux de Michaux (2003). On rappelle qu'une tendance comparable a été observée avec l'intensité turbulente (voir la figure 4.4). Ces constatations montrent que les vents faibles sont les plus perturbés, du moins sur le site étudié.

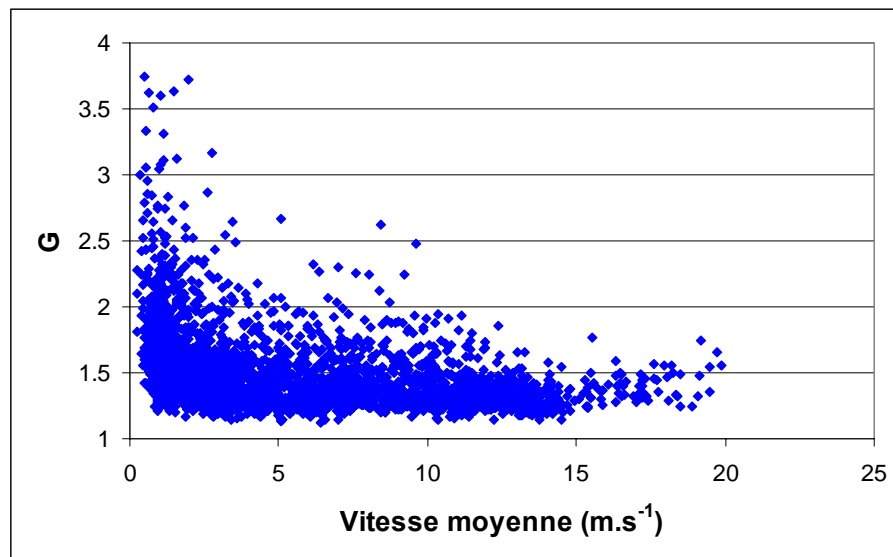


Figure 4.19 : Répartition des coefficients de rafale établis à partir de la définition normative sur 10 minutes en fonction de la vitesse moyenne du vent

Le site du col du Lac Blanc est donc essentiellement caractérisé par des vents forts et réguliers qui subissent l'influence du relief de manière importante du point de vue de la distribution des directions empruntées (voir la rose des vents). Les coefficients de rafale élevés n'apparaissent jamais quand le vent est suffisamment fort pour susciter le transport de neige par le vent. En conséquence, le site se prêtera assez peu à l'étude de la réponse du transport à des rafales.

Les données présentées plus haut permettent également de montrer que l'intensité turbulente est assez bien corrélée au coefficient de rafale calculé selon la norme Européenne (voir la Figure 4.20). Cette affirmation n'est pas évidente au premier abord car le calcul de l'écart type est autant pondéré par les valeurs supérieures à la vitesse moyenne que par les valeurs inférieures. Le coefficient de rafale, par l'intermédiaire du maximum au contraire, ne prend en compte que les dépassements de la vitesse moyenne. Cette distinction est née du fait que les rafales ont surtout été étudiées dans le domaine des risques d'endommagement de bâtiments liés aux tempêtes. Dans le cadre de notre étude, si la vitesse du vent est largement supérieure à la vitesse d'arrachement, toutes les instabilités du régime éolien sont susceptibles d'affecter le transport (§1.4.8, chapitre I). Dans ce cas, l'intensité turbulente constitue une description statistique plus générale et représente plus finement le comportement de l'écoulement. Elle sera en revanche moins sensible aux valeurs extrêmes. Finalement, la question sous-jacente demeure la même que celle qui préside au choix d'une méthode de

calcul pour le coefficient de rafale : existe-t-il une échelle de temps caractéristique du phénomène  $\tau$  (qui serait par exemple dictée par une configuration particulière du relief) ?

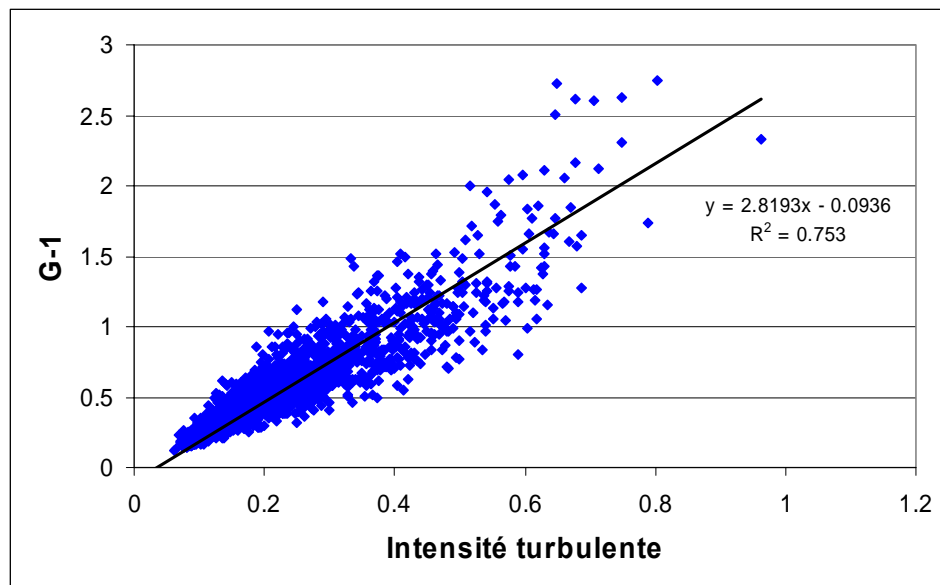


Figure 4.20 : Corrélation entre le coefficient de rafale et l'intensité turbulente. La série G-1 a été substituée à la série G de sorte que la tendance attendue puisse être représentée par une droite de pente 1 passant par l'origine du repère. La base de temps utilisée est 10 minutes.

Dans tous les cas, l'identification d'une telle échelle de temps nécessite :

- de regarder les variations de la vitesse du vent sur toutes les échelles de temps  $\tau$  disponibles entre la fréquence d'échantillonnage et la période retenue pour le calcul des moyennes (supposée représentative du temps Lagrangien  $T_L$ ). On remarquera que jusqu'ici, nous avons fait varier cette dernière échelle sans s'intéresser au temps  $\tau$  alors imposé par les méthodes de calcul : 3 secondes selon la norme, 1 ou 0.1 seconde avec les méthodes inspirées de Michaux (2003).
- de travailler avec une série de données échantillonnée à une fréquence plus élevée que la fréquence caractéristique recherchée afin de représenter correctement le phénomène observé sur l'échelle de temps  $\tau$ .

Cette analyse constitue un argument de plus pour préférer la méthode normative de calcul de G. En effet, dans le cas contraire, on ne retient qu'une seule valeur pour caractériser le phénomène sur l'ensemble de la durée  $\tau$ . Cette remarque invite cependant à rediscuter la définition de  $V_{\max}$  posée par la norme comme une moyenne glissante sur 3 secondes, afin d'explorer d'autres échelles de temps.

Avec une vitesse pouvant atteindre  $10 \text{ m.s}^{-1}$  sur un site caractérisé par des distances de l'ordre de quelques centaines de mètres, on peut s'attendre à ce que des durées de l'ordre de quelques dizaines de secondes contiennent l'information sur la topographie du site. L'échelle de temps correspondante peut être déterminée à partir des données expérimentales soit par une étude spectrale, soit par une étude statistique, à partir d'un taux de dépassement comme celui défini par Boettcher *et al.* (2003). Nous présenterons ici une étude statistique qui dans l'esprit reste plus proche des méthodes à coefficients de rafale.



#### 4.1.7 Etude statistique des taux de dépassements

Le modèle utilisé a été inspiré par les travaux de Boettcher *et al.* (2003) décrits au chapitre I (§1.3.4). Ce dernier est défini par le rapport  $\delta u_\tau / \sigma$  où  $\delta u_\tau$  représente la différence de vitesse instantanée prise à deux instants séparés d'une durée  $\tau$  et  $\sigma$ , l'écart type de la vitesse calculé sur une base de temps variable. La durée  $\tau$  a été successivement fixée à 1, 2, 5, 10, 30, 60, et 600 secondes. A titre d'information, Boettcher *et al.* (2003) ont utilisé 0.25, 1.0, 6.8, 32 et 2074 secondes pour des données collectées sur un site de bord de mer, l'idée étant de parcourir tous les ordres de grandeurs compris entre la période d'acquisition du capteur et le temps Lagrangien de l'écoulement. Dans notre cas, 600 secondes constituent une durée qui suffit à parcourir plusieurs fois l'ensemble du site même à une vitesse limitée (de l'ordre de  $4 \text{ m.s}^{-1}$  par exemple). Les bases de temps retenues pour le calcul de l'écart-type  $\sigma$  ont été les suivantes : 1, 10, 15, 30 et 60 minutes.

Un premier calcul a permis d'établir les taux journaliers maximum de dépassement (en valeur absolue) afin de déterminer la plage d'évolution dans chaque cas de figure (c'est-à-dire pour chaque base de temps et chaque durée  $\tau$ ). Les graphiques 4.21 à 4.24 présentent les résultats obtenus pour les incréments  $\tau$  de 1, 10, 60 et 600 secondes, les incréments de 2 et 5 secondes n'amenant pas de différence notable par rapport à l'incrément de 1 seconde, ni l'incrément de 30 secondes par rapport à celui de 60 secondes.

Dans ces certains cas, les séries calculées sur une base de temps courte (1 minute) ont atteint des valeurs importantes (de l'ordre de 50 à 60). La représentation complète de ces données auraient rendu les graphiques peu exploitables. Sur les illustrations qui suivent, les séries en question ont donc été tronquées pour plus de lisibilité.

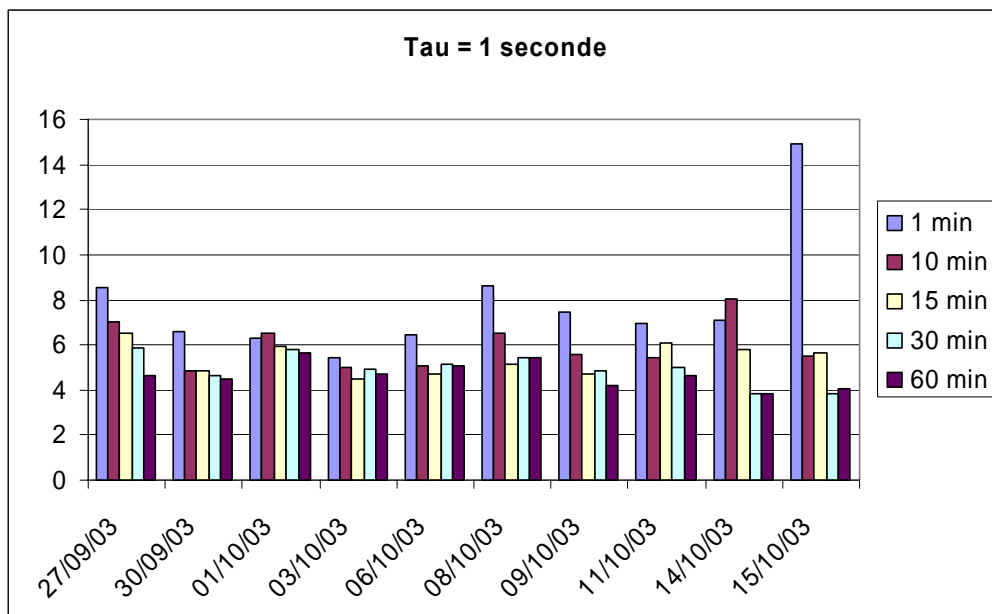


Figure 4.21 : Maxima journaliers du taux de dépassement ( $\tau = 1$  seconde)

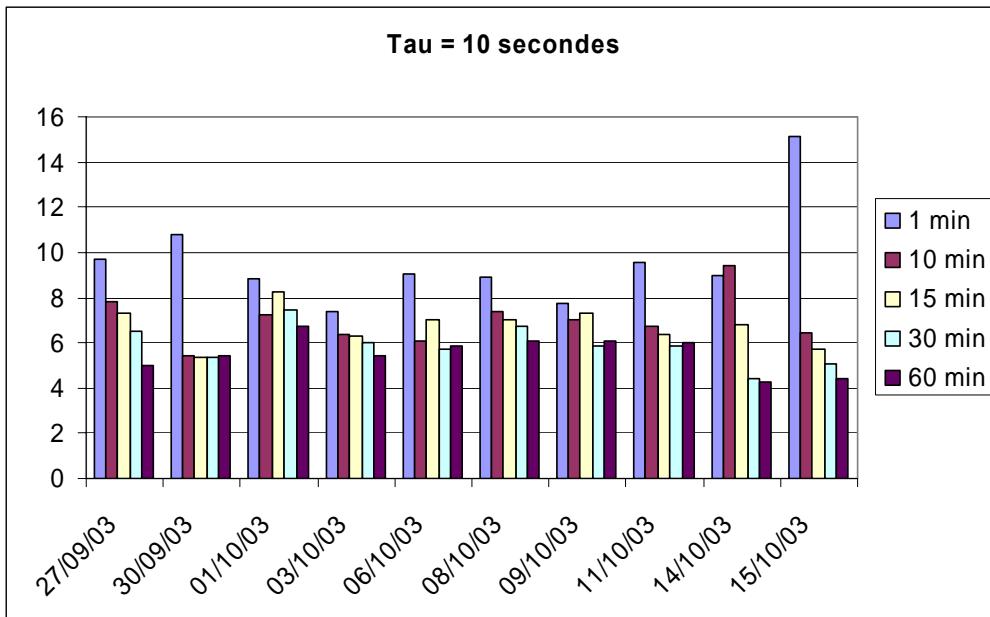


Figure 4.22 : Maxima journaliers du taux de dépassement ( $\tau = 10$  secondes)

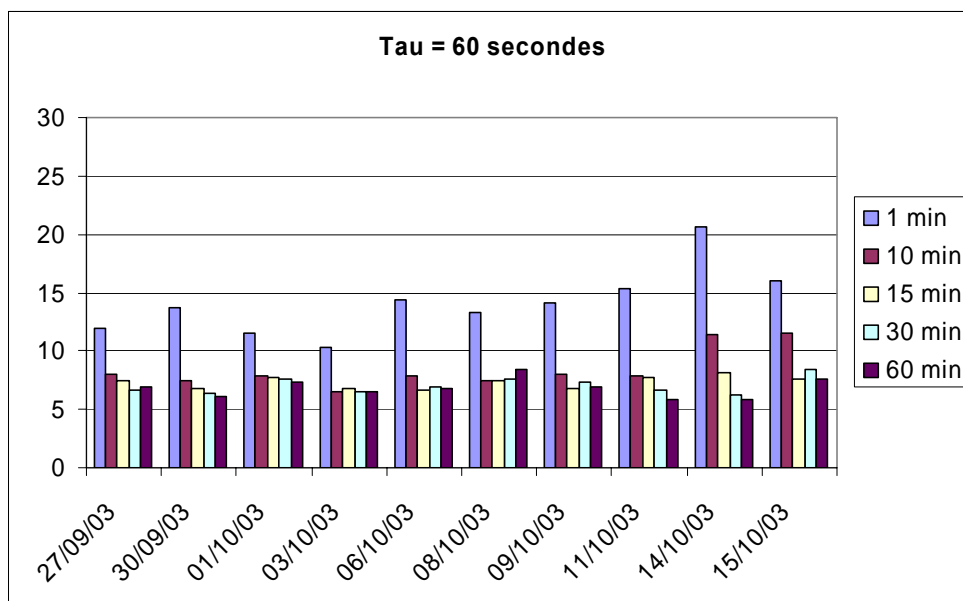


Figure 4.23 : Maxima journaliers du taux de dépassement ( $\tau = 60$  secondes)

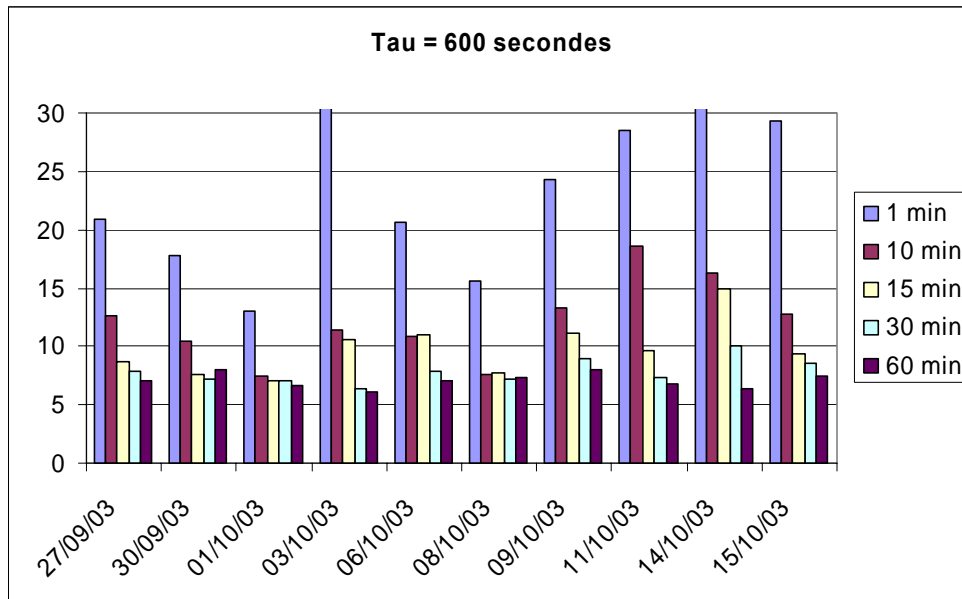


Figure 4.24 : Maxima journaliers du taux de dépassement ( $\tau = 600$  secondes). Les séries tronquées atteignent des valeurs de l'ordre de 50 à 60

Les résultats présentés concernent les 10 journées sélectionnées précédemment (§4.1.1). On remarque que la base de temps, dès qu'elle est suffisamment longue comparé à l'incrément de temps  $\tau$  (c'est-à-dire au moins 10 fois supérieure à ce dernier) n'a que peu d'influence sur les résultats. En effet, à l'exception de ce qui est observé avec les  $\tau$  les plus élevés (600 secondes), seule la base de temps d'une minute amène une différence notable dans la valeur maximum des taux de dépassement mesurés. Dans le cas où  $\tau$  vaut 600 secondes, l'affirmation précédente reste vraie les 1<sup>er</sup> et 8 octobre alors qu'on remarque au contraire une individualisation du comportement de la série obtenue sur 10 minutes le 27 et le 30 septembre ainsi que le 11 et le 15 octobre. Ce résultat peut être retrouvé sur la figure 4.25 qui fait apparaître les résultats obtenus avec une base de temps de 10 minutes sur toute la période considérée. Dans l'ensemble, il a été jugé que le comportement moyen du taux de dépassement pouvait être retrouvé en se limitant aux trois bases de temps suivantes : 1, 10 et 60 minutes. En outre, ce procédé a permis de limiter le temps de calcul déjà important (environ 12 heures). On notera également que Boettscher *et al.* (2003) estiment que la base de temps n'a aucune influence si elle est choisie entre 1 et 10 minutes.

Sur la figure 4.25 qui traite l'ensemble de la période, on remarque les valeurs singulièrement élevées qui ont été enregistrées le 05 octobre. Ces dernières peuvent être expliquées par le dysfonctionnement de quatre heures apparu en fin de journée. Pendant cette durée, l'anémomètre a en effet enregistré des valeurs nulles susceptibles d'entraîner l'apparition d'incrément  $\delta u_t$  artificiellement élevés. Ce jour-là, le vent soufflait assez fort (avec une vitesse moyenne journalière de presque  $9 \text{ m.s}^{-1}$ ) sans montrer un caractère excessivement perturbé. Les indicateurs utilisés précédemment, l'intensité turbulente et le coefficient de rafale ne montrent rien de particulier ce jour là : l'intensité turbulente était de l'ordre de 0.4 et le coefficient de rafale maximum de 2.48 en suivant la norme Européenne. En outre, hormis le maximum enregistré, on n'observe aucune autre valeur proche de 25 ce jour-là. Dans la mesure où l'estimation de la distribution des taux de dépassement cumule les informations sur l'ensemble des journées de collecte de données, il a été jugé prudent d'éliminer celle du 05 octobre des calculs qui suivront.

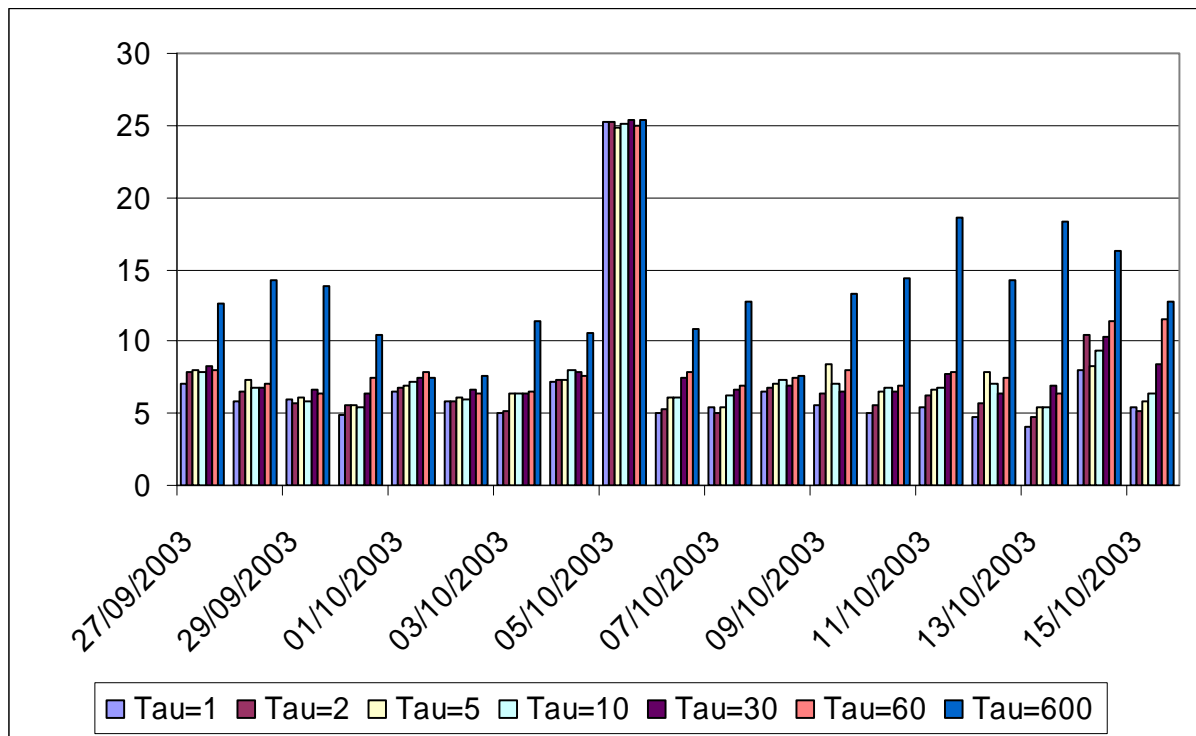


Figure 4.25 : Comparaison des maxima journaliers du taux de dépassement calculé sur une base de temps de 10 minutes

L'étude statistique du taux de dépassement a alors été effectuée comme suit : un seuil  $S$  a été défini de manière à rester le plus souvent inférieur aux valeurs maximales du taux de dépassement. Dans la pratique  $S$  a été choisi dans l'intervalle  $[-8 \ 8]$  avec un pas de 0.1. Pour chaque valeur de  $S$ , le nombre d'occurrence  $N$  où les données vérifiaient  $\delta u_\tau / \sigma > S$  a été comptabilisé. On rappelle que ce calcul a été effectué sur trois bases de temps (1, 10 et 60 minutes) et en excluant les données du 05 octobre 2003. Pour chaque série de données (i.e. pour chaque valeur de  $\tau$  considérée), le nombre d'occurrence  $N$  défini plus haut a été adimensionné par la valeur maximum prise par  $N$  (c'est-à-dire par  $N(S_0)$  où  $S_0$  est une valeur particulière de  $S$  valant généralement  $-0.05$ , les distributions étant légèrement décentrées vers les valeurs négatives de  $S$ ).

Les distributions obtenues ont été comparées à des distributions Gaussiennes d'écart-type adapté (ici, 2 et 0.5). Ces distributions apparaissent respectivement en bleu et noir sur les figures présentant les résultats (figures 4.26 à 4.28).

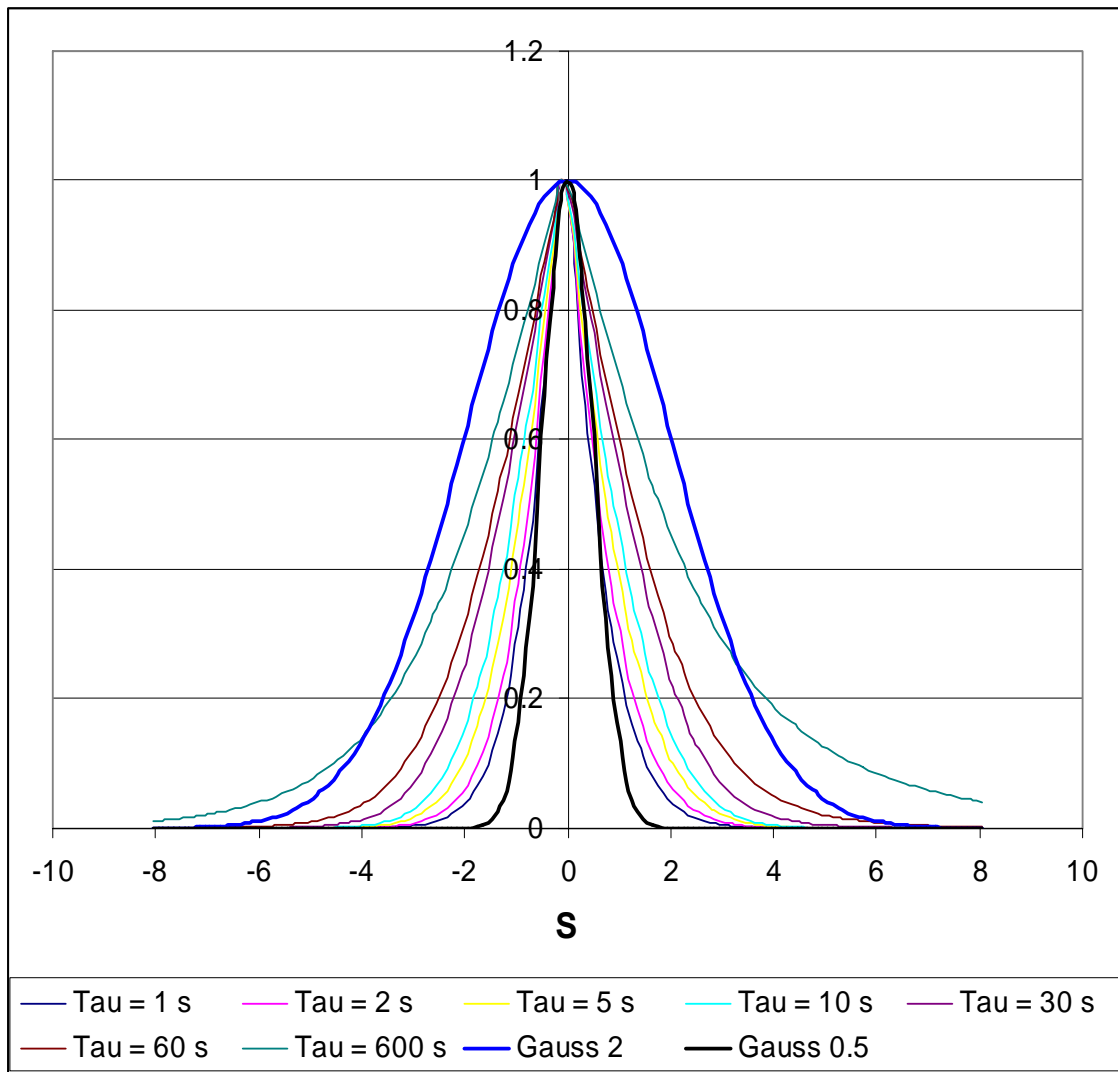


Figure 4.26 : Distribution des taux de dépassement calculés sur une base de 1 minute pour les différents incréments  $\tau$  utilisés.

D'une manière générale, cet ensemble de graphiques montre que la distribution des taux de dépassement n'est pas Gaussienne, en particulier pour les grandes valeurs de  $\tau$ . A ce titre, on pourra comparer la gaussienne d'écart-type 2 (pointillé bleu référencé Gauss2) à la courbe tracée pour  $\tau = 600$  secondes (en vert). A l'opposé, la distribution des taux de dépassement semble tendre davantage vers une distribution gaussienne d'écart-type 0.5 (pointillé noir) quand  $\tau$  diminue (voir par exemple les courbes roses et bleues obtenues avec des valeurs de  $\tau$  de 1 ou 2 secondes). Cette conclusion est cohérente avec celle de Boettscher *et al.* (2003) qui pourtant travaillaient avec des données collectées sur un site de bord de mer.

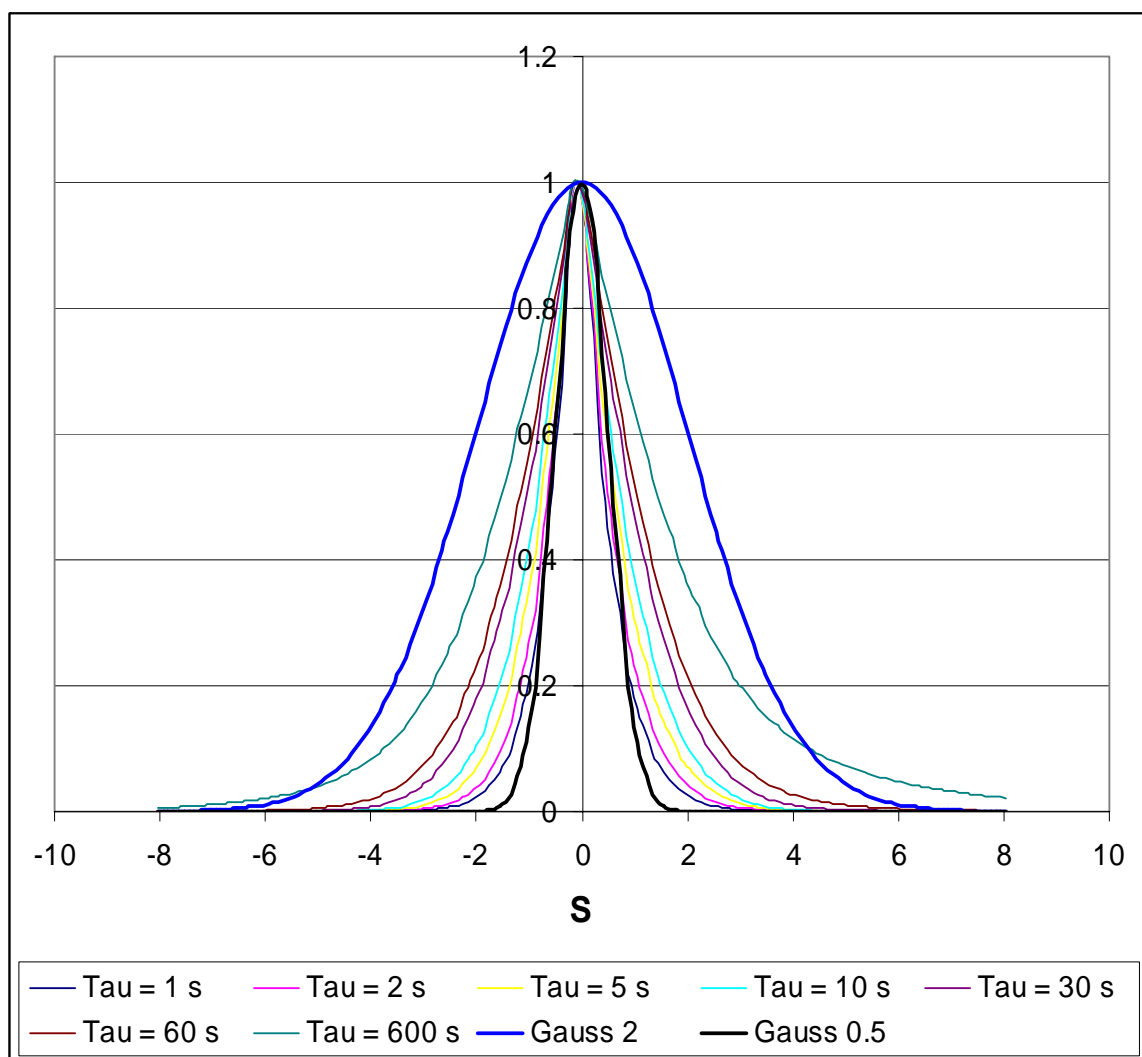


Figure 4.27 : Distribution des taux de dépassement calculés sur une base de 10 minutes pour les différents incréments  $\tau$  utilisés.

En conclusion, la répartition statistique des taux de dépassement obtenue d'après les données du col du Lac Blanc ne se distingue pas particulièrement de ce qu'on peut observer sur des sites de plaine. Le relief semble donc avoir une influence négligeable sur la distribution de vitesse de l'écoulement alors qu'il contraint très fortement la direction de ce dernier. En effet, par définition, le taux de dépassement caractérise l'écart d'un incréments de vitesse sur une durée  $\tau$  donnée à l'écart-type de la vitesse calculée sur la base de temps qui sert à la caractérisation de l'écoulement moyen. A partir des éléments qui ont été donnés, une caractérisation plus fine de l'écoulement pourra être entreprise en se fondant sur un nombre sans dimension défini par exemple par  $\tau/T_L$  où  $T_L$  désigne le temps Lagrangien de l'écoulement. En effet, si l'on cherche à mettre en évidence des instabilités particulières liées à la topographie, on peut s'attendre à ce que ces dernières soient caractérisées par une fréquence et donc par une période  $\tau$  donnée.

Cela dit, les instabilités susceptibles d'affecter le transport de particules de densité assez élevée (sable, neige...) ne sont pas portées par les hautes fréquences de l'écoulement (voir Chapitre II ou les conclusions de Butterfield, 1998, et Spies *et al.*, 2000). Dans notre étude, il n'était donc pas nécessaire d'explorer une bande de fréquence au-delà de 1 Hertz. En estimant que 600 secondes sont suffisantes à représenter convenablement le temps Lagrangien,

l'intervalle  $0.002 < \tau/T_L < 1$  (soit presque trois décades), a ici été parcouru sans qu'il soit possible de noter l'existence d'un comportement particulier aux échelles susceptibles d'affecter le transport de neige par le vent (voir figure 4.27).

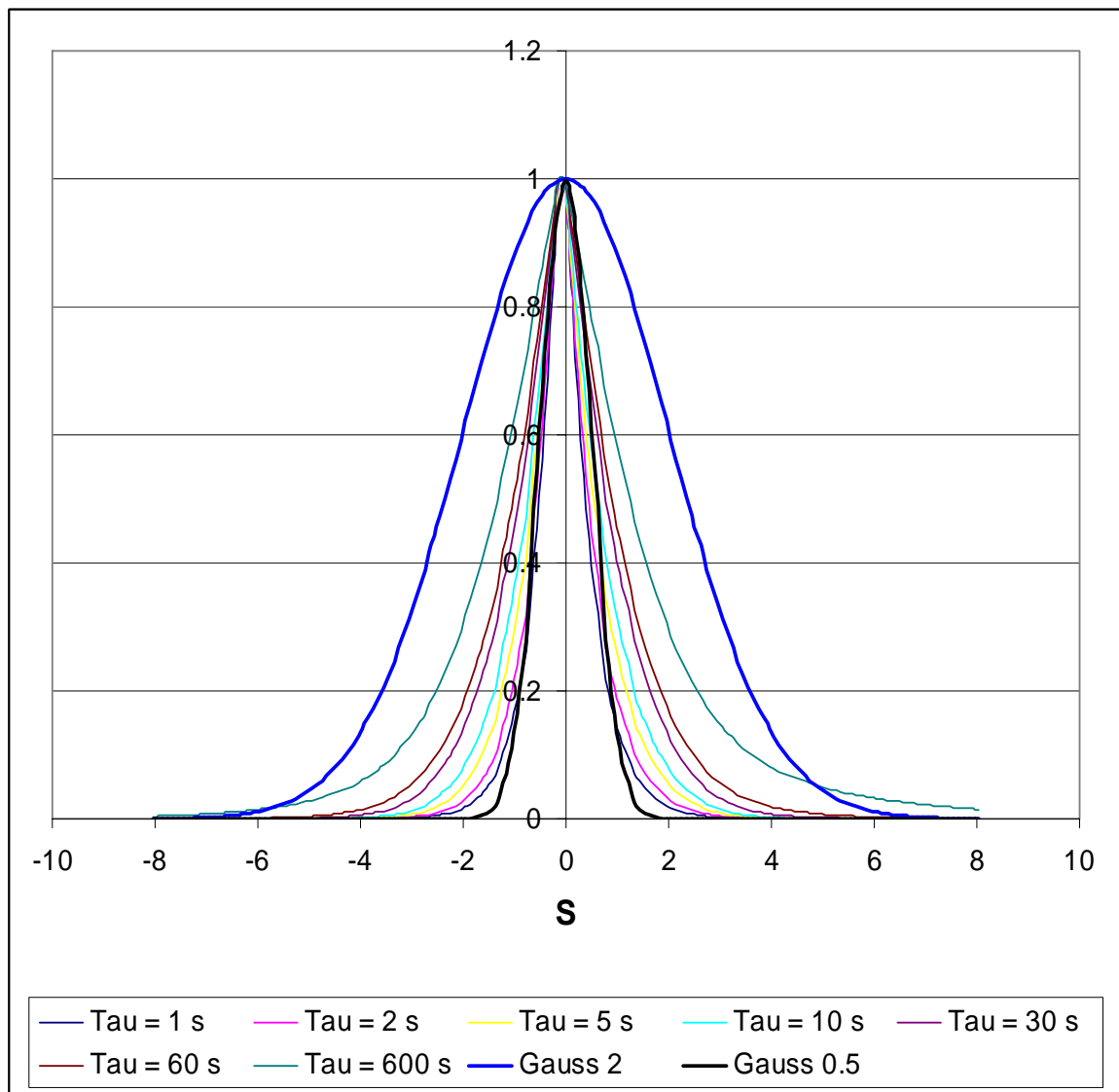


Figure 4.28 : Distribution des taux de dépassement calculés sur une base de 60 minutes pour les différents incréments  $\tau$  utilisés.

En conclusion, le régime éolien du site du col du Lac Blanc n'est influencé par le relief que du point de vue de sa direction et éventuellement de sa vitesse moyenne plutôt élevée. En revanche, les instabilités de l'écoulement ne présentent pas de caractéristiques spécifiques qui pourraient être reliées à la présence du relief, et susceptibles d'affecter le phénomène de transport.

## IV.2 Mesures des profils de concentration

Outre les mesures de vent effectuées sur le site du col du Lac blanc, une étude du transport de neige a été menée *in situ*. Dans cette perspective, des profils moyens de flux et de concentration ont été relevés tous les quarts d'heure grâce au driftomètre acoustique FlowCapt étudié au chapitre précédent. Certaines de ces mesures ont été doublées par des mesures filets décrites dans le cadre de l'étude du FlowCapt (l'obtention et le traitement des données ont été décrits au paragraphe 3.3.2 du chapitre III). Les hypothèses établies pour l'étude du capteur sont encore valables ici. Elles sont rappelées ci-dessous :

- La concentration en particules est le produit du flux dans la direction principale d'écoulement et de la vitesse horizontale des particules
- La vitesse horizontale des particules est égale à la vitesse horizontale du vent dans la couche de diffusion turbulente.
- On travaille dans la zone logarithmique du profil de vitesse.
- Le couple  $(u_*, z_0)$  est déterminé par approximations successives à partir d'une mesure de la vitesse du vent à 3,30 mètres avec la relation proposée par Pomeroy et Gray, 1990, (chapitre I, équation 1.49).

Dans toute la suite, les mesures du tube 6 ont été omises pour les raisons évoquées au chapitre précédent (voir paragraphe 3.3.3)

### 4.2.1 Résultats issus des campagnes de mesures filets au cours de l'hiver 2004-2005

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus soit par les mesures filets, soit grâce aux enregistrements du FlowCapt. Dans ce dernier cas, le capteur était basculé manuellement en mode rapide ce qui a permis d'enregistrer à une fréquence élevée des flux de neige plus faibles que ceux enregistrés habituellement. En effet, le basculement automatique du capteur en mode rapide était soumis au dépassement d'un flux seuil qui se trouvait trop élevé pour que les flux faibles comme ceux qui sont occasionnés par des chutes de neige peu à moyennement ventées soient pris en compte.

Les figures 4.29 et 4.30 montrent les résultats bruts des mesures filets et des mesures de FlowCapt non corrigées. Dans le premier cas, il s'agit de reprise au sol par vent fort ( $u_* = 0.92 \text{ m.s}^{-1}$ ). Dans ce cas, on observe d'une part que le flux décroît avec la hauteur comme il a été démontré au paragraphe 3.3.3 et d'autre part que les mesures du FlowCapt surestiment les mesures des filets.



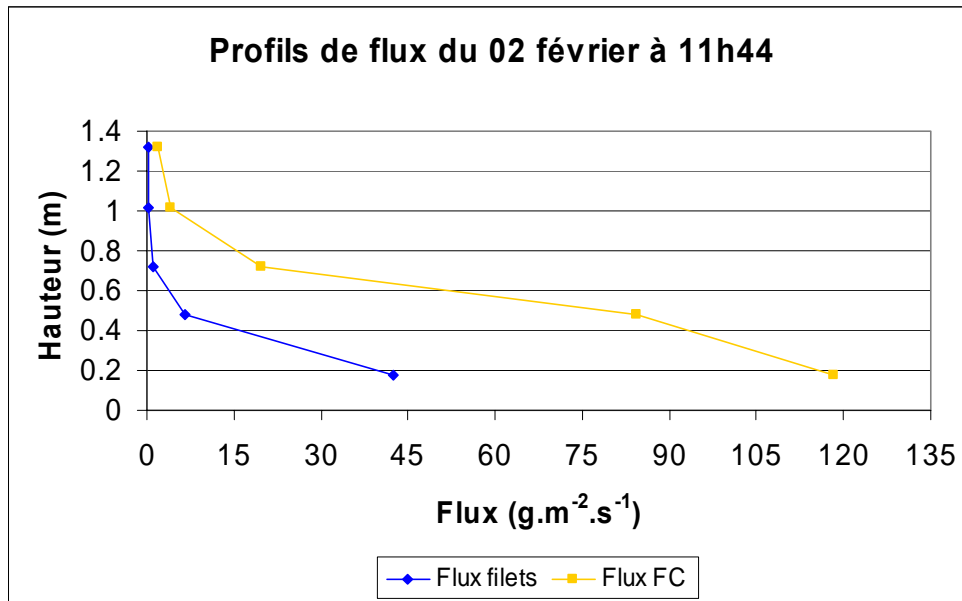


Figure 4.29 : Comparaison des profils de flux obtenus le 02 février entre 11h22 et 11h44 avec les filets (profil bleu) et le driftomètre (profil orange) au cours d'un épisode de reprise au sol très venté ( $u_* = 0.92 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $z_0 = 5.2 \text{ mm}$ ).

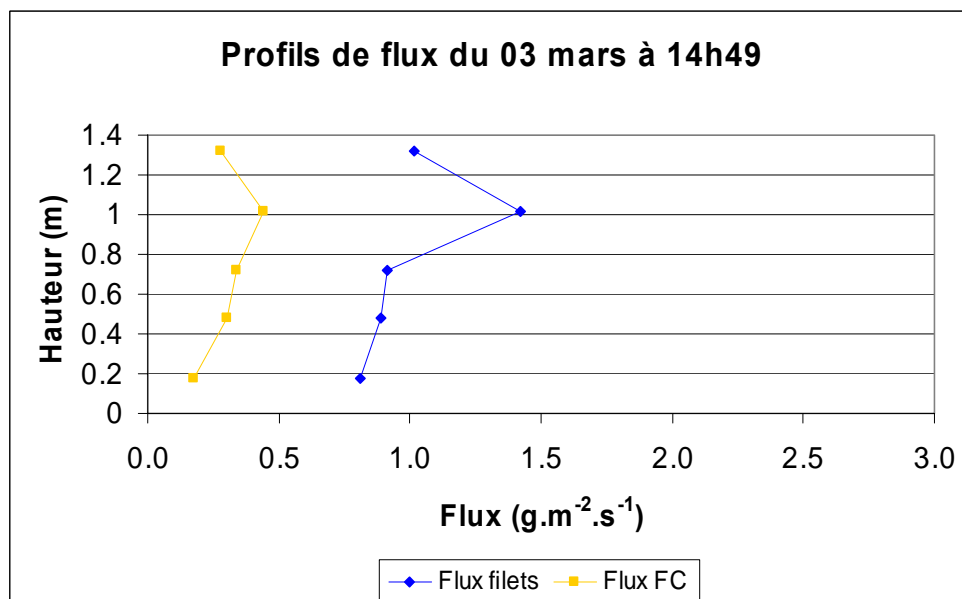


Figure 4.30 : Comparaison des profils de flux obtenus le 03 mars entre 14h04 et 14h49 avec les filets (profil bleu) et le driftomètre (profil orange) au cours d'une chute de neige peu ventée ( $u_* = 0.14 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $z_0 = 0.1 \text{ mm}$ ).

La figure 4.30 fait apparaître des profils presque invariants avec  $z$ . Ces derniers ont été enregistrés lors d'une chute de neige très faiblement ventée ( $u_* = 0.14 \text{ m.s}^{-1}$ ) pour laquelle aucune reprise de particules au sol n'était observée – on notera que l'estimation de la longueur de rugosité  $z_0$  d'après la formulation de Pomeroy et Gray (1990) est alors caduque, la valeur indiquée ici correspond à un ordre de grandeur vraisemblable qui sera discuté par la suite. A ce propos, la notice technique du capteur de flux indique que les profils plats sont caractéristiques des épisodes de transport marqués par des chutes de neige. Cette remarque

déduite d'observations empiriques n'a *a priori* jamais été justifiée. Elle apparaît toutefois raisonnable. En effet, si l'on suppose d'une part que la chute de neige peut-être modélisée par un terme source induisant un flux vertical et donc une concentration constante suivant  $z$ , et que d'autre part, la reprise au sol est négligeable devant la chute, on obtient un profil de concentration invariant suivant  $z$ . D'après l'équation 3.1 rappelée ci-dessous :

$$F(z) = C(z) * U_h(z) = C_{chute} \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.1)$$

où  $C_{chute}$  désigne la concentration uniforme induite par la chute de neige.

Le profil de flux est donc supposé croître avec l'altitude ce que l'on observe effectivement sur la figure 4.30 à l'exception de la mesure effectuée au point le plus haut (tube 5 ou filet équivalent). D'autre part, en considérant que la reprise au sol est nulle,  $z_0$  prend alors des valeurs de l'ordre de  $10^{-4}$ m. Dans ce cas :

$$F(z) = \Lambda(\ln(z) + 4\ln(10)) \quad (4.2)$$

avec :

$$\Lambda = C_{chute} \frac{u_*}{\kappa}$$

La hauteur  $z$  est comprise entre 0.15 et 1.35 et l'altitude a donc assez peu de poids dans l'équation (4.2). En outre, en cas de chute de neige sans reprise au sol, les flux mesurés sont assez faibles et donc proches de la limite de sensibilité des capteurs (que ce soit celle des driftomètres ou celle des filets). La mesure est alors assez bruitée. Ces deux arguments montrent qu'il ne faut donc pas s'attendre à retrouver dans les mesures la tendance logarithmique annoncée par l'équation (4.1). Dans notre exemple, une régression en loi exponentielle s'applique pourtant aux mesures filets si l'on fait exception du quatrième point de mesure (le coefficient de détermination  $R^2$  vaut alors 0.95). L'équation de la courbe de tendance est alors de la forme  $z = a * \exp(bF(z))$  où  $a$  et  $b$  sont des coefficients constants qui valent ici  $8.10^{-5}$  et 9.71 et qui peuvent être identifiés respectivement à  $z_0$  et au rapport  $\kappa/(u_* C_{chute})$ . En supposant que la neige fraîche a une masse volumique  $\rho_N$  de  $50 \text{ kg.m}^{-3}$ , et que la vitesse de chute  $V_C$  est approximativement de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  on peut alors calculer la vitesse d'épaississement du manteau neigeux  $dH/dt$  :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{C_{chute}}{\rho_N} V_C = \frac{\kappa}{bu_* \rho_N} V_C \quad (4.3)$$

L'application numérique avec les valeurs proposées donne, en mètres par heure :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{3600}{1000} * \frac{0.41}{9.71 * 0.14 * 50} * 1 = 0.022$$

soit un épaississement de l'ordre de 2 cm par heure. Cette valeur apparaît réaliste pour une chute modérée. D'autre part on a dans ce cas précis une estimation de  $z_0$  de l'ordre de 0.08 mm ce qui est à la fois cohérent avec l'absence de transport et proche de l'ordre de grandeur estimé plus haut.

On notera à cette occasion que la valeur de 5 mm donnée par Cadiou (1986) pour les terrains plats couverts de neige par temps calme apparaît très élevée. En effet, quand le vent se met à souffler, l'apparition de la couche de saltation est supposée entraîner une augmentation de la rugosité apparente. Ce phénomène est décrit par l'équation (1.49) rappelée ci-dessous :

$$z_0 = C'_a \frac{u_*^2}{2g}$$

Considérons alors la valeur de  $C'_a$  déterminée par Pomeroy et Gray (1990). Cette valeur est l'une des plus fortes qu'on puisse trouver dans la bibliographie (voir tableau 1.3, §1.4.7) et c'est donc celle qui donnera la plus haute valeur de  $z_0$  à une vitesse de frottement  $u_*$  donnée et réciproquement. En se fondant sur le chiffre donné par Cadiou (1986), une augmentation de la longueur de rugosité suppose que la longueur  $z_0$  soit nécessairement supérieure à 5 mm ce qui impose alors une vitesse de frottement minimum. Or, pour  $z_0 = 5 \text{ mm}$  et  $C'_a = 0.1203$  (Pomeroy et Gray, 1990), cette valeur minimum de  $u_*$  est de l'ordre de  $0.9 \text{ m.s}^{-1}$  alors que des développements de couche de saltation ont été observés à des vitesses de frottements inférieures avec de la neige ou du sable, sur le terrain ou en soufflerie (Pomeroy et Gray, 1990, Butterfield, 1998, Nemoto et Nishimura, 2001). La valeur donnée par Cadiou (1986) surestime donc la valeur de  $z_0$  qu'on peut attendre par temps calme.

La figure 4.31 montre les profils de concentration obtenus avec le FlowCapt (mesures non corrigées) pour lesquels il existe des mesures filets. Les résultats présentés sont issues des campagnes réalisées le 06/01 (profils 1 à 5), le 19/01 dans l'après-midi (profil 11), les 02/02 (profils 12 à 17), 03/03 (profil 18) et 07/03 (profil 19) toute la journée. Ici, les épisodes du 19/01 et du 03/03 font apparaître des profils de concentration relativement plats ce qui correspond à nos observations de terrain (chutes de neige faiblement ventées pour le 03/03 et chute de neige ventée pour le 19/01).

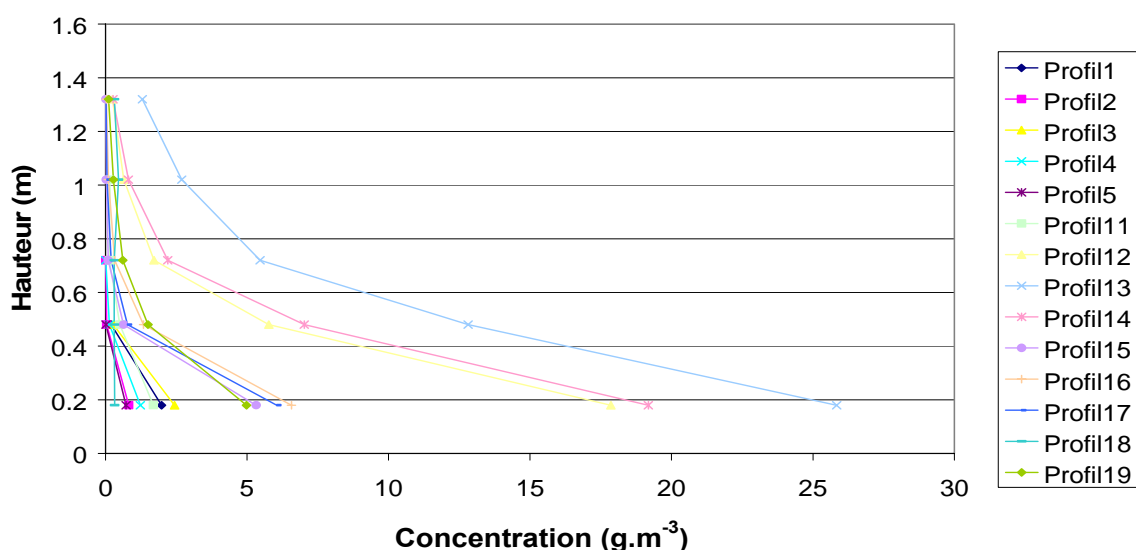


Figure 4.31 : Profils de concentration obtenus au cours de l'hiver 2004-2005 avec le FlowCapt et pour lesquels il existe des mesures filets.

Il apparaît donc fortement vraisemblable que les profils de flux plats issus de FlowCapt correspondent effectivement à des chutes de neige faiblement ventées. On rappelle d'ailleurs qu'en cas de chute de neige l'équation qui gouverne le transport dans la couche de diffusion ne s'écrit pas sous la forme  $C/C_{réf} = (z/z_{réf})^{-\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$  puisqu'il faut alors lui adjoindre un terme source. Dans la suite, on privilégiera donc les épisodes de reprise au sol et on ne s'intéressera plus aux profils plats caractéristiques des chutes de neige sans reprise.

#### 4.2.2 Obtentions et traitement des profils automatiques

Toutes les mesures automatiques issues du driftomètre dont il est question dans cette partie ont été obtenues en mode rapide. Dans cette configuration, le capteur relève une mesure de flux toutes les 5 secondes sur chaque tube. A chacun des échantillons enregistrés, l'anémomètre USA-1 associe une mesure de vent et de température. Ce procédé permet de retrouver la valeur du signal reçue par la centrale d'acquisition en inversant la formule 3.13 donnée au paragraphe 3.1.1 :

$$V_c = \sqrt{FC/3.10^{-4}} \quad (4.4)$$

Il permet également d'associer une vitesse horizontale  $u(z)$  à chaque valeur de tension. Sous l'hypothèse de profil logarithmique et moyennant la relation reliant  $u_*$  et  $z_0$  de Pomeroy et Gray (1990) (respectivement les équations 1.16 et 1.49 données au chapitre I et rappelée ci-dessous) on peut alors déterminer  $u_*$  et  $z_0$  de manière récursive en initialisant le calcul avec la vitesse du vent enregistrée par l'anémomètre et une valeur de  $z_0$  de l'ordre de  $10^{-4}$  mètre :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

$$z_0 = 0.1203 \frac{u_*^2}{2g}$$

Dès lors, il est possible de recalculer le profil des vitesses horizontales correspondant aux hauteurs des tubes ou des filets. D'après les conclusions du paragraphe 3.3.2, on estime qu'on peut assigner à chaque tube ou filet vertical situé entre les altitudes  $H_1$  et  $H_2$ , la vitesse  $u((H_1+H_2)/2)$  correspondant à l'altitude du milieu du capteur. Connaissant alors la série temporelle des tensions reçues par la centrale pour chaque tube et la série des vitesses correspondantes, il devient possible de corriger les mesures à partir des courbes d'étalonnage définies au paragraphe 3.3.8 en particulier par la relation (3.21) rappelée ci-dessous. On rappelle que cette méthode de correction est spécifique aux grains fins du fait de l'influence du type de particule dans le procédé de mesure. Cette dernière intervient d'ailleurs par l'intermédiaire du coefficient 1.22 qui apparaît dans l'équation proposée :

$$F = \left( \frac{V_c}{1.22 * U^2} \right)^2$$

Cette expression peut-être réécrite pour obtenir un profil de concentration :

$$C_{FCcor}(z) = F(z)/U(z) = \left( \frac{V_c}{1.22 * U^{5/2}} \right)^2 \quad (4.5)$$

Où  $C_{FCcor}$  est la concentration issue des mesures corrigées de FlowCapt ( $\text{g.m}^{-3}$ )

On peut alors calculer un profil moyen corrigé à chaque pas de temps (i.e. tous les quarts d'heure). Il est alors possible de comparer ce profil corrigé au profil de flux brut donné par le FlowCapt et on peut avoir accès aux profils de concentration en divisant le flux  $F(z)$  par la vitesse horizontale  $U(z)$  correspondante. Les profils de concentration déterminés par la formule de Pomeroy et Gray (1990) ont aussi été calculés. Ces derniers sont issus de la loi générale donnant la décroissance de la concentration en fonction de l'altitude (équation 1.43) :

$$\frac{C}{C_{réf}} = \left( \frac{z}{z_{réf}} \right)^{\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$$

Dans cette dernière  $C_{réf}$  et  $z_{réf}$  ont été pris comme la concentration et la hauteur propres à la couche de saltation. Dans la suite, on notera  $\alpha$  l'exposant  $\sigma_s U_F / \kappa u_*$  qu'on pourra retrouver à partir des profils expérimentaux. La détermination de  $u_*$  permettra alors d'avoir accès à la valeur de  $\sigma_s U_F$  (avec  $\kappa = 0.41$ ). On rappelle cependant que la formulation proposée ci-dessus n'est valable qu'en l'absence de chute de neige et qu'utiliser cette méthode pour obtenir la valeur de  $\sigma_s U_F$  pendant une chute conduirait à des valeurs erronées. Dans la formule précédente, les concentrations sont exprimées en  $\text{kg.m}^{-3}$ . D'après Pomeroy et Gray (1990) :

$$z_{réf} = H_s = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (\text{voir l'équation 1.34 donnée au chapitre I})$$

$$Q_{salt} = c * e * \frac{\rho_a}{g} u_{*t} (u_*^2 - u_{*n}^2 - u_{*t}^2) \quad (\text{voir l'équation 1.41}).$$

$Q$  est ici le débit de particules par unité de largeur et  $u_{*n}$  la vitesse de frottement de l'écoulement au niveau des éléments non transportables (affleurements rocheux etc.) une fois le transport en cours.  $c * e$  est pris égal à  $0.68/u_*$  (Pomeroy et Gray, 1990). Dans la suite, on considérera qu'il n'y a pas d'éléments non transportables sur la zone étudiée (i.e. des éléments des rugosités qui resteraient immobiles dans le vent). On peut alors écrire  $u_{*n} = 0$  et calculer  $C_{réf}$  par la relation :

$$C_{réf} = \frac{Q_{salt}}{U_{salt} H_s} \quad (4.6)$$

$U_{salt}$  est la vitesse supposée uniforme des particules dans la couche de saltation. Pomeroy et Gray (1990) l'estiment à :

$$U_{salt} = 2.8 u_{*t} \quad (4.7)$$

Sous réserve d'avoir accès à la vitesse seuil d'arrachement  $u_{*t}$ , on peut déterminer le profil de concentration en combinant les cinq équations ci-dessus (1.34, 1.41, 1.43, 4.6 et 4.7). On notera que la concentration est alors donnée dans le système d'unités internationales c'est-à-dire en  $\text{kg.m}^{-3}$  alors que la concentration déduite des mesures du FlowCapt est exprimée en  $\text{g.m}^{-3}$ . On écrira donc pratiquement, en notant  $C_{POM}$  la concentration calculée à partir de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) et exprimée en  $\text{g.m}^{-3}$  :

$$C_{POM}(z) = 1000 * \frac{2 * 0.68 \rho_a}{2.8 * 1.6 u_*} \left( 1 - \frac{u_{*t}^2}{u_*^2} \right) \left( \frac{2gz}{1.6u_*^2} \right)^{-\frac{\sigma_s U_F}{K u_*}} \quad (4.8)$$

Dans la suite, la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$  a été estimée en calculant la vitesse de frottement seuil de l'écoulement juste avant le début de l'épisode de transport considéré. Pour ce faire, on considère que la date de début de l'épisode en question est celle où le capteur passe en mode rapide et demeure dans ce mode quatorze minutes au moins. Il est clair que cette hypothèse est discutable du fait que le capteur ne passe en mode rapide qu'au-delà d'un certain seuil de transport. Le transport débute donc plus tôt que ce qui peut être déduit des indications enregistrées et il faudrait chercher une date antérieure à celle finalement retenue pour estimer la vitesse d'arrachement seuil. Malheureusement, parmi les données disponibles, aucune indication ne permet de sélectionner objectivement l'instant de démarrage du transport. L'amélioration de la détermination de  $u_{*t}$  nécessitera donc un nouveau procédé d'acquisition.

En pratique, le traitement des données a été réalisé automatiquement sous Matlab. Les données d'entrée de ce programme parviennent sous la forme d'un fichier ASCII \*.dat et correspondent en général à une à deux semaines d'enregistrements contenant des périodes de temps calme (sans transport et donc limité à un enregistrement moyen tous les quarts d'heure) en alternance avec des périodes de fort transport pour lesquelles le capteur est passé automatiquement en mode rapide (un échantillon toutes les 5 secondes plus un enregistrement des grandeurs moyennes toutes les 15 minutes). Un prétraitement réalisé par un programme en C permet d'organiser les données disponibles sous forme d'un nouveau fichier texte (\*.txt) plus facilement manipulable avec Matlab.

L'algorithme général réalise alors les opérations suivantes :

- Détermination des dates de début et de fin des épisodes de transport (ensemble d'intervalles de 15 minutes successifs pour lesquels on a au moins 14 minutes d'enregistrement rapide).
- Calcul du profil de vent avec les données moyennes de la période de 15 minutes précédent chaque épisode
- Détermination de  $u_{*t}$  pour chaque épisode.
- A l'intérieur de chaque épisode, pour chaque période de 15 minutes :
  - Calcul du profil de vent avec les données moyennes
  - Détermination de  $u_*$  et de  $z_0$ , puis de  $z_{réf}$  et de  $C_{réf}$ .
  - Calcul du profil de concentration  $C_{POM}$  déduit de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) avec des valeurs estimées pour  $U_F$  et  $\sigma_s$
  - Obtention du profil de flux brut issu de FlowCapt puis du profil de concentration  $C_{FC}$  correspondant
  - Obtention du profil de flux et du profil de concentration corrigé  $C_{FCcor}$  à partir de l'équation 3.21.

- Calcul d'une régression linéaire sur le profil corrigé pour vérifier l'adéquation avec la relation 1.43.
- Détermination du coefficient de détermination  $R^2$  et de la p-valeur pour chaque régression
- Détermination de la valeur de  $\alpha$  puis de celle du produit  $\sigma_s * U_F$  (à partir de la pente de la régression linéaire et de la valeur de  $u^*$ )
- Calcul d'un nouveau profil de concentration  $C_{POMCOR}$  en suivant Pomeroy et Gray (1990) à partir des valeurs estimées précédemment pour  $\sigma_s U_F$ .

Les résultats issus de ce mode de traitement sont donnés au paragraphe suivant. Par commodité, l'algorithme de correction a été appliqué à l'ensemble des données alors qu'il n'a été validé que pour un type de particules, à savoir, les grains fins. Cela dit, il a été montré au chapitre 3 que la nature des particules n'intervenait que dans le coefficient numérique (ici 1.22) de la relation 3.21 rappelée ci-dessous :

$$F = \left( \frac{V_c}{1.22 * U^2} \right)^2$$

De ce fait, l'erreur commise en appliquant cet algorithme de correction ne concerne que la valeur des concentrations et aucunement la valeur de  $\alpha$ . En effet, en combinant les équations 4.8 et 3.21 :

$$\ln \left[ \frac{1}{U(z)} \left( \frac{V_c}{1.22 * U^2} \right)^2 \right] - \ln(C_{réf}) = -\alpha \left[ \ln \left( \frac{z}{z_{réf}} \right) \right] \quad (4.9)$$

Pour un  $u^*$  donné,  $z_0$  est déterminé par la relation 1.49 rappelée ci-dessus et le profil  $U(z)$  est alors également fixé. Or l'équation (4.9) peut se réécrire sous la forme :

$$2 \ln(V_c(z)) - 5 \ln(U(z)) - 2 \ln(1.22) - \ln(C_{réf}) = -\alpha \ln \left( \frac{z}{z_{réf}} \right) \quad (4.10)$$

L'équation (4.10) fait clairement apparaître le coefficient 1.22 dans les termes constant de la relation affine qui relie les différents termes dépendant de  $z$ . De ce fait, sa valeur n'intervient aucunement dans la valeur de  $\alpha$ . Cette spécificité permet d'utiliser la valeur de  $\alpha$  pour caler le profil de Pomeroy quelque soit le type de neige. En outre, quelque soit le type de particules, à partir du moment où celui-ci n'évolue pas sur l'intervalle de temps considéré, on pourra encore utiliser les résultats pour juger certaines grandes tendances de l'évolution de la concentration (croissance ou décroissance, etc.) pour lesquelles il n'est pas besoin de faire appel à une quantification précise des concentrations ainsi déterminées.

Enfin on notera qu'il est généralement impossible de connaître précisément le type de grain sur le site au moment où les mesures sont effectuées. Deux raisons en sont à l'origine :

- L'hétérogénéité spatiale du manteau neigeux rend difficile toute extrapolation à partir des observations réalisées par le service des pistes de l'Alpe d'Huez

(observations géographiquement les plus proches et effectuées le plus fréquemment).

- L'accélération des métamorphoses de la neige sous l'action du vent ne permet pas de s'assurer que le type de neige transporté au point de mesure est le type de neige qu'on trouve au sol à cet endroit.

Par conséquent, le type de grain indiqué par la suite doit être considéré avec précaution. Pour lever la première difficulté, on utilisera les résultats de la prévision par la chaîne SAFRAN-CROCUS-MEPRA du CEN qui donne une estimation du type de grain présent dans les différentes couches du manteau (voir Chapitre I). Dans cette étude, seule la nature des grains présents en surface sera retenue. L'information fournie par le CEN apparaît plus précise qu'une extrapolation à partir des observations effectuées par les pisteurs de la station. En revanche il n'y a pas de solution pratique à la seconde difficulté évoquée.

Les périodes de chute de neige pour lesquelles le profil en loi puissance de l'équation (1.43) n'est pas valide ont également été exclues *a posteriori* à partir des données des pluviomètres chauffants et des relevés de hauteur de neige du CEN. Les critères de sélection des données seront précisés à chaque fois.

#### 4.2.3 Sensibilité des résultats au nombre de points retenus pour les profils.

On notera que les hypothèses retenues pour l'étude en cours sont valables dans la couche de diffusion turbulente et que le premier tube de FlowCapt était placé suffisamment bas pour couvrir la couche de saltation, cette dernière pouvant mesurer de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres d'épaisseur. Le choix des tubes à retenir pour l'application de l'algorithme précédemment décrit a donc été discuté afin de sélectionner les tubes utiles à l'élaboration de la régression en loi puissance.

Comme on l'a vu au chapitre 3, il n'a pas été possible d'interpréter les mesures enregistrées par le tube 6 de FlowCapt. Celles-ci ont donc été exclues de l'étude des profils de concentration. Concernant les mesures du tube 1, ces dernières sont affectées à la fois par le transport par saltation et par le transport par diffusion turbulente. La discussion qui suit a donc pour but de déterminer s'il est préférable de construire les profils avec les données des tubes 1 à 5 ou avec celles des tubes 2 à 5.

A cette fin, les 150 profils constituant les épisodes les plus longs entre le 25 décembre 2004 et le 31 janvier 2005 ont été retracés avec les résultats des tubes 1 à 5 (profils à 5 points) puis avec les résultats des tubes 2 à 5 (profils à 4 points).

A chaque fois l'adéquation avec la forme du profil théorique (équation 1.43) a été estimée à travers la valeur du coefficient de détermination  $R^2$  et de la p-valeur (définie au chapitre III, §3.3.7). Pour 116 profils (soit dans 77.33% des cas), la valeur du coefficient de détermination était plus élevée pour les profils à 4 points. Cela dit, vu le faible nombre de points disponible, une différence de 1 point entre les profils représente une différence de 20% sur le volume des échantillons. De ce fait, l'estimation de la qualité des régressions linéaires à travers les coefficients de détermination est biaisée. En effet, elle est intrinsèquement favorable aux profils à 4 points. L'observation des valeurs prises par la p-valeur est d'ailleurs moins éloquentes puisqu'elle est favorable aux profils à 4 points dans seulement 53% des cas (c'est à



dire pour 80 profils). Le nombre d'échantillons étant encore une fois un peu faible pour utiliser ce type d'indicateur avec confiance, l'étude statistique ne donne pas nécessairement un avantage considérable aux profils à 4 points.

En outre, les profils à 4 points donnent nécessairement plus de poids aux mesures effectuées par le tube 5. Celles-ci sont en général assez faibles et parfois à la limite de la sensibilité du capteur. De ce fait les profils à 4 points qui ont un léger avantage du point de vue de la statistique ont l'inconvénient de favoriser une mesure de moins bonne qualité. Enfin, le calcul de la correction appliquée aux mesures de FlowCapt est fondé sur des statistiques qui incluent le tube 1. Il ne serait pas cohérent de faire entrer les mesures de ce dernier dans le processus de correction et pas dans le processus d'analyse des résultats. Finalement, la suite de la discussion sera menée avec des résultats obtenus sur des profils à 5 points. Néanmoins, cette étude invite à poursuivre un travail de validation des courbes d'étalonnage proposées au chapitre 3 et utilisées ici. De plus amples détails sont donnés dans l'évocation des perspectives de ce travail.

#### 4.2.4 Profils corrigés lors d'épisode de transport de grains fins sans chute de neige.

Comme il a été dit plus haut, la quantification des concentrations n'est valable que dans le cas de transport de grains fins en l'absence de chute de neige. On se restreindra donc aux données obtenues le 25 décembre avant 20h00, le 06 janvier, sur la période débutant au soir du 19 janvier et se prolongeant jusqu'au 21 du même mois et le 02 février. Les caractéristiques de ces différents épisodes sont données dans le tableau 4.1. La colonne intitulée « grain » désigne le type de neige attendu en surface d'après les prévisions du modèle opérationnel CROCUS conçu et exploité par le CEN (Météo-France) et présenté au chapitre I (§1.1.6). Dans cette colonne, + représente la neige fraîche, /, les particules reconnaissables, •, les grains fins, □, les faces planes.

date	heure	$u_{*t}$	$u^*$	$z_0$	$\alpha$	$\sigma_s * U_F$	$R^2$	$\rho$	Grain
25-déc	16h00	0.69	0.87	0.00467	-2.17	0.78	0.9837	130	/•
06-janv	14h45	0.67	0.71	0.0031	-3.3	0.96	0.9546	135	□•
19-janv	22h00	0.8	0.82	0.00416	-3.64	1.23	0.9669	100	/•
20-janv	5h30	0.87	0.97	0.00574	-1.88	0.75	0.9963	110	/•
21-janv	2h45	0.79	1.03	0.00649	-3.46	1.46	0.9542	120	/•
03-févr	0h00	0.95	1.04	0.00663	3.76	1.6	0.9095	120	•/

Tableau 4.1 : Paramètres des profils de concentration lors de transport de grains fins sans chute de neige.

Six profils représentatifs de ces épisodes sont présentés figure 4.32. Outre les profils du 06 janvier et du 03 février qui seront commentés en détail par la suite, on constate que la formulation de Pomeroy et Gray (1990) décrit relativement bien les situations du 25 décembre et du 21 janvier même si on note une tendance à la surestimation en particulier pour le tube le plus bas. On retrouve d'ailleurs un cas de forte surestimation le 20 janvier. En revanche, la formulation de Pomeroy a amené une sous-estimation sensible le 19 janvier.

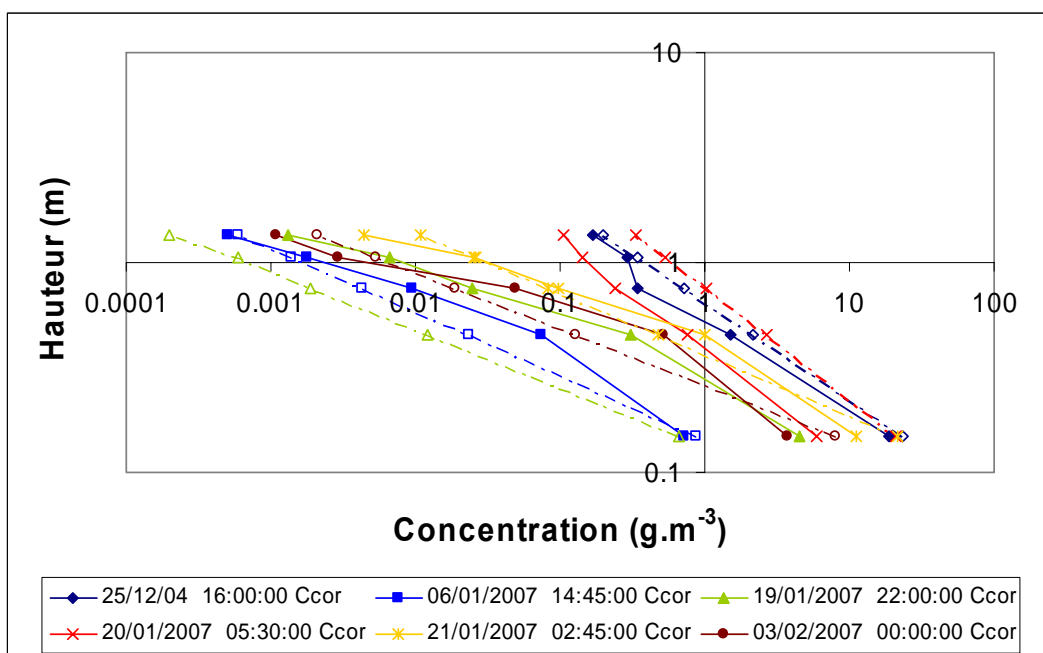
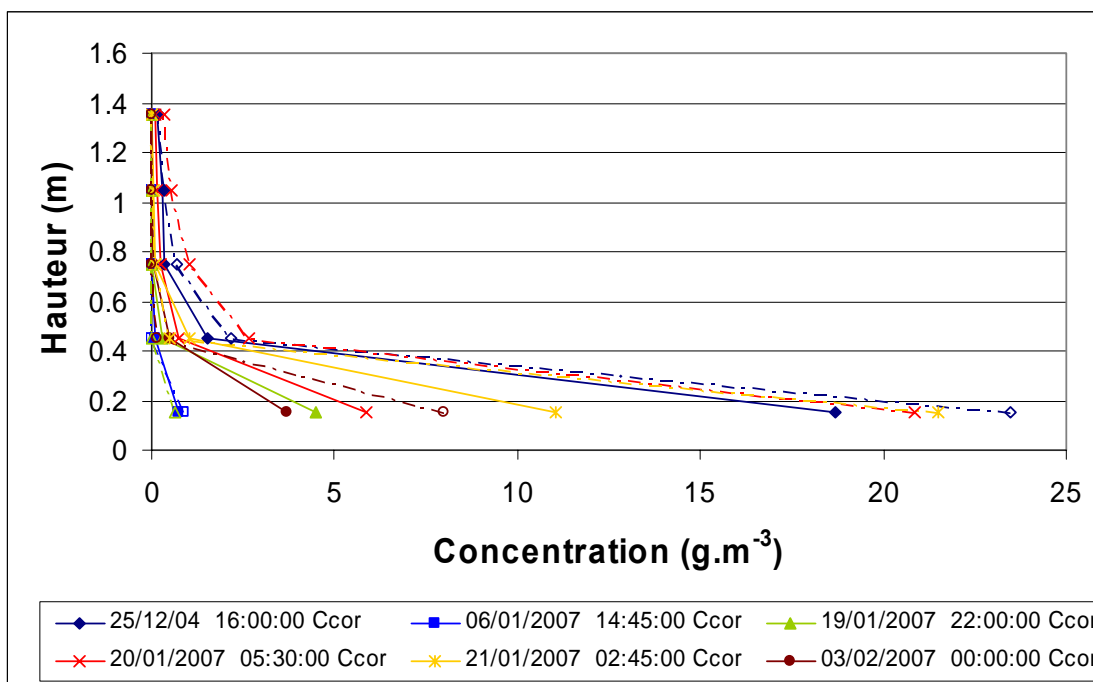


Figure 4.32 : Profils représentatifs du transport de grains fins sans chute de neige issus des mesures corrigées du driftomètre (profils  $C_{COR}$ , lignes continues) ou à partir de la formulation de Pomeroy corrigée (profils  $C_{POMCOR}$ , lignes pointillées).

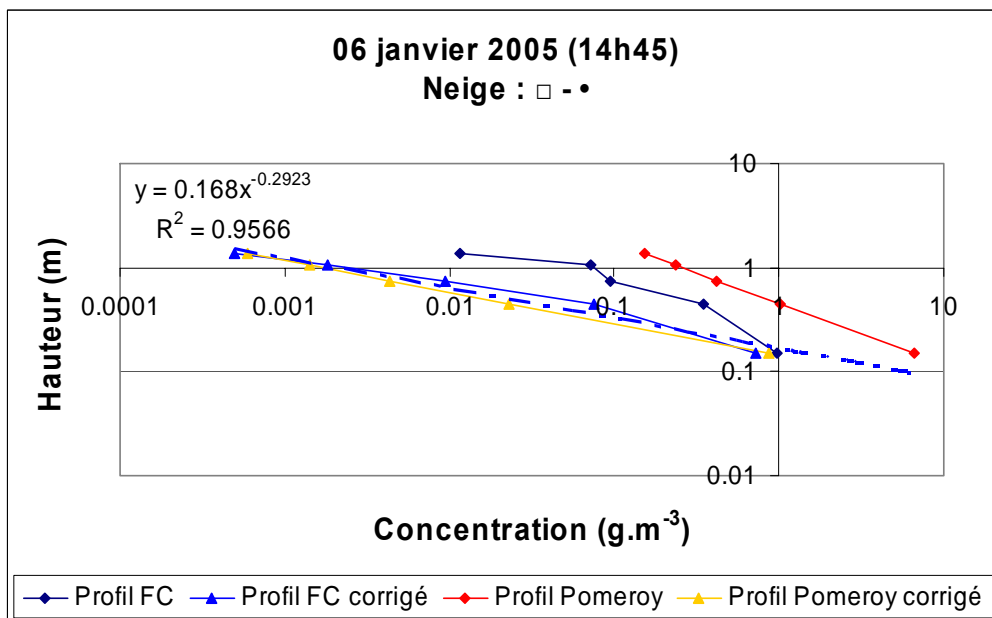
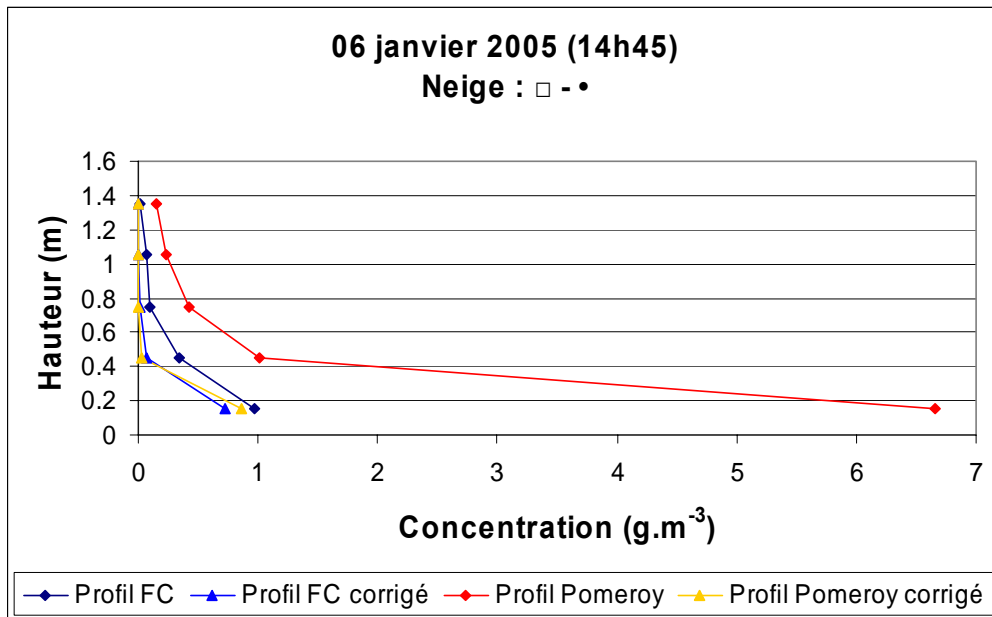


Figure 4.33 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 06 janvier à 14h45 (9 jours après la dernière chute) en échelle linéaire puis en échelle logarithmique.

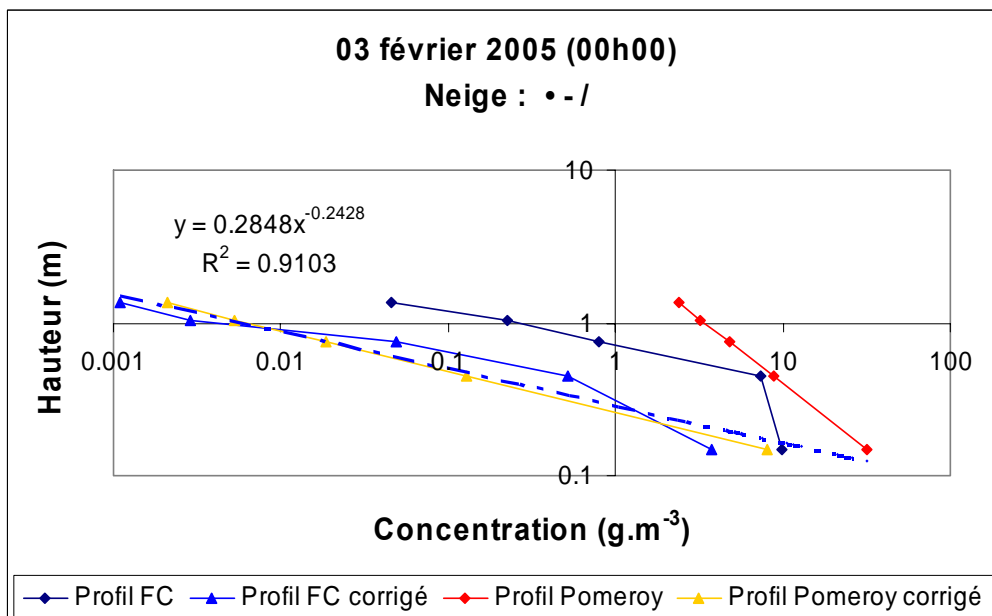
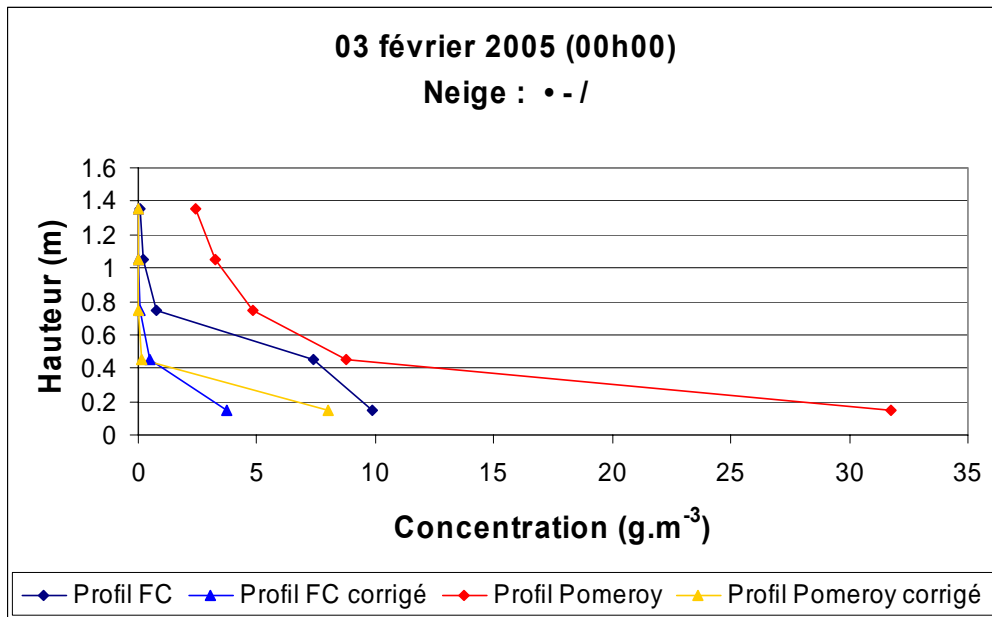


Figure 4.34 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 02 février à 00h00 (10 jours après la dernière chute) en échelle linéaire puis en échelle logarithmique.

D'une manière générale, les résultats qui apparaissent sur les figures 4.33 et 4.34 montrent que la formulation de Pomeroy est susceptible de représenter correctement les mesures à partir du moment où on peut l'alimenter avec des estimations du produit  $\sigma_s U_F$  de bonne qualité. Ce constat est d'autant plus intéressant que la détermination de la vitesse seuil d'arrachement  $u_{*t}$  peut faire l'objet de réserves (voir le commentaire de la figure 4.37 et plus généralement les remarques sur sa détermination au §4.2.2). Sur la plage de mesures considérée, le poids du produit  $\sigma_s U_F$  dans la formulation de Pomeroy et Gray (1990) semble plus important que celui de  $u_{*t}$ . Ce point sera étudié de manière plus systématique par la suite (voir §4.2.6).

#### 4.2.5 Extension de la méthode de traitement des profils aux autres types de particules

Au cours de l'hiver 2004-2005, 25 fichiers de mesures ont été collectés *in-situ*, quasiment tous sous vent de Nord. Le capteur ayant été installé dans une zone d'érosion et toutes les chutes ayant été accompagnées de vent fort, le capteur n'a jamais été enseveli, même partiellement. Ces 28 fichiers ont permis de construire 10 périodes d'enregistrements consécutifs de durée variable (de plusieurs heures à plusieurs jours). Au total, 104 épisodes rassemblant un total de près de 250 profils ont pu être identifiés.

Les profils présentés par les figures 4.35 à 4.37 donnent un aperçu de l'éventail des situations rencontrées (voir tableau 4.2) : les vitesses de frottement balayent une plage allant de 0.35 à 1.27 m.s<sup>-1</sup> et les mesures sélectionnées sont réparties sur 2 mois de mesures (décembre 2004 et janvier 2005), 3 mois, si l'on prend en compte les profils présentés au paragraphe précédent. La catégorie grain a été remplie d'après les prévisions de CROCUS (+ représente la neige fraîche, /, les particules reconnaissables, •, les grains fins, □, les faces planes). Les périodes de chutes de neige ont été exclues. Les conditions d'obtention des profils sont données dans le tableau 4.2 :

date	heure	$u_{*t}$	$u^*$	$z_0$	$\alpha$	$\sigma_s * U_F$	$R^2$	$\rho$	Grain
09/12/04	03h45	0.3	0.35	0.00075	3.23	0.46	0.9432	155	/
28/12/04	20h45	0.96	1.05	0.00675	2.3	0.99	0.9945	100	+/
28/01/05	19h30	1.46	1.27	0.00982	2.47	1.28	0.935	75	+

Tableau 4.2 : Paramètres des profils de concentration lors de 3 épisodes de transport.

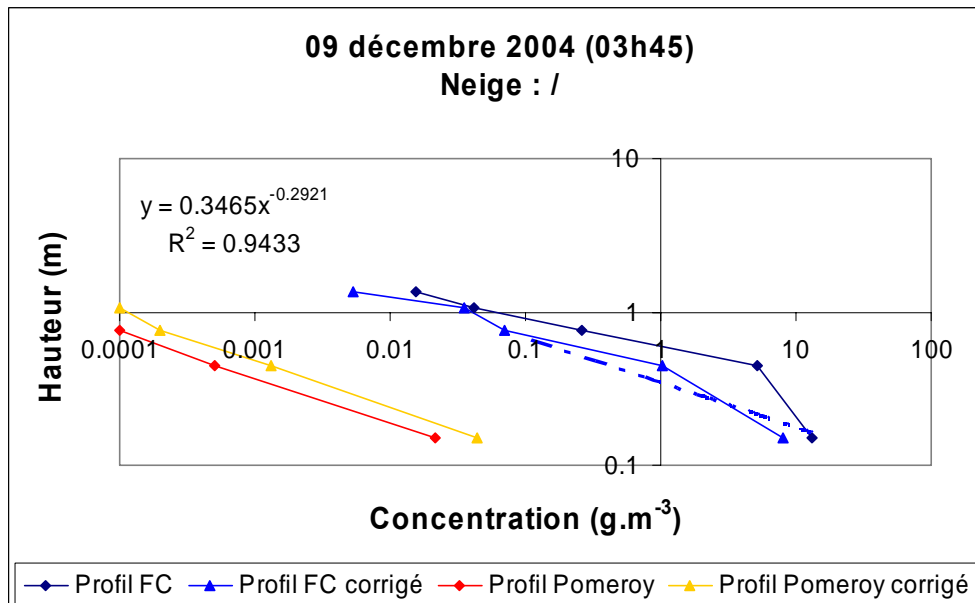
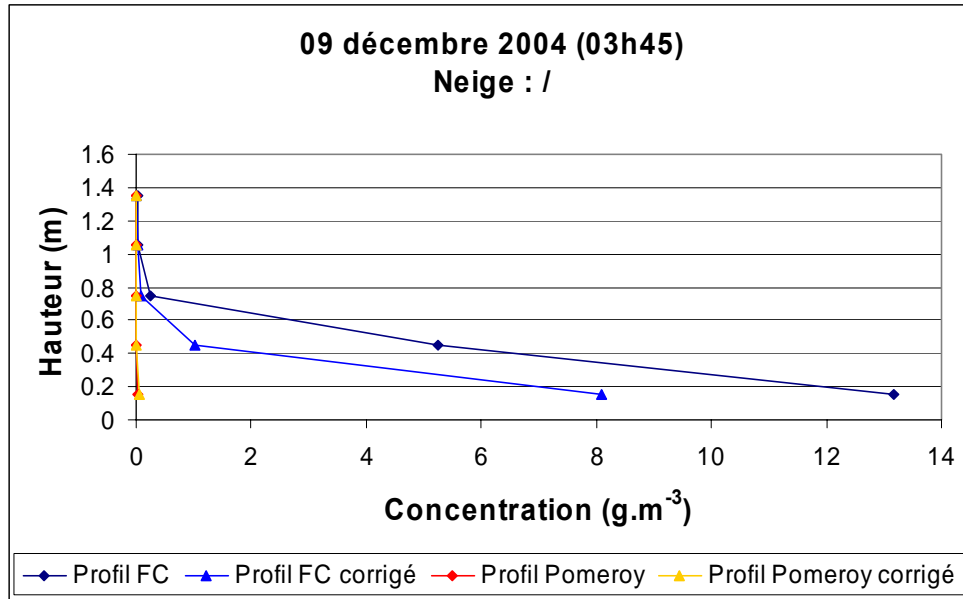


Figure 4.35 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 09 décembre à 03h45 (plus de 9 jours après la dernière chute) en échelle linéaire puis en échelle logarithmique.

La figure 4.35 donne un exemple des résultats obtenus lors d'un des premiers épisodes de la saison. Les profils de concentration obtenus en suivant la formulation de Pomeroy et Gray (1990) donnent des mesures très inférieures à celles du FlowCapt, que ces dernières soient corrigées ou non. Bien qu'il s'agisse ici de particules reconnaissables, la représentation en échelle logarithmique permet de constater une bonne adéquation entre la forme du profil corrigé et celle de la courbe théorique (donnée par l'équation 1.43 et représentée en pointillés bleus). A ce titre, la régression en loi puissance a ici un coefficient de détermination de 0.94 et une p-valeur de  $6.10^{-3}$ , même si le faible nombre de points doit inviter à rester critique sur ces indicateurs. On rappelle que la p-valeur représente la probabilité que le modèle (ici la loi puissance), ne représente pas correctement la distribution des données.

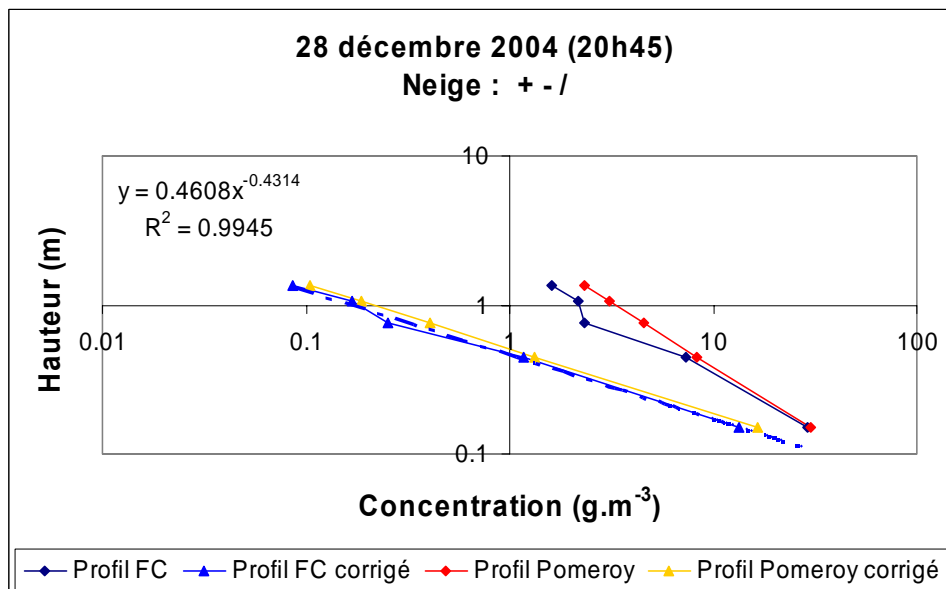
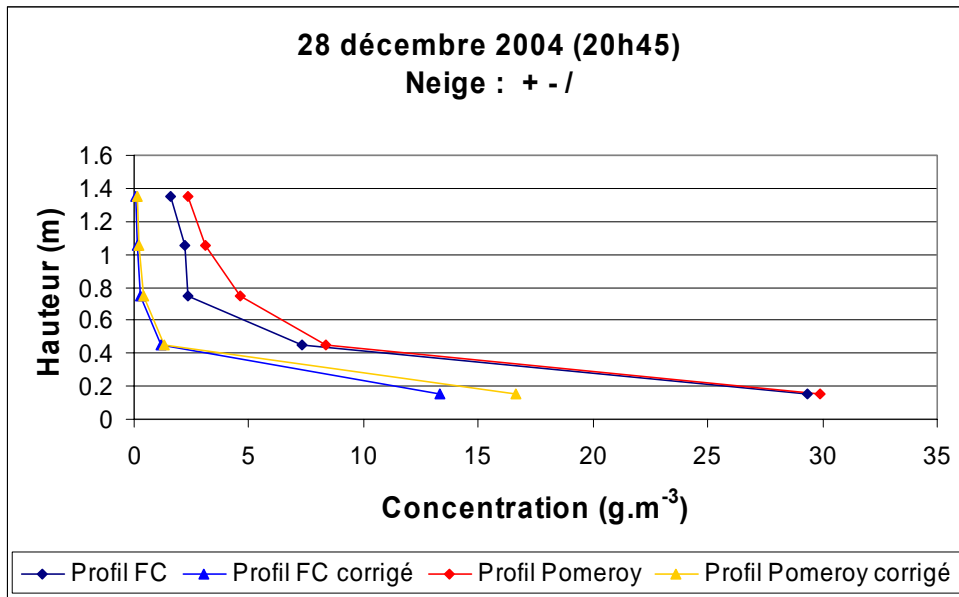


Figure 4.36 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 28 décembre à 20h45 (quatre heures après la dernière chute) en échelle linéaire puis en échelle logarithmique.

Les conclusions tirées de l'observation de la figure 4.35 ne sont plus vraies pour l'épisode du 28 décembre 2004 (figure 4.36). On constate cette fois que la formulation de Pomeroy peut conduire à surestimer la concentration sur l'ensemble du profil (courbe rouge et courbe bleue nuit). Encore une fois, les particules ne sont pas des grains fins et la courbe bleue doit être utilisée avec précaution mais il est intéressant de constater que la formulation de Pomeroy peut s'avérer représentative à condition de l'utiliser avec l'estimation du produit  $\sigma_s U_F$  déduite des mesures corrigées du FlowCapt (cette correction étant valable avec n'importe quel type de particules comme expliqué au paragraphe précédent).

Par ailleurs, comme attendu après l'analyse du procédé de mesure du FlowCapt conduite au chapitre III, les mesures brutes du driftomètre surestiment effectivement les mesures corrigées, en particulier pour les tubes les plus hauts (voir les représentations en échelle logarithmique).

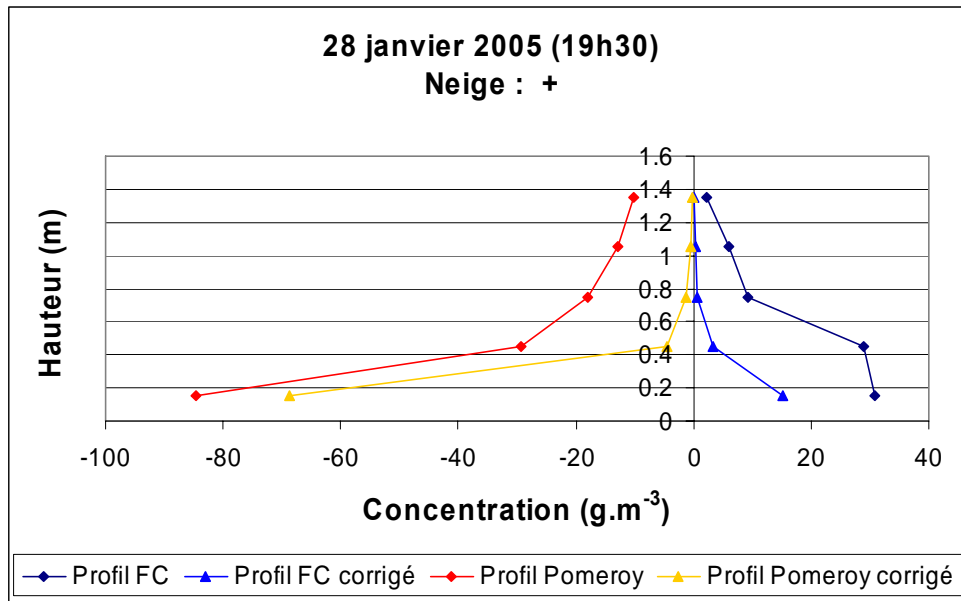


Figure 4.37 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 28 janvier à 19h30.

La figure 4.37 montre les limites que le traitement automatique des données peut rencontrer avec l'approche de Pomeroy et Gray (1990). La méthode retenue pour estimer  $u_{*t}$  ne conduit pas nécessairement à des valeurs supérieures à celles de  $u_*$ . Or dans ce cas l'équation 4.8 qui permet le calcul des concentrations  $C_{POM}$  et  $C_{POMCOR}$  conduit à des concentrations négatives.

Les premiers résultats issus des mesures automatiques montrent donc que la formulation de Pomeroy et Gray peut donner des résultats satisfaisants mais que les valeurs des paramètres  $u_{*t}$  et  $\sigma_s U_F$  jouent un rôle considérable. Ces grandeurs sont par ailleurs difficilement accessibles par la mesure. Une première étude sur leur influence a donc été menée de manière théorique.

#### 4.2.6 Sensibilité de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) aux valeurs de $u_{*t}$ et de $\sigma_s U_F$ .

L'estimation des paramètres nécessaires à l'implémentation de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) dans un code numérique (en particulier  $u_{*t}$  et  $\sigma_s U_F$ ) pose un grand nombre de difficultés. Ces dernières affectent aussi les processus de mesure et de traitement automatique des données que nous avons employés précédemment. L'importance relative de la vitesse seuil d'arrachement  $u_{*t}$  et du produit  $\sigma_s U_F$  a donc été appréciée à partir de l'équation 4.8 rappelée ci-dessous :

$$C_{POM}(z) = 1000 * \frac{2 * 0.68 \rho_a}{2.8 * 1.6 u_*} \left( 1 - \frac{u_{*t}^2}{u_*^2} \right) \left( \frac{2gz}{1.6u_*^2} \right)^{\frac{U_F \sigma_s}{\kappa u_*}}$$

Les données collectées pendant la saison 2004-2005 permettent d'estimer que le rapport  $u_{*t}/u_*$  était le plus souvent compris dans l'intervalle [0.25 0.95]. L'estimation de  $u_{*t}$  étant soumise à de nombreuses réserves, l'intervalle ci-dessus n'est utilisé que pour obtenir un premier ordre de grandeur. L'évolution de la concentration suivant la formulation de Pomeroy



et Gray a alors été tracée en fonction de  $u_*$  pour toutes les valeurs de  $u_{*t}/u_*$  suivantes : 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.90 et 0.95. Les résultats obtenus pour  $z = 0.3$  mètres et  $\sigma_s U_F = 0.5$  sont représentés sur la figure 4.38. Pour une valeur de  $u_*$  de  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $u_{*t}$  est comprise entre  $0.37$  et  $1.43 \text{ m.s}^{-1}$  et la plage de concentration s'étend sur une décade. Si l'on compare les courbes tracées pour les rapports de valeur 0.65 et 0.75, on remarque qu'une variation de  $u_{*t}$  de  $0.97$  à  $1.13 \text{ m.s}^{-1}$  (16.5%) est susceptible d'engendrer une erreur de 10% sur la concentration. L'influence du paramètre  $u_{*t}$  dans la formulation de Pomeroy apparaît importante et il semble donc nécessaire de s'attacher à trouver une méthode de détermination plus précise. Par ailleurs les figures 4.39 et 4.40 donnent des résultats équivalents à une hauteur  $z = 1 \text{ m}$  et pour  $\sigma_s U_F$  demeurant inchangé dans un premier temps, puis pour  $z = 1 \text{ m}$  et pour  $\sigma_s U_F = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ . La plage de concentration pour  $u_* = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$  est toujours de l'ordre de la décade. La hauteur et le produit  $\sigma_s U_F$  influent donc essentiellement sur la valeur des concentrations mais pas sur l'importance relative que peut jouer la vitesse de frottement seuil. L'erreur relative sur la concentration reste donc inchangée quelque soient la hauteur et la valeur du produit  $\sigma_s U_F$ .

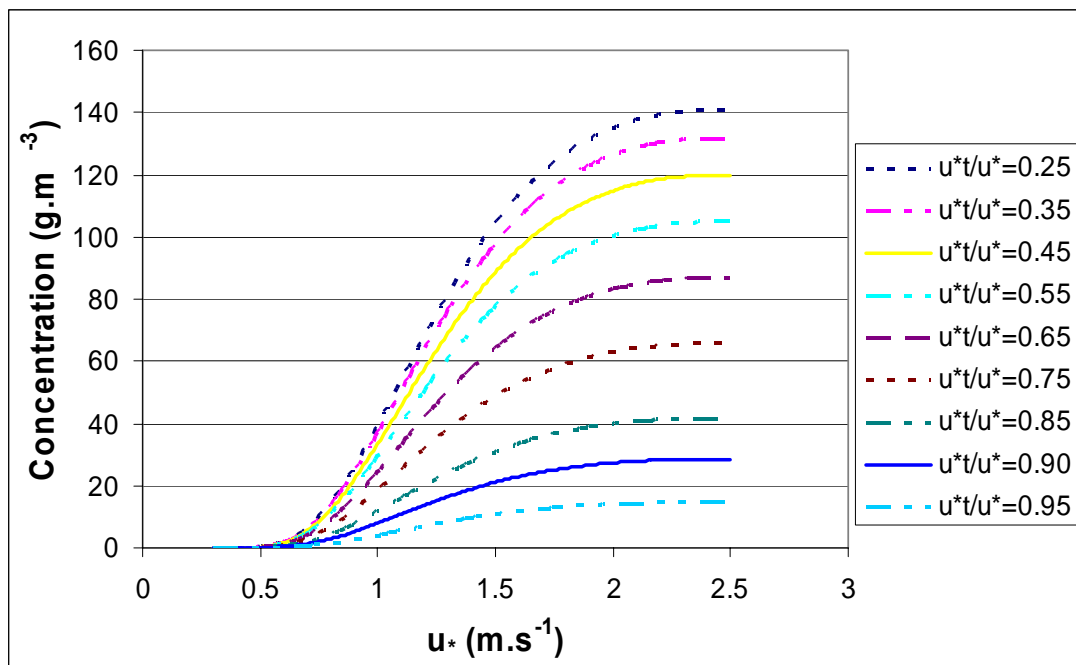


Figure 4.38 : Concentration massique en fonction de  $u_*$  pour plusieurs valeurs de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$ . (Ici  $z = 0.3 \text{ m}$  et  $\sigma_s U_F = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ )

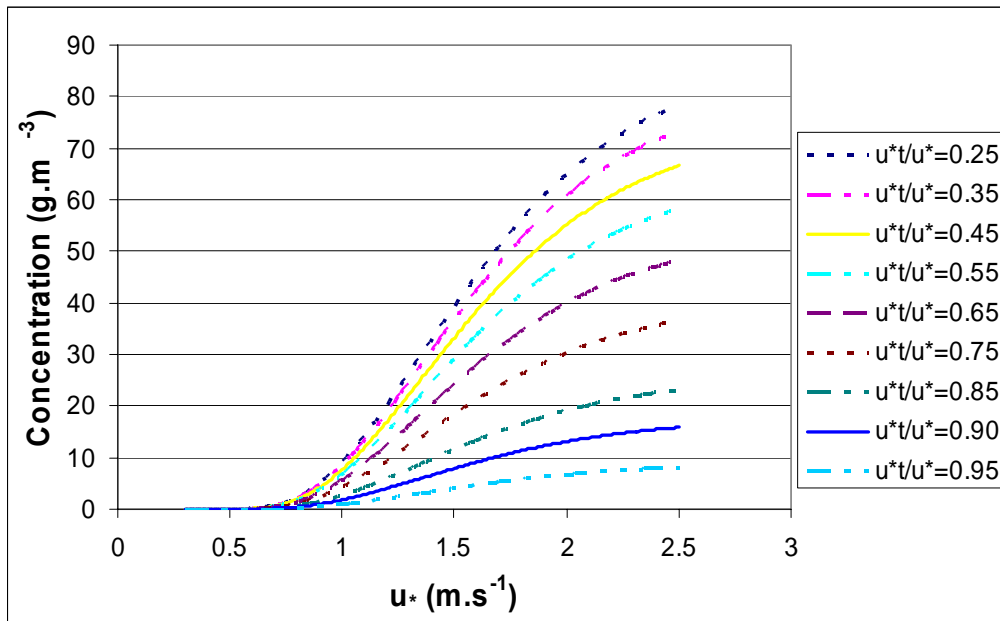


Figure 4.39 : Concentration massique en fonction de  $u^*$  pour plusieurs valeurs de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$ . (Ici  $z = 1 \text{ m}$  et  $\sigma_s \cdot U_F = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ )

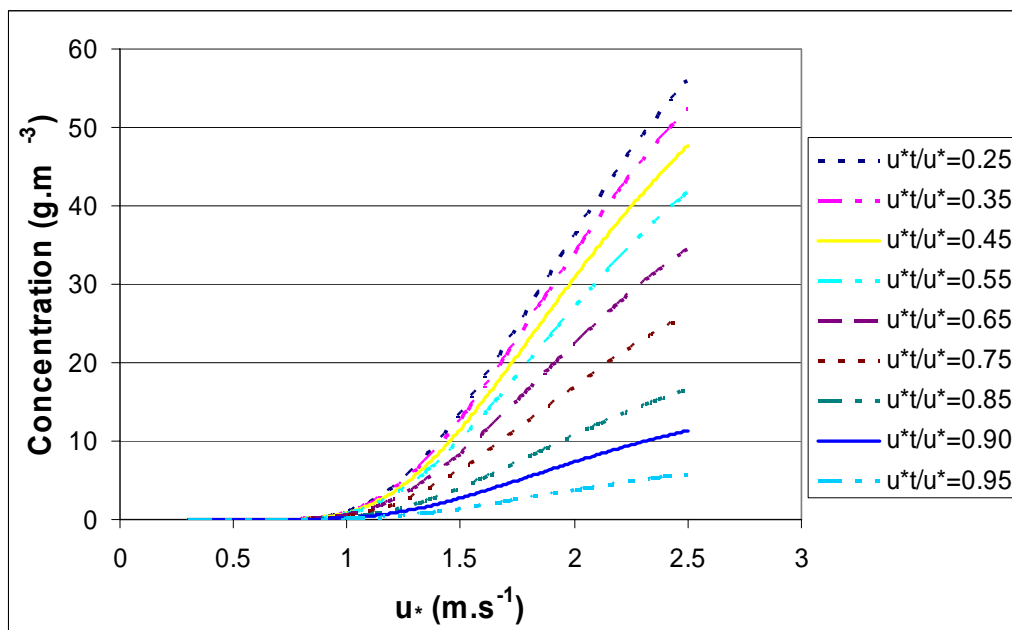


Figure 4.40 : Concentration massique en fonction de  $u^*$  pour plusieurs valeurs de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$ . (Ici  $z = 1 \text{ m}$  et  $\sigma_s \cdot U_F = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ )

L'importance relative des paramètres  $u_{*t}$  et  $\sigma_s U_F$  a été étudiée de deux façons différentes. Dans un premier temps, le poids des termes relatifs à chacun de ces paramètres qui apparaissent dans l'équation (4.8) a été comparé pour des valeurs vraisemblables de  $u_{*t}$ , de  $\sigma_s \cdot U_F$ , de  $u^*$ , et de  $z$ . Ainsi pour une valeur fixée de  $\sigma_s U_F$  et de  $z$ , les valeurs prises par les nombres sans dimension  $(1 - u_{*t}^2 / u_*^2)$  (baptisé Terme 1) et  $(2gz / 1.6u_*^2)^{-U_F \sigma_s / \kappa u_*}$  (Terme 2) ont été tracées pour  $u^*$  variant entre  $u_{*t}$  et  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$ . On obtient ainsi des familles de courbes telles que celles représentées sur les figures 4.41 et 4.42.

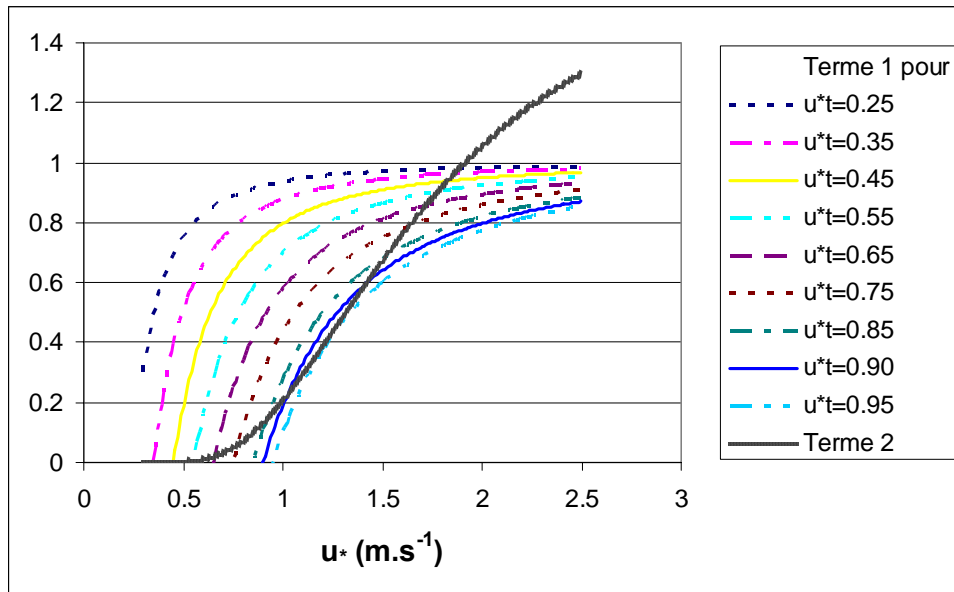


Figure 4.41 : Comparaison du poids des termes 1 et 2 en fonction de  $u_*$  pour plusieurs valeurs (en  $m.s^{-1}$ ) de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$ . (Ici  $z = 0.3 m$  et  $\sigma_s \cdot U_F = 0.5 m.s^{-1}$ )

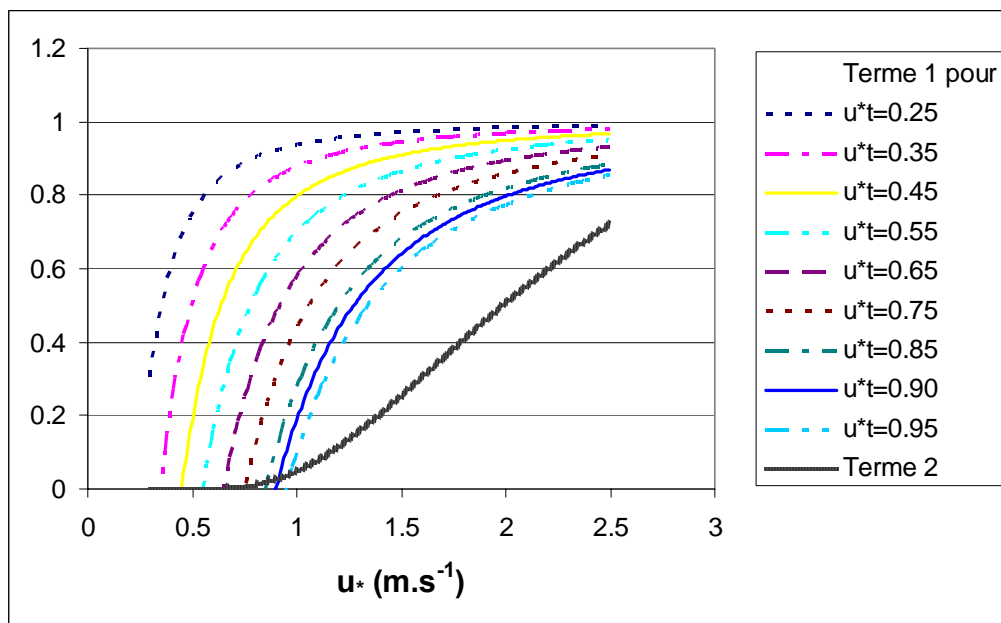


Figure 4.42 : Comparaison du poids des termes 1 et 2 en fonction de  $u_*$  pour plusieurs valeurs (en  $m.s^{-1}$ ) de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$ . (Ici  $z = 1 m$  et  $\sigma_s \cdot U_F = 0.5 m.s^{-1}$ )

Comme on peut le constater sur les figures 4.41 et 4.42, le terme relatif à la vitesse de frottement seuil domine largement aux valeurs usuelles de  $u_*$ , (i.e. pour  $u_* < 1.5 m.s^{-1}$ ), et ce d'autant que la hauteur est élevée ce qui peut paraître paradoxal. En outre les valeurs de  $\sigma_s U_F$  qui ont été testées entre 0.3 et 1 sont restées sans influence notable sur les résultats. Néanmoins, on constate que pour les faibles hauteurs de  $u_*$ , le terme (2) lié à  $\sigma_s U_F$  est davantage responsable de l'ordre de grandeur de la concentration finale car il est très petit devant 1 alors que le terme (1) varie extrêmement rapidement quand  $u_{*t}$  demeure proche de  $u_*$  et qu'il tend rapidement vers des valeurs proches de 1.

Les deux séries de calcul montrent ainsi que l'incertitude sur  $u_{*t}$  peut conduire à des écarts importants dans la concentration mesurée mais que l'ordre de grandeur est avant tout donné par le terme lié à la vitesse de chute.

Un calcul similaire a également été effectué à partir des dérivées partielles de la concentration par rapport aux deux variables identifiées  $u_{*t}$  et  $\sigma_s U_F$ . On trouve alors à partir de l'équation 4.8 :

$$\frac{\partial C_{POM}}{\partial u_{*t}} = -2 \frac{u_{*t}}{u_*^2} \left(1 - \frac{u_{*t}^2}{u_*^2}\right)^{-1} C_{POM}$$

d'où :

$$\left| \frac{1}{C_{POM}} \frac{\partial C_{POM}}{\partial u_{*t}} \right| = 2 \frac{u_{*t}}{u_*^2 - u_{*t}^2} \quad (4.11)$$

Avec les hypothèses formulées plus haut on est assuré d'avoir  $u_{*t} < u_*$  ce qui garantit l'existence du terme de droite de (4.11). On trouve alors de même :

$$\frac{\partial C_{POM}}{\partial S_F} = - \frac{\ln\left(\frac{2gz}{1.6u_*^2}\right)}{\kappa u_*} C_{POM}$$

Ce qui conduit à :

$$\left| \frac{1}{C_{POM}} \frac{\partial C_{POM}}{\partial S_F} \right| = \left| - \frac{1}{\kappa u_*} \ln\left(\frac{2gz}{1.6u_*^2}\right) \right| \quad (4.12)$$

où  $S_F$  représente  $\sigma_s \cdot U_F$ .

La figure 4.43 permet de comparer l'importance relative des membres de droite des équations (4.11) et (4.12) pour  $z = 0.1$  m. Le terme de l'équation (4.11) faisant intervenir  $u_{*t}$ , il a été tracé pour les mêmes valeurs du rapport  $u_{*t}/u_*$  que précédemment.

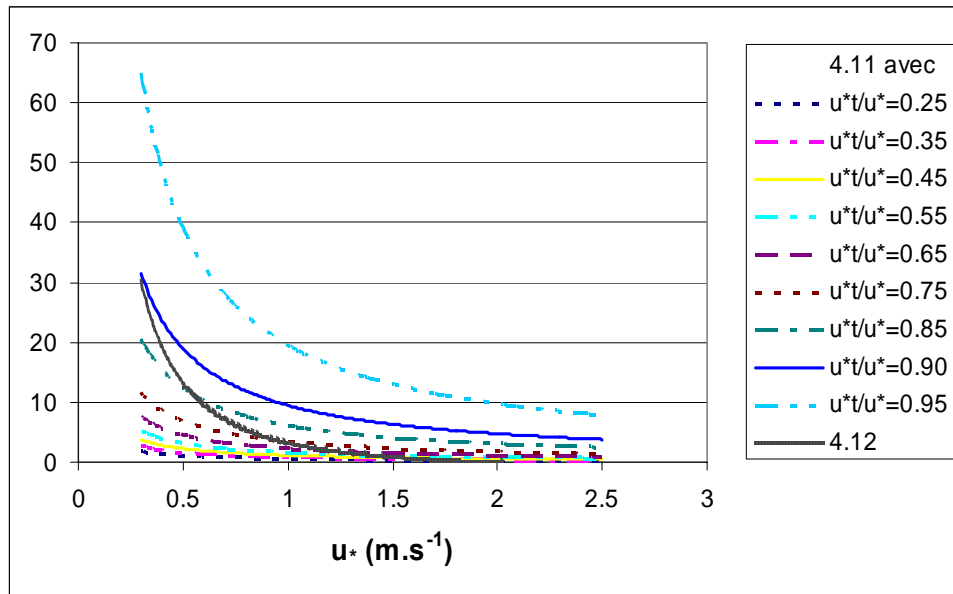


Figure 4.43 : Importance relative des paramètres  $u_{*t}$  (courbes en couleurs) et  $\sigma_s U_F$  (courbe noire) dans la formulation de Pomeroy et Gray (1990).  $z = 0.3 \text{ m}$ .

On constate que si  $u_{*t}$  est suffisamment petit devant  $u_*$  ( $u_{*t}/u_* < 0.65$  par exemple) le produit  $\sigma_s U_F$  joue un rôle prépondérant dans les variations de la concentration. En effet, selon la formulation de Pomeroy et Gray (1990), le terme  $\partial C_{POM} / \partial S_F$  domine alors le terme  $\partial C_{POM} / \partial u_{*t}$  aux vitesses de frottement  $u_*$  usuelles (i.e. inférieures à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ ). Le phénomène est d'ailleurs d'autant plus marqué qu' $u_*$  est faible. On notera que le comportement ainsi mis en évidence dépend néanmoins de la hauteur comme on peut le voir sur la figure 4.44 : cette dernière est équivalente à 4.43 mais elle a été tracée pour  $z = 1 \text{ m}$ .

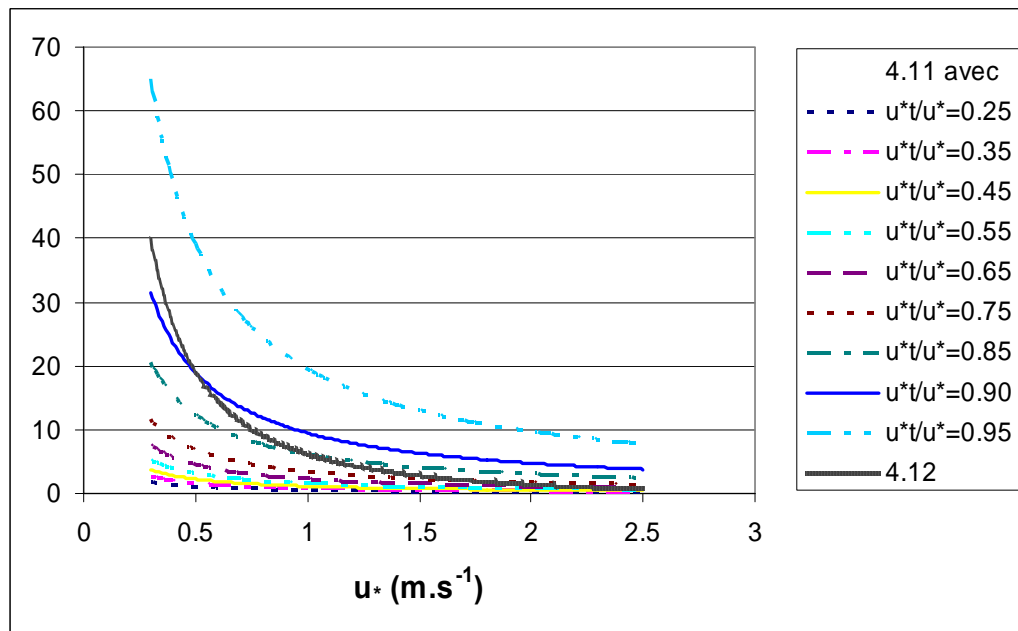


Figure 4.44 : Importance relative des paramètres  $u_{*t}$  (courbes en couleurs) et  $\sigma_s U_F$  (courbe noire) dans la formulation de Pomeroy et Gray (1990).  $z = 1 \text{ m}$ .

Aux faibles hauteurs  $\partial C_{POM} / \partial u_{*t}$  est prépondérant pour des valeurs du rapport  $u_{*t}/u_*$  plus faibles. Néanmoins la gamme de valeurs de  $u_{*t}$  et de  $u_*$  pour laquelle le produit  $\sigma_{s, UF}$  joue le rôle le plus important dans la valeur de la concentration montre que des efforts sont nécessaires pour parvenir à des estimations plus précises de ces paramètres, en particulier en vue d'améliorer la qualité des données d'entrée des modèles numériques.

#### 4.2.7 Estimation de l'influence de $u_{*t}$ à partir des résultats expérimentaux

Les considérations théoriques du paragraphe 4.2.6 ont été confrontées aux données de terrain. Ainsi, si l'on considère l'heure ou l'heure et demie qui précède le début de l'épisode (c'est-à-dire ici, le basculement automatique du capteur en mode rapide), on peut sélectionner un certain nombre d'enregistrements de l'anémomètre pour construire une vitesse de frottement seuil. En effet, dans ces conditions, l'anémomètre n'est pas en mode rapide mais il enregistre un ensemble de données tous les quarts d'heure, cet ensemble contenant entre autres la vitesse moyenne et de la vitesse maximum de l'écoulement. Il existe donc deux possibilités par quart d'heure soit huit à dix possibilités pour  $u_{*t}$  en fonction de l'intervalle de temps considéré. Afin de limiter ce choix, on peut définir différents critères à partir des enregistrements moyens de flux sur cette même période. Quoi qu'il en soit, la faible fréquence d'échantillonnage des données enregistrées ne permettra pas de cerner l'instant précis de démarrage de l'épisode mais l'obtention de nouvelles valeurs pour  $u_{*t}$  donnera un ordre de grandeur de l'incertitude sur la détermination de cette grandeur. Les hypothèses envisagées présentent donc peu d'intérêt en elles-mêmes et ne seront pas décrites. En tentant de majorer l'erreur commise on trouve 0.47 au lieu de 0.64  $m.s^{-1}$  pour l'épisode du 06 janvier soit 26.6% d'écart, 0.43 ou 0.74 au lieu de 0.56  $m.s^{-1}$  pour l'épisode du 19 janvier soit de 23 à 32 % d'écart et 0.69 au lieu de 0.66  $m.s^{-1}$  pour l'épisode du 02 février soit 4.55 % d'écart. En imposant ces nouvelles valeurs de  $u_{*t}$  dans les calculs automatiques on peut alors reconstruire les profils des épisodes concernés, entre autres ceux présentés aux figures 4.22, 4.23 et 4.24 :

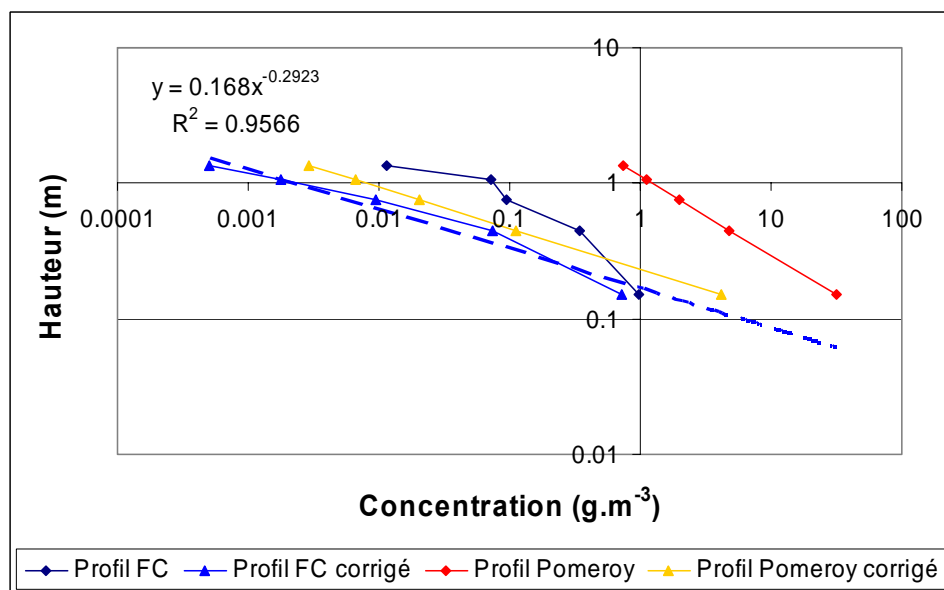


Figure 4.45 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 06 janvier à 14h45 en forçant la valeur de  $u_{*t}$  à  $0.47 m.s^{-1}$ .

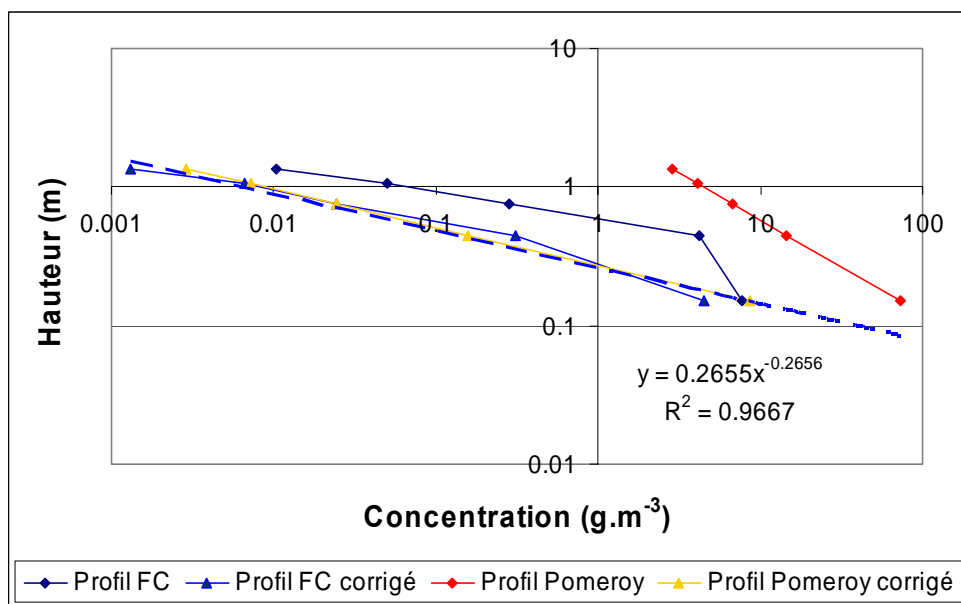


Figure 4.46 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 19 janvier à 22h00 en forçant la valeur de  $u_{*t}$  à  $0.43 \text{ m.s}^{-1}$ .

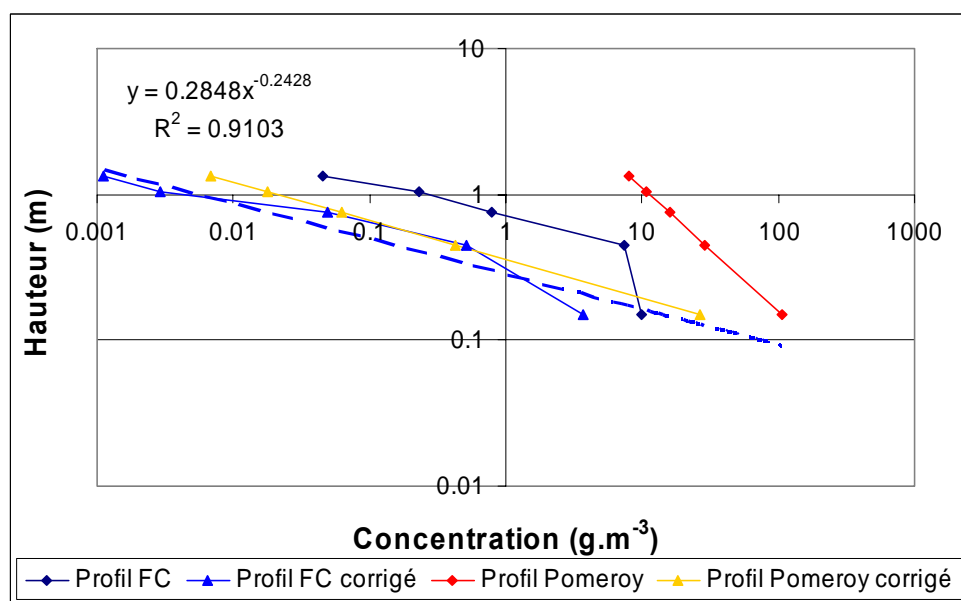


Figure 4.47 : Comparaison des 4 profils de concentration obtenus le 03 février à 00h00 en forçant la valeur de  $u_{*t}$  à  $0.69 \text{ m.s}^{-1}$ .

On remarque que le profil corrigé déterminé d'après Pomeroy et Gray (1990) décrit beaucoup mieux les mesures corrigées du FlowCapt lors de l'épisode du 19 janvier alors que la prédiction est légèrement moins bonne pour les autres événements. En outre, on observe que le comportement du profil de Pomeroy a été le plus profondément modifié le 19 janvier ce qui ne correspond pas au cas où l'erreur sur  $u_{*t}$  était la plus importante. On retrouve donc deux aspects de l'étude théorique menée au paragraphe 4.2.6 : d'une part, la vitesse seuil de frottement peut influencer de manière notable sur la qualité de la prédiction comme c'est le cas le 19 janvier, d'autre part, son influence est intimement liée à l'évolution d'autres paramètres et l'incertitude sur la seule valeur de  $u_{*t}$  ne renseigne pas suffisamment pour estimer la qualité de l'estimation globale.

A ce titre, les valeurs de  $u_*$  estimées pour chacun des événements sont respectivement 0.71, 0.82 et 1.04  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . De ce fait, on constate que le 06 et le 19 janvier le rapport  $u_{*t}/u_*$  tend à décroître alors qu'il augmente pour l'épisode du 02 février. Ainsi les nouvelles valeurs prises par ce rapport sont respectivement 0.66, 0.52 et 0.63. D'après ce qui a été dit au paragraphe précédent, les variations de  $u_{*t}$  ont moins d'importance que celles de  $\sigma_s U_F$  pour les petites valeurs de  $u_{*t}/u_*$ . D'autre part, diminuer  $u_{*t}$  fait tendre le terme relatif à  $u_{*t}$  (terme 1 défini plus haut) vers 1 ce qui donne plus de poids au terme relatif à la vitesse de chute (terme 2). Comme la valeur de  $\sigma_s U_F$  est imposée par les conditions expérimentales, une décroissance suffisante de  $u_{*t}$  fait diminuer le rapport  $u_{*t}/u_*$  de manière conséquente de sorte que les incertitudes sur la valeur de  $u_{*t}$  peuvent être rendues négligeables. C'est ce qu'on remarque pour l'épisode du 19 janvier, la tendance inverse étant observée dans la nuit du 02 au 03 février. L'exemple du 06 janvier est quant à lui significatif du cas limite où la décroissance de  $u_{*t}/u_*$  n'est pas suffisante pour rendre négligeables les incertitudes qui pèsent sur la valeur de  $u_{*t}$ . En outre la valeur relativement élevée de la vitesse de frottement  $u_*$  diminue encore les chances de rendre les variations de  $\sigma_s U_F$  prépondérantes devant celles de  $u_{*t}$ .

Enfin, les concentrations déterminées à partir de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) ont été tracées en fonction des mesures expérimentales (figure 4.48). Ce graphique indique clairement que les hypothèses formulées à partir du jeu de données disponible sont insuffisantes pour déterminer une valeur de  $u_{*t}$  avec suffisamment de précision. De ce fait, la formulation envisagée ne permet que rarement de décrire les mesures avec précision.

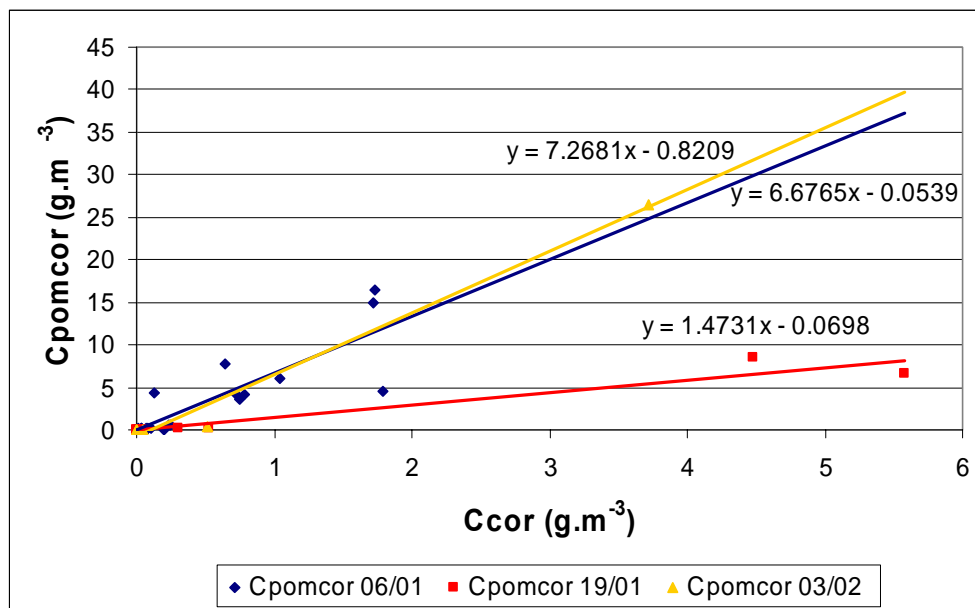


Figure 4.48 : Concentrations calculées à partir de la formulation semi-empirique de Pomeroy et Gray (1990) en fonction des mesures corrigées du FlowCapt pour différents épisodes de transport de grains fins.

Les points représentés sur la figure 4.48 sont le plus souvent dispersés autour des droites de régression et le coefficient directeur de ces dernières n'est que rarement voisin de 1. Cette illustration montre que des efforts sont essentiels pour déterminer avec plus de précision les paramètres du transport afin d'utiliser la formulation de Pomeroy et Gray dans un modèle numérique comme NEMO ou SYTRON.



### IV.3 Paramètres du transport dans la couche de diffusion

Parmi les paramètres du transport les plus pertinents pour décrire le transport de neige par le vent, la concentration en particules illustre l'intensité de ce dernier, la vitesse de frottement caractérise l'écoulement et le produit de la vitesse de chute par le nombre de Schmidt turbulent permet la prise en compte de la nature des particules. On s'intéressera ici plus particulièrement au produit  $\sigma_s U_F$  car ce dernier est accessible expérimentalement à partir des profils de concentration quelque soit le type de neige étudié. En outre, chaque fois qu'il a été possible de le faire, les valeurs de  $\sigma_s U_F$  obtenues à partir des profils corrigés de FlowCapt ont comparées à celles obtenues à partir des profils filets. L'erreur commise est de l'ordre de 20 à 30 % ce qui demeure raisonnable et invite à utiliser avec confiance les résultats issus de FlowCapt.

#### 4.3.1 Variabilité relative de $u_*$ et du produit $\sigma_s U_F$

Comme on l'a vu à plusieurs reprises, l'équation (1.43) gouverne la forme des profils de concentration en particulier à travers l'exposant  $\sigma_s U_F / \kappa u_*$  qui compare les effets aérodynamiques liés à la forme des grains (représentés par le terme  $\sigma_s U_F$ ) à ceux de l'écoulement ( $u_*$ ). Or la variation relative de l'exposant (noté  $\alpha$  dans la suite) peut être reliée à la variation relative des grandeurs  $\sigma_s U_F$  et  $u_*$  par :

$$d \ln \alpha = \frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{d\sigma_s U_F}{\sigma_s U_F} - \frac{du_*}{u_*} \quad (4.13)$$

Ce calcul fait apparaître clairement que la variation relative du comportement aérodynamique des particules joue à part égale avec la variation relative de la vitesse de frottement  $u_*$  dans la détermination du profil de concentration dans la couche de diffusion. Il en découle que sur un site expérimental comme celui du col du Lac Blanc où les instabilités du vent demeurent modérées, la variabilité de la forme des profils de concentration est susceptible d'être causée en grande partie par la variabilité des particules. Ce point de vue peut être illustré à partir des mesures. Les données correspondant aux épisodes de transport sans chute de neige ont été sélectionnées. La moyenne M et l'écart-type Ect des grandeurs  $\sigma_s U_F$  et  $u_*$  ont été retenus et l'intensité relative de la fluctuation (i.e. le rapport Ect/M) a été calculée.

	$\sigma_s U_F$	$u_*$
Moyenne	1.20	1.02
Ecart-type	0.43	0.31
Intensité de la fluctuation	0.36	0.31

Tableau 4.3 : Statistiques des séries temporelles de  $\sigma_s U_F$  et  $u_*$  des épisodes de transport sans chute de neige (Ensemble des données)

Le calcul permet de constater que l'ordre de grandeur des trois indicateurs statistiques est comparable pour les deux paramètres. Dans ce cas, le terme qui représente le comportement aérodynamique des particules a donc la même importance dans les instabilités du transport que le terme qui représente l'écoulement (même s'il faut prendre en compte que  $u^*$  et  $u_*^t$  apparaissent de manière implicite dans d'autres parties de l'équation, à savoir dans les termes  $C_{réf}$  et  $z_{réf}$  si l'on se réfère à la formulation de Pomeroy et Gray, 1990). Cette première estimation confirme que, sur un site où la distribution de vitesse de l'écoulement n'est que peu perturbé par le relief, la variabilité des particules joue un rôle au moins aussi important que les fluctuations du vent dans l'évolution de la forme des profils de concentration massique. Cette conclusion peut également être formulée à partir des profils de p-valeur inférieure ou égale à 0.005 comme le montrent les résultats qui figurent au tableau 4.4.

	$\sigma_s U_F$	$u^*$
Moyenne	1.06	1.06
Ecart-type	0.38	0.33
Intensité de la fluctuation	0.36	0.31

Tableau 4.4 : Statistiques des séries temporelles de  $\sigma_s U_F$  et  $u^*$  des épisodes sans chute de neige ( $p$ -valeur > 0.005)

Cette analyse a également été effectuée en se limitant à un type de grains particulier, à savoir les grains fins. Cette restriction de la population des épisodes étudiés est supposée limiter la variabilité de  $\sigma_s U_F$ . Les statistiques qui apparaissent dans le tableau 4.5 prouvent qu'il n'en est rien : les conclusions précédentes restent vraies pour une population d'épisodes uniquement concernés par le transport de grains fins.

	$\sigma_s U_F$	$u^*$
Moyenne	1.32	1.03
Ecart-type	0.38	0.26
Intensité de la fluctuation	0.29	0.25

Tableau 4.5 : Statistiques des séries temporelles de  $\sigma_s U_F$  et  $u^*$  des épisodes de transport de grains fins sans chute de neige

Enfin, la figure 4.49 permet de comparer l'intensité de la fluctuation de  $u^*$  et de  $\sigma_s U_F$ , non plus à l'échelle de la saison mais pour 11 épisodes de plus d'une heure (et comprenant donc au moins 4 enregistrements) répartis entre le 9 décembre et le 03 février.

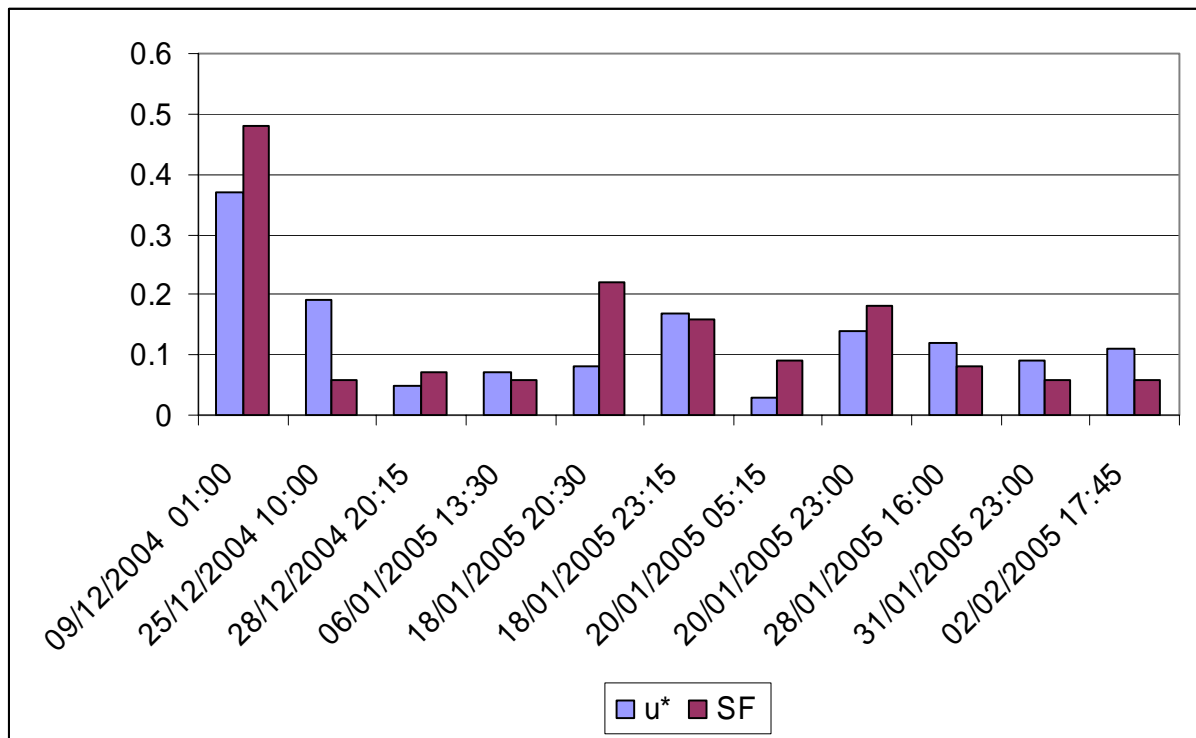


Figure 4.49 : Intensité de la fluctuation de  $u^*$  et de  $\sigma_s U_F$  pour 11 épisodes de transport

Dans la plupart des cas, on remarque que l'intensité des fluctuations de deux séries est du même ordre de grandeur. Dans le cas contraire, il n'est pas évident de distinguer une tendance forte donnant un poids prépondérant à l'un ou l'autre des paramètres. En d'autres termes, les variations de  $u^*$  semble affecter le transport de neige avec un poids équivalent à celui que peuvent avoir les fluctuations de  $\sigma_s U_F$ .

#### 4.3.2 Relation entre le produit $\sigma_s^* U_F$ et la vitesse de frottement $u^*$

Comme on l'a vu précédemment, le type de particule joue un rôle fondamental dans le phénomène de transport éolien : il intervient entre autres dans le produit  $\sigma_s U_F$  qui apparaît en exposant dans l'équation qui gouverne la diffusion turbulente (équation 1.43) et on retrouve son influence dans les mesures. Par conséquent, il est utile de pouvoir disposer d'une estimation de bonne qualité de  $\sigma_s U_F$  afin de l'implémenter comme paramètre d'entrée dans un modèle numérique. A cette fin, un paramétrage de  $\sigma_s U_F$  en fonction de  $u^*$  a été envisagé par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) à partir de données collectées en Antarctique par Radok.

Un tel paramétrage peut être envisagé pour la raison suivante : l'augmentation de  $u^*$  (à  $u_{*t}$  supposé constant) caractérise une augmentation de l'énergie cinétique disponible et donc l'éventualité de déplacer des particules plus grosses dont la vitesse de chute  $U_F$  sera de ce fait plus élevée (la vitesse de chute étant en effet reliée au diamètre des grains comme précisé au §1.46, Chapitre I). Contrairement au paragraphe précédent, les variables  $u^*$  et  $\sigma_s U_F$  ne sont plus considérées comme indépendantes mais nous allons tenter de décrire la distribution de la série des  $\sigma_s U_F$  à partir de la variable explicative  $u^*$ .

Dans la suite, le produit  $\sigma_S U_F$  a été calculé à partir des profils de concentration obtenus à partir des mesures corrigées du FlowCapt. Comme il a été dit plus haut, le type de particule est indifférent. Seuls les épisodes perturbés par des chutes de neige ont donc été écartés. Sur les graphiques qui suivent SF représente le produit  $\sigma_S U_F$ .

Ici, deux modèles du premier ordre seront envisagés : le premier se fonde sur une relation affine comparable à celle employée par Naaim-Bouvet et Naaim (2002), le second sur une relation purement linéaire. En effet, par vent insuffisant l'absence de transport conduit à un produit  $\sigma_S U_F$  nul. De ce fait, si la relation envisagée traduisait réellement un phénomène physique, en représentant  $\sigma_S U_F$  en fonction de  $u_*$ , la droite traversant le nuage de point devrait couper l'axe des abscisses en une valeur proche de  $u_{*t}$ . Or une interprétation de ce type du modèle de Naaim-Bouvet et Naaim ou de la relation affine déterminée à partir des données du col du Lac Blanc (figure 4.50) conduit à une vitesse seuil d'arrachement négative. En conséquence, on trouve pour un vent nul une valeur non nulle pour  $\sigma_S U_F$ . Forcer le modèle à passer par l'origine du graphique permet donc à la modélisation de gagner en cohérence.

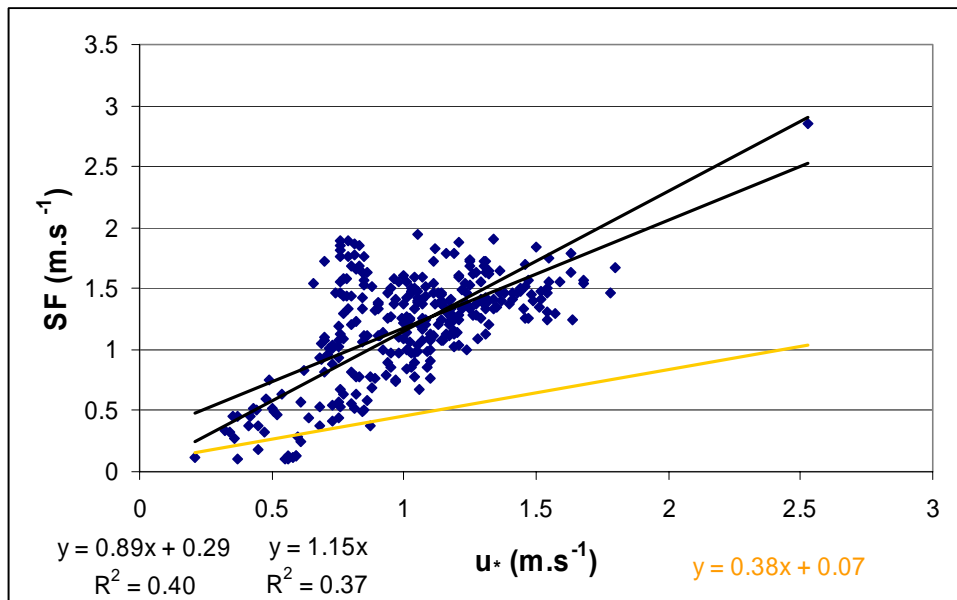


Figure 4.50 : Relation entre  $\sigma_S U_F$  et  $u_*$  obtenue avec les données de la saison 2004/2005 pour les journées de transport sans chute de neige. Les modèles du premier ordre envisagés (courbes noires) sont comparés à celui proposé par Naaim-Bouvet et Naaim, 2002 (courbe orange).

Le nuage de points représentant  $\sigma_S U_F$  en fonction de  $u_*$  est assez dispersé autour des droites d'équation  $y = 0.89x + 0.29$  ou  $y = 1.15x$  comme en témoignent les faibles valeurs prises par les coefficients de détermination  $R^2$  associés (0.40 et 0.37 respectivement). Ces dernières sont beaucoup plus faibles que celles obtenues par Naaim-Bouvet et Naaim (0.76). On remarque également que les coefficients directeurs des droites obtenues sont deux fois plus élevés que celui déterminé à partir des données d'Antarctique. Cela dit, malgré la mauvaise corrélation entre les mesures et le modèle, ce dernier reproduit assez convenablement la distribution statistique des points pour les hautes valeurs de  $\sigma_S U_F$  comme le prouve la représentation quantile-quantile (souvent appelée QQ-plot) de la figure 4.51. On rappelle que cette dernière s'obtient en reclassant par ordre croissant les données de chacune des deux séries à comparer. La série reclassée des  $\sigma_S U_F$  (SF) a donc été tracée en fonction de la série reclassée des  $1.15 \cdot u_*$  baptisée « modèle ».

La figure 4.51 montre clairement qu'au sein de la distribution statistique, un tel modèle conduit à une légère surestimation des fortes valeurs du produit  $\sigma_S U_F$  alors que les faibles valeurs sont sous-estimées de beaucoup. A titre d'indication, la moyenne et la médiane de la série des  $\sigma_S U_F$  ont été respectivement représentées par une flèche orange et une flèche rouge. Toutes les valeurs au-delà de la moyenne s'alignent assez bien sur une droite de pente 1. Le modèle reproduit donc la distribution des valeurs de  $\sigma_S U_F$  dans plus de la moitié des cas.

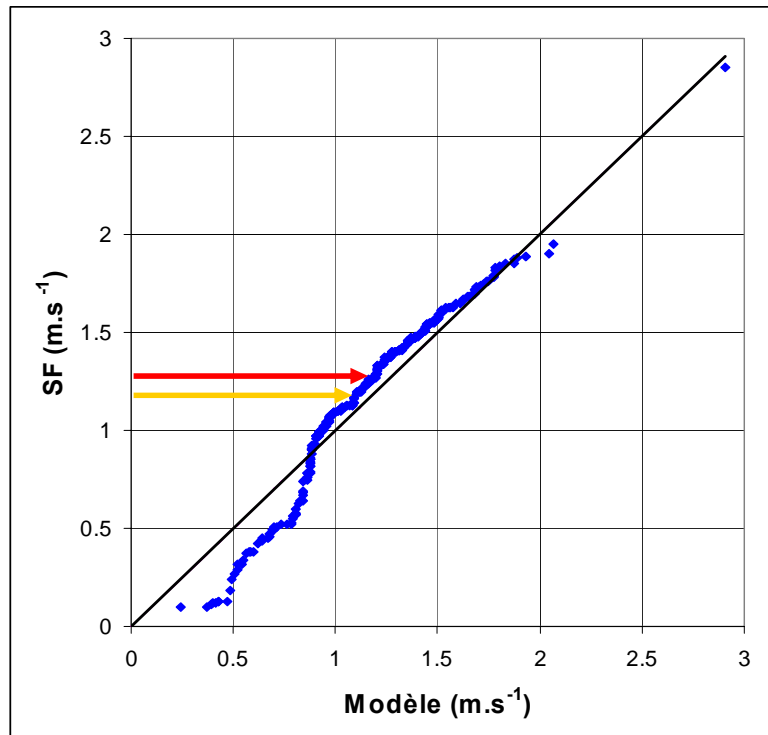


Figure 4.51 : Représentation quantile-quantile de  $\sigma_S U_F$  en fonction du modèle linéaire fondé sur  $u^*$ . Les flèches orange et rouge représentent respectivement la moyenne (1.20) et la médiane (1.27) de la série des  $\sigma_S U_F$ .

Le même traitement a été appliqué aux données correspondant aux profils les mieux décrits par la loi puissance de la relation 1.43. En d'autres termes, une fois la régression multilinéaire appliquée sur le logarithme des données, seuls les profils de p-valeur inférieure ou égale à 0.005 ont été retenus.

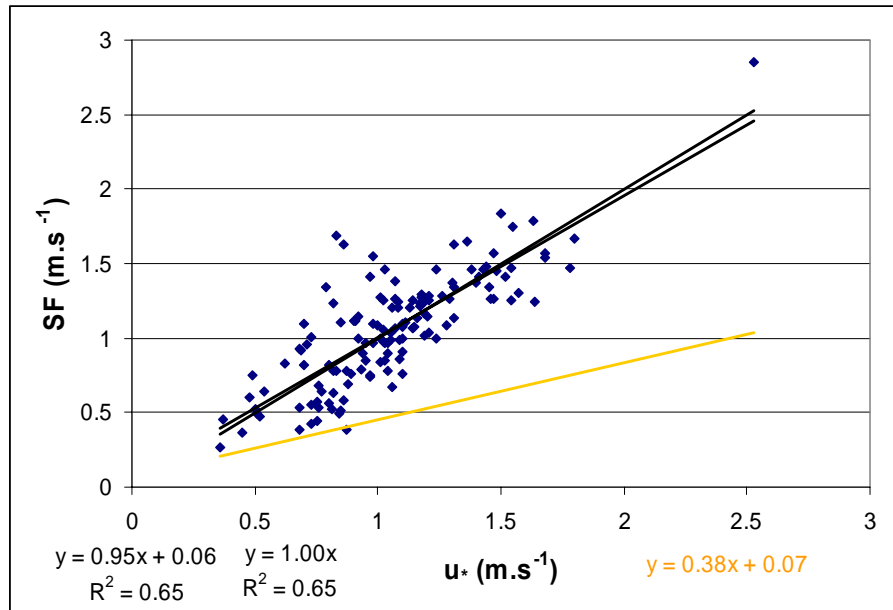


Figure 4.52 : Relation entre  $\sigma_S U_F$  et  $u^*$  avec les profils de  $p$ -valeur inférieure à 0.005.

Cette nouvelle sélection réduit beaucoup la dispersion des données autour des modèles comme le montre la figure 4.52. Les coefficients de détermination sont plus élevés même s'ils demeurent plus faibles que celui obtenu par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) qui s'élève à 0.76. De même, la pente des modèles est ici beaucoup plus forte que celle publiée par les auteurs (0.95 ou 1.00 au lieu de 0.38). En outre, hormis la légère sous-estimation des faibles valeurs de  $\sigma_S U_F$  la représentation quantile-quantile montre cette fois que le modèle décrit la distribution statistique des données de manière satisfaisante.

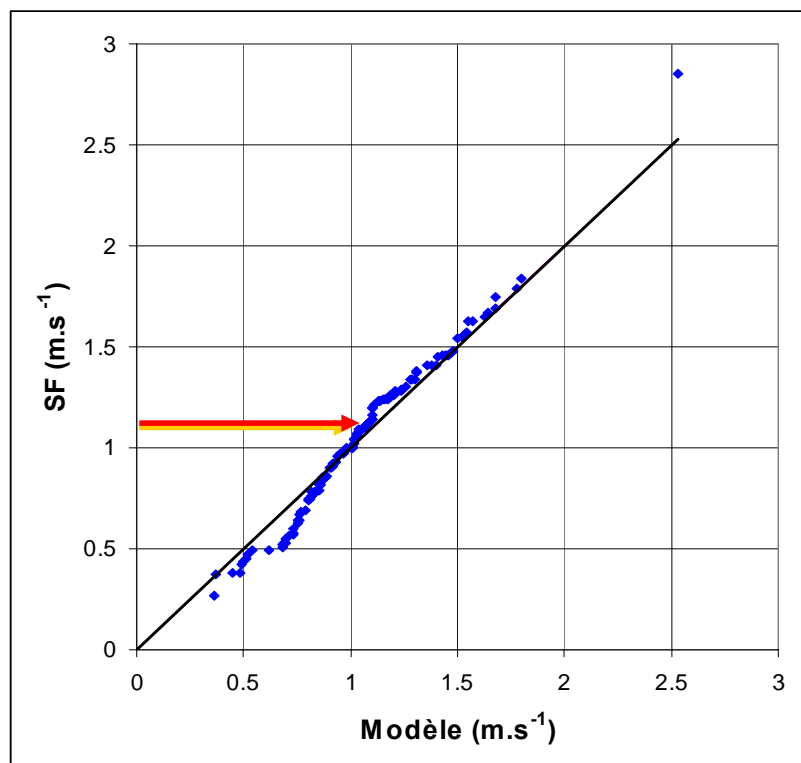


Figure 4.53 : Représentation quantile-quantile de  $\sigma_S U_F$  en fonction du modèle

Sur la figure 4.53, le « modèle » est déterminé par l'équation  $y = x$  conformément aux résultats présentés sur la figure 4.52. Les flèches orange et rouge représentent respectivement la moyenne (1.06) et la médiane (1.08) de la série des  $\sigma_s U_F$ .

Néanmoins, il est envisageable que le paramétrage du produit  $\sigma_s U_F$  par  $u_*$  dépende du type de grains. En effet, l'argument physique qui permet le rapprochement entre les deux grandeurs se fonde uniquement sur le diamètre des particules ce qui n'est pas nécessairement suffisant pour décrire l'ensemble des effets aérodynamiques liés à la forme de la particule. L'étude ci-dessus a donc été menée avec les épisodes de transport de grains fins précédemment sélectionnés (épisodes des 25 décembre, 06 janvier, 19 au 21 janvier, 3 février). Les résultats apparaissent sur les figures 4.54 à 4.56.

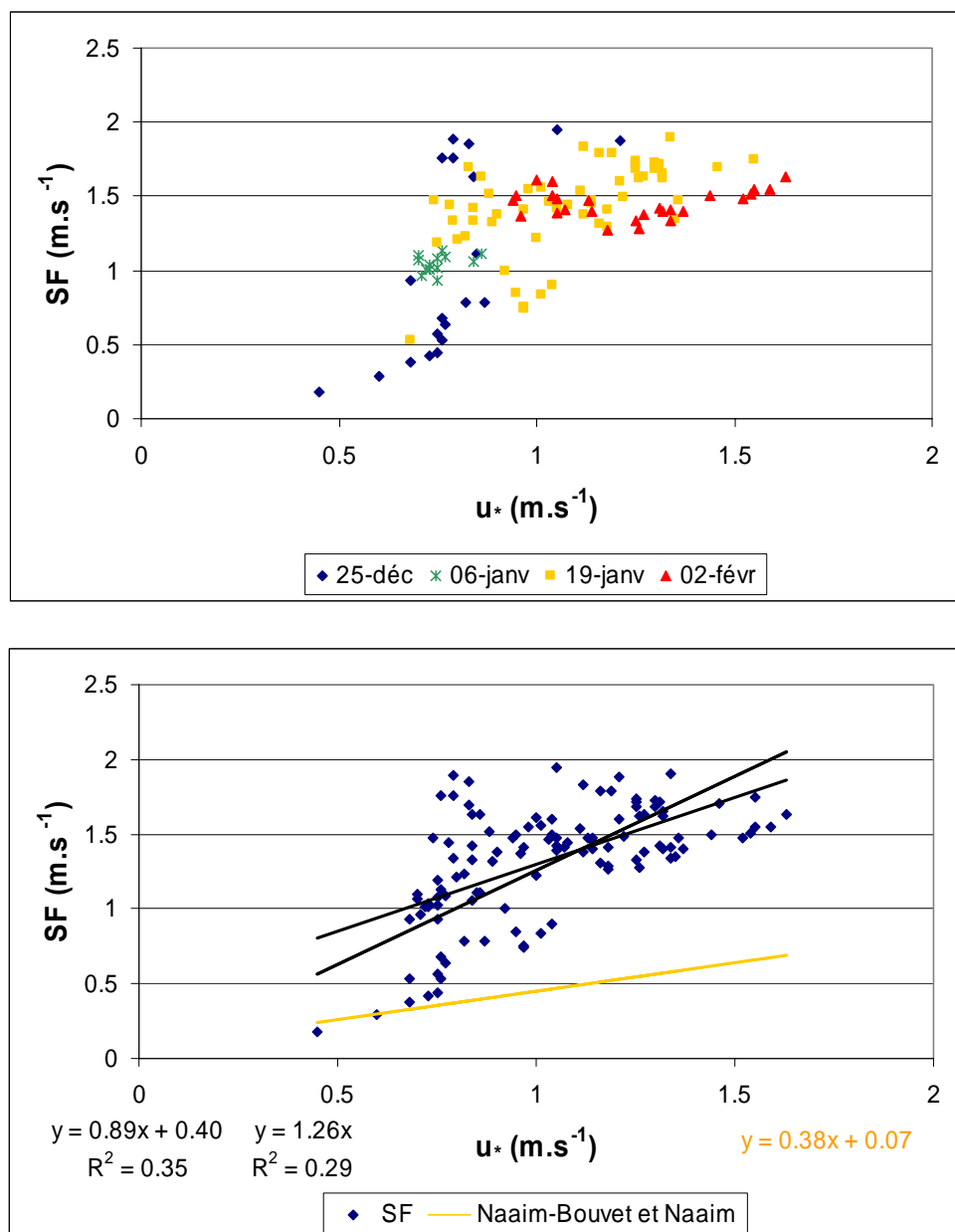


Figure 4.54 a et b : Valeur du produit  $\sigma_s U_F$  en fonction de  $u_*$  pour l'ensemble des épisodes de transport de grains fins sans chute de neige

Comme en témoigne le coefficient de détermination  $R^2$ , la dispersion des points est ici plus forte que ce qui avait été obtenu avec les données concernant indifféremment tous les types de neige. L'ordre de grandeur des pentes des droites reste inchangé. Le traitement individuel des épisodes n'apporte aucune amélioration. La représentation quantile-quantile de la figure 4.54 montre que le modèle décrit très mal la distribution des valeurs de  $\sigma_s U_F$ .

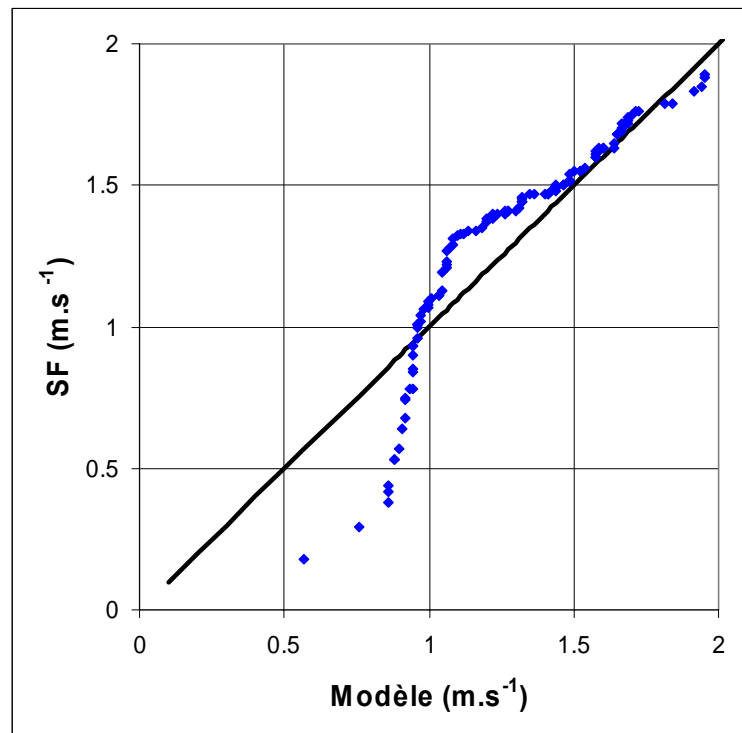


Figure 4.55 : Représentation quantile-quantile du produit  $\sigma_s U_F$  en fonction du modèle linéaire d'écrit par  $1.26 u_*$ .

Contrairement au comportement observé avec l'ensemble des données, la sélection des profils de p-valeur inférieure ou égale à 0.005 augmente encore la dispersion des points (figure 4.54). Le coefficient de détermination tombe à 0.30. Le paramétrage envisagé ne permet donc pas de décrire l'évolution du produit  $\sigma_s U_F$  d'un seul type de grain en fonction de la vitesse de frottement  $u_*$ .



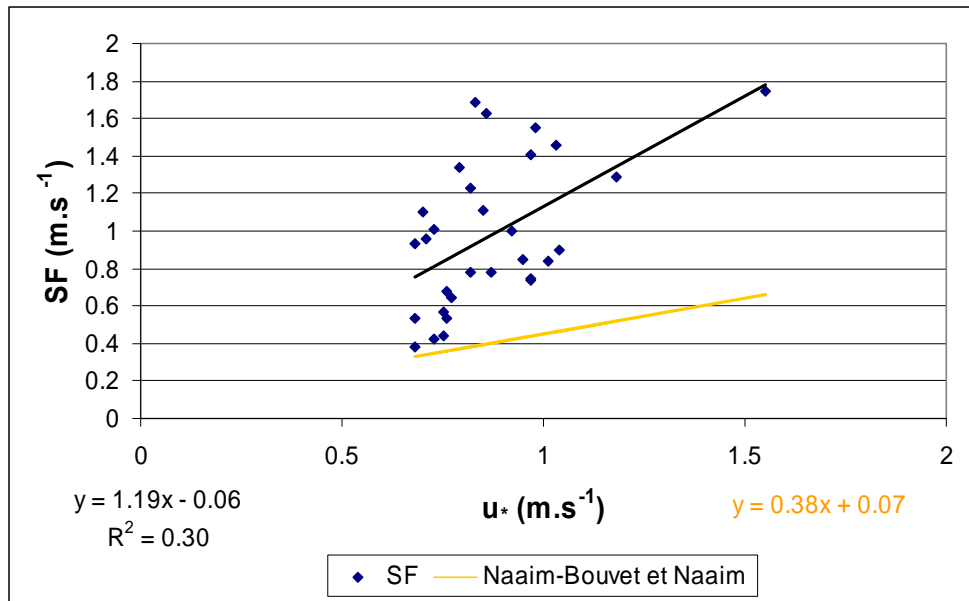


Figure 4.56 : Valeur du produit  $\sigma_s U_F$  en fonction de  $u^*$  lors des épisodes de transport de grains fins sans chute de neige – Sélection des profils de p-valeur inférieure ou égal à 0.005.

En conclusion, on rappellera ici qu'un modèle linéaire reliant le produit  $\sigma_s U_F$  à  $u^*$  n'a pas nécessairement les qualités prédictives requises pour simuler un événement. En effet, la grande dispersion des points de mesure autour de la droite de régression qui apparaît aux figures 4.52, 4.54 et 4.56 doit inviter à la plus grande prudence. En revanche, un tel modèle peut décrire la distribution générale des  $\sigma_s U_F$  à l'échelle d'une saison comme invite à le penser la bonne qualité de certaines représentation quantile – quantile (figures 4.51, 4.53). On notera que ce procédé semble d'autant plus efficace qu'on traite une grande variété de grains : il s'est avéré moins probant pour une qualité de neige donnée (figure 4.55).

#### 4.3.3 Evolution temporelle de $u^*_t$ au cours de la saison

Enfin l'évolution des paramètres  $u^*_t$  et  $\sigma_s U_F$  a été observée au cours de l'année. Sur la figure 4.57, les rectangles bleus indiquent les périodes affectées par des chutes de neige. Comme on peut le constater, ces dernières amènent systématiquement des faibles valeurs de la vitesse seuil d'arrachement. Hormis l'épisode du 09 décembre et deux valeurs nulles probablement dues à des anomalies, toutes les valeurs en-deçà de 0.5 sont survenues pendant ou juste après des chutes de neige.

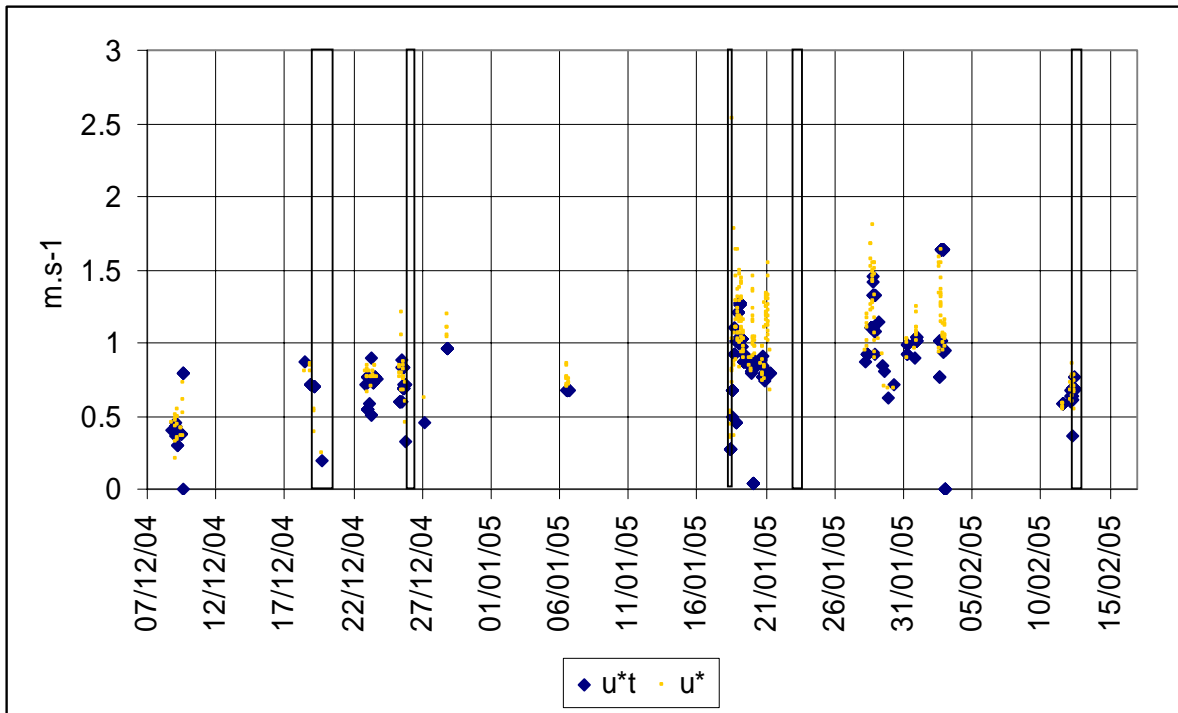


Figure 4.57 : Evolution de la vitesse seuil d'arrachement  $u_{*t}$  au cours du temps

## IV.4 Conclusion partielle

Les enregistrements de l'anémomètre sonique montrent que la présence du relief semble davantage contraindre la direction et la vitesse moyenne de l'écoulement que sa distribution de vitesse. A ce titre, les différents indicateurs mentionnés dans l'étude bibliographique (voir chapitre 1, §1.33 et §1.34) ont été utilisés sur des bases de temps couvrant un peu moins d'une décade en fréquence. L'enregistrement réalisé sur une durée d'un mois ne permet pas de distinguer des régimes éoliens suffisamment marqués pour que la définition du coefficient de rafale ait besoin d'être adaptée (pour un exemple du cas contraire, voir Choi et Hidayat, 2002). En revanche, les approches qui définissent la vitesse maximum sur l'intervalle à partir d'un échantillon unique posent la question de la représentativité de ce dernier. Elles permettent indéniablement une étude plus exacte des valeurs extrêmes mais elles sont plus sensibles aux incertitudes liées à la mesure. En outre, les méthodes à coefficient de rafale ne renseignent que sur une fréquence d'instabilité donnée, cette dernière étant caractérisée par la fréquence d'échantillonnage dans le cas de la méthode retenue par Michaux (2003) ou par 1/3 Hz dans le cas de la définition donnée par la norme CEN ENV 1991-2-4. En d'autres termes, pour un temps Lagrangien  $T_L$  fixé, ces méthodes ne permettent de traiter qu'une seule valeur du rapport  $\tau/T_L$ . Afin d'élargir cette perspective, la distribution de vitesse a été étudiée de manière statistique en suivant une méthode développée par Boettscher *et al.* (2003). Une fois encore, aucun accident particulier de la distribution de vitesse lié à l'influence du relief n'a pu être mis en évidence. Cet ensemble de constatations expérimentales tend à prouver que le site est avant tout parcouru par des vents forts et réguliers que par des écoulements instables.

Les résultats bruts des mesures automatiques de flux ont été comparés aux résultats corrigés selon la méthode présentée au chapitre 3 (§3.3.7 et §3.3.8) ainsi qu'à l'estimation réalisée selon les propositions de Pomeroy et Gray (1990) telles qu'elles sont implémentées dans le modèle NEMO. Cette dernière nécessite d'estimer la valeur d'un paramètre supplémentaire déjà utilisé par Owen (1964) et baptisé la vitesse seuil d'arrachement ( $u_{*t}$ ). Ce dernier s'avère difficilement accessible par la mesure et la méthode retenue pour déterminer  $u_{*t}$  dans cette étude peut être discutée. Néanmoins, les résultats ainsi obtenus tendent à prouver que l'approche de Pomeroy et Gray (1990) peut conduire à une bonne estimation de la concentration de neige transportée à condition de l'alimenter avec des valeurs de  $u_{*t}$  et du produit  $\sigma_s U_F$  suffisamment précises. En effet, il a été montré que l'incertitude susceptible d'affecter les valeurs de  $u_{*t}$  pouvait influencer l'estimation de manière conséquente même si dans la plupart des cas, le terme lié au produit  $\sigma_s U_F$  et à l'altitude  $z$  apporte la plus grande contribution à la valeur de la concentration.

D'autre part sur un site peu soumis aux instabilités du régime éolien, les fluctuations du produit  $\sigma_s U_F$  sont susceptibles d'influencer le transport au moins autant que la distribution de vitesse de frottement et ce quelque soit l'échelle de temps considérée. Ce paramètre apparaît donc essentiel à la fois pour prendre en compte l'importance du type de neige et pour caler le modèle proposé par Pomeroy et Gray (1990). Pour répondre au besoin de paramétrage du produit du nombre de Schmidt turbulent par la vitesse de chute, un modèle du premier ordre fondé sur la vitesse de frottement proposé par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) a été envisagé. Malgré la grande dispersion des points, il est envisageable de trouver une relation purement linéaire capable de reproduire la distribution des  $\sigma_s U_F$  en particulier si l'on se limite aux cas où le profil est représentatif du profil moyen attendu par la théorie de la dispersion atmosphérique. Néanmoins, si un modèle de ce type est capable de donner une bonne représentation de la distribution statistique des  $\sigma_s U_F$  à l'échelle de la saison, il ne peut être

utilisé dans un but prédictif. En effet, un tel paramétrage s'avère de mauvaise qualité pour reproduire un événement donné. Il pourra en revanche être utilisé pour des études saisonnières dans lesquelles la restitution de la distribution statistique globale des paramètres du transport prime sur la reproduction d'un épisode particulier. En outre, un tel modèle pourrait être influencé par le caractère spécifique du site. A ce titre, la pente du modèle retenu est beaucoup plus élevée que celle obtenue par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) avec les données collectées en Antarctique par Radok.

Cela dit, la qualité des mesures de flux réalisées avec le driftomètre reste incertaine et des campagnes de mesures filets supplémentaires demeurent nécessaires afin de valider les courbes d'étalonnage proposées au chapitre III. D'une part, une gamme de correction plus complète doit être proposée pour prendre en compte la diversité des types de neige rencontrés. D'autre part, la formulation proposée doit pouvoir être améliorée pour traiter de manière spécifique les deux zones de transport (la couche de saltation et la couche de diffusion).

# Conclusions

*Flocons,  
Bévues sans conséquences de la lumière.  
L'une suit l'autre et d'autres encore, comme si  
comprendre ne comptait plus, rire davantage.*

*Yves Bonnefoy*



## V Conclusions

Le transport de neige par le vent est à l'origine de nuisances dans différents secteurs économiques comme celui des transports ou celui du tourisme. A ce titre, au cours de ces travaux, différentes études ont été commandées à l'Unité de Recherche ETNA du Cemagref pour choisir et positionner des ouvrages de protection autour de bâtiment (comme le nouveau refuge du Goûter) ou le long d'axes routiers importants (comme l'A75). Cependant, pour mener à bien ce type de missions, les outils de modélisation sont rares et le plus souvent assez peu adaptés à une utilisation opérationnelle. Une étude de protection d'infrastructure nécessite donc des campagnes de mesures de terrain sur de longues périodes et de fréquents déplacements. Outre les délais importants qui en résultent, il demeure difficile d'extrapoler l'ensemble des situations météorologiques susceptibles d'occasionner des congères conséquentes à partir d'enregistrements collectés sur une seule année. A ce titre, un outil opérationnel de modélisation numérique du transport de neige doit être capable de tester des scénarii pour lesquels les données sont manquantes ou les conséquences d'événements exceptionnels. Il serait donc susceptible d'apporter un gain de temps et de qualité aux études menées dans ce domaine. Mais la réalisation d'un tel outil dépend avant tout des possibilités offertes par les connaissances des processus physiques lesquelles demeurent parfois lacunaires sur certaines questions spécifiques.

A ce titre, les instabilités du flux de particules dans un écoulement naturel posent un certain nombre de difficultés qui limitent les capacités de modélisation à la fois physique et numérique du transport de neige par le vent. D'une part, la non-linéarité des équations de Navier-Stokes induite par la turbulence nécessite de trouver un modèle de fermeture adapté compte tenu de la présence des particules au sein du fluide porteur et de leur influence sur l'écoulement. Des investigations sur les fluctuations du transport en régime permanent ont permis de poser les premiers éléments de réflexion dans cette voie (Chapitre II). D'autre part, l'influence de certains paramètres du transport est encore mal connue. De ce fait, la prise en compte de ces derniers dans les modèles numériques est le plus souvent extrêmement sommaire. A titre d'exemple, la vitesse de chute des particules ou le nombre de Schmidt turbulent sont fréquemment considérées comme des constantes. La pertinence de tels choix de paramétrage, leur réalisme pour décrire une situation susceptible d'être fortement influencée par la topographie locale et les conditions nivo-météorologiques a donc été discutée et les résultats exposés au chapitre IV et rappelés dans la section V.4 démontre la nécessité d'intensifier les efforts dans cette direction.

Dans ce contexte, les enjeux du travail réalisé ont été de renforcer les connaissances sur le comportement du flux solide en régime permanent. En outre, il s'est avéré nécessaire d'apporter de nouveaux éléments et de nouveaux outils pour traiter les données de terrain d'une part et de mesurer plus précisément l'influence et les variations de paramètres mal connus comme la vitesse seuil d'arrachement, le nombre de Schmidt turbulent ou la vitesse de chute dans les formulations les plus couramment utilisées par les modèles numériques.

### V.1 Apports de l'étude bibliographique

La partie bibliographique de ce travail a permis d'acquérir de nouvelles connaissances et de nouvelles méthodologies pour traiter les écoulements naturels et qualifier leurs instabilités. Ainsi, les méthodes à coefficients de rafale précédemment utilisées dans des études similaires

au sein du laboratoire (Michaux, 2003) ont été analysées. La discussion a permis d'aboutir à un changement de définition du coefficient de rafale. En outre, des méthodes plus sophistiquées ont été décrites (méthodes spectrales...). Parmi elles, une méthode statistique (Boettscher *et al.*, 2003) qui s'inscrivait logiquement dans la continuité des travaux de Michaux (2003) a été employée (voir chapitre IV). Le calcul et l'analyse du spectre d'énergie cinétique sur le site du col du Lac Blanc constituera un nouveau prolongement des travaux réalisés ici. Afin de préparer cette étape, les connaissances nécessaires à la mise en œuvre des outils spécifiques ont été rassemblées dans ce document. A ce titre, des rappels conséquents sur les effets de la stratification thermique de l'atmosphère et sur la théorie de Monin-Obukhov ont été rédigés (voir aussi Garrat, 1992).

L'étude bibliographique a également été l'occasion d'une réflexion sur les échelles de temps pertinentes pour décrire à la fois l'écoulement (échelle intégrale, temps caractéristique de production ou de destruction de la turbulence, temps caractéristique d'une rafale, etc.) et le transport (temps de saltation, temps d'obtention de la saturation, temps de métamorphose...). Cette analyse a permis de limiter le champ d'investigation du travail réalisé et de dessiner les prochaines plages de fréquence à explorer.

A un autre niveau, les modèles numériques de transport de particules rencontrent des difficultés variées en fonction de leur domaine d'application. Ainsi, les choix de modélisation de la fonction « splash » influencent beaucoup les outils qui se restreignent à la couche de saltation en calculant explicitement chaque trajectoire. Les modèles qui traitent l'ensemble du transport se heurtent quand à eux à des difficultés de paramétrage du transport, que ce soit dans la couche de saltation où la prédiction se fait le plus souvent par l'intermédiaire de formulations semi-empiriques (Pomeroy et Gray, 1990) ou dans la couche de diffusion où de nombreux paramètres demeurent difficilement accessibles. A ce titre, les interactions entre les particules de neige et l'écoulement ont pu être en partie étudiées, à la fois en soufflerie (Nemoto et Nishimura, 2001) et numériquement (Bintanja, 1998). Dans ce dernier cas, les méthodes de calcul mises en œuvre se fondent sur des hypothèses difficilement transposables à un modèle opérationnel de terrain. En effet, le traitement de la couche de diffusion turbulente sous la forme d'un fluide stratifié en densité pose de nombreuses difficultés, en particulier pour rentrer le profil de vitesse de ce dernier comme condition aux limites. En outre, la hauteur de la couche de transport est un paramètre qui apparaît nécessaire au calcul mais qui se révèle rarement mesuré. Pour toutes ces raisons, les différents progrès réalisés dans le domaine du transport de particules par le vent ne suffisent pas à combler les lacunes des modèles orientés vers une utilisation opérationnelle et des efforts de paramétrages sont encore nécessaires. Ce constat a permis d'orienter le travail présenté aux chapitre IV.

Enfin, les travaux effectués sur la réponse du transport à des variations de vitesse (Butterfield, 1998, Meunier, 1999, Spies et al., 2000, Michaux, 2003) ont permis de constituer une première base de travail. L'observation de fluctuations du transport solide en régime permanent décrite par Butterfield (1991, 1998) nous a invité à commencer par des investigations sur ce point (voir Chapitre II).

## **V.2 Apports de l'étude des fluctuations du transport en régime permanent**

L'étude des fluctuations du transport de particules de masse volumique importante (environ mille fois supérieure à celle du fluide porteur) a été l'occasion de mettre en parallèle des mesures d'anémométrie effectuées dans un écoulement non chargé et des mesures de concentration avec différents types de grains (sable, PVC). Ces dernières donnent un ordre de



grandeur acceptable de la concentration malgré l'absence d'étalonnage spécifique. Elles ont également permis de montrer que la loi puissance qui régit le profil de concentration dans la couche de diffusion turbulente peut être prolongée en partie dans la couche de saltation jusqu'à une hauteur seuil qui reste à déterminer. En deçà, l'évolution de la concentration en fonction de la hauteur ne peut plus être régie par ce type de loi. L'approximation par une concentration constante sur l'ensemble de la hauteur de saltation paraît également abusive à la vue des profils moyens.

En outre, le spectre des fluctuations de concentration a été étudié sur la bande 1-250 Hz. A proximité de la paroi, celui-ci fait apparaître un régime spécifique à basse fréquence (i.e. sur la bande 1-10 Hz) séparé du régime haute fréquence par une rupture de pente à une fréquence caractéristique de l'ordre de 5 à 10 Hz. La valeur spécifique de cette concentration doit être considérée avec précaution du fait de l'influence possible du traitement d'image effectué sur les résultats même s'il semble que l'existence et l'ordre de grandeur de la fréquence de transition ne doivent pas être remis en cause.

En observant la réponse de la vitesse d'une particule de densité mille fois supérieure à celle d'un fluide porteur animé d'une vitesse sinusoïdale, il apparaît que les oscillations de la vitesse de la particule sont justement filtrées pour des fréquences de sollicitation supérieures à 10 Hz. Cet ordre de grandeur peut être comparé de manière intéressante à la fréquence de transition déterminée expérimentalement car la longueur de saltation est ici suffisante pour que la dynamique de l'écoulement puisse avoir un impact sur le comportement du transport. Cela dit, le modèle simple utilisé pour parvenir à cette conclusion ne permet pas d'expliquer certaines évolutions, en particulier la disparition du régime basse fréquence aux altitudes plus élevées.

### **V.3 Apports des travaux sur les instruments de mesure pour l'étude *in-situ***

L'étude des instabilités du transport de neige *in-situ* a nécessité l'utilisation d'instruments de mesure spécifiques soumis en permanence à des conditions climatiques rigoureuses. Les premiers résultats qu'ils ont fournis ont suggéré une étude plus approfondie de leur principe de fonctionnement et de leur réponse à diverses sollicitations. Ce travail a permis d'établir une liste de précautions à envisager et éventuellement de corrections à appliquer.

A ce titre, l'anémomètre USA-1 a montré une bonne fiabilité dans les conditions normales d'utilisation. Néanmoins, l'influence du passage de fortes concentrations solides dans la zone de mesure a été mise en évidence. Les données enregistrées dans ces circonstances n'ont pas pu être interprétées avec certitude même si des pistes ont été envisagées et testées avec un modèle de propagation d'ondes acoustiques en milieu poreux. Ces résultats se sont joints à ceux de l'étude bibliographique (Kaimal, 1986, Cuerva et Sanz-Andrés, 2000) pour renoncer à l'utilisation de l'anémomètre dans des zones de transport intense comme la couche de saltation ou la soufflerie diphasique.

En ce qui concerne les mesures de flux, les données enregistrées au col du Lac Blanc au cours des saisons 2003-2004 et 2004-2005 et les campagnes de mesures spécifiques réalisées au laboratoire et en soufflerie ont mis en évidence le rôle de la nature et de la vitesse des particules dans le procédé de mesure du driftomètre FlowCapt. Ainsi, les hypothèses de fonctionnement proposées par le constructeur ne se sont pas trouvées vérifiées. Une nouvelle formulation a donc été proposée et des courbes d'étalonnage spécifiques au sable, au GM40 et aux grains fins ont été établies. L'ensemble de la démarche repose sur une analyse statistique

des enregistrements de l'hiver 2004-2005. La seule hypothèse physique requise est l'égalité entre la vitesse des particules et la vitesse du fluide pour chaque hauteur envisagée. Cette hypothèse se trouve relativement bien vérifiée hors de la zone de saltation, c'est à dire dans la majeure partie de la zone où les mesures du FlowCapt sont effectuées.

La correction apportée aux mesures de l'hiver 2004-2005 ont permis d'étudier quantitativement les profils de concentration enregistrés pendant des épisodes de transport de grains fins (trois épisodes) ainsi que certains paramètres critiques et difficilement accessibles comme le produit du nombre de Schmidt turbulent par la vitesse de chute. Par nature de la correction imposée, la mesure de ce dernier n'était pas affectée par le type de grain et son étude a pu être menée pour tous les épisodes sans chute de neige.

#### **V.4 Apports de l'étude du transport de neige *in-situ***

L'étude de l'écoulement et du transport de neige *in-situ* a été envisagée à deux échelles de temps distinctes : à l'échelle du « pas de temps météo » utilisé pour la prise en compte des variations du vent (un quart d'heure) et à l'échelle de la saison pour vérifier si certains paramétrages permettaient sinon la prévision opérationnelle, du moins la représentation de la distribution statistique des données.

Aux courtes échelles de temps (représentatives de l'épisode par exemple), il est apparu que la topographie du site du col du Lac Blanc influençait fortement la direction et la vitesse moyenne de l'écoulement mais assez peu sa distribution de vitesse. En d'autres termes, le site s'est montré sujet à des vents soutenus voire violents mais réguliers. L'analyse statistique menée selon le modèle présenté par Boettcher *et al.* (2003) n'a pas permis de mettre en évidence des différences notables avec le régime éolien d'un site de bord de mer. En outre, les vents les plus perturbés par la présence du relief se sont avérés rares, toujours de faible intensité, et le plus souvent de secteur Est où se trouvent les obstacles les plus importants, à savoir, le massif des Grandes Rousses.

A cette même échelle de temps (de l'ordre du quart d'heure), la modélisation du transport de neige par la formulation semi-empirique de Pomeroy et Gray (1990) s'est montrée efficace à condition de pouvoir l'alimenter avec des estimations précises de paramètres aussi difficilement mesurables que la vitesse seuil d'arrachement ou le produit du nombre de Schmidt turbulent par la vitesse de chute. Ce point demeure donc problématique pour une utilisation de la formulation de Pomeroy et Gray (1990) dans un modèle opérationnel. Sur ce point, le paramétrage de  $\sigma_s U_F$  proposé par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) s'est montré peu adapté à la prévision ponctuelle. En revanche il permet de décrire correctement la distribution de  $\sigma_s U_F$  sur l'ensemble de la saison même si le modèle élaboré diffère de celui adapté aux données d'Antarctique (Naaim-Bouvet et Naaim, 2002). En revanche, la variabilité de l'exposant  $\alpha$  qui gouverne l'allure du profil de concentration dans la couche de saltation est autant liée à la fluctuation de la vitesse de frottement  $u_*$ , qu'à la variabilité du produit  $\sigma_s U_F$ , cette dernière étant associée au caractère polydisperse des grains rencontrés au cours d'un même épisode de transport.

Les enjeux de la modélisation sur l'ensemble d'une saison sont quelque peu différents et l'on s'intéressera plutôt à reproduire le comportement général du transport. A cette échelle, il apparaît que la variabilité du terme intégrant le comportement aérodynamique de l'écoulement  $\sigma_s U_F$  demeure du même ordre de grandeur que la variabilité de la vitesse de frottement  $u_*$  et ce même si on se limite à des épisodes ne mettant en jeu qu'un seul type de

particules. C'est du moins ce que montre l'estimation réalisée avec les épisodes de transport de grains fins. En outre, comme il a été dit plus haut, la représentation de la distribution des  $\sigma_s U_F$  à l'aide de la variable explicative  $u^*$  selon la méthode proposée par Naaim-Bouvet et Naaim (2002) est pertinente à l'échelle de la saison. Un paramétrage de ce type ne sera donc pas performant au sein d'une chaîne de prévision météorologique mais son implémentation pourra être envisagée dans un modèle destiné au dimensionnement d'ouvrages pare-vent.



# Perspectives

*Mots*

*En avant de moi*

*La blancheur de l'inconnu  
où je les place*

*est*

*amicale*

*André Du Bouchet*



## VI Perspectives

Ce travail s'inscrit dans la perspective du développement d'outils spécifiques à la gestion des risques naturels en montagne. Il trouve sa place dans les études spécifiques menées depuis plusieurs années par l'U.R. ETNA du Cemagref de Grenoble, en particulier sur des sujets consacrés aux risques liés à la neige, qu'il s'agisse du risque d'avalanche ou des risques liés au transport de neige par le vent. A ce titre, la contribution qui vient d'être apportée a permis d'aboutir à un certain nombre de conclusions mais aussi à la mise en lumière de nouvelles questions qui intéresseront les futures recherches dans ce domaine.

### VI.1 Perspectives générales

L'étude des instabilités du transport de neige en régime permanent a montré à quel point l'interface entre la couche de saltation et la couche de diffusion turbulente était le siège de comportements encore mal compris et mal décrits par les modèles disponibles. A ce titre, il sera intéressant de discerner plus précisément jusqu'où les lois qui régissent la couche de diffusion turbulente peuvent être utilisées à proximité de la paroi. En parallèle, une meilleure définition de la zone du transport où les fluctuations de concentrations sont vraiment dominées par les effets dynamique du fluide s'avère nécessaire. De tels travaux seront complémentaires des études spécifiques à la fonction splash et au transport à proximité du lit réalisées par ailleurs. Des résultats de cette nature concernent à la fois directement les essais en soufflerie et les mesures *in-situ*.

En complément de tels résultats, la modélisation des paramètres qui régissent le transport de manière « macroscopique » paraissent devoir constituer les prochains objectifs à atteindre. Un complément d'instrumentation a déjà été effectué dans ce sens avec l'achat de capteurs complémentaires à ceux qui étaient disponibles pour les recherches présentées ici. Le développement ou l'adaptation de nouvelles techniques de mesures à la neige et la conjugaison des techniques expérimentales promettent de nouvelles avancées dans ce domaine.

### VI.2 Perspectives particulières aux différentes phases de l'étude

#### 6.2.1 Etude des fluctuations de transport en laboratoire

L'étude des fluctuations de concentration en régime permanent pourra être avantageusement complétée en s'attachant aux plages de fréquences moins élevées et elle pourra se doubler d'études à vitesse variable sur des échelles de temps pertinentes. En outre, le développement de techniques expérimentales capables de mesurer simultanément les fluctuations de concentrations, la vitesse des particules et la vitesse de l'air, en particulier grâce au traitement d'images, paraît être hautement souhaitable afin de poursuivre dans l'orientation proposée au cours de ce travail.

Certaines améliorations peuvent d'ores et déjà être envisagées avec les opportunités offertes par les grands projets sur lesquels le Cemagref a su se positionner (Hall d'essai RNVO... ). A ce titre, des installations permettant une meilleure maîtrise des conditions d'éclairage laser ou des conditions de température de la veine permettront des gains

considérables dans la qualité des mesures qu'elles soient effectuées par traitement d'images ou par fils chauds.

### *6.2.2 Etude de l'instrumentation de terrain et des fluctuations de transport in-situ*

Avant toute chose, la maîtrise des procédés de mesure doit être acquise afin de confirmer les tendances mises en évidence au cours de cette thèse. A cette fin, un complément d'instrumentation et la poursuite du travail effectué avec les méthodes développées au cours de ces travaux semblent nécessaires. Enfin, une étude spectrale de l'écoulement et un traitement statistique des paramètres des profils de concentration classées par type de particules devraient conduire à de nombreux résultats que j'aurais souhaité pouvoir évoquer ici mais qu'il appartiendra aux futurs doctorants d'apporter.



# Bibliographie

## Références générales

Bagnold, R.A., 1941. The physics of blown sand and desert dunes. Methuen, London, 265 pp.

Bailly C., Comte-Bellot G., 2000, Turbulence, Cours de troisième année de l'Ecole Centrale de Lyon. Ecole Centrale de Lyon & UMR CNRS 5509.

Coles, D., 1956. The law of the wake in the turbulent boundary layer. Journal of Fluid Mechanics, 1, 191-256.

Garratt, J. R., 1992. The atmospheric boundary layer. Cambridge University Press. 316p.

Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Coté, O.R., 1972. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 98, 563-589.

Naaim-Bouvet, F., Naaim, M., 2002. Transport éolien de la neige – Processus physiques et modélisations. Coll. études, équipements pour l'eau et l'environnement vol. 25. Cemagref éditions 392pp.

Nieuwstadt, F.T.M., Duynkerke, P.G., 1996. Turbulence in the atmospheric boundary layer. Atmospheric Research, 40, 111-142.

Owen, P.R., 1964. Saltation of uniform grains in air. Journal of Fluid Mechanics, 20, 225-242.

## Neige

Brun E., David P., Sudul M., Brunot G., 1992. A numerical model to simulate snowcover stratigraphy for operational avalanche forecasting, J. of Glaciol., Vol 38, N°128, p 13-22.

Brzoska J.B., 2004. Métamorphoses de la neige, cours de D.E.A. de l'école doctorale TUE, Université Joseph Fourier, Grenoble.

Colbeck, S.C., 1983. Theory of Metamorphism of Dry Snow. Journal of Geophysical Research, vol 88, N° C9, 5475-5482.

Durand, Y., Giraud, G., Mérindol, L., 1998. Short-term numerical forecast used operationally at Météo France over the Alps and Pyrenees. Annals of Glaciology, 26, 357-366.

Durand, Y., Giraud, G., Brun, E., Mérindol, L., Martin, E., 1999. A computer-based system simulating snowpack structures as a tool for regional avalanche forecasting. *Journal of Glaciology*, vol 45. N° 151, 469-484.

Marbouty, D., 1980. An experimental study of Temperature Gradient Metamorphism. *Journal of Glaciology*, vol 26, N° 94, 303-312.

Pahaut, E., Sergent, C., 1991. La Neige, Formation et Evolution. Document de formation des pisteurs secouristes 2<sup>ème</sup> degré. CNRM, CEN. Météo France.

Sergent, C., Coléou, C., David, P., 1996. Mesures Nivométéorologiques. Document de formation des pisteurs secouristes 2<sup>ème</sup> degré. CNRM, CEN. Météo France

Sergent, C., 1998. Les Métamorphoses de la neige. *Neige et Avalanches* n°83, septembre 1998. ANENA.

## **Couche Limite Atmosphérique**

Andreas, E.L., Reginald, J.H., Gosz, J.R., Moore, D.I., Otto, W.D., Sarma, A.D., 1998. Statistics of surface-Layer Turbulence over Terrain with metre-scale heterogeneity. *Boundary-Layer Meteorology*, 86, 379-408.

Attié, J.-L., Druilhet, A., Bénech, B., Durand, P., 1999. Turbulence on the lee side of a mountain range: Aircraft observations during PYREX. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1999, 125, 1359-1381.

Bierbooms, W., Dragt, J.B., Cleijne, H., 1999. Verification of the mean shape of extreme gusts. *Wind Energy*, 2, 137-150.

Boettcher, F., Renner, C., Waldl, H.-P., Peinke, J., 2003. On the statistics of wind gusts. *Boundary-Layer Meteorology*, 108, 163-173.

Cadiou, H., 1996. La mesure du vent, sa perturbation par les obstacles. Note technique n°33, Service des équipements et des techniques instrumentales de la Météorologie, Météo France.

CEN ENV 1991-2-4 Basis of Design and Actions on Structures – Part 2-4: Actions on Structures – Wind Actions, European Committee for Standardization, Brussels, 1993.

Choi, E. C. C., Hidayat, F. A., 2002. Gust factors for thunderstorm and non-thunderstorm winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90, 1683-1696.

Gage, K.S., 1979. Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in the meso-scale two dimensional turbulence. *J. Atm. Sci.*, 36, 1950-1954.

Hau, E., 2000. *Windturbines: fundamentals, technologies, application and economics*. Springer, Berlin/New York, 146 pp.

Jungo, P., Goyette, S., Beniston, M., 2002. Daily wind gust speed probabilities over Switzerland according to three types of synoptic circulation. *International Journal of Climatology*, 22, 485-499.

Lindborg, E., 2000. Determining the cascade of passive scalar variance in the lower stratosphere. *Phys. Rev. Letters*, 85, 5663-5666.

Lovejoy, S., Schertzer, D., Stanway, J.D., 2001. Direct evidence of multifractal atmospheric cascades from the planetary scale down to 1 km. *Phys. Rev. Letters*, 86, 5200-5203.

Kristensen, L., Rathmann, O., Hansen, S. O., 2000. Extreme winds in Denmark. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 87, 147-166.

Naess, A., Clausen, P. H., Sandvik, R., 2000. Gust factors for locations downstream of steep mountain ridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 87, 131-146.

Petersen, E. L., Mortensen, N. G., Landberg, L., Højstrup, J., Frank, H.P., 1998. Wind power meteorology. Part 1: climate and turbulence. *Wind Energy*, 1, 2-22.

Treviño, G., Andreas, E.L., 2000. Averaging intervals for spectral analysis of nonstationary turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, 95, 231-247.

Van der Hoven, I., 1957. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *Journal of Meteorology*, 14, 160-164.

Wieringa, J., 1986. Roughness-dependent geographical interpolation of surface wind speed averages. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112, 867-889.

## **Transport éolien de particules**

Anderson, R.S., Haff, P.K., 1988. Simulation of eolian saltation. *Science*, 241, 820-823.

Anderson, R.S., Haff, P.K., 1991. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mechanica (Suppl.)*, 1, 21-51.

Bintanja, R., 1998. The interaction between drifting snow and atmospheric turbulence. *Annals of Glaciology*, 26, 167-173.

Bintanja, R., 2000a. Snowdrift suspension and atmospheric turbulence. Part I: Theoretical background and model description. *Boundary-Layer Meteorology*, 95, 343-368.

Bintanja, R., 2000b. Snowdrift suspension and atmospheric turbulence. Part II: Results of model simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, 95, 369-395.

- Bintanja, R., 2002. A new power-law relation for the vertical distribution of suspended matter. *Boundary-Layer Meteorology*, 104, 305-317.
- Budd, W.F., 1966. The Drifting of nonuniform snow particles. (*In* Rubin, M.J., ed. *Studies in Antarctic meteorology* p59-70. (Antarctic Research Series vol. 9), American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Businger, J.A., 1965. Eddy diffusion and settling speed in blown snow. *Journal of Geophysical Research*, 70, 3307-3313.
- Butterfield, G.R., 1991. Grain transport rates in steady and unsteady turbulent airflows. *Acta Mechanica*, (Suppl.) 1, 97-122
- Butterfield G.R., 1993. *Sand Transport Response to Fluctuating Wind Velocity in Turbulence, Perspectives on Flow and Sediment Transport*. John Wiley, pp305-335.
- Butterfield, G.R. 1998. Transitional behaviour of saltation: wind tunnel observations of unsteady winds. *Journal of Arid Environments*, 39, 377-394.
- Butterfield, G.R., 1999. Near-bed mass flux profiles in aeolian sand transport: High resolution measurements in a wind tunnel. *Earth Surf. Process. Landforms*, 24, 393-412.
- Chamberlain, A.C., 1983, Roughness length of sea, sand and snow. *Boundary-Layer Meteorology*, 25, 405-409.
- Charnock, H., 1955. Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81, 639-640.
- Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2004. Snow transport rate: field measurements at short time scales. *Proceedings of International Snow Science Workshop, Jackson Hole, Wyoming, 19-24 September 2004*, 205-215.
- Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2007a. Etude en soufflerie des fluctuations du transport de particules solides en regime permanent. *Actes du 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007, session S10, contribution 1404*.
- Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2007b. Experimental study of particle concentration fluctuations in a turbulent steady flow. *Ann. Glaciol.*, Submitted.
- Durand, Y., Guyomarc'h, G., Mérindol. L., Corripio, J.G., 2004. 2D numerical modelling of surface wind velocity and associated snowdrift effects over complex mountainous topography. *Ann. Glaciol.*, 38, 59-71.
- Durand, Y., Guyomarc'h, G., Mérindol. L., Corripio, J.G., 2005. Improvements of a numerical snowdrift model and field validation. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 43 (1-2), 93-103.
- Foucault, J.-M., 1994. Etude théorique et expérimentale des phénomènes d'envol et de saltation de particules dans une couche limite turbulente. Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille. N°1347.

- Gallée, H., Guyomarc'h, G., Brun, E., 2001. Impact of snow drift on the Antarctic ice sheet surface mass balance: possible sensitivity to snow-surface properties. *Boundary-Layer Meteorology*, 99, 1-19.
- Guyomarc'h, G., Mérindol, L., 1998. Validation of an application for forecasting blowing snow. *Ann. Glaciol.*, 26, 138-143.
- McElwaine, J.N., Maeno, N., Sugiura, K., 2004. The Splash function for snow from wind-tunnel measurements. *Annals of Glaciology*, 38, 71-78.
- Martinez, H., Naaim, M., 1993. Détermination expérimentale et numérique du profil vertical de concentration dans un écoulement chargé. Actes du 11<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Lille, vol. 2, 289-292.
- Martinez, H., Naaim, M., 1995. Etude des facteurs influençant le transport de neige par le vent à partir des profils de concentration. *La Houille Blanche*, 7, 76-82.
- Martinez H., 1996. Contribution à la modélisation du transport éolien de particules. Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier, Grenoble.
- Meunier, M.-A., 1999. Envol et transport de particules en couche limite turbulente instationnaire. Thèse de doctorat de l'université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.
- Mouly G., 2005. Instabilités du transport éolien de particules en régime permanent. Rapport de stage de 2<sup>ème</sup> année de l'Ecole Centrale de Nantes, Nantes.
- Michaux, J.-L., 2003. Etude, compréhension et modélisation des phénomènes liés au transport de la neige par le vent. Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier, Grenoble.
- Naaim, M., Martinez, H., 1994. Experimental and theoretical determination of concentration profiles and influence of particles characteristics in blowing snow. *Surveys in Geophysics*, vol. 16, 695-710.
- Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., Martinez, H., 1998. Numerical simulation of drifting snow : erosion and deposition models. *Annals of Glaciology*, 26, 191-196
- Naaim-Bouvet, F., 1997. Contribution à la modélisation physique et numérique du transport de neige par le vent. Thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble.
- Naaim-Bouvet, F., Naaim M., 1998. Snowdrift modelling in a wind-tunnel : vertical and horizontal variation of the snow flux. *Annals of Glaciology*, 26, 212-216.
- Nemoto, M., Nishimura, K., 2001. Direct measurement of shear stress during snow saltation. *Boundary-Layer Meteorology*, 100, 149-170.
- Nishimura, K., Sugiura, K., Nemoto, M., Maeno, M., 1998. Measurements and numerical simulations of snow-particle saltation. *Annals of glaciology*, 26, 184-190.
- Pomeroy, J.W., Gray, D.M., 1990. Saltation of snow. *Water resources research*, 26, 1583-1594.

- Pomeroy, J.W. Male, D.H., 1992, Steady-state suspension of snow. *Journal of Hydrology*, 136, 275-301.
- Rasmussen, K.R., Sorensen, M., Willets, B.B., 1985. Measurements of saltation and wind strength on beaches. *Proc. Intern. Workshop Phys. Blown Sand*, Aarhus, May 28-31ed O.E. Barndorff-Nielsen, Dept Theoretical Statistics, University of Aarhus, Denmark, 37-66.
- Rasmussen, K.R., Mikkelsen, H.E., 1991. Wind tunnel observation of aeolian transport rates. *Acta Mechanica* 1, Springer Verlag, 135-144.
- Savelyev, S.A., Gordon, M., Hanesiak, J., Papakyriakou T., Taylor, P.A., 2006. Blowing snow studies in the Canadian Arctic shelf exchange study, 2003 – 04. *Hydrological processes*, 20, 817-827.
- Schmidt, R.A., 1980. Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport. *Journal of Glaciology*, vol. 26, n° 94, 453-467.
- Schmidt, R.A., 1982. Vertical profiles of wind speed, snow concentration, and humidity in blowing snow. *Boundary-Layer Meteorology*, 23, 223-246.
- Schmidt, D.S., Schmidt, R.A., Dent, J.D., 1999. Electrostatic force in blowing snow. *Boundary-Layer Meteorology*, 93, 29-45.
- Sugiura, K., Maeno, N., 2000. Wind-tunnel measurements of restitution coefficients and ejection number of snow particles in drifting snow: Determination of Splash functions. *Boundary-Layer Meteorology*, 95, 123-143.
- Sommerfeld, R., Businger, J.A., 1965. The density profile of blown snow. *Journal of Geophysical Research*, 70, 3303-3306.
- Spies, P.-J., McEwan, I.K., Butterfield, G.R., 2000. One-dimensional transition behaviour in saltation. *Earth Surface Processes and Landforms*, 25, 505-518.
- Tabler, R.D., 1980. Self similarity of wind profiles in blowing snow allows outdoor modelling. *Journal of Glaciology*, 26, n° 94, 421-433.
- Takeuchi, M., 1980, Vertical profile and horizontal increase of drift snow transport. *Journal of Glaciology*, 26, 481-492.
- Tanière, A., 1996. Etude du comportement de particules solides au sein d'une couche limite turbulente. Thèse de doctorat de l'université de Valenciennes.
- White, B.R., Mounla, H., 1991. An experimental study of Froude number effect on wind-tunnel saltation. *Acta Mechanica (Suppl.)* 1, 145-157.

## **Instrumentation et considérations associées**

### *Traitement d'images*

Fayolle, J., 1996. Etudes d'algorithmes de traitement d'images pour l'analyse du mouvement d'objets déformables. Applications à la mesure de vitesses d'écoulements. Thèse de doctorat de l'université de Saint-Etienne.

### *Driftomètres*

Chritin, V., 1998. FlowCapt : un capteur dans le vent. *Neige et avalanche* 81, 13-15.

Chritin, V., Bolognesi, R., Gubler, H., 1999. FlowCapt: a new acoustic sensor to measure snowdrift and wind velocity for avalanche forecasting. *Cold Reg. Sci. Technol.* 30, 125-130.

Chritin, V., Gubler, H., Meyer, F., 2003. En amont des plaques à vent. *Neige et avalanche* 103, 16-19.

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2007c. Acoustic sensors for snowdrift measurement: how should they be used for research purposes? *Cold Reg. Sci. Technol.* 49, 74-87.

Cierco, F.-X., 2007. Transport de neige par le vent : interpréter les données d'un FlowCapt. *Neige et Avalanches* 118, 20-21.

Doorschoft, J., 2002. Mass transport of Drifting Snow in High Alpine Environments, PhD thesis Diss. ETH Nr. 14515, Natural Sciences, Swiss Federal Institute of Technology Zurich.

Jaedicke, C., 2001. Acoustic snowdrift measurements: experience from the FlowCapt instrument. *Cold Reg. Sci. Technol.* 32 : 71-81.

Lehning, M. et al., 2002. Snow drift: acoustic sensors for avalanche warning and research. *Natural Hazards and Earth System Sciences.* 2: 121-128.

Michaux, J.L., Naaim-Bouvet, F., Naaim, M., 2000a. Drifting snow studies over an instruments mountainous site: measurements and numerical model at small scale. *Ann. Glaciol.*, 37, 175-181.

Michaux, J.L., Naaim-Bouvet, F., Naaim, M., Guyomarc'h, G., 2000b. The acoustic snowdrift sensor: interests, calibration and results. *Proceedings, International Snow Science Workshop, October 1<sup>st</sup>-6<sup>th</sup>, 2000, Big Sky Montana, 390-395.*

Cuerva A., Sanz-Andrés A., 2000. On sonic anemometer measurement theory. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 88, 25-55, 2000.

Hilbrunner O., 2003. Développement et optimisation d'un système de contrôle actif pour les absorbants acoustiques hybrides. Thèse de l'école doctorale MEGA, Ecole Centrale de Lyon, Université Claude Bernard, Lyon.

Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Haugen D.A., 1968. Deriving power spectra from a three-component sonic anemometer, *J. Appl. Meteorol.* 7, 827-837.

Kaimal J.C., 1986. Flux and profile measurements from towers in the boundary layer, in H. Lenschow (ed.), *Probing the Atmospheric boundary layer*, AMS, Boston, 9-28.

Wamser C., Peters G., Lyokossov V. N., 1997. The Frequency Response of Sonic Anemometers. *Boundary-Layer Meteorol.* 84: 231-246.



## **Liste de publications**

### **Revue internationale à comité de lecture**

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2007. Acoustic sensors for snowdrift measurement: how should they be used for research purposes? *Cold Reg. Sci. Technol.* 49, 74-87.

Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2007b. Experimental study of particle concentration fluctuations in a turbulent steady flow. *Ann. Glaciol.* Submitted.

### **Actes de congrès internationaux**

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2004. Snow transport rate: field measurements at short time scales. *Proceedings of International Snow Science Workshop, Jackson Hole, Wyoming, 19-24 September 2004*, 205-215.

### **Actes de congrès nationaux**

Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2007a. Etude en soufflerie des fluctuations du transport de particules solides en régime permanent. *Actes du 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007, session S10, contribution 1404.*

### **Autres revues**

Cierco, F.-X., 2007. Transport de neige par le vent : interpréter les données d'un FlowCapt. *Neige et Avalanches n°118*, juin 2007. ANENA.



## **Communications**

### **Congrès internationaux**

Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2006. Poster : Investigations into interactions between solid concentration and wind speed fluctuations spectra. European Geoscience Union 3<sup>rd</sup> general assembly, Vienna, Austria, April 2-7, 2006.

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2005. Poster : Instrumentation for field experiments in blowing snow studies. European Geoscience Union 2<sup>nd</sup> general assembly, Vienna, Austria, April 24-29, 2005.

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., 2004. Talk : Ultrasonic anemometers and blowing particles : Interests and limitations. European Geoscience Union 1<sup>st</sup> general assembly, Nice, France, April 25-30, 2004.

Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., 2004. Talk : Snow transport rate: field measurements at small time rates. International Snow Science Workshop, Jackson Hole, Wyoming, September 19-24, 2004.

### **Congrès nationaux**

Cierco, F.-X., Naaim, M., Naaim-Bouvet, F., 2007a. Présentation orale : Etude en soufflerie des fluctuations du transport de particules solides en régime permanent. 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007, session S10, contribution 1404.