



Habilitation à diriger les recherches

Présentée et soutenue publiquement le 9 décembre 2013

en spécialité: Mécanique

par

Frédéric MOULIN

Hydrodynamique sur lits naturels : turbulence, transport et transferts

Composition du jury :

M.	Abdelkader MOJTABI	(Président du jury)
Mme	Aline COTEL	(Rapporteur)
M.	Sylvain GUILLOU	(Rapporteur)
M.	Nicolas RIVIERE	(Rapporteur)
M.	Mathieu MORY	(Examineur)
Mme	Sabine SAUVAGE	(Examineur)
M.	Dominique ASTRUC	(Directeur de recherches)

HDR préparée au
Département de Mécanique
Institut de mécanique des fluides de Toulouse (UMR 5502)
Université Paul Sabatier - Toulouse III

Table des matières

Introduction	7
I Dynamique des fluides géophysiques	9
Préambule	11
1 Interaction d'une onde interne avec un vortex en milieu stratifié tournant	13
1.1 Problématique	13
1.2 Résultats obtenus pendant la thèse	14
1.3 Efficacité du piégeage et localisation spatiale par une approche WKB	15
1.4 Effets de courbure et de viscosité par approche WKB	18
1.5 Etude numérique du piégeage d'un paquet d'onde	18
1.6 Etude expérimentale du piégeage et des conditions de déferlement	19
2 Ecoulement en rotation sur un fond rugueux	21
2.1 Problématique	21
2.2 Structure de l'écoulement	23
2.3 Paramétrisation du frottement sur le fond	24
2.4 Processus de génération de structures annulaires	26
3 Contrôle par la couche limite d'un vortex d'aspiration	28
3.1 Problématique	28
3.2 Contribution	28
3.3 Résultats et développements en cours	29
4 Dipôle en eau peu profonde	30
4.1 Problématique	30
4.2 Résultats	31
II Couche limite turbulente sur des fonds rugueux rigides	35
Préambule	37
5 Modification de l'hydrodynamique benthique par un lit de coquillages	39
5.1 Problématique	39
5.2 Structure verticale de la couche limite turbulente	40

5.3	Erodabilité du fond	42
5.4	Comparaison avec les résultats <i>in situ</i> et modélisation	43
6	Effet du confinement sur la structure de la couche limite turbulente en rivière	44
6.1	Problématique	44
6.2	Définition de la souche-couche de rugosité	45
6.3	Persistance de la loi log dans les écoulements confinés	46
6.4	Paramètres de la loi log	47
7	Effets combinés de confinement et de variation transverse de rugosité	48
7.1	Problématique	48
7.2	Etudes réalisées et résultats	49
7.3	Etude en cours	50
III	Couche limite turbulente dans les hydro-écosystèmes : couplage avec d'autres processus	53
	Préambule	55
8	Interaction écoulement - biofilm de rivière	57
8.1	Problématique	57
8.2	Expérience en mésocosme d'un cycle de croissance complet	59
8.3	Modélisation de la croissance par des descripteurs issus de la loi log	60
8.4	Structuration morphologique du biofilm par l'écoulement	62
8.5	Rôle des conditions locales pour la colonisation et la croissance	65
9	Transport d'algues par la couche limite turbulente	67
9.1	Problématique	67
9.2	Validation d'un modèle stochastique pour le transport d'une particule inertielle	67
9.3	Validation du modèle pour un écoulement à surface libre autour d'un groin . . .	70
10	Turbulence benthique et diagénèse précoce	70
10.1	Problématique	70
10.2	Résultats	71
IV	Projet de recherche	73

Avant-propos	75
Écoulements géophysiques	75
Couche limite turbulente	76
Transferts et transport des écoulements turbulents	79
Références	85
V Annexes	91
A Fiche individuelle détaillée	93
Curriculum Vitae	93
A.1 Titres universitaires et concours	93
A.2 Parcours professionnel	94
A.3 Activités d'enseignement	94
A.4 Programmes de recherche et collaborations	96
A.5 Encadrements effectués	98
A.6 Comités de pilotage de thèse et participation à des jurys de thèse	100
A.7 Responsabilités collectives	100
A.8 Publications	101
B Sélection de 5 publications	106
B.1 Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid : WKB simulations, Journal of Fluid Mechanics 2006	106
B.2 Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches, Water Resour. Res. 2010	106
B.3 Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a Lagrangian stochastic method : Theory and validation, Phys. Fluids 2012	106
B.4 Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm, Water Research 2013	106
B.5 Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics, Exp. Fluids 2013 .	106

Introduction

Ce rapport a pour but de présenter mes activités de recherches menées depuis ma soutenance de thèse en octobre 2002. Il concerne des résultats obtenus entre 2002 et 2013, tout d’abord dans le cadre de deux années de post-doctorat passées en tant que « JSPS fellow » à l’Ocean Research Institute (ORI, Tokyo, Japon), puis en tant que maître de conférence recruté en novembre 2004 au sein du département de mécanique de l’UPS, et rattaché à l’Institut de Mécanique des fluides de Toulouse (IMFT).

Mon recrutement comme maître de conférences en 2004 correspond à un changement très important de thématique. En effet, ma thèse ainsi que mon post-doctorat concernaient des écoulements géophysiques, focalisés sur les effets de rotation et de stratification. Or, mon projet de recherche en vue de mon intégration à l’IMFT concernait les écoulements de couche limite turbulente en milieu naturel, projet pour lequel je m’étais engagé. C’est principalement sur le plan méthodologique (compétences expérimentales) que la transition a été le plus facile. Depuis 2004, je me suis donc principalement investi dans les thématiques affichées dans mon projet de recherche pour l’IMFT, tout en conservant une activité plus réduite dans le domaine des écoulements géophysiques.

Il était difficile de proposer un titre à ce manuscrit de HDR permettant de réunir toutes ces facettes de mon activité. Le titre choisi reflète donc plus fidèlement les activités de recherche relevant de mon investissement principal à l’IMFT, à savoir les couches limites turbulentes. Néanmoins, j’ai conservé dans le manuscrit une partie dédiée à mes travaux sur les écoulements géophysiques. Les plus récents peuvent se rattacher à une problématique encore plus générale des couches limites en milieu naturel qui engloberait à la fois les écoulements laminaires et turbulents.

Pour présenter mes travaux, j’ai donc réparti les activités menées en trois parties. Compte-tenu de la chronologie de mon changement thématique, la première partie est consacrée aux écoulements géophysiques (chapitre I). Pour les activités initiées après mon recrutement à l’IMFT, elles sont réparties en deux types : celles relevant d’une pure étude hydrodynamique (où seules les équations du milieu fluide sont étudiées), présentées dans le chapitre II ; et celles relevant d’un couplage avec un autre processus, biologique (biofilm), particulière ou encore réactif (vase), présentées dans le chapitre III. Chaque chapitre débute par un préambule précisant les conditions dans lesquelles les travaux présentés ont été menés. L’objectif de ces préambules est de donner l’ensemble des facteurs (motivation personnelle, cheminement intellectuel, possibilités de financement, collaborations existantes ou mises en place) qui ont mené à l’orientation de ces travaux.

Mon recrutement à l’IMFT en 2004 correspond également à un changement important de pratique dans la manière de mener des recherches. Dans le cadre de mon post-doctorat, j’étais dans un modèle proche de celui de ma thèse, travaillant de façon assez solitaire sur le plan des développements expérimentaux et numériques. A l’IMFT, mes activités ont reposé beaucoup plus sur le support technique mis en commun à travers les services d’appui à la recherche de l’IMFT : « Signaux et Images », « Cosinus / calcul scientifique », « Systèmes, réseaux, logiciels » et bien sûr, « conception mécanique » (l’Atelier avec un grand A). Dans ce manuscrit, pour chaque action de recherche, j’indique les stagiaires, doctorants et collègues impliqués. Dans un souci d’équité, j’aurais pu à chaque fois inclure l’ensemble des personnels techniques appartenant aux services d’appui à la recherche de l’IMFT. Je préfère profiter de cette introduction pour bien insister sur cet aspect du fonctionnement de l’IMFT, et les associer ici à l’ensemble de ces travaux de recherche. Je les remercie chaleureusement pour leur disponibilité et capacité à s’impliquer dans tous les projets de recherche, sans *a priori* et avec souvent une réelle curiosité.

Le dernier chapitre de ce rapport (chapitre IV) constitue à la fois une conclusion et une présentation de mes orientations actuelles, à court et moyen termes. Certains thèmes proposés dont d'hors et déjà « dans les rails », en particuliers ceux pour lesquels des financements sont acquis. D'autres nécessiteront de pouvoir trouver les partenaires et financements adéquats. Il convient de voir dans ce dernier chapitre une présentation d'une direction assez générale plutôt qu'une trajectoire encore bien définie.

Première partie

Dynamique des fluides géophysiques

Sommaire

Préambule	11
1 Interaction d'une onde interne avec un vortex en milieu stratifié tournant	13
1.1 Problématique	13
1.2 Résultats obtenus pendant la thèse	14
1.3 Efficacité du piégeage et localisation spatiale par une approche WKB	15
1.4 Effets de courbure et de viscosité par approche WKB	18
1.5 Etude numérique du piégeage d'un paquet d'onde	18
1.6 Etude expérimentale du piégeage et des conditions de déferlement	19
2 Ecoulement en rotation sur un fond rugueux	21
2.1 Problématique	21
2.2 Structure de l'écoulement	23
2.3 Paramétrisation du frottement sur le fond	24
2.4 Processus de génération de structures annulaires	26
3 Contrôle par la couche limite d'un vortex d'aspiration	28
3.1 Problématique	28
3.2 Contribution	28
3.3 Résultats et développements en cours	29
4 Dipôle en eau peu profonde	30
4.1 Problématique	30
4.2 Résultats	31

Préambule

Cette thématique correspond à des activités de recherche menées dans le prolongement de ma thèse, soutenue en 2002, et qui concernent la dynamique des fluides en rotation et/ou stratifiés.

Mon sujet de thèse, intitulé « Interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant et transport à travers une barrière dynamique » et encadré par Jan-Bert Flór (CR CNRS, LEGI, Grenoble) et Emil Hopfinger (DR CNRS, LEGI, Grenoble), visait à étudier expérimentalement le processus de déferlement des ondes internes et ses conséquences sur la dynamique des vortex et les propriétés de transport. Très vite, la structure tridimensionnelle complexe de l'interaction et l'absence de déferlement m'ont amené à développer un outil prédictif basé sur les équations WKB pour les ondes d'inertie-gravité (tracé de rais). Cette outil prédictif aura permis dans le cadre de ma thèse d'interpréter qualitativement les mesures et observations expérimentales, et de comprendre le rôle décisif de la viscosité dans l'absence de déferlement de ces expériences. Ces résultats nous ont guidé vers une nouvelle famille de vortex modèles, générés par aspiration, avec lesquels nous avons pu obtenir des conditions conduisant au déferlement. Ces expériences ont alors été exploitées de manière à identifier les conséquences en terme de transport de masse et de quantité de mouvement à travers la barrière que forme le vortex. Au moment de la remise de mon manuscrit de thèse aux rapporteurs, tout juste 3 ans après le début de la thèse, seule la structure de l'écoulement généré par un disque en rotation avait été valorisée par un article quasiment prêt à être soumis. La soumission sera effective en décembre 2002, deux mois après la soutenance, et donnera lieu à un premier article (Moulin & Flor 2004).

Juste après la soutenance, grâce à une bourse post-doctorale financée par la JSPS (Japan Society for the Promotion of Science), je me suis ensuite rendu au Japon fin novembre 2002. J'ai rejoint l'équipe de recherche de Hiroshi Niino (Professeur, université de Tokyo, Japon) à l'ORI (Ocean Research Institute). J'avais pris contact avec lui fin 2001, plus d'un an avant la fin de ma thèse, pour proposer un projet à la JSPS. Le titre du projet retenu était « Experimental study of the effects of the roughness of the bottom of a rotating tank on the dynamics of the boundary layer and the spin-up of fluid in a tank. Application to the dynamics of rotating fluids ». L'objectif de ce post-doctorat était pour moi de poursuivre des recherches fondamentales sur la dynamique des fluides en rotation, mais dans un laboratoire de météorologie dynamique situé à l'étranger, ce qui me permettrait d'élargir mon expérience en sciences de l'atmosphère.

A mon arrivée à l'ORI le 30 novembre 2002, j'ai d'abord finalisé et soumis mon premier article de thèse (Moulin & Flor 2004). Ensuite, j'ai mené en parallèle deux activités, la valorisation du coeur de ma thèse qui concernait l'interaction d'ondes internes avec un vortex, et l'étude de l'écoulement d'un fluide en rotation sur un fond rugueux, qui était le projet de recherche proposé pour le post-doc JSPS. Assez rapidement, mes interactions avec d'autres membres du laboratoire (en particulier, Takashi Noguchi, doctorant à l'ORI et Shinji Yukimoto, étudiant de master puis doctorant à l'ORI) m'ont amené à m'impliquer également dans un projet relatif à l'écoulement généré par une aspiration dans un fluide en rotation.

Pour poursuivre la valorisation de ma thèse, mes réflexions m'ont finalement poussé à développer l'approche WKB bien plus loin que je n'avais pu le faire avant de rejoindre l'ORI. J'ai donc procédé à des simulations systématiques reposant sur cette théorie, de manière à explorer paramétriquement les différentes interactions possibles et le piégeage de l'énergie incidente. Mais ce n'est finalement qu'à la fin de mon post-doc, après l'annonce de mon recrutement à l'IMFT, que nous avons pu synthétiser ces résultats sous la forme d'une publication soumise en mai 2004, et publiée après révision en 2006 (Moulin & Flor 2006). Finalement, au moment de mon arrivée à l'IMFT en 2004, seuls le chapitre 4, la fin du chapitre 6 et le chapitre 7, consacrés à l'effet du déferlement sur la dynamique et le mélange, avaient été valorisés par une publication soumise en février 2004 et acceptée en octobre de la même année (Moulin &

Flor 2005a). Pour les autres activités de recherche, à mon départ de Tokyo en octobre 2004, le projet JSPS aura donné lieu à une publication nationale au Japon (Moulin et al. 2004) en sus du rapport interne destiné à la JSPS. Le projet menée essentiellement par Shinji Yukimoto (master recherche puis doctorant à l'ORI) sur le plan expérimental, sera quant à lui publié sur le plan national Japonais (Yukimoto et al. 2004, 2005).

A mon arrivée à l'IMFT en 2004, pour pouvoir m'engager fortement dans les activités pour lesquelles j'avais été recruté (écoulements turbulents à surface libre sur fonds rugueux artificiels ou vivants, enseignements de mécanique et énergétique), j'ai choisi de mettre en suspens l'ensemble des activités menées au LEGI puis à l'ORI. Malgré le passage au second plan de cette thématique, j'ai tout de même mené un certain nombre d'actions de recherche s'insérant dans les problématiques du groupe OTE tout en relevant par certains aspects de la dynamique des fluides géophysiques (stages de master de Stéphanie Pham en 2005, Enrica Masi en 2006, Julie Albagnac en 2007 et Cédric Besnaci en 2008 et publication en conférence Masi et al. (2007)). En particulier, sur cette période, j'ai participé en tant que collaborateur (après avoir co-encadré son stage de master recherche en 2006-2007) aux travaux de thèse de Julie Albagnac (soutenue le 18 octobre 2010 avec le titre « Dynamique tridimensionnelle de dipôles tourbillonnaires en eau peu profonde »), qui concernaient la dynamique des vortex dipolaires en eau peu profonde (Albagnac et al. 2013). J'ai choisi de rattacher cette activité de recherche à ce chapitre sur les écoulements géophysiques du fait de l'approche adoptée (dynamique tourbillonnaire), de la nature de l'écoulement (laminaire) et du domaine d'application (océan / littoral).

Ce n'est qu'à partir de 2010 que j'ai pu me consacrer à nouveau à la valorisation des mes activités menées au LEGI et à l'ORI. Tout d'abord, j'ai invité le professeur Hiroshi Niino à Toulouse à l'occasion d'une conférence à Copenhague à laquelle il était venu participer (financement par l'UPS). Nous avons pu reprendre les discussions sur le travail de Shinji Yukimoto et finaliser une publication relative au vortex d'aspiration et au rôle de la couche limite (Yukimoto et al. 2010). Ensuite, j'ai pu moi-même me rendre à l'AORI (Atmosphere and Oceans Research Institute, fusion de l'ORI et d'un laboratoire d'étude de l'atmosphère), invité par Hiroshi Niino (devenu directeur de ce nouveau laboratoire) pour un séjour comme professeur invité de deux mois. A cette occasion, nous avons fini de rédiger un article relatif à mon post-doc, qui, après retours et corrections des principaux intéressés, a été soumis (Moulin et al. 2013). Nous avons aussi identifié des actions de recherche communes autour des écoulements à nombre de Rossby fini, pour lesquels nous sommes actuellement à la recherche de financements bilatéraux. Dans le prolongement de ce séjour au Japon, j'ai alors décidé de reprendre avec Jan-Bert Flór la rédaction d'un article concernant les résultats expérimentaux de ma thèse qui n'avaient jamais été publiés (chapitre 4 et début du chapitre 5). Une soumission est prévue dans un court délai, après finalisation de l'article (Moulin & Flor 2013).

1 Interaction d'une onde interne avec un vortex en milieu stratifié tournant

Cadre : Thèse au LEGI, Grenoble, initialement, puis ORI, Tokyo, puis IMFT, Toulouse

Collaborateurs : Dr. Jan-Bert Flor (DR CNRS, LEGI, Grenoble)

Publication(s) associée(s) : Moulin & Flor (2004), Moulin & Flor (2005a), Moulin & Flor (2006), Moulin & Flor (2013)

1.1 Problématique

Tout milieu fluide stratifié et/ou en rotation permet la propagation d'ondes internes, dites d'inertie dans le cas où la force de rappel est la force inertielle de Coriolis, ou de gravité, si c'est la stratification stable en densité qui assure le retour à sa position d'équilibre de la particule fluide. A la rotation et à la stratification sont associées deux pulsations propres, respectivement le paramètre de Coriolis noté f et la fréquence de flottaison (ou bien de Brunt-Vaisala), N . Habituellement, f/N est petit pour les écoulements océaniques et atmosphériques. Dans ces conditions, les ondes d'inertie-gravité se propagent avec une pulsation propre ω_0 qui appartient à l'intervalle $[f, N]$.

Ces ondes sont capables de transporter de l'énergie et peuvent, dans certains cas, être piégées le long de couches critiques où elles vont céder leur quantité de mouvement à l'écoulement moyen, voir y déferler en cas d'instabilité. Cette capacité à transporter de l'énergie et à assurer des transferts vers le mélange diapycnal est essentiel et assure à ses ondes une place à part dans les bilans énergétiques globaux pour l'atmosphère et les océans. Dans le contexte océanique, la diversité des sources et du devenir de ces ondes est très clairement synthétisée par la figure tirée de l'article de Thorpe (1975) (reproduite dans la figure 1).

Plus spécifiquement, les modèles de circulation à grande échelle des océans et de l'atmosphère reposent sur des équations simplifiées qui éliminent (« filtrent ») les ondes internes. Il s'agit par exemple de modèles quasi-géostrophiques à N couches ou de leurs dérivées. Par conséquent, les effets associés aux ondes internes (transferts d'énergie entre divers localisations, freinage de l'écoulement par génération topographique, mélange diapycnal produit par leur déferlement) doivent être paramétrisés dans ces modèles à grande échelle. Cette paramétrisation repose sur les études spécifiques à certains des processus en jeu dans le cycle de vie de ces ondes (voir figure 1) .

Au sein de cette problématique très générale, je me suis concentré plus particulièrement sur le devenir des ondes lors de leur interaction avec un écoulement tourbillonnaire axisymétrique. L'objectif applicatif était de pouvoir étudier un des processus capables d'expliquer le renouvellement d'air du vortex polaire. En effet, à l'époque, la dynamique de formation et d'extension du trou d'ozone n'était explicable que sur la base d'un renouvellement de l'air piégé en hiver dans le vortex polaire, comme cela est expliqué par Tuck et al. (1993). Or, un déferlement d'ondes internes ou d'ondes de Rossby pouvait générer un transfert de masse suffisamment important pour assurer un tel renouvellement. Cependant, une idée plus générale sous-tendait aussi cette étude, celle d'être capable de décrire un processus élémentaire présent dans toute turbulence stratifiée tournante, qu'elle soit océanique ou atmosphérique. En effet, les ondes internes, qui se propagent dans l'atmosphère ou l'océan, le font nécessairement en interagissant avec les structures cohérentes de l'écoulement moyen qui résultent de la turbulence quasi-géostrophique. L'interaction d'un champ d'ondes incident avec une structure tourbillonnaire est donc un processus élémentaire qui mérite une étude spécifique.

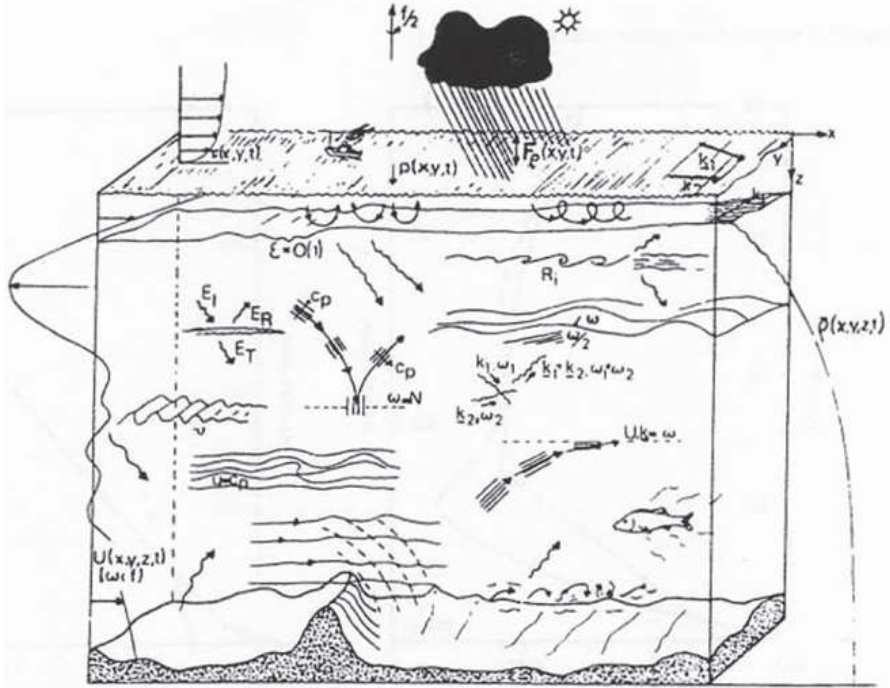


FIGURE 1 – schéma proposé par Thorpe (1975) illustrant la diversité des processus impliquant les ondes internes dans l'océan

1.2 Résultats obtenus pendant la thèse

Pendant mon DEA et ma thèse, j'avais mené une étude paramétrique de l'interaction d'ondes internes générées par un cylindre oscillant avec deux sortes de vortex, des vortex lenticulaires générés par la rotation d'un disque circulaire, et des vortex allongés générés par aspiration. Les observations par ombroscopie avaient montré le piégeage d'une partie du champ d'onde incident, une chute de la longueur d'onde pour la partie piégée, et enfin, un déferlement dans certaines configuration. Un outil de simulation WKB développé en parallèle avait permis de prédire qualitativement les zones préférentielles de piégeage de l'énergie incidente.

Pour simplifier, lors de leur propagation dans le tourbillon, les ondes générées avec une pulsation ω subissent un effet Doppler qui vient modifier leur fréquence intrinsèque ω_0 selon la relation $\omega = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}$, où \mathbf{k} est le vecteur d'onde et \mathbf{U} le champ de vitesse moyen local. La fréquence intrinsèque ω_0 évolue donc progressivement, tout en satisfaisant la relation de dispersion classique des ondes d'inertie-gravité. Pour un écoulement unidirectionnel cisailé dans la direction verticale (et en l'absence de rotation), un rebond se produit lorsque $\omega_0 = N$ (couche de réflexion). Au contraire, les ondes se rapprochant d'une couche où $\omega_0 = 0$ mettent un temps infini à l'atteindre, ce qui se traduit par une accumulation d'énergie à cet endroit. Comme la composante verticale du vecteur d'onde croît indéfiniment, ceci débouche sur une croissance de l'amplitude de l'onde. *In fine*, l'énergie de l'onde est alors dissipée visqueusement ou bien limitée par les effets non-linéaires. Ces derniers assurent un transfert d'énergie soit vers le champ moyen, soit vers une instabilité du champ d'onde conduisant à un déferlement (voir les études de Koop (1981) et Dörnbrack (1998) à ce sujet).

Pour le cas d'un cisaillement horizontal du champ moyen, la situation est inversée, avec une couche critique se formant cette fois là où $\omega_0 = N$, avec un processus de déferlement différent, qui avait été étudié numériquement par Gaëlle Huerre, doctorante, à mon arrivée au LEGI

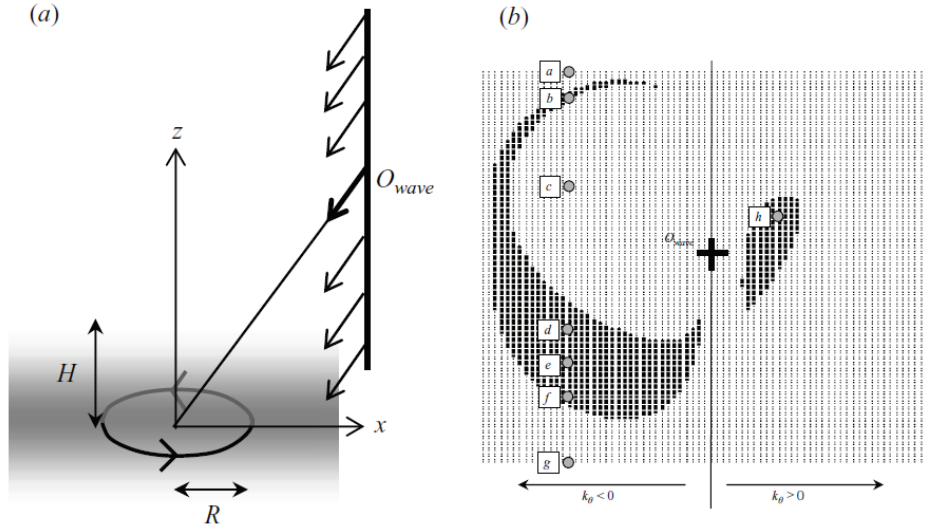


FIGURE 2 – (a) position des rais incidents pour l'étude systématique par approche WKB de l'interaction ondes-vortex. (b) distribution des rais au sein du champ incident, vu par l'arrière. Les points noirs indiquent des rais conduisant à un piège selon la définition donnée dans le texte (diminution par un facteur 10 au moins de la longueur d'onde). Les lettres indiquent des rais retenus pour illustrer le processus de piégeage dans la figure 3. La figure est tirée de Moulin & Flor (2006).

(Staquet & Huerre 2002) . Pour le cas d'un cisaillement quelconque, le travail précurseur de Olbers (1981) avait démontré l'existence de couches critiques « à effet de valve », correspondant à des valeurs intermédiaires de ω_0 entre f et N . Ces couches critiques possèdent la particularité de devoir être traversées une première fois par les ondes incidentes pénétrant dans le champ de vitesse, avant que ces dernières ne subissent une réflexion (en $\omega = f$ ou $\omega_0 = N$) et ne soient finalement piégées à leur retour.

La première contribution de mon travail de thèse a été de mettre en évidence les mêmes phénomènes pour un écoulement moyen axisymétrique de type vortex, limité dans l'espace et présentant une courbure. Cette mise en évidence aura nécessité l'utilisation combinée d'expériences sur table tournante, et de simulations WKB de propagation des ondes. La seconde contribution a été de réaliser des expériences à nombre de Reynolds assez élevé pour qu'un déferlement se produise et à utiliser les résultats expérimentaux et les simulations WKB pour analyser la nature de l'instabilité responsable du déferlement. La dernière contribution a été d'étudier le mélange et le transfert de quantité de mouvement induits par ce déferlement.

1.3 Efficacité du piégeage et localisation spatiale par une approche WKB

Pendant mon post-doc à l'ORI, il est apparu nécessaire d'utiliser l'approche WKB de façon plus systématique que dans ma thèse. Pour pouvoir décrire l'interaction d'un champ d'onde incident quelconque avec toutes sortes de vortex, nous avons donc exploré paramétriquement cette interaction. Une valeur de f/N égale à 0.1 a été choisie de manière à correspondre à des valeurs utilisées pour les expériences de thèse, et des valeurs rencontrées au moins dans l'océan. Pour le champ du vortex, un profil radial isolé avec un anneau négatif entourant un coeur de Rankine positif modulé verticalement par une gaussienne a été choisi pour représenter des vortex expérimentaux et naturels avec différentes valeurs du rapport d'aspect R/H , entre 0.1 et 5. R représente le rayon du coeur de vorticité positive, et H l'extension verticale du

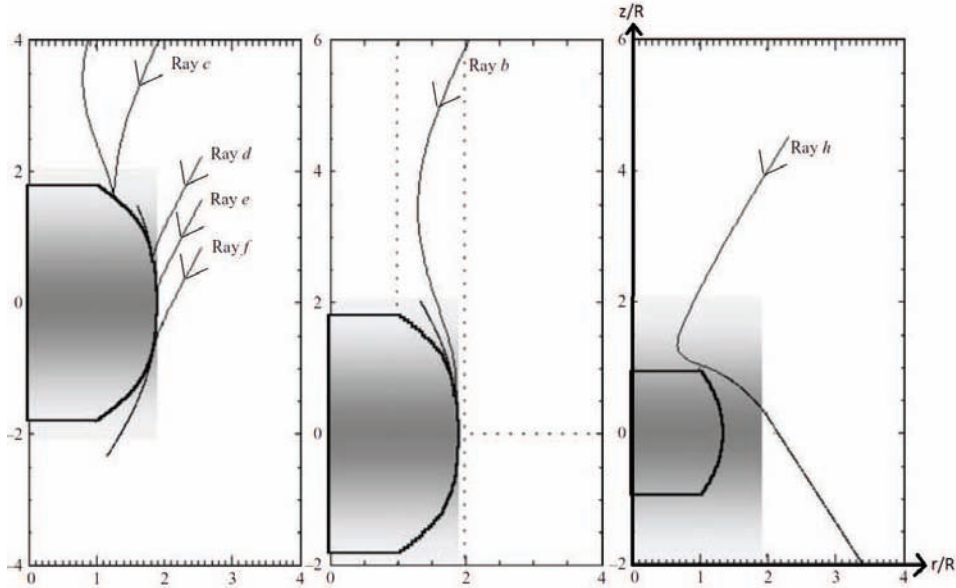


FIGURE 3 – Trajectoires dans le plan méridien (r, z) des rais identifiés dans la figure 2(b). Le dégradé de gris indique les régions de vitesse non nulle pour le vortex. Les lignes continues épaisses indiquent là où la pulsation propre ω_0 atteint la valeur N ou bien f , délimitant une région de l'espace interdite à la propagation de l'onde considérée. La figure est tirée de Moulin & Flor (2006).

vortex. Pour les ondes, plusieurs valeurs de pulsation ω_0 entre f et N ont été considérées (l'angle d'incidence étant alors fixé par le choix de ω_0), et plusieurs valeurs du nombre d'onde k_{onde} également explorées.

En introduisant un nombre de Froude défini comme $Fr = U_{max}/NR$ et un nombre d'onde adimensionnel $k = k_{onde}R$, il apparaît très vite que les rais incidents sont simplement déviés pour des valeurs de kFr faibles (une sorte de diffusion élastique). Au contraire, lorsque kFr augmente, certains rais commencent à présenter un temps de résidence significatif dans le champ de vitesse du vortex, avec une diminution importante de leur longueur d'onde à l'issue de l'interaction. Pour quantifier ce temps de résidence, nous l'avons adimensionné par t_{ref} , le temps qui aurait été nécessaire à l'onde pour traverser le champ du vortex s'il n'y avait pas eu d'interaction.

Très vite, il est apparu une ambiguïté par rapport aux études avec des champs unidirectionnels. En effet, dans le cas d'un champ axisymétrique de type vortex, rien ne garantit que les rais soient définitivement piégés. Les simulations WKB montrent en effet que les rais présentant un temps de résidence important tendent à se propager vers les parties hautes et basses du vortex, où ils sont susceptibles de pouvoir s'échapper finalement. En l'absence de preuve mathématique du piégeage définitif de ces ondes, nous avons adopté un critère phénoménologique : nous avons considéré comme piégés les rais présentant une diminution de leur longueur d'onde par un facteur 10 à l'issue de l'interaction ou de la simulation (qui dure $8t_{ref}$). Lorsqu'on se place en arrière du champ incident, parmi l'ensemble des rais qui vont entrer en interaction avec le vortex (selon la distribution de la figure 2(a)), seuls certains vont présenter une diminution suffisante de longueur d'onde qui les définit comme « piégés ». Ces rais sont représentés par des points plus foncés dans la figure 2(b).

Tous les rais se propageant face au vortex ou bien dans le même sens que celui-ci exhibent individuellement le comportement mis en évidence par Olbers (1981) : tout d'abord une réflec-

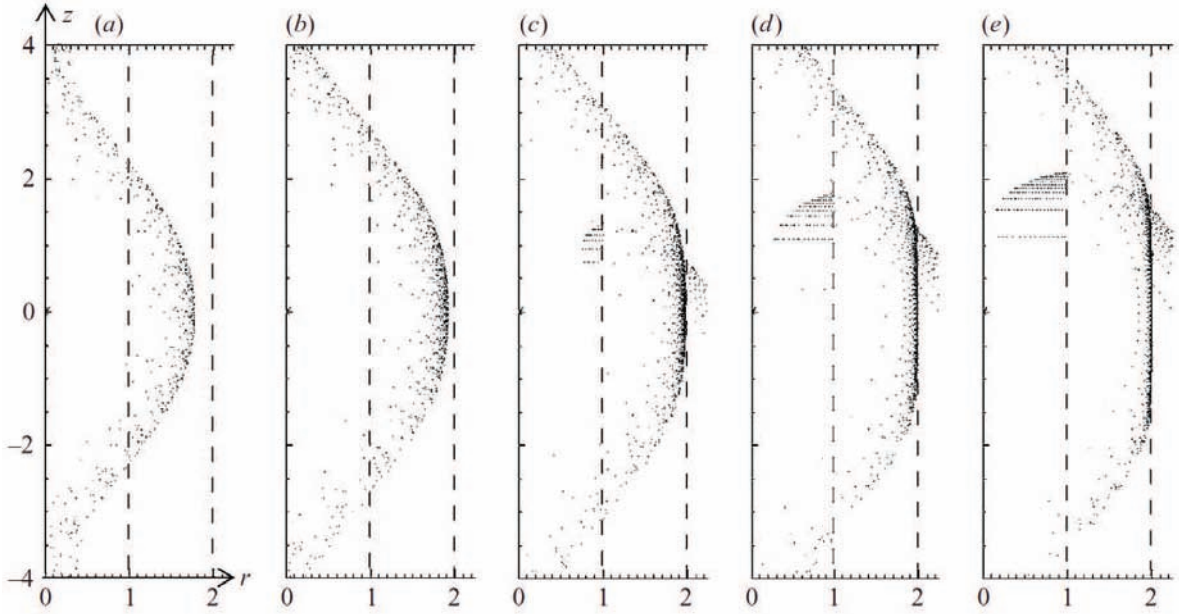


FIGURE 4 – Position dans le plan méridien (r, z) des rais incidents piégés (diminution par un facteur 10 au moins de la longueur d’onde) pour des valeurs croissantes de kFr , avec $kFr = 1$ (a), 3.1 (b), 10 (c), 31 (d), 100 (e). Les autres paramètres pour le vortex sont $L/R = 2.0$, $H/R = 1.0$ et $f/N = 0.1$. Les points situés en $r/R < 1$ qui apparaissent à partir de $kFr = 10$ correspondent à des rais se propageant dans le même sens que le vortex ($k_\theta > 0$ dans la figure 2). La figure est tirée de Moulin & Flor (2006).

tion sur la couche où $\omega_0 = N$ pour les rais se propageant face au vortex (car l’effet Doppler induit par $k_\theta U_\theta < 0$ conduit alors à une augmentation de ω_0) avant un piégeage lorsqu’ils repartent de cette couche de réflexion. Cela concerne les rais b, d, e, f identifiés comme piégés dans la figure 2(b), et dont la trajectoire dans le plan méridien (r, z) est tracée dans la figure 3. Généralement, ce processus de piégeage se produit plutôt dans la partie extérieure du vortex (voir la figure 5 de Moulin & Flor (2006)). Pour les rais se propageant dans le même sens que le champ de vitesse du vortex ($k_\theta U_\theta < 0$, ce qui conduit alors à une chute de ω_0 vers f), le piégeage se produit généralement pour des rais ayant pénétré plus loin vers le coeur du vortex ($r < R$) et subissant une chute de longueur d’onde en cherchant à en ressortir. La trajectoire du rai h tracée dans la figure 3 illustre un cas où l’onde parvient tout de même à ressortir du vortex à $t = 8t_{ref}$, mais avec une longueur d’onde considérablement diminuée (au moins par un facteur 10). Pour des valeurs encore plus élevées de kFr , le piégeage est bien présent dans le coeur du vortex (voir la figure 4(e)).

Lorsque kFr augmente, la surface couverte par les points plus foncés dans la figure 2 augmente, traduisant une efficacité plus importante du champ du vortex à piéger les ondes incidentes. L’étude systématique de la fraction d’énergie ainsi piégée par le vortex a par conséquent été documentée, en comparant la surface incidente piégée par rapport à la surface du champ incident entrant en interaction avec le vortex isolé (notion de section efficace). Le résultat final, tracé dans la figure 8 de Moulin & Flor (2004), montre qu’un piégeage apparaît dès $kFr = 1$ et est d’autant plus efficace que les valeurs de kFr sont grandes. Le rapport d’aspect du vortex détermine la partie du champ incident préférentiellement piégée pendant l’interaction, les vortex aplatis ($H/R \ll 1$) piégeant plutôt les ondes se propageant dans le sens du champ de vitesse ($k_\theta U_\theta > 0$); les vortex allongés ($H/R \gg 1$) piégeant plus facilement les ondes se propageant contre eux ($k_\theta U_\theta < 0$).

1.4 Effets de courbure et de viscosité par approche WKB

Dans le cas de l'interaction d'une onde plane incidente avec un jet unidirectionnel comme celui utilisé par Olbers (1981), tous les rais convergent vers la même couche critique, conduisant à une amplification infinie de l'énergie des ondes le long de cette couche critique. Pour une interaction avec un écoulement axisymétrique, chaque rai converge vers sa propre couche limite, et l'arrangement des rais piégés occupe une zone critique de volume fini plutôt qu'une couche critique unique. Le volume de cette zone critique tend d'ailleurs à diminuer lorsque kFr augmente, comme l'illustre la figure 4.

C'est cette figure qui nous a amené à reformuler l'approche énergétique proposée dans ma thèse sous la forme d'une longueur de pénétration δ pour le rai considéré, adimensionnée par le rayon effectif du champ de vitesse du vortex, L , qui délimite le bord extérieur là où le champ devient nul. δ/L est alors directement reliée à kFr par l'équation (4.3) dans Moulin & Flor (2006), et l'amplification maximale est proportionnelle à $(\delta/L)^{-1}$ (figure 11(b) de Moulin & Flor (2006)), autrement dit à kFr . Ceci suffit à quantifier l'effet de la courbure du champ dans l'amplification. D'ailleurs, dans la limite $kFr \rightarrow \infty$, on retrouve l'amplification infinie du cas unidirectionnel de Olbers (1981).

Cependant, cette amplification d'énergie est contrecarrée expérimentalement par une dissipation visqueuse qui tend à s'intensifier avec l'augmentation importante du nombre d'onde pendant le piégeage de l'onde. La vitesse de croissance du vecteur d'onde étant directement reliée aux gradients de vitesse, nous avons donc introduit un Reynolds d'interaction défini comme $Re_{wave} = |\nabla U_\theta| / \nu k_{rai}^2$, qui compare le taux de croissance du vecteur d'onde au taux de décroissance visqueuse de l'énergie de l'onde. La combinaison des deux conduit alors à une amplification de l'énergie de l'onde qui croît d'abord grâce au piégeage, avant de passer par une valeur maximale et de décroître par dissipation visqueuse.

L'amplification maximale de l'énergie est donc une fonction complexe de kFr et Re_{wave} . Pour $Re_{wave} < 100$, on n'observe aucune amplification d'énergie, la viscosité prenant très vite le dessus et conduisant à un amortissement très rapide. Pour $Re_{wave} > 10000$, l'amplification maximale rejoint la valeur prédite par la théorie WKB ne tenant compte que de la courbure.

1.5 Etude numérique du piégeage d'un paquet d'onde

Dans le cadre de ma thèse, une grande partie des résultats expérimentaux sur le piégeage des ondes reposaient sur des observations par ombroscopie. Nous avons supposé que l'intégration le long du chemin optique des perturbations de densité conduisait à un résultat nul sauf pour des structures présentant une variation spatiale parallèle au plan de projection. Par conséquent, compte-tenu de l'enroulement de l'énergie des ondes le long du champ de vitesse du vortex et de la croissance du vecteur d'onde en direction de l'axe central du vortex, seule la partie des ondes située dans la section verticale passant par le centre du vortex était susceptible d'être visible.

Malgré l'accord avec les simulations WKB préliminaires présentées dans la thèse pour expliquer ces images expérimentales, un certain nombre de collègues présents en séminaire ou en conférence, restaient sceptiques vis-à-vis de cette assertion. Ne pouvant espérer obtenir une image 3D du champ de vitesse expérimentalement, j'ai développé pendant mon post-doctorat à l'ORI un code pseudo-spectral destiné à réaliser numériquement des simulations d'interaction d'un paquet d'onde avec un vortex (sur la base du modèle numérique de Staget & Huerre (2002)). L'objectif était double : compléter numériquement l'étude de l'interaction ondes-vortex, et calculer numériquement le champ obtenu par ombroscopie en utilisant la connaissance complète 3D du champ de densité.

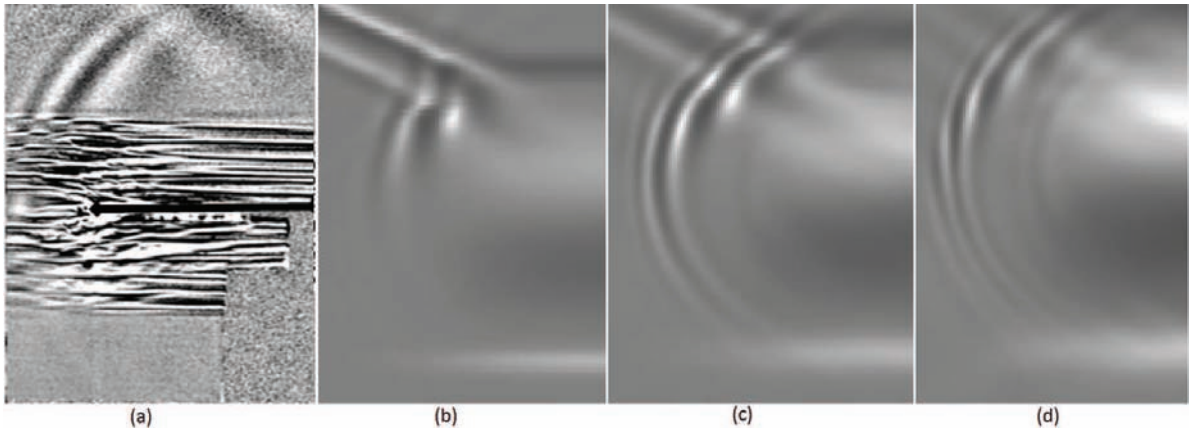


FIGURE 5 – Comparaison de l’observation expérimentale par ombroscopie de l’interaction ondes-vortex avec des images synthétiques générées grâce au champs 3D obtenus par simulation numérique. (a) onde interne générée continuellement par un cylindre oscillant interagissant avec un vortex créé par la rotation d’un disque horizontal (figure 5.12 de la thèse Moulin (2002)). (b), (c) et (d) images obtenues pour une simulation numérique de l’interaction d’un paquet d’onde équivalent, dans les mêmes conditions d’interaction que pour l’expérience (même vortex, même valeur de kFr , même valeur de Re_{wave}).

Des simulations numériques correspondant aux expériences réalisées en thèse ont été réalisées, avec des résolutions jusqu’à 256^3 . Elles ont permis de confirmer l’enroulement de l’énergie des ondes piégées autour du vortex, ainsi que la diminution très rapide de la longueur d’onde lors du piégeage. Le calcul des images qui auraient été obtenues expérimentalement par ombroscopie lors de l’interaction (figure 5) confirme bien l’hypothèse utilisée pour présenter et discuter les observations expérimentales dans la thèse. Il convient de noter que dans les simulations numériques, c’est l’interaction d’un paquet d’onde avec le vortex qui est étudiée, tandis que dans les expériences, le champ d’onde était continuellement forcé. En restant dans le cadre purement linéaire, le champ expérimental à l’instant t (l’origine du temps étant choisie comme le début du forçage des ondes) devrait donc être comparé à l’intégrale temporelle entre 0 et t des sorties de la simulation numériques. Sans aller jusque là, la forme du champ des ondes piégées génère des images d’ombroscopie tout à fait convaincantes lorsqu’elles sont comparées à leurs équivalents expérimentaux (voir figure 5).

Finalement, au moyen de ce code pseudo-spectral, seules les expériences correspondant à un piégeage de l’onde incidente sans déferlement ont bien pu être reproduites par les simulations numériques. En effet, même en prenant des valeurs du nombre de Schmidt égales à 1, toutes les simulations d’expériences conduisant à un déferlement sont devenues numériquement instables, la résolution spatiale n’étant pas suffisante pour pouvoir limiter l’accumulation d’énergie aux petites échelles. Il n’a donc pas été possible de compléter l’approche expérimentale avec ce code. Ces résultats issus de simulations numériques ont été présentés sous forme d’un poster à la conférence EGU à Vienne (Moulin & Flor 2005b).

1.6 Etude expérimentale du piégeage et des conditions de déferlement

Finalement, ce n’est que récemment que j’ai repris l’ensemble des mes résultats expérimentaux de thèse pour les réinterpréter et analyser à l’aune du travail systématique mené avec l’approche WKB (Moulin & Flor 2006). Nous avons donc tout d’abord replacé l’ensemble du travail expérimental dans l’espace des paramètres utilisés dans Moulin & Flor (2006) pour quantifier

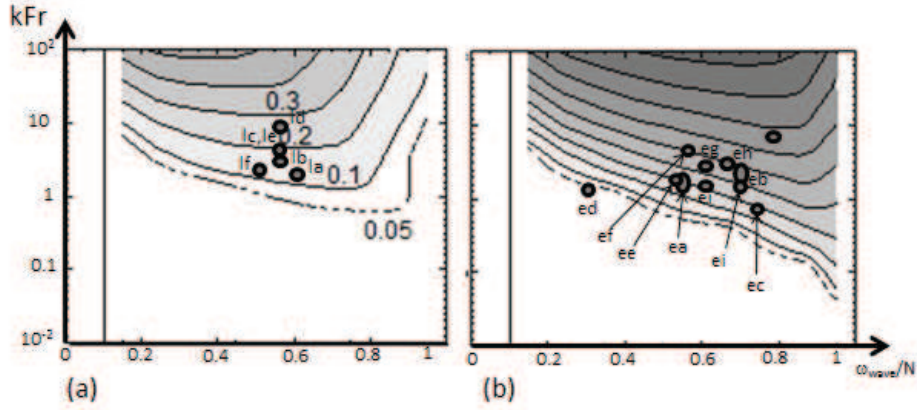


FIGURE 6 – Répartition des expériences d’interaction réalisées dans l’espace des paramètres $(\omega/N, kFr)$ mis en évidence par l’approche WKB dans Moulin & Flor (2006) pour (a) des vortex générés par rotation d’un disque et (b) des vortex générés par aspiration. Les noms utilisés reprennent la nomenclature utilisée dans l’article Moulin & Flor (2013) d’où est tirée cette figure. $l?$ correspond aux vortex générés par rotation d’un disque (pour « lens-shaped »), et $e?$ correspond aux vortex générés par aspiration (pour « elongated »)

l’efficacité du piégeage. En utilisant les résultats obtenus pour des rapports d’aspect $H/R = 1$ et $H/R = 5$ qui correspondent respectivement aux caractéristiques des vortex générés par rotation d’un disque horizontal et par aspiration, la distribution des expériences (cf figure 6) montre qu’elles correspondent à des conditions d’interaction modérées, particulièrement dans le cas de vortex générés par rotation d’un disque.

Lors de la ré-exploitation de ces expériences, il est apparu très vite que le déferlement devait être une fonction à la fois de l’efficacité de l’interaction (mesurée par kFr), du non-amortissement par la viscosité de l’énergie de l’onde (mesurée par Re_{wave}), mais aussi de l’énergie incidente de l’onde (mesurée par son amplitude avant l’interaction A_{wave}). En particulier, les conditions locales conduisant au déferlement sont nécessairement proportionnelles à A_{wave} dans le cadre de l’approximation WKB, et la connaissance de A_{wave} est donc nécessaire à l’analyse du déferlement.

Pour pouvoir adimensionner cette amplitude du champ d’onde incident, il nous a semblé pertinent d’introduire une amplitude critique qui conduirait l’onde à une instabilité même en l’absence d’interaction. Compte-tenu de la diversité des instabilités possibles (voir la synthèse de Koudella & Staquet (2006)), nous avons choisi de prendre comme référence l’amplitude A_0 correspondant à un retournement des isopycnes, qui ne dépend que de la pulsation de l’onde et de la fréquence de Brünt-Vassaila. Cependant, dans l’étude expérimentale menée pendant ma thèse, seule l’amplitude du cylindre oscillant A_{cyl} était connue. Or, la dépendance de A_{wave} avec A_{cyl} dépend à la fois du nombre de Reynolds–Stokes $Re_{cyl} = 2\omega r^2/\nu$ et du nombre de Keulegan–Carpenter $K_e = A_{cyl}/r$, où r est le rayon du cylindre utilisé (voir Voisin et al. (2011), article synthétique sur la génération d’ondes internes par des objets oscillants).

Dans les expériences de ma thèse, les valeurs de Re_{cyl} se sont révélées assez élevées pour pouvoir négliger l’amortissement visqueux entre la source et le vortex. Par contre, les valeurs de K_e , proches de l’unité pour les vortex générés par aspiration, et encore plus élevées pour les vortex générés par un disque en rotation, rendent difficile l’utilisation des résultats de Voisin et al. (2011) pour déduire A_{wave} de A_{cyl} (en effet, une relation linéaire est retrouvée pour $K_e < 0.2$, mais un écart de 20% est déjà observée pour $K_e = 0.5$). Devant l’absence de référence

bibliographique permettant de retrouver ce lien explicitement, nous avons donc choisi d'extrapoler la relation linéaire entre A_{cyl} et A_{wave} lorsque $K_e \leq 1$, et utiliser la prédiction à $K_e = 1$ pour toutes les valeurs de K_e supérieures à l'unité. En effet, les grandes excursions du cylindre ne font finalement qu'augmenter l'étendue spatiale du champ incident sans en augmenter l'amplitude). Cette approche a permis de reclasser l'ensemble des expériences réalisées pendant ma thèse dans un espace à trois dimensions ($kFr, Re_{wave}, A_{wave}/A_0$) plus pertinent pour analyser les conditions nécessaires au déferlement. Dès lors que Re_{wave} est trop petit ($Re_{wave} < 300$), aucun déferlement n'a pu être observé, même pour des valeurs relativement importantes de kFr et pour des champs d'onde incidents relativement énergétiques (A/A_0 proches de 1). Pour des valeurs supérieures de Re_{wave} , le déferlement a été observé expérimentalement, mais un champ d'onde incident moins énergétique aurait pu conduire à un piégeage sans déferlement (comme on peut s'y attendre dans la limite $A/A_0 \rightarrow 0$ pour laquelle aucune instabilité ne peut être déclenchée, quelle que soit la valeur de l'amplification d'énergie lors du piégeage).

Cette nouvelle analyse des résultats expérimentaux de ma thèse (chapitres 5 et début du chapitre 6) dans le prolongement du travail systématique mené à l'ORI avec l'approche WKB (Moulin & Flor 2006) fait l'objet d'un article en fin de rédaction (Moulin & Flor 2013). Sa publication mettra alors un terme à la valorisation du travail que j'aurais mené pendant ma thèse au LEGI.

2 Ecoulement en rotation sur un fond rugueux

Cadre : Recherche postdoctorale JSPS à l'ORI, Tokyo, puis IMFT, Toulouse

Collaborateurs : Hiroshi Niino (Professeur université de Tokyo, AORI, Tokyo, Japon) et Takashi Noguchi (doctorant ORI puis professeur associé, université de Kyoto)

Publication(s) associée(s) : Moulin et al. (2004), Moulin et al. (2013)

2.1 Problématique

Dans le contexte atmosphérique et océanique, au sein des différentes sources pour le champ d'ondes internes (qu'on retrouve dans la figure 1 proposée par Thorpe (1975)), la génération topographique par écoulement horizontal au-dessus d'un relief tient une place prépondérante d'un point de vue énergétique. En particulier, le transfert d'énergie vers le champ d'onde se traduit pour l'écoulement moyen à grande échelle comme un terme de frottement qu'il convient de paramétriser correctement (comme c'est par exemple le cas dans Döös et al. (2004), où un pic de frottement est observé lorsque les ondes générées présentent une pulsation proche de la fréquence de flottaison N). On retrouve également à une toute autre échelle cette problématique de l'interaction d'un écoulement en rotation avec un fond irrégulier : cela concerne en effet les applications industrielles dès lors qu'un écoulement tournant est généré (c'est le cas dans les machines tournantes). Plus généralement, toute structure tourbillonnaire cohérente venant en contact avec une surface solide va voir sa dynamique affectée par la couche limite qui s'y développe. L'étude de cette couche limite est donc fondamentale également dans le contexte de la dynamique tourbillonnaire.

Lorsque la stratification est absente (ou négligeable), une théorie linéaire pour la couche limite laminaire a été proposée pour la première fois par Ekman (1905), qui a donné son nom à la structure en spirale de l'écoulement ainsi obtenu. Ces résultats obtenus pour des écoulements dans la limite de $Ro \rightarrow 0$, qui prédisent une épaisseur $\delta = \sqrt{\nu/\Omega}$ pour la couche limite, ont ensuite été complétés par les solutions autosimilaires de von Kármán (1921) et Bödewadt (1940) dans le cas non-linéaire ($0 < Ro < \infty$). La couche limite devient par ailleurs turbulente pour

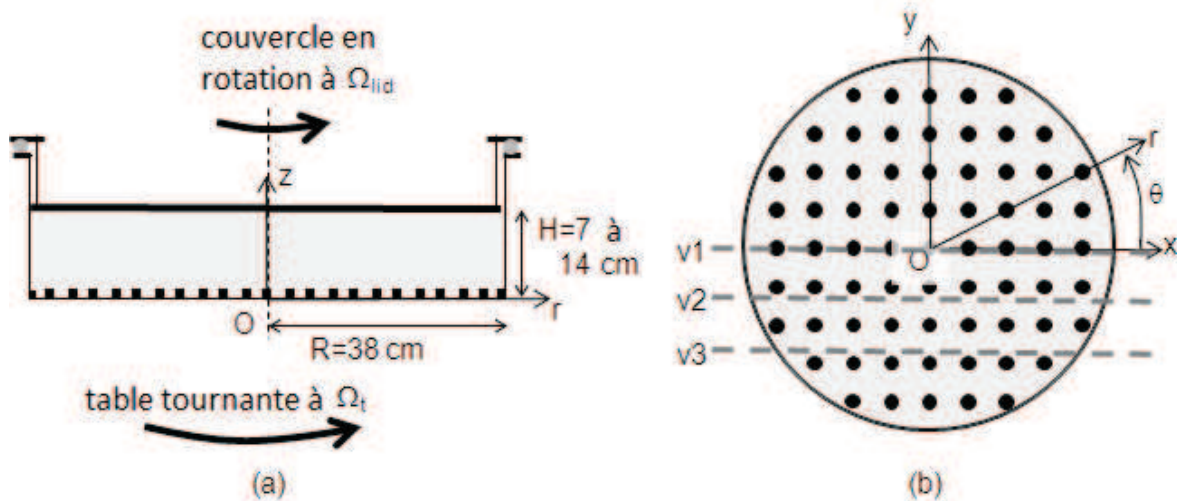


FIGURE 7 – Vue de côté (a) et de dessus (b) du dispositif expérimental. Les positions des cylindres ne sont pas réelles, la densité étant beaucoup plus importante en réalité. Les plans verticaux v1, v2 et v3 ont été utilisés pour observer la structure verticale de l'écoulement au moyen de particules d'aluminium. La figure est tirée de Moulin et al. (2013).

des valeurs de Reynolds $Re_\delta = U\delta/\nu$ supérieures à 55 (Faller & Kaylor 1966).

L'effet de rugosités sur la dynamique de l'écoulement et la couche limite a été principalement étudiée dans un contexte industriel, pour des régimes pour lesquels $h < \delta$ (où h est une échelle de longueur typique des rugosités). Au contraire, pour les applications géophysiques, c'est l'effet d'une topographie isolée, 2D ou 3D, qui est souvent étudiée, pour des régimes où l'obstacle émerge de la couche limite $h > \delta$ (Boyer & Davies 2000). Finalement, l'impact d'une distribution aléatoire de rugosités de grande taille n'a été étudié que pour des équations simplifiées de la dynamique des fluides géophysiques (voir par exemple Zavala-Sansón et al. (2010) pour des équations en eau peu profonde).

Pour pouvoir étudier les différents régimes d'un écoulement en rotation au-dessus d'un lit rugueux dans le cas où $h/\delta > 1$, Niino (1989) avait mis en place une expérience dans laquelle un écoulement au-dessus de rugosités cylindriques était généré par rotation différentielle d'un disque posé sur la surface libre. Au moyen de mesures par PTV (« Particle Tracking Velocimetry »), il avait montré que la présence des rugosités cylindriques conduisait effectivement à un écoulement moins rapide que dans le cas lisse. Des observations dans des plans horizontaux avec des particules d'aluminium s'alignant dans la direction du cisaillement lui avaient également permis de mettre en évidence, pour certains régimes, la formation de structures annulaires, axi-symétriques. De telles structures avaient également été détectées par Faller & Mooney (1971) dans une étude avec $h/\delta \approx 1$ destinée à étudier le rôle de petites rugosités sur la dynamique de la couche limite turbulente.

C'est dans ce contexte que j'ai demandé à Hiroshi Niino de pouvoir rejoindre l'équipe de météorologie dynamique de l'ORI (Ocean Research Institute) pour reprendre cette étude. L'objectif était donc d'étudier expérimentalement ce type d'écoulement au moyen de techniques de mesures plus récentes (PIV) pour déterminer des lois de paramétrisation pour le frottement induit par les rugosités et comprendre les processus responsables de la formation de ces structures annulaires.

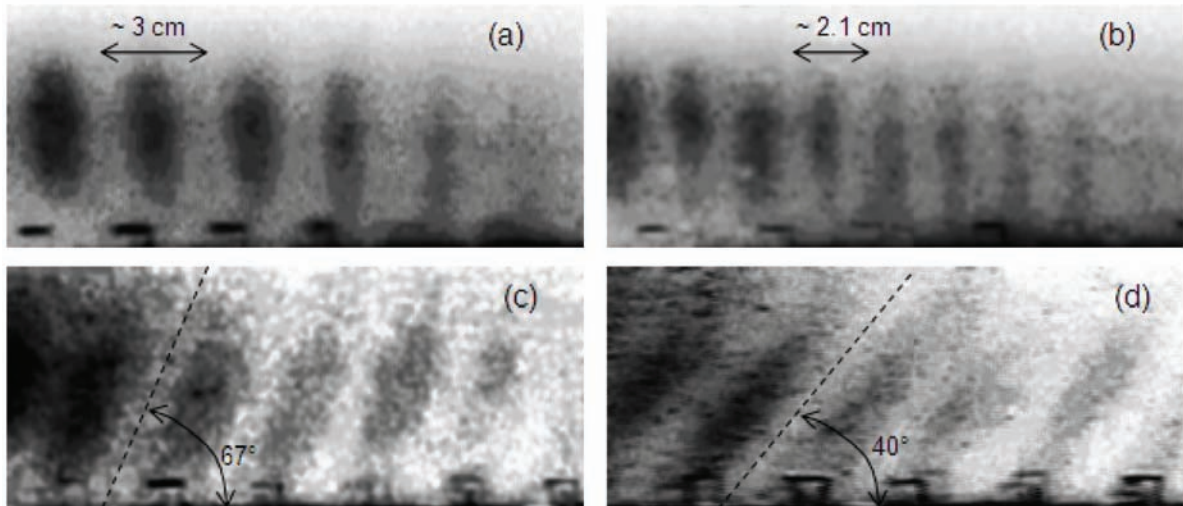


FIGURE 8 – Visualisation au moyen de particules d'aluminium illuminées par une tranche laser verticale. Vues dans (a) le plan vertical $v1$ passant par le centre de la cuve et aligné avec les cubes, (b) un plan vertical passant par le centre de la cuve mais décalé de 45° , (c) le plan vertical $v2$ et (d) le plan vertical $v3$. Les positions des plans verticaux $v1$, $v2$ et $v3$ sont indiquées dans la figure 7. Les paramètres expérimentaux sont $\Omega_t = 0.524 \text{ rads}^{-1}$, $\Omega_{lid} = 0.042 \text{ rads}^{-1}$, $d = 3 \text{ cm}$ et $H = 11.5 \text{ cm}$. La figure est tirée de Moulin et al. (2013).

2.2 Structure de l'écoulement

J'ai donc réalisé des expériences sur table tournante avec une cuve cylindrique de rayon $R = 38 \text{ cm}$ munie d'un fond recouvert de petites rugosités cylindriques de diamètre $D = 1 \text{ cm}$ et hauteur $h = 1 \text{ cm}$, réparties selon une grille régulière cartésienne de pas $d = 3, 4.2$ et 6 cm . Des épaisseurs d'eau H entre 7 et 14 cm ont été utilisées, l'écoulement étant forcé par la rotation différentielle d'un disque placé à la surface. Des observations avec des particules d'aluminium, de la fluoréscéine, ainsi que par précipitation électrolytique ont été effectuées. Des mesures de vitesse dans des plans horizontaux ont ensuite été réalisées. Un schéma du dispositif expérimental est donné dans la figure 7.

Le taux de rotation de la table tournante étant noté Ω_t , et Ω_{lid} le taux de rotation du couvercle, les valeurs de Rossby de couvercle $Ro_{lid} = \Omega_{lid}/\Omega_t$ explorées s'échelonnaient entre 0.039 et 0.639 , conduisant à des écoulements au sein de la cuve avec des valeurs du nombre de Rossby encore plus faibles. Plus intéressant, les évaluations du nombre de Rossby local, c'est-à-dire basé sur l'échelle de longueur des rugosités et non plus sur le rayon de la cuve, donnaient des valeurs maximales (en bordure de cuve) comprises entre 0.65 et 12.3 , permettant d'espérer une large variété de structures au voisinage des cylindres. Enfin, les valeurs de δ/h étaient comprises entre 0.1 et 0.2 , une condition nécessaire pour les que les rugosités émergent loin au-dessus de la couche limite laminaire équivalente.

Les observations dans des plans horizontaux avec la même méthode expérimentale que dans Niino (1989) ont très rapidement fait apparaître les structures annulaires détectées par Hiroshi Niino. Pour pouvoir en comprendre la structure, nous avons réalisé toute une série d'observations dans des plans verticaux, au moyen d'une tranche laser et de divers procédés de traçage (particules d'aluminium, colorant et précipitation d'oxyde de plomb). Pour des valeurs faibles de Ro_{lid} , toutes ces observations ont permis de mettre en évidence :

- la génération de paquets d'ondes internes d'inertie au-dessus des zones où la distribution de rugosités est orientée suivant l'écoulement moyen. L'angle mesuré pour ces ondes,

et leur longueur d'onde, était compatible avec ce qu'on peut attendre d'une génération topographique (pulsation $\omega_0 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}$) (voir figure 8(c,d)).

- l'apparition de structures verticales au-dessus des régions où les rugosités sont alignées (en configuration « square » ou « staggered »), avec des espacements égaux à d ou bien $d/\sqrt{2}$ qui correspondent aux allées entre les rugosités (voir figure 8(a,b)).
- la génération, dans le plan méridien (r, z) , d'une circulation secondaire formée de cellules ascendantes et descendantes, espacées d'une distance d , mise en évidence par intégration lagrangienne du champ de vitesse dans la direction azimutale (à $\theta = C_{ste}$).

Pour des valeurs plus élevées de Ro_{lid} , les structures inclinées associées aux ondes finissent par disparaître, mais les structures verticales persistent, tout autant que les cellules de recirculation dans le plan méridien, du moins dans la partie haute de l'écoulement, i.e. $z > h$.

Les mesures par PIV dans des plans horizontaux à plusieurs altitudes z au-dessus du fond ont permis de compléter ces premières observations, et les quantifier (figures 7, 8 et 9 de Moulin et al. (2013)). Pour des écoulements à faible Ro_{lid} , on identifie dans le champ de vorticités une distribution similaire à la distribution des rugosités sur le fond, mais avec un décalage angulaire qui augmente linéairement avec l'altitude. Cela correspond à des ondes d'inertie topographiques forcées par la présence des obstacles. Pour des valeurs plus élevées de Ro_{lid} , cette structure décalée angulairement persiste dans la partie centrale de la cuve, mais est remplacée vers l'extérieur par des motifs en bandes parallèles qui correspondent aux allées préférentielles de l'écoulement vers le fond. Enfin, pour les valeurs les plus élevées de Ro_{lid} , les motifs en bandes parallèles eux-mêmes finissent par se fondre et se transformer en structures axisymétriques annulaires lorsque z augmente.

2.3 Paramétrisation du frottement sur le fond

Les mesures par PIV ont permis de vérifier que la disparition des ondes d'inertie topographiques coïncidait avec des valeurs locales du Rossby proches de l'unité. Par ailleurs, les profils de vitesse azimutale moyenne (au sens d'une moyenne selon θ à r fixé) sont apparus indépendants de z , présentant une forme non-linéaire et des valeurs toujours en dessous des prédictions pour un fond lisse (dans ce cas, le fluide dans la cuve finit par être en rotation rigide avec un taux de rotation Ω_{core} égal à la moitié du taux de rotation du couvercle, i.e. $\Omega_{core} = \Omega_{lid}/2$).

A rayon donné r , la valeur de vitesse azimutale moyenne V est donnée par un équilibre entre le flux radial centrifuge dans la couche limite au niveau du couvercle, $\Phi_{Ekman}^{upper} > 0$, et le flux radial centripète dans la couche limite de fond, composé d'un flux de couche limite d'Ekman classique Φ_{Ekman}^{lower} et d'un flux lié aux rugosités noté Φ_{RS} tel que $\Phi_{Ekman}^{lower} + \Phi_{RS} < 0$. Dans le cas où le fond est lisse et Ro_{lid} faible, c'est la symétrie totale des deux couches limites qui conduit à un écoulement dans la cuve avec un taux de rotation égal à la moitié de celui du couvercle ($\Phi_{Ekman}^{upper} + \Phi_{Ekman}^{lower} = 0$ avec $\Phi_{Ekman}^{upper} = -\Phi_{Ekman}^{lower} = V\delta/2$). En présence de rugosités, la force générée au niveau des rugosités, soit par génération d'ondes topographiques ($Ro_{loc} < 1$), soit par traînée de forme ($Ro_{loc} > 1$), conduit dans les équations moyennées de la couche limite à un flux plus centripète plus important. Pour que l'équilibre des flux entre les deux couches limites soit retrouvé, la vitesse azimutale doit être plus basse dans la cuve, ce qui correspond aux mesures expérimentales. Plus précisément, les profils radiaux de V peuvent être exploités pour déterminer directement le flux radial adimensionnel associé aux rugosités, noté C^* et défini comme $C^* = -2\Phi_{RS}/(V\delta)$. En effet, V satisfait, par équilibre des flux, $V(r) = \Omega_{lid}r/(2 + C^*(r))$.

Parallèlement, nous avons cherché à modéliser les différentes forces exercées par les rugosités sur l'écoulement et à prédire le flux radial alors généré Φ_{RS} . Pour lisser la présence des rugosités et étudier la dynamique de l'écoulement à grande échelle, on peut procéder à une moyenne

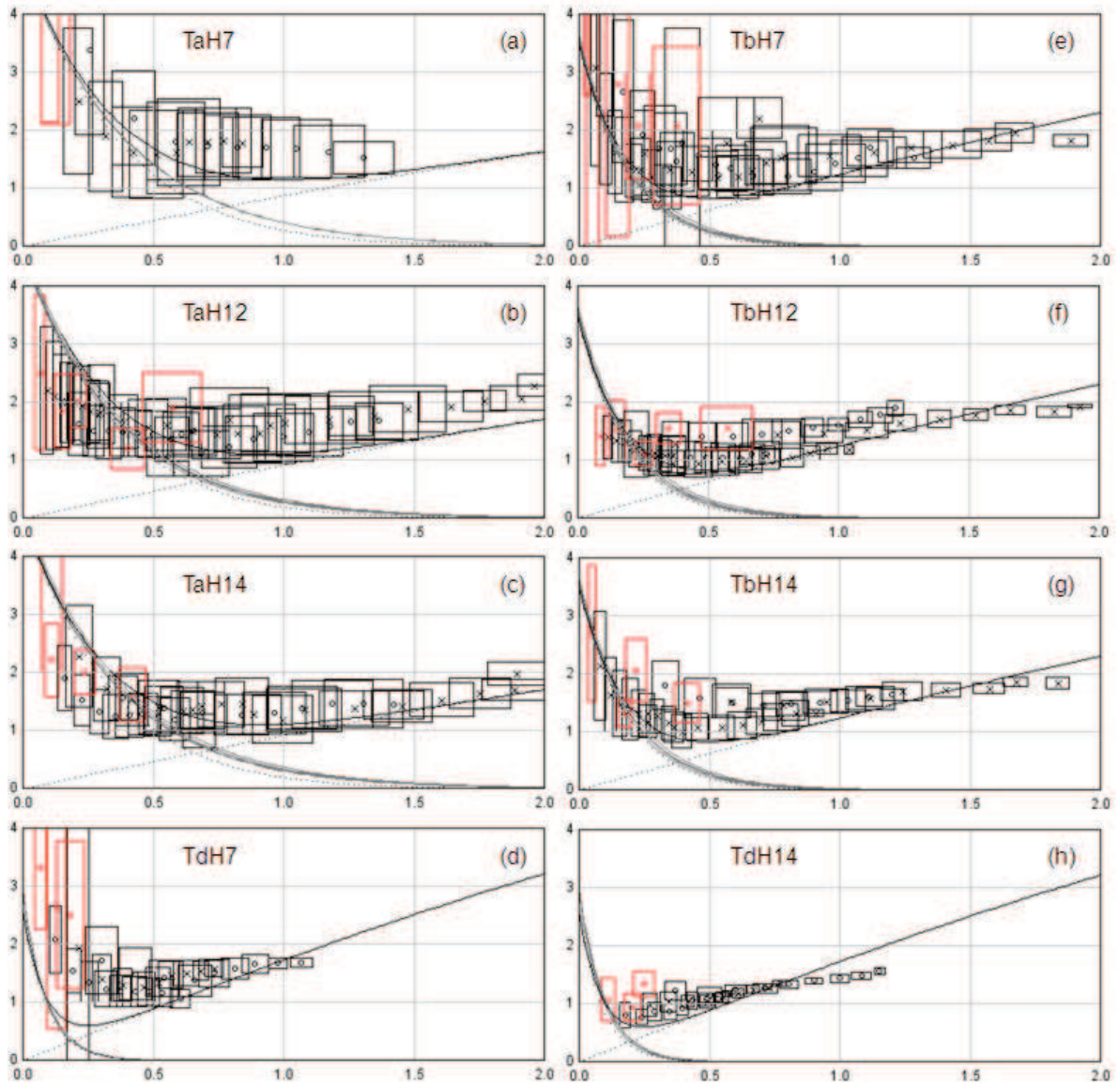


FIGURE 9 – Profils expérimentaux du frottement adimensionnel associé aux rugosité C^* en fonction de la vitesse de l'écoulement au dessus des rugosités V . Les expériences utilisées ici correspondent toutes à un espacement de $d = 3 \text{ cm}$ et des valeurs de f , Ω_{lid} et H référencées dans Moulin et al. (2013) d'où la figure est tirée.

spatiale horizontale à l'échelle du motif de rugosité, notée $\langle \rangle$. Il s'agit donc d'une approche directement inspirée par la méthode de double-moyenne de Nikora et al. (2007) que nous utiliserons pour les écoulements turbulents de couche limite sur fond rugueux. Ici, la force de Coriolis associée à la vitesse moyenne radiale $\langle u_r \rangle$ s'équilibre avec la force que les rugosités exercent sur le fluide, décomposées en un terme visqueux et un terme de pression notés respectivement \mathbf{f}_v et \mathbf{f}_p . Cet équilibre satisfait :

$$f \langle u_r \rangle = -(\mathbf{f}_p + \mathbf{f}_v) \cdot \mathbf{e}_\theta$$

Pour les forces $\mathbf{f}_p + \mathbf{f}_v$, nous avons tenu compte de deux sources possibles. Tout d'abord, nous avons pris en compte la génération d'ondes internes d'inertie. Nous avons alors utilisé une approche linéaire consistant à décomposer la surface rugueuse par transformée de Fourier pour estimer la résultante du champ de pression sur les rugosités, et réciproquement, la force que les rugosités exercent sur le fluide. Naturellement, la force est non nulle dès que le Rossby local Ro_{loc} est inférieur à l'unité. Pour la traînée de forme et la traînée visqueuse pour des valeurs de Ro_{loc} supérieures à l'unité, nous avons utilisé les valeurs classiques du coefficient de traînée C_D trouvées pour des cylindres, en tenant compte de la dépendance en Reynolds local $C_D(Re_{loc})$.

Pour comparer les prévisions de ce modèle avec les expériences, nous avons donc tracé les valeurs de C^* en fonction de la vitesse V . Comme le montre la figure 9, l'accord est excellent, et ceci, pour l'ensemble des expériences réalisées (plus de 50 expériences). Ceci valide l'approche utilisée et sa généralisation possible à des configurations différentes tant en termes de distributions que de formes de rugosités.

2.4 Processus de génération de structures annulaires

Alors que l'écoulement à l'échelle du motif de rugosité a pu être intégré et son effet paramétrisé pour prédire correctement la forme radiale des profils de vitesse moyenne azimutale $V(r)$, la persistance loin au-dessus des rugosités de motifs en bandes parallèles restait inexplicée. Conscient que notre approche moyennée filtre nécessairement toutes ces structures, nous sommes revenus sur les données PIV pour tenter d'élucider la nature de ces motifs.

Clairement, la rotation de ces motifs de bandes avec l'altitude z et leur amortissement progressif laissent supposer un comportement ondulatoire. Par ailleurs, les motifs en bandes étaient plus prononcés vers le fond et localisés dans des régions angulaires bien spécifiques. En particulier, ce sont les allées droites et diagonales au sein de l'arrangement régulier de cylindres qui étaient responsables de la formation initiale de ces motifs avant leur propagation vers le haut.

Pour tester cette hypothèse, nous avons imaginé une condition de fond équivalente, constituée de bandes de vitesse verticales non nulles localisées dans les 8 régions préférentielles. Nous avons ensuite décomposé (transformée de Hankel) cette condition de fond sur une base d'ondes topographiques en coordonnées cylindriques en considérant un milieu semi-infini ($H = \infty$) et en tenant compte de l'amortissement visqueux lors de la propagation des ondes vers le haut. A chaque altitude z , nous avons alors reconstitué le champ de vitesse verticale en sommant toutes les contributions.

L'accord entre les motifs ainsi calculés et les mesures expérimentales (voir figure 10) confirme la nature ondulatoire de ces bandes, et permet d'expliquer par un amortissement visqueux progressif des modes non axisymétriques l'apparition de structures annulaires dans l'écoulement au-dessus des rugosités.

Ce sont des écoulements préférentiels au sein de la sous-couche de rugosité, entre les cylindres, qui génèrent cette condition de vitesse verticale en forme de bandes qui finissent par

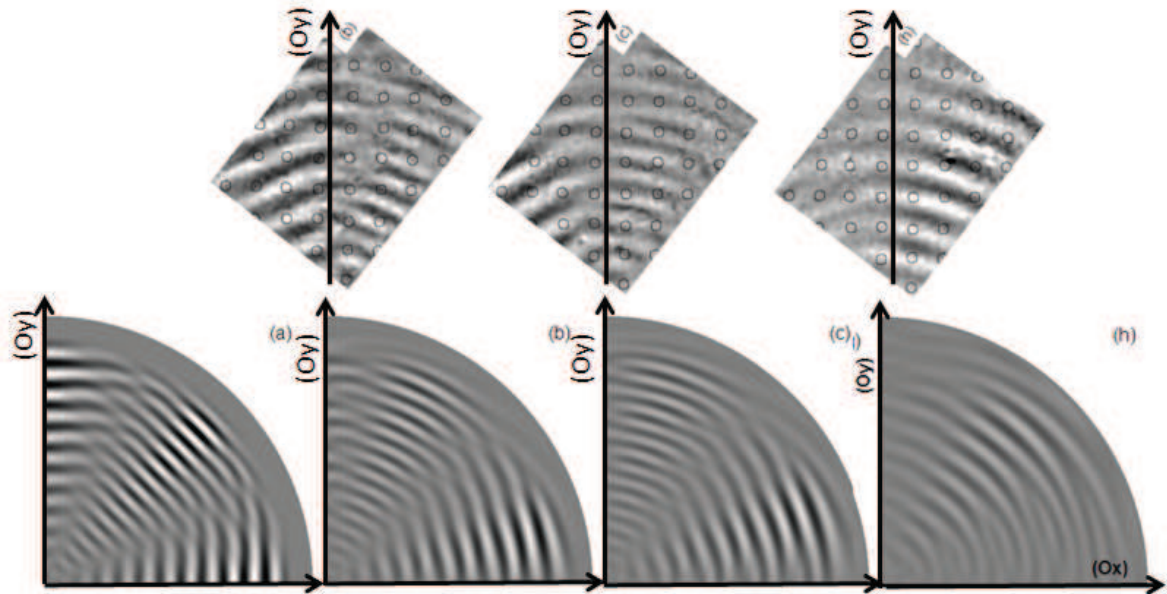


FIGURE 10 – En haut, champs expérimentaux de vorticité verticale ω_z pour plusieurs hauteurs z . En bas, champs de vitesse verticale prédits aux mêmes altitudes par une décomposition en ondes topographiques d’une condition de fond équivalente (motif correspondant à des allées préférentielles). Dans les deux cas, le Rossby de l’écoulement dans la cuve vaut 0.1. Les hauteurs au-dessus des motifs sont (a) $z = 0$, (b) $z = 1 \text{ cm}$, (c) $z = 2 \text{ cm}$ et (h) $z = 7 \text{ cm}$. Les mesures expérimentales ont été tournées de manière à faire coïncider les axes $(0x)$ et $(0y)$ entre simulation et expérience. Ces images sont tirées de Moulin et al. (2013).

se propager verticalement. Dans l’approche en moyenne horizontale déployée pour prédire les profils radiaux de vitesse $V(r)$, il reste une ambiguïté importante sur le volume caractéristique qui doit être choisi pour procéder à cette moyenne. En fait, le frottement induit par les rugosités induit un écoulement perpendiculaire à cette force. Cependant, dans le cas où les cylindres s’alignent avec la direction de l’écoulement, ce mouvement perpendiculaire induit vers l’allée vide ne génère pas forcément un mouvement moyen radial, mais peut tout simplement être compensé par une vitesse verticale non nulle le long de la même allée. C’est ce qui semble se produire ici et qui explique la formation des bandes vers le fond.

Bien que la nature des anneaux détectés par Niino (1989) est ainsi pu être expliquée, il n’a pas été possible d’étudier de façon plus détaillée et quantitative l’intensité des vitesses verticales générées dans les allées préférentielles. Cette quantification est pourtant nécessaire pour aller plus loin dans une comparaison entre expériences et un modèle d’ondes topographiques se propageant vers le haut. Par ailleurs, Niino (1989) avait également détecté une déstabilisation des anneaux extérieurs pour des valeurs de Ro_{lid} assez élevées. Cette déstabilisation pourrait résulter d’une instabilité barotrope, mais là encore, leur prédiction requiert de pouvoir prédire l’amplitude des anneaux générés. Cette instabilité barotrope d’un écoulement cisailé détaché dans le fluide en rotation fait d’ailleurs partie d’un projet de recherche collaboratif que je mets en place avec mes collègues de l’ORI (voir mon projet de recherche dans le chapitre IV).

3 Contrôle par la couche limite d'un vortex d'aspiration

Cadre : Recherche postdoctorale JSPS à l'ORI, Tokyo, puis IMFT, Toulouse

Collaborateurs : Hiroshi Niino (Professeur université de Tokyo, AORI, Tokyo, Japon), Takashi Noguchi (doctorant ORI puis professeur associé, université de Kyoto), Shinji Yukimoto (doctorant à l'ORI)

Publication(s) associée(s) : Yukimoto et al. (2010)

3.1 Problématique

Dans le champ d'activités du groupe de météorologie dynamique de l'ORI où je travaillais comme chercheur post-doctoral, les structures tourbillonnaires à petite échelle étaient un objet d'étude et de prévision importants. En effet, le Japon est régulièrement confronté à des problèmes de formation de trombes, de tornades (« *tatsumaki* » en japonais, autrement dit « le dragon qui tourbillonne ») ou même de tornades de poussière (« *dust devil* » en anglais). Bien qu'utilisant des modèles méso-échelles pour en prédire la formation, en particulier pour les tornades issues de super-cellules orageuses, il existe également un intérêt à en comprendre la structure et la dynamique une fois la formation achevée.

En particulier, le mécanisme de formation principal consiste en un étirement axial vertical compensé par une convergence radiale qui conduit à une amplification de la vorticité verticale ambiante. Dès lors, le modèle le plus approprié consisterait en un tourbillon de Burgers avec un coeur de vorticité entouré d'un profil radial de vitesse azimutal en $1/r$ traduisant une conservation du moment angulaire. A l'équilibre, un modèle plus simple consiste en un vortex de Rankine (coeur de vorticité positive constante et écoulement externe irrotationnel). Or, les quelques mesures effectuées dans les conditions extrêmes que génèrent les tornades (Wurman & Gill 2000) montrent qu'à l'extérieur du coeur, elles présentent une croissance du moment angulaire avec le rayon.

Ce constat avait amené Hiroshi Niino à mettre en place une expérience en laboratoire de formation d'un vortex intense. Après de premières observations au colorant de la structure de l'écoulement, un doctorant, Shinji Yukimoto, avait commencé à travailler sur le sujet.

3.2 Contribution

Etant en activité dans la même équipe de recherche, je me suis rendu compte assez rapidement que cette étude relevait d'un sujet proche de mon propre projet de recherche. En effet, l'approche expérimentale utilisée (voir Yukimoto et al. (2010) pour plus de détails sur la solution technique adoptée)  tait équivalente à la génération d'un vortex d'aspiration dans une cuve en rotation, les mesures étant effectuées depuis l'extérieur, dans le référentiel absolu du laboratoire. Par conséquent, la vortex ainsi généré, présentant des valeurs élevées du nombre de Rossby, représentait un écoulement en rotation au même titre que l'écoulement forcé par la rotation d'un couvercle dans mon propre projet.

Les premières mesures par PIV de Shinji Yukimoto avaient montré l'existence de deux régimes pour ce type d'écoulement en fonction du débit d'aspiration Q et de la rotation d'ensemble de la cuve Ω . Dans les régimes à valeurs élevées de Q , on retrouvait un profil radial en $1/r$ rejoignant la vitesse imposée sur la paroi verticale extérieure de la cuve. Au contraire, pour des valeurs plus faibles de Q , on voyait apparaître des régions présentant une augmentation de moment angulaire avec la coordonnée radiale r .

Sur la base de ces mesures et des observations au colorant, j'ai donc proposé à Hiroshi Niino

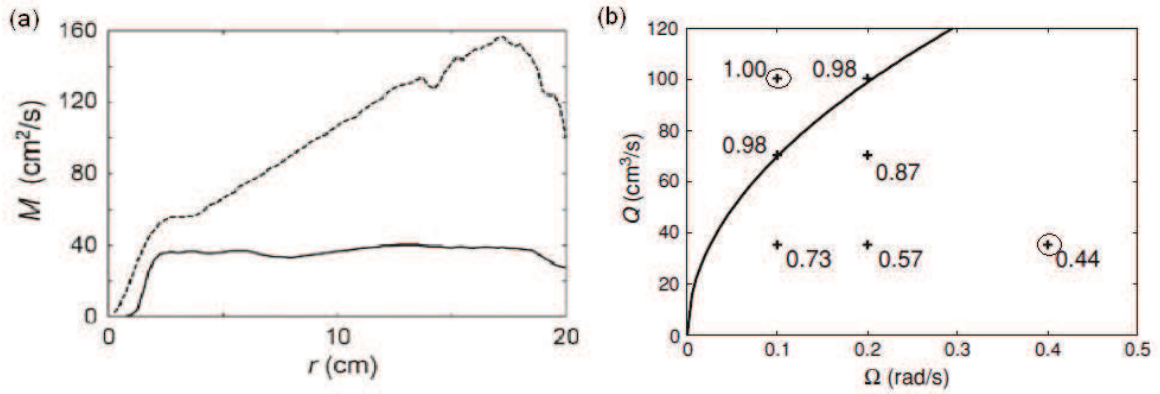


FIGURE 11 – (a) profils radiaux de moment azimutal mesurés par PIV pour deux régimes différents ($\Omega = 0.1 \text{ rads}^{-1}$ et $Q = 100 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour la ligne continue; $\Omega = 0.4 \text{ rads}^{-1}$ et $Q = 33 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour les pointillés). (b) Expériences réalisées dans le plan (Ω, Q) avec un chiffre donnant la valeur adimensionnelle du moment angulaire en $r = 4 \text{ cm}$ (pour un profil en $1/r$ jusqu'à $r = 4 \text{ cm}$, la valeur trouvée est 1). La ligne continue noire représente la frontière délimitant les deux régimes donnée par l'équation (1) proposée par Shinji Yukimoto. La figure est tirée de Yukimoto et al. (2010).

et Shinji Yukimoto une interprétation possible de cette structure en terme de contrôle par la couche limite du profil de vitesse pour les valeurs faibles de Q . En effet, le débit étant imposé, un profil en $1/r$ du champ de vitesse conduit à un flux radial au sein de la couche limite qui croît lorsqu'on s'approche du centre de la cuve. Si le débit imposé Q est suffisant, le flux au sein de la couche limite ne peut assurer complètement le débit, et un mouvement radial centripète dans le fluide de la cuve permet de transporter le moment angulaire de la paroi extérieure vers le centre. Au contraire, si le débit Q est assez bas, il existe une position radiale, notée r_c , à partir duquel le débit est intégralement pris en charge par le flux radial dans la couche limite. Dès lors, en deçà de cette position, on n'assure plus une conservation de moment angulaire par transport radial depuis la paroi verticale extérieure, et le champ de vitesse est donc entièrement contrôlé par la couche limite, qui s'adapte de manière à assurer un flux constant Q .

Pour aller plus loin dans la détermination, à Ω fixé, du débit critique minimal Q_c permettant l'obtention d'un profil en $1/r$ sur la totalité de la cuve, j'ai utilisé les flux radiaux prédits par von Kármán (1921) et Bödewadt (1940) pour les situations autosimilaires. La tendance générale obtenue pour $Q_c(\Omega)$ était correcte, avec une loi prédite en $Q_c \approx 0.46 \times \pi R^2 (\Omega \nu)^{1/2}$, mais les valeurs prédites n'étaient pas en accord exact avec les valeurs trouvées expérimentalement, du fait du caractère non semblable de l'écoulement et des approximations faites pour aboutir à ce résultat analytique.

3.3 Résultats et développements en cours

En poursuivant cette piste, Shinji Yukimoto a donc exploré expérimentalement l'espace des paramètres (Ω, Q) pour déterminer la frontière entre les deux familles de vortex (voir figure 11(a)). Parallèlement, devant les difficultés pour prédire le flux radial dans la couche limite pour les profils en $1/r$, il a développé un code numérique axisymétrique lui permettant de calculer la structure de l'écoulement dans la cuve ainsi que dans la couche limite de fond.

Dans le cadre de son doctorat, Shinji Yukimoto a également résolu numériquement les équations de la couche limite pour un écoulement externe en $1/r$, de manière en particulier à

calculer le flux radial associé. Il a pu montrer que le flux radial total Q_{cl} pouvait se mettre sous la forme :

$$Q_{cl} = 2\pi R^2 (\Omega\nu)^{1/2} F(r/R)$$

où $F(r/R)$ est une fonction adimensionnelle qui est solution du problème en $1/r$.

Connaissant la forme exacte de $F(r/R)$, il a ensuite été possible de déduire à quelle condition le débit dans la couche limite Q_{cl} en $r = 4 \text{ cm}$ restait inférieur à Q . Ceci permet d'exprimer le débit critique en fonction des paramètres du problèmes, en l'occurrence :

$$Q_c = 0.88 \times 2\pi R^2 (\Omega\nu)^{1/2} \quad (1)$$

La figure 11(b) montre bien l'adéquation entre cette prédiction et les mesures expérimentales, venant conforter l'explication de la formation de vortex intenses présentant des profils différents de $1/r$.

Le travail de Shinji Yukimoto, en particulier la connaissance de $F(r/R)$, permet de déterminer précisément les valeurs de débit critique Q_c conduisant à des profils en $1/r$ pour $r > 4 \text{ cm}$. Cependant, il n'existe toujours pas de moyen analytique ou semi-analytique simple permettant de déterminer le profil radial de moment angulaire dans la zone où la couche limite contrôle la structure de l'écoulement. Une piste intéressante que nous sommes en train de développer consisterait à utiliser une approche intégrale en reprenant les résultats de Andersen et al. (2003), qui propose des ersatz intéressants pour la forme du profil de vitesse dans la couche limite. En adaptant les équations qu'il propose et en cherchant des solutions à flux radial fixé, il doit être possible de prédire le profil de vitesse (et donc de moment angulaire) dans la partie proche du coeur du vortex. Les mesures expérimentales et les simulations numériques de Shinji Yukimoto pourront servir à valider cette approche. C'est un aspect que je souhaite poursuivre avec mes collègues de l'ORI à travers un projet collaboratif (voir mon projet de recherche dans le chapitre IV).

4 Dipôle en eau peu profonde

Cadre : IMFT, Toulouse

Collaborateurs : Julie Albagnac (Stage M2R puis doctorante IMFT), Laurent Lacaze (CR CNRS, IMFT), Olivier Eiff (Professeur INPT, IMFT), Adam Fincham (Professeur associé, USC University of Southern California, Etats-Unis) et Pierre Brancher (Professeur UPS, IMFT)

Publication(s) associée(s) : Albagnac et al. (2013)

4.1 Problématique

Dans les écoulements géophysiques à grande échelle, les effets de rotation ou bien de stratification génèrent une très forte anisotropie dans une direction privilégiée de l'espace, i.e. l'axe de rotation du référentiel ou le gradient principal de densité orienté suivant la pesanteur locale. Cette anisotropie conduit à la formation de structures cohérentes soit par cascade inverse (turbulence en rotation), soit par une cascade directe vers des rapports d'aspect stables pour les tourbillons (turbulence en stratifié). On retrouve la même chose pour les écoulements homogènes lorsque qu'une limite est imposée dans une direction, par le biais d'une surface libre par exemple. Dès lors, la dynamique des grandes structures est généralement décrite dans le cadre des écoulements en couche mince (« shallow water equations »). La persistance de ces structures permet alors un appariement entre vortex de signes opposés sous la forme d'une

structure dipolaire capable de transporter sur de très grandes distances des quantités de chaleur et de masse. Ces vortex dipolaires, de diamètre D et d'épaisseur H , forment donc une structure élémentaire essentielle au même titre que les vortex monopolaires.

En stratifié continu ou pour des écoulements confinés, de nombreuses expériences ont permis d'étudier la génération de ces dipôles par des jets turbulents (Praud & Fincham 2005, Sous et al. 2004, 2005) ou la déstabilisation de vortex contra-rotatif allongés (Billant & Chomaz 2000). Or, pour des dipôles générés en milieu confiné, Sous et al. (2004) avait identifié un tourbillon transverse en avant du dipôle, dont il associait la formation à une réorganisation de la turbulence initiale. La présence d'une telle structure a un effet très important sur les transports verticaux et les conditions de cisaillement près du fond. Ce sont des aspects de l'écoulement essentiels dès lors qu'on s'intéresse aux propriétés de transport (sédiments et nutriments) associés à de telles structures. Le travail de master puis de thèse de Julie Albagnac visait à déterminer le mécanisme de formation du tourbillon transverse et sa dynamique. En effet, lorsque le confinement devient important (avec le paramètre de confinement $\alpha = H/D$ tel que $\alpha \ll 1$), une description intégrée verticalement (équations de Saint-Venant « shallow water ») est généralement adoptée. Le rôle du tourbillon transverse, s'il existe, ne peut donc alors qu'être introduit de façon paramétrée.

4.2 Résultats

Dans le cadre de son stage de master, puis de thèse, Julie Albagnac a pu exploiter un jeu de données expérimentales de génération de dipôles avec des mesures PIV dans différents plans horizontaux et verticaux. En l'absence de turbulence initiale (puisqu'il s'agit d'un procédé de génération laminaire), elle a pu démontrer que le tourbillon transverse naissait de la couche limite laminaire se formant lors du déplacement du dipôle, cette vorticité transverse initiale étant ensuite intensifiée par l'étirement transverse présent en amont du dipôle. La compétition entre cette intensification par étirement et la diffusion visqueuse, combinée avec un confinement vertical liée à la surface libre, conduit à des régimes autorisant ou non la formation d'une structure cohérente transverse en amont du dipôle. Les deux nombres sans dimension introduits par Julie Albagnac par adimensionnement des équations, $\alpha = H/D$ et $Re = UD/\nu$ (où ν est la viscosité du fluide et U la vitesse de propagation initiale du dipôle), peuvent être combinés pour obtenir une condition nécessaire pour l'apparition du tourbillon transverse : $\alpha^2 Re > 6$ et $\alpha < 0.6$. Ces résultats essentiellement basés sur des mesures de PIV 2D-2C ont fait l'objet d'une publication dans laquelle je n'apparais pas comme co-auteur (Albagnac et al. 2011).

Dans le cadre de sa thèse, Julie Albagnac a aussi mené des campagnes de mesures par PIV 3D-3C (3 dimensions, 3 composantes), au moyen d'un laser et d'une caméra haute fréquence et d'un rail de positionnement à haute résolution et haute vitesse. Le dispositif expérimental a été développé par Olivier Eiff (OTE, IMFT) en collaboration avec Adam Fincham (Professeur associé, USC University of Southern California, Etats-Unis) et consiste à scanner très rapidement un volume de particules en déplaçant la nappe laser au moyen d'un miroir mobile placé sur le rail de positionnement. Le laser impulsif et la caméra haute fréquence sont synchronisés de manière à connaître très précisément la position de la nappe laser dans les images enregistrées. De mon côté, sur la base d'un développement algorithmique initié par Adam Fincham, j'ai rédigé un code de calcul de PIV 3D-3C permettant de calculer le champ de vitesse complet $u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z)$ par comparaison de deux volumes de particules successifs (voir figure 12). Nous avons donc utilisé cette métrologie sur un écoulement de dipôle pour pouvoir déterminer la structure complète tridimensionnelle de dipôles présentant un tourbillon transverse en amont.

Pour analyser le champ tridimensionnel ainsi obtenu et en extraire les structures cohérentes,

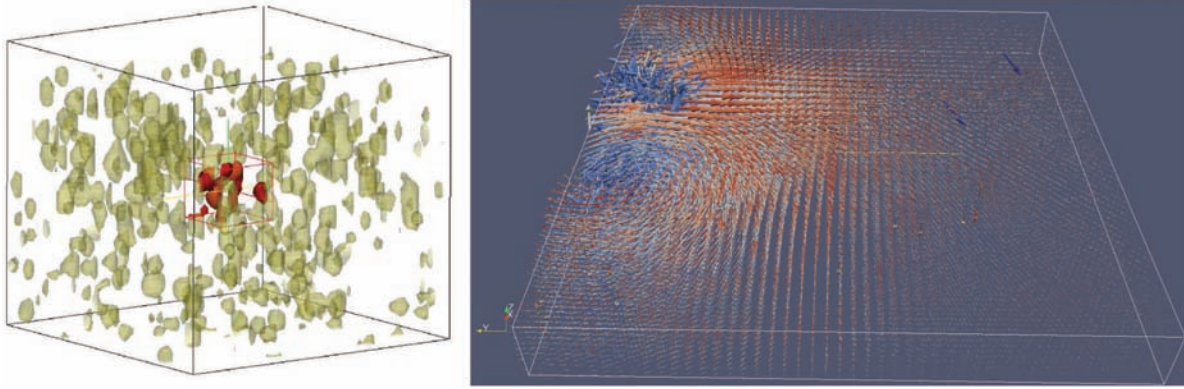


FIGURE 12 – Exemple de volume de particules sous la forme d’isosurfaces d’intensité lumineuse, reconstruit à partir du scan des particules illuminées par la tranche laser (à gauche, la figure est tirée de Albagnac et al. (2011)) et champ de vitesse 3D3C (3 dimensions, 3 composantes) calculé par l’algorithme en comparant deux volumes de particules successifs (à droite, figure obtenue avec Paraview, la couleur des vecteurs indiquant le niveau de corrélation).

une approche originale a été élaborée. Elle consiste à combiner l’analyse en lignes de vorticité (associées aussi bien à des vortex qu’à un cisaillement de couche limite) au critère λ_2 utilisé pour définir un vortex (Jeong & Hussain 1995). En fusionnant les lignes de vorticité suffisamment proches et présentant un λ_2 négatif, il devient possible de définir des coeurs de vortex et d’identifier les structures cohérentes principales formant le dipôle et son tourbillon transverse (voir figure 13). Il a ainsi été possible de montrer expérimentalement que les extrémités du tourbillon transverse rejoignaient les deux vortex verticaux principaux du dipôle en se dirigeant vers la surface libre (Albagnac et al. 2013).

La connaissance complète du champ de vitesse permet également de calculer le champ de pression (équation de Poisson), du moins tant que la surface libre n’est pas trop déformée. Cette métrologie donne donc accès à l’ensemble des conditions près du fond (pression et cisaillement) qui peuvent générer un charriage voir une remise en suspension de sédiments. Les expériences réalisées avec mesures 3D-3C ont donc également permis de quantifier la répartition sur le fond d’un frottement pariétal à contre-courant associé à la présence du tourbillon longitudinal (figure 5(b) de Albagnac et al. (2013)). On voit également apparaître une ligne de détachement en amont du dipôle, l’ensemble de la structure rappelant celle d’un balai brosse mécanique constitué de deux brosses en rotation ramenant la poussière vers une brosse longitudinale à l’avant (« carpet sweeper » en anglais).

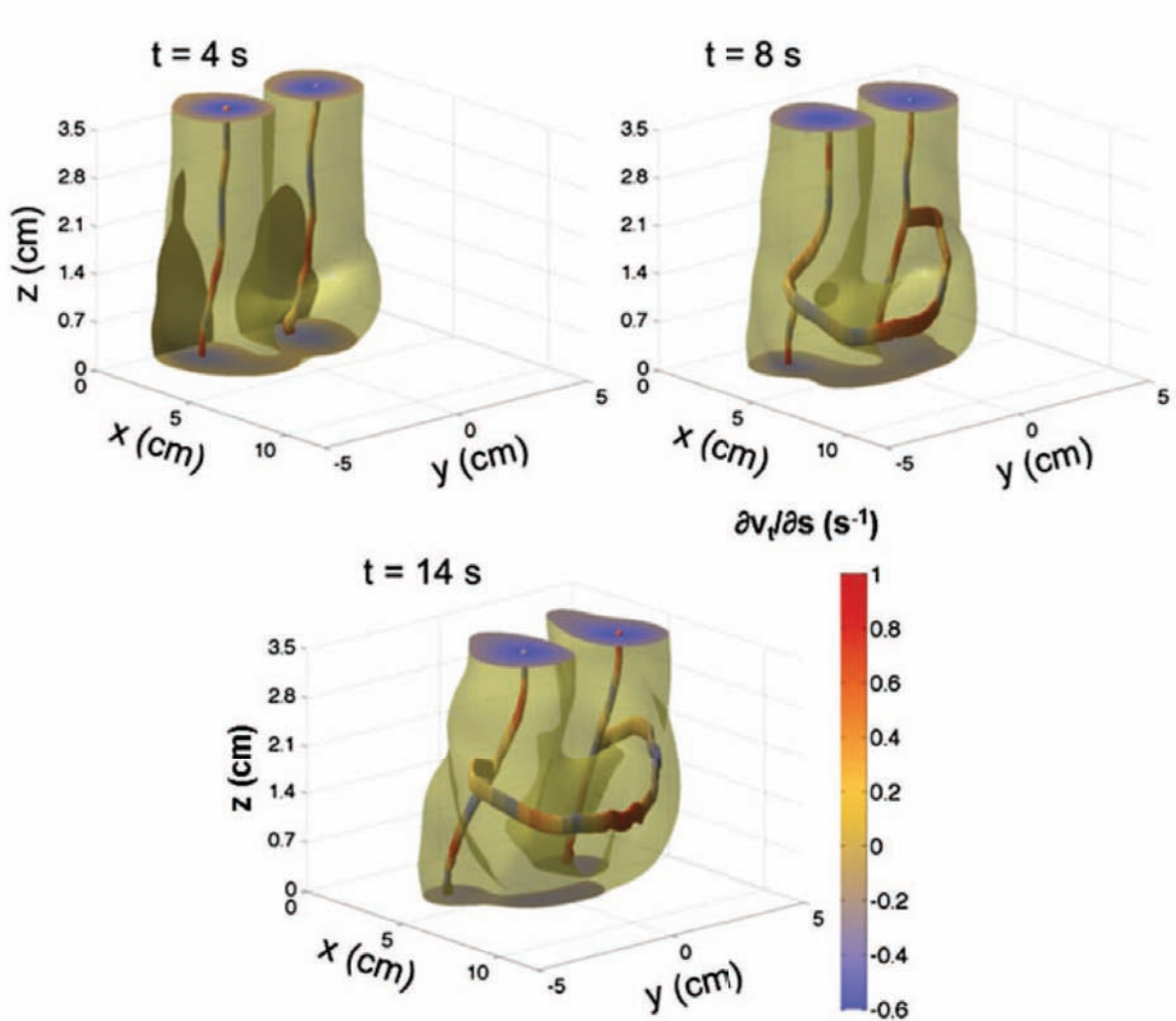


FIGURE 13 – Isosurfaces (transparentes) de la norme de la vorticité $\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}$ correspondant à 70% du maximum, et lignes de vorticité des principales structures cohérentes identifiées (deux vortex principaux et le vortex longitudinal se développant en avant). La couleur le long des lignes de vorticité indique la valeur locale du taux d'étirement $\partial v_t / \partial s$, où v_t est la composante de la vitesse tangente à la ligne de vorticité, et s l'abscisse curviligne le long de cette ligne. Les trois images sont obtenues à $t = 4, 8$ et 14 s pour l'expérience avec $Re = 290$ et $\alpha = 0.54$. La figure est tirée de Albagnac et al. (2013).

Deuxième partie

Couche limite turbulente sur des fonds rugueux rigides

Sommaire

Préambule	37
5 Modification de l'hydrodynamique benthique par un lit de coquillages	39
5.1 Problématique	39
5.2 Structure verticale de la couche limite turbulente	40
5.3 Erodabilité du fond	42
5.4 Comparaison avec les résultats <i>in situ</i> et modélisation	43
6 Effet du confinement sur la structure de la couche limite turbulente en rivière	44
6.1 Problématique	44
6.2 Définition de la souche-couche de rugosité	45
6.3 Persistance de la loi log dans les écoulements confinés	46
6.4 Paramètres de la loi log	47
7 Effets combinés de confinement et de variation transverse de rugosité	48
7.1 Problématique	48
7.2 Etudes réalisées et résultats	49
7.3 Etude en cours	50

Préambule

Les écoulements naturels à surface libre sont au coeur des activités de recherche du groupe « Ondes, Turbulence et Environnement », créé en 2005. Lorsque je me suis présenté au concours de maître de conférences pour un poste à l'IMFT, il s'agissait clairement d'une thématique dans laquelle mon projet de recherche devait s'intégrer.

La compréhension des processus en jeu dans des systèmes aquatiques naturels comportant un écoulement turbulent dépend du champ disciplinaire auquel on appartient et des priorités données en terme de modélisation. Pour illustrer cela, j'ai reproduit dans la figure 14(a) un schéma représentatif de ce qu'on peut trouver dans des ouvrages d'hydrobiologie, écrits par des chercheurs en écologie ou en modélisation des hydro-écosystèmes. On constate que les processus physiques sont bien souvent mis en arrière plan, loin derrière les cycles biogéochimiques et la classification des différents compartiments fonctionnels. Ceci reflète l'esprit des modélisations utilisées, où les processus physiques sont paramétrisés de façon extrêmement simplifiée. Si on considère maintenant ce système du point de vue de la mécanique des fluides, on aboutit à un schéma différent illustré par la figure 14(b), où les processus physiques, en particulier le rôle de la couche limite turbulente, reviennent au premier plan.

Une des raisons principales d'une simplification très importante des processus physiques dans les modèles en hydrobiologie tient à la méconnaissance de ce qui se passe, en particulier aux petites échelles. Cela justifie donc la stratégie développée au sein du groupe OTE qui consiste à étudier en détails l'hydrodynamique et les propriétés associées (transferts), avant de procéder à un changement d'échelle progressif vers l'échelle utilisée dans la modélisation.

Dans les couches limites turbulentes, les processus les plus difficiles à prendre en compte sont ceux qui se produisent sur le fond, dans une zone de l'écoulement fortement tridimensionnelle, profondément dans la sous couche de rugosité. Nikora et al. (2007) propose un cadre méthodologique inspiré des études de couche limite atmosphérique (en particulier Raupach et al. (1991)) pour pouvoir déduire des profils verticaux 1D par une double moyenne (temporelle et moyenne spatiale horizontale). Cela correspond à un premier changement d'échelle, au cours duquel les conditions sur les rugosités apparaissent sous forme d'intégrales surfaciques, que ce soit pour les équations de la quantité de mouvement (les intégrales surfaciques correspondent à des termes de traînée de forme et de traînée visqueuse) ou pour des équations de transport (auquel cas, l'intégrale surfacique correspond au flux généré par le développement des couches limites).

Si un changement d'échelle supplémentaire est rendu nécessaire, par exemple pour une description basée sur les équations de Saint-Venant, une intégration verticale sur toute la hauteur d'eau est alors réalisée. Lorsque seul le frottement sur le fond est en jeu (pour un modèle hydrologique par exemple), la connaissance de la structure verticale de la couche limite au-dessus de sous-couche de rugosité est suffisante. Elle est alors simplement décrite par la rugosité hydraulique k_s (ou de façon équivalente, la longueur de rugosité z_0). Le passage vers les équations de Saint-Venant s'écrit souvent au moyen du coefficient de Manning, qui peut être facilement exprimé en fonction de k_s (du moins tant que la veine d'eau est bien supérieure à la hauteur caractéristique des rugosités). Pour les processus de transport, cette intégration verticale vers un modèle de type Saint-Venant débouche sur diffusivités apparentes turbulentes longitudinales et transverses qui permettent de prédire le devenir des substances dissoutes en l'absence d'activité sur le fond. Lorsque le fond est le siège de processus de génération ou de piégeage importants pour les substances dissoutes ou en suspension, le passage à un modèle intégré verticalement devient plus délicat. Pour les applications atmosphériques, des modèles à deux couches ont donc été proposés comme une alternative au « tout vertical ». Ils sont utilisés pour traiter par exemple les problème de dispersion de polluants générés dans des canopées

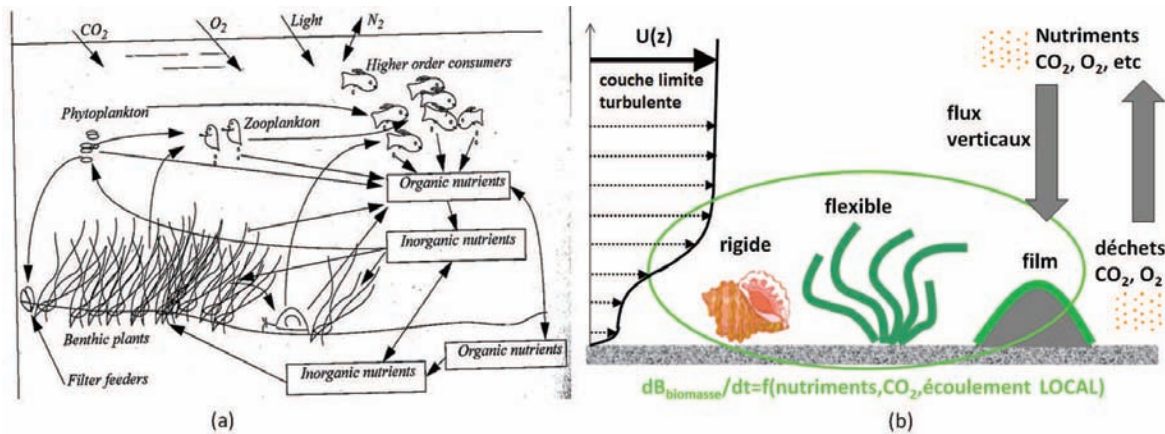


FIGURE 14 – (a) processus pertinents en vue de la modélisation d’un hydro-écosystème, du point de vue d’un hydrobiologiste (figure tirée de Williams (2006)), et (b) schéma des processus en jeu interprétés d’un point de vue de mécanicien des fluides en tenant compte des différentes typologies de lit naturel.

urbaines (voir les travaux de Bentham & Britter (2003)) : une vitesse d’échange verticale est alors introduite pour quantifier les transferts verticaux entre écoulement externe et canopée.

Dans les études menées à l’IMFT au sein du groupe OTE, l’accès à la structure complète de l’écoulement offre la possibilité de réaliser et d’analyser toutes ces différentes étapes de changement d’échelle. Cela va donc de l’analyse des grandeurs intégrales définies par Nikora et al. (2007) aux vitesses d’échanges au sens de Bentham & Britter (2003). C’est le moyen choisi dans le groupe pour améliorer la modélisation à grande échelle des hydro-écosystèmes en tenant mieux compte de nos connaissances des processus physiques en jeu (équations de quantité de mouvement et de concentration).

A mon arrivé à l’IMFT en novembre 2004, je me suis concentré sur le développement d’actions de recherche portant plus spécifiquement sur les couches limites turbulentes en rivière et en zone littorale. Ayant identifié la nécessité d’une description complète de la couche limite turbulente pour la description des hydro-écosystèmes, canopée incluse (définie comme la zone d’écoulement $0 < z < h$ où l’origine $z = 0$ est le fond du canal et h la hauteur des rugosités), j’ai donc commencé par lancer une étude expérimentale purement hydrodynamique de l’écoulement au-dessus d’un lit de coquillages. Cette première action de recherche m’a permis de mettre en service un canal hydraulique de petites dimensions dans lequel j’ai pu réaliser des mesures par PIV pour quantifier l’écoulement entre et au-dessus des coquillages. Ces mesure ont été analysées sur la base des grandeurs doublement moyennées définies dans Nikora et al. (2007) (qui avaient été proposées par les mêmes auteurs dès 2002 dans d’autres journaux). Elles ont permis d’étudier l’effet d’inclusions non mobiles (ici, une population de coquillages) sur les flux et l’érodabilité d’un fond sédimentaire potentiellement érodable.

Fort de ces premiers résultats sur la structure de la couche limite turbulente au voisinage de rugosités rigides, la nécessité d’une description jusque dans la canopée m’est apparu comme essentielle pour aborder un autre problème, celui des écoulements à surface libre très confinés au-dessus de fonds rugueux. C’est cette piste qui a été proposée et suivie avec succès par Emma Florens, doctorante sous ma direction et celle de Olivier Eiff et recrutée en octobre 2006. Le sujet de thèse initial devait concerner une étude de l’effet combiné d’un confinement et d’une variation transverse de rugosité sur la structure de la couche limite turbulente en rivière. Cependant, compte tenu de mes premiers résultats sur un fond recouvert de coquillages, une partie très importante du travail réalisé aura porté sur l’effet du confinement seul sur un fond

de rugosité homogène, en visant une description de la structure complète de la couche limite. Cette approche a permis d'accéder à des quantités difficile à mesurer par ailleurs (distribution verticale de frottement pariétal par exemple, par un bilan des termes des équations de Reynolds doublement moyennées) et a débouché sur une base de données expérimentales très solide pour redéfinir correctement certains concepts associés aux couches limites turbulentes : lien entre vitesse de frottement et frottement pariétal, lien entre hauteur de déplacement et point d'application des forces de frottement dans la canopée, hauteur de la sous-couche de rugosité, existence et position de la loi log, entre autres.

Parallèlement à ces études purement hydrodynamiques, j'ai mené d'autres activités de recherche sur des systèmes naturels nécessitant de décrire à la fois l'hydrodynamique et un autre processus (biologique, chimique ou encore, le transport de particules). Cependant, comme expliqué dans l'introduction, j'ai souhaité scinder en deux parties distinctes ce qui relève à proprement parler d'études purement hydrodynamiques (présentées dans ce chapitre) et ce qui relève d'études avec un couplage important avec d'autres processus (présentées dans le chapitre suivant).

5 Modification de l'hydrodynamique benthique par un lit de coquillages

Cadre : IMFT, projet PNEC 2004-2006 « conditions de remaniement des sédiments naturels et flux d'érosion associés »

Stagiaires encadrés : Catherine Bourg (2A ENSTA, 2 mois), Karen Mülleners (Eindhoven, master, 10 mois)

Collaborateurs : Dominique Astruc (Maître de conférence INPT, IMFT), Gérard Thouzeau (DR CNRS, LEMAR, Brest), Georges Chapalain (Chercheur, LEMAR, Brest), Katell Guizien (Observatoire de Banyuls)

Publication(s) associée(s) : Moulin et al. (2007), Moulin et al. (2008a), Moulin et al. (2010)

5.1 Problématique

Ce projet PNEC (Programme National des Ecoulements Côtiers), piloté par Pierre Le Hir (chercheur IFREMER, Brest), avait pour objectif l'étude du transport sédimentaires sur des fonds plus « complexes » que des lits constitués de sédiments non cohésifs triés (granulométrie bien resserrée autour d'un seul diamètre). Dans ce cadre assez général, plusieurs typologies de fonds « complexes » ont été identifiées : fonds avec distribution bimodale de particules, fonds constitués de sédiments cohésifs, fonds colonisés par des organismes, etc...

Pour la couche limite turbulente, la colonisation par des organismes d'un fond par ailleurs érodable ou bien la présence d'inclusions grossières dans un fond présentant alors une distribution bimodale semblaient relever du même processus. Dans les deux cas, il s'agit d'une modification de l'écoulement (et des processus sédimentaires associés) par la présence d'obstacles non érodables (coquillages, galets, rochers) au sein d'un sédiment érodable.

Nous avons donc proposé de réaliser une étude expérimentale en canal hydraulique destinée à comprendre et modéliser l'impact de la présence de coquillages sur l'érosion du fond sableux. En effet, au sein du projet PNEC, cela permettait de comparer cette approche expérimentale en laboratoire à une approche *in situ*, grâce à Gérard Thouzeau (DR CNRS, LEMAR, Brest), participant au projet, était impliqué dans l'étude de la dynamique de population d'une espèce invasive en rade de Brest, *crepidula fornicata* (voir figure 15(a)). Une caractérisation de deux sites en rades de Brest, contrastés en terme de densité en crépidules, a donc été organisée (voir

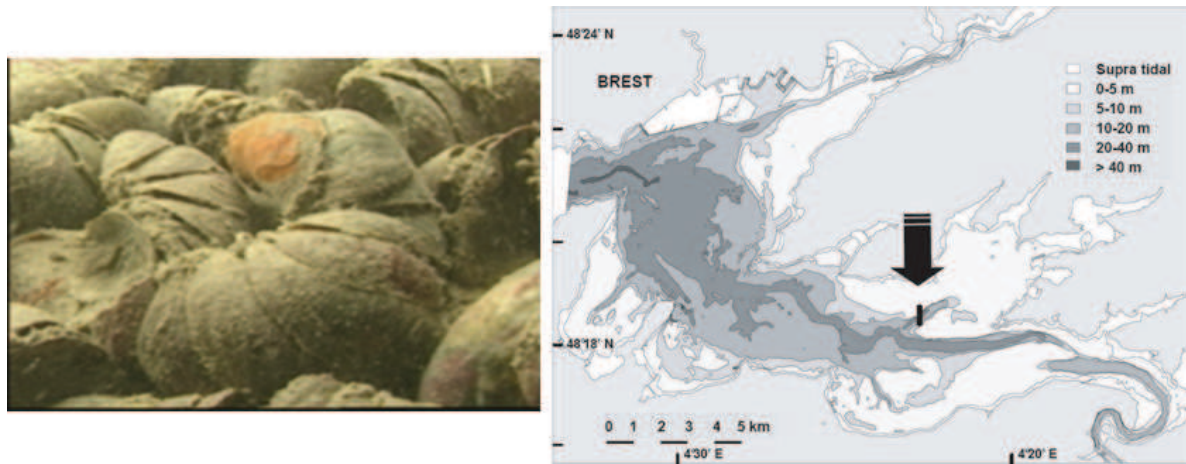


FIGURE 15 – Photographie d'un fond complètement recouvert de crépidules (envoyée par Gérard Thouzeau) et localisation des deux sites retenus pour l'étude de terrain (figure tirée de Moulin et al. (2007)).

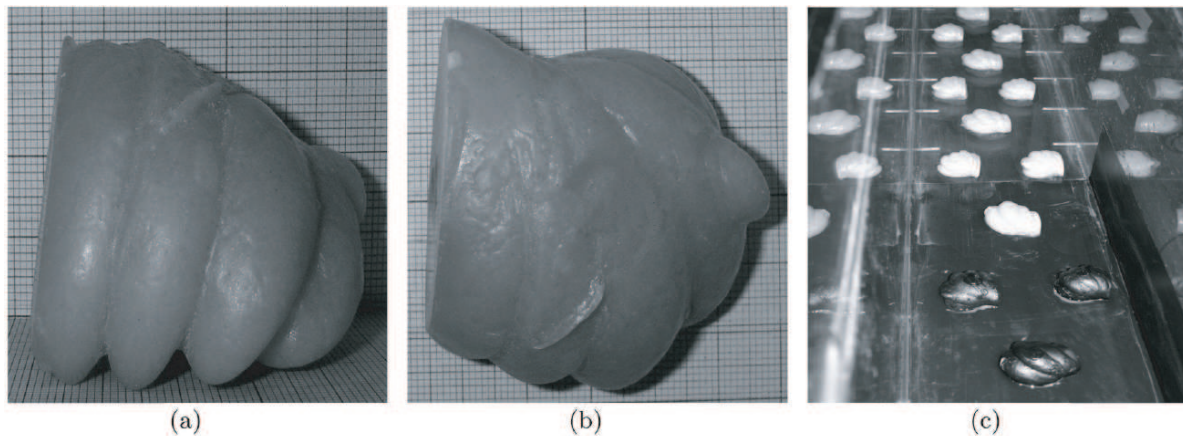


FIGURE 16 – Vues de face (a) et de dessus (b) d'un moulage d'une chaîne de *crepidula fornicata* et (c) distribution sur le fond du canal dans la configuration avec densité intermédiaire. Cette figure est tirée de Moulin et al. (2007).

figure 15(b)).

A l'IMFT, j'ai remonté un canal hydraulique de 20 m de long et 20 cm de large pour cette étude. Nous avons réalisé des moulages en résine de plusieurs chaînes de crépidules, placés au fond du canal selon trois densités différentes reprenant les densités également mesurées sur les sites d'étude (voir figure 16). Nous avons réalisé des mesures par PIV dans des plans verticaux localisés à différentes positions dans la direction transverse à l'écoulement. Nous avons également réalisé des mesures dans des plans horizontaux très proches du fond de manière à estimer le frottement sur le fond du canal.

5.2 Structure verticale de la couche limite turbulente

Les mesures des composantes longitudinale et verticale de vitesse dans les plans horizontaux ont permis d'estimer les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées définies par Nikora

et al. (2007). La double moyenne consiste à réaliser une moyenne temporelle (moyenne de Reynolds) et une moyenne spatiale au sein du fluide dans les directions horizontales (au moyen d'une surface de contrôle assez grande). Les quantités instantanées se décomposent alors en trois termes : la double moyenne, une fluctuation spatiale du champ moyenné temporellement par rapport à la double moyenne, et une fluctuation temporelle par rapport à la moyenne temporelle, selon la formule :

$$f(x, y, z, t) = \bar{f}(x, y, z) + f'(x, y, z, t) = \langle \bar{f} \rangle (z) + \tilde{f}(x, y, z) + f'(x, y, z, t) \quad (2)$$

La moyenne temporelle est notée par une barre horizontale $\bar{}$. La moyenne spatiale selon x et y est notée par des crochets $\langle \dots \rangle$ et les fluctuations spatiales par un tilde $\tilde{}$.

Lorsque l'opérateur de double moyenne est appliqué aux équations de Navier-Stokes, on aboutit aux équations doublement moyennées présentées par Nikora et al. (2007) (équations D.A.N.S. pour « Double Averaged Navier Stokes equations »). Pour un écoulement de couche limite turbulente développé selon x , en équilibre, sans circulation secondaire, sur une surface rigide, seule l'équation de quantité de mouvement selon x est pertinente, et se simplifie en :

$$0 = -\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \overline{u'w'} \rangle}{\partial z}}_{\text{transport turbulent}} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z}}_{\text{transport dispersif}} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\phi \langle \overline{\nu \frac{\partial u}{\partial x_j}} \rangle \right)}_{\text{transport visqueux}} + \underbrace{\frac{1}{\rho V_f} \int_{S_{int}} p \mathbf{e}_x \cdot d\mathbf{S}}_{\text{traînée de forme}} - \underbrace{\frac{1}{V_f} \int_{S_{int}} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x_j} \right) n_j dS}_{\text{traînée visqueuse}} \quad (3)$$

où z est la direction verticale ascendante, parallèle au champ de pesanteur local \mathbf{g} , et ϕ est la fonction de porosité, définie comme la fraction volumique de fluide $\phi = V_f/V_0$ où V_f est le volume de fluide et V_0 le volume total (fluide et solide). Loin du fond rugueux, ϕ vaut 1 et devient une fonction de z vers le fond.

Dans les équations D.A.N.S., au tenseur de Reynolds « classique » $\langle \overline{u'w'} \rangle$ vient s'ajouter un tenseur dispersif, $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$: les fluctuations spatiales jouent un rôle analogue aux fluctuations temporelles pour ce qui est du transport de quantité de mouvement.

Dans l'étude avec les moulages de crépidules, une partie de l'écoulement était rendu inaccessible aux mesures, la tranche laser étant cachée par la présence des coquillages dans la configuration la plus dense. Cependant, les résultats disponibles pour ce genre de rugosité de fond, en particulier le travail de Macdonald (2000), souffraient de la même limitation. L'estimation des grandeurs doublement moyennées reste cependant impacté par cet accès limité.

Les photographies des moulages de crépidules (figure 16(a,b)) ont été exploitées pour calculer la densité frontale du fond rugueux, λ_f , définie comme $\lambda_f = S/A_p$ où S est la surface projetée faisant face à l'écoulement, et A_p l'aire planaire du motif élémentaire constituant le fond rugueux. Ce paramètre est essentiel car pour des canopées urbaines comme celles étudiées par Macdonald (2000), le frottement est dû à la traînée de forme derrière les obstacles individuels. L'intégrale correspondante dans les équations D.A.N.S. (3) peut donc être aisément paramétrée sous une forme classique en $C_D(Re)U^2$. En négligeant le tenseur dispersif $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ et en utilisant pour le tenseur de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$ un modèle de longueur de mélange constant l_c à travers la canopée, les équations D.A.N.S. sont intégrables et donnent une solution exponentiellement décroissante dans la canopée (Macdonald 2000) de la forme $\langle \bar{u} \rangle (z) = \langle \bar{u} \rangle (z = h) \exp(-a(z/h - 1))$. Le taux de décroissance a est une fonction de C_D , l_c et λ_f , qui se met alors sous la forme :

$$a = (C_D \lambda_f H^2 / (4l_c^2))^{1/3}$$

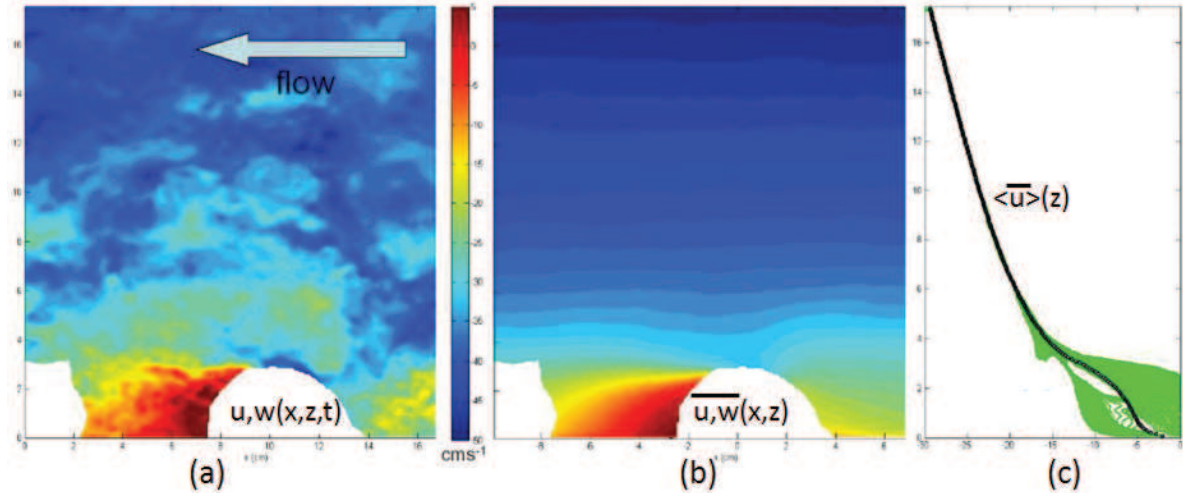


FIGURE 17 – (a) mesure instantée du champ de vitesse dans un plan vertical. (b) moyenne temporelle de ce même champ obtenu au moyen de 1000 réalisations. (c) profil vertical de vitesse longitudinale doublement moyennée estimée par une moyenne selon x et entre plusieurs plans verticaux (à différents y). Cette figure est tirée de Moulin et al. (2008a).

Nous avons comparé les profils verticaux de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle (z)$ avec ceux obtenus par Macdonald (2000) pour des valeurs proches de λ_f . Pour l'obtention des profils de $\langle \bar{u} \rangle (z)$, la procédure à consister à moyennner temporellement puis suivant x et enfin y (plusieurs plans verticaux) les mesures instantannées, selon le procédure décrite dans la figure 17.

Pour les deux densités les plus faibles, la largeur du canal n'était pas suffisante pour retrouver le comportement de Macdonald (2000) au-dessus de la canopée, les couches limites liées aux parois latérales imposant la vitesse dans la partie supérieure de la veine d'eau. Cependant, les profils dans la canopée présentent un comportement en accord avec les mesures de Macdonald (2000) sur des cubes, et pour la densité la plus forte, on retrouve les mêmes valeurs de paramètres de la loi log. Pour la densité intermédiaire, une expérience complémentaire dans un canal plus large (Moulin et al. 2010, 2008a) a permis de retrouver les mêmes valeurs que Macdonald (2000), venant confirmer le comportement similaire de la couche limite au-dessus de ce lit de coquillages avec un écoulement au-dessus de cubes. Dans les expériences dans le petit canal, la structure de l'écoulement dans la canopée est donc correctement reproduite.

Dans cette étude, nous avons été confronté à la difficulté de la définition de la vitesse de frottement u^* qui permet de déduire, grâce à la loi log, les paramètres de la couche limite turbulente (d, z_0). Reprenant l'approche de Cheng & Castro (2002), nous avons donc comparé les valeurs des paramètres trouvées en fonction de plusieurs choix possibles pour extraire u^* des profils verticaux de tenseur de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$. C'est cette ambiguïté qui nous a amené à réaliser une approche plus systématique dans le cadre de la thèse de Emma Florens (voir la partie suivante consacrée à l'effet du confinement).

5.3 Erodabilité du fond

La question identifiée dans le cadre du projet PNEC concernait l'impact des crépidules sur l'érodabilité du fond sédimentaire. Nous avons donc exploité les mesures au niveau du fond du canal pour relier les conditions locales, en $z = 0$, aux conditions externes au-dessus de la canopée. La distribution de frottement pariétale τ_b sur le fond, entre les chaînes de crépidules,

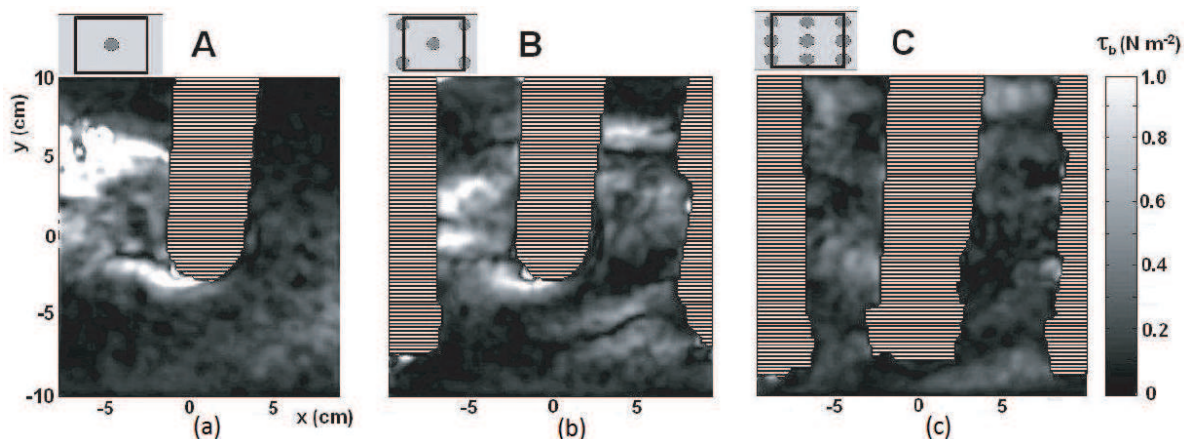


FIGURE 18 – Distribution de frottement pariétal $\tau_b(x, y)$ sur le fond pour les trois densités de crépidules ($\lambda_f = 0.05, 0.12$ et 0.24). Pour comparaison avec l'écoulement au-dessus, les valeurs de τ_b doivent être adimensionnées par $\tau_H = \rho u_*^2$, avec des valeurs égales à (a) 1.9 , (b) 2.3 et (c) 2.5 Nm^{-2} .

est très hétérogène (voir figure 18). Cette hétérogénéité est particulièrement élevée pour la densité la plus faible, où on retrouve de fortes valeurs en aval des crépidules, qui correspondrait à des régions préférentielles d'afouillement pour un obstacle isolé.

Le frottement pariétal moyen sur le fond $\langle \tau_b \rangle$ permet de lisser ces hétérogénéités et d'obtenir une valeur pour analyser l'érodabilité moyenne sur le fond. Les valeurs de $\langle \tau_b \rangle / \tau_H$ s'échelonnent alors entre 0.077 et 0.149, décroissant avec la densité en crépidules λ_f . Cela démontre l'effet de protection du fond sédimentaire par les crépidules, et permet de relier les conditions sur le fond au forçage externe. Pour prédire la mise en mouvement du sédiment, il est alors possible, en première approche, d'extrapoler les prédicteurs classiques utilisés sur les fonds homogènes (critère de Shields par exemple).

5.4 Comparaison avec les résultats *in situ* et modélisation

Ces résultats obtenus en laboratoire ont aussi été exploités pour interpréter les données de courantologie (à $z = 40$ cm du fond) et de suspension (sur toute la colonne d'eau) acquises *in situ* sur les deux sites d'étude où les densités en crépidules correspondaient aux expériences en laboratoire. Les mesures de vitesse étaient cohérentes avec les paramètres de loi log trouvés à l'IMFT. Les niveaux de frottement pariétal déduits de l'étude en laboratoire pour les conditions de marée maximales atteignaient des valeurs de l'ordre de 0.037 et 0.060 Nm^{-2} , tout juste suffisantes pour permettre une remise en suspension de la partie la plus fine du lit sédimentaire (« silt »), et inférieures aux valeurs requises pour mettre en mouvement le sable fin (0.01 Nm^{-2}). Malheureusement, seules les concentration en sédiment étaient disponibles pour la comparaison, et non pas la distribution granulométrique de la suspension. Les régions en amont et aval des sites d'étude étant mal documentées, il était difficile de tenir compte des apports issus de ces régions et de découpler les sources locales et plus éloignées. Cela aurait nécessité une modélisation à plus grande échelle de cette zone.

Ce travail de modélisation de la rade de Brest a justement été poursuivi indépendamment du projet PNEC (fini en 2006) sous l'impulsion de Georges Chapalain au LGCE à Brest. Après avoir implémenté des lois de transport pour des fonds sédimentaires simples (thèse soutenue de Guillou (2007)), il encadre actuellement un travail de thèse destiné à implémenter l'effet des

crépidules sur les propriétés de transport (thèse en cours, Beudin et al. (2012)).

6 Effet du confinement sur la structure de la couche limite turbulente en rivière

Cadre : IMFT

Doctorants : Emma Florens (2005-2010, codirection à 50%)

Collaborateurs : Olivier Eiff (Professeur INPT, IMFT)

Publication(s) associée(s) : Florens (2010), Florens et al. (2013), Florens et al. (2014)

6.1 Problématique

Les couches limites turbulentes avec surface libre que l'on rencontre en rivière ou en zone littorale se distinguent de leurs équivalents atmosphériques par deux aspects fondamentaux. Tout d'abord, la frontière supérieure d'une couche limite d'épaisseur δ dans le cas atmosphérique est une zone d'échange importante avec l'écoulement externe, alors qu'en présence d'une surface libre, cette dernière empêche tout franchissement et redistribue l'énergie turbulente vers les composantes horizontales. La région externe de la couche limite, définie classiquement comme $z > 0.2\delta$ (voir par exemple Nezu & Nakagawa (1993)), est donc différente de son équivalent atmosphérique. Ensuite, alors que pour l'atmosphère, l'échelle verticale h des rugosités sur le fond est généralement très petite devant δ , les situations où $h/\delta = O(1)$ sont très fréquentes en rivière. Ce confinement important de la couche limite turbulente au voisinage des rugosités remet en question les descriptions classiques de la couche limite qui repose théoriquement sur un recouvrement asymptotique de la région externe et de la région interne.

Sur la base de l'argument asymptotique, plusieurs auteurs prédisent une disparition de la sous-couche inertielle où se trouve la loi log dès lors que $h/\delta > 0.025$ (voir en particulier Jiménez (2004)). L'argument repose sur une érosion de cette région inertielle par la sous-couche de rugosité, là où l'écoulement moyenné en temps demeure complètement tridimensionnel. Or, pour les applications en rivière, le profil en loi log est encore largement utilisé, y compris pour des valeurs de h/δ bien au-dessus de 0.025, la valeur critique proposée par Jiménez (2004).

L'argument de Jiménez (2004) nécessite de connaître l'extension verticale z_{RS} de la sous-couche de rugosité, là où l'écoulement est encore influencé localement par les rugosités tridimensionnelles. Cependant, la traduction en termes quantitatifs de cette définition varie d'un auteur à l'autre. Certains se basent sur la dépendance horizontale de la vitesse longitudinale moyenne \bar{u} , d'autres exploitent les composantes du tenseur dispersif, $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ ou $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$. La grande diversité d'approches quantitatives a conduit à une large gamme de valeurs trouvées dans la littérature pour z_{RS} . On retrouve donc dans de nombreux articles une estimation sous la forme $2 < z_{RS}/h < 5$, reprise par Jiménez (2004).

Dans le cadre de la thèse de Emma Florens, nous avons donc décidé de réaliser des mesures complètes et à haute résolution spatiale d'un écoulement de couche limite turbulente complètement développé, pour des valeurs de h/δ élevées, sur un fond homogène. L'objectif était de disposer d'un jeu de données expérimentales permettant de définir rigoureusement où se situe la sous-couche de rugosité et de déterminer comment le confinement finit par faire disparaître la loi log.

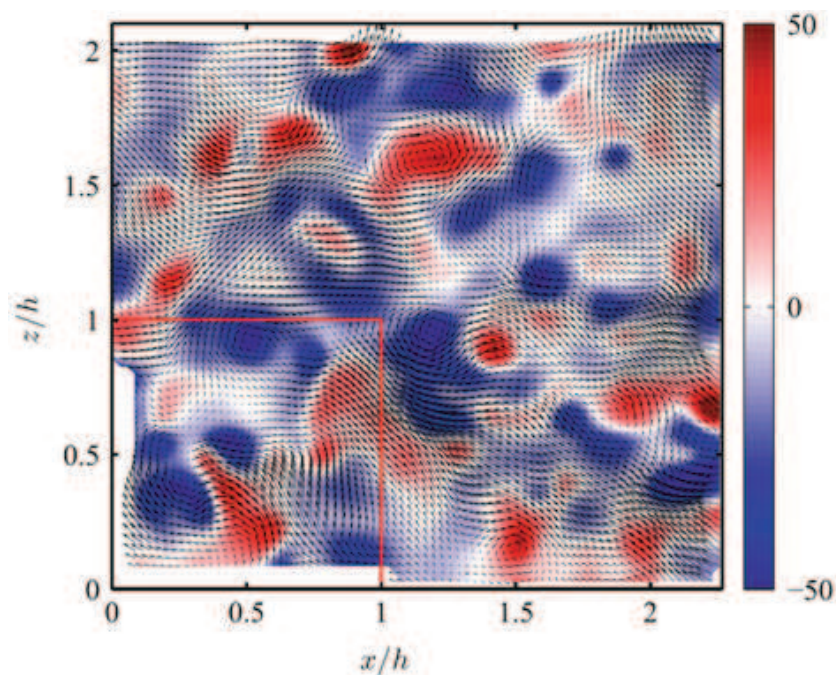


FIGURE 19 – Exemple de champ de fluctuations de vitesse instantané (u', w') superposé à la vorticité transverse associée Ω'_y . Le carré rouge indique la position du cube derrière lequel cette mesure est réalisée grâce à un cube spécial (Florens 2010). La figure est tirée de Florens et al. (2013).

6.2 Définition de la souche-couche de rugosité

Au moyen d'un dispositif spécifique (voir Florens (2010)), Emma Florens a pu mesurer l'écoulement sur la totalité de la veine d'eau et dans la canopée, pour un écoulement au-dessus de cubes avec une densité frontale $\lambda_f = 0.2$. La haute résolution des caméras utilisées permet d'accéder à des échelles de la turbulence assez petites pour estimer correctement les grandeurs statistiques pertinentes. Ces mesures (voir figure 19), réalisées dans trois plans, permettent d'explorer le champ de vitesse avec un nombre d'échantillons spatiaux bien plus élevé que dans les articles sur le même sujet (voir par exemple Castro et al. (2006)).

La première étape a consisté à nous assurer que notre échantillonnage spatial était suffisant pour estimer correctement les grandeurs doublement moyennées. Par comparaison avec des mesures dans des plans horizontaux (à haute résolution en x et y), nous avons pu montrer que notre choix de trois plans verticaux hautement résolus en x , situés à différentes valeurs de y , suffisait à estimer correctement $\langle \bar{u} \rangle$ et $\langle \bar{u}^2 \rangle$. Nous avons trouvé une erreur relative minimale ($< 1\%$) en choisissant une pondération pour les plans verticaux équivalente à une interpolation linéaire selon y .

Nous avons alors utilisé ces données en les sous-échantillonnant pour analyser l'impact de l'échantillonnage spatial sur l'estimation des grandeurs doublement moyennées. Comme l'illustre la figure 20, les estimations au moyen de profils verticaux trop peu nombreux conduisent à des estimations erronées de ces quantités. C'est particulièrement flagrant pour le tenseur dispersif $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$, alors que cette quantité est justement utilisée pour déterminer z_{RS} . Alors même que 25 profils verticaux donnent de mauvaises estimations dans la canopée, beaucoup d'études se contentent d'un nombre encore plus faible (4 chez Cheng & Castro (2002) qui concluent de façon erronée que le tenseur dispersif est quasi nul au voisinage de $z = h$).

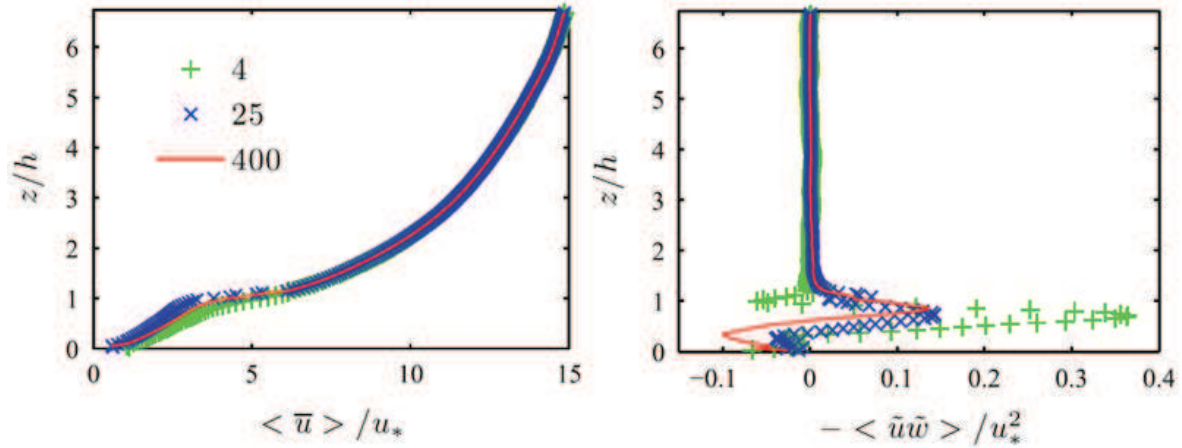


FIGURE 20 – Profils verticaux d’estimations de grandeurs doublement moyennées, obtenus au moyen de toutes les données PIV (rouge), de 27 profils verticaux (croix bleues) ou 4 profils verticaux (croix vertes) uniformément rapartis sur un motif élémentaire. Les deux figures sont tirées de Florens et al. (2013).

La seconde étape a consisté à tenir compte de la convergence temporelle limitée (1000 échantillons temporelles), et à extraire de la dispersion apparente des grandeurs moyennées en temps la seule contribution de la dispersion spatiale (Florens et al. 2013). Au moyen des profils verticaux de dispersion spatiale de \bar{u} , \bar{w} , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'w'}$, nous avons alors pu déterminer les valeurs correspondantes de z_{RS} . Avec un seuil à 1% de la dispersion maximale, on trouve des valeurs de z_{RS}/h très similaires pour toutes ces grandeurs, proches de $z_{RS}/h = 1.50$. En choisissant un seuil légèrement plus élevé de 5%, l’extension verticale de la sous couche de rugosité est plus réduite, de l’ordre de $z_{RS}/h = 1.20$.

Les valeurs trouvées dans cette étude pour z_{RS}/h sont bien plus faibles que les valeurs habituellement retenues dans la littérature $2 < z_{RS}/h < 5$. Comme discuté en détails dans la conclusion de Florens et al. (2013), c’est principalement le faible échantillonnage spatial des données exploitées pour arriver à ce résultat « classique » qui explique que les auteurs trouvent des valeurs de z_{RS}/h aussi importantes et dispersées.

6.3 Persistance de la loi log dans les écoulements confinés

Nous avons ensuite voulu déterminer pour la même rugosité de fond à partir de quelle valeur de confinement h/δ la loi log finissait par disparaître. Pour cela, les mesures réalisées par Emma Florens pour $h/\delta = 0.15, 0.24$ et 0.33 ont été exploitées.

Pour commencer, nous avons étudié comment la vitesse de frottement u^* devait être déterminée à partir des profils verticaux des flux de quantité de mouvement. Nous avons montré qu’avec nos grandeurs doublement moyennées correctement estimées, nous retrouvions un profil linéaire jusqu’à $z = h$ pour le tenseur de frottement total $\tau = \langle \bar{u}'w' \rangle + \langle \bar{u}\bar{w} \rangle + \nu d \langle \bar{u} \rangle / dz$ (voir figure 21(a)). Pour retrouver ce comportement qui découle de l’équation D.A.N.S. (3), il est essentiel d’estimer correctement la contribution du tenseur dispersif $\langle \bar{u}\bar{w} \rangle$, tout particulièrement pour les cas les plus confinés. Ensuite, nous avons montré que seule une valeur de u^* définie par $u^* = \tau(z = h)$ permettait de conserver le caractère universel des profils de $\langle \bar{u}'^2 \rangle$ et $\langle \bar{w}'^2 \rangle$ sur toute la colonne d’eau (voir figure 21(b)). D’un point de vue pratique, on peut donc utiliser soit $\tau(z = h)$, soit l’extrapolation linéaire de $\langle \bar{u}'w' \rangle$ en $z = h$ si le tenseur dispersif est mal estimé.

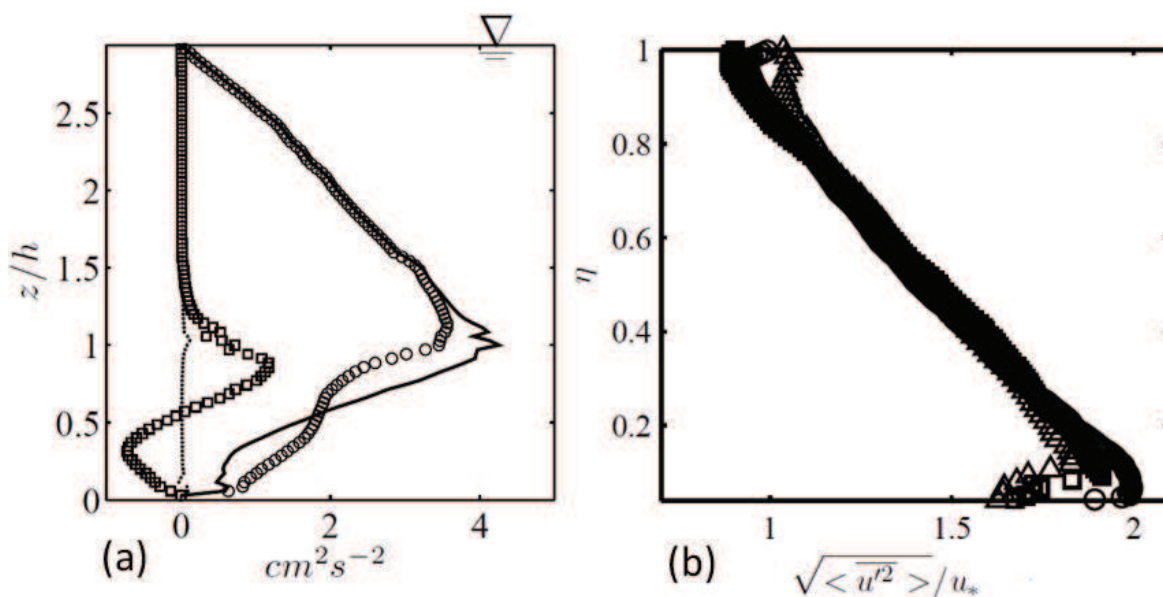


FIGURE 21 – (a) Profils verticaux pour $\alpha = 0.33$ de $\langle \overline{u'w'} \rangle$ (cercles), $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (carrés), $\nu d \langle \bar{u} \rangle / dz$ (points) et la somme de ces trois contributions, τ (ligne continue). (b) Profils verticaux de $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*$ pour les trois valeurs de α (0.15, 0.24 et 0.33) avec u_* défini à partir de la valeur de τ en $z = h$. η est la coordonnée externe, $\eta = z/\delta$. Les figures sont tirées de Florens et al. (2014).

Ensuite, nous avons utilisé les profils verticaux de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ pour déterminer l'existence d'une loi log, son extension verticale, ainsi que ses paramètres (d et z_0). Étonnamment, nous avons trouvé que même pour des valeurs de confinement aussi élevée que 0.33, une loi log était détectable. Le principal résultat est que la borne inférieure de la loi log est très proche de $z = h$, très profondément dans la sous-couche de rugosité, et que pour le cas le plus confiné ($\alpha = 0.33$), sa borne supérieure est elle-même inférieure à l'extension verticale de la sous-couche de rugosité. Autrement dit, la loi log existe toujours, et est complètement dans la sous couche de rugosité. Ce résultat majeur de la thèse de Emma Florens justifie l'utilisation de profils log pour décrire les couche limite turbulente en rivière alors même que α est trop grand selon Jiménez (2004).

6.4 Paramètres de la loi log

Les paramètres de la loi log présentent cependant une dépendance avec α , détaillée dans Florens (2010). La hauteur de déplacement d reste presque constante, variant entre 0.78 et 0.80 h pour les 3 valeurs de α étudiées (Florens et al. 2014). Par contre, la longueur de rugosité z_0 chute d'un facteur 2 ($z_0/h = 0.032$ à 0.018) entre $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$, ce qui correspond à une très subtile modification des profils verticaux de longueur de mélange ℓ_m dans la canopée (voir figure 22 pour S1). Comme la longueur de rugosité résulte de l'intégration de ce qui se passe dans la canopée (dans Macdonald (2000), le profil exponentiel de vitesse résulte alors d'un modèle à valeur constante de ℓ_m), ces très légères modifications se traduisent par des valeurs différentes de z_0 .

La connaissance complète du profil de τ à travers la canopée permet par ailleurs de déterminer à chaque altitude z les termes de traînée de forme et visqueuse dans l'équation D.A.N.S. (3) au moyen de la relation $T_{tot}(z) = d\tau/dz$. La répartition des forces de frottement selon la

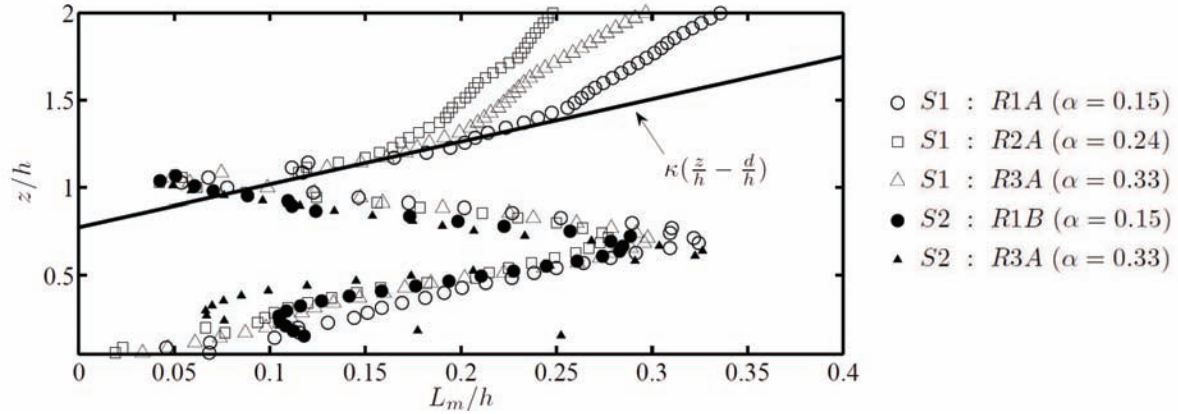


FIGURE 22 – Profils verticaux de longueur de mélange adimensionnelle ℓ_m/h pour différentes valeurs de α et deux densité frontale λ_f (0.2 pour S1, et 0.4 pour S2). La figure est tirée de Florens (2010).

verticale ainsi calculée (figure 4.31 de Florens (2010)) permet d'en calculer le point d'application z_T (là où le moment est nul). La valeur trouvée, $z_T/h = 0.77$ est très proche des valeurs de d/h trouvées pour la loi log. Il s'agit de la preuve expérimentale d'une assertion proposée initialement par Jackson (1981) et reprise depuis par d'autres auteurs, selon laquelle la hauteur de déplacement d correspond au point d'application des forces dans la canopée. Notre conclusion est en opposition avec celle de Cheng & Castro (2002) qui réfutaient l'assertion de Jackson (1981) sur la base de données expérimentales. Or, l'exploitation de leurs mesures dans la canopée est critiquable. En effet, ces mesures souffrent d'un sous-échantillonnage spatial conduisant à des erreurs importantes dans l'estimation des quantités doublement moyennées.

7 Effets combinés de confinement et de variation transverse de rugosité

Cadre : IMFT

Stagiaires : Maxime Durand (3A Polytechnique)

Doctorants : Emma Florens (2005-2010, codirection à 50%), Maxime Rouzès (2011-, codirection à 50%)

Collaborateurs : Olivier Eiff (Professeur INPT, IMFT)

Publication(s) associée(s) : Florens (2010)

7.1 Problématique

Dans les écoulements de rivière, le fond est rarement homogène dans la direction transverse. En effet, le lit se décompose soit en deux zones de profondeurs différentes (lit majeur et lit mineur), ou bien présente une variation de rugosité de fond (changement de sédiment, présence de plantes dans les zones ripariennes pour les écoulements à haut débit). Dans tous les cas, cette inhomogénéité dans la direction transverse génère plusieurs phénomènes. Tout d'abord, les grandeurs turbulentes évoluant spatialement selon y , leur anisotropie donne naissance aux écoulements secondaires de second type identifiés par Prandtl (1952). Il s'agit de cellules de circulation dans le plan (y, z) correspondant à des valeurs non nulles de \bar{v} et \bar{w} . Ces cellules de circulation secondaire assure un transport de quantité de mouvement dans la direction trans-

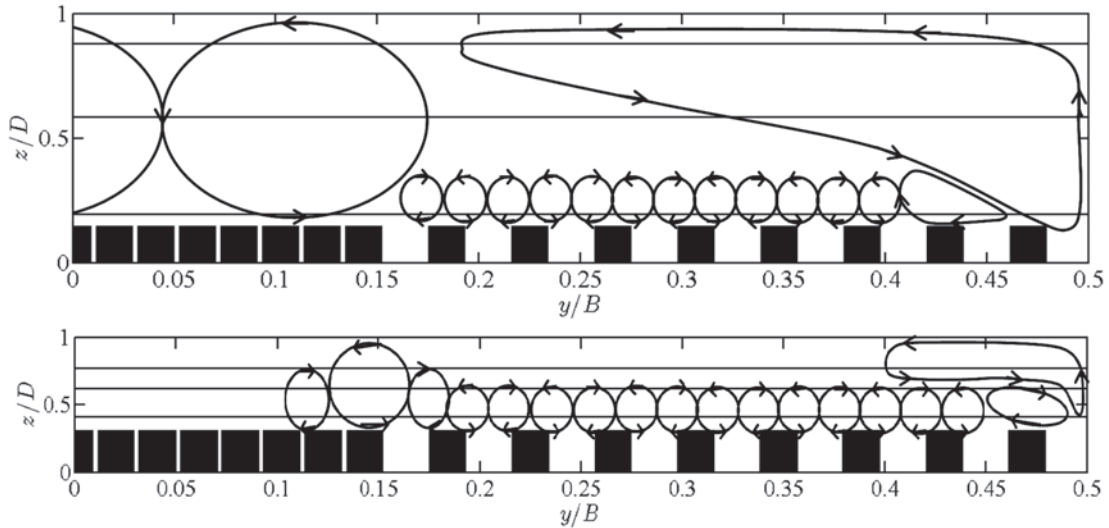


FIGURE 23 – Répartition des écoulements secondaires dans le demi-plan plan transverse (y, z) pour un écoulement à $\alpha = 0.15$ (en haut) et $\alpha = 0.33$ (en bas). Ces écoulements secondaires sont déduits des champs de vitesse ($\langle \bar{v} \rangle_x, \langle \bar{w} \rangle_x$) calculés par moyennes temporelle et spatiale selon x des mesures réalisées dans des plans verticaux et horizontaux. Les figures sont tirées de Florens (2010).

verse avec un bilan net égal à $\int_{z=0}^{z=\delta} \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{v} \rangle dz$. Ensuite, dans le cas d’une transition rapide entre deux fonds par ailleurs homogènes, une importante différence de vitesse d’écoulement va naître entre les deux zones. Le cisaillement transverse ainsi généré va entretenir une couche de mélange latérale qui va elle aussi assurer un échange de quantité de mouvement entre les deux zones mesuré directement par $\int_{z=0}^{z=\delta} \langle \overline{u'v'} \rangle dz$.

Pour tenir compte de cette structure inhomogène dans la direction transverse d’un lit de rivière, une modélisation relativement simple consiste à combiner deux modèles 1D de rivière en parallèle en paramétrisant le flux de quantité de mouvement qui passe d’un compartiment à l’autre. Or, cette paramétrisation repose évidemment sur la connaissance de la structure de l’écoulement au niveau de la transition. Autrement dit, il convient de bien documenter les rôles complémentaires des flux associés aux écoulements secondaires et à la couche de cisaillement latérale pour quantifier ce flux. En particulier, la taille et l’intensité des écoulements secondaires et des structures cohérentes générées dans la couche de mélange latérale dépendent fortement du confinement α .

7.2 Etudes réalisées et résultats

A mon arrivée à l’IMFT, une première étude au moyen du grand canal en verre de 1m10 de large venait d’être conduite par Olivier Eiff pour un fond constitué d’une zone centrale rugueuse (légos) entourée de deux zones de fond lisse. Nous avons traité et analysé ces données dans le cadre d’un stage de master (Maxime Durand), au cours duquel il est apparu que les couches limites verticales n’étaient pas pleinement développées sur les parties lisses, rendant impossible l’exploitation de cette expérience pour étudier l’effet de variation transverse de rugosité. C’est donc à la fin de la thèse de Emma Florens que nous avons réalisé une nouvelle campagne de mesures. De manière à nous affranchir de la dépendance en Reynolds de la structure de la couche limite turbulente sur fond lisse, nous avons choisi cette fois de générer deux fonds rugueux différents en utilisant les distributions utilisées pour l’étude sur fond homogène, $S1$

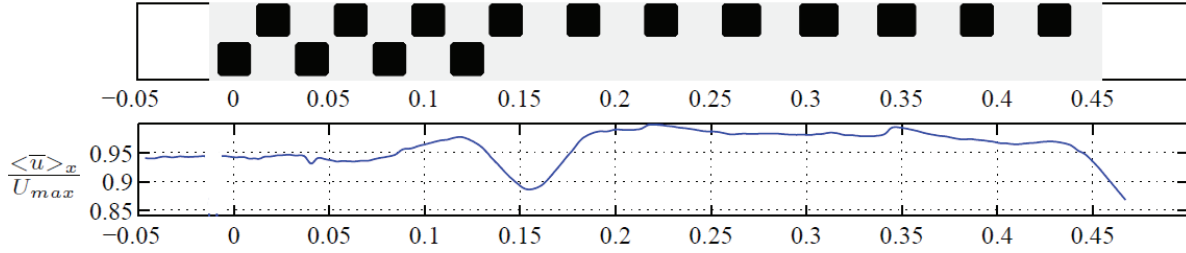


FIGURE 24 – Profil transverse de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle_x / U_{max}$ à $z/\delta = 0.77$ pour $\alpha = 0.33$. La figure est tirée de Florens (2010).

et $S2$ (correspondant à des valeurs de λ_f de 0.2 et 0.4, respectivement). Ce choix de rugosités devait permettre d’obtenir un contraste en longueur de rugosité z_0 maximal pour des cubes avec $h = 2 \text{ cm}$, en utilisant pour cela les résultats de Macdonald (2000). Pour des raisons de symétrie, nous avons privilégié une distribution en 3 bandes de rugosités, une bande centrale en $S2$ (le moins rugueux), et deux bandes latérales en $S1$ (le plus rugueux). Deux valeurs de α ont été utilisées, 0.15 et 0.33, correspondant à des régimes étudiés dans le cas uniforme.

L’exploitation préliminaire des mesures a mis en évidence la présence d’écoulements secondaires non nuls au voisinage des rugosités dans la partie $S1$ (voir figure 23), associées à des structures très allongées selon x faisant partie de la structure de la sous-couche de rugosités. Il est également apparu que dans le cas le plus faiblement confiné, $\alpha = 0.15$, les circulations secondaires générées par les parois latérales venaient interagir très fortement avec la circulation secondaire liée à la discontinuité de rugosité sur le fond (voir figure 23 en haut). Seules l’écoulement à $\alpha = 0.33$ permet d’obtenir un découplage complet des effets de bord et des effets de variation transverse de rugosité. Il s’agit donc de la seule campagne de mesures représentative de ce qui se passe au voisinage de la discontinuité sans influence de la largeur du canal. La circulation secondaire qui y est générée modifie considérablement la structure verticale des profils de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$, la zone ascendante du côté de $S1$ diminuant localement cette vitesse, et la zone descendante du côté de $S2$ ramenant du fluide à forte quantité de mouvement vers le fond. Le résultat final est la formation d’un profil de type sillage placé au niveau de la discontinuité, entre deux écoulements quasi homogènes au dessus de $S1$ et $S2$ (voir figure 24).

Malheureusement, à l’issue de cette étude, nous ne disposons plus que d’une seule valeur de α pour étudier l’impact du confinement, sans référence pour le cas faiblement confiné. Cela rendait d’autant plus difficile l’interprétation de la formation d’un profil de type sillage à la transition, alors que d’autres études ne font pas apparaître une telle structure. Il convient également de noter que le différentiel de vitesse longitudinale entre les deux zones est relativement faible (de l’ordre de 3% à $z/D = 0.77$), ce qui peut expliquer en partie ce profil inattendu. Ce profil si particulier pourrait être masqué en présence d’un contraste plus important de vitesse d’écoulement entre les deux zones.

7.3 Etude en cours

Pour explorer encore plus loin la structure de l’écoulement au voisinage d’une discontinuité de rugosité, nous avons donc proposé à Maxime Rouzès un sujet de thèse reprenant cette thématique (thèse DGA débutée en septembre 2011). Fort des résultats obtenus par Emma Florens, nous avons modifié la pente du canal et adopté une répartition de rugosités en deux bandes, une demi-largeur de canal étant recouverte avec $S1$ et l’autre moitié avec $S2$. Cette nouvelle configuration permet d’obtenir des valeurs de α supérieures, jusqu’à 0.5, et devrait

permettre le découplage des effets de parois latérales et de discontinuité de rugosité pour les régimes explorés.

Sur le plan métrologique, nous avons décidé de déployer de la PIV stéréoscopique 2D-3C à la place de la PIV 2D-2C classique utilisée par Emma Florens. L'avantage de cette technique est qu'elle permettra de mesurer dans des plans verticaux (x, z) alignés avec l'écoulement au centre du canal l'ensemble des flux transverses de quantité de mouvement identifiés dans les équations du mouvement ($\langle \overline{u'v'} \rangle_x, \langle \bar{u} \rangle_x \langle \bar{v} \rangle_x$). Elle permettra également de compléter l'approche en double moyenne pour l'ensemble des grandeurs statistiques au-dessus des zones homogènes. Enfin, en réalisant des mesures à haute fréquence dans un plan vertical transverse (y, z) perpendiculaire perpendiculaire, nous pourrions accéder aux structures cohérentes générées par la couche de cisaillement (avec une hypothèse de type turbulence gelée de Taylor, on peut déduire $u, v, w(x, y, z)$ de mesures très rapprochées en temps à x fixé de $u, v, w(y, z, t)$).

Enfin, alors que Emma Florens visait à étudier la structure complètement développée, le sujet de thèse de Maxime Rouzès porte à la fois sur la structure développée mais aussi sur son développement longitudinal.

Troisième partie

Couche limite turbulente dans les hydro-écosystèmes : couplage avec d'autres processus

Sommaire

Préambule	55
8 Interaction écoulement - biofilm de rivière	57
8.1 Problématique	57
8.2 Expérience en mésocosme d'un cycle de croissance complet	59
8.3 Modélisation de la croissance par des descripteurs issus de la loi log	60
8.4 Structuration morphologique du biofilm par l'écoulement	62
8.5 Rôle des conditions locales pour la colonisation et la croissance	65
9 Transport d'algues par la couche limite turbulente	67
9.1 Problématique	67
9.2 Validation d'un modèle stochastique pour le transport d'une particule inertielle	67
9.3 Validation du modèle pour un écoulement à surface libre autour d'un groin .	70
10 Turbulence benthique et diagénèse précoce	70
10.1 Problématique	70
10.2 Résultats	71

Préambule

Que le point de vue soit celui de l'écologue (voir figure (14)a) ou du mécanicien des fluides (voir figure (14)b), il est nécessaire *in fine* de prendre en compte l'ensemble des processus physiques, biologiques et chimiques, et surtout, leurs interactions, pour décrire correctement des systèmes aquatiques naturels. Parallèlement aux études purement hydrodynamiques présentées dans la partie précédente, mon recrutement à l'IMFT visait aussi à développer des activités autour de l'interaction entre l'hydrodynamique et des systèmes vivants ou réactifs. Deux éléments majeurs entrent en jeu lorsqu'on se rapproche d'une description de l'hydro-écosystème réel : tout d'abord, la géométrie et/ou le comportement mécanique des acteurs biologiques peuvent être extrêmement complexes (algues, plantes, filaments flexibles), et ensuite, l'évolution temporelle des systèmes biologiques dépend des échanges en substances dissoutes ou en suspension, échanges qu'il peut être nécessaire de quantifier.

A mon arrivée en octobre 2004, une collaboration avec le Laboratoire d'Ecologie des Hydro-systèmes, LEH (devenu EcoLab, laboratoire d'écologie fonctionnelle et environnement en 2007) avait été initiée par Bernard Caussade (DR CNRS, OTE, IMFT). A son départ à la retraite en 2006, j'ai assuré la transition en reprenant cette collaboration sur la thématique du biofilm épilithique (plus communément appelé biofilm de rivière) : il s'agit d'un acteur biologique pour lequel les deux éléments majeurs présentés ci-dessus, topologie et échanges de nutriments, sont un défi pour une modélisation tenant compte de la mécanique des fluides. Il a fallu d'abord transformer le canal hydraulique construit par Bernard Caussade pour en faire un véritable mésocosme représentatif du milieu naturel. Cette transformation a permis d'étudier en laboratoire, avec une caractérisation hydrodynamique fine, un cycle complet de croissance de biofilm, valorisé dans les thèses de Stéphanie Boulêtreau (doctorante LEH, soutenance en décembre 2007) et de Myriam Graba (doctorante EcoLab, soutenance en décembre 2011). Cette première étude a permis d'affiner la modélisation du terme d'arrachage au moyen de descripteurs locaux de la couche limite turbulente. Ensuite, pour aller plus loin sur l'étude du lien entre hydrodynamique et croissance du biofilm, j'ai cherché à combiner une approche expérimentale plus complète (mesures PIV pour les grandeurs doublement moyennées, conditions d'écoulement contrastées) et une approche numérique (simulations directes numériques d'une couche limite turbulente sur des hémisphères) pour analyser en particuliers le rôle des conditions locales sur la colonisation et la croissance initiale du biofilm, et sur sa structuration morphologique et spécifique. Pour cette activité de recherche, je me suis appuyé sur des financements de type EC2CO-INSU et des stages de master recherche. En effet, pour les thèses, toutes les candidatures à des bourses ministérielles (en 2006, 2007 et 2008) ont échoué. L'exploitation complète et la valorisation des résultats expérimentaux auront donc été principalement réalisées grâce aux doctorantes d'EcoLab, Stéphanie Boulêtreau et Myriam Graba. Ce n'est finalement qu'à la fin du projet, en 2009, que j'ai pu obtenir une bourse de doctorat par un co-financement PRES-région midi pyrénées, pour une thèse résolument numérique car cela coïncidait avec la période de rénovation complète du hall expérimental (plus d'1 an de travaux). Les simulations numériques réalisées par Falilou Coundoul, recruté comme doctorant à cette occasion (doctorant IMFT, soutenance en décembre 2012), auront permis d'étudier plus finement le rôle de l'hydrodynamique dans la formation des motifs de colonisation et la dynamique de croissance initiale du biofilm. Toutes ces activités de recherche menées depuis 2004 ont en particuliers démontré la nécessité d'une description plus locale de l'hydrodynamique. Elles ont aussi montré qu'une description de la géométrie et des propriétés mécaniques du biofilm *in situ*, en sus d'une caractérisation de la biomasse et/ou spécifique, était nécessaire pour espérer pouvoir tenir compte du forçage hydrodynamique de façon pertinente. Ce sont ces conclusions qui m'amènent à orienter actuellement mon activité de recherche vers des fonds rugueux filamenteux (voir projet de recherche proposé dans le chapitre IV).

Au cours de mes activités de recherche sur le biofilm épilithique, j'ai pu identifier un certain nombre de processus élémentaires pouvant être étudiés indépendamment ou dans un autre contexte d'application. Tout d'abord, lors d'un changement important du forçage hydrodynamique, la partie filamenteuse du biofilm va être arrachée et remise en suspension dans l'écoulement (étudié en canal hydraulique à l'IMFT et analysé avec Myriam Graba). Le processus de transport et redéposition de cette matière organique sous forme solide est un sujet de recherche en soi, que je souhaitais développer par ailleurs. Ensuite, dans la phase initiale de colonisation et de croissance du biofilm, la géométrie du biofilm est relativement simple puisqu'il se présente alors sous la forme d'une couche très fine au voisinage du substrat, capable de pomper ou relarguer des substances dissoutes au gré de son activité (respiration ou photosynthèse pour le biofilm épilithique). Il s'agit là d'un processus de réaction surfacique dans un écoulement turbulent, ce qui concerne une large gamme de systèmes (naturels ou industriels si on songe aux problématiques d'échanges de chaleur ou de masse). Il s'agissait là aussi d'une thématique de recherche que je souhaitais aborder.

Pour étudier le processus de transport de matière organique solide dans un écoulement turbulent, nous avons accepté, avec Dominique Astruc, de travailler avec un doctorant du laboratoire Saint-Venant à Chatou, Antoine Joly (encadrement par Damien Violeau et Michel Benoit, LNHE). Son sujet de thèse (soutenue en décembre 2011) portait sur l'implémentation dans un code Saint-Venant 2D d'un modèle de transport d'algues. Ce sujet de recherche nous intéressait justement par son lien possible avec la problématique de l'arrachement catastrophique du biofilm épilithique et de son transport le long de la rivière. Nous avons donc proposé la réalisation de deux campagnes expérimentales. Finalement, les développements théoriques de Antoine Joly ne lui permettant pas d'aborder directement le cas de particules aussi complexes que des algues, les expériences ont été réalisées avec des particules inertielles sphériques, pour caractériser leur comportement dans deux configurations d'écoulements turbulents (sans puis avec écoulement moyen), et comparer ces résultats expérimentaux avec les prédictions d'un modèle stochastique de transport pour ces particules. Cette action de recherche aura permis de construire un premier modèle de transport pour des particules inertielles, mais validé pour des formes très simples assez éloignées des enjeux pour une modélisation en milieu naturel. J'envisage maintenant d'appliquer la méthodologie expérimentale et la modélisation déployées dans le cadre de la thèse de Antoine Joly à des formes géométriques plus pertinentes (voir projet de recherche du chapitre IV).

Pour l'étude des processus de réaction surfacique dans un écoulement turbulent, nous avons réalisé dans le cadre de la thèse de Falilou Coundoul et de son ATER (2009-2012 puis 2012-2013, respectivement) une étude paramétrique du rôle combiné du nombre de Schmidt et du nombre de Reynolds sur le développement d'une couche limite massique dans un écoulement turbulent au dessus d'hémisphères « réactifs ». Les simulations numériques réalisées forment une base de données destinées à tester différentes approches de modélisation (modèle à deux couches en particuliers) pour quantifier les flux résultant de l'interaction écoulement turbulent / substrat réactif. Par ailleurs, toujours dans ce contexte des surfaces réactives, j'ai accepté de participer à un projet EC2CO-INSU porté par Katell Guizien (CR CNRS, Observatoire de Banyuls) et destiné à étudier l'effet d'un forçage hydrodynamique instationnaire sur le processus de diagénèse précoce (transformation de la matière organique dans les couches superficiels d'un lit sédimentaire). La méthodologie reposait sur le développement d'un dispositif générateur de turbulence synthétique pour mesurer l'effet du taux de turbulence sur la demande en oxygène d'un sédiment naturel. L'objectif était d'étudier l'impact de cycles d'événements énergétiques sur la dégradation de la matière organique. Nous avons donc réalisé à l'IMFT des expériences sur de la vase de Garonne en utilisant le système développé pour la thèse de Antoine Joly. Puis nous avons calibré un dispositif déployé ensuite à Banyuls sur des sédiments marins. Tout cela a été réalisé dans le cadre de la thèse de Sabrina Lucas (soutenance prévue le 5 décembre 2013).

Bien que d'une certaine manière, le processus de diagénèse précoce relève d'un phénomène de réaction volumique, les expériences réalisées fournissent un jeu de données qui vient compléter celui obtenu numériquement par Falilou Coundoul. Sans compter la possibilité de poursuivre cette étude sur le moyen terme, mais avec cette fois un forçage de type couche limite turbulente plus pertinent qu'une simple turbulence de grille oscillante.

Le choix de présenter toutes ces activités dans un chapitre à part se justifie par le fait que dans tous ces projets, l'hydrodynamique seule n'est pas l'objectif principal en soi, mais est reliée à un autre processus. Sur le plan de la modélisation, il s'agit donc de coupler les aspects hydrodynamiques à une autre équation, qu'il s'agisse de l'équation décrivant la dynamique du biofilm, le mouvement de particules inertielles ou encore le transport d'oxygène dans un sédiment réactif.

8 Interaction écoulement - biofilm de rivière

Cadre : IMFT, projets ANR-ECCO 2005-2007 « Couplage hydrodynamique et biogéochimique dans un hydrosystème à biomasse fixée : influence des macrorugosités et devenir de la matière dissoute et en suspension », EC2CO 2007-2010 « Couplage et flux entre un biofilm de rivière et un écoulement turbulent : expérimentation en conditions naturelles contrôlées et modélisation numérique dans l'écosystème de la Garonne moyenne » et SURF 2007-2008 « SURveillance des cours d'eau par les bioFilms »

Stagiaires encadrés : Yann Peltier (3A N7 et M2R, 6 mois), Pen Chhorda (M2R, 6 mois)

Doctorants : Falilou Coundoul (2009-2012, direction principale à 50%)

Collaborateurs : Olivier Eiff (IMFT), Thomas Bonometti (IMFT), Frédéric Garabétian (EcoLab), José Miguel Sanchez-Pérez (EcoLab), Sabine Sauvage (EcoLab), Stéphanie Boulétreau (doctorante et ATER EcoLab), Myriam Graba (doctorante EcoLab)

Publication(s) associée(s) : Moulin et al. (2008b), Boulétreau et al. (2010), Graba et al. (2010), Boulétreau et al. (2011), Graba et al. (2013), Graba et al. (2014), Coundoul et al. (2013)

8.1 Problématique

Dans les environnements aquatiques naturels (rivières, lacs, mers, aquifères, ...) ou artificiels (canaux d'irrigation, réseaux d'eau potable ou d'assainissement), des micro-organismes adhèrent aux substrats rocheux, galets, racines, boue, bref, à tous les supports submergés, pour former des agrégats complexes de couleur brunâtre ou verdâtre appelés biofilm. Selon Wetzel (1983), le biofilm peut être défini comme un agrégat complexe d'organismes vivants composés d'algues, de bactéries, de microbes, de champignons, d'animaux, de détritiques, etc. Suivant son habitat naturel, ou le type du substrat colonisé, son appellation change. Par exemple, dans le cas où le biofilm se développe sur des plantes aquatiques ou sur des macro-algues, il sera appelé épiphyton, épixylon s'il colonise le bois et épilithon s'il colonise la pierre.

C'est en particulier le biofilm épilithique (ou épilithon) qui intéresse les chercheurs du laboratoire EcoLab, du fait de son importance en tant que compartiment fonctionnel dans les systèmes à biomasse fixée du type Garonne (par contraste avec des hydro-écosystèmes où la biomasse est principalement en suspension, sous forme planctonique). En effet, dans ces systèmes, le biofilm épilithique constitue le premier échelon du réseau trophique (producteur primaire), et modifie à la fois les flux verticaux entre le fond de la rivière et la pleine eau, mais aussi les flux horizontaux du fait de sa capacité à être arraché et transporté le long du cours d'eau. C'est donc dans ce contexte et en vue d'une modélisation couplée hydrodynamique - biofilm que s'est amorcée une collaboration entre l'IMFT et EcoLab.

L'hydrodynamique, qui est au coeur des compétences de l'IMFT, est clairement identifiée comme un des facteurs principaux qui conditionnent le développement du biofilm. Une inhibition de la croissance est observée pour des valeurs élevées de débit dans la nature, qui succède à un effet de stimulation pour des valeurs plus faibles de ce paramètre. Néanmoins, la modélisation classique de la dynamique du biofilm ne tient explicitement compte du forçage hydrodynamique que dans un terme d'arrachage destiné à limiter sa croissance, comme par exemple dans le modèle proposé par Uehlinger et al. (1996), qui permet de prédire l'évolution de la biomasse épilithique. Dans sa version simplifiée, cette équation s'écrit comme un bilan entre un terme de croissance et un terme de détachement sous la forme :

$$\frac{dB}{dt} = \underbrace{\mu_{max}B \frac{1}{1 + k_{inv}B}}_{\text{croissance}} - \underbrace{C_{det}QB}_{\text{détachement}} \quad (4)$$

où B est la biomasse épilithique (qui peut être par exemple la masse sèche sans cendres MSSC mesurée en gm^{-2}), μ_{max} est le taux de croissance maximal spécifique, k_{inv} la constante de demi-saturation pour la biomasse, C_{det} un coefficient de détachement, et Q , le débit volumique de la rivière (ou du canal hydraulique).

On constate que dans les modèles du type Uehlinger, la prise en compte de l'hydrodynamique ne se fait que dans le terme de détachement, à travers le débit Q . Certes, il s'agit d'une grandeur facilement accessible au moyen de stations de mesure sur les rivières, mais elle représente mal les conditions hydrodynamiques pertinentes pour le biofilm (qui croît sur le fond). Par ailleurs, si il semble naturel de prendre en compte l'hydrodynamique dans le terme d'arrachage de l'équation (4), son rôle est tout aussi important pour le terme de croissance de cette même équation : en effet, le taux de croissance du biofilm dépend de l'accès aux nutriments et de l'évacuation des déchets issus de son activité, deux processus dont l'efficacité dépend des conditions locales hydrodynamiques près du fond. On retrouve donc l'enjeu d'une description complète de l'écoulement près du fond comme cela était schématisé dans la figure 14(b).

La pertinence de paramètres globaux (comme le débit Q), encore largement utilisés en modélisation à l'échelle du cours d'eau, a été très clairement remise en question dans des travaux à l'IMFT (voir Godillot (1998), Fothi (2003) et Labiod et al. (2007)) qui démontrent la nécessité d'introduire des paramètres associés à une description verticale de l'écoulement (rugosité hydraulique k_s , hauteur de déplacement d , et vitesse de frottement u^*) pour prédire l'effet de l'hydrodynamique sur la croissance d'un biofilm sur des substrats de petite taille (billes ou rondins). Or, dans le milieu naturel, le biofilm épilithique se développe majoritairement sur des galets, de taille supérieure au centimètre, et l'interaction écoulement / biofilm prend alors une forme plus complexe : des régions contrastées hydrodynamiquement se forment autour de ces rugosités. L'écoulement et la croissance du biofilm présentent alors de très fortes hétérogénéités horizontales, typiques de la sous-couche de rugosité. L'extrapolation des résultats obtenus pour des substrats plans ou de très petite taille n'est alors pas directe.

Les travaux réalisés sur cette thématique depuis mon recrutement en 2004 ont donc visé à déterminer comment tenir compte des aspects locaux de la couche limite turbulente au-dessus d'un lit naturel recouvert de biofilm. Cela s'est traduit par une amélioration de la modélisation, mais aussi, par la mise en évidence de limitations intrinsèques à la modélisation adoptée, à savoir le choix d'un descripteur trop intégrateur pour le biofilm (biomasse sèche ou chlorophylle le plus souvent, sans aucune information morphologique).

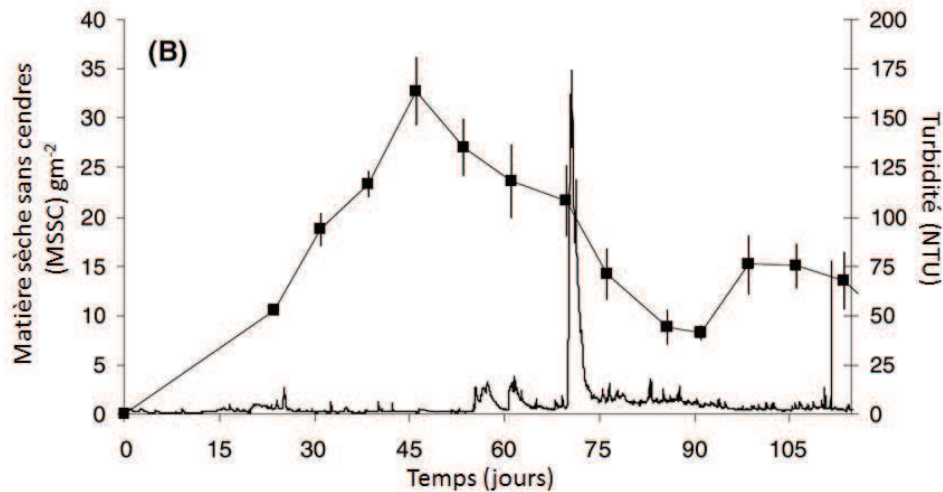


FIGURE 25 – Chroniques temporelles de biomasse sèche sans cendres MSSC (carrés noirs) et de turbidité (ligne continue) dans la première expérience avec le mésocosme de l'IMFT. La figure est tirée de Boulêtreau et al. (2010).

8.2 Expérience en mésocosme d'un cycle de croissance complet

Du fait de carences systématiques identifiées dans les expériences réalisées avec le dispositif de Bernard Caussade, nous avons tout d'abord amélioré le canal hydraulique existant. Pour assurer un apport continu de nutriments, nous avons mis en place un apport d'eau de Garonne filtrée pour renouveler en permanence l'eau du canal. Avec ce nouveau dispositif, nous avons donc pu réaliser une croissance longue de biofilm avec suivi hydrodynamique et des paramètres physico-chimiques dans le cadre de la thèse de Stéphanie Boulêtreau.

Lors de cette expérience (Boulêtreau et al. 2010), un cycle complet de croissance du biofilm a pu être réalisé (voir figure 25), avec une succession de trois phases : colonisation et croissance exponentielle d'abord, passage par un pic de biomasse, puis décroissance de la biomasse vers une situation d'équilibre lorsque le biofilm devient mûr. La dernière phase coïncide avec un détachement important de biofilm, comme le montrent les mesures de Stéphanie Boulêtreau. La composition spécifique du biofilm ainsi reproduit en laboratoire s'est révélée tout à fait représentative du biofilm en milieu naturel, avec une biodiversité assez élevée et une absence de carences.

Dans cette étude, un pic de turbidité a été autorisé dans le canal en retirant les filtres de l'alimentation en eau de Garonne. Cet événement traditionnellement associé à un pic de débit dans le milieu naturel (crue) a pu être reproduit en canal sans modification du forçage hydrodynamique. Or, la chute dramatique de biomasse épilithique associée à une augmentation de la biomasse en suspension démontre clairement le rôle prépondérant de la turbidité sur le détachement massif de biofilm. Ce résultat démontre que le terme de décrochage catastrophique de Uehlinger et al. (1996), modélisé comme une fonction de Q pour la modélisation en rivière, devrait plutôt tenir compte du taux de turbidité. Comme suggéré par l'analyse dans Boulêtreau et al. (2010), l'accumulation progressive de sédiments au sein de la matrice exopolymère du biofilm conduit, par atténuation de lumière, à une explosion du compartiment bactérien au détriment du compartiment algal (phototrophe). C'est ce développement bactérien, favorisé dans l'expérience à la fois par le pic de turbidité et l'augmentation de température, qui conduit à un sapement de l'accrochage du biofilm et à son détachement catastrophique.

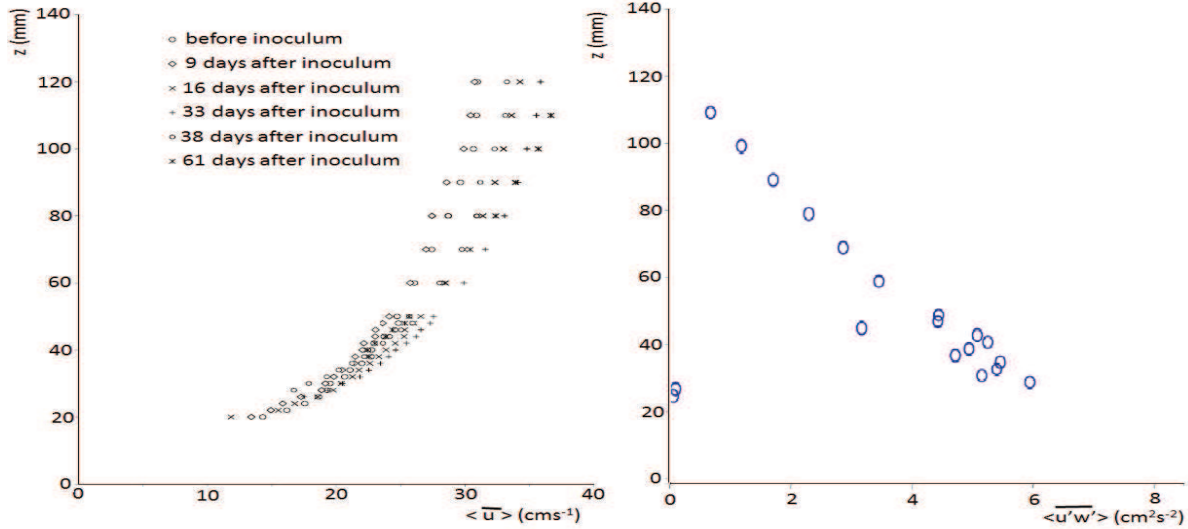


FIGURE 26 – Evolution temporelle des profils de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle u \rangle$ estimée à partir de trois profils verticaux (à gauche) et profil vertical typique obtenu pour le tenseur de Reynolds $\langle u'w' \rangle$. Les figures sont tirées de Graba et al. (2010).

8.3 Modélisation de la croissance par des descripteurs issus de la loi log

L'implémentation de paramètres issus de la loi log à la place du débit Q est intuitivement plus satisfaisante compte-tenu de la nécessité d'une description locale de l'écoulement. Labiod et al. (2007) avait testé cette hypothèse avec un certains succès pour une croissance de biofilm sur des substrats de petite taille, tout en étant limité par la qualité de leurs mesures hydrodynamiques.

Dans cette première campagne de croissance de biofilm réalisée dans le cadre de la thèse de Stéphanie Boulêtreau, nous avons pris soin de mesurer par LDV le long de trois profils verticaux 2 composantes du champ de vitesse u et w . Sur la base des travaux réalisés sur la structure de la couche limite turbulente (sections 5 et 6 du chapitre II), nous avons donc exploité ces données pour estimer des profils de grandeurs doublement moyennées (voir figure 26) puis en extraire les paramètres de la loi log et évaluer la pertinence de formules alternatives pour le terme d'arrachage dans l'équation de Uehlinger et al. (1996). Nous avons pour cela utilisé les données biologiques et hydrodynamiques concernant la phase avant le pic de turbidité de la figure 25.

Ce travail a été réalisé dans le cadre de la thèse de Myriam Graba et a donné lieu à une publication (Graba et al. 2010) dans laquelle nous montrons que contrairement à Labiod et al. (2007), nous restons toujours dans un régime hydrauliquement turbulent en cours d'expérience, et que la rugosité hydraulique k_s ($k_s \approx 30z_0$) chute d'une valeur correspondante au lit d'hémisphères nus à une valeur proche de celle trouvée par Labiod et al. (2007). Cette évolution en sens contraire de celle observée par Labiod et al. (2007) n'est finalement pas si étonnante puisque d'un point de vue topologique, on évolue du fond initial (substrat de très petite taille chez Labiod et al. (2007) à grande taille dans Graba et al. (2010)) à un fond complètement recouvert de biofilm (très similaire dans les deux études).

Par ailleurs, en testant plusieurs formulations pour le terme d'arrachage, nous montrons que c'est une formulation en $Ck_s^+(B - B_0)$ qui reproduit le mieux l'évolution de la biomasse, en particulier le passage par un pic de maximum de biomasse suivi d'un retour asymptotique vers une valeur d'équilibre (voir la figure 27).

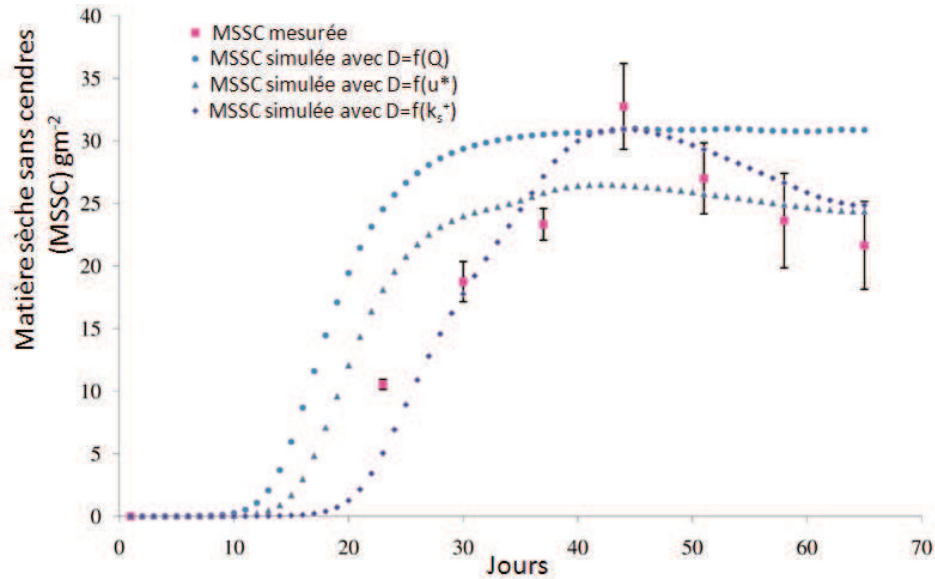


FIGURE 27 – Comparaison entre l'évolution temporelle de biomasse épilithique et les prédictions de trois modélisations possibles pour le terme d'arrachage de l'équation (4), un terme fonction du débit Q comme dans le modèle original de Uehlinger et al. (1996), un terme proportionnel à la vitesse de frottement u^* comme proposé par Labiod et al. (2007), et un terme proportionnel à $k_s^+ = u^*k_s/\nu$. La figure est tirée de Graba et al. (2010).

Cette proposition d'une expression en k_s^+ à la place de u^* pour le terme d'arrachage de l'équation (4) était guidée par la nécessité de tenir compte à la fois du frottement turbulent u^* , mais aussi de la forme du profil de vitesse au voisinage et dans la canopée que constitue le biofilm, forme partiellement donnée par k_s . La pertinence de cette modélisation trouve par ailleurs une justification à travers les travaux de Nepf et al. (2007) sur les canopées végétales. Dans ces travaux, une expression est proposée pour exprimer les flux verticaux de masse entre la zone d'échange située dans la partie supérieure de la canopée et l'écoulement au-dessus. Cette approche présente de très fortes similarités avec le travail de Bentham & Britter (2003) sur les canopées urbaines introduisant la notion de vitesse d'échange. Lorsqu'on réinterprète les formules de Nepf et al. (2007) en termes de vitesse de frottement et de rugosité hydraulique, on constate que le taux d'échange prédit k_e/δ_e est de la forme $0.8(u^*/h)(C_D ah)^{1.13}$, où $C_D ah$ est proportionnel à k_s/h pour des canopées végétales de densité faible (« sparse canopie », i.e. des canopées pour lesquelles le profil de vitesse de la couche de mélange au niveau du sommet des plantes pénètre bien jusqu'au fond).

On constate donc que l'exploitation des résultats de Nepf et al. (2007) donne une expression pour la vitesse d'échange très proche de l'expression en u^*k_s validée expérimentalement dans Graba et al. (2010). Cela peut être interprété de la manière suivante : l'arrachage « chronique » au sens de la modélisation de Uehlinger et al. (1996) correspondrait à un flux vertical constant de biomasse entre une zone riche en organismes disponibles pour être entraînée (la matrice du biofilm), et une région dans la pleine eau, très pauvre en ces mêmes organismes. Sur la base des travaux de Nepf et al. (2007), on arrive alors à une formulation de ce détachement chronique sous la forme $0.8(u^*/h)(C_D ah)^{1.13}(B - 0)$ en supposant que la concentration d'organismes disponibles dans le biofilm est proportionnelle à sa biomasse et la concentration quasi-nulle dans la pleine eau. Cette formule est très proche de celle utilisée dans Graba et al. (2010), $C_{det}u^*k_s/\nu(B - B_0)$, dès lors que $B \gg B_0$ (ce qui est toujours le cas après la phase de colonisation que les valeurs non nulles de B_0 déclenche dans la modélisation).

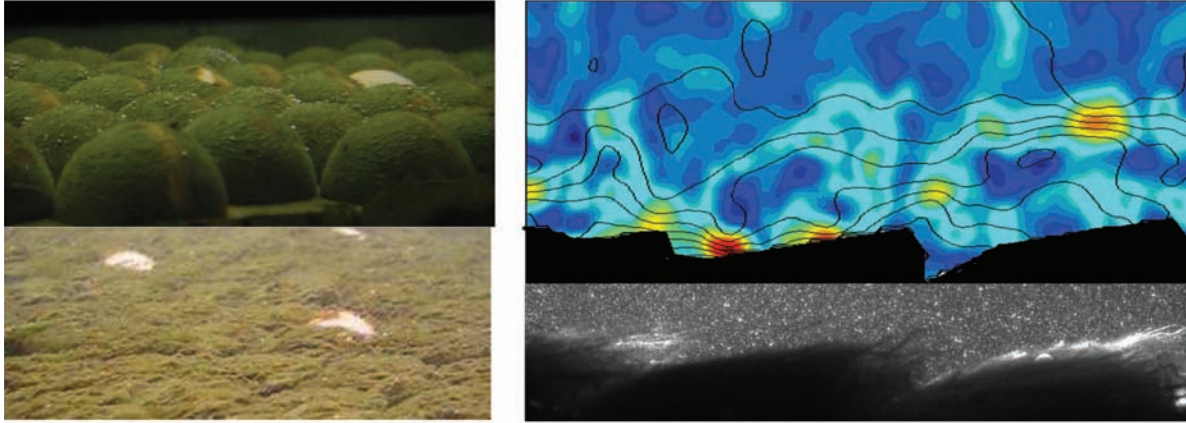


FIGURE 28 – A gauche : morphologies typiques observées lors de la croissance d’un biofilm sur des hémisphères artificiels dans la phase de croissance initiale (biofilm jeune en haut à gauche) et dans la phase stationnaire de la biomasse (biofilm mûr d’aspect très filamenteux en bas à gauche). A droite : exemple de champ instantané de vorticité transverse ω_y (niveaux de couleur) et de lignes de courant (en haut à droite), obtenu par des mesures PIV réalisées pendant la croissance du biofilm (exemple d’image brute en bas à droite).

Dans le cadre de la thèse de Myriam Graba, nous avons également exploité des données de terrains en utilisant une version du modèle d’Uehlinger tenant compte de la vitesse de frottement u^* en lieu et place du débit Q . Pour cela, des prélèvements de terrain ont permis d’estimer la rugosité hydraulique sur le site d’étude de l’Aouach, et des mesures de hauteur d’eau et de courant à plusieurs hauteurs dans la veine d’eau ont permis de déterminer l’équivalent d’une loi de vanne pour le site, et de relier ces mesures aux données acquises sur une station en amont (débit et hauteur d’eau). Dans l’hypothèse d’une croissance modérée de biofilm, et compte tenu de la taille du substrat de base (galets avec $d_{84} = 5.45 \text{ cm}$), nous avons supposé que la rugosité hydraulique du fond n’était pas modifiée par la croissance du biofilm. Nous avons donc déduit u^* des mesures hydrodynamiques et trouvé la relation entre le débit Q à la station amont et la vitesse de frottement u^* sur le site. Cela a permis de réexploiter les données acquises en 2008-2009 pour analyser les successions de biomasse épilitique et déterminer les processus principaux en jeu pour chaque cycle de croissance (6 cycles identifiés et analysés sur la chronique). Ces résultats sont en cours de publication (Graba et al. 2014).

8.4 Structuration morphologique du biofilm par l’écoulement

Devant la difficulté à séparer les effets individuels de tous les paramètres influençant la croissance du biofilm (nature de l’*inoculum*, température, physico-chimie de l’eau, hydrodynamique) et la nécessité de mieux mesurer l’hydrodynamique près du fond (avec assez de résolution spatiale dans la sous-couche de rugosité), nous avons mis en place une expérience de croissance simultanée de biofilm dans trois conditions d’écoulement contrastées le long du canal biologique (avec des vitesses de frottement initiales $u^* = 0.9, 2.6$ et 4.5 cms^{-1}), avec suivi par PIV de l’hydrodynamique dans les trois zones d’écoulement créées (voir figure 28). Par ailleurs, notre objectif étant de mieux caractériser le comportement du biofilm d’un point de vue mécanique, nous avons procédé en fin d’expérience à des tests d’arrachage dans un canal hydraulique secondaire calibré pour cela.

Tout d’abord, les phases initiales de colonisation font apparaître des motifs très spécifiques associés à la tridimensionalité de l’écoulement dans la sous-couche de rugosité (voir figures

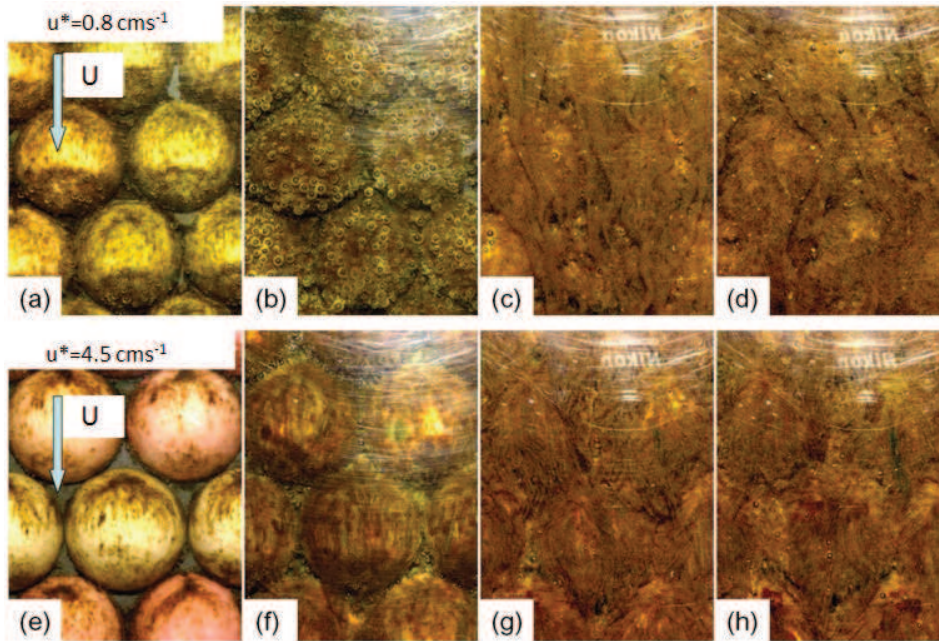


FIGURE 29 – Photographies montrant l'évolution de la répartition de biofilm sur les hémisphères pour deux conditions d'écoulement différentes. Les vitesses de frottement initiales u^* sont égales à 0.8 et 4.5 cms^{-1} respectivement pour (a, b, c, d) et (e, f, g, h). Les temps de culture après *inoculum* sont de 8 (a, e), 14 (b, f), 21 (c, g) et 28 (d, h) jours. La figure est tirée de Moulin et al. (2008b).

29(a,e)) . Cela génère un retard à la croissance lorsque la vitesse de frottement augmente. Ensuite, le taux de croissance de biomasse devient assez identique dans les trois zones, et des biomasses assez semblables sont observées en fin d'expérience (35 jours), de l'ordre de 25 gm^{-2} pour la matière sèche sans cendres (MSSC). Les mesures par PIV (Moulin et al. 2008b) montrent qu'on retrouve une chute de k_s comme dans la précédente étude (Graba et al. 2010). Par contre, alors que la biomasse est quasi identique, la structure du biofilm généré est différente, avec des filaments d'autant plus courts que l'écoulement est énergétique (comme cela peut être mesuré au moyen de photographies comme dans la figure 29(d,h)).

Les tests d'arrachage dans le canal hydraulique ont alors permis de démontrer deux choses (Moulin et al. 2008b) : tout d'abord, la résistance mécanique du biofilm était étroitement liée aux conditions de croissance, puisque tout dépassement de la valeur moyenne de u^* pendant la croissance aboutissait à une perte importante de la partie filamentaire du biofilm. Ceci est clairement mis en évidence grâce aux photographies prises pendant les tests d'arrachage (voir figure 8 de Graba et al. (2013)). Ensuite, la partie arrachée, essentiellement le compartiment filamentaire, représentait un pourcentage variable de la masse totale de biofilm (jusqu'à 52% pour le biofilm cultivé à $u^* = 0.8 \text{ cms}^{-1}$).

Cette étude montre que les conditions d'écoulement affectent très fortement la dynamique de la biomasse dans la phase de colonisation et de croissance initiale. Au contraire, la biomasse atteinte par le biofilm dans les phases plus tardives de son évolution semble beaucoup moins sensible à ce paramètre. Cependant, c'est la structure du biofilm, en particulier la répartition de la biomasse entre partie attachée au substrat et partie filamentaire, qui est fortement dépendante des conditions locales d'écoulement. Une analyse algale montre par ailleurs (Graba et al. 2013) que cette différenciation structurelle est corrélée avec une différenciation spécifique, les algues majoritaires dans les différentes zones n'étant pas identiques.

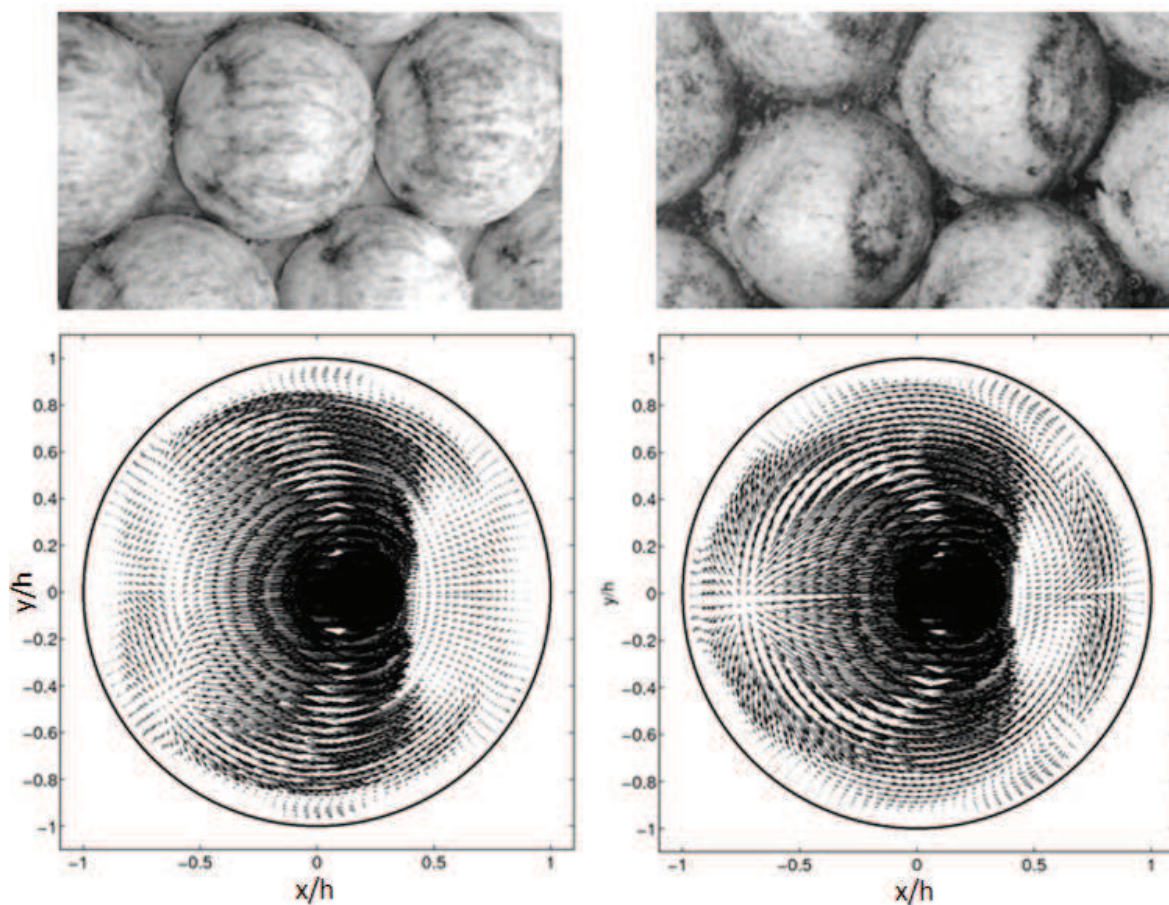


FIGURE 30 – Photographies de motifs de colonisation dans les deux arrangements d’hémisphères (en haut) et distribution des cisaillements de vitesse au voisinage des hémisphères pour des simulations numériques correspondantes aux expériences (en bas). La figure est tirée de Coundoul et al. (2013).

8.5 Rôle des conditions locales pour la colonisation et la croissance

Ayant identifié le rôle prépondérant de l'hydrodynamique sur la phase de colonisation et de croissance initiale du biofilm, nous avons souhaité aborder cette question d'un point de vue numérique. L'objectif était de valider ces simulations numériques sur la base des mesures expérimentales réalisées juste au-dessus des hémisphères par PIV, puis d'utiliser ensuite les résultats numériques pour étudier l'hydrodynamique complète dans la sous-couche de rugosité et le lien avec la colonisation et la croissance initiale. En effet, la très faible épaisseur de biofilm dans la première semaine de croissance permet de négliger en première approximation son influence sur l'écoulement.

Dans le cadre de la thèse de Falilou Coundoul, nous avons donc réalisé des simulations numériques au moyen du code JADIM développé au laboratoire (IMFT), et dans lequel un module IBM (Immersed Boundary Method) avait été implémenté et validé. Avec cet outil numérique, des simulations numériques d'écoulements turbulents dans les conditions des expériences de Boulétreau et al. (2010) et Graba et al. (2013) ont donc pu être réalisées (jusqu'à $u^* \approx 2.5 \text{ cm s}^{-1}$). Au moyen de ces simulations purement hydrodynamiques, nous avons pu relier les motifs de colonisation à la topologie de l'écoulement proche des hémisphères (voir figure 30) pour des arrangements d'hémisphères alignés (Boulétreau et al. 2010) (« aligned ») ou en quinconce (Graba et al. 2013) (« staggered »).

La colonisation et la croissance initiale étant liées aux conditions à la surface de l'hémisphère, nous avons ensuite étudié la dépendance de la distribution de cisaillement à la surface de l'hémisphère avec les conditions d'écoulement externe (pour le cas « staggered » de l'expérience Moulin et al. (2008b)). Alors que la topologie globale reste assez identique pour les deux valeurs de u^* utilisées, semblable à celle tracée dans la figure 30, l'intensité n'est pas la même. Cela est cohérent avec une structure de l'écoulement dans la sous-couche de rugosité associée à une traînée de forme en U^2 dans l'équation (3). Ceci conduit à un champ de vitesse $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})(x, y, z)$ directement proportionnel à u^* . Par contre, le cisaillement au voisinage de l'hémisphère est lié au développement de la couche limite, et on n'observe donc plus une proportionalité avec u^* . En analysant la distribution de cisaillement pariétal $\tau = \partial u_\theta / \partial r$ le long du plan médian aux hémisphères, on retrouve une loi en $\tau = (u^*/h)Re_t^{0.26}$ où $Re_t = hu^*/\nu$, comme le montre la superposition des profils de cisaillement adimensionnel de la figure 31.

Grâce à cette loi d'échelle pour le cisaillement pariétal, associée à la connaissance de la distribution sur tout l'hémisphère, nous avons pu ensuite étudier si un seuil critique commun aux trois zones d'écoulement de Moulin et al. (2008b) permettait de prédire la surface couverte par le biofilm pendant la phase de colonisation. En effet, nous avons pu vérifier par ailleurs que la surface recouverte, déduite des photographies, était bien corrélée à la biomasse (Coundoul et al. 2013). L'accord entre ce modèle à seuil de cisaillement et les biomasses mesurées est loin d'être parfait. Il reste donc du travail à réaliser pour comprendre plus quantitativement comment la distribution de cisaillement (ou d'autres aspects de l'écoulement dans la sous-couche de rugosité) contrôle le processus de colonisation.

Cette question centrale du rôle de l'écoulement sur la structuration d'un biofilm de rivière a aussi été abordée dans un contexte un peu différent, celui du projet SURF (qui visait à valider l'utilisation du biofilm comme indicateur fonctionnel pour les cours d'eau de type Garonne). J'ai participé à l'élaboration d'un système de suivi *in situ* de croissance de biofilm de rivière, dans lequel nous souhaitions générer simultanément deux conditions contrastées de vitesse de frottement. Nous avons donc adopté un système de type venturi avec deux zones différentes d'écoulement dans lesquelles sont placées des électrodes pour mesurer régulièrement la croissance et les caractéristiques du biofilm (voir figure 1 de Boulétreau et al. (2011)). Le rapport de diamètre entre les deux zones permet d'avoir une augmentation de vitesse débitante par

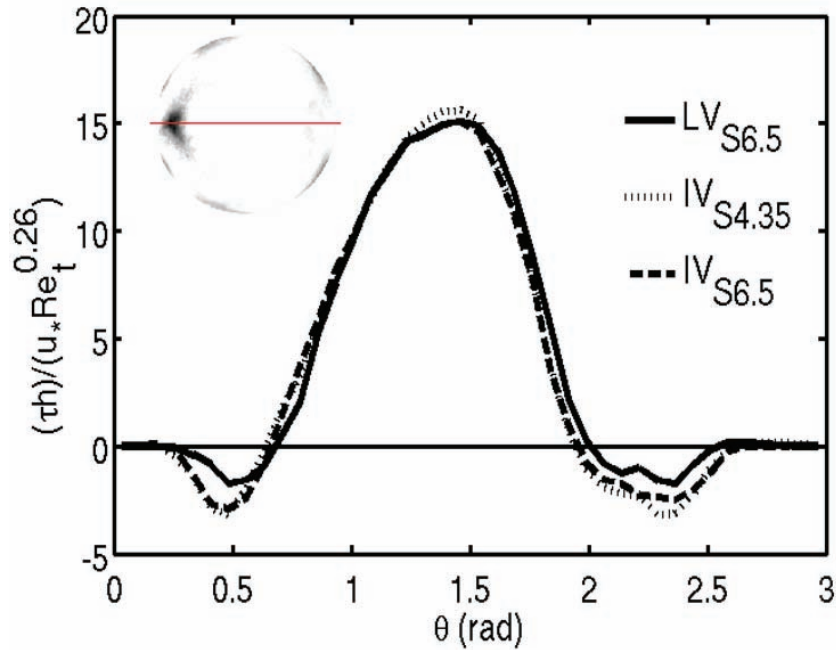


FIGURE 31 – Profils le long du plan médian du cisaillement adimensionnel pour trois simulations numériques différentes. La figure est tirée de Coundoul et al. (2013).

un facteur 4, suffisant pour générer un contraste de vitesse de frottement aussi élevé que dans le canal hydraulique. Cette étude (Boulêtreau et al. 2011) montre que l'écoulement influence très fortement la phase initiale de colonisation et de croissance du biofilm. A temps égal, des biofilms plus épais ont colonisé les électrodes situées dans la partie lente du venturi. D'autre part, nous avons constaté que les biofilms de la zone lente étaient également plus souples que ceux qui croissaient dans la zone rapide du venturi.

Enfin, dans le cadre de la thèse de Falilou Coundoul, nous avons également réalisé des simulations avec transport de scalaire passif. Nous avons pour cela imposé une condition de concentration nulle au niveau des hémisphères, une manière de simuler une consommation totale de nutriments au niveau du biofilm, dans une situation où par exemple l'intensité lumineuse n'est pas le facteur limitant. Nous nous sommes intéressés au développement progressif de la couche limite massique pour trois valeurs différentes du nombre de Schmidt, $Sc = \nu/D = 0.1$, 1.0 et 10.0. L'objectif était de déterminer comment les flux au niveau des hémisphères sont contrôlés par l'énergie turbulente. En effet, comme indiqué au début de cette section, le terme de croissance de la modélisation de Uehlinger et al. (1996) doit indirectement tenir compte de l'hydrodynamique. Or, la croissance dépend de l'accès aux nutriments, autrement dit des flux surfaciques étudiés ici numériquement. Cette étude devrait aussi permettre de déterminer le rôle de la vitesse d'échange entre canopée et écoulement externe sur le contrôle de ces flux hémisphériques dans des modèles à deux couches. Dans les résultats présentés pendant la thèse (Coundoul 2012), des doutes subsistaient pour la simulation à $Sc = 10$ et la nécessité de procéder à une simulation avec un nombre de Reynolds différent est aussi apparu lors des questions par les examinateurs. Des simulations complémentaires sont donc actuellement en cours pour compléter le jeu de données numériques (ATER de Falilou Coundoul, Février 2013-Juin 2013).

9 Transport d'algues par la couche limite turbulente

Cadre : IMFT, financement EDF

Collaborateurs : Antoine Joly (doctorant LNHE), Dominique Astruc (Maître de conférence INPT, IMFT), Damien Violeau (Chercheur, LNHE)

Publication(s) associée(s) : Joly et al. (2012b), Joly et al. (2012a)

9.1 Problématique

Dans les centrales nucléaires localisées en bord de mer, le refroidissement est assuré par un prélèvement d'eau de mer. Des filtres sont employés au niveau du prélèvement, avec des solutions techniques permettant de limiter leur encrassement (rotation permanente des filtres et nettoyage automatique). Cependant, des arrivées massives d'algues en suspension ou charriées près du fond se produisent parfois, qui génèrent un colmatage si rapide des filtres que des arrêts d'urgence doivent être déclenchés au niveau de la centrale.

EDF et le laboratoire Saint-Venant souhaitent mettre en place un outil prédictif permettant de prévoir des situations à risque, en simulant le transport d'algues dans des codes de simulation hydrodynamique type Telemac (Saint-Venant 2D avec modèle de turbulence $k - \epsilon$). Dans ce but, ils voulaient développer un modèle stochastique de transport de particules représentant des algues, et le valider par des expériences en laboratoire. Ils avaient pour cela recruté Antoine Joly comme stagiaire de M2R puis comme doctorant.

Nous avons donc proposé de réaliser deux types d'expériences. Une première expérience consistait à réaliser un suivi lagrangien d'algues (ou de leur équivalent) dans une turbulence synthétique la plus isotrope et homogène possible. Une seconde expérience visait à compléter la validation du modèle stochastique en combinant une hétérogénéité de turbulence à un écoulement moyen avec vorticité. Pour cela, un écoulement en canal hydraulique derrière un groin (obstacle transverse à l'écoulement occupant une partie de la largeur du canal) présentait l'avantage de la simplicité tout en représentant bien le canal d'amenée utilisé *in situ* pour amener l'eau de mer jusqu'au point de prélèvement pour la centrale.

9.2 Validation d'un modèle stochastique pour le transport d'une particule inertielle

Antoine Joly, dans le cadre de son stage de master, avait développé un modèle stochastique de transport de particules inertielles placées dans un écoulement turbulent caractérisé par ses moments statistiques du premier ordre (champ moyen \bar{u} et fluctuations, supposées isotropes, caractérisées par k , l'énergie cinétique turbulente).

Dans le cadre de sa thèse débutée en janvier 2009, il a poursuivi ce travail en élaborant un modèle pour le transport de particules tenant compte de la traînée, des effets d'accélération (avec introduction d'un tenseur de masse ajoutée) et d'historicité (force de Basset calculée à partir de l'histoire passée de la particule). L'équation régissant la dynamique individuelle d'une

particule s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
m \frac{dV_i}{dt} = & \rho_f V_p \frac{dU_i}{dt} + (m - \rho_f V_p) g_i \\
& - M_{ij} \frac{d(V_j - U_j)}{dt} \left. \vphantom{\frac{dV_i}{dt}} \right\} \text{terme de masse ajoutée} \\
& + \frac{1}{2} \rho_f S_p C_D (Re) |\mathbf{U} - \mathbf{V}| (U_i - V_i) \left. \vphantom{\frac{dV_i}{dt}} \right\} \text{terme de traînée} \\
& + 6D^2 \rho_f \sqrt{\pi \nu} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-s}} \frac{d(U_i - V_i)}{dt} ds \left. \vphantom{\frac{dV_i}{dt}} \right\} \text{terme d'historicité (Basset)} \quad (5)
\end{aligned}$$

où m est la masse de la particule, \mathbf{V} sa vitesse, \mathbf{U} la vitesse du fluide à l'endroit où se situe la particule, ρ_f la masse volumique du fluide, V_p le volume occupé par la particule, M_{ij} le tenseur de masse ajoutée, S_p la surface projetée de la particule face à l'écoulement, C_D le coefficient de traînée et D une taille caractéristique de la particule (son rayon si elle est sphérique).

Pour répondre aux enjeux du projet (transport d'algues), il fallait donc pouvoir utiliser le modèle stochastique pour des solutions diluées (avec une fraction volumique de particules $\Omega_f = NV_p/V_f$ inférieure à 10^{-6}) pour que la présence des particules ne modifie pas la turbulence) et des particules inertielles (avec un nombre de Stokes S_t de l'ordre de l'unité, où S_t compare le temps de relaxation de la particule à l'échelle de temps de Kolmogorov τ_η) d'une taille caractéristique L comprise entre l'échelle de longueur intégrale λ_l et l'échelle de longueur de Kolmogorov l_η , autrement dit $\lambda_l > L > l_\eta$.

Pour valider ce modèle, nous avons conçu et construit un générateur de turbulence synthétique. Le dispositif expérimental mis au point à l'IMFT consiste en une double grille horizontale mise en oscillations verticales au moyen d'un verrin électrique. L'objectif était d'obtenir un volume central de taille $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ avec une turbulence quasi-isotrope et homogène. Des mesures PIV et LDV ont permis de vérifier les régimes de turbulence obtenus au moyen de ce dispositif. En particulier, une turbulence avec $\lambda_l = 4.5 \text{ cm}$ et $l_\eta = 0.4 \text{ mm}$ a pu être générée, permettant une séparation d'échelles assez grande pour observer un spectre en $-5/3$ sur environ une décade. Des lâchers de particules sphériques de différents diamètres ($2 < D < 20 \text{ mm}$) et différentes densités ($1060 < \rho_s < 1130 \text{ kgm}^{-3}$) dans de l'eau douce ou salée (ρ_f égale à 1000 ou 1084 kgm^{-3}) ont ensuite été réalisés dans le dispositif, avec un système de suivi lagrangien (2 caméras placées perpendiculairement) pour des nombres de Stokes $St_{set} = \tau_{part}(U_{set})/\tau_l$ compris entre 0.6 et 2.4 et des nombres de Reynolds $Re_{set} = U_{set}D/\nu$ entre 620 et 3450. Pour définir St_{set} et Re_{set} , c'est la vitesse de chute des particules U_{set} qui a été prise comme vitesse de référence (« set » est le diminutif de « settling »). Les mesures lagrangiennes de particules ont permis ensuite d'extraire des données statistiques directement comparables aux prédictions du modèle stochastique, en particulier les statistiques des composantes horizontales et verticales de la vitesse (voir figure 32).

Les résultats ainsi obtenus et la comparaison modèle stochastique / expériences ont fait l'objet d'une publication (Joly et al. 2012b). La confrontation de différentes classes de modèles avec les expériences a permis de montrer que les modèles diffusifs browniens habituellement utilisés pour les problèmes de contamination surestiment très largement la diffusion des particules. Par ailleurs, pour cette classe de particules, ce sont les termes de traînée et d'historicité (force de Basset) qui sont les éléments majeurs déterminant les statistiques de vitesse pour les particules. Or, dans ce travail de modélisation mené par Antoine Joly, le calcul exact de cette force de Basset n'est possible que pour des petites particules. Ceci explique un écart grandissant entre résultats expérimentaux et modèle numérique pour les grandes particules. Par ailleurs, pour ces mêmes particules, le terme d'historicité (force de Basset) est aussi responsable dans les expériences d'un effet lié au passage au niveau de la grille pour les particules,

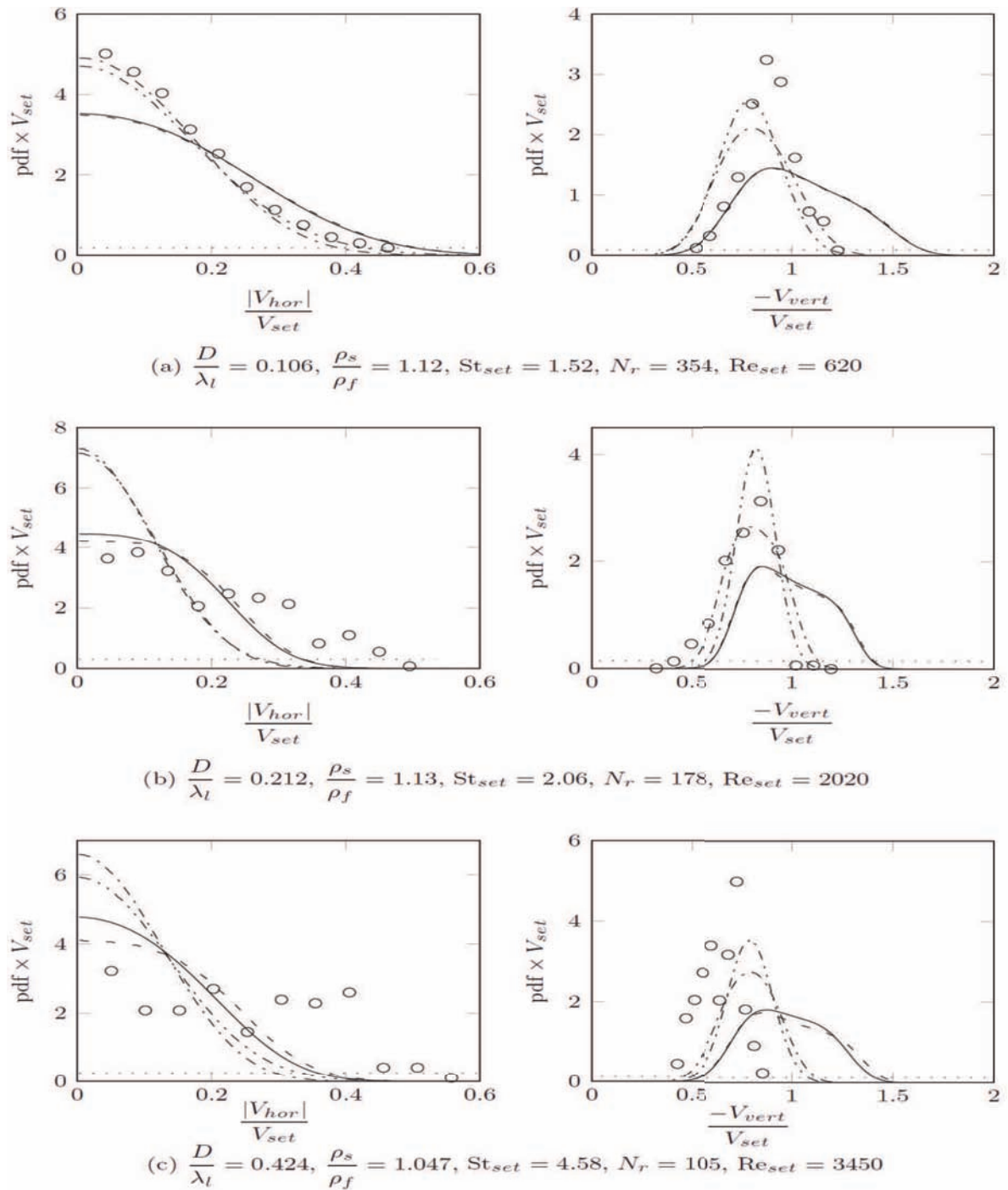


FIGURE 32 – Densités de probabilité pour les vitesses horizontales et verticales des particules dans le champ turbulent généré par le double grille oscillante. Les cercles représentent le résultat expérimental obtenu avec N_r lâchers. Différents modèles pour le transport lagrangien sont utilisés et décrits dans l'article Joly et al. (2012b). Les pointillés représentent un simple modèle de diffusion brownien (modèle V). Les tirets représentent un modèle avec seulement la force de traînée (modèle IV). La ligne continue représente un modèle avec force de traînée et effets d'accélération (modèle III). Les lignes point-tirets représentent les modèles tenant compte de tous les termes, y compris la force d'historicité de Basset (modèles I et II). La figure est tirée de Joly et al. (2012b).

celles-ci conservant dans leurs statistiques une mémoire de ce passage (voir la figure 10 dans Joly et al. (2012b) qui illustre cet effet).

9.3 Validation du modèle pour un écoulement à surface libre autour d'un groin

Dans un second temps, une expérience de lâcher de particules inertielles dans un écoulement turbulent en canal a été réalisé sur le site du laboratoire Saint-Venant à Chatou. Un groin émergent occupant le quart de la largeur d'un canal de 2 m de large a permis de générer une zone de recirculation pour un écoulement avec un tirant d'eau $H = 30 \text{ cm}$ et une vitesse moyenne incidente $U = 30 \text{ cm s}^{-1}$. Des mesures acoustiques par ADV ont permis de caractériser l'écoulement. Des particules inertielles ont ensuite été relâchées en amont du groin, et leur trajectoire mesurée par un dispositif de mesure développé à l'IMFT (acquisition par une caméra avec longue focale d'images des particules vues à travers une fenêtre transparente placée à la surface de l'écoulement). Deux modèles $k - \epsilon$ des équations intégrées verticalement (Saint-venant) ont été utilisés pour simuler cet écoulement (Télémac 2D et openfoam). Le modèle stochastique développé dans le cadre de la thèse de Antoine Joly a ensuite été implémenté sur la base des résultats numériques pour simuler le transport de particules dans les mêmes conditions que dans les expériences.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle stochastique a été faite sur la base d'une analyse en quadrants dans les différentes zones de mesure. Plus particulièrement, ce sont la répartition entre les quatre quadrants et le temps de résidence des particules dans chaque zone de mesure qui ont été comparés. Alors que la répartition relative des particules dans les différents quadrants est assez bien représentée, leur nombre est différent entre les expériences et les simulations numériques. Pour expliquer cette différence, la difficulté des modèles numériques (openfoam comme Telemac 2D) à représenter correctement le champ moyen et le niveau de turbulence au niveau du groin est invoquée. Compte-tenu de l'injection des particules en amont du groin, la description de l'écoulement à cet endroit est primordiale pour prédire correctement la distribution des particules en aval.

10 Turbulence benthique et diagénèse précoce

Cadre : IMFT, Observatoire de Banyuls, projet EC2CO 2012-2014 « Dynamique de la diagénèse précoce dans les sédiments aquatiques sous hydrodynamique instationnaire (DynDiagHyd) »

Collaborateurs : Katell Guizien (CR CNRS, Observatoire de Banyuls), Sabrina Lucas (docteurante Observatoire de Banyuls)

Publication(s) associée(s) : Lucas et al. (2011), Lucas et al. (2013)

10.1 Problématique

Dans les systèmes aquatiques de faible profondeur (rivières, lagons, zones littorales), la matière organique s'accumule sur le fond par sédimentation à travers la colonne d'eau. Dans les couches superficielles du sédiment se produit alors une succession de réactions chimiques ou biologiques (activité microbienne) qui conduisent à sa reminéralisation. Ce processus porte le nom de « diagénèse précoce » (Berner 1980) et contrôle le cycle biogéochimique d'éléments comme le carbone, l'azote et le soufre. La détermination des échelles de temps associés à cette diagénèse précoce est essentielle pour estimer le devenir de la matière organique accumulée aux grandes échelles : suivant la vitesse de sédimentation, le carbone peut par exemple être piégé (puits de

carbone) ou bien être remis à disposition dans le réseau trophique. Malgré la complexité des processus et acteurs impliqués (Aller 1990), ce processus de diagénèse nécessite un apport en oxygène en surface, qui diffuse et est rapidement consommé pour assurer les premières réactions d'oxydation dans la zone oxiqye supérieure. La mesure du flux d'oxygène ainsi consommé traduit donc directement l'intensité de la diagénèse. De nombreuses études reposent donc sur une quantification de la demande en oxygène « DO » (« oxygen uptake ») des sédiments.

De manière simplifiée, la diagénèse précoce requiert de coupler un modèle 1D vertical réactif et diffusif en milieu poreux (représentant le sédiment) avec l'écoulement au-dessus, généralement turbulent. En effet, le flux d'oxygène à l'interface va dépendre à la fois des processus réactifs dans le sédiment et de la capacité de l'écoulement au-dessus à assurer un apport suffisant. Dans le cadre de la thèse de Mathieu Chatelain (soutenue le 5 Juillet 2010), dirigée par Katell Guizien, il avait ainsi été démontré que des épisodes de houle permettait de réduire l'épaisseur de la couche limite diffusive près du fond, et d'augmenter considérablement la consommation d'oxygène par un sédiment réactif modèle (1DV diffusif avec réaction de consommation du premier ordre). Ce résultat (Chatelain & Guizien 2010) avait permis de mettre en évidence et de quantifier le rôle principal des épisodes énergétiques de houle dans les bilans annuels de transformation de la matière organique en zone micro-tidale (golfe du Lyon).

Ces résultats ont démontré l'effet essentiel sur la consommation d'oxygène de la condition limite imposée par la couche limite diffusive dans l'écoulement turbulent, même pour un modèle de sédiment très simplifié. Par conséquent, Katell Guizien m'a sollicité pour répondre à un appel d'offre EC2CO et mettre en place un dispositif dans lequel nous pourrions contrôler la turbulence au-dessus de sédiments naturels, afin de pouvoir étudier la dynamique couplée écoulement turbulent - sédiment réactif dans toute sa complexité. Nous avons donc décidé d'utiliser une grille oscillante comme générateur de turbulence complètement contrôlée. Dans une première série d'expériences, nous avons utilisé le dispositif disponible à l'IMFT sur des vases de Garonne, puis nous avons mis au point un dispositif plus compact déployable sur le terrain ou dans différents laboratoires.

10.2 Résultats

Dans une première campagne expérimentale menée dans le cadre de la thèse de Sabrina Lucas, nous avons donc utilisé le système disponible à l'IMFT, pour lequel le champ turbulent était déjà connu (thèse de Antoine Joly). Nous avons également déployé un système de mesures par sondes à oxygène permettant de réaliser des profils d'oxygène dans l'eau et dans le sédiment (voir figure 33). Sur plusieurs semaines, des successions d'épisodes turbulents et sans écoulement ont alors été réalisées avec le même sédiment. Des profils verticaux d'oxygène étant régulièrement mesurés après l'arrêt des oscillations, l'évolution spatio-temporelle permet de remonter à la consommation μ dans l'équation de diffusion-réaction (6) qui permet de modéliser le sédiment (les dérivées temporelles et spatiales selon z sont déduites des profils mesurés).

$$\frac{\partial[O_2]}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_s \Phi \frac{\partial[O_2]}{\partial z} \right) - \mu \quad (6)$$

où $[O_2]$ est la concentration en oxygène, D_s la diffusivité apparente dans le milieu poreux, Φ la porosité, et μ la consommation. μ peut être décrite comme une réaction d'ordre 0, $\mu = \mu_0$, du premier ordre, $\mu = \mu_1[O_2]$ ou encore plus complexe, comme par exemple $\mu = \mu_{O_2}[O_2]/(K_{O_2} + [O_2])$ pour une modélisation de type Michaelis-Menten.

A la fin de chaque épisode turbulent, la pénétration de l'oxygène dans le sédiment était très prononcée (longueur de pénétration δ_{O_2} multipliée par 5), et la consommation totale d'oxygène par le sédiment (intégration verticale de la consommation $\mu(z, t)$ calculée localement) considérablement augmentée (par un facteur 10). Au cours de l'évolution des profils d'oxygène après la

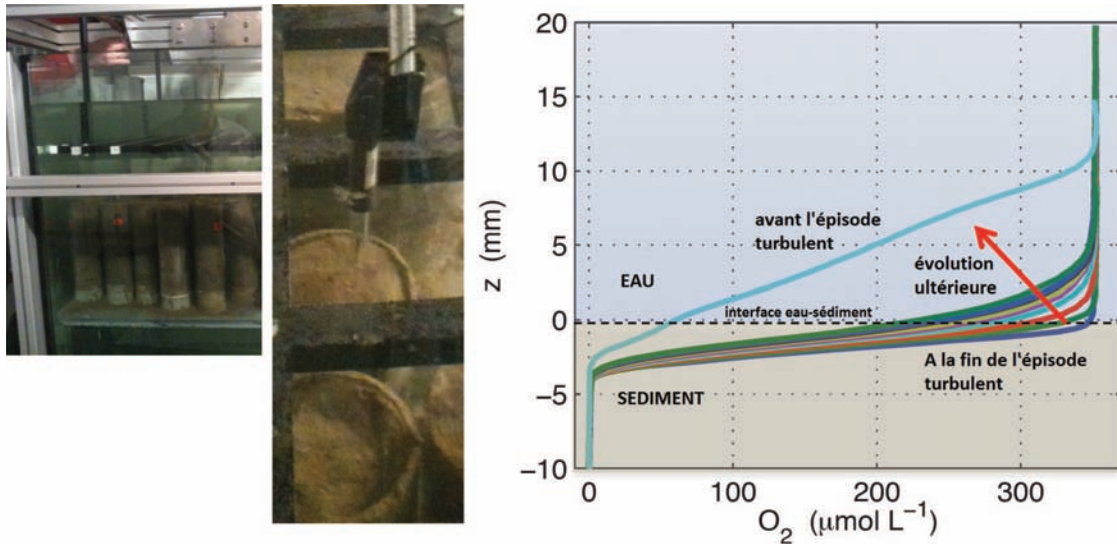


FIGURE 33 – Vue du dispositif de grille oscillante à l'IMFT, avec des carottes de vase de Garonne (à gauche) et du manipulateur de sonde pour l'obtention des profils d'oxygène (au milieu). Profils d'oxygène typiques obtenus juste avant et après un épisode turbulent simulé dans la cuve (à droite). La ligne pointillée horizontale indique la position de l'interface eau-sédiment. La figure est tirée de Lucas et al. (2011).

fin de l'épisode turbulent (voir figure 33), on trouve une relation linéaire entre consommation locale $\mu(z, t)$ et concentration locale en oxygène $[O_2]$. Cela indique que le modèle de réaction le plus approprié est d'ordre 1. La constante de réaction μ_1 dépend cependant de la profondeur, du fait d'une demande microbienne et chimique répartie de façon inhomogène selon la verticale. Plus étonnant, les mesures de consommation après les épisodes turbulents successifs montrent une évolution de la consommation locale. Ceci démontre que le système biogéochimique s'adapte progressivement, probablement par le biais d'une évolution de la population microbienne qui joue un rôle essentiel dans la diagénèse.

Fort de ces premiers résultats présentés en conférence (Lucas et al. 2011), Katell Guizien et Sabrina Lucas ont donc fait construire un générateur de turbulence par grille oscillante. Ce nouveau dispositif, plus compact, permet de réaliser des profils d'oxygène y compris pendant les oscillations, et est déployable sur site et dans différents laboratoires. Des mesures par PIV et LDV réalisées à l'IMFT ont permis de quantifier les conditions de turbulence près des carottes de sédiments, et de calibrer le dispositif. Une campagne de mesures de profils d'oxygène dans des sédiments marins (vase et sable fin) enrichis ou non en matière organique, et soumis à une succession d'épisodes turbulents, a ensuite été menée. Outre la confirmation des résultats déjà obtenus sur des vases de rivière (dynamique temporelle d'adaptation du milieu sédimentaire au forçage, avec une évolution lente des propriétés réactives), l'utilisation de plusieurs niveaux d'intensité turbulente a permis de mettre en évidence des régimes où la demande en oxygène est contrôlée par l'épaisseur de couche limite diffusive dans l'écoulement turbulent δ_{DBL} , ou bien par la capacité du sédiment à consommer l'oxygène. Le niveau de turbulence nécessaire pour passer d'un régime à l'autre dépend bien sûr de la composition du sédiment (enrichissement en matière organique et développement de la population microbienne). La validation et les aspects prospectifs liés à ce système de caractérisation des sédiments ont fait l'objet d'une publication (Lucas et al. 2013). D'autres mesures chimiques et biologiques ont été menées pour suivre également l'évolution de la population microbienne et seront traitées et valorisées dans le cadre de la thèse de Sabrina Lucas.

Quatrième partie

Projet de recherche

Sommaire

Avant-propos	75
Ecoulements géophysiques	75
Couche limite turbulente	76
Transferts et transport des écoulements turbulents	79
Références	85

Avant-propos

Dans mes perspectives de recherche, je n'envisage pas de procéder à un nouveau changement thématique. Mon objectif est de poursuivre mes activités dans la thématique des écoulements turbulents en milieu naturel (chapitres 2 et 3 de ce rapport), et de reprendre une activité plus soutenue dans le domaine des écoulements géophysiques (chapitre 1). Mon expérience entre 2002 et 2013 m'a permis d'identifier un certain nombre de sujets vers lesquels je souhaite concentrer mes efforts.

Écoulements géophysiques

En ce qui concerne cette thématique, la dernière publication de mes travaux sur mon sujet de thèse (Moulin & Flor 2013) me permettra de clôturer ma contribution à l'étude des interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant (section 1). Bien que le sujet soit extrêmement riche et intéressant, il ne fait pas partie des thématiques prioritaires du groupe OTE, et d'autres enjeux ont attiré mon attention. Avec mes collègues japonais de l'Atmosphere and Ocean Research Institute (AORI, Kashiwa, Japon, auparavant ORI à Tokyo), nous souhaitons travailler de façon collaborative sur des sujets de recherche en adéquation à la fois avec les priorités du groupe OTE et ceux de l'AORI.

Tout d'abord, sur la problématique du contrôle de la structure d'un vortex de type tornade par la couche limite (présentée dans la section 3), il reste à réaliser un travail important de modélisation pour prédire le profil radial de vitesse dans la partie contrôlée par la couche limite. Le travail mené avec Shinji Yukimoto et Hiroshi Niino a permis d'identifier pour quels régimes le vortex ne présente plus de profil en $1/r$, mais ne permet pas de prédire le profil alors adopté. Des approches intégrales pour la couche limite sont disponibles, y compris pour des écoulements en rotation de type vortex, et je souhaite m'engager dans cette voie pour tenter de répondre à la dernière partie de ce problème.

Ensuite, Hiroshi Niino et Keita Iga ont réalisé des expériences d'instabilité de couche de cisaillement détachée au moyen d'un écoulement sur table tournante forcé par la rotation différentielle de deux couvercles axisymétriques (sur le modèle de l'expérience présenté dans la section 2 du chapitre I). Il s'agit d'un écoulement modèle pour l'étude de la formation des typhons (cyclogénèse tropicale suivie d'une fusion puis d'une propagation vers le nord). La même instabilité est par ailleurs responsable de la déstabilisation des structures annulaires extérieures générées par un fond rugueux (présentées dans la section 2 du chapitre I). L'utilisation de codes numériques au sein de l'IMFT (code JADIM en particulier) permettra de compléter l'approche expérimentale de l'AORI et d'étudier dans le détail le développement non linéaire lors d'un forçage continu. C'est sur le plan numérique (simulations JADIM 2D et 3D) que j'ai l'intention d'apporter ma contribution à ce sujet de recherche.

Dans les deux cas, il s'agit d'écoulements en rotation avec des valeurs finies du nombre de Rossby. Cette spécificité nous a permis de regrouper ces deux actions de recherche dans un même projet commun AORI - IMFT qui a été soumis l'an dernier (septembre 2012) à l'appel d'offre conjoint CNRS-JSPS. Malheureusement, alors que le projet avait été très bien classé du côté Français, la compétition était beaucoup plus forte du côté Japonais et notre proposition n'a finalement pas été retenue. Nous avons proposé cette année une version améliorée de ce projet à un autre appel d'offre, MAE-JSPS (programme « Sakura »), en septembre 2013. Indépendamment de ces appels d'offre pour des programmes bilatéraux, Iga Keita viendra comme professeur invité pendant 2 semaines en novembre 2013 pour travailler à l'IMFT. Nous discuterons alors ensemble des actions à mener sur ces deux sujets collaboratifs.

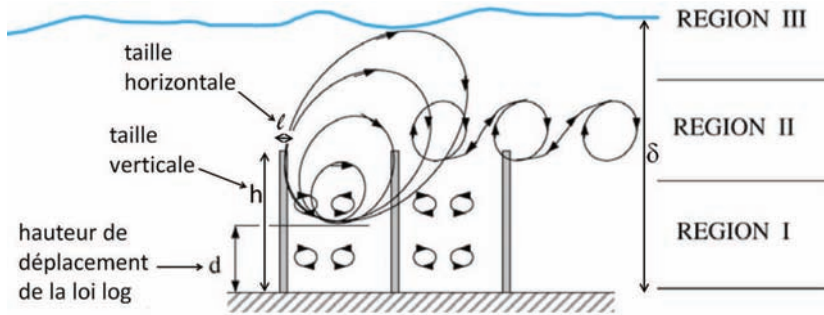


FIGURE 34 – Figure tirée de Poggi et al. (2004) montrant une superposition des trois types de longueur de mélange (couche limite avec profil linéaire, couche de mélange et sillage des obstacles) au niveau d'un fond rugueux. La prédominance des contributions sert à définir les 3 régions indiquées sur la droite.

Couche limite turbulente à surface libre

Rugosités complètement rigides

Grâce aux travaux de Emma Florens (section 6 du chapitre II), nous avons pu démontrer la persistance de la loi log pour des écoulements très confinés d'épaisseur δ , au-dessus de cubes, des obstacles ne présentant qu'une seule dimension spatiale correspondant à leur hauteur h . Dans le cadre de la thèse de Maxime Rouzès, des régimes avec des confinements $\alpha = h/\delta$ encore plus importants seront explorés pour compléter l'étude de l'effet de α sur l'existence et la structure de la loi log.

Bien sûr, le choix de cubes dans les thèses de Emma Florens et Maxime Rouzès a été mûrement réfléchi (cf les arguments présentés dans Florens (2010)). Cependant, la diversité topologique des fonds naturels constitués de rugosités rigides met à l'épreuve notre capacité à extrapoler les résultats obtenus avec des cubes. En effet, si on adopte le modèle conceptuel proposé par Poggi et al. (2004) pour expliquer les processus contrôlant les échanges verticaux de quantité de mouvement (voir la figure 34 où les trois contributions proposées sont schématisées), on constate que l'utilisation de cubes correspond à un type de rugosité rigide bien particulier. Poggi et al. (2004) considèrent les structures cohérentes directement issues de l'instabilité de la couche de mélange au voisinage de $z = h$, les structures cohérentes en équilibre dans la couche limite (profil linéaire de longueur de mélange, en $l_m = \kappa(z - d)$), et les structures cohérentes générées dans le sillage des obstacles, associées à leur échelle horizontale ℓ comme par exemple le diamètre pour des tiges. Pour des canopées formées de cubes pour lesquels $\ell = h$, on voit que la région I de la figure Poggi et al. (2004) n'existe pas clairement, et que les structures issues du sillage de l'obstacle ou de la couche de mélange restent intraséquement liées (étant à la même échelle puisque $\ell = h$). Dans la thèse de Florens (2010), les modifications très faibles des paramètres de la loi log avec le confinement α vont de pair avec une quasi absence de modification des profils de longueur de mélange dans la canopée entre $z = 0$ et $z = h$ (voir figure 22). Les confinements étudiés ne semblent donc pas avoir modifié les structures cohérentes associées à la couche de mélange ou aux obstacles, et la modification des structures cohérentes dans la région externe n'a pas d'effet dans la canopée.

Pour aller plus loin sur ce travail entamé avec Emma Florens puis poursuivi avec Maxime Rouzès sur la structure verticale de la couche limite turbulente, deux orientations sont donc maintenant nécessaires :

1. Compléter l'approche statistique utilisée jusqu'ici (simple et double moyennes) par une

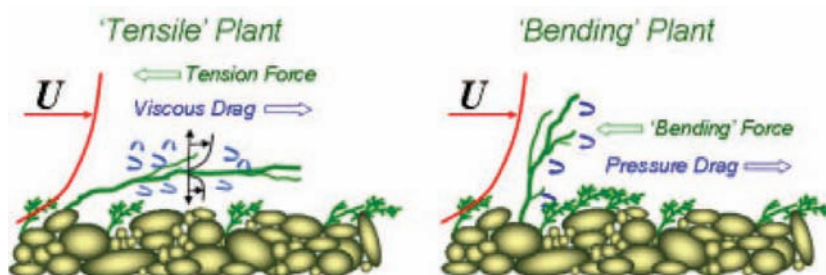


FIGURE 35 – Figure tirée de Nikora (2010) montrant deux types de plantes : (à gauche) des plantes très flexibles (« tensile plants ») avec une résistance à la flexion très faible, qui s’alignent avec l’écoulement et pour lesquelles la traînée est principalement liée au terme visqueux et (à droite) des plantes très rigides « bending plants » qui résistent fortement et génèrent un sillage tourbillonnaire avec une traînée liée principalement à la pression (traînée de forme).

analyse en structures cohérentes. Les données expérimentales acquises dans le cadre des thèses de Emma Florens et Maxime Rouzès fournissent une base de données pour cela, complétées également par les simulations numériques de la thèse de Falilou Coundoul, qui concernent des fonds rugueux avec des hémisphères respectant également $\ell \approx h$.

2. Explorer d’autres topologies de fonds rugueux rigide, en particulier les situations avec $h \gg \ell$ (obstacles allongés verticalement) pour lesquels on devrait voir réapparaître la région I de la figure 34. L’impact du confinement α sur la structure verticale et les profils de longueur de mélange pourrait alors prendre une forme différente. En effet, les structures cohérentes de grande taille de l’écoulement externe peuvent plus facilement pénétrer et venir modifier l’écoulement dans la zone de canopée. D’ailleurs, toute l’étude de l’effet du confinement a été réalisée au moyen du paramètre $\alpha = h/\delta$, mais pour des rugosités plus allongées, ce n’est pas forcément le paramètre pertinent (il vaut mieux prendre par exemple $(h - d)/(\delta - d)$ avec d la hauteur de déplacement). Ce distinguo sera plus facile à mettre en évidence avec des rugosités rigides allongées ($h \gg \ell$).

Rugosités très flexibles de type filaments

Jusqu’à présent, j’ai porté les travaux sur le biofilm épilithique (section 8) dans un contexte très interdisciplinaire, au moyen de financements *ad hoc* (type EC2CO-INSU) focalisés sur des enjeux environnements et la description complète des hydro-écosystèmes. Pour aller plus loin dans la description de l’écoulement et de ses propriétés de transport, il est nécessaire d’aborder le problème d’un point de vue plus fondamental, celui d’une couche limite turbulente au-dessus d’une rugosité mobile formée de filaments extrêmement flexibles. Pour une application à des hydro-écosystèmes réels, cela nécessitera une description plus morphologique dans la caractérisation du biofilm par les biologistes et écologues (verrou scientifique soulevé à la fin de la section 8 du chapitre III).

En effet, alors que de nombreuses études existent sur la caractérisation biomécanique des espèces plus rigides (plantes et algues aquatiques de grande taille), peu de données sont disponibles pour les biofilms. On trouve par ailleurs beaucoup d’études sur la couche limite turbulente au-dessus de canopées végétales mobiles, mais essentiellement dans les régimes définies par Nikora (2010) comme correspondant aux plantes plutôt rigides : ce sont les « bending plants » de la figure 35 tirée de son article. Elles correspondent à des régimes d’écoulement où la force de traînée F_D n’est pas suffisante par rapport à la résistance à la flexion (équivalente à une force notée F_b). Le rapport entre les deux forces définit un nombre sans dimension $\mu_{D-b} = F_D/F_b$



FIGURE 36 – Distributions de substrats en bandes quasi-périodiques (à gauche) ou en « patches » (à droite). À gauche, ce sont des moules qui adoptent cette répartition (la figure est tirée de van de Koppel et al. (2005)). À droite, ce sont des plantes aquatiques (*Zostera marina*) qui forment ainsi des îlots de végétation (photographie prise par Claire Rollet Claire.Rollet@ifremer.fr dans le cadre du projet REBENT, IFREMER DYNECO-VIGIES).

introduit par Nikora (2010). Pour les « bending plants » qui correspondent à $\mu_{D-b} \ll 1$, la plante s'incline peu et on retombe sur une description similaire à celle obtenue pour les rugosités rigides, comme par exemple celle de Poggi et al. (2004) (figure 34) ou Nepf et al. (2007).

Au contraire, le biofilm, comme certains autres macrophytes (comme les reconcues d'eau par exemple, qui posent de graves problèmes d'invasion dans les canaux d'irrigation et certains cours d'eau), correspond à des régimes avec $\mu_{D-b} \gg 1$. Pour ces régimes qui correspondent aux « tensile plants » de la figure 35, on trouve assez peu d'études malgré une dynamique très riche : la traînée résulte en grande partie du terme de traînée visqueuse dans les équations D.A.N.S. (3) et le couplage conduit à la formation de « monami », ces ondes d'algues (modes neutres ou instabilités ?) qui se propagent au-dessus des canopées algales. Or, la connaissance de la structure de ce type de couche limite et de ses propriétés de transport est essentielle pour la modélisation de l'interaction biofilm - couche limite turbulente.

De manière à étendre le travail sur les couches limites turbulentes sur fonds naturels à des fonds composés de plantes ou algues très flexibles, et à compléter en même temps les recherches sur le biofilm épilithique, je souhaite donc développer une activité de recherche centrée sur des canopées modèles formées de filaments flexibles, en cherchant à répondre à certaines questions dont voici une liste non exhaustive :

- Quelle est la structure verticale de la couche limite et la dépendance en Reynolds liée à l'inclinaison progressive des filaments et au rôle majeur de la traînée visqueuse ?
- Comment la traînée associée aux filaments peut être paramétrisée dans les équations D.A.N.S. (3) et quelle forme prennent les profils de longueur de mélange pour ce type de rugosité (modélisation algébrique d'ordre 1 pour prédire les profils 1DV de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$) ?
- Comment la dissipation d'énergie cinétique et son injection dans le spectre de la turbulence doivent être paramétrisée dans des équations de type $k - \epsilon$ (modèles algébriques d'ordre 2 comme celui proposé par Dijkstra & Uittenbogaard (2010)) ?
- Dans quelles conditions des modes d'oscillations apparaissent, quel mécanisme est responsable et quelles sont les conséquences sur la structure de la couche limite turbulente ?
- Comment ces résultats s'appliquent-ils au biofilm épilithique, plus particulièrement à la modélisation de l'interaction biofilm / écoulement ?

Variations horizontales de rugosité

En milieu naturel, le fond présente tout une gamme d'échelles spatiales. La plus petite échelle est celle du substrat, qui pilote localement la rugosité hydraulique k_s . A une échelle plus grande, on peut observer des variations spatiales de la nature du substrat. En rivière, on va pouvoir ainsi observer une succession de radiers et de fonds sableux dans la direction de l'écoulement, liée à la morphodynamique du cours d'eau. On va également trouver une différence importante entre le lit mineur et le lit majeur, particulièrement en situation de crue où la rivière peut même s'écouler au-dessus de la végétation (dite « riparienne » dans ce contexte). Cela constitue donc une variation de substrat dans la direction transverse à l'écoulement. Enfin, pour des substrats biologiques (plantes, algues, coquillages), leur distribution peut prendre la forme de bandes pseudo-périodiques ou de « patches » isolés (voir figure 36).

Lorsque la variation de rugosité est brusque dans le sens longitudinal, la problématique consiste à étudier le développement d'une nouvelle couche limite turbulente au sein d'une couche limite déjà développée. Ce problème a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Lorsque la variation de rugosité est dans le sens transverse, l'impact sur l'écoulement est moins bien documenté : un échange de quantité de mouvement dans la direction transverse se met en place, grâce à l'établissement de circulations secondaires ou au développement d'une couche de mélange. J'ai commencé avec Olivier Eiff à étudier ce type d'écoulement, comme cela a été présenté dans la section 7 du chapitre II. Cette étude commencée à la fin de la thèse de Emma Florens se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Maxime Rouzès.

Sur le court terme, nous cherchons Olivier Eiff et moi-même à poursuivre cette étude au delà de la thèse de Maxime Rouzès, en l'étendant à des rugosités formées d'obstacles allongés ($h \gg \ell$) plus représentatifs de végétations ripariennes, et en explorant également des régimes d'émergence ($\alpha = h/\delta$ supérieur à 1). Pour cela, nous allons répondre à l'appel d'offre ANR 2014 avec un projet porté par l'IRSTEA Lyon (Sébastien Proust) et intitulé « Effets de variations de l'occupation du sol des plaines inondables sur la résistance à l'écoulement des crues extrêmes ».

Sur le plus long terme, dans le prolongement de ces études sur l'effet d'une variation transverse de rugosité, je souhaiterais étudier la structure de l'écoulement et les propriétés de transport associées à une distribution de rugosités sous forme de « patches » (comme pour la végétation de la figure 36 à droite). Dans cette configuration, les deux processus associés à une variation longitudinale ou transverse de rugosités (développements de couches limites verticales et de couches de mélange latérales) vont entrer en interaction.

Transferts et transport dans des écoulements turbulents

Transferts verticaux pour un traceur passif dans une couche limite turbulente

La seconde partie de la thèse de Falilou Coundoul (voir Coundoul (2012)) consistait en la réalisation de simulations directes numériques d'un écoulement de couche limite turbulente avec une équation de transport pour un traceur passif représentant par exemple un nutriment dissous ou encore de l'oxygène. Une concentration nulle était imposée au niveau du fond rugueux composé d'hémisphères dans des conditions hydrodynamiques identiques aux expériences présentées et exploitées dans Coundoul et al. (2013), Graba et al. (2013), Moulin et al. (2008b). Cette condition nulle modélise une consommation totale du traceur passif au niveau de la surface solide. Les simulations ont été réalisées pour différents nombre de Schmidt $Sc = \nu/D$ (où ν est la viscosité cinématique et D la diffusivité moléculaire du soluté) de manière à étudier la compétition entre l'échange solide-canopée (pilote par la couche limite massique) et l'échange

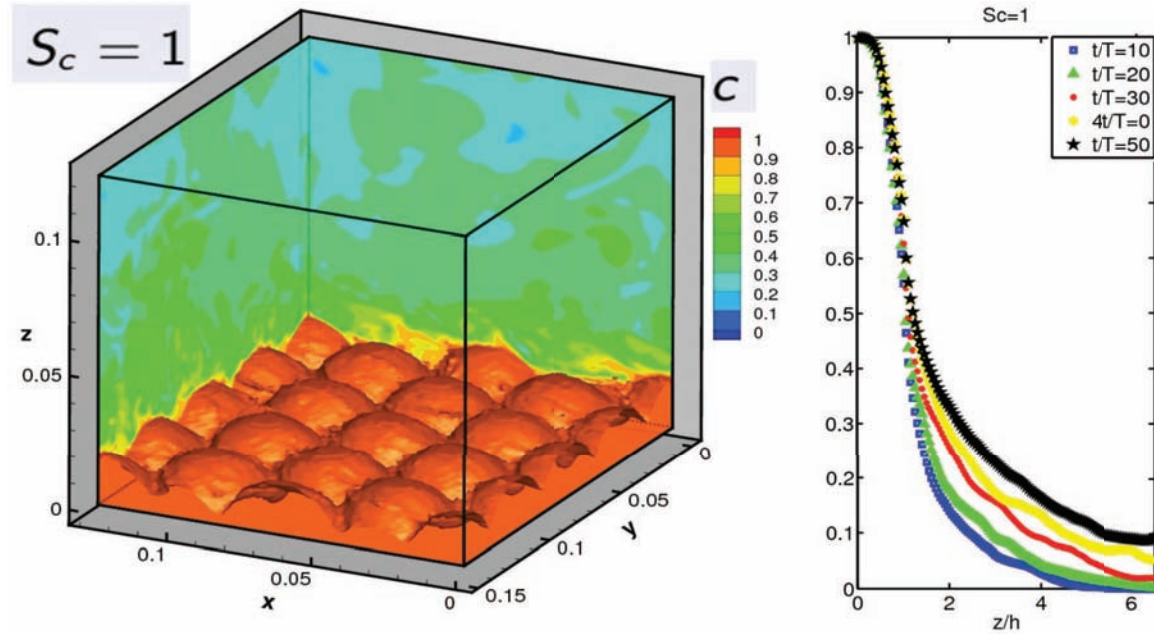


FIGURE 37 – Visualisation du champ de concentration instantané $c(x, y, z, t)$ (à gauche) et évolution temporelle des profils verticaux de concentration doublement moyennée $\langle \bar{c} \rangle$ dans une simulation de développement de couche limite massique à $Sc = 1$ à partir d’une consommation totale sur les hémisphères. La figure est tirée de Coundoul (2012).

canopée - pleine eau (assuré par la turbulence). A l’issue de sa thèse, soutenue en décembre 2012, nous avons refait la simulation avec $Sc = 10$ avec une résolution plus élevée pour lever un doute sur la validité de la simulation initiale, puis réalisé une simulation avec une valeur de nombre de Reynolds différente à $Sc = 1$ (pour disposer d’un jeu de données pour une valeur du nombre de Reynolds différente, comme suggéré par le jury de soutenance).

Compte-tenu du retour de Falilou Coundoul au Sénégal, la valorisation de ses simulations numériques nécessite tout d’abord de compléter les bilans de flux surfaciques qu’il avait commencés. Ensuite, l’objectif sera d’utiliser ce jeu de données pour étudier d’une part, la pertinence et le calage de modèles à deux couches (vitesse d’échange type Bentham & Britter (2003) ou couche de mélange type Nepf et al. (2007) pour les échanges canopée - pleine eau) et d’autre part, la paramétrisation des échanges surfaciques pilotés par les couches limites massiques au voisinage des hémisphères (dont la structure dépend à la fois de Re et Sc).

Cette étude des transferts massiques sur fond rugueux pourra sur le plus long terme se développer dans un cadre plus large faisant intervenir d’autres partenaires au sein de l’IMFT ou à l’extérieur. Dans le cadre du projet de recherche sur la diagénèse précoce mené avec Katell Guizien et présenté dans la section 10, l’activité biogéochimique se produit dans le lit, assez loin sous ce qui constituerait la canopée dans un écoulement de couche limite turbulente (la hauteur des rugosités est celle des grains, $h \approx d_{50}$ et les propriétés réactives sont situées largement à $z \ll d_{50}$). Au sein de l’IMFT, les réactions en milieux poreux relèvent du groupe GEMP, au sein duquel plusieurs personnes travaillent sur les propriétés réactives de substrats naturels (Gérald Debenest et Manuel Marcoux par exemple), mais pas nécessairement avec un écoulement forcé par une couche limite turbulente. Enfin, au sein d’EcoLab, le biofilm situé dans la partie souterraine (biofilm hétérotrophe et non pas autotrophe comme le biofilm épilithique qui assure une activité synthétique) est aussi un acteur important en termes de modélisation à l’échelle de la rivière. Pour une application au système rivière, on voit apparaître

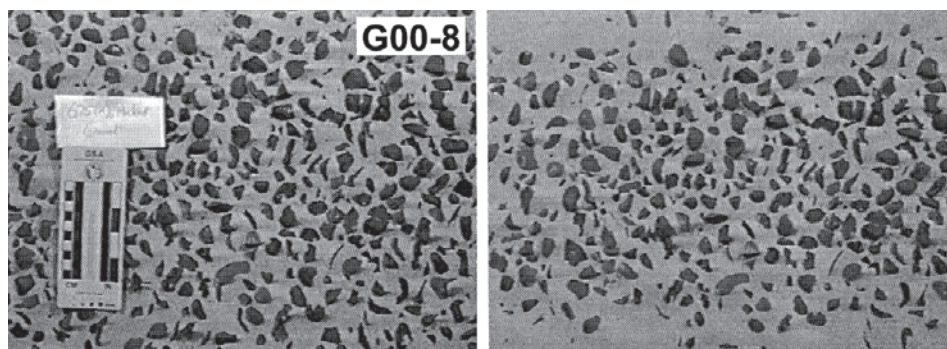


FIGURE 38 – Figure tirée de Neuman (1998) destinée à étudier l'érosion éolienne de sédiments en présence d'inclusions rugueuses et illustrant l'effet d'inclusions (galets) sur le transport de la partie érodable (sable fin).

la nécessité d'une description verticale complète d'un système réactif, avec une zone de pleine eau constituée d'une couche limite turbulente (de type rivière ou forcée par la houle en zone littorale) pour $z > h$, une zone de canopée en $0 < z < h$ (ou correspondant à la sous couche de rugosité) où peut croître et réagir un biofilm de type épilithique (ou bien des macrophytes), et enfin, un substrat sédimentaire en $z < 0$ dans lequel se produit en profondeur une activité de décomposition et reminéralisation. L'étude de ce système complet pourrait faire l'objet d'un projet collaboratif faisant intervenir les laboratoires et groupes de recherche sus-cités (EcoLab, Observatoire de Banyuls, groupes GEMP et OTE de l'IMFT), et je souhaite m'engager dans cette direction en initiant cette collaboration et l'amenant vers une réponse à des appels d'offre de type ANR.

Transport de sédiments sur fonds rugueux non érodables

Dans le cadre du projet PNEC sur l'impact des crépidules sur les flux sédimentaires en rade de Brest décrit dans la section 5 du chapitre II, nous avons mis en évidence la nécessité de bien connaître la structure de la couche limite jusque dans la canopée. Forts des développements obtenus expérimentalement avec Emma Florens sur la double moyenne et les équations D.A.N.S (section 6 du chapitre II), et numériquement avec Falilou Coundoul (section 8), nous connaissons désormais la topologie de l'écoulement turbulent au voisinage de fond rugueux composés de cubes ou d'hémiphères. Cette connaissance peut être utilisée pour développer des actions de recherche sur le transport de particules par une couche limite turbulente au-dessus d'un fond non érodable (non mobilisé par l'écoulement).

Ce type de processus de transport correspond par exemple à des situations d'érosion d'un lit très hétérogène où des inclusions plus grosses que les autres particules vont émerger (comme dans l'étude de Neuman (1998), voir la figure 38). Finalement, ces inclusions émergentes vont protéger le sédiment érodable au même titre que les crépidules de la section 5 du chapitre II et réduire les flux (phénomène d'« armoring » ou de « pavement » en français). En rivière, le devenir des particules de petite taille remises en suspension lors de crues importantes ou bien lors de lâchers de barrage relève du même type de questionnement : en effet, on va observer un dépôt préférentiel dans des zone d'écoulement protégées par les obstacles naturels que forment les rochers ou les gros cailloux (radiers, qui peuvent être temporairement entièrement recouverts dans des cas extrêmes).

Pour décrire le transport de sédiments lorsque le flux est principalement en suspension (cas où $u^*/w_s \gg 1$, où u^* est la vitesse de frottement et w_s la vitesse de sédimentation du



FIGURE 39 – Principe de l'expérience d'évolution spatio-temporelle d'un lâcher de sédiment sur un fond rugueux non érodable avec (1) l'état initial, (2) le déplacement avec apparition de zones où les rugosités non érodables émergent et (3) l'état final stationnaire avec le sédiment piégé entre les rugosités non-érodables.

sédiment), une modélisation à deux couches où la canopée joue un rôle de piégeage (plus ou moins parfait suivant le taux de turbulence résiduel qu'on y trouve) peut donner des éléments de réponse. Lorsque le flux relève plutôt d'une mise en mouvement sous forme de charriage (cas où $u^*/w_s < 1$), le problème est plus délicat puisque la concentration en sédiment mobile va se trouver principalement sur le fond, profondément dans la sous-couche de rugosité. On peut dans un premier temps adopter l'approche proposée dans la section 5 du chapitre II, qui consiste à utiliser les conditions locales sur le fond (voir figure 18) pour y appliquer des résultats obtenus sur des fonds homogènes (type critère de Shields). Cependant, cette approche reste limitée à des situations d'érosion où les inclusions restent peu émergentes.

Une étude expérimentale en canal hydraulique au moyen d'un fond rugueux non érodable de hauteur h recouvert d'une couche de sédiments érodables d'épaisseur e explorant tous les régimes de $e > h$ à $e < h$ permettrait de documenter tous ces processus grâce à un suivi de l'hydrodynamique et du fond sédimentaire de l'échelle du motif jusqu'à l'échelle du canal. C'est cette proposition que nous avons faite dans une réponse à un appel d'offre de l'ONEMA concernant la problématique de la gestion des lâchers de barrage et la continuité écologique des cours d'eau. Dans ce projet intitulé « Caractérisation de la remise en mouvement et du devenir des sédiments piégés dans des aménagements transversaux de moyenne capacité » apparaît un volet « Mécanismes de transport des matériaux issus des opérations de chasse/transparence dans un contexte de lit rugueux » dans lequel nous proposons cette étude expérimentale. Cette étude permettra en particuliers d'étudier et de modéliser la dynamique d'un lâcher ponctuel de sédiments dont l'évolution est schématisée de façon conceptuelle dans la figure 39. Le projet vient d'être accepté pour un financement d'une durée de 4 ans à partir de janvier 2014, avec un budget annuel de 150 k€ dans lequel on trouve un salaire pour un doctorant à plein temps sur la partie expérimentale en canal hydraulique.

Transport de particules inertielles de type filamentaire

Dans le prolongement du travail mené avec Antoine Joly (section 9 du chapitre III), je souhaiterais reprendre l'étude du transport d'objets biologiques transportés par un écoulement turbulent. En effet, le sujet initial s'est trouvé confronté à la difficulté d'avoir des données mécaniques et géométriques sur les algues susceptibles d'encrasser les filtres des prises d'eau. C'est ce qui a orienté le sujet vers une étude systématique de particules plus faciles à quantifier et à modéliser (des sphères). Néanmoins, la méthodologie reste applicable à des systèmes biologiques dans la mesure où ils sont caractérisables géométriquement et mécaniquement.

Justement, dans la problématique du biofilm épilithique décrit dans la section 8 du chapitre III, ce sont les filaments du biofilm qui jouent un rôle majeur dans l'évolution de la rugosité hydraulique et qui sont également arrachés lors de variations hydrauliques importantes. Lorsqu'ils restent attachés, leur rôle et leur interaction avec l'écoulement relèvent de la thématique des rugosités très flexibles de type filaments que je souhaite développer par ailleurs. Mais leur

devenir après leur arrachage est aussi un enjeu important à l'échelle de la rivière puisqu'il s'agit d'un processus important de transport de la matière organique.

Sur le court terme, je souhaite donc étudier le comportement de filaments artificiels ou naturels (filaments de biofilm) dans une turbulence synthétique de type grille oscillante. A partir des caractéristiques géométriques (longueur L et diamètre d du filament) et mécanique (module d'Young équivalent E , masse volumique ρ), nous définirons les nombres sans dimension pertinents pour décrire l'interaction avec la turbulence. L'approche expérimentale permettra d'analyser les propriétés diffusives de ce type de particules dans un champ turbulent.

Sur le plus long terme, le transport de ces mêmes particules dans une couche limite turbulente (générée en canal hydraulique) pourrait être étudié. Il pourrait s'agir d'étudier par exemple le devenir de la matière organique sous forme de filaments de biofilm arrachés et transportés le long d'une rivière. Cette question s'inscrirait alors dans la collaboration IMFT-EcoLab et pourrait bénéficier de réponses communes à des appels d'offre du type EC2CO-INSU ou ANR.

Références

- Albagnac, J., Lacaze, L., Brancher, P. & Eiff, O. (2011), ‘On the existence and evolution of a spanwise vortex in laminar shallow water dipoles’, *Phys. Fluid* **23**, 086601.
- Albagnac, J., Moulin, F., Eiff, O., Lacaze, L. & Brancher, P. (2013), ‘A three-dimensional experimental investigation of the structure of the spanwise vortex formed by a shallow vortex dipole’, *Environmental Fluid Mechanics* p. 14pp.
- Aller, R. (1990), ‘Bioturbation and remineralization of sedimentary organic matter : effects of redox oscillation’, *Chemical Geology* **114**, 331–345.
- Andersen, A., Lautrup, B. & Bohr, T. (2003), ‘An averaging method for nonlinear laminar ekman layers’, *J. Fluid Mech.* **487**, 81–90.
- Bödewadt, U. (1940), ‘Die drehströmung über festem grund’, *Z. Angew. Math. Mech.* **20**, 241–253.
- Bentham, T. & Britter, R. (2003), ‘Spatially averaged flow within obstacle arrays’, *Atmospheric Environment* **37**(15), 2037–2043.
- Berner, R. (1980), *Early diagenesis : a theoretical approach*, Princeton series in geochemistry.
- Beudin, A., Chapalain, G. & Guillou, N. (2012), Dynamique des sédiments fins en rade de brest impactée par le gastéropode invasif *crepidula fornicata*, in ‘Abstract des journées JST 2012, Paris, France’.
- Billant, P. & Chomaz, J. (2000), ‘Experimental evidence for a new instability of a vertical columnar vortex pair in a strongly stratified fluid’, *J. Fluid Mech.* **418**, 167–188.
- Boulétreau, S., Charcosset, J.-Y., Gamby, J., Lyautey, E., Mastrorillo, S., Azémar, F., Moulin, F., Tribollet, B. & Garabetian, F. (2011), ‘Rotating disk electrodes to assess river biofilm thickness and elasticity’, *Water Research* **45**(3), 1347–1357.
- Boulétreau, S., Sellali, M., Elozegi, A., Nicaise, Y., Bercovitz, Y., Moulin, F., Eiff, O., Sauvage, S., Sanchez-Perez, J.-M. & Garabétian, F. (2010), ‘Temporal dynamics of river biofilm in constant flows : A case study in a riverside laboratory flume’, *International Review of Hydrobiology* **95**, 156–170.
- Boyer, D. & Davies, P. (2000), ‘Laboratory studies of orographic effects in rotating and stratified flows’, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32**, 165–202.
- Caplain, B., Regard, V., Astruc, D. & Moulin, F. (2011), ‘Cliff retreat and sea bed morphology under monochromatic wave forcing : Experimental study’, *C. R. Geoscience* **343**, 471–477.
- Castro, I., Cheng, H. & Reynolds, R. (2006), ‘Turbulence over urban-type roughness : Deductions from wind-tunnel measurements’, *Bound. Layer Meteor.* (118), 109–131.
- Chatelain, M. & Guizien, K. (2010), ‘Modelling coupled turbulence-dissolved oxygen dynamics near the sediment-water interface under wind waves and sea swell’, *Water Research* **44**, 1361–1372.
- Cheng, H. & Castro, I. (2002), ‘Near wall flow over urban-like roughness’, *Bound. Layer Meteor.* **104**, 229–259.
- Coundoul, F. (2012), Etude et modélisation des transferts verticaux dans l’interaction biofilm de rivière / couche limite turbulente, PhD thesis, Université de Toulouse.

- Coundoul, F., Bonometti, T. & Moulin, F. (2013), 'Role of local flow conditions in river biofilm colonization and early growth', *soumis à River Research and Applications* .
- Dijkstra, J. & Uittenbogaard, R. (2010), 'Modeling the interaction between flow and highly flexible aquatic vegetation', *Water Resources Research* **46**, W12547.
- Dörnbrack, A. (1998), 'Turbulent mixing by breaking gravity waves', *Journal of Fluid Mechanics* **375**, 113–141.
- Döös, K., Nycander, J. & Sigray, P. (2004), 'Slope-dependent friction in a barotropic model', *J. Geophys. Res.* **109**, C01008.
- Faller, A. & Kaylor, R. (1966), 'A numerical study of the instability of the laminar ekman boundary layer', *J. Atm. Sc.* **23**, 466–480.
- Faller, A. & Mooney, K. (1971), 'The ekman boundary-layer stress due to flow over a regular array of hills', *Boundary-layer Meteorology* **2**, 83–107.
- Florens, E. (2010), Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : Etude expérimentale d'effets de macro-rugosités, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.
- Florens, E., Eiff, O. & Moulin, F. (2013), 'Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics', *Exp. Fluids* **54**, 1500, 15pp.
- Florens, E., Eiff, O. & Moulin, F. (2014), 'Effect of high relative submergence on the friction velocity and the logarithmic law', *en préparation pour soumission à Physics of Fluids* .
- Fothi (2003), Effets induits de la turbulence benthique sur les mécanismes de croissance du périphyton, PhD thesis, INPT.
- Godillot (1998), Etude expérimentale des interactions écoulement-périphyton en canal de laboratoire, PhD thesis, INPT.
- Graba, M., Moulin, F., Boulétreau, S., Garabétian, F., Ahmed, K., Eiff, O., Sanchez-Pérez, J.-M. & Sauvage, S. (2010), 'Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches', *Water Resour. Res.* **46**, W11531.
- Graba, M., Sauvage, S., Majdi, N., Mialet, B., Moulin, F., Urrea, G., Buffan-Dubau, E., Tackx, M., Sabater, S. & Sanchez-Pérez, J.-M. (2014), 'Modeling biomass dynamics of stream epilithic biofilms : An update considering invertebrate feeding activity', *en révision pour Freshwater Biology* .
- Graba, M., Sauvage, S., Moulin, F., Urrea, G., Sabater, S. & Sanchez-Pérez, J. (2013), 'Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm', *Water Research* **47**(7), 2153–2163.
- Guillou, N. (2007), Rôles de l'hétérogénéité des sédiments de fond et des interactions houle-courant sur l'hydrodynamique et la dynamique sédimentaire en zone subtidale - applications en Manche orientale et à la pointe de la Bretagne, PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale.
- Jackson, P. (1981), 'On the displacement height in the logarithmic velocity profile', *J. Fluid Mech.* **111**, 15–25.
- Jeong, J. & Hussain, F. (1995), 'On the identification of a vortex', *J. Fluid Mech.* **285**, 69–94.
- Jiménez, J. (2004), 'Turbulent flows over rough walls', *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36**, 1736196.

- Joly, A., Moulin, F., Violeau, D. & Astruc, D. (2012b), 'Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a lagrangian stochastic method : Theory and validation', *Phys. Fluids* **24**, 103303,25pp.
- Joly, A., Violeau, D., Moulin, F., Astruc, D. & Kassiotis, C. (2012a), 'Transport of isotropic particles in a partially obstructed channel flow', *Journal of Hydraulic Research* **50**(3), 324–337.
- Koop, C. (1981), 'A preliminary investigation of internal gravity waves with a steady shearing motion', *Journal of Fluid Mechanics* **113**, 347–386.
- Koudella, C. & Staquet, C. (2006), 'Instability mechanisms of a two-dimensional progressive internal gravity wave', *Journal of Fluid Mechanics* **548**, 165–196.
- Labioud, C., Godillot, R. & Caussade, B. (2007), 'The relationship between stream periphyton dynamics and near-bed turbulence in rough open-channel flow', *Ecological Modelling* **209**(2-4), 78–96.
- Lucas, S., Moulin, F. & Guizien, K. (2011), Oxygen demand in superficial sediments during laminar turbulent oscillations, in 'proceedings of the SAME-12 12th Symposium on Aquatic Microbial Ecology, August 28th to September 2nd 2011, Rostock/Warnemünde, Germany'.
- Lucas, S., Moulin, F. & Guizien, K. (2013), 'Oscillating grid mesocosm for studying oxygen dynamics under controlled unsteady turbulence', *soumis à Limnology and Oceanography : Methods* .
- Macdonald, R. (2000), 'Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer', *Bound. Layer Meteor.* **97**, 25–45.
- Masi, E., Moulin, F. & Thual, O. (2007), Modeling of internal gravity waves feedback on a parallel perturbed mean flow (a sinusoidal boundary layer example), in '18ème Congrès Français de Mécanique (CFM) 2007, Grenoble, 27-31 Août 2007. Communication orale avec actes (anglais, 6 pages)'.'
- Moulin, F. (2002), Interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant et transport à travers une barrière dynamique, PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- Moulin, F. & Flor, J.-B. (2004), 'On the spin-up by a rotating disk in a rotating stratified fluid', *Journal of Fluid Mechanics* **516**, 155–180.
- Moulin, F. & Flor, J.-B. (2005a), 'Experimental study on wave breaking and mixing properties in the periphery of an intense vortex', *Dynamics of Atmospheres and Oceans* **40**(1-2), 115–130.
- Moulin, F. & Flor, J.-B. (2005b), Scattering, trapping and breaking of waves interacting with a baroclinic vortex, in 'European Geosciences Union General Assembly EGU 2005, 24 – 29 Avril, Vienna, Autriche'.
- Moulin, F. & Flor, J.-B. (2006), 'Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid : Wkb simulations', *Journal of Fluid Mechanics* **563**, 199–222.
- Moulin, F. & Flor, J.-B. (2013), 'Wave capture and breaking in vortices in a rotating stratified fluid', *pour soumission prochaine à Journal of Fluid Mechanics* .
- Moulin, F., Guizien, K., Thouzeau, G., Chapalain, G., Mülleners, K. & Bourg, C. (2007), 'Impact of an invasive species, *crepidula fornicata*, on the hydrodynamics and transport properties of the benthic boundary layer', *Aquatic Living Resources* **20**, 15–31.

- Moulin, F., Mülleners, K. & Bourg, C. (2010), Experimental study of the benthic boundary layer above a bed of shells, *in* 'Proceedings of the International Workshop on Environmental Hydraulics IWEH, 28-29 october 2010, Valencia, Spain, 4 pages'.
- Moulin, F., Mülleners, K., Bourg, C. & Cazin, S. (2008a), Experimental study of the impact of biogenic macrorugosities on transport properties in benthic boundary layers, *in* 'Proceedings of the 8th International Conference on Hydro-Science and Engineering (ICHE-2008), Nagoya, Japan, September 8-12, 10 pages'.
- Moulin, F., Niino, H., Misawa, N. & Noguchi, T. (2004), (traduction du titre japonais) frottement et structuration de l'écoulement générés par des rugosités dans un fluide en rotation), *in* 'Congrès Japonais de Mécanique des Fluides à Nagoya. Numéro spécial de la revue de mécanique des fluides japonaise « nagare », 514-515'.
- Moulin, F., Noguchi, T., Misawa, N. & Niino, H. (2013), 'rotating flow over a rough surface : drag and ring generation', *soumis à Journal of Fluid Mechanics* .
- Moulin, F., Peltier, Y., Bercovitz, Y., Eiff, O., Beer, A., Pen, C., Boulétreau, S., Garabétian, F., Sellali, M., Sanchez-Pérez, J.-M., Sauvage, S. & Baque, D. (2008b), Experimental study of the interaction between a turbulent flow and a river growing on macrorugosities, *in* 'Proceedings of the 8th International Conference on Hydro-Science and Engineering (ICHE-2008), Nagoya, Japan, September 8-12, 10 pages'.
- Nepf, H., Ghisalberti, M., White, B. & Murphy, E. (2007), 'Retention time and dispersion associated with submerged aquatic canopies', *Water Resour. Res.* **43**, W04422.
- Neuman, C. (1998), 'Particle transport and adjustments of the boundary layer over rough surfaces with an unrestricted, upwind supply of sediment', *Geomorphology* **25**, 1–17.
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993), *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR Monograph series, A.A. and Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Niino, H. (1989), Quasi-geostrophic flow over a rough bottom, *in* 'abstract of the 245th Euro-mech Colloquium, 10-13 april 1989, Cambridge, UK'.
- Nikora, V. (2010), 'Hydrodynamics of aquatic ecosystems : an interface between ecology, biomechanics and environmental fluid mechanics', *River Research and Applications* **26**(4), 367–384.
- Nikora, V., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajak, D. & Walters, R. (2007), 'Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows : Theoretical background', *J. Hydr. Eng.* **133**(8), 873–883.
- Olbers, D. (1981), 'The propagation of internal waves in a geostrophic current', *J. Phys. Oceanogr.* **11**, 1224–1233.
- Poggi, D., Porporato, L., Ridolfi, J. D., Albertson & G.G., K. (2004), 'The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence', *Boundary-Layer Meteorology* **111**, 565–587.
- Prandtl, L. (1952), *Essentials of fluids dynamics*, London : Blackie.
- Praud, O. & Fincham, A. (2005), 'The structure and dynamics of dipolar vortices in a stratified fluid', *Journal of Fluid Mechanics* **544**, 1–22.
- Raupach, M., Antonia, R. & Rajagopalan, S. (1991), 'Rough-wall turbulent boundary layers', *Applied Mechanics Reviews* **44**, 1.
- Sous, D., Bonneton, N. & Sommeria, J. (2004), 'Turbulent vortex dipoles in a shallow water layer', *Phys. Fluid* **16**(8), 2886–2898.

- Sous, D., Bonneton, N. & Sommeria, J. (2005), 'Transition from deep to shallow water layer : formation of vortex dipoles', *Eur J Mech B Fluid* **24**, 19–32.
- Staquet, C. & Huerre, G. (2002), 'On transport across a barotropic shear flow by breaking inertia-gravity waves', *Phys. of Fluids* **14**(6), 1993–2006.
- Thorpe, S. (1975), 'The excitation, dissipation and interaction of internal waves in the deep ocean', *J. Geophys. Res.* **80**, 328–338.
- Tuck, A., Russel, J. & Harries, J. (1993), 'Stratospheric dryness : antiphased desiccation over micronesia and antarctica', *Geophys. Res. Lett.* **20**, 1227–1230.
- Uehlinger, U., Bühner, H. & Reichert, P. (1996), 'Periphyton dynamics in a floodprone prealpine river : evaluation of significant processes by modelling', *Freshwater Biology* **36**(2), 249–263.
- van de Koppel, J., Rietkerk, M., Dankers, N. & Herman, P. (2005), 'Scale-dependent feedback and regular spatial patterns in young mussel beds', *The american naturalist* **165**(3), E66–E77.
- Voisin, B., Ermanyuk, E. & Flór, J.-b. (2011), 'Internal wave generation by oscillation of a sphere, with application to internal tides', *J. Fluid Mech.* **666**, 308–357.
- von Kármán, T. (1921), 'Über laminare und turbulente reibung', *Z. angew. Math. Mech.* **1**, 233–252.
- Wetzel, R. (1983), 'Opening remarks. in : Wetzel rg (ed), periphyton of freshwater ecosystems.'
- Williams, J. (2006), *Hydrobiology*, Cambridge University Press.
- Wurman, J. & Gill, S. (2000), 'Finescale radar observations of the dimmitt, texas (2 june 1995)', *Tornado Mon. Wea. Rev.* **128**, 2135–2164.
- Yukimoto, S., Niino, H., Noguchi, T., Kimura, R. & Moulin, F. (2010), 'Structure of a bathtub vortex : Importance of the bottom boundary layer', *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **24**(1-4), 323–327.
- Yukimoto, S., Noguchi, T., Moulin, F., Kimura, R. & Niino, H. (2004), (traduction du titre japonais) structure et instabilité de la couche limite associée à un vortex créé par aspiration), in 'Congrès Japonais de Mécanique des Fluides à Nagoya. Numéro spécial de la revue de mécanique des fluides japonaise « nagare », 504-505'.
- Yukimoto, S., Noguchi, T., Moulin, F., Kimura, R. & Niino, H. (2005), (traduction du titre japonais) structure et couche limite pour un vortex créé par aspiration), in 'Congrès Japonais de Mécanique théorique et appliquée à Tokyo. Numéro spécial de la revue de mécanique des fluides japonaise « nagare », 281-282'.
- Zavala-Sansón, L., González-Villanueva, A. & L.M., F. (2010), 'Evolution and decay of a rotating flow over random topography', *J. Fluid Mech.* **642**, 159–180.

Cinquième partie

Annexes

Sommaire

A	Fiche individuelle détaillée	93
	Curriculum Vitae	93
A.1	Titres universitaires et concours	93
A.2	Parcours professionnel	94
A.3	Activités d’enseignement	94
A.4	Programmes de recherche et collaborations	96
	A.4.1 Programmes et actions de recherche	96
	A.4.2 Collaborations	97
A.5	Encadrements effectués	98
	A.5.1 Stages de licence, master et école d’ingénieur	98
	A.5.2 Encadrement de doctorants	99
	A.5.3 Participation à des activités de doctorat (copublication)	99
A.6	Comités de pilotage de thèse et participation à des jurys de thèse	100
A.7	Responsabilités collectives	100
A.8	Publications	101
	A.8.1 Revues à comité de lecture	101
	A.8.2 Chapitres d’ouvrage	102
	A.8.3 Communications dans des congrès internationaux	102
	A.8.4 Communications dans des congrès nationaux	104
	A.8.5 Séminaires	105
B	Sélection de 5 publications	106
B.1	Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid : WKB simulations, Journal of Fluid Mechanics 2006	106
B.2	Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches, Water Resour. Res. 2010	106
B.3	Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a Lagrangian stochastic method : Theory and validation, Phys. Fluids 2012	106
B.4	Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm, Water Research 2013	106
B.5	Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics, Exp. Fluids 2013	106

A Fiche individuelle détaillée

Curriculum Vitae

Frédéric Yann MOULIN

Né le 14 mai 1973 à Saint-Hilaire du Harcouët

Nationalité : Française

Situation familiale : Marié, 2 enfants (3 et 6 ans)

Adresses professionnelles

Laboratoire :

groupe de recherche OTE (« Ondes, Turbulence et Environnement »)

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT, UMR 5502)

2, allée du professeur Camille Soula

31400 TOULOUSE

tél : 05 34 32 28 16

fax : 05 34 32 29 90

mel : frederic.moulin@imft.fr

Enseignement :

Département de mécanique, Faculté des Sciences et de l'Ingénierie (FSI)

Université Paul Sabatier - Toulouse III

Coordonnées personnelles

47 rue alfred de Musset

31200 TOULOUSE

tél : 05 61 57 01 06

tél : 06 50 27 79 95

fax : 09 57 20 56 74

A.1 Titres universitaires et concours

- Baccalauréat « série C », académie de Grenoble, 1991, mention TB.
- Entrée à l'école normale supérieure de Lyon (ENS Lyon) sur le concours « physique-chimie », 1993.
- Elève normalien 1^{ère} année, Licence de « Sciences de la Matière », université Claude Bernard - Lyon I, 1994, mention AB. Stage de 2 mois au laboratoire plasma et sources d'ions au CEA de Grenoble.
- Elève normalien 2^{ème} année, Maîtrise de « Sciences de la Matière », université Claude Bernard - Lyon I, 1995, mention B. Stage de 2 mois dans le laboratoire de géodynamique interne de l'université de Californie, Berkeley, Etats-Unis.
- Elève normalien 3^{ème} année, préparation agrégation de sciences physiques, option physique. Reçu 27^{ème} à l'agrégation en 1996.
- Elève normalien 4^{ème} année (après service national de 2 ans au titre de la coopération à l'ambassade de France à Tokyo), DEA MMGE « mécanique des milieux géophysiques et environnement », université Joseph Fourier - Grenoble I, 1^{ère} rang, 1999, mention TB.
- Doctorat de l'université Joseph Fourier - Grenoble I, Spécialité : mécanique des milieux géophysiques et environnement.

Titre : « Interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant et transport à travers une barrière dynamique »

Date : 24 octobre 2002

Directeurs de thèse : Jan-Bert Flór (CR CNRS, LEGI, Grenoble) et Emil Hopfinger (DR

CNRS, LEGI, Grenoble)

Jury :

Jean-Marc CHOMAZ (rapporteur), DR CNRS, LadHyx, Paris
 Bernard LEGRAS (rapporteur, président), DR CNRS, LMD, Paris
 Jan-Bert FLOR (directeur), CR CNRS, LEGI, Grenoble
 Emil HOPFINGER (directeur), DR CNRS, LEGI, Grenoble
 Thierry DAUXOIS (examineur), CR CNRS, ENS Lyon
 Leo MAAS (invité), Professeur, NIOZ, Pays-Bas

A.2 Parcours professionnel

- Elève normalien de l'ENS Lyon. Septembre 1993- août 1996 puis septembre 1998- août 1999.
- Coopérant du service national, chargé de mission au sein du service « Science et Technologie » de l'ambassade de France à Tokyo, Japon. Octobre 1996 - Janvier 1998.
- Allocataire de recherche du ministère de la recherche et de la technologie (bourse MENRT), doctorant au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (L.E.G.I., UMR 5519/CNRS/INPG-UJF) dans l'équipe THEO, et moniteur rattaché à l'UFR de Mécanique de l'université Joseph Fourier – Grenoble I. Septembre 1999 - Août 2002.
- Chercheur post-doctoral avec financement de la JSPS (Japanese Society for the promotion of Science) à l' « Ocean research Institute » (O.R.I.), laboratoire rattaché à l'université de Tokyo, Japon, dans le département de météorologie dynamique. Projet intitulé « Experimental study of the effects of the roughness of the bottom of a rotating tank on the dynamics of the boundary layer and the spin-up of fluid in a tank. Application to the dynamics of rotating fluids ». Novembre 2002 - Octobre 2004 (statut de professeur agrégé en disponibilité).
- Maître de Conférences à l'université Paul Sabatier de Toulouse, UFR Mathématiques, Informatique, Gestion (M.I.G.), activité de recherche à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T., UMR 5502/CNRS/INPT-UPS), dans le groupe OTE (Ondes, Turbulences et Environnement). Depuis le 1er novembre 2004.
 - PEDR attribuée du 1er octobre 2007 au 30 septembre 2011.
 - CRCT de 6 mois au premier semestre 2011.
 - Professeur associé invité à l'université de Tokyo en Juillet et Août 2011.
 - Congé parental à temps partiel 80% du 1er octobre 2011 au 3 juin 2013 (2^{ème} enfant).

A.3 Activités d'enseignement

Depuis ma nomination en qualité de maître de conférences au 1er novembre 2005, j'ai effectué 1600h équivalent TD d'enseignement, soit une moyenne annuelle de 177h équivalent TD (du fait d'un CRCT et de deux années à temps partiel à 80%). Je suis tout d'abord intervenu en travaux dirigés (TD) et en travaux pratiques (TP), essentiellement du L1 au M1, avant de prendre plus récemment la responsabilité d'unités d'enseignement et des cours associés (CM), jusqu'au M2 inclus. Malgré une intervention grandissante en M1 et M2, j'ai conservé une activité en licence. Essentiellement, mes enseignements concernent la mécanique générale (en licence), la mécanique des fluides (en master), l'énergétique et les transferts (en licence et master). En L1, ma formation initiale en physique m'a permis d'intervenir dans des enseignements comprenant également de l'électrocinétique.

1. Licence 1ère année (L1)

- L1S1 « Physique » : mécanique du point, électrocinétique, radioactivité, etc..., modélisation par des équations différentielles et résolution analytique (TD, 35h par groupe, de 2004 à 2011, et CM, 18h, de 2007 à 2010)
 - L1S2 « mécanique du point » : référentiels non galiléens, théorèmes de l'énergie cinétique, système à force centrale et lois de Kepler (TD, 35h par groupe, de 2004 à 2007)
 - L1S2 « circuits et mécanique » : lois de l'électrocinétiques, théorèmes de superposition en régime continu, régimes sinusoidaux en complexe, production et sécurité électriques, référentiels non galiléens, théorèmes de l'énergie cinétique, système à force centrale et lois de Kepler (CM, 18h, de 2011 à 2013)
2. Licence 3ème année (L3)
- L3S5 « mécanique des milieux continus » (TD, 24h par groupe, de 2005 à 2007)
 - L3S6 « transferts de chaleur » : solutions stationnaires pour l'équation de diffusion, corps noir pour les échanges par rayonnement, et écoulements parallèles pour le convectif (TD, 24h par groupe, de 2005 à 2010)
3. Master 1ère année (M1)
- M1S7 « énergétique et transferts » : solutions instationnaires pour l'équation de diffusion (séparation de variables, transformataion de Laplace, etc...), corps réels pour les échanges par rayonnement (gris, méthode des radiosités, etc...), et couches limites et panaches thermiques pour le convectif (TD, 36h puis 24h par groupe, de 2004 à 2012)
 - M1S7 « mécanique des fluides » : écoulements potentiels stationnaires (superposition d'écoulements élémentaires, développement multipolaire, transformation conforme) et instationnaires (ondes de gravité), théorie de la couche limite (équations de Prandtl) et dynamique tourbillonnaire (théorèmes sur la circulation et la vorticité, points vortex) (TD, 24h par groupe, de 2007 à 2011, TP, 30h, de 2011 à 2013 et CM, 18h, de 2011 à 2013)
 - M1S8 « écoulements géophysiques » : effets de rotation et stratification stable, dynamique lente (vorticité) et rapide (ondes de gravité-inertie) pour une couche de fluide homogène en rotation, approche 2 couches, N couches et continu pour le stratifié (CM, 18h, et TD, 24h, de 2007 à 2010)
 - M1S8 « projets » : encadrement d'un binôme sur un projet sur tout le second semestre, avec rapport et soutenance orale (2h par étudiant, de 2007 à 2013) : élaboration d'un TP avec table tournante, méthode intégrale pour la couche limite dans un vortex d'aspiration, déformation d'un filament dans un écoulement incident, échanges verticaux au-dessus d'un lit de coquillages invasifs, etc...
4. Master 2ème année (M2)
- M2pro MSME (« Modélisation et Simulation en Mécanique et Energétique ») « mécanique des fluides avancée / Turbulence » : approche phénoménologique, description, modèle de turbulence homogène isotrope, modèles algébriques (CM, 8h, TD, 12h, de 2010 à 2013)
 - M2R H2SE (« Hydrologie, Hydrochimie, Sol, Environnement ») « hydrobiologie » : modélisation des systèmes aquatique, processus physiques (dynamique des fluides et propriétés de transport en poreux et turbulents) et couplage physique - biologie (CM, 16h, depuis 2011)
 - M2R DET (« Dynamique des fluides, mécanique des fluides pour l'Environnement, énergétique et Transferts ») « Turbulence environnementale » : turbulence classique et modification par la rotation et la stratification (CM, 16h, en 2012/2013)
5. Autres actions d'enseignement
- Instructeur dans le cadre du « first young persons dissemination meeting » de Hydralab III FP6 les 19 et 20 mai 2008 : formation à la PIV pour l'étude d'une couche limite turbulente en canal de laboratoire de jeunes chercheurs (thésards et post-doctorants).

- Intervention dans le cadre du stage des formateurs académiques en développement durable le 7 mai 2009 (enseignants du second degré) « Couplage d'écoulement de rivière ou de littoral avec les systèmes biologiques »
- Cours à l'université de Valencia, Espagne, en mars 2008, dans le cadre d'un accord Erasmus. « A fluid mechanician view of turbulent boundary layer ↔ biology interactions and some applications ».

A.4 Programmes de recherche et collaborations

A.4.1 Programmes et actions de recherche

- *Programme National d'Environnement Côtier CNRS/INSU 2004-2006* (participant) : J'ai participé (2005-2006) à l'Action Transversale et Innovante du PNEC intitulée « conditions de remaniement des sédiments naturels et flux d'érosion associées » coordonnée par Pierre LeHir (chercheur IFREMER, Brest), qui regroupe une dizaine de laboratoires. Un financement de 10 k€ a été obtenu pour l'IMFT. Le colloque de restitution (présentation orale) a eu lieu les 3 et 4 Mai 2007 à Nantes.
- *Programme National Atmosphère Ocean à Moyenne échelle CNRS/INSU 2005-2006* (participant) : J'ai participé (2005-2006) au programme « Hydrodynamique dans la zone affectée par le déferlement » du PATOM, coordonné par Hervé Michallet (CNRS, LEGI grenoble), qui regroupe une dizaine de laboratoire, et pour lequel nous avons reçu 5 k€.
- *Bonus Qualité Recherche (BQR) de l'université Paul Sabatier de Toulouse 2006* (porteur) : J'ai soumis en 2005 un projet intitulé « Interaction entre la houle et un tourbillon isolé » pour lequel j'ai obtenu pour l'année civile 2006 un financement de 10 k€ qui a permis l'élaboration d'un prototype de générateur de vortex par forçage électromagnétique.
- *ANR-ECCO 2005-2007* (porteur) : J'ai repris le pilotage du projet intitulé « Couplage hydrodynamique et biogéochimique dans un hydrosystème à biomasse fixée : influence des macrorugosités et devenir de la matière dissoute et en suspension » déposé initialement par Noël Dolez (CNRS, groupe OTE), pour lequel un financement de 60 k€ avait été alloué à l'ensemble des partenaires (40 k€ pour l'IMFT, 20 k€ pour EcoLab). Le colloque de restitution (présentation orale) a eu lieu du 3 au 5 décembre 2007 à Toulouse.
- *Projet SURF* (participant) : Nous avons participé au projet interrégional (Aquitaine - Midi Pyrénées) SURF (« SURveillance des cours d'eau par les bioFilms ») piloté par Frédéric Garabétian (EcoLab) et reçu dans ce cadre un montant de 13 k€ en 2007.
- *EC2CO 2007 reconduit en 2008, 2009 et 2010* (porteur) : J'ai été responsable (porteur de projet) d'un projet intitulé « Couplage et flux entre un biofilm de rivière et un écoulement turbulent : expérimentation en conditions naturelles contrôlées et modélisation numérique dans l'écosystème de la Garonne moyenne » déposé en octobre 2007 pour lequel des financements de 45 k€ et 30 k€ ont été alloués en première et seconde année (avec respectivement 42 k€ et 10 k€ pour l'IMFT, 8 k€ et 20 k€ pour EcoLab), puis 37 k€ en 3ème année, soit un budget total de 112 k€ . Le colloque de restitution (poster) a eu lieu du 23 au 25 novembre 2010.
- *Demande BQR 2008 UPS AO1* (coporteur) : J'ai soumis en 2008 avec Pierre Brancher (groupe EMT2, IMFT) un projet intitulé « DIPOLE3D : analyse expérimentale tridimensionnelle de la dynamique d'un dipôle tourbillonnaire en eau peu profonde » pour

lequel nous avons obtenu pour l'année civile 2008 un financement de 12.5 k€ pour le développement de la PIV tridimensionnelle.

- *Contrat EDF « dispersion turbulente d'algues »* (partenaire) : Dans le cadre de la thèse d'Antoine Joly (laboratoire Saint-Venant, Chatou-EDF), j'ai négocié avec Dominique Astruc (MdC, groupe OTE, IMFT), une contractualisation d'un montant de 60 k€ pour concevoir et réaliser des expériences de dispersion de particules inertielles (type algues) dans un écoulement turbulent avec ou sans advection. Dans ce cadre, une expérience de suivi lagrangien en turbulence de grille oscillante a été menée (Mai-Juillet 2010), et une expérience en canal à surface libre d'écoulement derrière un groin a été réalisée sur un canal hydraulique à Saint venant-Chatou, avec déploiement d'un système de métrologie développé à l'IMFT (Octobre-Décembre 2010).
- *Projet européen Hydralab IV – PISCES (« Protocols and InStrumentation for Combined hydraulic and Ecological modelS »)* (participant) : Au niveau européen (FP7), le groupe OTE a répondu à un appel d'offre avec d'autres partenaires identifiés pendant Hydralab III. Le volet du projet intitulé « Protocols and InStrumentation for Combined hydraulic and Ecological modelS (PISCES) », que nous avons soumis pour l'IMFT, Olivier Eiff (Professeur, groupe OTE, IMFT) et moi-même, a été accepté pour un montant de 119 k€ sur 4 ans pour le groupe OTE. Cette activité de recherche collaborative (« joint research activity ») a débuté le 1er octobre 2010 et vise à améliorer le dimensionnement et la métrologie d'expériences en laboratoire combinant hydrodynamique et substrats biologiques (vivants ou artificiels).
- *Projet EC2CO 2012-2014* (participant) : dans le cadre de la thèse de Sabrina Lucas (voir section 10), Katell Guizien (DR CNRS, Observatoire de Banyuls) a porté un projet intitulé « Dynamique de la diagénèse précoce dans les sédiments aquatiques sous hydrodynamique instationnaire (DynDiagHyd) » d'un budget sur deux ans de 42 k€. J'y participe pour la partie mécanique des fluides, essentiellement pour la description et la calibration de la turbulence synthétique utilisée pour forcer la couche limite massique en surface des sédiments. Pour l'IMFT, cela représente un budget de missions et de fonctionnement de 5 k€.

A.4.2 Collaborations

- Jan-Bert FLOR (DR CNRS), Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), Grenoble, France. Poursuite de l'étude de l'interaction onde-vortex en milieu stratifié tournant dans le prolongement de ma thèse.
- Sabine SAUVAGE (IR CNRS), Juan-Miguel SANCHEZ-PEREZ (DR CNRS), Evelyne BUFFAN-DUBAU (Maître de conférence UPS), EcoLab, Toulouse, France. Projets communs (EC2CO-INSU, UPS) autour du biofilm de rivière épilithique.
- Hiroshi NIINO (Professeur, université de Tokyo) et Keita IGA (Professeur associé université de Tokyo), Atmosphere and Ocean Research Institute (AORI), université de Tokyo, Japon. Etude des écoulements tournants avec couche limite dans le prolongement de mon travail post-doctoral. Elaboration d'un projet portant sur les écoulements tournants à surface libre et les couches de cisaillement détachées dans les fluides en rotation (réponses à l'appel d'offre JSPS-CNRS et JSPS-MAE « sakura »).

- Katell GUIZIEN (CR CNRS), Observatoire de Bayuls, Banyuls, France. Etude de la diagénèse précoce forcée par la turbulence dans le cadre de la thèse de Sabrina Lucas. Elaboration d'un projet ANR sur ce sujet (réponse à l'appel d'offre 2014).
- Adam FINCHAM (Professeur associé USC University of Southern California), Etats-Unis. Développement de vélocimétrie par images de particules PIV 3D-3C par balayage d'une tranche laser.

A.5 Encadrements effectués

A.5.1 Stages de licence, master et école d'ingénieur

- un stage de deuxième année d'école d'ingénieur (Catherine Bourg, ENSTA, mai-juin 2005, 100%). « Etude expérimentale de l'hydrodynamique au dessus d'un lit de coquillages ».
- un stage de master de l'université d'Eindhoven (Karen Mülleners, Master, septembre 2005 – juin 2006, 100%). « Experimental study of a turbulent boundary layer flow above a bed of shells ».
- un stage de deuxième année d'école d'ingénieur (Maxime Durande, X, avril-juin 2006, 50%, co-encadrant : Olivier Eiff, IMFT). « Effet de la variation transversale de rugosité du fond en écoulement à surface libre ».
- un stage de master recherche (Stéphanie Pham, DET, février-juin 2006, 100%). « Génération d'un tourbillon par un actionneur électromagnétique ».
- un stage de master spécialisé en mécanique des fluides (Enrica Masi, février-septembre 2006, 25
- un stage de master recherche et de 3ème année d'école d'ingénieur (Julie Albagnac, DET-ENSICA, février-juillet 2007, 50%, co-encadrant : Pierre Brancher, IMFT). « Etude de la dynamique d'un dipole tourbillonnaire en eau peu profonde ».
- un stage de master recherche et de 3ème année d'école d'ingénieur (Yann peltier, SDU2E-N7, février-octobre 2007, 75%, co-encadrant : Frédéric Garabétian, EcoLab). « Etude de l'influence de l'hydrodynamique sur le développement d'un biofilm épilithique ».
- un stage de master recherche (Chhorda Pen, SDU2E, février-juillet 2008, 100%). « Croissance d'un biofilm de rivière : structuration par l'hydrodynamique et couplage écoulement-structure ».
- un stage de master recherche (Caplain Bastien, DET, février-juillet 2008, 50%, co-encadrant : Vincent Regard, LMTG). « Modélisation analogique de l'interaction houle/falaise côtière : mise en place du modèle et résultats préliminaires ».
- un stage de master recherche (Besnaci Cédric, DET, février-septembre 2008, 50%, co-encadrant : Alexandre Paci, CNRM). « Etude expérimentale des instabilités d'un tourbillon dans un fluide en rotation à deux couches ».
- un stage de 3ème année d'école d'ingénieur (Mélanie Leroux, N7, mars-septembre 2009, 50%, co-encadrant : Thomas Bonnometti). « Simulation du transfert d'espèces chimiques dans une couche limite rugueuse : de la pollution urbaine ... aux biofilms de rivière ».
- un stage de 3ème année d'école d'ingénieur (Soumaya Benzennou ; mars-septembre 2010, 50%, co-encadrant : Olivier Eiff). « traitement et analyse de données de PIV 3D de turbulence en milieu stratifié ».
- un stage 3ème année d'école d'ingénieur et master M2R (Hugo Merzisen, Météo-France et M2R DET, mars-juillet 2012, 50%, co-encadrant : Olivier Eiff). « Investigation PIV3D3C d'un dipôle tourbillonnaire en eaux peu profondes ».

A.5.2 Encadrement de doctorants

- co-encadrement de thèse à 50% (Emma Florens, thèse MENRT, école doctorale TY-FEP, 50%, octobre 2006-décembre 2010, encadrant principal : Olivier Eiff, 50%, IMFT). « Ecoulement à surface libre sur fonds naturels à fortes variabilités spatiales ». Soutenue le 8 décembre 2010. Emma Florens travaille chez VEOLIA depuis fin 2011.
- encadrement de thèse principal (dérogation INPT) à 50% (Falilou Coundoul, thèse MENRT PRES-Région, école doctorale SDU2E, 50%, octobre 2009-décembre 2012, co-encadrant : Thomas Bonometti, 50%, IMFT). « Etude et modélisation des transferts verticaux dans l'interaction biofilm de rivière / couche limite turbulente ». Soutenue le 12 décembre 2012. Falilou Coundoul a été est en demi ATER à l'UPS ensuite (Janvier 2013 - Juin 2013), et recherche actuellement du travail au Sénégal.
- co-encadrement de thèse à 50% (Maxime Rouzès, thèse DGA, école doctorale MEGEP, 50%, octobre 2011 -, encadrant principal : Olivier Eiff, 50%, IMFT). « Hydrodynamique sur fonds rugueux inhomogènes en milieux peu profonds : dispersion et mélange ».

A.5.3 Participation à des activités de doctorat (copublication)

En dehors de mes activités d'encadrant officiellement reconnues (en qualité de directeur ou co-directeur), j'ai eu l'occasion de travailler avec d'autres doctorants avec une implication suffisamment importante pour déboucher sur des publications en commun. Voici la liste des ces travaux collaboratifs réalisés dans le cadre de thèses encadrées par des collègues à l'IMFT ou à l'extérieur :

- Bastien Caplain, doctorant IMFT et INPT (soutenance le 21 Octobre 2011 avec le titre « Etude expérimentale de l'érosion d'un massif de sable cohésif par une houle monochromatique »). Je l'ai encadré en stage de master recherche, et ai participé à l'exploitation des résultats de stage de master et de début de thèse. Publication : Caplain et al. (2011).
- Julie Albagnac, doctorante IMFT et UPS-Toulouse III (soutenance le 18 octobre 2010 avec le titre « Dynamique tridimensionnelle de dipôles tourbillonnaires en eau peu profonde »). Publication : Albagnac et al. (2013).
- Myriam Graba, doctorante EcoLab et UPS-Toulouse III (soutenance le 16 décembre 2011 avec le titre « Modélisation des interactions biophysiques entre la dynamique du biofilm épilithique et l'hydrodynamique locale »). Publications : Graba et al. (2010, 2014, 2013).
- Antoine Joly, doctorant LHSV - Laboratoire Hydraulique Saint Venant et Paris Est (soutenance le 14 décembre 2011 avec le titre « Modelisation of the diffusive transport of algal blooms in a coastal environment using a stochastic method »). Publications : Joly et al. (2012b,a).
- Sabrina Lucas, doctorante LECOB (Laboratoire d'Ecogéochimie des Environnements Benthiques). Titre de la thèse : « Étude du rôle de la déstabilisation de l'interface sédimentaire dans la dynamique de la dégradation de la matière organique ». Soutenance prévue fin 2013. Publication : Lucas et al. (2013).

A.6 Comités de pilotage de thèse et participation à des jurys de thèse

- membre du jury de thèse (invité) de Séverine Tomas, 30 janvier 2007. « Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphériques ». Responsables : Olivier Eiff (Professeur INPT, IMFT, Toulouse) et Valéry Masson (Chercheur CNRM, Toulouse).
- membre (examinateur) du jury de thèse de Erick De Moraes-Franklin, le 26 septembre 2008. « Dynamique de dunes isolées dans un écoulement cisailé ». Responsable : François Charru (Professeur UPS, IMFT).
- membre du comité de pilotage de thèse de Mathieu Chatelain, de 2007 à 2010 et membre (examinateur) de son jury de thèse, le 5 juillet 2010. « Flux dissous à l'interface eau-sédiment sous des écoulements oscillants ». Responsables : Katell Guizien (CR CNRS, Observatoire de Banyuls) et Jean-Marc Guarini (Professeur UPMC, Observatoire de Banyuls).
- membre (invité) du jury de thèse de Myriam Graba, 16 décembre 2011. « Modélisation des interactions biophysiques entre la dynamique du biofilm épilithique et l'hydrodynamique locale ». Responsables : Sabine Sauvage (IR CNRS, EcoLab, Toulouse) et José Miguel Sanchez-Pérez (DR CNRS, EcoLab, Toulouse).

A.7 Responsabilités collectives

- Membre élu du Conseil d'Unité (CU) de l'IMFT de 2007 à 2011.
- Membre élu du collège scientifique « sciences appliquées » (sections 60 et 62) de l'Université Paul Sabatier – Toulouse III, membre du comité promotions et PEDR pour les maîtres de conférences, depuis janvier 2009. Membre du bureau de ce collège depuis janvier 2011. Membre de comités de sélection pour les postes de maître de conférence : 1 commission en 2009, 1 commission en 2010, 2 commissions en 2011, 2 commissions en 2012.
- Responsable de la commission « activités expérimentales » de l'IMFT depuis 2011. La commission discute, analyse et fait des propositions d'investissements ou des recommandations au comité de direction du laboratoire (pilotage du projet PIV, investissements collectifs annuels à hauteur de 100 k€, etc...). Son périmètre regroupe tout ce qui relève des activités expérimentales.
- Responsable de la création du parcours « mécanique et environnement » au sein du M1, destiné à offrir aux étudiants de mécanique une formation vers la filière « mécanique des fluides environnement (MFE) » du master M2R DET, et au master M2R H2SE (parcours « hydrologie »).
- Responsable interne Erasmus pour le département de mécanique de l'UFR M.I.G. de 2006 à 2009. Correspondant Erasmus officiel de 2009 à 2012 (en lien avec le bureau des Relations Internationales). Depuis la création de la F.S.I en 2012, relais (assistant) de Jean-Michel Baleynaud (correspondant Erasmus du département mécanique « élargi » comprenant les anciens départements de mécanique, génie mécanique, génie civil et génie de l'habitat), pour les filières relevant de la mention « mécanique et énergétique ».

A.8 Publications

A.8.1 Revues à comité de lecture

1. **Moulin F.Y.**, Flor J-B. (2004). « On the spin-up by a rotating disk in a rotating stratified fluid », *Journal of Fluid Mechanics*, 516, 2004, 155 – 180. doi : 10.1017/S0022112004000655
2. **Moulin F.Y.**, Flor J-B. (2005). « Experimental study on wave breaking and mixing properties in the periphery of an intense vortex », *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, v. 40, iss. 1-2, p. 115-130. doi : 10.1016/j.dynatmoce.2004.10.007
3. **Moulin F.Y.**, Flor J-B. (2006). « Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid : WKB simulations », *Journal of Fluid Mechanics*, 563, 2006, 199 – 222. doi : 10.1017/S0022112006001170
4. **Moulin F.Y.**, Guizien K., Thouzeau G., Chapalain G., Mülleners K. and Bourg C. (2007). « Impact of an invasive species, *Crepidula fornicata*, on the hydrodynamics and transport properties of the benthic boundary layer », *Aquatic Living Resources*, 20, 2007, 15 – 31. doi : 10.1051/alr :2007012
5. Yukimoto S., Niino H., Noguchi T., Kimura R., **Moulin F.Y.** (2010). « Structure of a Bathtub Vortex : Importance of the Bottom Boundary Layer », *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Volume 24, Issue 1-4, pp. 323-327, doi : 10.1007/s00162-009-0128-3
6. Boulêtreau S., Sellali M., Elozegi A., Nicaise Y., Bercovitz Y., **Moulin F.Y.**, Eiff O., Sauvage S., Sanchez-Perez J-M. et Garabétian F (2010). « Temporal Dynamics of River Biofilm in Constant Flows : A Case Study in a Riverside Laboratory Flume », *International Review of Hydrobiology*, 95 : 156–170. doi : 10.1002/iroh.200911203
7. Graba M., **Moulin F.Y.**, Boulêtreau S., Garabétian F., Kettab A., Eiff O., Sanchez-Pérez J-M. and Sauvage S. (2010). « Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches ». *Water Resour. Res.*, 46, W11531, doi : 10.1029/2009WR008679
8. Boulêtreau S., Charcosset J-Y., Gamby J., Lyautey E., Mastrorillo S., Azémar F., **Moulin F.**, Tribollet B. and Garabetian F. (2011), « Rotating disk electrodes to assess river biofilm thickness and elasticity », *Water Research*, Volume 45, Issue 3, January 2011, Pages 1347-1357. doi : dx.doi.org/10.1016/j.watres.2010.10.016
9. Caplain B, Regard V., Astruc D. and **Moulin F.Y.** (2011), « Cliff retreat and sea bed morphology under monochromatic wave forcing : Experimental study », *C. R. Geoscience*, vol. 343, no7, pp. 471-477. doi : 10.1016/j.crte.2011.06.003
10. Joly A., Violeau D., **Moulin F.**, Astruc D., Kassiotis C. (2012), « Transport of isotropic particles in a partially obstructed channel flow », *Journal of Hydraulic Research* Vol. 50, No. 3, pp. 324–337. doi : 10.1080/00221686.2012.686457
11. Joly A., **Moulin F.Y.**, Violeau D., Astruc D. (2012), « Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a Lagrangian stochastic method : Theory and validation », *Phys. Fluids*, 24, 103303 (2012). 25 pages. doi : 10.1063/1.4757653
12. Graba M., Sauvage S., **Moulin F.Y.**, Urrea G., Sabater S., Sanchez-Pérez J.M., « Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm », *Water Research* (2013), doi : 10.1016/j.watres.2013.01.011
13. Florens E., Eiff O., **Moulin F.Y.**, « Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics », *Exp. Fluids* (2013) 54 :1500, doi : 10.1007/s00348-013-1500-z

14. Albagnac J., **Moulin F.Y.**, Eiff O., Lacaze L. and Brancher P., « A three-dimensional experimental investigation of the structure of the spanwise vortex formed by a shallow vortex dipole », *Environmental Fluid Mechanics* (2013), 14 pages, en ligne, doi : 10.1007/s10652-013-9291-6

articles soumis, en révision ou en fin de rédaction

15. Coundoul F., Bonometti T. and **Moulin F.Y.**, « Role of local flow conditions in river biofilm colonization and early growth », soumis à *River Research and Applications*.
16. Graba M., Sauvage S., Majdi N., Mialet B., **Moulin F.Y.**, Urrea G., Buffan-Dubau E., Tackx M., Sabater S. and Sanchez-perez S., « Modeling local hydrodynamics effects on stream epilithic biofilm structure and dynamics », en révision mineure pour *Freshwater Biology*
17. Lucas S., **Moulin F.Y.** et Guizien K., « Oscillating grid mesocosm for studying oxygen dynamics under controlled unsteady turbulence », soumis à *Limnology and Oceanography : Methods*.
18. **Moulin F.Y.**, Noguchi T., Misawa N. and Niino H., « rotating flow over a rough surface : drag and ring generation », soumis à *Journal of Fluid Mechanics*.
19. **Moulin F.Y.**, J-B. Flor, « Wave capture and breaking in vortices in a rotating stratified fluid », en préparation pour soumission prochaine à *Journal of Fluid Mechanics*.
20. Florens E., Eiff O., **Moulin F.Y.**, « Effect of high relative submergence on the friction velocity and the logarithmic law », en préparation pour soumission à *Physics of Fluids*.

A.8.2 Chapitres d'ouvrage

1. J-B. Flor, F. Y. Moulin (2005), « Interactions of planar waves with a baroclinic vortex », *Mechanics of the 21st Century, Proceedings of the 21st International Congress of Theoretical and Applied Mechanics*, Springer Verlag 2005.
2. T. Noguchi, S. Yukimoto, F.Y. Moulin, R. Kimura and H. Niino (2005). « Boundary layers and instabilities of a suction vortex », *JAXA Special Publication*, 2005, 47-50.
3. P. Saunders, F.Y. Moulin, O. Eiff, M. Rogerson and H.M. Pedley « biofilms », chapitre 5 de « *Users Guide to Ecohydraulic Modelling and Experimentation* » qui sera publié en 2014 (accepté avec des révisions mineures).

A.8.3 Communications dans des congrès internationaux

1. F.Y. Moulin, H. Niino, M. Nobuhiko, « Effects of roughness of flows in a rotating tank », *American Physical Society, Division of Fluid Dynamics 56th Annual Meeting*, November 23-25, 2003, East Rutherford, New Jersey, USA, communication orale.
2. F.Y. Moulin, J-B. Flor, « Wave-Vortex Interactions in a Rotating Stratified Fluid and Induced Mixing », *American Physical Society, Division of Fluid Dynamics 56th Annual Meeting*, November 23-25, 2003, East Rutherford, New Jersey, USA, communication orale.
3. F.Y. Moulin, J-B. Flor, « wave-vortex interactions in a rotating stratified fluid and transport through a dynamical barrier », *IUGG 2003*, July 2003, IUGG, Sapporo, Japon, communication orale.
4. F.Y. Moulin, J-B. Flor, « Scattering, trapping and breaking of waves interacting with a baroclinic vortex », *EGU 2005*, Vienne, Autriche, poster.
5. F.Y. Moulin ; Niino, H. ; Misawa, N. ; Noguchi, T., « Effects of roughness on a vortex-like flow », *EGU 2005*, Vienne, Autriche, poster.

6. F.Y. Moulin, K. Mülleners, C. Bourg, G. Thouzeau (2007), « Impact of a typical invasive species, *Crepidula fornicata* L., on the hydrodynamic and transport properties of the benthic boundary layer », EGU 2007 Vienne, Autriche, poster.
7. O. Eiff, F.Y. Moulin, M. Durande and J. Walter, « Longitudinal momentum transport in an experimental free-surface channel flow over a transverse variation of roughness », EGU 2007 Vienne, Autriche, poster.
8. E. Masi, F.Y. Moulin et O. Thual. « Modeling of internal gravity waves feedback on a parallel perturbed mean flow (a sinusoidal boundary layer example) », 18ème Congrès Français de Mécanique (CFM) 2007, Grenoble, 27-31 Août 2007. Communication orale avec actes (anglais, 6 pages, avec comité de lecture).
9. L. Lacaze, P. Brancher et F.Y. Moulin. « Dynamique d'un dipôle tourbillonnaire en eau peu profonde ». 18ème Congrès Français de Mécanique (CFM) 2007, Grenoble, 27-31 Août 2007. Communication orale avec actes (français, 5 pages, avec comité de lecture).
10. J. Albagnac, P. Brancher, O. Eiff, L. Lacaze et F.Y. Moulin. « Vortex dipole evolution in shallow water ». Colloque Euromech 501 « Mixing of coastal, estuarine and riverine shallow flows », Ancona, Italie, 8-11 Juin 2008. Communication orale avec actes (anglais, 2 pages, avec comité de lecture).
11. E. Florens, O. Eiff et F.Y. Moulin. « On the logarithmic velocity profile in very rough open-channel flows ». 7th Euromech Fluid Mechanics Conference (EFMC7), Manchester, Royaume Uni, 14-18 septembre 2008. Communication orale avec actes (anglais, 1 page, avec comité de lecture).
12. F.Y. Moulin, Y. Peltier, Y. Bercovitz, O. Eiff, A. Beer, S. Boulêtreau, F. Garabétian, M. Sellali, J. Sanchez-Perez, S. Sauvage, D. Baque. « Experimental study of the interaction between a turbulent flow and a river biofilm growing on macrorugosities ». 8th International Conference on Hydro-sciences and Engineering, Nagoya, Japon, 8-12 septembre 2008. Communication avec actes (anglais, 10 pages, avec comité de lecture).
13. F.Y. Moulin, K. Mülleners, C. Bourg and S. Cazin. « Experimental study of the impact of biogenic macrorugosities on transport properties in benthic boundary layers ». 8th International Conference on Hydro-sciences and Engineering, Nagoya, Japon, 8-12 septembre 2008. Communication avec actes (anglais, 10 pages, avec comité de lecture).
14. Myriam Graba, Frédéric Y. Moulin, Stéphanie Boulêtreau, Frédéric Garabétian, Ahmed Kettab, José Miguel Sánchez-Pérez and Sabine Sauvage, « Dynamics of the epilithic biofilm biomass in interaction with a rough flow : experimental and modeling approaches ». WATMED 5, Lille, France, 19-21 octobre 2009.
15. Graba M., Moulin F.Y., Boulêtreau S., Garabétian F., Kettab A., Eiff O., Sanchez-Pérez J.M. and Sauvage S. « Dynamics of epilithic biofilm biomass in artificial rough, open-channel flow : Experimental and modeling approaches ». 6th International Symposium on Environmental Hydraulics (ISEH), 23-25 Juin 2010, Athenes, Greece. Communication orale (anglais, 2 pages, avec comité de lecture).
16. Moulin F., Mülleners K. and Bourg C. « Experimental study of the benthic voundary layer above a bed of shells », International Workshop on Environmental Hydraulics IWEH, 28-29 october 2010, Valencia, Spain. Communication orale avec actes (anglais, 4 pages, avec comité de lecture).
17. Moulin F., Peltier Y., Pen C., Garabétian F., Sanchez-Perez J., Sauvage S., Baquet D. and Eiff O. « Experimental study of a river biofilm growth on artificial cobbles in constraisted flow conditions », International Workshop on Environmental Hydraulics IWEH, 28-29 october 2010, Valencia, Spain. Communication orale avec actes (anglais, 4 pages, avec comité de lecture).

18. Florens E., Eiff O. and Moulin F.Y. « Impact of water depth confinement on turbulent open-channel flows over rough walls », International Workshop on Environmental Hydraulics IWEH, 28-29 october 2010, Valencia, Spain. Communication orale avec actes (anglais, 4 pages, avec comité de lecture).
19. Caplain B., Astruc D., Regard V. and Moulin F.Y. « Experimental analysis of erosive cohesive coastline morphology »(2010), Proceedings of the International Conference on Coastal Engineering (ICCE), No 32, 8 pp. June 30 to July 5 2010, Shanghai, China. Communication orale avec actes (anglais, 8 pages, avec comité de lecture).
20. Joly A., Moulin F., Cazin S., Astruc D. and Violeau D. « Experimental measurements of macro-particle dispersion in grid turbulence and application to a stochastic numerical model for solid body turbulent diffusion », 6th International Conference on Computational and Experimental Methods in Multiphase and Complex Flow, 15-17 juin 2011, Kos, Grèce. Communication orale avec actes (anglais, 12 pages, avec comité de lecture).
21. Lucas S., Moulin F., Guizien K. 2011. Oxygen demand in surficial sediments during laminar turbulent oscillations. SAME-12 12th Symposium on Aquatic Microbial Ecology, August 28th to September 2nd 2011, Rostock/Warnemünde, Germany, poster.
22. Coundoul F., Moulin F. et Bonometti T. « Role of local conditions of a turbulent boundary layer flow on the colonization and growth of a biofilm : direct numerical simulations and experiments ». European Geosciences Union (EGU) General Assembly, 22–27 April 2012, Vienna, Austria, poster.

A.8.4 Communications dans des congrès nationaux

1. F.Y. Moulin, H. Niino, N. Misawa, T. Noguchi, 2004 : « kaitenryuutai-chuu ni oite teimensoudoyouso ni yotte seizuru kouryoku to nagare no kouzou (frottement et structuration de l'écoulement générés par des rugosités dans un fluide en rotation) », Congrès Japonais de Mécanique des Fluides 2004 à Nagoya, communication orale et publication dans un numéro spécial de la revue de mécanique des fluides japonaise « nagare », 514-515.
2. S. Yukimoto, T. Noguchi, F. Moulin, R. Kimura, H. Niino. « suikomiuzu ni okeru kyoukaizou no kouzou to fuantei (structure et instabilité de la couche limite associée à un vortex créé par aspiration) », Congrès Japonais de Mécanique des Fluides 2004 à Nagoya, publication dans un numéro spécial de la revue de mécanique des fluides japonaise « nagare », 504-505.
3. S. Yukimoto, T. Noguchi, F. Moulin, R. Kimura, H. Niino. « suikomiuzu no kouzou ni tan suru kyoukaizou no yakuwari (rôle de la couche limite sur la structure d'un vortex créé par aspiration) », symposium commun entre l'université de Tokyo et le Ocean Research Institute ORI sur la dynamique et structure des vortex en géophysique, 17-18 décembre 2004.
4. S. Yukimoto, T. Noguchi, F. Moulin, R. Kimura, H. Niino. « suikomiuzu no kouzou to kyoukaizou (structure et couche limite dans un vortex créé par aspiration) », 54ème congrès japonais de mécanique théorique et appliquée, 25-27 janvier 2005, Tokyo, Japon, 281-282.
5. F.Y. Moulin, K. Guizien, G. Chapalain, G. Thouzeau, C. Bourg, K. Mülleners, « Effets d'un substrat biogène, la crépidule, sur l'hydrodynamique et le transport dans la couche limite benthique », Communication orale au colloque PNEC 2006 « Développements récents de la recherche en environnement », 26-28 Juin 2006, Nantes, France.
6. Le Hir P., Astruc D., Bassoullet P., Calluau D., Cann P., Chapalain G., Hurther D., Jestin H., Michallet A., Monbet Y., Mouazé D., Moulin F., Orvain F., Sauriau P.-G., Guizien K., Thouzeau G. « Conditions de remaniement des sédiments naturels et flux

- d'érosion associés ». Poster au colloque PNEC Développements récents de la recherche en environnement côtiers, 26-28 juin 2006, Nantes.
7. Beer A., Bercovitz Y., Boulétreau S., Dolez N., Eiff O., Garabétian F., Moulin F., Sanchez-Pérez J. M., Sauvage S., Sellali M. « Couplage hydrodynamique et biogéochimique dans un hydrosystème à biomasse fixée : influence des macro-rugosités et devenir de la matière dissoute et en suspension ». Colloque de restitution ECCO-PNRH 2005-2007, décembre 2007, Toulouse, communication orale avec actes (6 pages).
 8. Moulin F., « Rôle de l'hydrodynamique dans la croissance d'un biofilm épilithique de rivière : expériences en canal biologique à l'IMFT », communication orale dans un workshop IMFT-EcoLab, 22 janvier 2009, Toulouse.
 9. O. Eiff, F. Y. Moulin, J. Albagnac, E. Florens, N. Boulanger, S. Tomas, A. Paci and A. Fincham, « Simulations hydrauliques au service de la compréhension physique » Modèles Physiques Hydrauliques outils indispensables du XXIème siècle, 24-25 novembre 2009, 195ème session du Comité scientifique et technique de la Société Hydrotechnique de France (SHF), Lyon.
 10. Falilou C., Moulin F.Y. et Bonometti T., « Rôle des conditions locales d'un écoulement de couche limite turbulente dans la colonisation et la croissance d'un biofilm : approche numérique directe », 20ème congrès français de mécanique (CFM 2011), 29 août – 2 septembre 2011, Besançon, France.

A.8.5 Séminaires

1. « Wave-vortex interactions in a stratified rotating fluid and transport through a dynamical barrier », 16 janvier 2003, Ocean Research Institute (ORI), Tokyo, Japon.
2. « Wave-Vortex Interactions in a Rotating Stratified Fluid and Transport through a Dynamical Barrier », 1er Décembre 2003, Center for Non-linear dynamics, Austin, USA.
3. « Interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant et transport à travers une barrière dynamique », 5 février 2004, IMFT, Toulouse, France.
4. « Interactions ondes-vortex en milieu stratifié tournant et transport à travers une barrière dynamique », 6 février 2004, LMD-ENS, Paris, France.
5. « Effects of roughness on flows in a rotating tank », 16 avril 2004, Ocean Research Institute (ORI), Tokyo, Japon.
6. « Etude expérimentale de l'effet d'un substrat biogène, la crépidule, sur l'hydrodynamique et les propriétés de transport d'une couche limite turbulente », 8 juin 2006, LEMAR, Brest, France.
7. « Impact of a typical invasive species, *Crepidula fornicata* L., on the hydrodynamic and transport properties of the benthic boundary layer », 18 avril 2008, Ocean Research Institute, Université de Tokyo, Japon.
8. « Some results on the interaction of internal waves with a vortex flow in a rotating stratified fluid », 23 avril 2008, Department of Aeronautics and Astronautics, Université de Kyoto, Japon.
9. « Interaction entre un écoulement turbulent et un biofilm de rivière épilithique », 05 octobre 2010, Observatoire de Banyuls.
10. « Experimental study of turbulent open-channel flows over macro-roughnesses », Emma FLORENS, Frédéric MOULIN (speaker), Olivier EIFF, 3 août 2011, Atmosphere and Ocean Research Institute (AORI), Université de Tokyo, Japon.
11. « Etude expérimentale et modélisation des effets de couche limite pour des écoulements en rotation sur fonds lisses et rugueux », 22 juin 2012, journée « Vortex » à l'ISAE, Toulouse.

B Sélection de 5 publications

- B.1 Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid : WKB simulations, *Journal of Fluid Mechanics* 2006
- B.2 Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches, *Water Resour. Res.* 2010
- B.3 Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a Lagrangian stochastic method : Theory and validation, *Phys. Fluids* 2012
- B.4 Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm, *Water Research* 2013
- B.5 Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics, *Exp. Fluids* 2013

Vortex–wave interaction in a rotating stratified fluid: WKB simulations

By F. Y. MOULIN AND J.-B. FLÓR

LEGI, Grenoble, France

(Received 12 May 2004 and in revised form 6 February 2006)

In this paper we present ray-tracing results on the interaction of inertia–gravity waves with the velocity field of a vortex in a rotating stratified fluid. We consider rays that interact with a Rankine-type vortex with a Gaussian vertical distribution of vertical vorticity. The rays are traced, solving the WKB equations in cylindrical coordinates for vortices with different aspect ratios. The interactions are governed by the value of FrR/λ where Fr is the vortex Froude number, R its radius, and λ the incident wavelength. The Froude number is defined as $Fr = U_{max}/(NR)$ with U_{max} the maximum azimuthal velocity and N the buoyancy frequency. When $FrR/\lambda > 1$, part of the incident wave field strongly decreases in wavelength while its energy is trapped. The vortex aspect ratio, H/R , determines which part of this incident wave field is trapped, and where its energy accumulates in the vortex. Increasing values of FrR/λ are shown to be associated with a narrowing of the trapping region and an increase of the energy amplification of trapped rays. In the inviscid approximation, the infinite energy amplification predicted for unidirectional flows is retrieved in the limit $FrR/\lambda \rightarrow \infty$. When viscous damping is taken into account, the maximal amplification of the wave energy becomes a function of FrR/λ and a Reynolds number, $Re_{wave} = \sqrt{U_L^2 + U_H^2}/\nu k^2$, with U_L and U_H typical values of the shear in, respectively, the radial and vertical directions; the kinematic viscosity is ν , and the wavenumber k , for the incident waves. In a sequel paper, we compare WKB simulations with experimental results.

1. Introduction

Vortex–wave interactions play an important role in many large-scale and meso-scale geophysical flows. The transition from three- to quasi-two-dimensional turbulence owing to background rotation, stratification and flow geometry in large-scale geophysical flows involves the organization into large- and meso-scale vortices, while waves are continuously generated by geostrophic adjustment processes. The associated wave–vortex interactions are a subject of recent study.

Next to vortical modes, that evolve on an advection time scale R/U with U and R , respectively, the horizontal velocity and vortex length scale, relatively fast internal waves evolve on a time scale based on the buoyancy frequency N . Wave–vortex interactions can be considered as a function of a horizontal Froude number Fr , which compares these two different time scales. For a non-rotating fluid and in the limit of very small Fr , Lelong & Riley (1991) have predicted weakly nonlinear interactions between waves and vortical modes. Galmiche, Thual & Bonneton (2000) showed that the mean oscillating flow produced during interacting internal gravity waves, may lead to wave-breaking by retrograde interaction and generate a non-zero potential vorticity field.

Critical layers and wave-breaking in parallel shear flows have been explored experimentally, numerically and theoretically over the past three decades in view of their fundamental role in momentum transport and mixing properties (see e.g. Booker & Bretherton 1967; Ivanov & Morozov 1974; Olbers 1980; Koop 1981; Badulin, Shrira & Tsimring 1984; Badulin & Shrira 1993; and references in Staquet & Sommeria 2002). The energy of the incident wave packet accumulates as its wavelength decreases to zero. In critical layers of jets or parallel shear flows, waves are reflected, absorbed or break, leading to instabilities and turbulence (see e.g. Dörnbrack 1998; Staquet & Huerre 2002). Edwards & Staquet (2005) investigated the interaction of a wave packet with a baroclinic jet, showing a succession of reflections within the jet. Presumably because of their specific choice of initial conditions they, however, did not find evidence of wave-breaking. The effects of nonlinearities for the interaction with a critical layer have been addressed for a vertical shear (see Jones 1968; Acheson 1976; van Duin & Kelder 1982) or a horizontal shear (see Öllers 2003). These studies show that overreflection occurs only when the flow is intrinsically unstable for Kelvin–Helmoltz and inertial instabilities, respectively. In this paper, we address the question of what happens with inertia–gravity waves in a vortex, of which the shear flow is curved and finite in space.

Interactions of externally generated waves with a vortex have been investigated for a number of cases. In an experimental study related to the present investigation (Moulin & Flór 2005), we have shown that wave-breaking in the periphery of a vortex leads to a deposit of anti-cyclonic vorticity. Bühler & McIntyre (2003) have studied the effect of surface waves on a singular vortex with outer potential flow in the limit of a small Froude number, i.e. with fast phase speeds compared to a slow vortex motion. They show that the vortex core is advected by horizontally refracted waves. In the presence of standing waves, dipolar vortices in a pycnocline were found to oscillate in translation velocity due to both the wave-induced stretching and squeezing of vertical vortex tubes within the dipolar structure, and the continuous change in the mutual distance of the vortices (see Flór, Fernando & Van Heijst 1994).

The interaction of planar waves with the velocity field of a monopolar vortex can be characterized by the ratio of the phase speeds of the vortex and wave given by R/T_v , and Λ/T_w , respectively, with Λ the wavelength, and T_v and T_w the vortex and wave periods. When the phase speed of the wave is larger than the maximum velocity in the vortex, $\Lambda/T_w > R/T_v$, no wave-breaking can be expected. In contrast, when $\Lambda/T_w < R/T_v$ the waves are constrained by the Doppler effect and either reflect, break or are absorbed. These effects also depend on the curvature of the flow field in the vortex, as becomes clear when introducing an interaction length $l = \Lambda T_v/T_w$ of the wave with the vortex. The interaction is again small when $l/R > 1$, corresponding to the first case, whereas the interaction is strong for values $l/R < 1$. In the present paper, we focus on interactions of planar waves with an individual vortex for $l/R < 1$ and include effects of flow curvature.

Since we apply the WKB approach, we will briefly introduce its basic theory for wave interactions with a parallel shear flow. The WKB theory applies mainly to flows with low Rossby and Froude numbers. It assumes that the phase of the wave evolves on time and space scales shorter than the scales associated with the changes in amplitude. Local values of the wavenumber and the frequency of the wave can be deduced from the spatial and temporal derivatives of the phase function. The energy propagates along rays of which the trajectories are inferred from the local values of the group velocity and the background flow. The time-dependence of the wave field is given by its absolute frequency, ω_{abs} , corresponding to the wave frequency before

the interaction. During the interaction, this time-dependence is conserved, and the intrinsic frequency of the wave, ω_o , defined as its frequency in a referential moving with the local mean flow velocity, \mathbf{U} , is inferred from the Doppler shifting relationship

$$\omega_{abs} = \omega_o + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}, \quad (1.1)$$

where \mathbf{k} is the local wavenumber. The wave number component parallel to the flow is conserved according to WKB theory. The wave intrinsic frequency, ω_o , of planar incident waves depends, according to the Doppler relationship, only on the spatial position \mathbf{r} . The flow is divided into regions where waves can propagate $|\omega_o| \in [f, N]$, with f the Coriolis parameter and N the buoyancy frequency, or are arrested, $|\omega_o| < f$ or $|\omega_o| > N$. The limits of these regions are known as reflection or critical layers. The WKB theory remains valid near reflection layers, whereas near critical layers the energy tends to infinity, indicating the trapping of waves. Near critical layers, the linear approximation becomes singular.

For waves in a stratified shear flow, Koop (1981) compared analytical solutions of the WKB equations with experiments and showed that the intrinsic frequency goes to N near a reflection layer, whereas it goes to 0 near a critical layer. Because of viscous damping, wave-breaking could not be observed. Olbers (1980) considered a geostrophic jet and showed that the components of the wave number parallel to the iso-velocity surfaces are conserved. Depending on their propagation direction, the waves are either trapped in a ‘valve’-like critical layer or escape. In the limit of a purely horizontal shear flow, this critical layer merges with the layer $\omega_o = 0$. Waves propagating against the flow are trapped near a critical layer $\omega_o = N$, in agreement with predictions by WKB theory, and break through a buoyancy-induced instability. In a more general context, the trapping and reflection of the waves are still represented by the WKB theory (e.g. Badulin & Shrira 1993).

In §2, we derive the equations of the WKB approximation for axisymmetric background flows in cylindrical coordinates, and apply them to a Rankine-type vortex. Ray-tracing results for the inviscid interaction of inertia–gravity waves with an incident planar wave field are presented in §3. To estimate the effects of flow curvature and viscous damping, the results obtained for a simplified flow-model are discussed in §4, and conclusions and perspectives are presented in §5.

2. WKB theory for vortex-like flows

2.1. Governing equations

In this subsection we derive the WKB theory for waves in the velocity field of a vortex. The Boussinesq equations for a flow in a rotating and linearly stratified fluid of mean density ρ_o , buoyancy frequency N_o and Coriolis parameter f are written in the form

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -f \mathbf{e}_z \times \mathbf{u} - \frac{\nabla P}{\rho_o} + \frac{\rho}{\rho_o} \mathbf{g}, \quad (2.1)$$

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

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho \right) - w \frac{\rho_o}{g} N_o^2 = 0, \quad (2.3)$$

where \mathbf{u} is the flow velocity field, w its vertical component, ρ and P the density and pressure perturbations associated with the flow. N_o is derived from the vertical distribution of density $\rho_s(z)$ in the fluid at rest, $N_o = \sqrt{(-g/\rho_o)(\partial \rho_s / \partial z)}$.

We decompose the velocity field into a stationary vortex field and a wave field. The vortex has azimuthal velocity U with perturbation pressure and density field ρ_v and P_v , respectively; the wave field has velocity components \tilde{u} , \tilde{v} and \tilde{w} with density and pressure perturbation $\tilde{\rho}$ and \tilde{p} . Introducing the perturbations $\rho = \rho_v + \tilde{\rho}$, $\mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}} + U\mathbf{e}_\theta$ and $p = P_v + \tilde{p}$ in equation (2.3) yields two sets of equations, of which one represents the vortex motion, and the other represents the wave motion.

The vortex velocity-field is prescribed by

$$-\frac{U^2}{r} = fU - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P_v}{\partial r}, \quad (2.4)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P_v}{\partial z} - \frac{\rho_v}{\rho_o} g. \quad (2.5)$$

After linearization, the equations for the wave motion read

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \theta} = \left(f + \frac{2U}{r} \right) \tilde{v} - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \theta} = -\left(f + \frac{U}{r} + \frac{\partial U}{\partial r} \right) \tilde{u} - \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) \tilde{w} - \frac{1}{\rho_o r} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \theta}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \theta} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} - \frac{\tilde{\rho}}{\rho_o} g, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \theta} = \left(\frac{\rho_o}{g} N_o^2 \right) \tilde{w} + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial z} \right) \tilde{w} + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial r} \right) \tilde{u}. \quad (2.10)$$

According to the WKB approximation, the terms that represent the vortex velocity field on the right-hand side of equations (2.6)–(2.10) are neglected. The interaction of the waves with the vortex velocity-field reduces then to a Doppler shift in wave frequency, represented by the operators $(U/r)(\partial/\partial\theta)$. When replacing the absolute frequency of the wave by its intrinsic frequency, i.e. in a referential frame moving locally with the flow velocity, the eigenvalue problem for the wave frequency reduces to that of a freely propagating wave.

Scaling with the Coriolis parameter f and the buoyancy frequency N_o shows that in the limit of low vortex Rossby and Froude number, the vortex-related terms on the right-hand side of equations (2.6)–(2.10) are negligible. In contrast, for large values of the vortex Rossby number and Froude number, these right-hand side terms become important, leading to possible inertial and/or Kelvin–Helmholtz instability; the Rayleigh function $(f + U/r + \partial U/\partial r)(f + 2U/r)$ may become negative locally whereas the Richardson number $(\partial U/\partial z)^2/N_o^2$ may exhibit values smaller than 1/4.

For moderate vortex Rossby numbers ($0.1 < Ro < O(1)$), the vortex related terms on the right-hand sides of (2.6)–(2.10) remain negligible in the vortex periphery. However, near the vortex centre these terms are significant and the WKB theory becomes doubtful. From the dispersion relation it can be shown that the forbidden region for rays, defined below (§3), covers the vortex core. Therefore, trapped rays almost never penetrate inside the vortex core, but propagate in the vortex periphery where we can apply ray theory. This justifies the use of the WKB approximation to investigate the interaction of rays with moderate vortices.

2.2. Basic equations of the ray theory

The WKB theory, or ray theory, is reviewed in many textbooks in a general context (see e.g. Leblond & Mysak 1978; Lighthill 1978), and is based on the asymptotic

expansion in a small-parameter defined by the wavelength and the typical length scale of the background flow.

Here, we apply the WKB theory to a monochromatic wave field of which the time-dependence is given by its absolute frequency, ω_{abs} . The intrinsic frequency of the wave, ω_o , which is defined with respect to a referential moving with the local mean flow velocity \mathbf{U} , is inferred from the Doppler shifting relationship (1.1) and is linked to the local components of the wavenumber k_x , k_y and k_z by the dispersion relation

$$\omega_o = \sqrt{\frac{k_h^2 N^2 + k_z^2 f^2}{k_h^2 + k_z^2}}. \quad (2.11)$$

The wave field is described by the three components of the velocity \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} , the pressure \tilde{p} and the buoyancy $\tilde{b} = -(g/\rho_o)\tilde{\rho}$, where $\tilde{\rho}$ is the density perturbation. These different components of the wave field fulfil the polarization relations

$$\begin{bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w} \\ \tilde{b} \\ \frac{\tilde{p}}{\rho_o} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \omega_o k_x + i f k_y \\ \omega_o k_y - i f k_x \\ -\frac{\omega_o^2 - f^2}{N^2 - \omega_o^2} \omega_o k_z \\ i N^2 \frac{\omega_o^2 - f^2}{N^2 - \omega_o^2} k_z \\ \omega_o^2 - f^2 \end{bmatrix} \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{abs} t + \phi), \quad (2.12)$$

where A and ϕ are, respectively, an amplification factor and a phase shift which evolve on time and spatial scales larger than for the wave phase ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{abs} t$) itself. Here, N represents the buoyancy frequency corrected for the deflection of the isopycnals due to the vortex velocity field and is defined for the present Rankine-type vortex in §2.3.

The wave energy propagates along rays defined by the ray equations

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{U} + \mathbf{v}_g, \quad (2.13)$$

where \mathbf{v}_g is the intrinsic group velocity of the wave, of which the components are given by the formula

$$v_{gx} = \frac{N^2 - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_x, \quad v_{gy} = \frac{N^2 - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_y, \quad v_{gz} = -\frac{\omega_o^2 - f^2}{\omega_o k^2} k_z, \quad (2.14)$$

where k is the norm of the wave vector \mathbf{k} . Using the Doppler relationship, the refraction equations become in Newtonian notation

$$\frac{dk_i}{dt} = -\frac{N}{\omega_o} \left(\frac{\omega_o^2 - f^2}{N^2 - f^2} \right) \frac{\partial N}{\partial x_i} - \sum_{j=1}^3 k_j \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad (2.15)$$

representing the evolution of the wavenumber components along a ray.

Equation (2.13) shows that, according to WKB theory, the wave energy is advected by the local fluid velocity \mathbf{U} , and that the Doppler effect (1.1) is interpreted in (2.15) as a distortion of the wavenumber vector by the variations in buoyancy frequency and by the local background shear. Integration of the set of ordinary differential equations (2.13) and (2.15) from an initial state, defined by a position vector \mathbf{r}_o and

incident wave characteristics \mathbf{k}_o , gives the ray along which the wave energy propagates as well as the evolution of the wave characteristics along this ray.

Another equation is required to predict the evolution of the wave amplitude along the ray. This amplitude is proportional to A in equations (2.12). Bretherton (1966) showed that the higher-order equations that drive the amplitude evolution in the WKB approximation, could be simplified to:

$$\nabla \cdot \left[(\mathbf{v}_g + \mathbf{U}) \frac{E}{\omega_o} \right] = 0, \quad (2.16)$$

describing the energy evolution. The local density of energy, E , is defined as $E = 1/2(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2 + \tilde{b}^2/N^2)$ where \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} and \tilde{b} are the velocity and buoyancy parts of the wave field, and is linked to the amplification factor A by the relation

$$E = \left(A \omega_o \frac{k_h}{k_z} k \right)^2.$$

For a tube of rays, equation (2.16) represents the flux conservation of the wave action, E/ω_o , along the tube. When the tube-section area decreases, flux conservation leads to an increase of the wave-action. Therefore, the wave-action increases (decreases) when rays converge (diverge).

Generally, in studies on parallel shear flows based on the conservation of the wave number component parallel to the background flow, the intrinsic frequency ω_o depends only on the spatial position; critical layers are well defined and are exactly the same for all rays forming an initially parallel tube. When a wave approaches a critical layer, the cross-sectional area of the ray tube goes to zero and the conservation of wave-action flux, described by equation (2.16), leads to an infinite amplification of the energy E . This explanation does, however, not hold for flows with curvature since each ray approaches its own critical layer leading to a finite amplification of energy.

2.3. Ray propagation into a vortex velocity field

We consider an isolated Rankine vortex characterized by a core of constant cyclonic vorticity of radius R , embedded in a ring of constant anticyclonic vorticity such that the total circulation vanishes at radius L . In the vertical direction, we suppose a Gaussian distribution of vertical vorticity with a vertical length scale H . We consider stable vortices with $L/R=2$ (see Flierl 1988). The fluid is linearly stratified, has a buoyancy frequency, N_o , and a rotation frequency, Ω , implying a Coriolis parameter $f=2\Omega$. The strength of the vortex is determined by its maximum velocity U_{max} , so that the azimuthal velocity field U reads

$$U(r, z) = U_{max} \exp(-(z/H)^2) \begin{cases} \frac{r}{R} & \text{if } 0 < r < R, \\ \frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(\frac{R}{r} - \left(\frac{R}{L} \right)^2 \frac{r}{R} \right) & \text{if } R < r < L. \end{cases} \quad (2.17)$$

The density field for this vortex can be deduced from the thermal-wind relation obtained from (2.4)–(2.5),

$$\frac{g}{\rho_o} \frac{\partial \rho_v}{\partial r} = - \left(f + \frac{2U}{r} \right) \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (2.18)$$

The WKB theory applies well to the outer region which is in geostrophic balance, but is a crude approximation in the core region of the vortex which is in cyclostrophic

balance, i.e. where the second term on the right-hand side of (2.18) is large compared to the first. As stated before, the forbidden region for rays covers the core region of the vortex and rays almost never penetrate the vortex centre. Only rays that propagate close to the vortex axis do not feel the relatively weak velocity there and traverse vortex structure with almost no modification. Therefore, we do not consider these rays and neglect the cyclostrophic term that is important in the vortex core in (2.18). Then the density field ρ_v reads

$$\rho(r, z) = \int_r^L \frac{\partial U}{\partial z} \left(\frac{f\rho_o}{g} \right) dr'. \quad (2.19)$$

The discrepancies with the exact density field prescribed by (2.18) are important only near the vortex centre.

With equations (2.17) and (2.19) an analytical expression for the buoyancy frequency field inside the vortex can be derived, which after scaling with background buoyancy frequency N_o , becomes

$$N^{*2} = \frac{N^2(r, z)}{N_o^2} = 1 + \frac{fU_{max}R}{H^2N_o^2} (1 - 2(z/H)^2) \exp(-(z/H)^2) \times \begin{cases} -\left(\frac{r}{R}\right)^2 + \frac{2 \ln(L/R)}{1 - (R/L)^2} & \text{if } 0 < r < R, \\ \frac{2 \ln(L/r) - 1 + (r/L)^2}{1 - (R/L)^2} & \text{if } R < r < L. \end{cases} \quad (2.20)$$

The velocity field of the vortex is completely described by (2.17) and (2.20). After transformation into a cylindrical reference frame (see Appendix) and substitution into the set of ray and refraction equations (2.13) and (2.15), the propagation of inertia–gravity waves can be described in cylindrical coordinates. Scaling all lengths with the vortex core radius R and time with N_o , we obtain a non-dimensional set of equations:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{N^{*2} - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_r, \quad (2.21)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{r} \left(\frac{N^{*2} - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_\theta + FrU^* \right), \quad (2.22)$$

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{\omega_o^2 - (f/N_o)^2}{\omega_o k^2} k_z, \quad (2.23)$$

$$\frac{dk_r}{dt} = -Fr \frac{f}{N_o} \left(\frac{R}{H} \right)^2 \frac{\omega_o^2 - (f/N_o)^2}{\omega_o (N^{*2} - \omega_o^2)} \left(N^* \frac{\partial N^*}{\partial r} \right) - Fr k_\theta \left(\frac{\partial U^*}{\partial r} - \frac{U^*}{r} \right) + \frac{k_\theta}{r} \frac{N^{*2} - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_\theta, \quad (2.24)$$

$$\frac{dk_\theta}{dt} = -\frac{k_\theta}{r} \frac{N^{*2} - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_r, \quad (2.25)$$

$$\frac{dk_z}{dt} = -Fr \frac{f}{N_o} \left(\frac{R}{H} \right)^4 \frac{\omega_o^2 - (f/N_o)^2}{\omega_o (N^{*2} - \omega_o^2)} \left(N^* \frac{\partial N^*}{\partial z} \right) - Fr \left(\frac{R}{H} \right)^2 k_\theta \left(\frac{\partial U^*}{\partial z} \right). \quad (2.26)$$

Field	$f(r)$ for $r < 1$	$f(r)$ for $1 < r < L/R$	$g(z)$
U^*	r	$\frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(\frac{1}{r} - \left(\frac{R}{L} \right)^2 r \right)$	$\exp(-(R/H)^2 z^2)$
$\frac{\partial U^*}{\partial r} - \frac{U^*}{r}$	0	$-\frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(\frac{2}{r} \right)$	$\exp(-(R/H)^2 z^2)$
$\frac{\partial U^*}{\partial z}$	r	$\frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(\frac{1}{r} - \left(\frac{R}{L} \right)^2 r \right)$	$-2z \exp(-(R/H)^2 z^2)$
$N^* \frac{\partial N^*}{\partial r}$	$-r$	$\frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(-\frac{1}{r} + \left(\frac{R}{L} \right)^2 r \right)$	$\left(1 - 2 \left(\frac{R}{H} \right)^2 z \right) \exp(-(R/H)^2 z^2)$
$N^* \frac{\partial N^*}{\partial z}$	$-r^2 + \frac{2 \ln(L/R)}{1 - (R/L)^2}$	$\frac{1}{1 - (R/L)^2} \left(2 \ln \left(\frac{L}{R} \right) - 2 \ln(r) - 1 + \left(\frac{R}{L} \right)^2 r^2 \right)$	$-z \left(3 - 2 \left(\frac{R}{H} \right)^2 z^2 \right) \times \exp(-(R/H)^2 z^2)$

TABLE 1. Non-dimensional analytical expressions for the different components of the cyclonic vortex field. The functions $f(r)$ and $g(z)$ correspond, respectively, to the radial and vertical parts of the field.

The variable Fr is the Froude number defined as above, $Fr = U_{max}/N_o R$, whereas N^* and U^* are the non-dimensionalized buoyancy frequency and velocity, respectively. Both, N^* and U^* are written as functions of $f(r)g(z)$ of which the analytical expressions for a cyclonic vortex with $U_{max} > 0$ are given in table 1. The intrinsic frequency in the non-dimensional dispersion relation

$$\omega_o^2 = \frac{N^{*2}(k_r^2 + k_\theta^2) + (f/N_o)^2 k_z^2}{k^2}, \quad (2.27)$$

is a function of the components of the wave vector and the buoyancy frequency field, while the non-dimensional form of the Doppler shifting relationship now reads

$$\omega_{abs} = \omega_o + Fr k_\theta r \left(\frac{U}{r} \right), \quad (2.28)$$

where for convenience the asterisks are dropped.

Equation (2.25) implies the conservation of $k_\theta r$ along a ray (see Appendix) so that, with (2.28), ω_o depends only on the spatial position (r, z) . The shear-driven terms in equations (2.24) and (2.26) are derivatives of the component U/r , i.e. $\partial(U/r)/\partial r = 1/r(\partial U/\partial r - U/r)$. This component has the same meaning as the velocity field U for a parallel shear flow in Cartesian coordinates. However, the rays of an incident planar wave in a cylindrical frame of reference have different values of $k_\theta r$, implying a different behaviour.

To consider the last term on the right-hand side in (2.24) in more detail, we derive the evolution equation for the horizontal component of the wave vector, $k_h = \sqrt{k_r^2 + k_\theta^2}$,

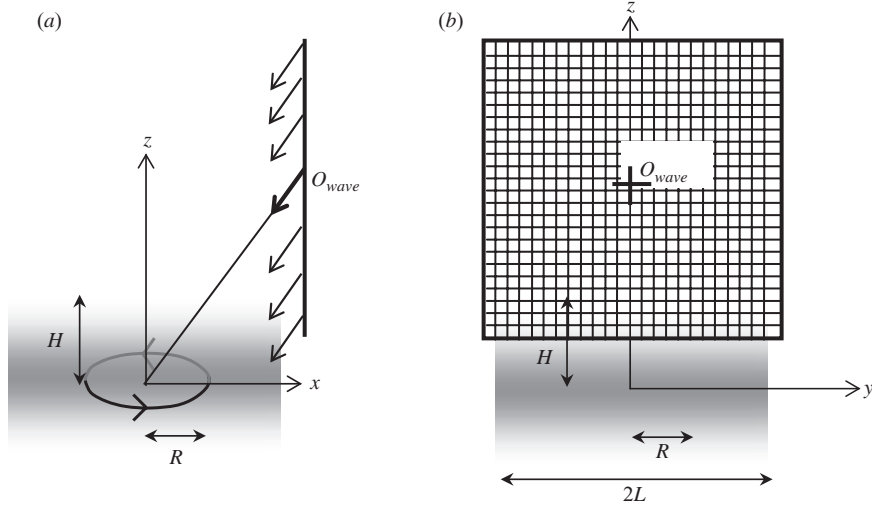


FIGURE 1. Sketch of the initial position of the incident parallel rays used for the WKB simulations with respect to the vortex of which the vorticity amplitude is represented by grey intensity. (a) The side view showing the position and relative size of the vortex and (b) the backward view of the grid of size relative to the vortex. In the text the dimensions are scaled with R . The central ray in the grid, located in O_{wave} , propagates towards the centre of the vortex. In (b), the vortex is in the background.

from (2.24) and (2.25),

$$\frac{dk_h^2}{dt} = -Fr \frac{f}{N_o} \left(\frac{R}{H} \right)^2 \frac{k_r \omega_o^2 - (f/N_o)^2}{2 \omega_o (N^2 - \omega_o^2)} \left(N \frac{\partial N}{\partial r} \right) - Fr \frac{k_\theta k_r}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r} \right). \quad (2.29)$$

We recognize in (2.29) the linear propagation of internal waves in a fluid at rest (i.e. $Fr=0$) for which k_h remains constant. As a consequence, in a cylindrical coordinate system where rk_θ is conserved, k_r must evolve to maintain k_h constant. In the core region of the vortex ($r < 1$), described by (2.17), $U/r - \partial U/\partial r = 0$, so that the evolution of k_h is only driven by the radial gradient of N .

To solve (2.21)–(2.26), we prescribe the incident planar wave as a superposition of initially parallel rays with identical frequencies, ω_{abs} , and wavenumber, k . The dispersion relationship determines the different components of the wave vector. Only rays which interact with the vortex velocity field are considered, so that the numerical resolution can be carried out for a regular grid of rays of finite dimension. The position of the grid of incident rays relative to the vortex flow is shown in figure 1, where the centre of the grid, noted O_{wave} , corresponds to the ray aiming at the centre of the vortex. The horizontal and vertical steps were chosen such that the 10 000 incident rays are equally spaced on the grid. For each ray, the WKB equations (2.21)–(2.26) are solved, using a fourth-order Runge–Kutta algorithm applied to the five-component vector (r, θ, z, k_r, k_z) with rk_θ being conserved. The intrinsic frequency, ω_o , is deduced from the dispersion relationship (2.27), and the Doppler-shifting relationship (2.28) is used to double-check the accuracy of the numerical scheme. In the WKB theory, the two relationship are fulfilled, and the numerical solution must be accurate enough to respect this constraint.

In order to detect the trapping of incident rays, the numerical integration should be continued for a sufficiently long period of time. For a simulation with rays of

absolute frequency ω_{abs} and wavenumber k , we define the reference time, t_{ref} , as the time it takes for the wave to propagate a horizontal distance equal to the vortex radial extent, $2L/R$, in the absence of a vortex. Simulations that lasted around $8t_{ref}$ were long enough to distinguish rays trapped in the vortex velocity field from escaping rays, and therefore this time limit is the one used in numerical simulations presented below.

3. Numerical results for the inviscid propagation

In order to investigate the wave propagation, we have divided the vortex region into three regions, with $0 < r < 1$ representing the core with positive vorticity, $1 < r < 2$ representing the ring with negative vorticity, and $r > 2$ the exterior at rest. The waves are emitted from the grid points in figure 1(b). The frequency of a wave and implicitly its direction may change owing to the presence of the shear flow by the Doppler effect as can be inferred from relation (2.28). This Doppler shift is the major physical effect at work. The strength of the Doppler shift in (2.28) is measured by kFr , since $r(U/r)$ is around unity and k_θ is proportional to the non-dimensional wavenumber k . The length scale is prescribed by the vortex radius R , whereas the wavelength λ can take any value, so that the non-dimensional wavenumber $k = 2\pi R/\lambda$ belongs to $[-\infty, +\infty]$.

We distinguish waves propagating in the direction parallel to the azimuthal velocity field of the vortex (i.e. $k_\theta > 0$, or ‘with the flow’) and waves propagating in the opposite direction to this velocity field (i.e. $k_\theta < 0$, or ‘against the flow’). Rays propagating against the flow (with the flow) experience an increase (decrease) in intrinsic frequency. The intrinsic frequency range is delimited by the layers where ω_o reaches values equal to f/N_o or 1. The expression for these layers can be deduced from the Doppler shift and the conservation of rk_θ and are given by $r_o k_{\theta o}(U(r, z)/r) = 1$ and $r_o k_{\theta o}(U(r, z)/r) = f/N_o$, where r_o and $k_{\theta o}$ are the initial values of r and k_θ for the ray.

3.1. Behaviour of rays and definition for the trapping of rays

When $kFr \ll 1$, only the intrinsic frequency ω_o , and implicitly the orientation of the rays are weakly modified. Increasing kFr to $O(1)$ shows that some rays reflect and strongly interact with the vortex. For still higher values of kFr , some rays remain inside the vortex even for large times and exhibit a strong decrease in wavelength, associated with the trapping along a critical layer. Since the vortex is confined in space, these interacting rays escape eventually, in contrast to rays interacting with infinite jets (see Olbers 1980). Therefore, we define the decrease in wavelength up to one-tenth of the initial value as a criterion for trapping. This decrease in wavelength is proportional to a decrease of the intrinsic group velocity implying partial trapping of wave energy inside the vortex. The threshold value for the decrease in wavelength is deduced from the evolution of the wavenumber spectra with time, and will be justified at the end of this section.

Figure 2 shows the distribution of trapped rays plotted in the incident grid defined in figure 1(b). Rays propagating against the flow, $k_\theta < 0$, are marked by grey circles in figure 2. The rays denoted *a–g* differ from each other in initial height, whereas a typical ray propagating along the flow, $k_\theta > 0$, is denoted *h*. Figure 3 shows a three-dimensional view of the ray *d*, and illustrates how it wraps around the vortex structure while being trapped. Note that wave breaking or viscous effects may prevent this ray from eventually escaping the vortex shear flow. In figure 4, these rays are

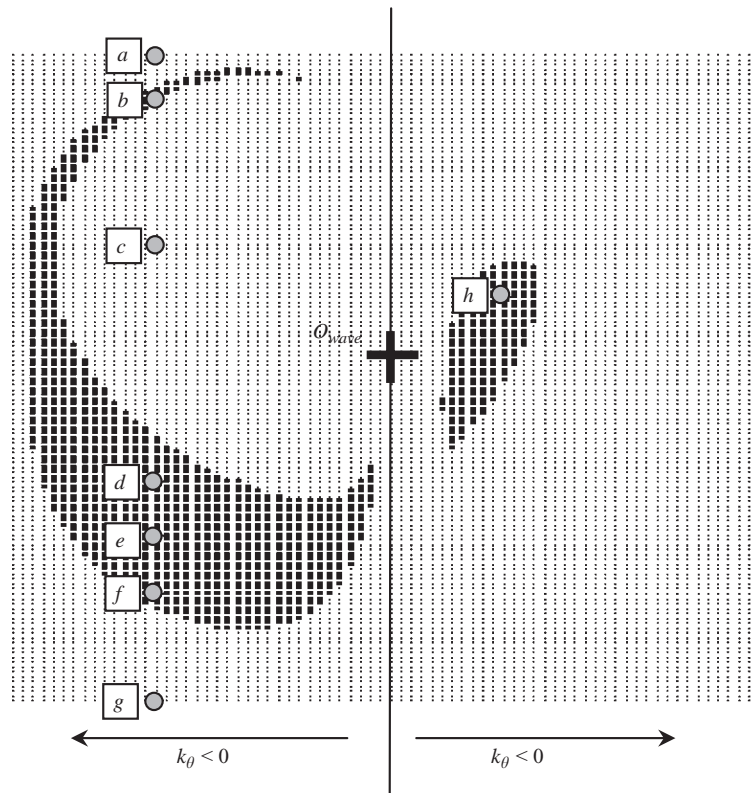


FIGURE 2. Distribution of rays in the grid in figure 1(b) that will be trapped in the vortex: thick dots mark trapped rays. Grey circles labelled (a–h) indicate the locations of rays that are plotted in figure 4 and are discussed in the text. For this simulation, the parameters are: $H/R = 1.0$, $L/R = 2.0$, $f/N_o = 0.1$, $Fr = 0.1$, $k = 31.0$ and $\omega_{abs} = 0.85$. The numbers of nodes on the regular grid are 74 and 134 in the horizontal and vertical directions, respectively, corresponding to about 10 000 incident parallel rays.

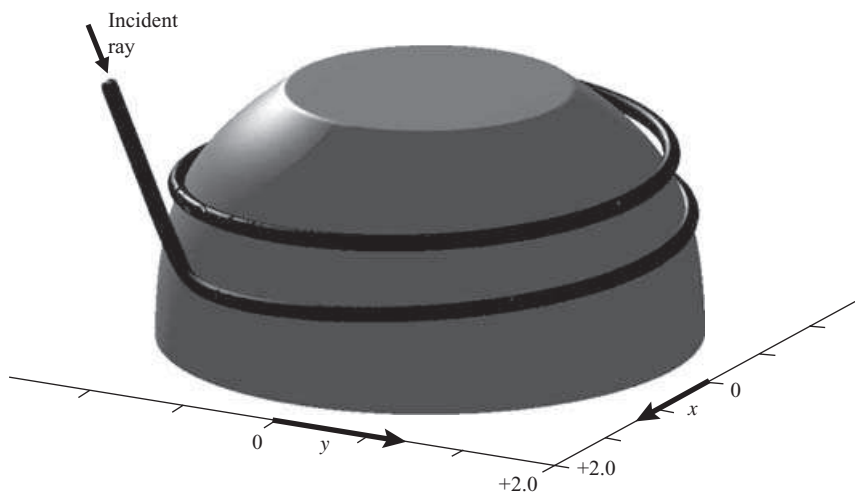


FIGURE 3. Three-dimensional view of the ray labelled d in figure 2. The grey volume is the upper half of the forbidden region for this ray (see text).

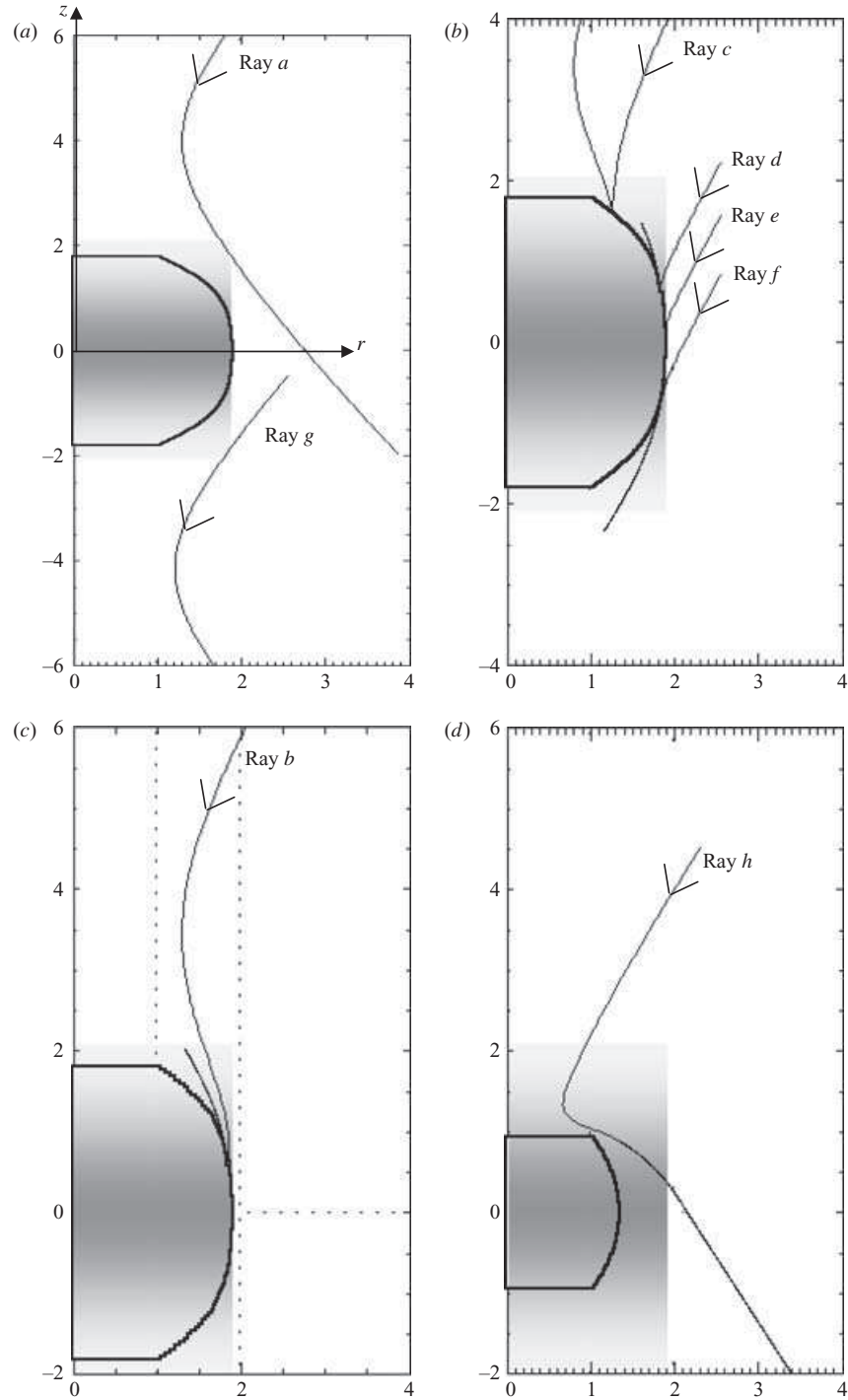


FIGURE 4. Typical behaviour of the rays labelled in figure 2, here plotted in the (r, z) -plane. The vortex is represented in grey-colour, with the gradient representing the gradient in horizontal velocity with $z \in [-H/R, H/R]$. Forbidden regions where ω_o is outside the range $[f/N_o, 1]$ (see text) are delimited by bold lines. Rays a – h have been grouped in different figures, depending on their behaviour (see text). The parameters of the simulation are the same as in figure 2.

plotted in the (r, z) -plane; the gradient in the amplitude of the vortex velocity field is displayed by the gradient in grey colour. For each ray, the boundary of the forbidden region mentioned above is indicated by a solid line. This boundary is exactly the same for rays a – g since they have the same value of rk_θ .

For $k_\theta < 0$, rays propagating in the far field, illustrated by a and g in figure 4(*a*) experience a weak shift in intrinsic frequency ω_o , which remains close to ω_{abs} . Conservation of rk_θ and very weak change of k_h lead to a constant increase of the radial component k_r , from negative values towards positive values, explaining the presence of turning points in figure 4(*a*). At these points, $k_r = 0$ and r is equal to the minimal distance of the ray to the centre of the cylindrical coordinate system. In top and side views, these rays would appear as very weakly curved lines, the wave energy being slightly advected during propagation through the vortex region $r < L/R$.

The rays c , d , e and f illustrated in figure 4(*b*) propagate against the flow and penetrate into the vortex. We consider each case separately. Ray c , after reflecting on the layer $\omega_o = N$, penetrates inside the core region ($r < 1$). The radial wavenumber stretching, proportional to $U/r - \partial U/\partial r$, is equal to zero by the choice of our velocity field, so that this ray behaves as in a parallel flow with vertical shear and eventually escapes. Rays d , e and f propagate relatively slowly, and are trapped in the zone where $\omega_o = N$, close to the vertical, where the radial shear is intense. They propagate very slowly in comparison with rays a and g , while their wavelength becomes smaller than one-tenth of the initial value. Ray f misses the reflection layer and crosses the mid-plane ($z = 0$), but propagates in the outer region with an orientation leading to a fast increase of the radial and vertical wavenumber components. Ray b in figure 4(*c*) first turns back towards to the layer $\omega_o = N$, where it subsequently reflects and becomes trapped, similar to ray d . Only a small section of the incident wave field in figure 2 shows this complicated behaviour.

Rays propagating with the flow ($k_\theta > 0$) and having a turning point located in the outer region experience only a modest change in wavelength and escape from the vortex. Only rays with low absolute values of k_θ , such as ray h in figure 4(*d*), which would propagate without interaction near the vortex centre, are able to penetrate inside the core region $r < 1$. There, the gradient in U/r is only vertical so that the ray propagation is very similar to that in a purely vertical shear flow: rays are gradually trapped along the horizontal critical layer defined by $\omega_o = f/N_o$. Rays such as h in figure 4(*d*) penetrate inside the vortex core region, experience a relatively effective decrease in wavelength compared to waves that only cross the outer region (see figure 2).

Figure 5(*a*) shows the spatial distribution of all rays near the vortex for $kFr = 3.1$, at time $t = 8t_{ref}$. The rays plotted in the left-hand part of figure 5(*a*) slowed down during the interaction, and were eventually trapped. Rays in the outer region ($1 < r < L/R$) that propagate against the flow ($k_\theta < 0$), are located in a region with strong radial and vertical shear, so that their wavelength will keep on decreasing. Rays in the core region, $r < 1$, also propagate against the flow, but escape the intense radial shear region at $r = 1$, without a further decrease in wavelength. The lower-right part of figure 5(*a*) shows rays which propagate with the flow ($k_\theta > 0$), corresponding to rays such as h in figure 4(*d*). The corresponding zoom out in figure 5(*b*) shows that most rays propagate to the lower-left part of the figure. The rays in the upper-right part of the figure correspond to rays of type c in figure 4(*b*), and propagate upward. They reflect on the layer $\omega_o = N$ before escaping the vortex velocity field. The bold vertical segment in figure 4 indicates where the rays would be located in the absence of the vortex. Figure 6 represents a three-dimensional view of the final positions of

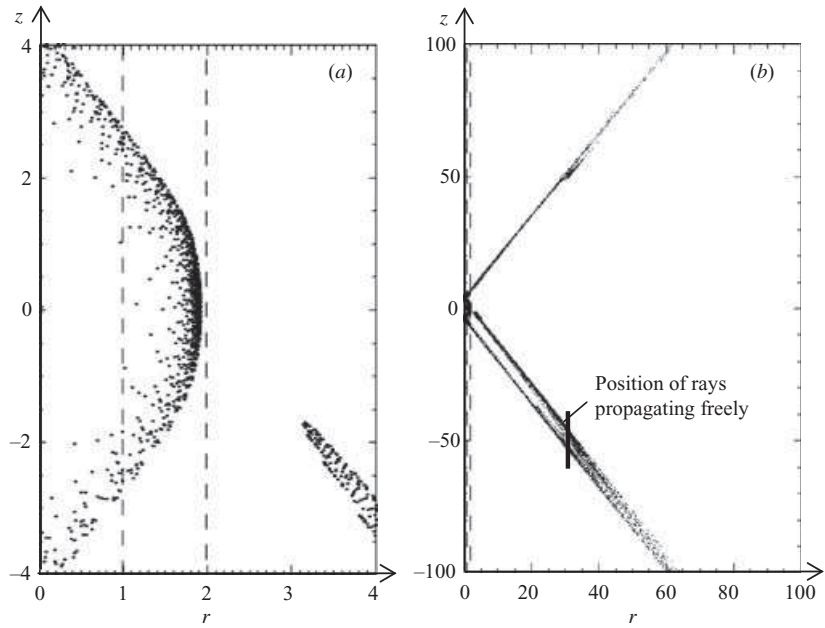


FIGURE 5. (a) Ray positions in the (r, z) -plane for the simulation in figure 2 at $t = 8t_{ref}$, and (b) a zoom out of the same plot. In (a), the dashed lines indicate the limits between the core, $r = 1$, and the outer boundary of the vortex, $r = L/R = 2$. In (b), the bold vertical segment indicates the position in the absence of a vortex.

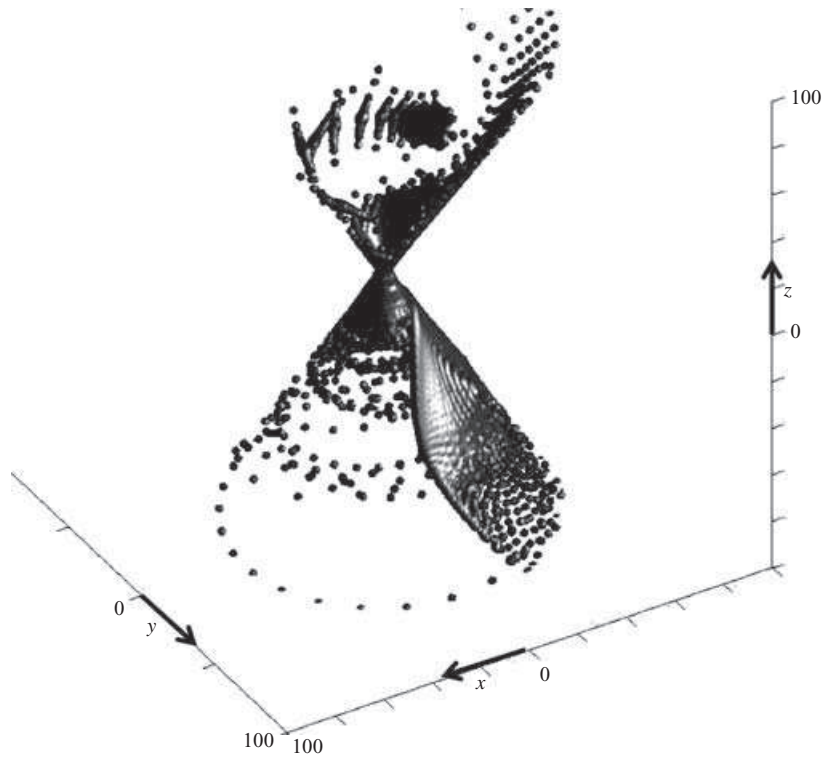


FIGURE 6. Three-dimensional view of the final position of rays, at $t = 8t_{ref}$, for the simulation of figure 2.

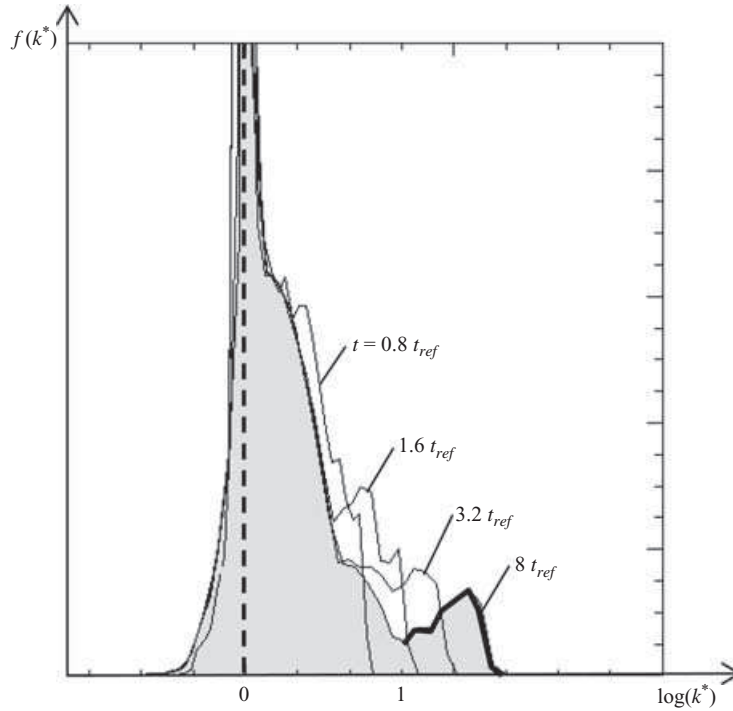


FIGURE 7. Evolution with time of the wavenumber distribution for rays in the simulation of figure 2. k^* is the ratio between the wavelength at time t and its initial value. The bold vertical line indicates the distribution of the wavenumbers at the beginning of the simulation. Time $t = 8t_{ref}$ is the distribution at the end of the simulation. The bold line on the right-hand side indicates the location of rays of which the final wavelength is smaller than one-tenth of the initial value, represented by bold dots in figure 2.

the rays, and shows that even rays that are not trapped, are strongly deflected by the interaction. We can infer from the dispersion relationship, that the energy of escaping waves still propagates along a cone-shaped surface (the axisymmetric equivalent of the St Andrew's cross of gravity waves in a fluid at rest, see Turner 1973), but the initially planar wave structure is entirely deformed.

The temporal evolution in the wavenumber distribution of the interacting rays is shown in figure 7. The asymmetric distribution around the initial value ($\log(k^*) = 0$) represents the waves that are affected by the shear and escape (see curve $t_c = 1.6t_{ref}$ in figure 7). Some rays exhibit a decrease of their wavenumber ($\log(k^*) < 0$ in the figure) since for fixed values of k_θ and ω_{abs} , the dispersion relation gives different pairs of (k_r, k_z) , of which some have a final wavenumber lower than that of the incident ray. These rays have a higher group velocity and appear in the lower-right part of figure 5(b). The trapped rays correspond to the wavenumbers which increase linearly with time and eventually form a 'packet' of wavenumbers visible on the right part of figure 7 for $t = 8 t_{ref}$, illustrated by a bold line. The separation of this packet from the wavenumbers of the escaping rays occurs around $\log(k^*) = 1$. This corresponds to the decrease in wavelength to one-tenth of the initial value that we used to define trapping.

3.2. Influence of vortex shape on wave propagation

In order to investigate the effect of the vortex characteristics on the trapping, the vortex aspect-ratio H/L was varied for different values of N/f and Fr . Simulations

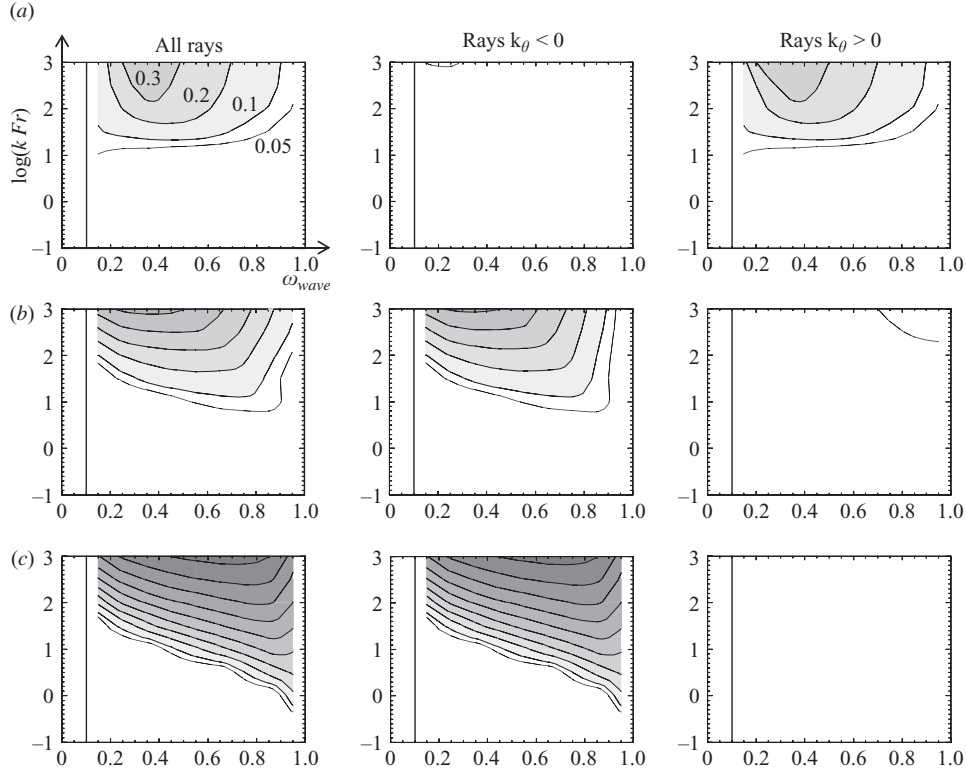


FIGURE 8. Contours of the trapping section, σ , for vortices with different aspect ratios H/R : (a) $H/R=0.1$, (b) $H/R=1.0$, (c) $H/R=5.0$ and constant parameters $f/N_o=0.1$, $L/R=2.0$, $Fr=0.1$. Figures on the left-hand side are calculated by taking account of all rays. Figures in the middle and on the right-hand side show contributions from rays propagating against the flow, or along it, respectively. Thick lines are contours of $\sigma=0.05$, 0.1 , then with intervals of 0.1 .

were carried out for values of k between 0.1 to 1000.0 and ω_{abs} in the range $[f/N_o, 1]$. To estimate the impact of the vortex shape on the trapping, we define σ_{vortex} as the area of the vortex seen by incident rays of frequency ω_{abs} . For the vortex defined by (2.7) with aspect ratio H/R , we take H as a typical vertical extent of the vortex. The vortex area, σ_{vortex} , made non-dimensional by R is given by the radius L/R , the area of the grid of rays, a rectangle of $2H/R$ by $2L/R$, and the direction of the waves between the limits $\omega_{abs} = 1$ and $\omega_{abs} = f/N_o$, respectively, and reads

$$\sigma_{vortex} \left(\omega_{abs}, \frac{H}{R}, \frac{L}{R} \right) = \frac{L}{R} \left(4.0 \frac{H}{R} \sqrt{\frac{1 - \omega_{abs}^2}{1 - (f/N_o)^2}} + \pi \frac{L}{R} \sqrt{\frac{\omega_{abs}^2 - (f/N_o)^2}{N^2 - (f/N_o)^2}} \right).$$

We define σ as the area of trapped rays divided by the vortex area σ_{vortex} . In figure 8, contours of the trapping area σ , have been plotted as a function of kFr and ω_{abs} for vortices with different aspect ratios, while other non-dimensional parameters are kept fixed. The different scenarios found for $k_\theta < 0$ and $k_\theta > 0$ and the vortex shape are discussed below.

For flat vortices, rays propagating with the flow (ray h in figure 4d) are trapped by the strong vertical shear $\partial(U/r)/\partial z$ (see figure 8a, $H/R=0.1$), while rays propagating against the flow escape (rays $c-f$ in figure 4b). Only for short waves does the

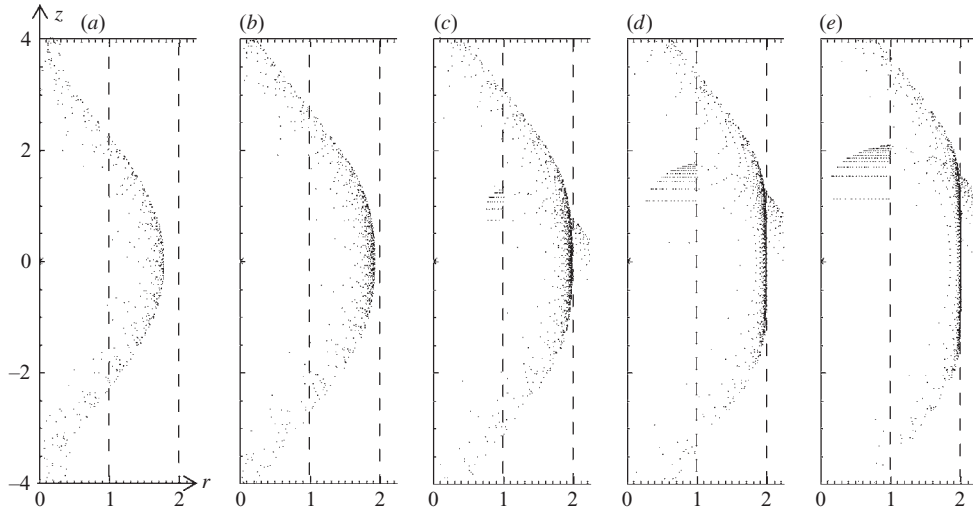


FIGURE 9. Trapped rays, plotted in the meridional (r, z) -plane for increasing value of k : (a) $k = 10.0$, (b) $k = 31.0$, (c) $k = 100.0$, (d) $k = 310.0$, (e) $k = 1000.0$. Other parameters are kept fixed and are equal to: $L/R = 2.0$, $H/R = 1.0$, $f/N_o = 0.1$, $\omega_{abs} = 0.85$ and $Fr = 0.1$.

curvature of the flow becomes negligible, and some rays propagating against the flow are eventually trapped when approaching the frequency $\omega_{abs} \approx 0.2$, as in a geostrophic jet (see Olbers 1980). These rays are trapped near the edge of the vortex, $(z, r) = (0, L)$, where the horizontal shear is dominant and the critical-layer condition, $\omega_o = N$, is met.

For tall vortices, $H/R = 5.0$, waves propagating with the flow reflect and escape, while waves propagating against the flow are trapped along almost vertical critical layers that are, as above, located near the reflection layer $\omega_o = N$ (see figure 8c). In contrast to flat vortices, even short waves (high kFr) propagating along the flow escape after reflection in the region $1 < r < 2$. Only smaller values of $H/R = 1.0$, allow some rays that propagate along the flow to penetrate inside the core region, where they can exhibit stretching in wavenumber (see figure 8b).

For decreasing wavelengths (increasing kFr) and rays propagating against the flow, the trapping region gradually becomes closer to the outer part of the vortex and increases in density, i.e. the final distance between two neighbour trapped rays decreases (see figure 9). Conservation of the wave-action flux expressed by (2.16), will then lead to an energy amplification which grows with kFr . In real flows, this energy amplification is balanced by diffusive damping or nonlinearities. In an attempt to compare quantitatively the opposing effects of trapping and viscous damping, we consider the energy evolution for a single ray trapped in the outer part of the vortex, adopting a simpler flow model.

4. Combined effects of curvature and viscosity for trapped rays

The rays that penetrate into the vortex and are subsequently trapped, like ray *d* in figure 4(b), typically feel a baroclinic horizontal and vertical shear given by, respectively, $U_L = U_{max}/(L - R)$ and $U_H = U_{max}/H$. The effect of the velocity field on the rays is then locally the same as the effect of a constant shear, and leads to a linear decrease of the wavelength with time. As the wavelength decreases, the viscous damping rate increases accordingly and eventually overcomes the energy amplification.

In order to investigate the effects of both curvature and viscosity on the energy amplification of a ray trapped in the vortex, we will consider a simplified azimuthal velocity field instead of (2.7), with the same shear intensity, but parallel iso-velocity surfaces. This allows for an easier comparison with the results obtained by Olbers (1980) for a geostrophic jet. This simplified velocity field reads

$$U(r, z) = U_{max} \begin{cases} -\frac{1}{L-R}(r-L) - \frac{1}{H}z & \text{for } \frac{1}{L-R}(L-r) + \frac{1}{H}z < 0, \\ 0 & \text{for } \frac{1}{L-R}(L-r) + \frac{1}{H}z > 0, \end{cases} \quad (4.1)$$

where U_{max} , R , L and H are the parameters for the vortex velocity field. In this flow, the isopycnals are inclined owing to the vertical shear, but the derivatives of N are equal to zero. This approach is justified since the buoyancy term in (2.21)–(2.26) is negligible in comparison with the effect of the shear for a ray with large kFr that is trapped in the periphery of the vortex.

Note that equations (4.1) represent a simplified approximation of the shear flow of the vortex periphery (2.17) and that the divergence for $r \rightarrow 0$ or $(r, z) \rightarrow \infty$ is not concerned. Rays remain close to their point of penetration in the (r, z) plane, i.e. in the vortex periphery.

To study the energy amplification during the trapping, the WKB equations in the cylindrical reference frame (2.21)–(2.26) are solved for a set of initially parallel rays distributed along a tube. The cross-section of this tube represents the wave action flux, which is proportional to the energy. Under the inviscid assumption represented by (2.16), the wave action is conserved and the tube has a constant cross-sectional area.

To calculate the energy evolution along the ray, and taking account of viscosity, we use a modified version of the wave-action equation (2.16), given by (see Booker & Bretherton 1967)

$$\nabla \cdot \left[\left(\mathbf{v}_g + \mathbf{U} \right) \frac{E}{\omega_o} \right] = -\nu k^2 \frac{E}{\omega_o}, \quad (4.2)$$

where ν is the viscosity of the fluid and k is the norm of the wavenumber. In contrast to the inviscid case, the wave action which is proportional to the cross-section of the ray tube, decreases along the ray. The dissipation rate along a ray (right-hand side of (4.2)) is evaluated numerically from the volumes of the successive portions of the tube.

Figure 10 displays meridional and top views of a ray propagating against a baroclinic flow with an initial incident angle $\alpha = 3\pi/4$ with the azimuthal velocity. The baroclinic shear is given by $U_L/U_H = H/(L-R) = 4$ and $f/N_o = 0.1$. As for ray d in figure 4(b), the ray first reflects on a reflection layer where $\omega_o = N$ (at $z = -0.35$) and is then trapped along a critical layer, similarly to the ray trapping in a baroclinic geostrophic jet studied by Olbers (1980). Olbers (1980) showed that the rays in this jet propagate in a wave guide of which the thickness, δ , is deduced from the Doppler shifting relationship and reads $\delta = (N_o - f)/k_\theta \sqrt{U_L^2 + U_H^2}$. When divided by L , its non-dimensional form is:

$$\frac{\delta}{L} = \frac{(1 - f/N_o)}{\sqrt{(R/(L-R))^2 + (R/H)^2 (k_\theta/k)}} \left(\frac{1}{kFr} \right), \quad (4.3)$$

where k_θ/k depends only on ω_{abs} and α . This expression shows how an increase of kFr for a fixed configuration (L/R , w_{abs} and α maintained constant) corresponds to a decrease in wave-guide thickness relative to the horizontal extent of the vortex. The jet studied by Olbers (1980) is recovered in the limit $\delta/L = 0$, or equally $kFr = \infty$.

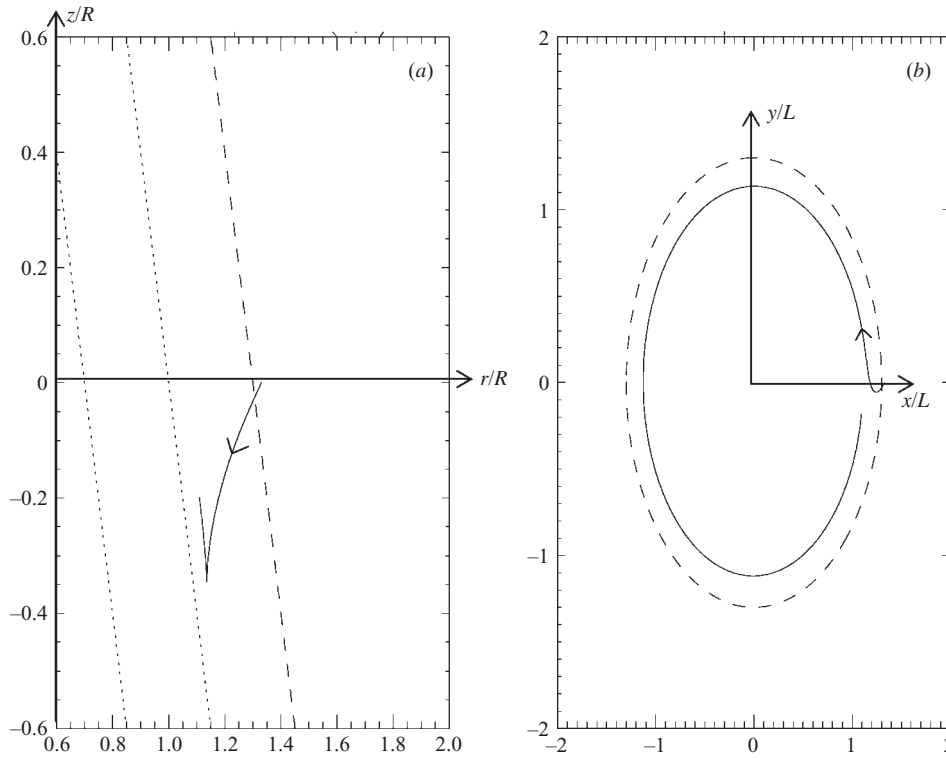


FIGURE 10. (a) Ray propagating in front of a weakly baroclinic constant shear flow ($U_L/U_H=4$) in the (r, z) -plane and (b) top view. —, ray; ---, limit of the non-zero velocity field; \cdots , iso-velocity surfaces. Lengths are scaled with R and $L/R=1.3$.

In figure 11(a), the inviscid evolution of the energy from the beginning of the interaction is plotted for different values of δ/L and for the Cartesian limit $\delta/L=0$. The sharp peak observed in the curves δ/L corresponds to the reflection of waves on the layer $\omega_o = N$, where the WKB approximation predicts an infinite amplification of energy.

In the limit $\delta/L \rightarrow 0$, all the rays of the tube are trapped at the same critical level, and the area of the tube cross-section tends to zero as time tends to infinity, leading to an unlimited growth of the wave energy. For a finite value of the curvature δ/L , each ray converges to its own critical level, and the cross-section of an initially circular tube of rays takes an elliptical shape. In figure 11(a), the energy evolution is plotted against time for different values of δ/L . The curves with $\delta/L > 0$ tend to a finite value of the energy with $\delta/L > 0$. Accordingly, figure 12 displays the final elliptical shape of the cross-sections of the ray-tube for different values of δ/L ; the cross-section tends to zero for $\delta/L \rightarrow 0$. Waves are trapped in the mean flow and the wavelength decreases with time in parallel shear flow, but the energy reaches a finite value. This narrowing of the section area of the tube of rays with the parameter δ/L corresponds to the narrowing of the trapping region with increasing kFr observed in WKB simulations for the complete vortex flow, as illustrated in figure 9. We consider a thin ray tube which loses its initial circular shape within the vortex velocity field and becomes elliptical. The ratio of the short axis of the elliptical cross-section to the radius of the initial circular cross-section is proportional to δ/L . Therefore, we

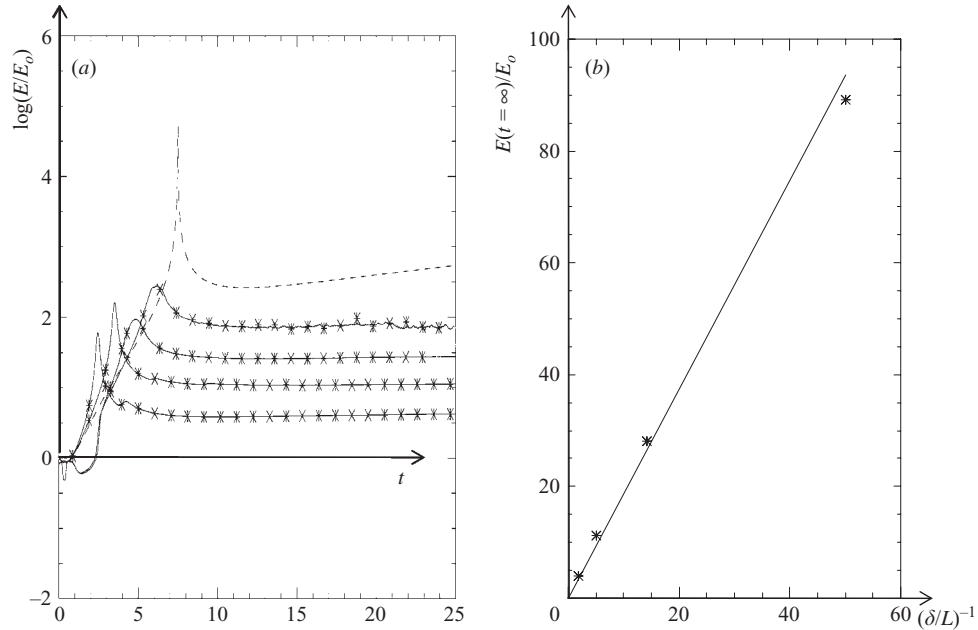


FIGURE 11. (a) Evolution of energy (logarithmic scale) along rays propagating in front of a weakly baroclinic flow ($U_L/U_H = 4$), for different values of δ/L . —, analytical solution for $\delta/L = 0$; ---, numerical solutions for $\delta/L = 0.54, 0.20, 0.07, 0.02$. (b) Final energy amplification as a function of the parameter $(\delta/L)^{-1}$. The stars are numerically calculated points for $\delta/L = 0.54, 0.20, 0.07, 0.02$, and the bold line is the theoretical scaling $E/E_0 \approx (\delta/L)^{-1}$ (see text).

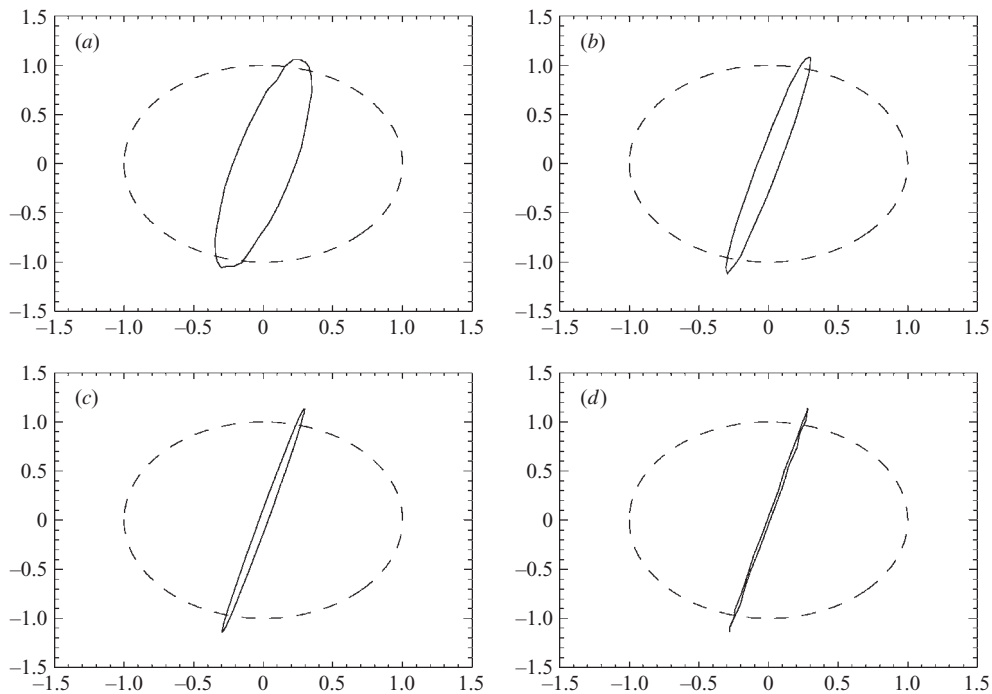


FIGURE 12. Cross-sections of the tube of rays traced in figure 11 at $t = 25$. ---, initial circular shape; —, final shape at $t = 25$. Values of δ/L : (a) 0.54, (b) 0.20, (c) 0.07, (d) 0.02.

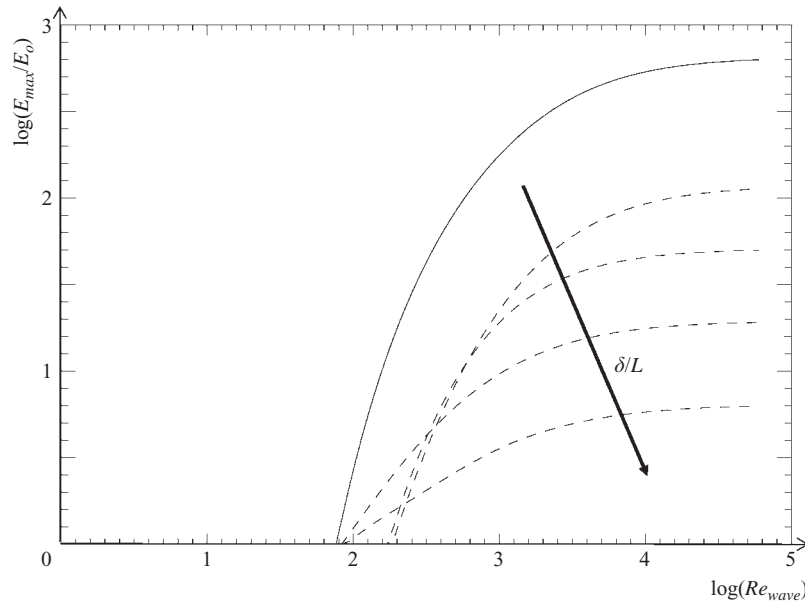


FIGURE 13. Maximum energy amplification as a function of the Re_{wave} (logarithmic scales) for different values of δ/L and rays propagating in front of a weakly baroclinic flow ($U_L/U_H = 4$). —, prediction for $\delta/L = 0$; ---, predictions for $\delta/L = 0.54, 0.20, 0.07, 0.02$.

expect a scaling of the final energy amplification with $(\delta/L)^{-1}$. This is confirmed by the numerical results plotted in figure 11(b).

Trapped waves still sustain infinite stretching of their wave vector, and because of conservation of the energy density, E , growing amplitudes imply nonlinear effects or wave-breaking. Therefore, flow curvature alone is not sufficient to prevent nonlinear effects or wave-breaking, and will only delay their occurrence, but viscous effects do constrain the wave amplitude (see Booker & Bretherton 1967). The viscous damping rate increases with the decrease in wavelength and may balance the energy amplification associated with the trapping process. For a stratified shear flow without background rotation and waves propagating along the horizontal flow direction (see Booker & Bretherton 1967), the maximum value of the energy amplification becomes a function of the non-dimensional number $U_H/\nu k_y^2$, where U_H is the vertical shear, and k_y is the component of the wave number parallel to the flow. For geostrophic jets studied by Olbers (1980) and Staquet & Huerre (2002), the maximal value of energy amplification depends also on the non-dimensional parameters N_o/f , and width to height ratio L/H . Without aiming at a full description of the dependence of this maximum energy amplification, we can follow Booker & Bretherton (1967) and estimate the relative importance of the trapping effect compared to the viscous damping, using a Reynolds number, Re_{wave} , defined as

$$Re_{wave} = \frac{U_{max}}{\sqrt{(L-R)^2 + H^2\nu k^2}}. \quad (4.4)$$

For high Re_{wave} , the final energy amplification is determined by the curvature parameter δ/L and the amplification will follow the predictions of the inviscid model for a long time. The interaction is expected to give rise to strong nonlinear effects. For low Re_{wave} , the viscous damping will quickly suppress the energy amplification and all the incident wave energy will be dissipated by diffusive processes. In figure 13,

the dependence of the maximum value of the energy amplification is plotted as a function of Re_{wave} for the ray in figure 11. This maximum value is deduced from energy evolution curves of figure 11(a), where the reflection peak is replaced by a smooth profile. The solid line corresponds to the zero-curvature limit $\delta/L \rightarrow 0$ (or $kFr \rightarrow \infty$). A minimal value of Re_{wave} is then required for an amplification to occur. Dashed lines correspond to different values of the curvature δ/L . The minimal value of Re_{wave} that is required for energy amplification to occur, depends weakly on the curvature δ/L since viscous effects act on relatively small scales compared to the curvature. In the limit of high Re_{wave} , the maximum energy amplification decreases with δ/L .

5. Conclusions

We have investigated various interactions of inertia–gravity waves with an isolated Rankine-type vortex. Numerical simulations based upon the WKB equations in cylindrical coordinates have shown a very rich ensemble of possible ray paths interacting with the axisymmetric shear flow of a vortex as is demonstrated by figure 3, with trapping regions depending on kFr , H/R indicated in figures 2, 4 and 8, and trapping efficiency in figure 7. The non-dimensional parameter kFr , which measures the strength of the interaction, can be written as $kFr = Fr(2\pi R/\lambda) = 2\pi U/(N\lambda)$ (with λ the incident wave-length) and represents the ratio between the wave phase-speed and the vortex speed.

For a relatively weak vortex, $Fr(R/\lambda) \ll 1$, rays propagate through the vortex velocity field and are refracted. In this case, the vortex may still experience the recoil force, proposed by Bühler & McIntyre (2003). The impact on the vortex kinematics is beyond the scope of the present paper and will be considered elsewhere.

For a relatively strong vortex, i.e. $Fr(R/\lambda) > 1$, part of the incident wave field is found to decrease in wavelength while its energy is eventually trapped. The localizations of these trapped rays in the vortex field depend on the vortex aspect ratio H/R . The density of the trapped rays in a meridional cross-section increases with FrR/λ , associated with a narrowing of the trapping region. This narrowing is interpreted as a decrease of the curvature parameter δ/L , where δ is the thickness of the wave guide predicted by Olbers (1980) for a unidirectional flow. Finite values of δ/L lead to finite energy amplification in the inviscid approximation, the infinite amplification predicted for unidirectional flows being reached in the limit $\delta/L \rightarrow 0$. When viscous effects are taken into account, the efficiency of the energy amplification driven by the trapping process becomes also a function of a wave Reynolds number, Re_{wave} .

For tall vortices with $H/R \gg 1$, the waves propagating against the vortex velocity field are trapped in the periphery of the vortex in a vertical and cylindrically shaped region that is approximately delimited by iso-surfaces of U/r and symmetric with respect to the horizontal mid-plane. In this region, waves exhibit high values of intrinsic frequency ω_o , and breaking may occur through instabilities similar to the wave-breaking in barotropic jets studied by Staquet & Huerre (2002). For flat vortices with $H/R < 1$, waves propagating along the vortex flow are trapped in a region of which the shape is, in approximation, still delimited by iso-surfaces of U/r , but which extends deeply inside the core of the vortex, where U/r is roughly r -independent because of the Gaussian profile in azimuthal velocity z . The symmetry about the mid-plane $z=0$ is broken and waves propagating downwards (upwards) are trapped in the upper (lower) half-plane. These trapped waves exhibit low values of intrinsic frequency ω_o , and may break through the instability of near-inertia gravity waves.

Finally, we note that the use of the WKB approximation is questionable for rays that cross the middle plane $z=0$ inside the vortex core, i.e. weakly interacting rays, where

the right-hand side of (2.6)–(2.10) cannot be neglected. There, the vortex velocity field may modify the dispersion relationship and enhance a – with Ro -number increasing – asymmetry in the interaction of waves with anti-cyclonic and cyclonic vortices. This is left open for further work.

The authors gratefully acknowledge financial support from contracts ACI-CATNAT 2001-83 and ACI-PCN-2002 which made this research possible.

Appendix. WKB equations in a cylindrical coordinate system

To solve the ray and refraction equations (2.13) and (2.15) for a vortex flow, it is more convenient to write them in a cylindrical reference frame $(0, \mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$. We consider an axisymmetric vortex described by an azimuthal velocity field $U_\theta(r, z)$ and a buoyancy frequency field $N(r, z)$, and components of the wave-vector noted k_r, k_θ, k_z . In the cylindrical reference frame, it is straightforward to show that the set of ray equations (2.13) reads

$$\frac{dr}{dt} = v_{gr} = \frac{N^2 - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_r, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{v_{g\theta} + U}{r} = \frac{1}{r} \left(\frac{N^2 - \omega_o^2}{\omega_o k^2} k_\theta + U \right), \quad (\text{A } 1), (\text{A } 2)$$

$$\frac{dz}{dt} = v_{gz} = -\frac{\omega_0^2 - f^2}{\omega_0 k^2} k_z, \quad (\text{A } 3)$$

where $v_{gr}, v_{g\theta}$ and v_{gz} are the components of the intrinsic group velocity in the cylindrical coordinates system, deduced from formula (2.14), after changing (x, y) into (r, θ) .

The refraction equation (2.15) determines the evolution of the wave-vector components along a ray described by (A 1)–(A 3). Since $\mathbf{k} = k_r \mathbf{e}_r + k_\theta \mathbf{e}_\theta + k_z \mathbf{e}_z$, $d\mathbf{e}_r/dt = d\theta/dt \mathbf{e}_\theta$ and $d\mathbf{e}_\theta/dt = -d\theta/dt \mathbf{e}_r$, the left-hand side of (2.15) reads

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = \left(\frac{dk_r}{dt} + k_r \frac{d\theta}{dt} \right) \mathbf{e}_r + \left(\frac{dk_\theta}{dt} - k_\theta \frac{d\theta}{dt} \right) \mathbf{e}_\theta + \left(\frac{dk_z}{dt} \right) \mathbf{e}_z. \quad (\text{A } 4)$$

The first term on the right-hand side is a gradient operator, easily transformed into a cylindrical coordinate system. The second term on the right-hand side is an operator that will be denoted $\mathbf{\Gamma}$,

$$\mathbf{\Gamma} = \left(-k_x \frac{\partial U_x}{\partial x} - k_y \frac{\partial U_y}{\partial x} \right) \mathbf{e}_x + \left(-k_x \frac{\partial U_x}{\partial y} - k_y \frac{\partial U_y}{\partial y} \right) \mathbf{e}_y + \left(-k_x \frac{\partial U_x}{\partial z} - k_y \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) \mathbf{e}_z, \quad (\text{A } 5)$$

where U_x and U_y are the Cartesian components of the azimuthal velocity field U_θ . Partial derivatives of these Cartesian components can be expressed as linear combinations of the partial derivatives of the azimuthal velocity field, $\partial U_\theta / \partial r$ and $\partial U_\theta / \partial z$. Also \mathbf{e}_x and \mathbf{e}_y are easily transformed into \mathbf{e}_r and \mathbf{e}_θ , so that in cylindrical coordinates $\mathbf{\Gamma}$ reads

$$\mathbf{\Gamma} = \left(-k_\theta \frac{\partial U}{\partial r} \right) \mathbf{e}_r + \left(-k_r \frac{U}{r} \right) \mathbf{e}_\theta + \left(-k_\theta \frac{\partial U}{\partial z} \right) \mathbf{e}_z. \quad (\text{A } 6)$$

Using (A 4) and (A 6), the projection of the refraction equation (2.15) on the different components of the cylindrical coordinate system yields

$$\frac{dk_r}{dt} = +k_\theta \frac{v_{g\theta} + U}{r} - \frac{N}{\omega_0} \left(\frac{\omega_0^2 - f^2}{N^2 - f^2} \right) \frac{\partial N}{\partial r} - k_\theta \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (\text{A } 7)$$

$$\frac{dk_\theta}{dt} = -k_r \frac{v_{g\theta}}{r}, \quad \frac{dk_z}{dt} = -\frac{N}{\omega_0} \left(\frac{\omega_0^2 - f^2}{N^2 - f^2} \right) \frac{\partial N}{\partial z} - k_\theta \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (\text{A } 8), (\text{A } 9)$$

Note in (A 1)–(A 2) that $v_{gr}/v_{g\theta} = k_r/k_\theta$, so that equation (A 8) becomes $d \ln(rk_\theta)/dt = 0$, leading to conservation of rk_θ along a ray. Therefore, the system of six equations (A 1)–(A 3) and (A 7)–(A 9) can be solved by considering only five components.

REFERENCES

- ACHESON, D. J. 1976 On over-reflexion. *J. Fluid. Mech.* **77**, 433–472.
- BADULIN, S. I. & SHRIRA, V. I. 1993 On the irreversibility of internal-wave dynamics due to wave trapping by mean flow inhomogeneities. Part 1. Local analysis. *J. Fluid Mech.* **251**, 21–53.
- BADULIN, S. I., SHRIRA, V. I. & TSIMRING, L. SH. 1984 The trapping and vertical focusing of internal waves in a pycnocline due to the horizontal inhomogeneities of density and currents. *J. Fluid. Mech.* **158**, 199–218.
- BRETHERTON, F. P. 1966 The propagation of groups of internal gravity waves in a shear flow. *Q. J. R. Met. Soc.* **92**, 466–480.
- BOOKER, J. R. & BRETHERTON, F. P. 1967 The critical layer for internal gravity waves in a shear flow. *J. Fluid Mech.* **27**, 513–539.
- BÜHLER, O. & MCINTYRE, M. 2003 Remote recoil : a new wave–mean flow interaction effect. *J. Fluid Mech.* **492**, 207–230.
- DÖRNBRACK, A. 1998 Turbulent mixing by breaking gravity waves. *J. Fluid Mech.* **375**, 113–141.
- VAN DUIN, C. A. & KELDER, H. 1998 Reflection properties of internal gravity waves incident upon a hyperbolic tangent shear layer. *J. Fluid Mech.* **120**, 505–521.
- EDWARDS, N. R. & STAQUET, C. 2005 Focusing of an inertia–gravity wave packet by a baroclinic shear flow. *Dyn. Atmos. Oceans* **40**, 91–113.
- FLIERL, G. R. 1988 On the instability of geostrophic vortices. *J. Fluid Mech.* **197**, 349–388.
- FLÓR, J. B., FERNANDO, H. J. S. & VAN HEIJST, G. J. F. 1994 The evolution of an isolated turbulent region in a two-layer fluid. *Phys. Fluids* **6**, 287–296.
- GALMICHE, M., THUAL, O. & BONNETON, P. 2000 Wave/wave interaction producing horizontal mean flows in stably stratified fluids. *Dyn. Atmos. Oceans* **31**, 193–207.
- IVANOV, Y. A. & MOROZOV, YE. G. 1974 Deformation of internal gravity waves by a stream with horizontal shear. *Oceanology* **14**, 376–380.
- JONES, W. L. 1968 Reflexion and stability of waves in stably stratified fluids with shear flow: a numerical study. *J. Fluid Mech.* **34**, 609–624.
- KOOP, C. G. 1981 A preliminary investigation of internal gravity waves with a steady shearing motion. *J. Fluid Mech.* **113**, 347–386.
- LEBLOND, P. H. & MYSAK, L. A. 1978 *Waves in the Ocean*. Elsevier Oceanography Series 20, 601pp.
- LELONG, M. P. & RILEY, J. J. 1991 Internal wave-vortical mode interactions in strongly stratified flows. *J. Fluid Mech.* **232**, 1–19.
- LIGHTHILL, J. 1978 *Waves in Fluids*. Cambridge University Press.
- LIGHTHILL, J. 1996 Internal waves and related initial-value problems. *Dyn. Atmos. Oceans* **23**, 3–17.
- MOULIN, F. & FLÓR, J.-B. 2005 Experimental study on the wave-breaking and mixing properties of a tall vortex. *Dyn. Atm. Oceans* **40**, 115–130.
- OLBERS, DIRK, J. 1980 The propagation of internal waves in a geostrophic current. *J. Phys. Oceanogr.* **11**, 1224–1233.
- ÖLLERS, M. 2003 Influence of inertia–gravity waves on the permeability of the Antarctic polar vortex edge, pp. 1–139. Library Technische Universiteit Eindhoven.
- STAQUET, C. & HUERRE, G. 2002 On transport across a barotropic shear flow by breaking inertia–gravity waves. *Phys. Fluids* **14**, 1993–2006.
- STAQUET, C. & SOMMERIA, J. 2002 Internal gravity waves, from instabilities to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34**, 559–593.
- TURNER, J. S. 1973 *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press.

Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm: Experimental and modeling approaches

Myriam Graba,^{1,2} Frédéric Y. Moulin,³ Stéphanie Boulêtreau,¹ Frédéric Garabétian,⁴ Ahmed Kettab,² Olivier Eiff,³ José Miguel Sánchez-Pérez,¹ and Sabine Sauvage¹

Received 24 September 2009; revised 23 June 2010; accepted 6 July 2010; published 20 November 2010.

[1] The biomass dynamics of epilithic biofilm, a collective term for a complex microorganism community that grows on gravel bed rivers, was investigated by coupling experimental and numerical approaches focusing on epilithic biofilm-flow interactions. The experiment was conducted during 65 days in an artificial rough open-channel flow, where filtered river water circulated at a constant discharge. To characterize the effect of near-bed turbulence on the chronic detachment process in the dynamics of epilithic biofilm, local hydrodynamic conditions were measured by laser Doppler anemometry and turbulent boundary layer parameters inferred from double-averaged quantities. Numerical simulations of the EB biomass dynamics were performed using three different models of chronic detachment based upon three different descriptors for the flow conditions: Discharge Q , friction velocity u_* , and roughness Reynolds number k^+ . Comparisons of numerical simulation results with experimental data revealed chronic detachment to be better simulated by taking the roughness Reynolds number as the external physical variable forcing chronic detachment. Indeed, the loss of epilithic matter through the chronic detachment process is related not only to hydrodynamic conditions, but also to change in bottom roughness. This suggests that changes in the behavior and dimensions of river bed roughness must be considered when checking the dynamics of epilithic biofilm in running waters.

Citation: Graba, M., F. Y. Moulin, S. Boulêtreau, F. Garabétian, A. Kettab, O. Eiff, J. M. Sánchez-Pérez, and S. Sauvage (2010), Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm: Experimental and modeling approaches, *Water Resour. Res.*, 46, W11531, doi:10.1029/2009WR008679.

1. Introduction

[2] “Epilithic biofilm” is a collective term for a complex microorganism community that grows on gravel, cobbles, and rocks in river beds and includes algae, bacteria, and microfauna, with algae usually the dominant component. This community plays a major role in fluvial ecosystems because it is the source of most primary production [Minshall, 1978; Lock et al., 1984], and constitutes a food source for a number of invertebrates and fish [Fuller et al., 1986; Mayer and Likens, 1987; Winterbourn, 1990]. It also plays a major role in the metabolic conversion and partial removal of biodegradable material in rivers and streams [McIntire, 1973; Saravia et al., 1998; Hondzo and Wang, 2002]. Thus, for better management of fluvial ecosystems dominated by fixed biomass in the near-bed region, epilithic biofilm dynamics

should be considered in numerical modeling of biogeochemical transfer.

[3] A large number of models have been designed to describe the biomass dynamics of the epilithic biofilm. Some complex models focus on different component species of the epilithic biofilm [e.g., Asaeda and Hong Son, 2000, 2001; Flipo et al., 2004], whereas simpler models [e.g., McIntire, 1973; Horner and Welch, 1981; Horner et al., 1983; Momo, 1995; Uehlinger et al., 1996; Saravia et al., 1998] relate the peak biomass of epilithic biofilm to environmental variables such as nutrient concentration, light intensity, and flow discharge. The main processes involved in these models can be summarized in $dB/dt = C + G - D$, where B is the biomass, C the colonization function, G the growth function, and D the detachment function, which can describe chronic, autogenic, or catastrophic detachment, or a combination of these. These models have been developed either to explain processes observed in natural streams and rivers [Uehlinger et al., 1996; Saravia et al., 1998] or in artificial channels and laboratory streams [McIntire, 1973]. In some cases, the processes of colonization and growth are not modeled separately [Horner and Welch, 1981; Horner et al., 1983] or the detachment process is ignored [Momo, 1995].

[4] Among these models, that of Uehlinger et al. [1996] has been most frequently used for natural or artificial river flows [Fothi, 2003; Boulêtreau et al., 2006, 2008; Labiod et al., 2007]. In fact, although this model has been applied

¹ECOLAB, Université de Toulouse, UPS, INPT, CNRS, Toulouse, France.

²Laboratoire des Sciences de l'Eau, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers, Algeria.

³IMFT, Université de Toulouse, UPS, INPT, ENSEEIHT, CNRS, Toulouse, France.

⁴UMR 5805, Station Marine d'Arcachon, EPOC-OASU, Université Bordeaux 1, Arcachon, France.

successfully to reproduce the temporal variations in epilithic biofilm biomass in natural rivers (Swiss pre-alpine gravel bed river systems) [Uehlinger et al., 1996], it had been developed earlier by McIntire [1973] through experiments in laboratory open-channel flows. This model was recently applied by Boulêtreau et al. [2006] to the large Garonne River using an additional term to include autogenic detachment. The level of complexity of this model was also investigated by using the Akaike Information Criterion (AIC) to determine the minimum adequate parameter set required to describe the biomass dynamics. Boulêtreau et al. [2006] found that in 9 of the 11 cases studied, the best model was one that described an equilibrium between phototrophic growth and discharge-dependent chronic loss, and that ignored light, temperature, nutrient influences, and catastrophic and/or autogenic detachment terms. This simplified model is

$$\frac{dB}{dt} = G - D = \underbrace{\mu_{\max} B}_{G1} \underbrace{\frac{1}{1 + k_{\text{inv}} B}}_{G2} - \underbrace{C_{\text{det}} Q B}_{D}, \quad (1)$$

where B (g m^{-2}) is the epilithic biofilm biomass, t (days) is the time, μ_{\max} (d^{-1}) is the maximum specific growth rate at the reference temperature 20°C , k_{inv} ($\text{g}^{-1} \text{m}^2$) is the inverse half-saturation constant for biomass, C_{det} ($\text{s m}^{-3} \text{d}^{-1}$) is an empirical detachment coefficient, and Q ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$) is the flow discharge. In this simplified model, G is a growth function formed by the linear term $G1$, which describes the exponential increase in biomass, and the term $G2$, which describes the effect of density limitation and characterizes the biomass limitation of the growth rate. It accounts for the phenomenon of biomass growth rate decreasing with increasing epilithic biofilm mat thickness, due to limitations in light and nutrient concentration in the inner layers of the biofilm. Term D is the detachment function, which is controlled here by Q and B , and does not take into account grazing or catastrophic loss of biomass due to bed movement. These two latter processes were assumed negligible or nonexistent in our laboratory experiments.

[5] Several previous studies have investigated the mutual influences of epilithic biofilm and stream flow. Early studies focusing on the effect of current on epilithic biofilm accrual showed that there is intraspecific competition in the epilithic biofilm assemblage, mainly driven by current velocity [Ghosh and Gaur, 1998]. Some authors [e.g., Horner and Welch, 1981; Stevenson, 1983] observed a positive correlation, with biomass increasing in proportion to increasing velocity, whereas others [Ghosh and Gaur, 1998] found an inverse relationship between epilithic accumulation and current velocity.

[6] At present, it is generally recognized that flow is an important factor involved directly or indirectly in many relevant processes (e.g., colonization, metabolism, nutrient fluxes, and detachment) of epilithic biofilm dynamics [Stevenson, 1983; Reiter, 1986; Uehlinger et al., 1996; Saravia et al., 1998; Hondzo and Wang, 2002; Boulêtreau et al., 2006, 2008]. Retroactively, its presence and its age are important factors that modify local hydrodynamic characteristics such as the equivalent roughness height k_s and the friction velocity u_* . Reiter [1989a, 1989b] and Nikora et al. [1997, 1998] found that u_* , which measures the drag of the flow at the bottom, increased with the growth of the epilithic biofilm, leading to the conclusion that epilithic biofilm

increased bed roughness. In contrast, Biggs and Hickey [1994] observed that epilithic biofilm decreased the roughness of the substratum.

[7] These early studies demonstrated the complexity of flow-epilithic biofilm interactions and have motivated further research in the past decade [Godillot et al., 2001; Nikora et al., 2002; Hondzo and Wang, 2002; Fothi, 2003; Labiod et al., 2007; Moulin et al., 2008a]. The latter studies show that the presence of the epilithic biofilm induces a clear variation in turbulence intensity and Reynolds stress in the benthic zone. Moulin et al. [2008a] showed how different hydrodynamic conditions promote different growth patterns of epilithic biofilm (dense mat or porous mat with long filaments) and yield different values of the equivalent roughness height k_s , even for approximately the same amount of biomass.

[8] The interfacial region between the epilithic biofilm and the flow plays a major role, and its description requires local parameters associated with the turbulent processes instead of vertically integrated quantities such as flow discharge or mean longitudinal velocity (as used in the detachment term by Horner and Welch [1981], Horner et al. [1983], and Saravia et al. [1998]). Thus, Fothi [2003] suggested replacing the flow discharge Q with the roughness Reynolds number $k^+ = u_* k_s / \nu$ (where ν is water kinetic viscosity and k_s the equivalent roughness height) in the detachment term of the model by Uehlinger et al. [1996]. However, Labiod et al. [2007] adopted an intermediate step by taking the friction velocity u_* as an external physical parameter for the detachment. First evaluations of these models [Fothi, 2003; Labiod et al., 2007] with laboratory experiments in open-channel flows gave better results than the early model of Uehlinger et al. [1996]. However, additional experimental data are required to determine the relevance of u_* or k^+ alone to describe the chronic detachment term. The main objective of the present study was to test and compare these two equations of the chronic detachment term through further experiments and to help answer the central question that stream biologists ask their physics colleagues [see Hart and Finelli, 1999], i.e., “What flow parameters should be measured to obtain the most appropriate quantification of the physical environment for stream biota?” when discussing the epilithic biofilm chronic detachment process.

2. Theoretical Background

2.1. Spatial Averaged Flow and Log Law Formulation

[9] It should be noted that our experiment was conducted in steady, uniform, open channel flow, over a rough bed with a high relative submergence (flow depth $H \gg$ roughness height Δ). In such free surface turbulent boundary layers, it is possible to distinguish three principal layers [see, e.g., Nikora et al., 2001, 2007a, 2007b]: (1) An outer layer ($z > 0.2 H$), (2) a logarithmic layer that occupies the flow region $(2-5) \Delta < z < 0.2 H$, and (3) a roughness layer composed of a form-induced sublayer in the region just above the roughness crests $\Delta < z < (2-5) \Delta$ and an interfacial sublayer (or canopy) that occupies the flow region below the crests $z < \Delta$.

[10] Recently, Lopez and Garcia [1998, 2001] and Nikora et al. [2002] demonstrated experimentally and theoretically that in such flows over a rough bottom, double-averaged quantities (i.e., quantities averaged in time and in the two

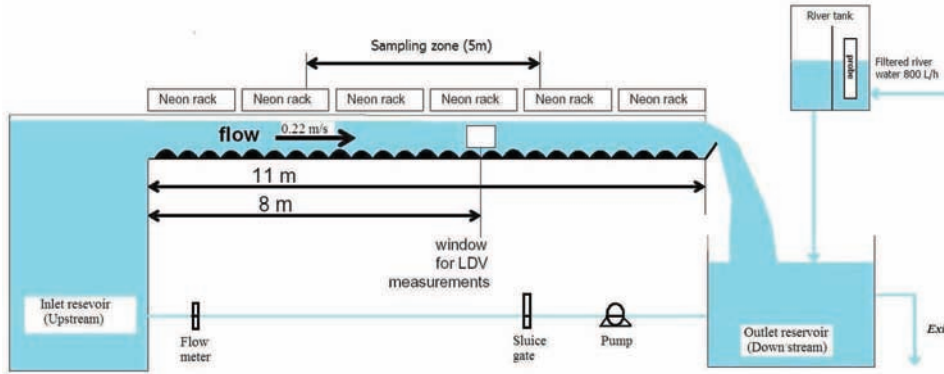


Figure 1. Longitudinal view of the experimental flume.

horizontal directions x and y and denoted $\langle \bar{U} \rangle_{xy}$ lead to a better description of the roughness sublayer. Double-averaging yields, for instance a quasi-linear velocity profile deep inside the roughness sublayer in the interfacial sublayer, extends the validity range of the log law towards the top of the roughness in the form-induced sublayer; thus, leading to more robust estimations of the boundary layer parameters u_* , z_0 , and d [McLean and Nikora, 2006; Nikora et al., 2007a, 2007b; Moulin et al., 2008a], which appear in the generalized log law formula

$$\frac{\langle \bar{U} \rangle_{xy}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{k_s}\right) + A = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right), \quad (2)$$

where κ is the Von Karman constant ($\kappa \approx 0.4$), u_* the friction velocity, z the distance from the flume bed, d the displacement length (also known as a zero-plane displacement) and $z_0 = k_s \exp(-\kappa A)$ the roughness length, and A being a constant that depends on flow regime ($A \approx 8.5$ for fully rough flows, i.e., $k^+ > 70$ [see, e.g., Nezu and Nakagawa, 1993]).

2.2. Chronic Detachment Function Formulation

[11] As underlined previously, the detachment equation with a global hydrodynamic parameter Q ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$) [Uehlinger et al., 1996] cannot realistically describe a phenomenon such as the detachment that occurs on the bed where epilithic biofilm grows. However, the function of detachment can be described in a more pertinent equation by taking as external physical variables local hydrodynamic characteristics, such as friction velocity u_* [Labiod et al., 2007] or the roughness Reynolds number k^+ ($k^+ = u_* k_s / \nu$) [Fothi, 2003].

[12] Thus, three models can be inferred from equation (1), with three formulations for the chronic detachment function D as

$$D = d_1 = C_{\text{det}} Q B, \quad (3)$$

$$D = d_2 = C'_{\text{det}} u_* B, \quad (4)$$

$$D = d_3 = C''_{\text{det}} k^+ B, \quad (5)$$

where Q ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$) is the discharge flow, u_* (m s^{-1}) the friction velocity, ($k^+ = u_* k_s / \nu$) the dimensionless roughness Reynolds

number, and C_{det} ($\text{s m}^{-3} \text{d}^{-1}$), C'_{det} ($\text{s m}^{-1} \text{d}^{-1}$), and C''_{det} (d^{-1}) the detachment coefficients.

3. Materials and Methods

3.1. Experimental Design and Procedure

[13] The experiment was performed in the indoor experimental flume used by Godillot et al. [2001] and Labiod et al. [2007], located at the Institute of Fluid Mechanics, Toulouse, France. The flume is 11 m long, 50 cm wide, and 20 cm deep, with Plexiglas sides (10 mm thick) and a PVC base (20 mm thick). The bed slope is 10^{-3} and the hydraulic circuit is a closed loop. For the present study, this experimental flume was modified to run using a partial recirculation system, thereby allowing the use of Garonne River water with no nutrient limitation, but with complete control of the hydrodynamic conditions. The partial recirculation system (Figure 1) consists of an initial pump (Selfinox 200/80T, ITT Flygt) that continuously supplies water from the river to the outlet reservoir (3300 L) with a flow discharge of 800 L h^{-1} (ensuring a complete turnover of water in the system every 4 h), and a second submerged pump (Omega 10-160-4, Smedegard) that supplies water to the inlet reservoir (1500 L). The water flows by gravity through the experimental flume from the inlet reservoir to the outlet reservoir. Convergent and guiding grids are placed in the inlet reservoir to ensure quasi-uniform entry flow. A moderate current velocity (0.22 m s^{-1}) was selected in the present study to enhance microorganism colonization and growth [Stevenson, 1983].

[14] The Garonne River water was treated to reduce the supply of suspended matter and to exclude grazers; large particles were eliminated by two centrifugal separators, and the water was then filtered 3 times through filters with 90, 20, and $10 \mu\text{m}$ pores. Light was supplied by six 1.5 m long racks of five evenly distributed neon tubes ("daylight", Philips TLD 58 W) and fluorescent tubes (Sylvania Gro-Lux 58 W; designed for enhancing photosynthesis as they emit in the visible red area). Photoperiod was set at 16 hours of day and 8 hours of night. The incident light, measured with an LI-190SA quantum sensor and an LI-1000 data logger (LI-COR), varied between 140 and $180 \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ photosynthetically active radiation (PAR) on the channel bottom, ensuring photosynthetic activity saturation [Bothwell et al., 1993].

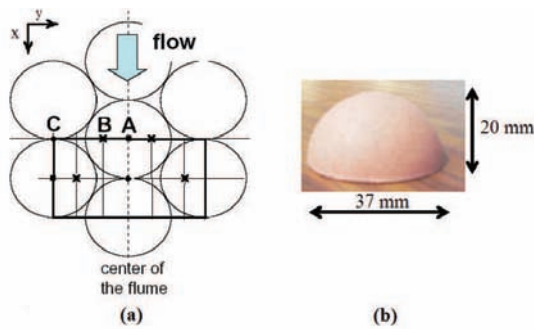


Figure 2. (a) Positions of the vertical profiles A, B, and C for LDA measurements and double-averaging ($\langle \text{Values} \rangle_{xy} = (2 \text{ Values in A} + 4 \text{ Values in B} + 2 \text{ Values in C})/8 = (\text{Values in A} + 2 \text{ Values in B} + \text{Values in C})/4$). (b) Photograph of an artificial cobble.

[15] The bottom of the flume is completely covered by artificial cobbles that mimic natural cobbles (see Figure 2). Each artificial cobble consists of a chemically inert sand-ballasted polyurethane resin hemisphere (37 mm diameter, 20 mm high), with a shape and texture shown to provide good conditions for epilithic biofilm adhesion and growth [Nielsen *et al.*, 1984] and with a resistance to temperature of 110°C. To eliminate any possible toxicity due to artificial cobble manufacture (e.g., solvents), cobbles were immersed in river water for 3 weeks, then washed with tap water and sterilized by autoclave (120°C, 20 min) before being positioned side by side in the flume. The artificial cobbles are not fixed in place so that they could be sampled.

[16] To obtain diverse epilithic biofilm communities, pebbles (average size 10 cm²) with biofilm were collected in southwest France streams (Ariège (09) and Gave de Pau (05)) and rivers (Garonne (7) and Tarn (8)) displaying a wide range of hydroecological conditions. These pebbles were stored in another running flume that was dedicated to providing biofilm matter for our experiment. A biofilm suspension was produced by scraping the upper surface of 15 randomly selected pebbles with a toothbrush, and adding the obtained product to 1 L of filtered (0.22 μm pore size) water. The biofilm suspension was crushed, then homogenized (tissue homogenizer) to remove macrofauna and approach a grazer-free condition. For 3 weeks, the flume was run using closed recirculation; that is, the water was renewed weekly, and just after renewal, it was seeded with the prepared biofilm suspension. After the seeding (inoculum) stage, the closed circulation flume was changed to an open circulation flume to allow free growth of epilithic biofilm on the bed in water without nutrient limitation. During the epilithic biofilm growth experiment (65 days), which comprised several stages, hydrodynamic and biological measurements were performed and upper view photographs of the artificial cobbles were taken daily through a Plexiglas window located at the water surface (Nikon camera with 194 2000 × 1312 pixel resolution).

3.2. Biological Sampling and Measurements

3.2.1. Epilithic and Drift Biomass

[17] After the seeding phase, biofilm biomass was sampled every week randomly along a 5 m length in the center

of the experimental flume (see Figure 1). The three rows of cobbles closest to the walls of the flume were not sampled to avoid edge effects. To minimize the errors of measurement without disrupting the experiment, 10 cobbles were extracted on each sampling occasion and kept in sterile vials at 4°C. Subsequently, six were used to measure Ash Free Dry Mass (AFDM) and four to measure chlorophyll-*a* (Chl-*a*) mass by developed surface. Every cobble sampled was replaced with a new pink-colored one, to avoid resampling. Cobbles used for AFDM determination were dried (80°C, overnight), weighed (W_1), and scraped. Cobbles were then cleaned and weighed (W_2) to obtain Dry Mass (DM) by difference between W_1 and W_2 . One portion (around 25 mg) of scraped dry matter was weighed before and after combustion (500°C, overnight) to determine AFDM.

[18] For Chl-*a* mass determination, biofilm was scraped from the upper surface of the four other cobbles with a sterile toothbrush, and suspended in filtered (0.2 μm, Whatman cellulose nitrate membrane) water (50 or 100 mL according to biomass). Suspensions were homogenized (tissue homogenizer) and a 10 mL aliquot was centrifuged (12000 × *g*, 20 min, 4°C). After removing the supernatant, the pellet was stored at -80°C, and Chl-*a* was measured spectrophotometrically using trichromatic equations [Jeffrey *et al.*, 1997] after extraction with 90% acetone (4 hours, darkness, room temperature) of the suspended (tissue homogenizer) and ground (ultrasonic disintegrator) pellets.

3.2.2. Algal Composition

[19] Biofilm was removed from the upper surface of one cobble with a sterile toothbrush and suspended in filtered (0.2 μm) water (50 mL) for algal composition. The biofilm suspension was preserved with glutaraldehyde (1% final concentration) and stored refrigerated in darkness until examination at 600 to 1000 X. Taxa were identified to the lowest practical taxonomic level; usually to species, but often to genus. For practical reasons, five of seven samples were selected for analysis to observe changes in taxonomic composition.

3.3. Hydrodynamic Measurements

[20] Water discharge was controlled by a sluice gate and a bypass, and measured by an electromagnetic flow meter placed in the return pipe of the flume. The water depth was measured with a millimeter scale.

[21] To estimate double-averaged quantities with a Laser Doppler Anemometer (LDA), the velocity components were measured at the centerline of the flume and in a section equipped with glass windows located 8 m from the flume entrance (Figure 1). The measurement points were situated at heights varying from 20 to 120 mm from the bottom (with 2 mm space intervals between $z = 20$ and 50 mm, and 10 mm intervals up to $z = 120$ mm) along three contrasting vertical profiles A, B, and C (Figure 2). The bottom ($z = 0$) corresponds to the level of the bed flume without hemispheres. A Spectra-Physics bi-composant Argon Laser equipped with a 55L modular optic Disa and with wavelengths of 514.5 nm (green ray) and 488 nm (blue ray) was used. This device was placed on a support that was fixed in the longitudinal direction but that allowed horizontal and vertical movement. Signal acquisition was obtained with a photomultiplier placed in the broadcast lamp and recovered by a Burst Spectrum Analyzer (BSA), which processed the Doppler

signal and calculated the Doppler frequency and then the instantaneous velocities. The data obtained were then processed and stored in a computer with Dantec Burstware 2.00 software.

[22] For each measurement point, data acquisition was performed during 4 minutes of n LDA observations ($n = 10^4$ to 1.5×10^4) with instantaneous longitudinal U , transverse V , and vertical W velocity components, from which time-averaged velocity components \bar{U} , \bar{V} , root-mean-square (RMS) values of the turbulent fluctuations u' , v' , and w' , and the mean turbulent shear stress $\overline{u'w'}$ were inferred. Observations of $n = 10^4$ yielded good estimation of the averaged velocities, but $n = 1.5 \times 10^4$ acquisitions were necessary for convergence of the mean turbulent shear stress. The double-averaged turbulent shear stress $\langle \overline{u'w'} \rangle_{xy}$ and longitudinal velocity $\langle \bar{U} \rangle_{xy}$ profiles were obtained by space-averaging with respective weight factors of 1, 2, and 1 for the measurements in the three vertical profiles A, B, and C, respectively (see Figure 2), in accordance with the influential area of the three profiles. At the beginning of the experiment, measurements of the vertical velocity W were not available because of a malfunction of the W laser beam.

[23] To infer the friction velocity u_* from the turbulent quantities, we followed *Cheng and Castro* [2002] when the double-averaged turbulent shear stress $\langle \overline{u'w'} \rangle_{xy}$ was available, using

$$u_* = \lim_{z \rightarrow d} \sqrt{\langle \overline{u'w'} \rangle_{xy}^2} \quad (6)$$

When the double-averaged turbulent shear stress was not available, we followed *Labioud et al.* [2007] and used the values of the space averaged $u_{\text{rms}} = \sqrt{u'^2}$ to fit in the exponential profiles of *Nezu and Nakagawa* [1993]:

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u_*} = D_u \exp\left(-C_k \frac{z}{H-d}\right), \quad (7)$$

where C_k and D_u are empirical constants ($C_k = 1$ and $D_u = 2.3$).

[24] The double-averaged velocity profiles $\langle \bar{U} \rangle_{xy}$ were then fitted with the log law to determine z_0 and d by choosing the best values inferred from a linear regression of $\exp(\kappa \langle \bar{U} \rangle_{xy}/u_*) = (z-d)/z_0$ in the region between the top of the cobbles at $z = \Delta$ and the top of the logarithmic layer taken as $z = 0.2 H$ [*Wilcock*, 1996], followed by a nonlinear best fit of $\kappa \langle \bar{U} \rangle_{xy}/u_* = \log(z-d) - \log(z)$ (to be consistent with previous works where the log law is generally fitted in the $(U, \log(z-d))$ plane). The equivalent roughness height k_s established by *Nikuradse* was inferred from $k_s = z_0 \exp(\kappa 8.5)$, and the roughness Reynolds number k^+ from $k^+ = u_* k_s/\nu$ [*Nezu and Nakagawa*, 1993].

[25] In the LDA measurements, difficulties were encountered with the algal filaments, which moved and disturbed data acquisition. However, the top of the biofilm mat could then be defined as the lowest height of validated measurements, and was therefore used as the lower limit for the fitting of data with the log law.

3.4. Numerical Model Description

[26] We noted that in equation (1), inferred from the model of *Uehlinger et al.* [1996], colonization is not considered. We therefore decided to describe the colonization

process by an initial condition for the biomass, adopting a numerical parameterization [*Belkhadir et al.*, 1988; *Capdeville et al.*, 1988] to determine the value of the initial epilithic biomass denoted B_{mit} .

[27] According to the considerations above, and while knowing that the factors of light, temperature, nutrient availability, and grazers were controlled in our experiment, the differential equation (1) for each of the three detachment equations (3), (4), and (5) was solved numerically by coding the fourth-order Runge-Kutta method in Fortran 90. Preliminary tests demonstrated that a time step fixed at 3 hours was a good condition to reduce errors caused by numerical integration. Values of the input data discharge Q , friction velocity u_* , and roughness Reynolds number k^+ at each time step were obtained by linear interpolation of the experimental data. To calibrate the models, we started by setting the values of the maximum specific growth μ_{max} (d^{-1}), the inverse half-saturation constant k_{inv} ($\text{g}^{-1} \text{m}^2$), and the initial biomass B_{mit} in the range of values reported in the literature from field, laboratory, and modeling studies for phytoplanktonic and benthic algae [*Auer and Canale*, 1982; *Borchardt*, 1996; *Uehlinger et al.*, 1996; *Boulétreau et al.*, 2008]. The parameters C_{det} , C'_{det} , and C''_{det} were then adjusted to best fit the simulated values of each of the three detachment equations with experimental data.

[28] Two indices were used to test the performance of the models and the agreement between measured and simulated results and to compare the efficiency of the three models tested: The χ^2 of conformity [*Uehlinger et al.*, 1996] given by

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{B(t_i) - B_{\text{meas},i}}{ES_{\text{meas},i}} \right)^2, \quad (8)$$

and the Nash-Sutcliffe coefficient of efficiency E [*Lekfir et al.*, 2006; *Kliment et al.*, 2008] by

$$E = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (B_{\text{meas},i} - B(t_i))^2}{\sum_{i=1}^N (B_{\text{meas},i} - \bar{B}_{\text{meas}})^2}, \quad (9)$$

where $B_{\text{meas},i}$ is the measured biomass, $B(t_i)$ the predicted biomass at time i , $ES_{\text{meas},i}$ is the standard error in $B_{\text{meas},i}$, \bar{B}_{meas} is the average of all measured values, and N is the number of measurements. Generally the model is deemed perfect when E is greater than 0.75, satisfactory when E is between 0.36 and 0.75, and unsatisfactory when E is smaller than 0.36 [*Krause et al.*, 2005].

4. Results and Discussion

4.1. Biomass Dynamics Data and Algal Composition

[29] In the seeding phase, regular and homogeneous colonization patterns were observed on the artificial cobbles. The first points of colonization were located around the two front stagnation points of the flow and a curved line of epilithic matter gradually formed between these two points (Figure 3a). These observations support the idea of a strong dependence of colonization on flow structure near the cobble layer, as indicated by preliminary numerical simulations of turbulent flow by *Labioud et al.* [2007]. This young epi-

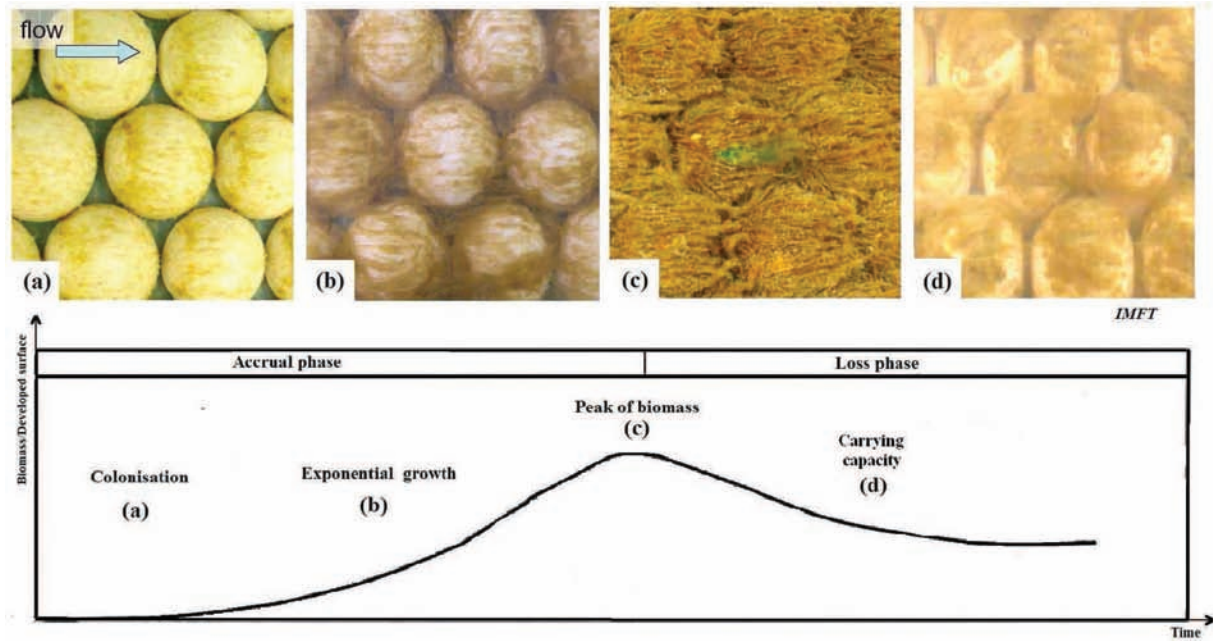


Figure 3. Biomass dynamics phases during constant discharge ($14.4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) in comparison with an idealized benthic algal accrual curve [Biggs, 1996]: (a) 7 days after inoculum, (b) 14 days after inoculum, (c) 30 days after inoculum, (d) 52 days after inoculum.

lithic biofilm, in which the diatoms were dominant (see Table 1), then covered all surfaces exposed to the light from above, including the troughs between the cobbles. The measured values (g m^{-2}) of AFDM and Chl-*a*, with the corresponding values of the standard errors (SE, g m^{-2}) during the different stages of epilithic biofilm growth, are presented in Table 2, and are plotted in Figure 4 in terms of dimensionless numbers (c/c_{max}). In these, c is the measured AFDM or Chl-*a* and c_{max} is the maximum reached, which is equal to $32.8 \pm 3.4 \text{ g m}^{-2}$ for AFDM and $0.487 \pm 0.041 \text{ g m}^{-2}$ for Chl-*a*. Thus in the first three weeks, AFDM increased to a value of $10.5 \pm 0.4 \text{ g m}^{-2}$, which represented $32.2 \pm 1.23\%$ of maximum growth (see Figure 4). The rate of increase then accelerated over a further 3 week period and AFDM reached $100 \pm 10.5\%$ of maximum growth at 44 days after inoculum. There followed a phase of loss, dominated by detachment, leading to a decrease to $66.1 \pm 10.7\%$ of maximum growth ($21.7 \pm 3.5 \text{ g m}^{-2}$) during the next 3 weeks. For Chl-*a*, $33.7 \pm 5.85\%$ ($0.164 \pm 0.028 \text{ g m}^{-2}$) of the maximum value was reached on day 30 after inoculum and the peak ($100 \pm 8.47\%$) was reached on day 51. The subsequent loss phase caused a decrease to $85.2 \pm 10.4\%$ of the maximum ($0.415 \pm 0.051 \text{ g m}^{-2}$) during the two last weeks.

[30] The algal community was dominated by diatoms, which represented 98–100% of the total abundance. Two taxa strongly dominated the algal community: *Fragilaria capucina* represented 46%–64% and *Encyonema minutum* represented 18%–37% of the total community, and the theoretical transition from diatoms to Chlorophyceae [Stevenson, 1996] was not observed, even at the end of the experiment (see Table 1).

4.2. Hydrodynamic and Boundary Layer Parameters

[31] Figure 5 shows the longitudinal velocity \bar{U} at A, B, C and the double-averaged longitudinal velocity $\langle \bar{U} \rangle_{xy}$ profiles

Table 1. Relative Abundance (%) of Diatom Species at Different Biofilm Growth Stages

Diatom Species	Time After Inoculum (days)				
	23	44	51	58	65
<i>Achnanthydium minutissimum</i> (Kütz.) Czarnecki	0	1	0	0	2
<i>Encyonema minutum</i> Hilse ex. Rabenhorst	19	37	25	27	18
<i>Encyonema silesiacum</i> (Bleisch in Rabh.) D.G. Mann	1	3	2	0	1
<i>Diatoma vulgare</i> Bory 1824	5	2	0	13	14
<i>Fragilaria capucina</i> Desmazieres var. <i>vaucheriae</i> (Kütz.) Lange-Bertalot	64	48	55	46	57
<i>Fragilaria crotonensis</i> Kitton	0	0	8	12	0
<i>Fragilaria ulna</i> (Nitzsch.) Lange-Bert. v. <i>oxyrhynchus</i> (Kütz.) Lange-Bertalot	2	0	0	0	0
<i>Gomphonema minuta</i> (Stone) Kociolek & Stoermer var. <i>minuta</i>	0	0	1	0	0
<i>Comphonema parvulum</i> (Kützing) Kützing var. <i>parvulum</i> f. <i>parvulum</i>	0	0	1	0	0
<i>Gomphonema sp.</i>	1	0	0	0	0
<i>Fragilaria arcus</i> (Ehrenberg) Cleve var. <i>arcus</i>	1	0	0	0	0
<i>Melosira varians</i> Agardh	2	1	2	1	3
<i>Navicula tripunctata</i> (O.F. Müller) Bory	1	1	2	0	0
<i>Navicula sp.</i>	1	0	0	0	0
<i>Nitzschia acicularis</i> (Kützing) W.M. Smith	1	0	0	0	0
<i>Nitzschia dissipata</i> (Kützing) Grunow var. <i>dissipata</i>	1	3	2	0	1
<i>Nitzschia fonticola</i> Grunow in Cleve et Möller	1	3	1	1	2
<i>Nitzschia frustulum</i> (Kützing) Grunow var. <i>frustulum</i>	0	0	0	0	1
<i>Nitzschia palea</i> (Kützing) W. Smith	0	0	0	0	1
<i>Nitzschia sp.</i>	0	1	0	0	0
<i>Surirella angusta</i> Kützing	0	0	1	0	0

Table 2. Biofilm Dynamics (Mean, \pm Standard Error) Expressed as Ash-Free Dry Mass and Chlorophyll-*a*

Time After Inoculum (days)	Biomass AFDM ^a (g m ⁻²)	AFDM Standard Error (g m ⁻²)	Biomass Chl- <i>a</i> ^b (g m ⁻²)	Chl- <i>a</i> Standard Error (g m ⁻²)
23	10.5	0.4	0.079	0.005
30	18.8	1.6	0.164	0.028
37	23.3	1.3	0.230	0.039
44	32.8	3.4	0.307	0.060
51	27.0	2.8	0.487	0.041
58	23.6	3.8	0.329	0.066
65	21.7	3.5	0.415	0.051

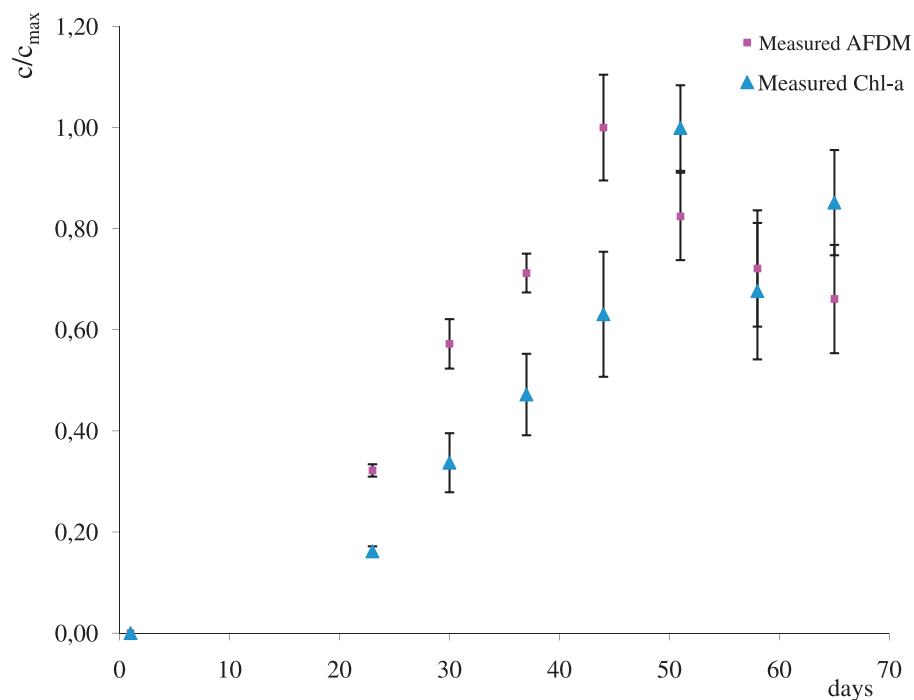
^aAsh-free dry mass.^bChlorophyll-*a*.

produced by the LDA measurements for the bed covered with artificial cobbles before the inoculum phase (nude cobbles), and at different stages of epilithic biofilm growth. The presence and growth of the epilithic biofilm induced an acceleration of the flow and a displacement upward, associated with an adjustment of the flow in order to allow passage of the imposed discharge in the flume. Since the water depth measured from the bottom of the flume was kept constant in the present experiment, this adjustment was mainly due to a reduction in the cross-sectional area available for flow through thickening of the epilithic biofilm.

[32] The increase in longitudinal mean flow velocity is clearly perceptible in the upper part of the flow from day 16 after inoculum, but only from day 33 in the lower part (Figure 5). In fact, on day 16 after inoculum, the presence of the epilithic matter slightly reduced the depth of the flow discharge, but did not alter the shape of the roughness (see Figure 3b), which was still a more or less hemispherical

pattern that led to wake drag for the flow and blocked the flow in the near-bed region. It was the increase in the thickness of the epilithic biofilm, especially in the troughs between the cobbles (see Figure 3c), that brought about a real change in the roughness topography, leading to a less rough boundary associated with less strong drag and then faster passage of the flow near the bottom. The same tendencies (acceleration and upward displacement) persisted even 61 days after inoculum, that is, during the detachment phase. This may be because the detachment occurred mainly on the lower part of the cobbles where the biofilm first began to grow and became more mature and less resistant. In addition, the detachment phase corresponded to the development on the upper part of the cobbles of long filaments, which moved and disturbed data acquisition below $z = 40$ mm (as noted at the end of section 2.3).

[33] The three turbulent shear stress profiles $\langle u'w' \rangle_{xy}$ inferred from the LDA measurements (Figure 6) clearly exhibit linear behavior starting at zero at the free surface, as expected for open channel flow without secondary circulation [see, e.g., Nezu and Nakagawa, 1993], and in accordance with previous studies in the same flume [Godillot *et al.*, 2001; Labiod *et al.*, 2007] or for gravel beds [Mignot *et al.*, 2009]. The decrease in turbulent shear stress in the lower part of the profiles in Figure 6 occurred when the measurements were performed too close to the canopy layer, that is, where filaments and/or cobbles were present. Nevertheless, a decrease is always observed in the canopy layer, where the drag forces gradually counterbalance the turbulent shear stress and bring it back to values close to zero at the bottom (e.g., see Moulin *et al.* [2008b] and Mignot *et al.* [2009] for shells and gravel beds). The changes in the turbulent shear stress profiles during the experiment were very weak compared with the changes measured by Godillot *et al.* [2001] and Labiod *et al.*

**Figure 4.** Evolution of the dimensionless biomass concentration ($c/c_{\max} \pm SE$) at different days after inoculum.

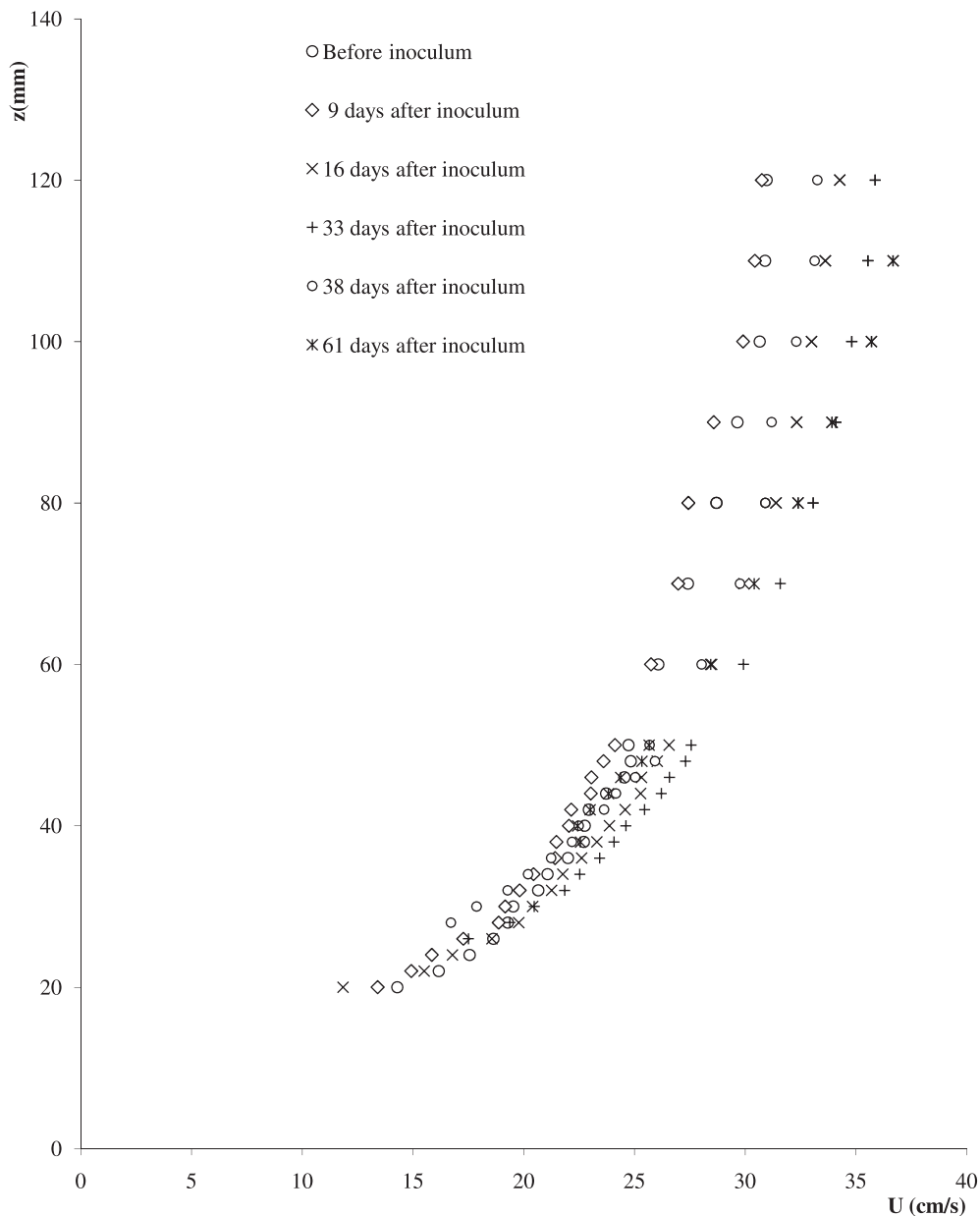


Figure 5. Double-averaged velocity profiles in the longitudinal direction obtained by LDA measurements before inoculum and 9, 16, 33, 38, and 61 days after inoculum.

[2007] in growth experiments in the same flume. However, it is worth noting that smaller substrate units were used in their experiments (rods and marbles with radii of 5 and 8 mm, respectively) for flow conditions yielding smooth, intermediate, and fully rough turbulent boundary layers in the same growth experiment. This is very different from the present experiment, where the turbulent boundary layer was fully rough from the beginning, owing to the large artificial cobbles and relatively energetic flow conditions used. In accordance with the change in $\langle u'w' \rangle_{xy}$, the double-averaged u_{rms} ($\sqrt{u'^2}$) profiles presented in Figure 7 remained quite similar and exhibited the exponential behavior discussed for example in Nezu and Nakagawa [1993] and used here to estimate the

friction velocity u_* when the turbulent shear stress was not available.

[34] Values of the boundary layer parameters inferred from LDA measurements are given in Table 3. Standard error for the estimate of the friction velocity u_* was always lower than 0.0005 m s^{-1} (so is not reported in Table 3). Standard errors for the estimates of the roughness length z_0 , the displacement height d and the equivalent sand roughness k_s have been calculated during the fitting procedure and reported in Table 3. In the experiments where the two different methods of obtaining u_* were available (i.e. days 33, 38 and 61), adjustments of the constants C_k and D_u in the equation (7) were investigated to obtain a match between the two methods. For the two first cases (days 33 and 38),

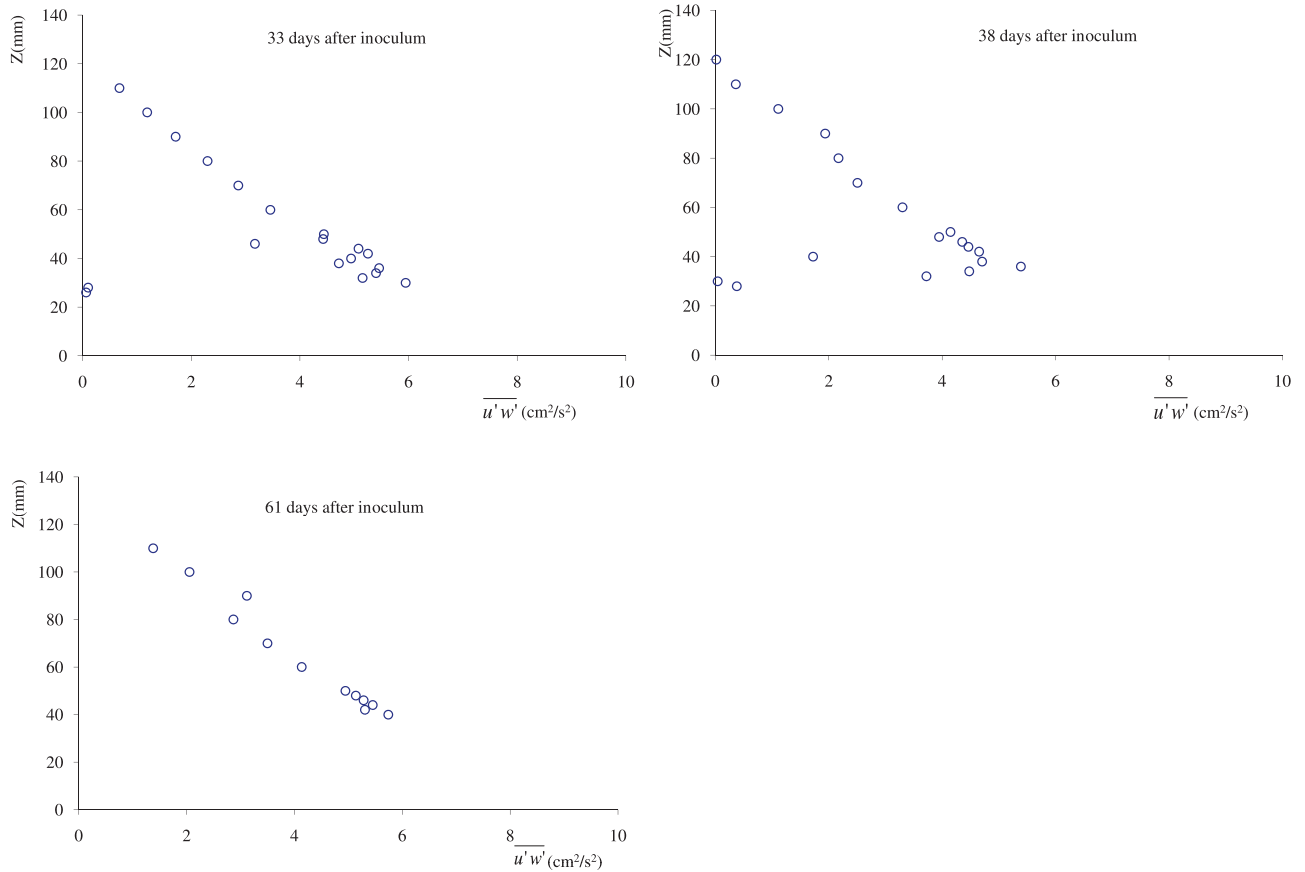


Figure 6. Double-averaged turbulent shear stress $\langle \overline{u'w'} \rangle_{xy}$ profiles in the longitudinal direction obtained by LDA measurements before inoculum and 33, 38, and 61 days after inoculum.

values of C_k remained very close to 1 and values for D_u were equal to 2.23 and 2.29, respectively, in accordance with the value of 2.3 proposed by *Nezu and Nakagawa* [1993] for solid, rough beds. Therefore, the use of the second method based upon equation (7) appears appropriate for the first stage of biofilm growth, when the biomass remained well attached to the artificial cobbles. However, the value of D_u found for day 61 decreases to 2.1, and seems to indicate a change in the nature of the turbulent flow near the bed, associated with a biofilm mat made of long filaments attached closer to the top of the artificial cobbles. The estimation of the friction velocity based upon equation (6) is then more relevant and equation (7) with a value for D_u equal to 2.3 would underestimate it.

[35] The values of the boundary parameters given in Table 3 show that the epilithic biofilm induced a decrease in the Nikuradse equivalent roughness height k_s , leading to hydraulic smoothing of the bottom. The value of the roughness length $z_0 = 0.108$ cm at the beginning of the experiment, before biofilm growth, was very close to the values of 0.115 and 0.122 cm found by *Nikora et al.* [2002] in experiments with 21 mm high and 60 mm wide caps, respectively. However, we observed a decrease in z_0 with biofilm growth, whereas *Nikora et al.* [2002] observed a 16%–21% increase when the biofilm was “well developed and growth in the periphyton biomass had saturated,” something that occurred after 18 days in their experiments. Energetic flow conditions in

their experiments (friction velocities u_* of 6.5 and 7.7 cm s^{-1} compared with values around 2.5 cm s^{-1} in the present study), associated with possible nutrient depletion or light limitation near the bottom, could have driven biofilm formation in a very different direction from that observed in the present study (see, e.g., *Moulin et al.* [2008b] for a discussion on the impact of flow conditions on biofilm structure). The main structural difference that can be inferred from photographs is that in their experiments, the biofilm that remained on the substrate was located near the top, as “forelocks,” while in our case growth also occurred between the artificial cobbles and gradually filled the available space without any effect of nutrient depletion near the bottom. As a consequence, the forelocks at the top seemed to increase the apparent height of the roughness, leading to greater drag and increased z_0 [*Nikora et al.*, 2002], while in our case the flow, and thus the drag, were weakened by the presence of biofilm between the cobbles, leading to a decrease in z_0 .

[36] Values of k_s found by *Labioud et al.* [2007] at the end of their experiments ranged between 4.7 and 11.43 mm, and our last values for the equivalent roughness height, k_s (8.4 mm at day 38 and 9.9 mm at day 61) fall inside this range. This may indicate that when the biofilm was well developed in our experiments, the surface formed by the biofilm mat was very similar to that formed in the experiments of *Labioud et al.* [2007], at least from a hydraulic point of view. In our case, the available space between the cobbles was filled, in contrast

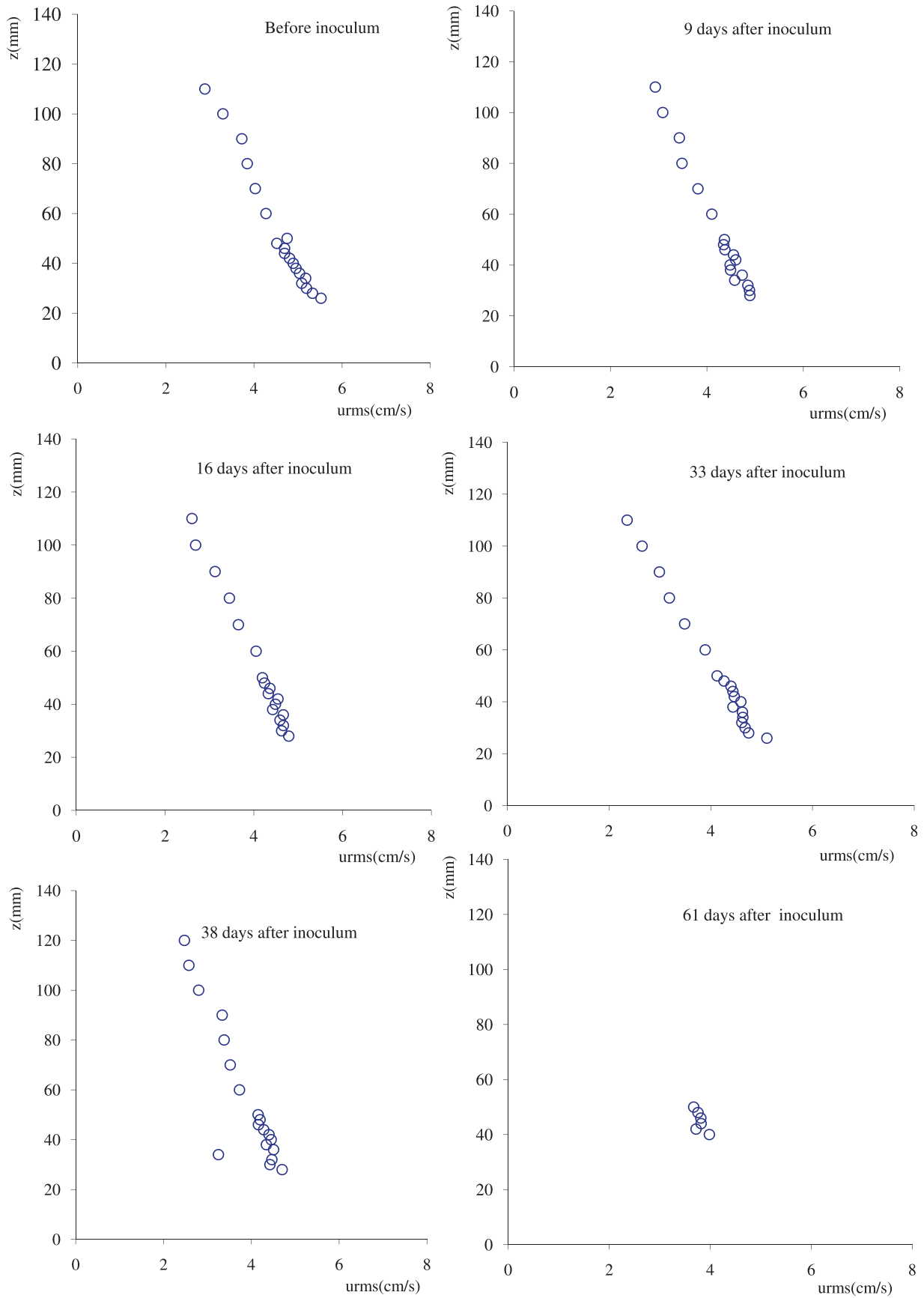


Figure 7. Double-averaged u_{rms} profiles obtained by LDA measurements before inoculum and 9, 16, 33, 38, and 61 days after inoculum.

Table 3. Discharge and Boundary Layer Parameters During Epilithic Biofilm Growth

Time After Inoculum (days)	Water Discharge Q ($10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$)	Water Depth H (m)	Friction Velocity u_* (m s^{-1})	Roughness Length z_0 (cm)	Equivalent Sand Roughness k_s (cm)	Displacement Height d (cm)	Roughness Reynolds Number k^+
0	14.44	0.13	0.028	0.109±0.005	3.27±0.15	1.11±0.03	915
9	14.40	0.13	0.025	0.064±0.003	1.92±0.10	1.41±0.05	480
16	14.50	0.13	0.024	0.047±0.001	1.41±0.04	1.64±0.09	338
33	14.40	0.13	0.024	0.032±0.001	0.96±0.02	1.99±0.03	230
38	14.42	0.13	0.023	0.028±0.001	0.84±0.04	2.26±0.18	193
61	14.49	0.13	0.025	0.033±0.002	0.99±0.06	2.68±0.30	247

to that in the experiments of *Nikora et al.* [2002]. This filling of the available space between the cobbles and the thickening of the biofilm mat was also very apparent from the change in d , which increased gradually from 1.11 to 2.7 cm. On the whole, the gradual decrease in k_s can be interpreted as a transition from a drag due to the same nude artificial cobbles as reported by *Nikora et al.* [2002] to a drag due to the biofilm mat as reported by *Labioud et al.* [2007].

[37] If k_s had remained constant at constant flow discharge, the acceleration of flow and upward displacement of the zero-velocity plane would have yielded an increase in the friction velocity u_* . Here, the decrease in k_s compensated for the flow acceleration, leading to the very weak changes in the turbulent shear stress and u_{rms} profiles, in contrast to the experiments by *Labioud et al.* [2007], and eventually leading to a small decrease in the friction velocity u_* (see Table 3).

[38] The effects of algal mats on the surface roughness were considered in this investigation to be somewhat similar to those of rigid roughness. However, the universality of the turbulence above complex surface roughness is a contentious issue in current research. For instance, for elastic rods representative of crop fields, it has been shown that frequency-locking processes can drive well-defined Kelvin-Helmoltz vortices [see *Py et al.*, 2006]. The same lock-in mechanisms have been demonstrated for compliant walls interacting with a turbulent boundary layer [*Xu et al.*, 2003]. Strong modifications by an epilithic biofilm were not reported in the very detailed study by *Nikora et al.* [2002], most likely because they used low biomass systems. The decrease in the value of D_u at day 61 in the present study could indeed indicate a modification of the nature of the turbulence by the development of a thick biofilm mat. However even this modification does not fundamentally eliminate the roughness length k_s as a turbulence descriptor, since a log law can still be found for the double-averaged streamwise velocity profiles. However, how the values found for k_s are related to the roughness geometry is clearly not trivial, since contributions from wakes behind hemispheres and bubbles (pressure drag) or viscous boundary layers along the filaments (viscous drag) appear in the double-averaged equations, and also decide the closure form for the Reynolds tensor (in terms of an equivalent mixing length for double-averaged quantities, the vertical profile of which, in the canopy, will also determine the value of k_s in the log law). Thus, k_s together with the friction velocity u_* , extracted from double-averaged measurements above the canopy, is still a descriptor of the turbulence behavior above this time-evolving complex roughness, but methods used to estimate u_* have to be chosen with care.

4.3. Model Testing and Evaluation

[39] To test and evaluate the influence of the different equations on the detachment term, values simulated with the numerical resolution of equation (1) for the three detachment equations (5), (6), and (7) were compared with the experimental data. First, in order to determine the empirical and numerical parameters of the simulation, we looked at the parameters that gave the best simulations of the changes in AFDM and Chl-*a* for each of the three equations for the detachment term. We then calculated the mean values for the three equations for the maximum specific growth μ_{max} (d^{-1}), the inverse half-saturation constant k_{inv} ($\text{g}^{-1} \text{ m}^2$), and the initial biomass B_{init} . The values retained for the final simulation and the comparisons are summarized in the captions of Figures 8 and 9. These values, which are dependent on the specific conditions of our experiment in terms of nutrient availability, light incidence, temperature, turbulence intensity, shear stress, and algal composition, cannot be generalized to other conditions of growth of epilithic biofilm. For the chronic detachment that is the focus of this study, epilithic biofilm does not have the same morphology and tolerance for shear stress, and the magnitude of shear stress which causes detachment of algae differs significantly between species, particularly taxa growing in different flow regimes [*Moulin et al.*, 2008a]. Nevertheless, the values of C_{det} found converged toward values calibrated in *Uehlinger et al.* [1996] for simulations of the dynamics of Chl-*a* (44×10^{-6} to $149 \times 10^{-3} \text{ s m}^{-3} \text{ d}^{-1}$) in a Swiss pre-alpine gravel bed river and those reported by *Boulétreau et al.* [2006, 2008] for AFDM dynamics simulations (16×10^{-4} to $8 \times 10^{-2} \text{ s m}^{-3} \text{ d}^{-1}$) in the Garonne River. The values of C'_{det} were also within the range of values reported by *Fothi* [2003] ($0-67 \times 10^{-4} \text{ d}^{-1}$ for simulations of the dynamics of AFDM and 7×10^{-4} to $4 \times 10^{-3} \text{ d}^{-1}$ for simulations of the dynamics of Chl-*a* in his experimental channel). For C_{det} our values were completely outside the range values given in *Labioud et al.* [2007] in simulations of the dynamics of Chl-*a* (2×10^{-3} to $4 \times 10^{-3} \text{ s m}^{-1} \text{ d}^{-1}$ in their experimental channel) and no values of the parameter C'_{det} associated with simulations of the dynamics of AFDM were found in the literature.

[40] As can be seen in Figure 8, simulation with a detachment function for the discharge Q as proposed by *Uehlinger et al.* [1996] overestimated the values measured in the phase of growth. While the simulated peak (30.9 g m^{-2}) calculated for day 43 was close to the measured value ($32.8 \pm 3.4 \text{ g m}^{-2}$) reached 44 days after inoculum, the loss in the detachment phase was not simulated by the model. Thus, with this equation, the values of AFDM stabilized at the peak reached. The value of the Nash-Sutcliffe coefficient of efficiency $E = 0.35$ indicates that this simulation is unsatisfactory

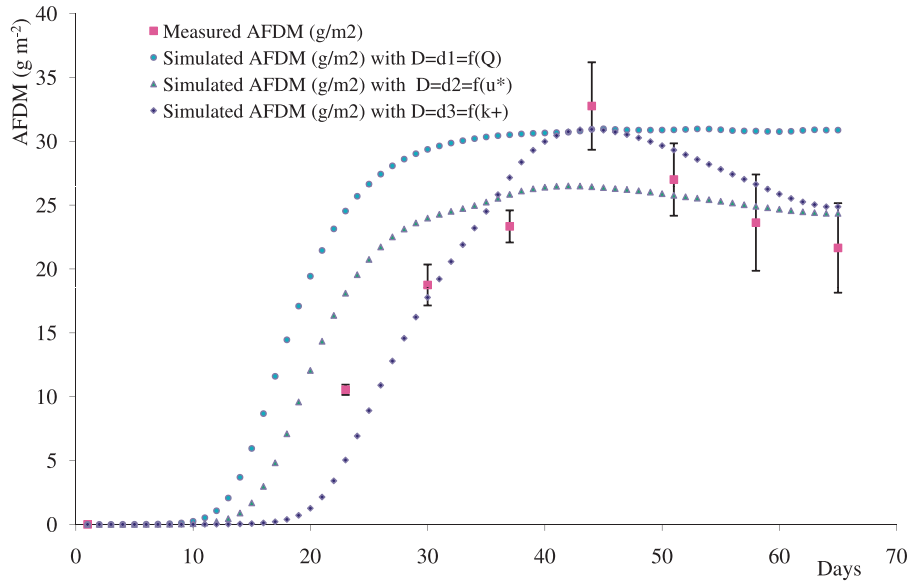


Figure 8. Comparison of measured AFDM (g m^{-2}) and simulated values with the three equations (5), (6), and (7) for detachment, D : $d_1 = C_{\text{det}} Q B$ ($\chi^2 = 1297$, $E = 0.35$), $d_2 = C'_{\text{det}} u_* B$ ($\chi^2 = 371$, $E = 0.82$), and $d_3 = C''_{\text{det}} k^+ B$ ($\chi^2 = 198$, $E = 0.91$); and with $B_{\text{init}} = 10^{-4} \text{ g m}^{-2}$, $\mu_{\text{max}} = 1.1 \text{ d}^{-1}$, $k_{\text{inv}} = 0.085 \text{ g}^{-1} \text{ m}^2$, $C_{\text{det}} = 0.022 \text{ s m}^{-3} \text{ d}^{-1}$, $C'_{\text{det}} = 15 \text{ s m}^{-1} \text{ d}^{-1}$, and $C''_{\text{det}} = 0.0014 \text{ d}^{-1}$.

($E < 0.36$). We must emphasize that in our case the discharge Q was kept constant, in contrast to the natural Swiss pre-alpine river and Garonne River flows for which this model was developed and tested by *Uehlinger et al.* [1996] and, more recently, by *Boulétreau et al.* [2006]. The model reproduces catastrophic detachment driven by successive river floods.

[41] The values simulated with friction velocity u_* as an external variable of detachment gave a perfect estimation ($E = 0.82 > 0.75$) of the measured values at the growth and detachment phases, but the value of the simulated peak (26.5 for day 41 after inoculum) was far from the measured value. It can also be seen in Figure 8 that the third model,

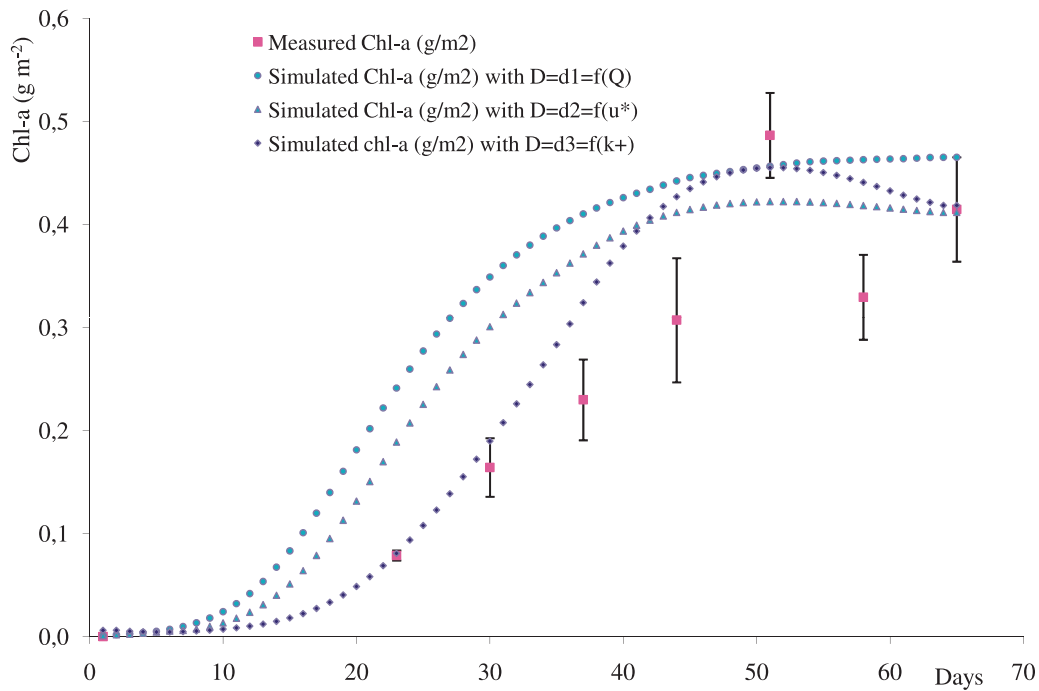


Figure 9. Comparison of measured Chl-a (g m^{-2}) and simulated values with the three equations (5), (6), and (7) for detachment, D : $d_1 = C_{\text{det}} Q B$ ($\chi^2 = 1182$, $E = 0.34$), $d_2 = C'_{\text{det}} u_* B$ ($\chi^2 = 555$, $E = 0.63$), and $d_3 = C''_{\text{det}} k^+ B$ ($\chi^2 = 18$, $E = 0.81$); and with $B_{\text{init}} = 10^{-3} \text{ g m}^{-2}$, $\mu_{\text{max}} = 0.5 \text{ d}^{-1}$, $k_{\text{inv}} = 4.3 \text{ g}^{-1} \text{ m}^2$, $C_{\text{det}} = 0.0115 \text{ s m}^{-3} \text{ d}^{-1}$, $C'_{\text{det}} = 7.3 \text{ s m}^{-1} \text{ d}^{-1}$, and $C''_{\text{det}} = 0.00075 \text{ d}^{-1}$.

with the roughness Reynolds number k^+ ($=u_* k_s/\nu$) as external variable of detachment, gave a more accurate simulation ($E = 0.91$) because the value of E is not only greater than 0.75, but also greater than the value found in the simulation with friction velocity u_* as an external variable of detachment. This is also confirmed by the decrease in the value of conformity χ^2 with $\chi^2 = 1297$ for $d1 = C_{\text{det}}Q B$; $\chi^2 = 371$ for $d2 = C'_{\text{det}}u_* B$; and $\chi^2 = 198$ for $d3 = C''_{\text{det}}k^+ B$. The same tendencies can be observed in Figure 9, where the results of simulated changes in Chl-*a* (g m^{-2}) are plotted along with experimental data. Although the agreement was not as good as with AFDM, this could be because the AFDM biomass descriptor gives a balance sheet of the total organic production and mortality, whereas Chl-*a* only represents autotrophic production. The values of E and χ^2 found for the Chl-*a* simulations were $E = 0.34$ (unsatisfactory) and $\chi^2 = 1182$ for $d1 = C_{\text{det}}Q B$; $E = 0.63$ (satisfactory) and $\chi^2 = 555$ for $d2 = C'_{\text{det}}u_* B$; and $E = 0.81$ (perfect) and $\chi^2 = 18$ for $d3 = C''_{\text{det}}k^+ B$.

[42] These results support the idea that transport phenomena that occur in the near-bed layer, such as chronic detachment of epilithic biofilm matter or vertical transport of nutrients and pollutants in submerged aquatic canopies [Nepf *et al.*, 2007], are not related to a single turbulence descriptor such as the friction velocity u_* , but require at least two descriptors, here the friction velocity u_* and the equivalent roughness height k_s . In our study of chronic detachment in the dynamics of epilithic matter, change in shear stress with the age of the epilithic biofilm is considered through a parameter that integrates the bottom roughness dimensions: The Nikuradse equivalent sand roughness k_s , which depends on the initial form and dimensions of the colonized substratum, and its changes owing to the thickness, resistance, and composition of the epilithic matter. This led us to conclude that the dynamics of epilithic matter can be better modeled and simulated by taking the roughness Reynolds number k^+ as the external variable of the detachment.

[43] In the literature, many different formulations have been proposed to model the detachment. Some authors use empirical expressions, Horner *et al.* [1983] propose the term $D = KV^\theta$, where V (cm s^{-1}) is the mean current velocity and could be easily replaced by the flow discharge Q , and θ is an empirical power law. Other authors use terms associated with some assumptions on the physics of the process, for example Saravia *et al.* [1998] propose the term $d_t B_t (V_t - V_m)^2$, where V_m (m s^{-1}) is the mean current velocity during biofilm growth, V_t (m s^{-1}) the actual current velocity, B_t (mg m^{-2}) the biomass, and d_t ($\text{s}^2 \text{m}^{-2}$) the degree of detachment produced by an increase in velocity (measured by $V_t - V_m$), with a square power law relating the detachment to an excess of kinetic energy. In the present study, we propose a term proportional to $k_s u_*$, a form that is closely related to simple parameterizations of the vertical mass flux Φ_v from the canopy layer to the external flow in turbulent boundary layers over roughness. For flows over urban canopies (e.g., winds over building-like roughness), Bentham and Britter [2003] and Hamlyn and Britter [2005] introduced the concept of exchange velocity U_E to describe this vertical mass flux as $\Phi_v = U_E(C_c - C_{\text{ref}})$, where C_{ref} and C_c are the concentrations in the flow above and in the canopy, respectively. Those authors showed that U_E is proportional to the friction velocity u_* , with a factor that depends on the difference in velocity between the canopy layer and the flow above, that is, something indirectly

related to the roughness length z_0 or, equivalently, to the roughness height k_s . If biofilm parts in direct contact with the flow and available for detachment (detached or dead parts) are now considered, their concentration in the canopy C_c will be proportional to the biomass quantity B , and far larger than the concentration in the flow above (i.e., $C_c - C_{\text{ref}} \approx B$). Following Bentham and Britter [2003], the vertical flux of biomass from the canopy to the flow above would then read $\Phi_v = f(k_s)u_*B$, where $f(k_s)$ is a function of the roughness height k_s , in agreement with the detachment term proposed in the present study. In other words, the chronic detachment can be seen as a permanent extraction by the hydrodynamics of some part of the biomass that, together with the hemispheres, forms the canopy sublayer. This parameterization is supported by good agreement with the model developed by Nepf *et al.* [2007] for submerged aquatic canopies, where the vertical mass flux between the so-called exchange zone (upper part of the canopy) and the flow above reads $\Phi_v = k_e/\delta_e$, with $k_e = 0.19 u_*(C_d a h)^{0.13}$ and $\delta_e = 0.23 h/(C_d a h)$ obtained experimentally, yielding an expression reading $\Phi_v = 0.8 u_*(C_d a h)^{1.13}$, where C_d is the drag parameter for the plant rods and a their density. Since $C_d a h$ is proportional to k_s for sparse canopies, $0.8(C_d a h)^{1.13}$ can be seen as the function $f(k_s)$ discussed above. The equation proposed in the present paper, assuming proportionality with k_s , is then in relatively good agreement with the work of Nepf *et al.* [2007] and their 1.13 power law.

5. Conclusions

[44] In the present investigation, we tested the relevance of three formulations for chronic detachment of epilithic biofilm through numerical simulations with a simplified model adapted from Uehlinger *et al.* [1996]. In addition, we performed experimental studies in an indoor open channel flow to measure the growth of epilithic biofilm in interaction with turbulent rough flow and the evolution of local hydrodynamic parameters during epilithic biofilm growth.

[45] Laser Doppler anemometry measurements showed that the presence and growth of epilithic matter affected the hydrodynamic characteristics by acceleration of the mean flow and by changes in the turbulence intensity and shear stress, especially at the flow-biofilm interface. These changes were evaluated by estimation of the friction velocity, Nikuradse equivalent sand roughness, and dimensionless roughness Reynolds number, which gave net smoothing of the bottom roughness with the presence and growth of epilithic biofilm.

[46] Comparisons of the results of numerical simulations with biological measurements revealed that chronic detachment was better simulated by taking the roughness Reynolds number as the external variable of detachment. In fact, loss of epilithic matter was related not only to local hydrodynamic conditions, but also to changes in bottom roughness, which depended on the amount of the biofilm matter present and its form, and which was well described by the Nikuradse equivalent sand roughness k_s .

[47] It is important to underline that turbulence and shear stress not only control the detachment process, but also have a strong influence on the starting location of the colonization process around the substrate, as well as the transfer rates of nutrients, or carbon dioxide and oxygen, from the outer layer to inside the biofilm. Thus, the influence of turbulence and shear stress on the colonization and growth processes could be incorporated into future refinements of the model.

Notation

A log law roughness geometries constant.
 AFDM ash free dry mass, g m^{-2} .
 B biomass, g m^{-2} .
 B_{init} initial biomass, g m^{-2} .
 C colonization function, $\text{g m}^{-2} \text{d}^{-1}$.
 C_{det} , C'_{det} , and C''_{det} empirical detachment coefficients, $\text{s m}^{-3} \text{d}^{-1}$, $\text{s m}^{-1} \text{d}^{-1}$, and d^{-1} , respectively.
 Chl- a chlorophyll- a , g m^{-2} .
 d displacement length, cm.
 D detachment function, $\text{g m}^{-2} \text{days}^{-1}$.
 G growth function, $\text{g m}^{-2} \text{days}^{-1}$.
 k_{inv} inverse half-saturation constant, $\text{g}^{-1} \text{m}^{-2}$.
 k_s Nikuradse equivalent sand roughness, cm.
 k^+ roughness Reynolds number ($= u_* k_s / \nu$).
 n number of acquisitions for a point of measurement by laser Doppler anemometry.
 SE standard error in measured values, g m^{-2} .
 U , V , W instantaneous velocity in the longitudinal, transversal, and vertical directions respectively, cm s^{-1} .
 \bar{U} , \bar{V} , \bar{W} time-averaged velocity in the longitudinal, transversal, and vertical directions, respectively, cm s^{-1} .
 $\langle \bar{U} \rangle_{xy}$ double-averaged longitudinal velocity, cm s^{-1} .
 u' , w' root-mean-square value of longitudinal (u_{rms}) and vertical (w_{rms}) velocity, respectively, cm s^{-1} .
 $\langle \overline{u'w'} \rangle_{xy}$ double-averaged turbulent shear stress, $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$.
 u_* friction velocity, cm s^{-1} or m s^{-1} .
 z distance from the flume bed, cm.
 z_0 roughness length, cm.
 μ_{max} maximum specific growth, d^{-1} .
 N water kinetic viscosity, $10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.
 Δ roughness height, cm.
 K Von Karma universal constant ($\kappa \approx 0.4$).

[48] **Acknowledgments.** Myriam Graba was supported by the Algerian Ministry of the Higher Education and the Scientific Research in frame of the national program of training abroad (PNE). This work was supported by the national research project ACI-FNS (ECCO Ecosphère Continentale: Processus et Modélisation) and within the framework of the GIS-ECOBAG, Program P2 "Garonne Moyenne" supported by funds from CPER and FEDER (grant OPI2003-768) of the Midi-Pyrenees Region and Zone Atelier Adour Garonne) of PEVS/CNRS347 INSUE. We wish to thank A. Beer, S. Font, and G. Dhoyle for flume equipment and maintenance. We also thank anonymous reviewers for their critical comments.

References

Asaeda, T., and D. Hong Son (2000), Spatial structure and populations of a periphyton community: A model and verification, *Ecol. Modell.*, *133*, 195–207, doi:10.1016/S0304-3800(00)00293-3.
 Asaeda, T., and D. Hong Son (2001), A model of the development of a periphyton community: Resource and flow dynamics, *Ecol. Modell.*, *137*, 61–75, doi:10.1016/S0304-3800(00)00432-4.
 Auer, M. T., and R. P. Canale (1982), Ecological studies and mathematical modeling of *Cladophora* in Lake Huron: 3. The dependence of growth rates on internal phosphorus pool size, *J. Great Lakes Res.*, *8*, 93–99.
 Belkhadir, R., B. Capdeville, and H. Roques (1988), Fundamental descriptive study and modelization of biological film growth: I. Fundamental descriptive study of biological film growth, *Water Res.*, *22*, 59–69.

Bentham, T., and R. Britter (2003), Spatially averaged flow over urban-like roughness, *Atmos. Environ.*, *37*, 115–125.
 Biggs, B. J. F. (1996), Patterns in benthic algae of streams, in *Algal Ecology: Freshwater Benthic Ecosystems*, edited by R. J. Stevenson, M. L. Bothwell, and R. L. Lowe, pp. 31–56, Academic, San Diego, Calif.
 Biggs, B. J. F., and C. W. Hickey (1994), Periphyton responses to a hydraulic gradient in a regulated river in New Zealand, *Freshwater Biol.*, *32*, 49–59.
 Bothwell, M. L., D. Sherbot, A. C. Roberge, and R. J. Daley (1993), Influence of natural ultraviolet radiation on lotic periphytic diatom community growth, biomass accrual, and species composition: Short-term versus long-term effects, *J. Phycol.*, *29*, 24–35.
 Boulêtreau, S., F. Garabetian, S. Sauvage, and J. M. Sánchez-Pérez (2006), Assessing the importance of self-generated detachment process in river biofilm models, *Freshwater Biol.*, *51*, 901–912, doi:10.1111/j.1365-2427.2006.01541.x.
 Boulêtreau, S., O. Izagirre, F. Garabetian, S. Sauvage, A. Elozegi, and J. M. Sánchez-Pérez (2008), Identification of a minimal adequate model to describe the biomass dynamics of river epilithon, *River Res. Applic.*, *24*, 36–53, doi:10.1002/rra.1046.
 Borchardt, M. A. (1996), Nutrients, in *Algal Ecology: Freshwater Benthic Ecosystems*, edited by R. J. Stevenson, M. L. Bothwell, and R. L. Lowe, pp. 183–227, Academic, San Diego, Calif.
 Capdeville, B., R. Belkhadir, and H. Roques (1988), Fundamental descriptive study and modelization of biological film growth: I. A new concept of biological film growth modelization, *Water Res.*, *22*, 71–77.
 Cheng, H., and I. P. Castro (2002), Near-wall flow over urban-like roughness, *Boundary Layer Meteorol.*, *104*, 229–259.
 Flipo, N., S. Even, M. Poulin, M. H. Tusseau-Vuillemin, T. Ameziane, and A. Dauta (2004), Biogeochemical modeling at the river scale: Plankton and periphyton dynamics, Grand Morin case study, France, *Ecol. Modell.*, *176*, 333–347, doi:10.1016/j.ecolmodel.2004.01.012.
 Fothi, A. (2003), Effets induits de la turbulence benthique sur les mécanismes de croissance du périphyton, Ph.D. dissertation, Inst. Natl. Polytech. de Toulouse, Toulouse, France.
 Fuller, R. L., J. L. Roelofs, and T. J. Fry (1986), The importance of algae to stream invertebrates, *J. N. Am. Benthol. Soc.*, *5*, 290–296.
 Ghosh, M., and J. P. Gaur (1998), Current velocity and the establishment of stream algal periphyton communities, *Aquat. Bot.*, *60*, 1–10.
 Godillot, R., T. Ameziane, B. Caussade, and J. Capblanc (2001), Interplay between turbulence and periphyton in rough open-channel flow, *J. Hydraul. Res.*, *39*, 227–239.
 Hamlyn, D., and R. Britter (2005), A numerical study of the flow field and exchange processes within a canopy of urban-like roughness, *Atmos. Environ.*, *39*, 3243–3254.
 Hart, D., and C. M. Finelli (1999), Physical-biological coupling in streams: The pervasive effects of flow on benthic organisms, *Annu. Rev. Ecol. Syst.*, *30*, 363–395.
 Hondzo, M., and H. Wang (2002), Effects of turbulence on growth and metabolism of periphyton in a laboratory flume, *Water Resour. Res.*, *38*(12), 1277, doi:10.1029/2002WR001409.
 Horner, R. R., and E. B. Welch (1981), Stream periphyton development in relation to current velocity and nutrients, *Can. J. Fish. Aquat. Sci.*, *38*, 449–457.
 Horner, R. R., E. B. Welch, and R. B. Veenstra (1983), Development of nuisance periphytic algae in laboratory streams in relation to enrichment and velocity, in *Periphyton of Freshwater Ecosystems*, pp. 121–164, edited by R. G. Wetzel, Dr. W. Junk, The Hague, Netherlands.
 Jeffrey, S. W., R. F. C. Mantoura, and S. W. Wright (1997), *Phytoplankton Pigments in Oceanography: Guidelines to Modern Methods*, 661 pp., UNESCO, Paris.
 Kliment, Z., J. Kadlec, and J. Langhammer (2008), Evaluation of suspended load changes using AnnAGNPS and SWAT semi-empirical erosion models, *Catena*, *73*, 286–299, doi:10.1016/j.catena.2007.11.005.
 Krause, P., D. P. Boyle, and F. Base (2005), Comparison of different efficiency criteria for hydrological model assessment, *Adv. Geosci.*, *5*, 89–97.
 Labiod, C., R. Godillot, and B. Caussade (2007), The relationship between stream periphyton dynamics and near-bed turbulence in rough open-channel flow, *Ecol. Modell.*, *209*, 78–96, doi:10.1016/j.ecolmodel.2007.06.011.
 Lekfir, A., T. A. Benkaci, and N. Dechemi (2006), Quantification du transport solide par la technique floue, application au barrage de Béni Amrane (Algérie), *Rev. Sci. Eau*, *19*, 247–257.
 Lock, M. A., R. R. Wallace, J. W. Costerton, R. M. Ventullo, and S. E. Charlton (1984), River epilithon: Toward a structural-functional model, *Oikos*, *42*, 10–22.

- Lopez, F., and M. Garcia (1998), Open-channel flow through simulated vegetation: Suspended sediment transport modeling, *Water Resour. Res.*, *34*, 2341–2352.
- Lopez, F., and M. Garcia (2001), Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through nonemergent vegetation, *J. Hydraul. Eng.*, *127*, 392–402.
- Mayer, M. S., and G. E. Likens (1987), The importance of algae in a shaded headwater stream as a food of an abundant caddisfly (Trichoptera), *J. N. Am. Benthol. Soc.*, *6*, 262–269.
- McIntire, C. (1973), Periphyton dynamics in laboratory streams: A simulation model and its implications, *Ecol. Monogr.*, *34*, 399–420.
- McLean, S., and V. I. Nikora (2006), Characteristics of turbulent unidirectional flow over rough beds: Double-averaging perspective with particular focus on sand dunes and gravel bed, *Water Resour. Res.*, *42*, W10409, doi:10.1029/2005WR004708.
- Mignot, E., E. Barthelemy, and D. Hurther (2009), Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows, *J. Fluid Mech.*, *618*, 279–303, doi:10.1017/S0022112008004643.
- Minshall, G. W. (1978), Autotrophy in stream ecosystems, *BioScience*, *28*, 767–771.
- Momo, F. (1995), A new model for periphyton growth in running waters, *Hydrobiologia*, *299*, 215–218.
- Moulin, F. Y., et al. (2008a), Experimental study of the interaction between a turbulent flow and a river biofilm growing on macrorugosities, in *Advances in Hydro-Science and Engineering*, vol. 8, edited by S. S. Y. Wang, pp. 1887–1896, Int. Assoc. Hydro-Environ. Eng. Res., Nagoya, Japan.
- Moulin, F. Y., K. Mülleners, C. Bourg, and S. Cazin (2008b), Experimental study of the impact of biogenic macrorugosities on the benthic boundary layer, in *Advances in Hydro-Science and Engineering*, vol. 8, edited by S. S. Y. Wang, pp. 736–745, Int. Assoc. Hydro-Environ. Eng. Res., Nagoya, Japan.
- Nepf, H., M. Ghisalberti, B. White, and E. Murphy (2007), Retention time and dispersion associated with submerged aquatic canopies, *Water Resour. Res.*, *43*, W04422, doi:10.1029/2006WR005362.
- Nezu, I., and H. Nakagawa (1993), *Turbulence in Open-Channel Flows*, Balkema, Rotterdam, Netherlands.
- Nielsen, T. S., W. H. Funk, H. L. Gibbons, and R. M. Duffner (1984), A comparison of periphyton growth on artificial and natural substrates in the upper Spokane River, *Northwest Sci.*, *58*, 243–248.
- Nikora, V., D. Goring, and B. Biggs (1997), On stream periphyton-turbulence interactions, *N. Z. J. Mar. Freshwater Res.*, *31*, 435–448.
- Nikora, V., D. Goring, and B. Biggs (1998), A simple model of stream periphyton-flow interactions, *Oikos*, *81*, 607–611.
- Nikora, V., D. Goring, I. McEwan, and G. Griffiths (2001), Spatially averaged open-channel flow over rough bed, *J. Hydraul. Eng.*, *127*, 123–133.
- Nikora, V., D. Goring, and B. Biggs (2002), Some observations of the effects of microorganisms growing on the bed of an open channel on the turbulence properties, *J. Fluid Mech.*, *450*, 317–341.
- Nikora, V., I. McEwan, S. McLean, S. Coleman, D. Pokrajac, and R. Walters (2007a), Double averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Theoretical background, *J. Hydraul. Eng.*, *133*, 873–883, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(873).
- Nikora, V., S. McLean, S. Coleman, D. Pokrajac, I. McEwan, L. Campbell, J. Aberle, D. Clunie, and K. Kol (2007b), Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Applications background, *J. Hydraul. Eng.*, *133*, 884–895, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(884).
- Py, C., E. de Langre, and B. Moulia (2006), A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies, *J. Fluid Mech.*, *568*, 425–449, doi:10.1017/S0022112006002667.
- Reiter, M. A. (1986), Interactions between the hydrodynamics of flowing water and development of a benthic algal community, *J. Freshwater Ecol.*, *3*, 511–517.
- Reiter, M. A. (1989a), Development of benthic algal assemblages subjected to differing near-substrate hydrodynamic regimes, *Can. J. Fish. Aquat. Sci.*, *46*, 1375–1382.
- Reiter, M. A. (1989b), The effect of a developing algal assemblage on the hydrodynamics near substrates of different size, *Arch. Hydrobiol.*, *115*, 221–244.
- Saravia, L., F. Momo, and L. D. Boffi Lissin (1998), Modeling periphyton dynamics in running water, *Ecol. Modell.*, *114*, 35–47.
- Stevenson, R. J. (1983), Effects of currents and conditions simulating autogenically changing microhabitats on benthic diatom immigration, *Ecology*, *64*, 1514–1524.
- Stevenson, R. J. (1996), An introduction to algal ecology in freshwater benthic habitats, in *Algal Ecology: Freshwater Benthic Ecosystems*, edited by R. J. Stevenson, M. L. Bothwell, and R. L. Lowe, pp. 3–30, Academic, San Diego, Calif.
- Uehlinger, U., H. Buhner, and P. Reichert (1996), Periphyton dynamics in a flood prone pre-alpine river: Evaluation of significant processes by modeling, *Freshwater Biol.*, *36*, 249–263.
- Wilcock, P. (1996), Estimating local bed shear stress from velocity observations, *Water Resour. Res.*, *32*, 3361–3366.
- Winterbourn, M. J. (1990), Interactions among nutrients, algae, and invertebrates in a New Zealand mountain stream, *Freshwater Biol.*, *23*, 463–474.
- Xu, S., D. Rempfer, and J. Lumley (2003), Turbulence over a compliant surface: Numerical simulation and analysis, *J. Fluid Mech.*, *478*, 11–34, doi:10.1017/S0022112002003324.

S. Boulétreau, J. M. Sánchez-Pérez, and S. Sauvage, ECOLAB, Université de Toulouse, UPS, INPT, CNRS, Avenue de l'Agrobiopôle, BP 32607, Auzeville-Tolosane, Castanet-Tolosan, F-31326 Toulouse, France. (sabine.sauvage@ensat.fr)

O. Eiff and F. Y. Moulin, IMFT, Université de Toulouse, UPS, INPT, ENSEIHT, CNRS, F-31400 Toulouse, France.

F. Garabétian, UMR 5805, Station Marine d'Arcachon, EPOC-OASU, Université Bordeaux 1, 2 Rue du Professeur Jolyet, F-33120 Arcachon CEDEX, France.

M. Graba and A. Kettab, Laboratoire des Sciences de l'Eau, Ecole Nationale Polytechnique, 10 Ave. Hassen Badi, El Harrach, Alger 16200, Algeria.

Diffusion in grid turbulence of isotropic macro-particles using a Lagrangian stochastic method: Theory and validation

A. Joly,^{1,a)} F. Moulin,² D. Violeau,¹ and D. Astruc²

¹*Saint-Venant Laboratory for Hydraulics, Université Paris-Est, Joint Research Unit EDF/CETMEF/ENPC, Chatou 78401, France*

²*Université de Toulouse, INPT, UPS, IMFT, Allée Camille Soula, F-31400 Toulouse, France and CNRS, IMFT, F-31400 Toulouse, France*

(Received 14 August 2012; accepted 29 August 2012; published online 12 October 2012)

The prediction of solid bodies transport (such as algae, debris, sediment grains, or corrosion deposits) is a necessary requirement in many industrial or environmental processes. The physical processes involved cover a wide range of processes, from tidal flow to turbulent eddies and particle drag. A stochastic model was therefore developed to link the different scales of the physical processes where it was assumed that the particles are dilute enough that they do not affect the flow or the motion of other particles while being large enough that each particle does not follow exactly the fluid motions (i.e., macro-particles). The stochastic model is built in such a way that it uses Reynolds-averaged fluid properties to predict trajectories of individual particles. This model was then tested using experimental measurements obtained for isotropic particles released in semi-homogeneous turbulence. The turbulent flow was generated using a pair of oscillating grids and was characterized using particle image velocimetry measurements. The trajectories of the particles were measured using a pair of high resolution cameras. The comparison between the experimental data and different numerical models gives satisfactory results. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4757653>]

I. INTRODUCTION

The presence of bodies in a flow and the transport patterns of these bodies is a classic problem in fluid mechanics. Whether it is the transport of sediments along a coastline, the apparition of air bubbles in pipe flow or aerosols released by fossil fuels it is important to develop tools predicting the motion of these particles, as they can hinder the operation of many industrial structures.

The model developed in this paper focuses on rigid particles. Furthermore, it is assumed that the particles within the fluid are dilute enough that they do not affect the flow or the motion of other particles. A non-dimensional number Ω_f , representing the volume fraction of particles, can be defined by

$$\Omega_f = \frac{N_r \Omega}{V_{ol}}, \quad (1)$$

where N_r is the total number of particles in the flow, Ω is the volume occupied by a single particle, and V_{ol} is the total volume occupied by the particles and the fluid. Following Elghobashi,¹ we can assume that the particle-laden flow can be modeled using one-way coupling (fluid-particle), if the volume fraction of particles Ω_f is lower than 10^{-6} . A one way fluid-particle coupling means that the information from the fluid is given to the particle motion, but there is no transfer of information from the particles to the fluid flow.

^{a)}Electronic mail: antoine.joly@edf.fr.

This model was also developed for a class of particles that are large enough (or macro) that they do not follow exactly the motion of the fluid, yet they are small enough that the particles respond to some flow motions. Eaton and Fessler² have used the non-dimensional particle Stokes number St , given by the following equation:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_s}, \quad (2a)$$

$$\tau_p = \frac{(2\rho_s + \rho_f) D^2}{36\mu}, \quad (2b)$$

$$\tau_s = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2c)$$

where ρ_s is the particle density, ρ_f is the fluid density, D is the particle characteristic length, μ is the dynamic viscosity, ν is the kinematic viscosity (defined by $\nu = \mu/\rho_f$), and ε is the dissipation rate of the turbulent kinetic energy.

The Stokes number of Eq. (2a) is a ratio of two characteristic times; τ_p which is the relaxation time for a particle experiencing only Stokes drag, and τ_s which is the characteristic time for the small turbulent eddies. Eaton and Fessler² show that particle with a Stokes number between 0.01 and 25 can be considered to be partially affected by the motion of the fluid. A more complete overview of particle-laden flow parameters can be found in Poelma, Westerweel, and Ooms.³

In addition, the particle-laden flow model presented in this paper will try to focus on environmental flows. Unlike most particle flows in industrial problems, for example, flows found in Uhlmann⁴ or Minier and Peirano,⁵ these flows require a large physical area modeled to predict the flow rate. For example, a model covering an area of a few kilometers squared solved for several hours is needed to predict the tidal evolution for a flow around a coastal industrial structure, see Salomonsen *et al.*⁶ or Donaghay and Osborn.⁷ However, the particles of interest in these environmental problems, such as algae, debris, or sediments, tend to respond to flow characteristics of a much smaller scale, such as turbulence induced diffusion or particle drag. It is too costly to run computer simulations that can model all the small scale effects in large environmental models, which is why a Lagrangian approach has been developed, for which a large scale numerical simulation can be run to predict the Reynolds-averaged flow properties, which are then used to consider small scale flow characteristics at the location of a particle. Furthermore, the particles present in such flows are very dilute, which tends to create large inhomogeneity in the solid matter field, which is better modeled using a Lagrangian method than an Eulerian method.

The model presented in this paper differentiates itself from other particle models specifically through the size of the particles and the nature of the coupling. In several models, the particles are considered very small, see Csanady,⁸ Minier and Peirano,⁵ or Sawford and Guest⁹ for atmospheric or large gas-solid particle interactions models or Yeo *et al.*¹⁰ for bubble or liquid-gas (with extensions to liquid-solid) interactions. Because of their relative size the physical properties can be greatly simplified, and therefore a focus is placed on modeling accurately the turbulence. However, in this case the particles are larger than the small scales of turbulence (but still small enough to be affected by the turbulent fluctuations), which will mean that the inertial properties of a body will have a dominant impact on the motion of the body, and therefore a relatively simple turbulence model will suffice.

The problem that inspired the development of the model presented in this paper is the short term transport (during one tide cycle) of algae in coastal waters, around industrial structures and harbours. To give an idea of their typical size, the particles can be considered to be smaller than one tenth of the large turbulent eddies in the flow and approximately ten times larger than small turbulent eddies. For more details on the type of particles considered refer to Joly.¹¹

Although the model presented in this paper is specifically designed for environmental flows, it has properties which should be verified in a simplified flow regime, such as the diffusion of spheres in homogeneous isotropic turbulence. An experimental setup has been developed which allows semi-isotropic turbulence to be generated using a pair of oscillating grids. Particle image velocimetry then makes it possible to quantify the turbulent properties of the flow, and therefore the

flow conditions around released particles. The experimental results will be compared to numerical simulations using the model presented in this paper as well as other Lagrangian particle transport model.

The objective of the first part of this paper is, therefore, to present a Lagrangian model for the transport of solid bodies within a turbulent flow, whereas the second part aims to provide validations through the semi-isotropic turbulent flow of the experimental setup.

II. PARTICLE TRANSPORT MODEL

It was stated earlier that a particle trajectory will be influenced by the fluid motions. The turbulent structures in the flow will have diffusive effect on the particles, and therefore it is important to model the turbulent fluctuations of the flow around the body of interest. Because of the scale of the area of environmental flow problems,^{7,12} compared to the size of relevant bodies, the approach chosen in this paper is that of a Lagrangian stochastic model to predict the fluid velocities at location of the body. This method allows to use a large scale model, such as Reynolds-averaged Navier-Stokes with k - ε closure, to predict the mean flow characteristics over the whole area of interest, which can then be imputed into a Lagrangian model to consider finer flow properties, such as turbulent velocity fluctuations, at the location of a particle.

The fluid in this paper will be considered incompressible, which is the case in most environmental hydraulic flows. As was stated in the Introduction, the model was developed for the case where the bodies are assumed to be sufficiently small that their presence does not affect the flow regime and diluted enough that the motion of one particle does not affect the flow or the motion of another particle in the absence of collisions. These hypotheses will therefore allow a one-way Lagrangian approach to be undertaken where the motion of the body depends on the fluid properties, but it does not affect the flow.

A. Stochastic turbulence model

Stochastic turbulence models rely on the idea that a turbulent flow velocity field can be separated into two parts, the mean flow velocities ($\bar{\mathbf{U}}$), and the fluctuations due to the turbulent eddies ($\mathbf{U}' = \mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}}$). These turbulent fluctuations are then assumed to be a random process, which implies that an Eulerian probability density function (pdf) can be defined by the following equation:

$$f(\mathbf{u}; \mathbf{x}, t) = p\{\mathbf{U}(\mathbf{X}(t), t) = \mathbf{u}\}. \quad (3)$$

This function represents the probability p that at an instant in time, t , the fluid velocity \mathbf{U} at location $\mathbf{X}(t)$ will be equal to the velocity \mathbf{u} . The transport equation of this pdf, as given by Pope,¹³ is

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial u_i} \left[f \left\langle \frac{DU_i}{Dt} \middle| \mathbf{u} \right\rangle \right]. \quad (4)$$

In Eq. (4), and subsequently, the subscript i denotes a projection of the property along the Cartesian axis i . Furthermore, the symbol $|$ denotes a conditional probability (in this instance with respect to \mathbf{u}), and the symbol $\langle \dots \rangle$ represents the probabilistic expectation. If the Navier-Stokes equations are used to solve $\frac{DU_i}{Dt}$, the transport equation (4) becomes

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial u_i} - \frac{\partial}{\partial u_i} \left[f \left\langle v \nabla^2 U_i - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P'}{\partial x_i} \middle| \mathbf{u} \right\rangle \right]. \quad (5)$$

In this equation, \bar{P} and P' represent the mean pressure and its fluctuation due to turbulence, at location $\mathbf{X}(t)$. A model is then used to estimate the conditional expectation for the viscous effects ($v \nabla^2 U_i$) and the pressure fluctuations ($\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P'}{\partial x_i}$). The most commonly used model is the generalized Langevin model, which corresponds to the minimal modifications that need to be applied to the Langevin equation to be consistent with the mean momentum and kinetic energy equations. Using

this approach, Pope¹³ has then written the following closed form for pdf transport equation (5):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial u_i} = - \frac{\partial}{\partial u_i} \left[f G_{ij} (u_j - \bar{U}_j) \right] + \frac{1}{2} C_0 \varepsilon \frac{\partial^2 f}{\partial u_i \partial u_i}. \quad (6)$$

The value ε is the dissipation rate of the turbulent kinetic energy, and the coefficients $G_{ij}(\mathbf{x}, t)$ and $C_0(\mathbf{x}, t)$ model together the viscous effects and the pressure fluctuations. These terms depend on the local values of $\overline{U_i' U_j'}$, ε , and $\partial \bar{U}_i / \partial x_j$. The simplest form of these terms (for which the model can be called simplified Langevin model) is applicable to a non-homogeneous isotropic turbulence and considers the smallest turbulent eddies as white noise. Pope¹³ has then defined these values as

$$G_{ij} = -C_R \frac{\varepsilon}{k} \delta_{ij}, \quad (7)$$

$$C_0 = 2.1. \quad (8)$$

The quantity k is the turbulent kinetic energy ($k = \frac{1}{2} \overline{U_i' U_i'}$), and the coefficient C_R is equal to $\frac{1}{2} + \frac{3}{4} C_0$.

Equation (6) is written in its Eulerian form; however, we are looking for a Lagrangian model. The relationship between the Eulerian function (f) and its Lagrangian counterpart (f_L) is given by the following equation in incompressible fluids:¹³

$$f(\mathbf{u}; \mathbf{x}, t) = \int f_L(\mathbf{u}, \mathbf{x}; t | \mathbf{Y}) d\mathbf{Y}. \quad (9)$$

Using this relationship Pope¹³ has rewritten Eq. (6) into

$$dU_i = - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} dt - C_R \frac{\varepsilon}{k} (U_i - \bar{U}_i) dt + \sqrt{C_0 \varepsilon} dW_i, \quad (10)$$

where dW_i is a Wiener process for which it is known using Ito stochastic integrals¹⁴ that

$$\langle dW_i \rangle = 0, \quad (11)$$

$$\langle dW_i dW_j \rangle = dt \delta_{ij}. \quad (12)$$

It should be specified once more that for numerical applications the mean fluid properties \bar{P} , $\bar{\mathbf{U}}$, k , and ε need to be solved using another model; such as a Reynolds averaged Navier-Stokes model with k - ε closure.

Pope¹⁵ gives a detailed analysis of this model, and a description of more complete stochastic turbulence models can be found in Pope.¹³ This turbulence model, however, was chosen for its simple implementation, as in hydraulic environmental flows it is usually difficult to obtain finer mean fluid properties required by more advanced turbulence models.

Furthermore, the explicit resolution of Eq. (10) is subjected to strong constraints on the numerical time step,⁵ which needs to be large compared to the characteristic time of the small turbulent eddies ($\tau_s = \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}$), but remain smaller than the characteristic time of the large turbulent eddies ($\tau_l = \frac{k}{\varepsilon}$). Because of these constraints, the solid body transport equations are solved using a semi-analytical method, described in Sec. II D.

B. Dynamic properties of a solid isotropic body in a fluid

There are several forces which drive the motion of a solid body inside a fluid,^{16,17} but the most important forces, considering the scales of the flow and the bodies of interest (defined through the values of Ω_f and St presented in the Introduction), will be the momentum of the fluid, the added mass of the body, the drag force, the basset history force, and the gravity force. The volume fraction of the particle (Ω_f) is assumed smaller than 10^{-6} . Therefore, a one-way fluid-particle coupling is sufficient to model the particle transport,¹ or in other words the particles do not affect the fluid motion or each other. As it is assumed that particles do not affect the flow, the size of each particle will entail that when it experiences acceleration from the flow, the flow variations are negligible along a length scale of the same order as its characteristic size. This assumption implies that the model

will ignore the local fluid vorticity and velocity gradients of the turbulent structures, and therefore the modeled particles will not rotate, and keep the same orientation through time. This then leads to the assumption that the lift forces, which are dependent on the surrounding velocity gradients and rotational rates of the fluid or particle, are negligible. More information on the effect of shear flows and freely rotating spheres can be found in Bagchi and Balachandar.¹⁸ Furthermore, the finite size of the particles will result in a filtering of the turbulence. Yeo *et al.*¹⁰ have given evidence to the fact that turbulent eddies of size smaller than that of the particle will not affect the motion of the body.

Hence, the momentum of a solid body of volume Ω and mass m transported at a velocity \mathbf{V} (where V_i represents the i th component of the particle velocity) inside a flow of velocity \mathbf{U} and constant density ρ_f , is given in the following equation:

$$\begin{aligned} m \frac{dV_i}{dt} = & \rho_f \Omega \frac{dU_i}{dt} - M_{ij} \frac{d}{dt} (V_i - U_i) \\ & + \frac{1}{2} \rho_f S C_D (\text{Re}) |\mathbf{U} - \mathbf{V}| (U_i - V_i) \\ & + (m - \rho_f \Omega) g_i \\ & + 6D^2 \rho_f \sqrt{\pi \nu} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-s}} \frac{d}{ds} (U_i - V_i) ds, \end{aligned} \quad (13)$$

where M_{ij} is the added mass tensor of the body, S is its cross-sectional area, D is its characteristic size, g_i is the vectorial notation of the acceleration due to gravity, and C_D is the drag coefficient, which is a function of the particle Reynolds number Re ,

$$\text{Re} = \frac{|\mathbf{U} - \mathbf{V}| D}{\nu} \quad (14)$$

with ν being the fluid molecular kinematic viscosity, and the mass of the body is given by $m = \rho_s \Omega$, with ρ_s being its density.

The Basset history force F_{Basset} , given by the last line of Eq. (13) is written in its small particle formulation. This formulation was chosen, as a more complete formulation would require more information about the flow surrounding the particle than would be typically available in environmental flow. Even in this current formulation, it is difficult to solve and is often neglected. The method used in this paper to solve for this force is the method developed by van Hinsberg, ten Thijs Boonkamp, and Clercx.¹⁹ In this method part of the integral is assumed to be linear, and it is solved for inside a numerical window. Outside this window, the tail of the Basset force is assumed to be exponentially decreasing. It is given by the following equation:

$$\begin{aligned} F_{Basset} = & \frac{4}{3} C_B \psi_0 \sqrt{\Delta t} + \frac{2}{3} C_B \psi_N \sqrt{\Delta t} \left(3\sqrt{N} + 2(N-1)^{\frac{3}{2}} - 2N^{\frac{3}{2}} \right) \\ & + \frac{4}{3} C_B \sqrt{\Delta t} \sum_{n=1}^{N-1} \psi_n \left[(n-1)^{\frac{3}{2}} - 2n^{\frac{3}{2}} + (n+1)^{\frac{3}{2}} \right] \\ & + \sum_{p=1}^q a_p F_p(t) + a_p \exp\left(\frac{-\Delta t}{2\tilde{t}_p t_{win}}\right) F_p(t - \Delta t), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} F_p(t) = & 2C_B \sqrt{e\tilde{t}_p t_{win}} \exp\left(\frac{-1}{2\tilde{t}_p}\right) \left\{ \psi_N \left[1 - \phi\left(\frac{-\Delta t}{2\tilde{t}_p t_{win}}\right) \right] \right. \\ & \left. + \psi_{N+1} \exp\left(\frac{\Delta t}{2\tilde{t}_p t_{win}}\right) \left[\phi\left(\frac{\Delta t}{2\tilde{t}_p t_{win}}\right) - 1 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\phi(z) = \frac{e^z - 1}{z}, \quad (17)$$

where $C_B = 6D^2\rho_f\sqrt{\pi\nu}$, $\psi = d/dt(U_i - V_i)$, for which the notation ψ_x stands for $\psi(t - x\Delta t)$, t_{win} is the time for which the integral in the Basset force is solved and which is subdivided into N sections, which defines $\Delta t = t_{win}/N$. It is recommended to ensure that $\Delta t = dt$. The integer q , a_p , and \tilde{t}_p are defined in van Hinsberg, ten Thije Boonkkamp, and Clercx.¹⁹ Here, we choose t_{win} so that N is equal to 100. Larger values of N were also tested but did not improve accuracy.

Numerically, all of the components from this Basset formulation, which do not depend on the current time step will be assumed to be constant. Therefore, this formulation of the Basset force can be rewritten as

$$F_{Basset} = \frac{4}{3}C_B\sqrt{\Delta t}\left(\frac{dU_i}{dt} - \frac{dV_i}{dt}\right) + C_{Bas}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} C_{Bas} = & \frac{2}{3}C_B\psi_N\sqrt{\Delta t}\left(3\sqrt{N} + 2(N-1)^{\frac{3}{2}} - 2N^{\frac{3}{2}}\right) \\ & + \frac{4}{3}C_B\sqrt{\Delta t}\sum_{n=1}^{N-1}\psi_n\left[(n-1)^{\frac{3}{2}} - 2n^{\frac{3}{2}} + (n+1)^{\frac{3}{2}}\right] \\ & + F_{tail}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$F_{tail} = \sum_{p=1}^q a_p F_p(t) + a_p \exp\left(\frac{-\Delta t}{2\tilde{t}_p t_{win}}\right) F_p(t - \Delta t). \quad (20)$$

Furthermore, the bodies are assumed to be isotropic (e.g., a sphere of diameter D), which simplifies the added mass tensor to $M_{ij} = M\delta_{ij}$. In the case of a sphere, considered later, the drag coefficient has been well documented in the literature (Almedej²⁰ provides a review of different experimental results) and the added mass is given by $M = \frac{1}{2}\rho_f\Omega$.

In the case where the bodies of interest are not isotropic (for certain kinds of algae, for example), it should be noted that the isotropic body simplification can model similar statistics (for example, by averaging all the orientations possible and the folding of these bodies), however the drag coefficient or the added mass might need to be modified.

C. Two phase modeling

As Csanady⁸ pointed out the motion of a solid particle, presented in Eq. (13), cannot be associated with the motion of a single fluid particle, modeled, for example, through Eq. (10), as these two particles will not travel at the same velocity. This effect is known as crossing trajectories. Therefore, the coupling of the fluid and the solid body velocities should be done through the fluid velocities as seen by the body U_i^* . A formulation for this velocity is given in Minier and Peirano,⁵ where it is assumed that the external forces (gravity for example) play the major role in the decorrelation between the fluid velocity seen by the body and that of a fluid particle and it is assumed that the inertial properties of the particles play a minimal effect. This focus was done as it creates a mean drift between the fluid and particle velocities, and not an instantaneous one.⁵ Equation (21) gives the general formulation for taking into account crossing trajectories effects and can be used in place of Eq. (10),

$$\begin{aligned} dU_i^*(t) = & -\frac{1}{\rho_f}\frac{\partial\bar{P}}{\partial x_i}dt + (\bar{V}_i - \bar{U}_i)\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}dt - C_R\frac{\varepsilon}{\tilde{k}}b_i(U_i^* - \bar{U}_i)dt \\ & + \sqrt{\varepsilon\left[C_0b_i\frac{\tilde{k}}{k} + \frac{2}{3}\left(b_i\frac{\tilde{k}}{k} - 1\right)\right]}dW_i. \end{aligned} \quad (21)$$

In a similar fashion that \bar{U}_i is the turbulence averaged fluid velocity, \bar{V}_i is the turbulence averaged solid particle velocity. In addition, this equation is written for the assumption that the first coordinate

axis is aligned with the mean drift, therefore when modeling a change of variable might be required. The coefficient b_i represents the ratio between the Lagrangian integral timescale T_L and the integral timescale seen by the particle $T_{L,i}^*$. The timescales are given by the following equations:

$$T_L = \frac{1}{C_R} \frac{k}{\varepsilon}, \quad (22)$$

$$T_{L,i}^* = \frac{T_L}{b_i}. \quad (23)$$

And b_i is given by

$$b_1 = \sqrt{1 + 3T_{L/E}^2 \frac{|\bar{\mathbf{V}} - \bar{\mathbf{U}}|^2}{2k}}, \quad (24a)$$

$$b_2 = b_3 = \sqrt{1 + 6T_{L/E}^2 \frac{|\bar{\mathbf{V}} - \bar{\mathbf{U}}|^2}{k}} \quad (24b)$$

with the subscript 1 representing the direction longitudinal to the particle drift, and subscripts 2 and 3 directions transverse. These equations are dependent on the ratio between the Lagrangian integral timescale, and the Eulerian integral time scale. These are assumed to be approximately equal, $T_{L/E} = 1$, which implies that the decorrelation between the particle velocity and the fluid velocity is mainly due to external forcing on the particles, i.e., the ‘‘crossing trajectory effect.’’ Furthermore, in Eq. (21) there is the introduction of a new kinetic energy given by

$$\tilde{k} = \frac{3}{2} \frac{\sum_{i=1}^3 b_i \overline{U_i'^2}}{\sum_{i=1}^3 b_i} \quad (25)$$

with the symbol U_i' representing the fluid velocity fluctuations, $U_i' = U_i - \bar{U}_i$. This therefore gives a three step model for the transport of solid isotropic particles in turbulence:

$$dU_i^*(t) = -\frac{1}{T_i^*} U_i^* dt + C_i^* dt + B_i^* dW_i(t), \quad (26a)$$

$$dV_i(t) = F_a dU_i^* + F_b (U_i^* - V_i) dt + F_c dt, \quad (26b)$$

$$dX_i(t) = V_i dt, \quad (26c)$$

where the variable $\mathbf{X}(t)$ introduced here denotes the position of one solid particle of interest. In the system of Eq. (26), Eq. (10) has been rewritten into Eqs. (26a), and Eq. (13) has been rewritten into Eq. (26b), in order to make certain properties of these equations more visible. The new coefficients are given in Eqs. (27),

$$T_i^* = \frac{1}{C_R b_i} \frac{\tilde{k}}{\varepsilon}, \quad (27a)$$

$$\tau_{part} = \frac{2 \left(m + M + \frac{4}{3} C_B \sqrt{\Delta t} \right)}{\rho_f S C_D (\text{Re}) |\mathbf{U}^* - \mathbf{V}|}, \quad (27b)$$

$$C_i^* = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + (\bar{V}_i - \bar{U}_i) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{1}{T_i^*} \bar{U}_i, \quad (27c)$$

$$B_i^* = \sqrt{\varepsilon \left[C_0 b_i \frac{\tilde{k}}{k} + \frac{2}{3} \left(b_i \frac{\tilde{k}}{k} - 1 \right) \right]}, \quad (27d)$$

$$F_a = \frac{\rho_f \Omega + M + \frac{4}{3} C_B \sqrt{\Delta t}}{m + M + \frac{4}{3} C_B \sqrt{\Delta t}}, \quad (27e)$$

$$F_b = \frac{1}{\tau_{part}}, \quad (27f)$$

$$F_c = \frac{(m - \rho_f \Omega) g_i + C_{Bas}}{m + M + \frac{4}{3} C_B \sqrt{\Delta t}}. \quad (27g)$$

This model still uses mean flow characteristics from a larger Eulerian model, in the same fashion as Eq. (10). T_i^* is a relative characteristic time for turbulence. C_i^* represents the i th component of the mean flow terms. The coefficient B_i^* models the variance of the stochastic term. In addition, F_b can be linked through Eq. (27f) to the particle relaxation time τ_{part} , which is a measure of the time necessary for a particle to adapt to changes in fluid velocity. F_a is linked to the mass characteristics of the body and F_c is linked to the buoyancy and gravity effects.

It should also be noted that for small particle Reynolds number, the drag force can be reduced to Stokes' drag, for which $C_D = 24/\text{Re}$. Using this formulation of the drag force and neglecting the momentum and the Basset history force components ($M = 0$ and $C_B = 0$), then the particle relaxation time τ_{part} will be equal to the characteristic time τ_p of Eq. (2b).

Furthermore, considering the crossing trajectories increases the accuracy of the model, but it requires a level of information of the flow (through Eq. (25)) which is not usually available when modeling the environmental flow along a coastline (for example, if using the shallow water equation with a $k-\varepsilon$ closure). Therefore, when we choose to neglect the crossing trajectories effect it should be assumed that the fluid velocity seen by the particle is equal to the fluid velocity of a fluid particle ($\mathbf{U}^* = \mathbf{U}$). In this case, the constants become

$$T_i^* = T_L = \frac{1}{C_R} \frac{k}{\varepsilon}, \quad (28a)$$

$$C_i^* = C_i = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{1}{T_L} \bar{U}_i, \quad (28b)$$

$$B_i^* = B = \sqrt{C_0 \varepsilon}. \quad (28c)$$

Numerically, this would imply that there is no mean relative velocity difference between particle and fluid velocities, which would indicate that the external forces have a negligible effect on the motion of a particle (during on time step), and therefore the diffusion of the solid particles might be overestimated.

D. The exact integrator method

Furthermore, it should be restated that this system of equation is subject to strong constraints on the numerical time step dt , as was mentioned earlier and in Minier and Peirano.⁵ This is further emphasized through the two characteristic time T_i^* and τ_{part} , which require dt to be of the same order of magnitude to solve for the fluid and body velocities, respectively. Peirano *et al.*²¹ presented a method for non-inertial solid particles which can circumvent these difficulties, and the same idea will be followed through here.

This method uses the idea that all the coefficients in the set of Eqs. (26) can be considered constant over the time interval $dt = t - t_0$. Therefore, if T_i^* , C_i^* , B_i^* , F_a , F_b , and F_c are constant an analytical equation can be obtained for the fluid velocity of the form²¹ $U_i^*(t) = H_i(t) \exp\left(-\frac{t}{T_i^*}\right)$, where $H_i(t)$ is a function of time, and the derivative of the fluid velocity with respect to time is given by the following equation:

$$dU_i^*(t) = -\frac{1}{T_i^*} U_i^* dt + dH_i(t) \exp\left(-\frac{t}{T_i^*}\right). \quad (29)$$

Thus for the present problem $H_i(t)$ is a stochastic process defined by

$$dH_i(t) = \exp\left(\frac{t}{T_i^*}\right) [C_i^* dt + B_i^* dW_i(t)]. \quad (30)$$

The solution for H_i over the interval dt is

$$H_i(t) - H_i(t_0) = C_i^* T_i^* \left[\exp\left(\frac{t}{T_i^*}\right) - \exp\left(\frac{t_0}{T_i^*}\right) \right] + \int_{t_0}^t B_i^* \exp\left(\frac{s}{T_i^*}\right) dW_i(s). \quad (31)$$

This then gives the following equation for the fluid velocity at the location of the particle:

$$U_i^*(t) = \alpha_i^* U_i^*(t_0) + (1 - \alpha_i^*) C_i^* T_i^* + \gamma_i(t) \quad (32)$$

with

$$\alpha_i^* = \exp\left(-\frac{dt}{T_i^*}\right), \quad (33)$$

where γ_i is a stochastic integral equal to

$$\gamma_i(t) = B_i^* \exp\left(-\frac{t}{T_i^*}\right) \int_{t_0}^t \exp\left(\frac{s}{T_i^*}\right) dW_i(s). \quad (34)$$

The same method can be applied to find the particle velocity

$$V_i(t) = \beta V_i(t_0) + (1 - \beta) \left(C_i^* T_i^* + \frac{F_c}{F_b} \right) + (\alpha_i^* - \beta) \check{C}_i [U_i^*(t_0) - C_i^* T_i^*] + \Gamma_i(t) \quad (35)$$

with

$$\beta = \exp(-F_b dt), \quad (36)$$

$$\check{C}_i = \frac{T_i^* F_b - F_a}{T_i^* F_b - 1}, \quad (37)$$

where Γ_i is a stochastic integral equal to

$$\Gamma_i(t) = \check{C}_i \gamma_i(t) + B_i^* (F_a - \check{C}_i) \exp(-t F_b) \int_{t_0}^t \exp(F_b s) dW_i(s). \quad (38)$$

Finally to obtain the position of the solid particle at time t , a simple integration of the fluid velocity over the interval dt is performed

$$\begin{aligned} X_i(t) = X_i(t_0) + \frac{1 - \beta}{F_b} V_i(t_0) + \left[dt - \frac{1 - \beta}{F_b} \right] \left(C_i^* T_i^* + \frac{F_c}{F_b} \right) \\ + \check{C}_i [U_i^*(t_0) - C_i^* T_i^*] \left[(1 - \alpha_i^*) T_i^* - \frac{1 - \beta}{F_b} \right] + \Phi_i(t). \end{aligned} \quad (39)$$

In this final equation, the stochastic integral Φ_i is given by the following equation:

$$\begin{aligned} \Phi_i(t) = -\check{C}_i T_i^* \gamma_i(t) - \frac{1}{F_b} [\Gamma_i(t) - \check{C}_i \gamma_i(t)] \\ + \frac{B_i^*}{F_b} (T_i^* \check{C}_i F_b + F_a - \check{C}_i) \int_{t_0}^t dW_i(s). \end{aligned} \quad (40)$$

The three stochastic integrals, γ_i , Γ_i , and Φ_i , developed here are dependent. However, since they are stochastic integrals of deterministic functions, they can each be modeled by a centered Gaussian random variable²¹ (i.e., with zero mean). Furthermore, it can be shown that a centered Gaussian vector can be expressed as the product of two matrices, the covariance matrix and a vector of independent standard random variables (zero mean and unitary standard deviation). Using the

Cholesky decomposition and an appropriate random number generator, these stochastic integrals can be modeled using the following equations:

$$\gamma_i = L_{11}\xi_{\gamma_i}, \quad (41a)$$

$$\Gamma_i = L_{21}\xi_{\gamma_i} + L_{22}\xi_{\Gamma_i}, \quad (41b)$$

$$\Phi_i = L_{31}\xi_{\gamma_i} + L_{32}\xi_{\Gamma_i} + L_{33}\xi_{\Phi_i}, \quad (41c)$$

where the ξ 's are standard random variables and the coefficients L_{jk} are defined by

$$L_{11} = \sqrt{\langle \gamma_i^2 \rangle}, \quad (42a)$$

$$L_{21} = \frac{\langle \Gamma_i \gamma_i \rangle}{L_{11}}, \quad (42b)$$

$$L_{22} = \sqrt{\langle \Gamma_i^2 \rangle - L_{21}^2}, \quad (42c)$$

$$L_{31} = \frac{\langle \gamma_i \Phi_i \rangle}{L_{11}}, \quad (42d)$$

$$L_{32} = \frac{\langle \Gamma_i \Phi_i \rangle - L_{21}L_{31}}{L_{22}}, \quad (42e)$$

$$L_{33} = \sqrt{\langle \Phi_i^2 \rangle - L_{31}^2 - L_{32}^2}. \quad (42f)$$

The covariances, $\langle \gamma_i^2 \rangle$, $\langle \Gamma_i \gamma_i \rangle$, etc., are solved using the properties for stochastic integrals in Ito calculus

$$\langle \gamma_i^2 \rangle = (1 - \alpha_i^{*2}) B_i^{*2} \frac{T_i^*}{2}, \quad (43a)$$

$$\langle \Gamma_i^2 \rangle = (B_i^* \check{C}_i)^2 \left[(1 - \alpha_i^{*2}) \frac{T_i^*}{2} + (1 - \beta^2) \frac{\check{K}_i^2}{2F_b} + (1 - \alpha_i^* \beta) 2\check{Q}_i \right], \quad (43b)$$

$$\langle \Phi_i^2 \rangle = (B_i^* \check{C}_i)^2 \left\{ \check{G}_i^2 dt + (1 - \alpha_i^{*2}) \frac{T_i^{*3}}{2} + (1 - \beta^2) \frac{\check{K}_i^2}{2F_b^3} - 2\check{G}_i \left[(1 - \alpha_i^*) T_i^{*2} + (1 - \beta) \frac{\check{K}_i}{F_b^2} \right] + 2(1 - \alpha_i^* \beta) \frac{\check{Q}_i T_i^*}{F_b} \right\}, \quad (43c)$$

$$\langle \gamma_i \Gamma_i \rangle = B_i^{*2} \check{C}_i \left[(1 - \alpha_i^{*2}) \frac{T_i^*}{2} + (1 - \alpha_i^* \beta) \check{Q}_i \right], \quad (43d)$$

$$\langle \gamma_i \Phi_i \rangle = B_i^{*2} \check{C}_i \left[(1 - \alpha_i^*) \check{G}_i T_i^* - (1 - \alpha_i^{*2}) \frac{T_i^{*2}}{2} - (1 - \alpha_i^* \beta) \frac{\check{Q}_i}{F_b} \right], \quad (43e)$$

$$\langle \Gamma_i \Phi_i \rangle = (B_i^* \check{C}_i)^2 \left\{ \left[(1 - \alpha_i^*) T_i^* + (1 - \beta) \frac{\check{K}_i}{F_b} \right] \check{G}_i - (1 - \alpha_i^{*2}) \frac{T_i^{*2}}{2} - (1 - \beta^2) \frac{\check{K}_i^2}{2F_b^2} - (1 - \alpha_i^* \beta) \frac{\check{K}_i T_i^*}{F_b} \right\}. \quad (43f)$$

With the following coefficients:

$$\check{K}_i = \frac{F_a}{\check{C}_i} - 1, \quad (44a)$$

$$\check{G}_i = T_i^* + \frac{\check{K}_i}{F_b}, \quad (44b)$$

$$\check{Q}_i = \frac{\check{K}_i T_i^*}{T_i^* F_b + 1}. \quad (44c)$$

It should be noted that this model reduces to the model presented by Peirano *et al.*²¹ if the inertial terms and the Basset history force are ignored (i.e., $C_B = 0$, $C_{bas} = 0$, $F_a = 0$, and $M = 0$).

Furthermore, this method for solving the solid particle transport (Eqs. (26)) has defined solutions for the cases where the numerical time step is large or small compared to a characteristic time (T_L or τ_{part}), which was not the case for the explicit system of Eqs. (26). For example, when considering the transport of a fluid particle, if the time step dt is much larger than the turbulence characteristic time T_L , then the fluid velocity tends to $C_i T_L + \sqrt{\frac{B^2 T_L}{2}} \xi_{\gamma_i}$, which is the equation for Brownian motion. This is in agreement with the fact that all the turbulent eddies would appear as random independent events in this asymptotic limit.

III. EXPERIMENTAL TESTS

The model presented here is subject to strong hypotheses, especially on the solid body dynamics. Therefore, to test the accuracy of the model in predicting the behavior of isotropic solid particles in turbulence a set of experiments was conducted, where the effects of particle size and the density ratios will be tested.

A. Experimental setup

The aim of the experimental setup presented in Figure 1 was to generate near isotropic and homogeneous turbulence with no mean flow. In order to achieve this a pair of 1×1 m grids was built with 2 cm thick square bars into a mesh of size $H = 10$ cm. The two grids were placed at a distance $D_{ist} = 60$ cm apart in a water tank and were oscillated in phase at a frequency $f = 1.67$ Hz and a stroke $\Delta = 10$ cm.

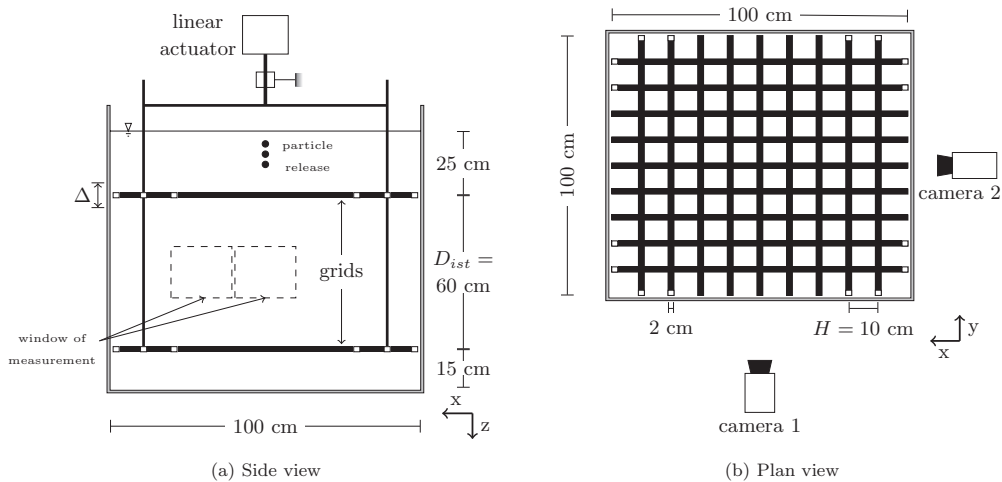


FIG. 1. Scheme of the double-grid setup (the origin of the axis is located on the bottom right corner in the center of the lower grid). PIV measurement are recorded with camera 1, and particle trajectories using both cameras 1 and 2.

B. Turbulent field properties

The turbulence generated by those grids was then quantified using particle image velocimetry (PIV) and two-dimensional laser doppler velocimetry (2D-LDV) measurements. These two techniques were chosen for the information on the turbulence they can provide. The PIV measurements were done for two 20×20 cm windows of measurement. One window was placed in the center of the tank, with its center at (50, 50, -30) cm, which is where the particles will be recorded and the other window with its center placed at (68, 50, -30) cm, which is closer to the edge of the tank. The second window allowed a comparison with the 2D-LDV results and to test the influence of the edge of the tank on the flow. A thousand pair of images were recorded with an interburst of 10 ms (i.e., the PIV measurements were recorded at frequency of 100 Hz). Each pair of recordings were done 1 s apart. Therefore the total time of the recordings is 1000 s, which is equivalent to almost 600 cycles of the oscillating grid. Furthermore, each recorded image had a spatial resolution of approximately 105 pixels/cm. The grid used by the PIV had a resolution of 8 pixels, which means the resolution used for the PIV measurement is equal 0.762 mm. Al-Homoud and Hondzo²² suggest that ratio between the grid resolution of PIV (δ_{PIV}) measurements and the Kolmogorov length-scale (λ_s) should be smaller than 8. In this experiment, the Kolmogorov length-scale is approximately 0.4 mm, which means $\delta_{PIV}/\lambda_s = 2$. The 2D-LDV measurements were recorded at (65, 50, -30) cm with a frequency of 200 Hz for 1 h with a laser beam diameter of 2.2 mm.

The PIV measurements give instantaneous velocity fields, such as the one presented in Figure 2. From these velocity fields, the mean flow and the turbulent fluctuations can be calculated (\overline{U}_i and U'_i). Yan *et al.*²³ and Al-Homoud and Hondzo²² give methods to calculate the kinetic turbulent energy, k , and its dissipation rate, ε , which are needed to use the particle transport model presented in Sec. II D,

$$k = \frac{\overline{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2}}{2}, \quad (45)$$

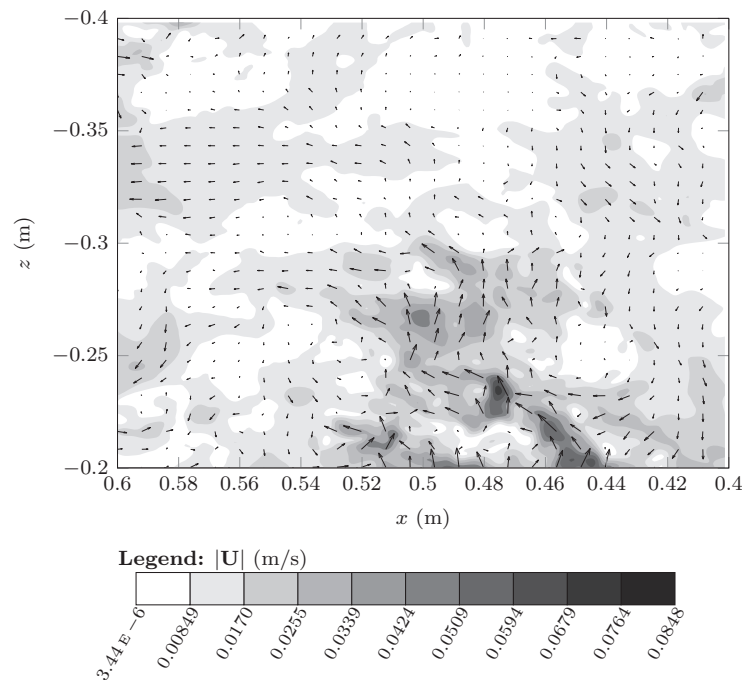


FIG. 2. An instantaneous velocity field recorded using PIV in two grids generated turbulence oscillating in phase at $f = 1.67$ Hz and $\Delta = 10$ cm.

$$\varepsilon = 3\nu \left[\overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_z}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial z}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_z}{\partial z}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial z} \frac{\partial U'_z}{\partial x}\right)} + \frac{2}{3}\overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x} \frac{\partial U'_z}{\partial z}\right)} \right]. \quad (46)$$

Using the assumption that the flow is horizontally isotropic the value for U'_y , used in Eq. (45), is taken to be equal to U'_x . The 2D-LDV measurements combined with the PIV measurements validated this assumption.

Using Eqs. (45) and (46), the turbulent properties required for particle transport can be plotted over the window of measurement, see Figure 4. The oscillating grid can cause the mean vertical fluid velocity to oscillate in phase with the grid oscillation frequency. This can create strong fluctuations, which become apparent when observing the energy spectrum calculated from the vertical fluid velocities LDV measurements, see Figure 3. As a reminder, the kinetic energy components of the flow can be calculated by applying the Fourier transform to the autocovariance of a fluid velocity component

$$E_{UU,i}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{UU,i}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau, \quad (47a)$$

$$R_{UU,i}(\tau) = \langle U_i(t) U_i(t + \tau) \rangle, \quad (47b)$$

where $E_{UU,i}$ is the kinetic energy as a function of the eddy angular frequency and $R_{UU,i}$ is the autocovariance of a fluid velocity component U_i .

There are debates in the scientific community on whether these strong vertical fluctuations should be considered turbulent. The authors have chosen to consider these effects as turbulent, and therefore when applying the model described in Sec. II, $\overline{U_z}$ is set to zero to remain consistent with this hypothesis. Furthermore, it was discovered that in this particular case that filtering out the grid oscillation frequency from the velocity measurements does not affect the results presented below.

The fields in Figure 4 are coarse, and for modeling purpose smooth empirical formulas have been developed as they can be extended outside of the window of measurement, to the point of

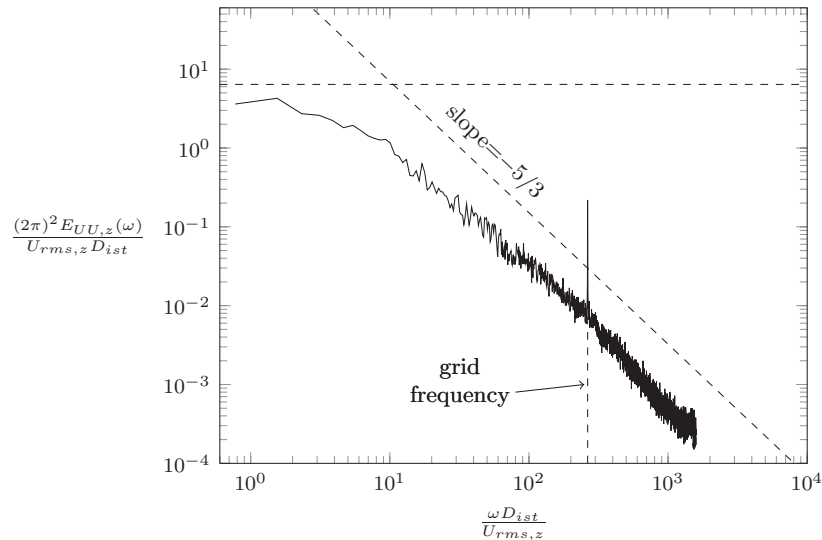


FIG. 3. The vertical energy spectrum obtained from 2D-LDV measurements of two oscillating grid generated turbulence with grid oscillating frequency $f = 1.67$ Hz and stroke $\Delta = 10$ cm. The energy ($E_{UU,z}$) is given as a function of the eddy angular frequency (ω).

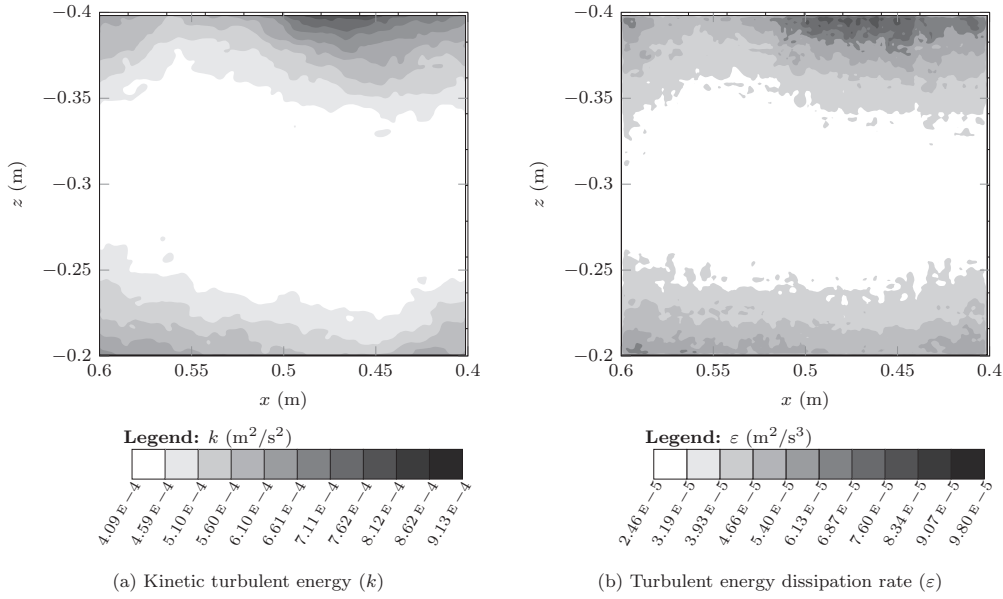


FIG. 4. The mean kinetic energy and its mean dissipation rate for two oscillating grid generated turbulence with $f = 1.67$ Hz and $\Delta = 10$ cm.

release of the particles. In literature most studies of oscillating grids generated turbulence have been done for a single grid. These papers give empirical formulas for the spatial distribution of the root mean square of turbulent velocity fluctuations, as well as the kinetic turbulent energy and its dissipation rate.^{22,24-26} Using the crude assumption that the turbulent kinetic energy of the two grids can be added, an empirical formula can be developed for two grid generated turbulence, where a free parameter will be adjusted to fit to the problem at hand

$$U_{rms,x} = \sqrt{U_x^2} = U_{rms,y} = \theta_1 H^{\frac{1}{2}} \Delta^{\frac{3}{2}} f [z^{-2} + (D_{ist} - z)^{-2}]^{\frac{1}{2}}, \quad (48a)$$

$$U_{rms,z} = \theta_2 H^{\frac{1}{2}} \Delta^{\frac{3}{2}} f [z^{-2} + (D_{ist} - z)^{-2}]^{\frac{1}{2}}, \quad (48b)$$

$$k = \frac{1}{2} (2\theta_1^2 + \theta_2^2) H \Delta^3 f^2 [z^{-2} + (D_{ist} - z)^{-2}], \quad (48c)$$

$$\varepsilon = \frac{\theta_3 U_{rms,x}^3}{D_{ist}}. \quad (48d)$$

These equations have been developed by assuming that the turbulent eddies are dependent on the mesh size of the grid, the frequency and the amplitude of the oscillations and that they decrease away from the grid.

From the measurements of the case where the grids are oscillating in phase at a frequency $f = 1.67$ Hz and stroke $\Delta = 10$ cm the constants have been estimated to be $\theta_1 = 0.202$, $\theta_2 = 0.261$, and $\theta_3 = 5.60$. This therefore gives the profiles in Figure 5 for k and ε . One should note that the measured values of ε presented in this figure are probably underestimated along the edge of the window of measurement as its calculation requires the spatial derivatives of fluid velocity.

Two characteristic parameters of the turbulence are also given in Figure 5 as they can be used to provide relationships between the turbulent flow and the particles released. These parameters are the turbulent characteristic time T_L from Eq. (28a) and the characteristic size of the large turbulent eddies given by

$$\lambda_l = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \varepsilon. \quad (49)$$

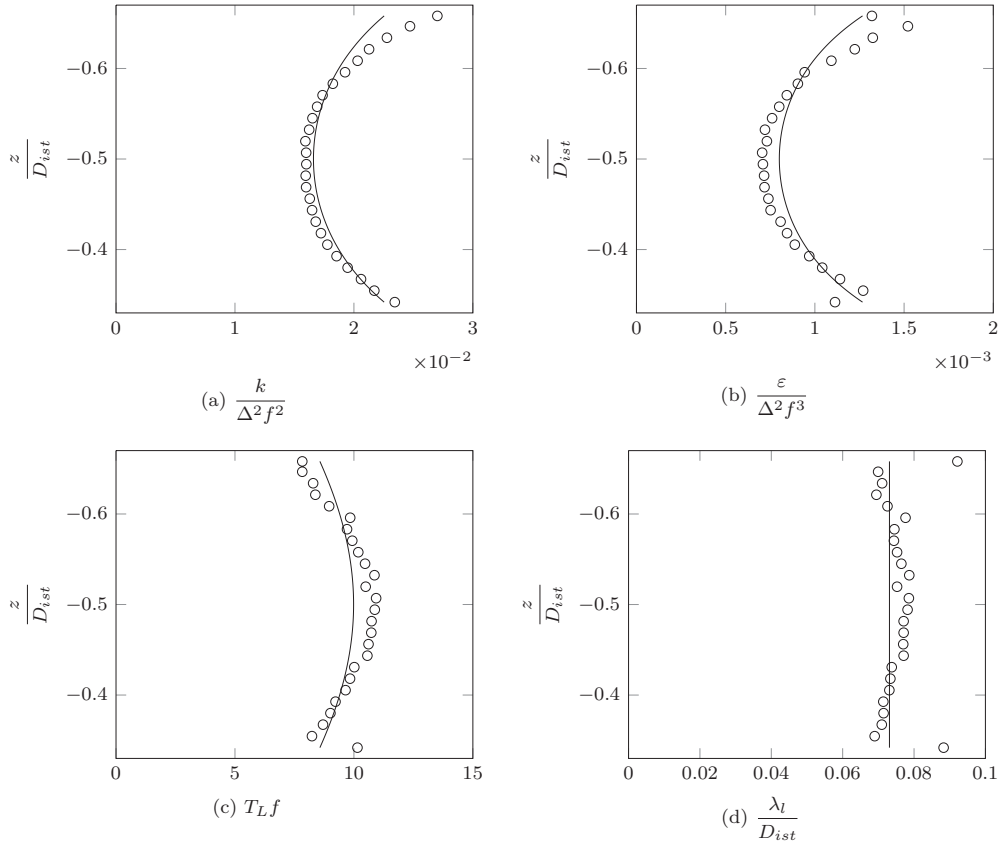


FIG. 5. Non-dimensional vertical profiles for the kinetic turbulent energy k , its dissipation rate ε , the turbulence characteristic time T_L , and the characteristic length of the large turbulent eddies λ_l . The circles represent horizontally averaged experimental results and the solid line represents the empirical profile found using Eqs. (48).

Equations (48), with the appropriate constants, allow therefore the mean turbulent flow properties to be reasonably estimated, which can then be inputted into the equations described in Sec. II D to predict particle transport. Furthermore, using the empirical values for k and ε from Eq. (48) the ratio λ_l/D_{ist} is equal to a constant and interestingly for highly turbulent flows $D/\lambda_l \sim \tau_{part}/T_L$.

From the results of k and ε , the mean Reynolds number of the turbulence inside the window of measurement can be calculated. As reminder it is in proportion to the ratio of the size of the large turbulent eddies over the size of the small turbulent eddies, and it can be calculated using the following equation:

$$R_t = \frac{k^2}{\varepsilon \nu}, \quad (50)$$

which for the current experiment is equal to about 6000.

The effect of the edges of the tank was also tested, to verify the presence of a mean flow. Table I summarizes the flow properties likely to be affected by the tank. From this table, we see that some boundary effects can be observed. The mean velocities would suggest that there are some recirculation close to the edge of the tank; however, as the particles are released in the center of the volume of measurement the mean flow velocity can be assumed to be equal to zero as they are an order under the velocity fluctuations. Furthermore, this table also shows that the turbulence is slightly more isotropic in the center of the tank than at the edge.

Further measurements were done using 2D-LDV, although for a different grid oscillation frequency. The oscillation used had a stroke of 6 cm and a frequency of 2.63 Hz. The results obtained

TABLE I. Summary of flow characteristics for a grid oscillation amplitude of 10 cm and a frequency of 1.67 Hz.

Position (cm)	\overline{U}_x (m/s)	\overline{U}_z (m/s)	$U_{rms,x}$ (m/s)	$U_{rms,z}$ (m/s)	$U_{rms,x}/U_{rms,z}$
(65, 50, -30)	-0.00220	-0.0125	0.0220	0.0302	0.729
(50, 50, -30)	-0.00158	-0.00423	0.0156	0.0196	0.795

TABLE II. Comparison between particle image velocimetry and two-dimensional laser doppler velocimetry measurements for a grid oscillation amplitude of 6 cm and a frequency of 2.63 Hz.

	$U_{rms,x}$ (m/s)	$U_{rms,z}$ (m/s)	k (m ² /s ²)
PIV	0.0113	0.0148	2.38×10^{-4}
2D-LDV	0.0103	0.0145	2.1×10^{-4}
$\frac{U_{rms,i,PIV}}{U_{rms,i,2D-LDV}}$	1.10	1.02	1.13
$\frac{U_{rms,i,PIV}}{U_{rms,i,2D-LDV}}$ in Al-Homoud and Hondzo ²²	1.20	1.40	1.58

from this setup can be compared to those with a stroke of 10 cm and a frequency of 1.67 Hz as the measured values are of the same order. This can be seen as the constants used in Eqs. (48) are $\theta_1 = 0.202$, $\theta_2 = 0.261$, and $\theta_3 = 5.60$ for $f = 1.67$ Hz and $\Delta = 10$ cm and $\theta_1 = 0.118$, $\theta_2 = 0.153$, and $\theta_3 = 11.7$ for $f = 2.63$ Hz and $\Delta = 6$ cm. The comparison with a punctual PIV value in Table II validates the values of the spatial PIV results. The same process was done in Al-Homoud and Hondzo,²² and the difference ratios ($U_{rms,i,PIV}/U_{rms,i,2D-LDV}$) are also shown in Table II. Furthermore, Al-Homoud and Hondzo²² calculated the anisotropy ratio ($U_{rms,x}/U_{rms,y}$) to be 1.05, whereas in this experiment it is 0.75.

C. Particle tracking

Different spheres of Nylon Polyamide PA 6,6 (see Table III) were released 20 cm above the oscillating grids (see Figure 1(a)). Two different fluids, of densities $\rho_f = 1000$ and 1084 kg/m³, were used. For each run 25 particles will be released in the experimental setup.

An updated Stokes number will also be introduced. Unlike the number presented in Eq. (2a), which only compared the relaxation time of particles experiencing Stokes drag to the small turbulent eddies, this number will show the impact of the turbulent eddies for settling particles using the characteristic times introduced in Eqs. (27a) and (27b),

$$St_{set} = \frac{\tau_{part}(\mathbf{V} = -V_{set}\mathbf{e}_z)}{T_L}. \quad (51)$$

This Stokes number introduces the concept of the settling velocity V_{set} , for which the relaxation time of a particle is calculated. This velocity is the maximum velocity a body falling unhindered through the fluid can reach. It can be calculated using Eq. (13) by considering that a particle has reached its settling velocity when it has stopped accelerating, and therefore it is given by the

TABLE III. The diameters and densities of the Nylon Polyamide PA 6,6 particles.

Diameter D (mm)	Standard deviation of D (%)	Mean density ρ_s (kg/m ³)	Standard deviation of ρ_s (%)	Stokes number St_{set}	Volume fraction of particles Ω_f
20	0.254	1129	0.0740	2.37	1.05×10^{-4}
10	0.508	1128	0.301	0.868	1.31×10^{-5}
5	1.02	1115	0.125	0.677	1.63×10^{-6}
2	2.54	1062	2.42	0.616	1.05×10^{-7}

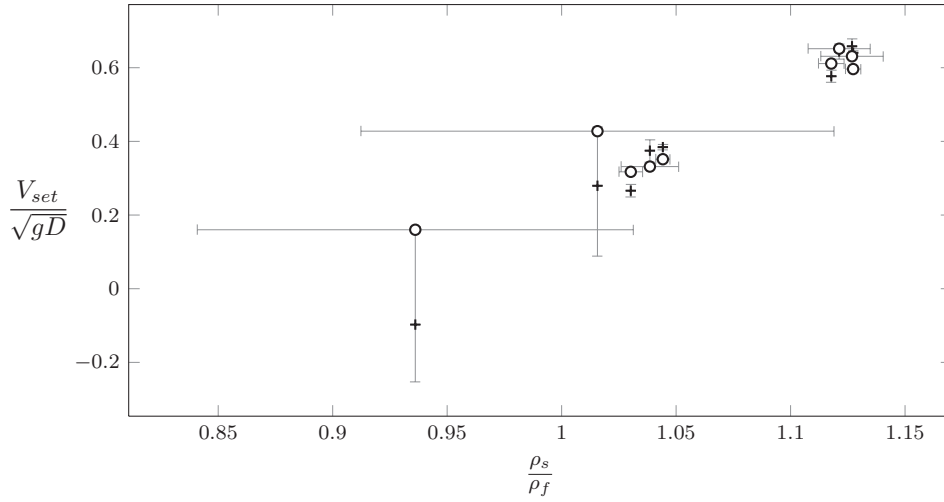


FIG. 6. Dimensionless settling velocities for the particles described in Table III and for fluid densities $\rho_f = 1000$ and 1084 kg/m^3 . The plus symbols show the analytical solution (Eq. (52)) and the circles show the experimental measurements. The horizontal gray bars are the 95% confidence interval error bars for the experimental density ratios and the vertical gray bars are the 95% confidence interval error bars for the analytical velocities using these ratios.

following implicit formula:

$$V_{set} = \frac{|m - \rho_f \Omega|}{(m - \rho_f \Omega)} \sqrt{\frac{2|m - \rho_f \Omega|}{\rho_f S C_D(\text{Re}_{set})}} g_z, \quad (52)$$

where $\text{Re}_{set} = |V_{set}| D/\nu$.

In Table III, the Stokes number is calculated using the settling velocities for each particle in a water of density 1000 kg/m^3 and the mean turbulence characteristic time of Figure 5. Since all these values are of the same order as 1 the turbulence effects and the particle properties need to be considered for all particle size. In addition, since the Stokes number is greater for the larger particles, the properties of the bodies will have a greater effect. The settling velocities for all these particles, released in waters of densities $\rho_f = 1000$ and 1085 kg/m^3 , are plotted in Figure 6. Furthermore, the values for the volume fraction number presented in this table indicate that the larger particles might affect the turbulence slightly, and that the one way fluid-particle coupling might not be accurate anymore.

The trajectories for the particles released into the flow described in Sec. III A were measured using two cameras placed perpendicularly to each other. The volume of measurement, located in the center of the two grids, had a shape close to a cube $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$, but of a shape similar to the one presented in Figure 7.

The shape of the volume of measurement described in Figure 7 shows that a linear relationship needs to be assumed to convert particle position from pixel to millimeter,²⁷ see Eqs. (53):

$$\text{Camera 1: } \frac{X_x(\text{mm})}{X_x(\text{pixels})} = \alpha_y X_y(\text{mm}) + \beta_x; \quad \frac{X_{z_1}(\text{mm})}{X_{z_1}(\text{pixels})} = \alpha_y X_y(\text{mm}) + \beta_x, \quad (53a)$$

$$\text{Camera 2: } \frac{X_y(\text{mm})}{X_y(\text{pixels})} = \alpha_x X_x(\text{mm}) + \beta_y; \quad \frac{X_{z_2}(\text{mm})}{X_{z_2}(\text{pixels})} = \alpha_x X_x(\text{mm}) + \beta_y. \quad (53b)$$

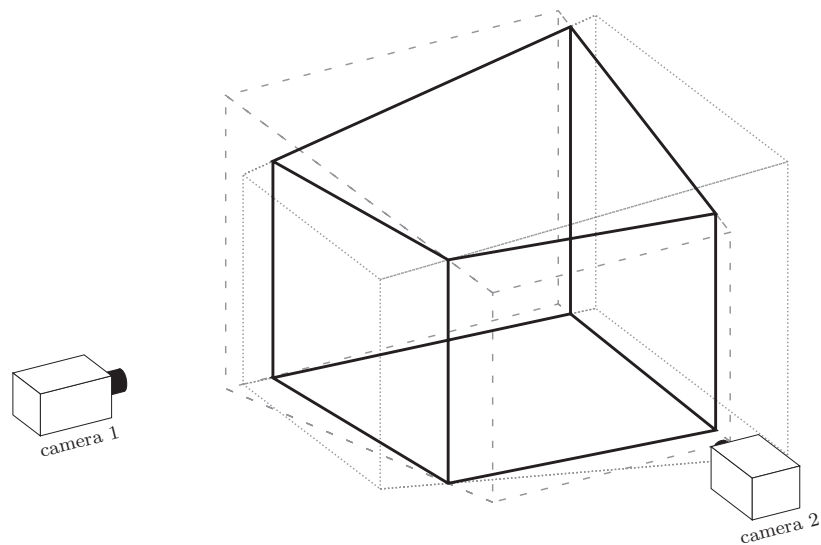


FIG. 7. Volume of measurements for the two perpendicular cameras recording falling bodies. The densely dotted gray lines show the volume recorded by camera 1, the loosely dashed gray lines show the volume recorded by camera 2 and the thick solid black lines show the volume of measurement common in the two cameras.

Obviously in Eqs. (53), the particle position X_z should be equal in cameras 1 and 2 ($X_{z_1} = X_{z_2}$). The coefficients α_i and β_i need to be calibrated by recording known positions of an object inside the volume of measurement.

Furthermore, the shape and size of the volume recorded by a camera implies that particles seen by one camera might not be seen by the other, see Figure 8 which shows an example of associated particles.

IV. MODEL VALIDATION

From these records of particle trajectories, it is possible to obtain an estimate of the particle velocities looking at the displacement in between two recorded images. These particle velocities can be compared to the results obtained using the stochastic numerical model developed in Sec. II D, in combination with the empirical model of Sec. III B used as the mean flow properties,

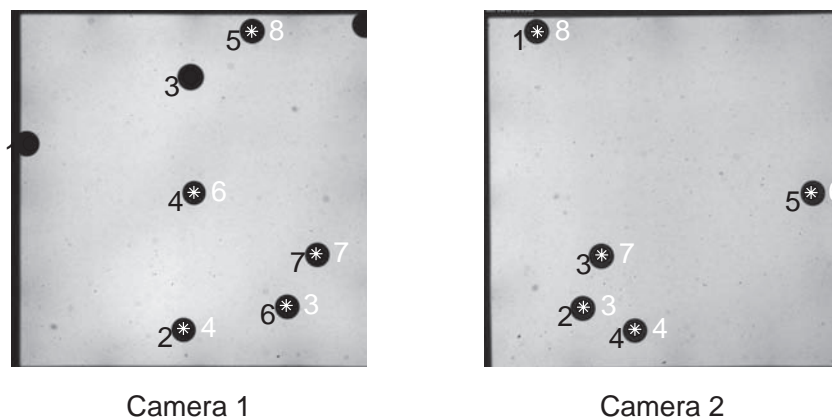


FIG. 8. Example of particles recorded for the two cameras. The number in black is a recognized particle in an image and the number in white, next to a white star, is a particle present in both cameras.

TABLE IV. Summary of the different models compared and different forcing considered.

	Model I	Model II	Model III	Model IV	Brownian motion
Crossing trajectories	Yes	No	No	No	No
Basset	Yes	Yes	No	No	No
Momentum	Yes	Yes	Yes	No	No
Drag	Yes	Yes	Yes	Yes	No
Source	Eq. (26)	Eq. (13)	see Ref. 11	see Ref. 5	Eq. (54)

and comparing the velocity statistics of numerical particles present in a volume of measurement similar to the experiment.

The results will be compared using the complete model presented in Sec. II D, for which the crossing trajectories effect can be found using the empirical values of $U_{rms,i} = \sqrt{U_i^2}$ and the settling velocity as the mean velocity difference between the fluid and the particle $V_{set} = |\bar{\mathbf{V}} - \bar{\mathbf{U}}|$, and therefore the main drift is in the z direction. It will then be tested against several models where the fluid velocity observed by the particle is assumed to be equal to the fluid velocity $\mathbf{U}^* = \mathbf{U}$. In these models, different levels of description of the solid body dynamics will be assessed. There will be the full description of the solid body dynamics presented in Sec. II B, a model similar to the one presented in this paper, but where the Basset history force is not accounted for Ref. 11, another model designed for small particles where the inertial properties of the body are reduced to the drag force⁵ and a model where all the physical properties of the body are ignored and turbulence is modeled in a coarser fashion (Brownian motion¹²). As a reminder, in Brownian motion the transport equation is given by the following equation:

$$dX_i = \left[\bar{U}_i + \frac{C_\mu}{\sigma_c} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{k^2}{\varepsilon} \right) \right] dt + \sqrt{2 \frac{C_\mu}{\sigma_c} \frac{k^2}{\varepsilon}} dW_i, \quad (54)$$

where $C_\mu = 0.09$ and $\sigma_c = 0.72$, as was defined in Issa *et al.*¹²

A summary of the different models analysed is given in Table IV.

Figure 9 shows representative pdf of the horizontal and vertical velocities. Each plot of this figure is associated with five characteristic numbers: D/λ_l which shows the ratio of the particle diameter D to the characteristic length of the large turbulent eddies λ_l given by Eq. (49), ρ_s/ρ_f which gives the density ratios, the Stokes number St_{set} given by Eq. (51), N_r which is the number of experimental velocity records and Re_{set} which is the particle Reynolds number for particles at settling velocity. The pdf of the velocities are calculated using the velocity at every time step that a particle is present in the volume of measurement. N_r is then found using every recorded velocity along every trajectories of the particles. Only half of the horizontal velocity statistics are shown, as they are symmetrical around the mean velocity (0 m/s as there is no flow).

From Figure 9, it is possible to conclude that the vertical displacement is driven by the buoyancy effects, as it is of the same order as the settling velocity, whereas the horizontal velocities are smaller than the settling velocities, and therefore are driven by the turbulence. Second, this figure shows that the simplification of the transport of isotropic particles in turbulence to Brownian motion,¹² as is done commonly for contaminant transport,^{28–30} cannot model accurately the turbulent diffusion of these particles, and it overestimates greatly the diffusion (the dotted lines in Figure 9 are very flat curves). Furthermore, the two particle transport models which ignore the Basset History force (the models III and IV in Table IV), give very similar results, which would indicate that momentum and added mass of the body can be neglected, especially for small bodies. For both of these models the horizontal displacement statistics are fairly well modeled, but the vertical (settling) statistics are not modeled as accurately. However, when the Basset History force (model II in Table IV)

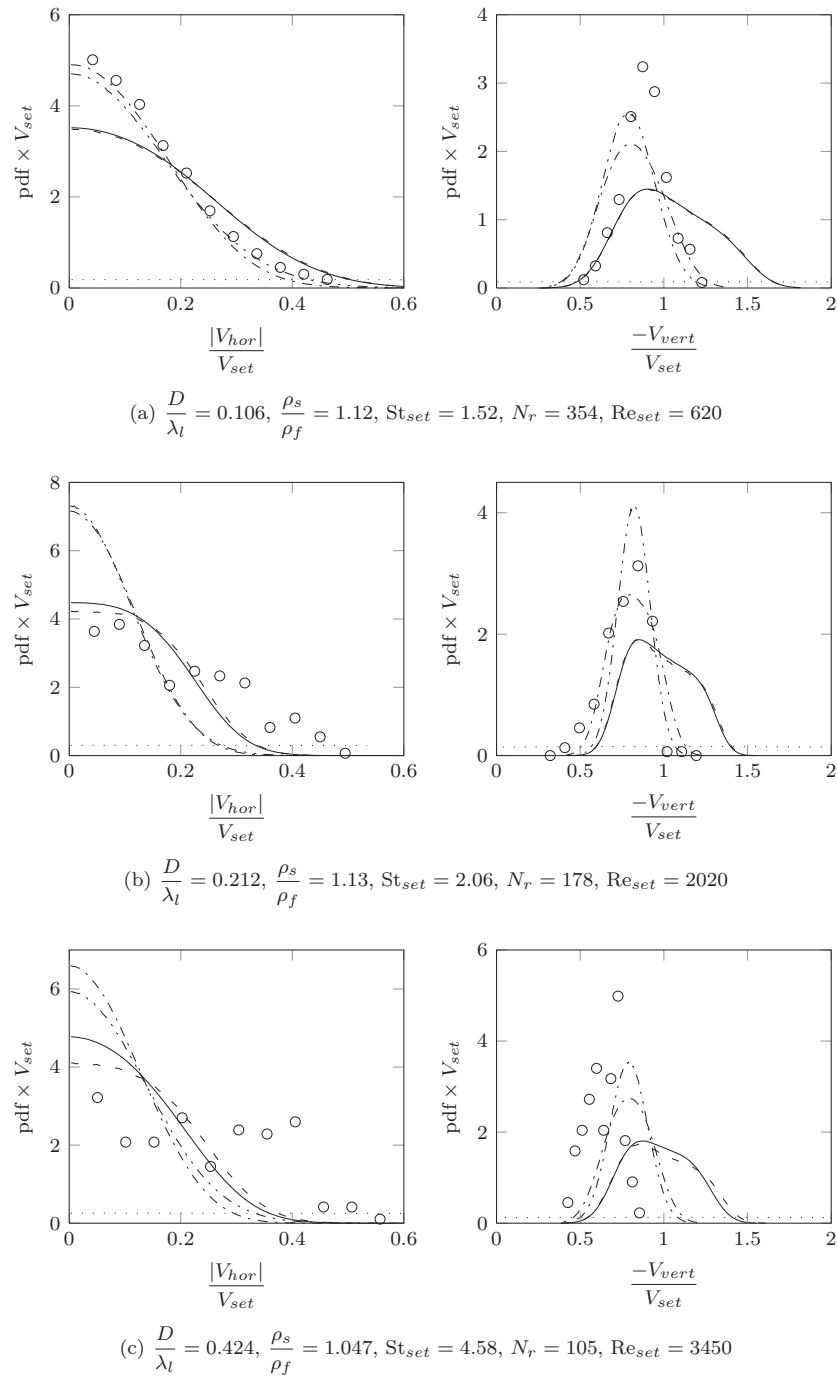


FIG. 9. Probability density functions for particle velocities present inside the volume of measurement. The circles show the pdf of the experimental results, the dashed-dotted-dotted lines show the pdf for model I, the dashed-dotted lines show the pdf for model II, the solid lines show the pdf for model III, the dashed lines show the pdf for model IV, and the dotted lines show the pdf for Brownian motion. See Table IV for details on the models.

is included the model shows very good correlation to the experimental results for small particles, but as particles become bigger the model loses accuracy. This is expected as the formulation of the Basset History force chosen is designed for small particles, and the bigger particles were modeled to test the limitations of the model. Nonetheless considering the Basset History force

gives better probability density functions in the vertical direction, which is the main direction of motion.

In addition, the “crossing trajectories effects” mentioned by Csanady⁸ and accounted for in model I using Eq. (21) (see Table IV) reduces the spread of velocity probability density functions shown in Figure 9. This is expected because the crossing trajectories effects increases the decorrelation between the fluid and the solid particle, and this way a solid body does not follow completely the turbulent eddies. Nonetheless, the effect of these crossing trajectories has only a little effect on the standard deviation of the horizontal velocity pdf shown in Figure 9. From this result, in two-dimensional horizontal simulations, the decorrelation between a solid body and a fluid particle due to gravity effects can be ignored. However, it has been proven that the “crossing trajectories effects” might not always be negligible and more research will need to be conducted to consider the decorrelation occurring from inertial effects. Still, focusing on an accurate modelisation of the solid body dynamics gives a reasonable estimates of the motion of solid particles as there are no great differences between the pdf of models I and II (only the height of the peak in the vertical velocity pdf, but not the location).

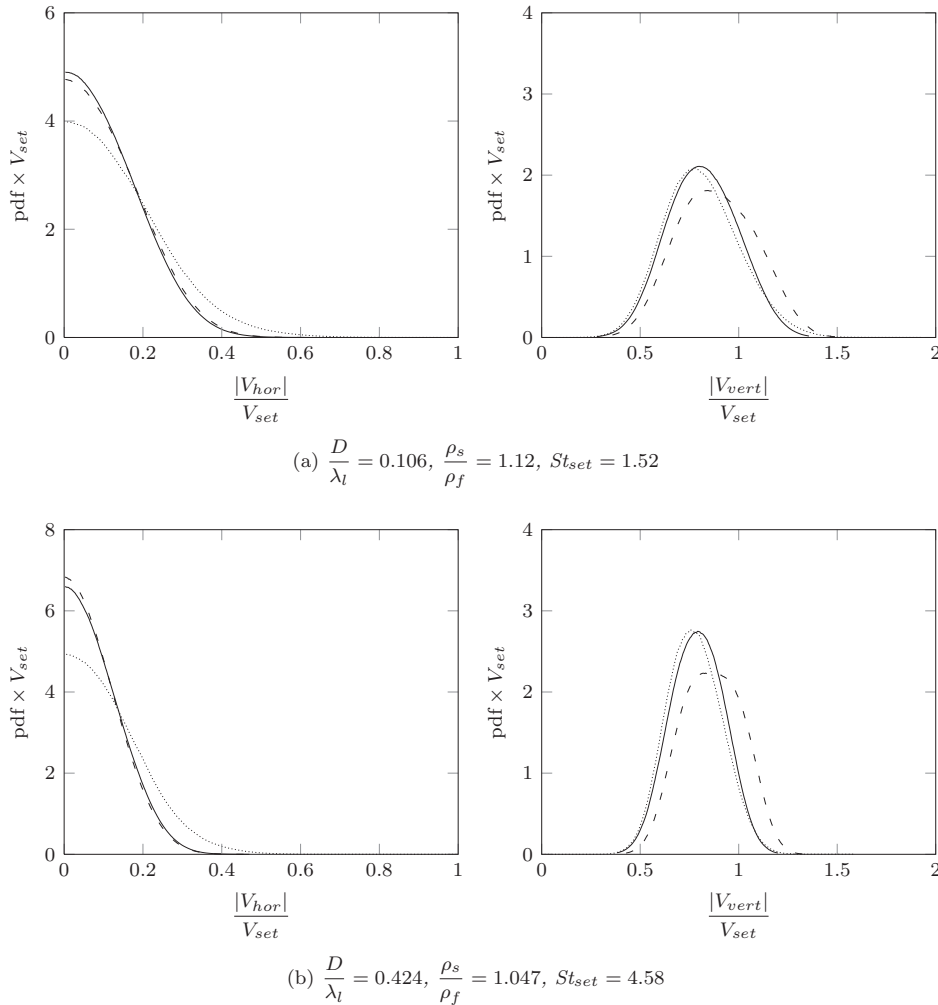


FIG. 10. Probability density functions for numerical particle velocities present inside the volume of measurement transported using the model described in Eq. (52). The solid lines show the pdf for particles with $\mathbf{V}_0 = 0$, the loosely dashed lines show the pdf for particles with $V_{0,z} = \frac{1}{2} V_{set}$ and the densely dotted lines show the pdf for particles with $\langle \mathbf{V}_0 \rangle = 0$ and $\langle \mathbf{V}_0^2 \rangle = Sf$.

All of the numerical vertical statistics have a bigger spread and mean than the experimental results, and this effect becomes more apparent for the larger particles (plotted in Figure 9(c)). One of the reasons for these differences is probably because as particles are bigger than the initial hypotheses developed in Sec. II B, specifically that the bodies do not affect the flow, become inappropriate and the experimental results do not correspond as well to the experimental data.

An other source of differences between experimental and numerical values could also originate from the relaxation time of the bodies. The relaxation time represents the time a particle will forget the boundary conditions. A quick calculation of the relaxation time once settling velocity is reached (Eq. (52)) and the time a particle would take to settle (without any turbulence) from rest to the top of the volume of measurement t_{set} , would give for the parameters of Figure 9(a) $\tau_{part}/t_{set} = 4.12$, for those in Figure 9(b), $\tau_{part}/t_{set} = 5.56$ and for those in Figure 9(c), $\tau_{part}/t_{set} = 7.70$. These values are likely to be smaller in the case of the experiment as the particles enter the fluid with an initial velocity, and their fall is slowed down by the turbulence. Nonetheless, from these ratios, it is possible to conclude that the biggest particles ($D/\lambda_l = 0.424$) are likely to have kept in memory the effect of the oscillating grids as they pass through. This could mean that the experimental result in Figure 9(c) might just show a transport of the initial boundary conditions. This is reinforced by the fact that the mean vertical velocities for the experimental results shown in Figures 9(b) and 9(c) are lower than the settling velocity described in Eq. (52); therefore, particles have not finished accelerating and have kept in memory the initial boundary conditions (i.e., passing through the top oscillating grid or accelerating from rest).

To verify this hypothesis numerical tests were done with the inertial model developed in this paper. Particles were released at a known height, 10 cm below the center of the top oscillating grid. Different initial particle velocities, \mathbf{V}_0 were tested: particles starting at rest, particles with an imposed initial vertical velocity equal to half the settling velocity and particles where the initial velocities are generated through a random distribution with mean equal to zero and a standard deviation equal to half the stroke times the frequency of grid oscillations, to simulate impact of the grids on the particles. Statistics are plotted in Figure 10.

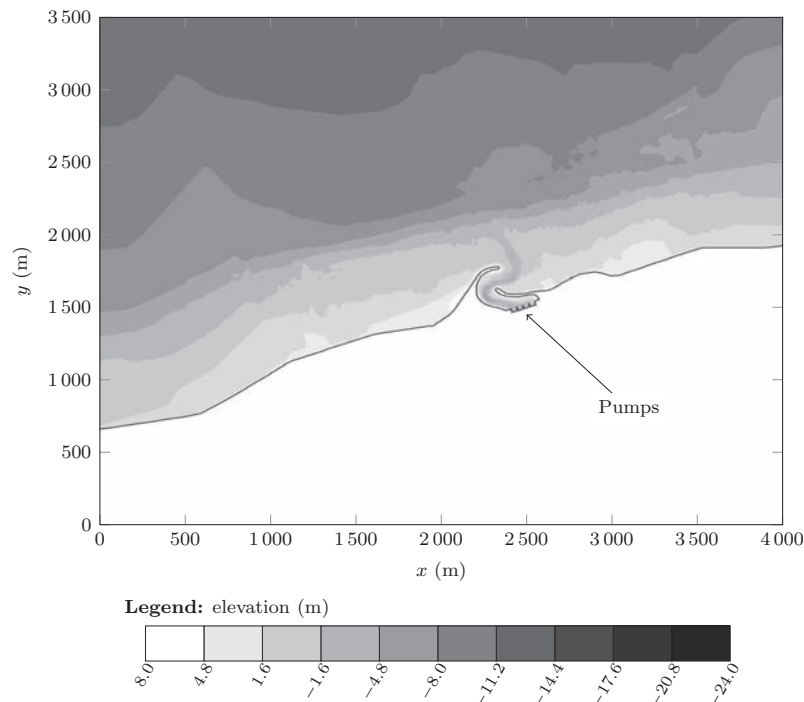


FIG. 11. A complex bathymetry used to model the flow around an industrial structure pumping sea water.

Figure 10 shows that imposing an initial velocity distribution or an initial vertical settling velocity will modify the distribution of the velocities for both size of particles. This is more visible for the large particles, but it is still visible for small particles. This is probably because in the numerical simulations presented in this figure particles were released very close to the volume of measurement, as the empirical model for the mean flow characteristics (Eqs. (48)) cannot be applied much further above the volume of measurement.

Finally, the finite size of the body has a filtering effect on the turbulence, as the turbulent eddies of size smaller than the particle will not affect the dispersion. This filtering effect is further emphasized by the inertial properties of the body as the particle relaxation time will limit the impact of the turbulent eddies, which is in accordance to what Yeo *et al.*¹⁰ have observed.

V. APPLICATION TO ENVIRONMENTAL STUDIES

The difference between each model presented in Figure 9 needs to be understood in order to provide accurate models in environmental flow. The case presented in Figure 11 of a schematic harbor with a realistic bathymetry pumping sea water will be used as an example.

A large scale model is necessary to provide a flow regime for environmental problems, such as the one illustrated in Figure 11 where the effects of the pumps, tides, or waves are significant. However, the solid bodies of interest in these flows usually tend to be much smaller than the mesh size of the model for this kind of flow. This is why often in this kind of model, a Lagrangian stochastic model is usually applied; however, most existent environmental models tend to neglect some body properties. For example, Issa *et al.*¹² and Monti and Leuzzi³⁰ model particle transport using Brownian motion and Salomonsen *et al.*⁶ assumes that particles follow exactly the fluid. Other

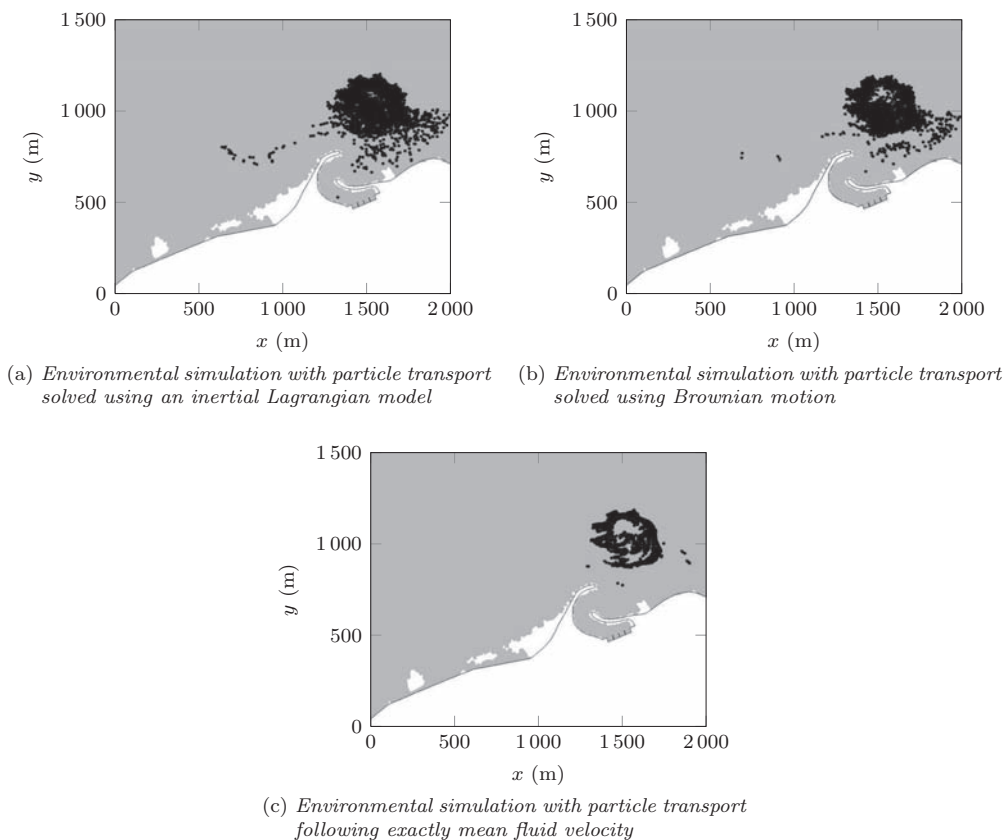


FIG. 12. Illustration of the importance of including the body properties in environmental simulations.

better models exist, such as the inertia free model in Peirano *et al.*²¹ or van Aartrijk,³¹ but these focus on small particles and are not applied to large environmental simulations.

Figure 12 illustrates the differences in particle transport models for the bathymetry of Figure 11 where the flow regime is solved using a finite element shallow water equation solver, with depth-integrated k - ϵ closure. It shows that including the properties of the bodies (drag, inertia) will increase greatly the diffusion of these bodies, and therefore the possibility for these bodies to enter the harbor channel.

It should be restated that the results shown in Figure 12 are completely qualitative and, therefore, are not validated. However, if the inertial properties of the particles of interest could be neglected the Lagrangian transport model presented in this paper should fall back onto Brownian motion. The fact that there exists a difference gives voice to the fact that research into consideration of inertial properties for bodies in environmental flows is necessary.

VI. CONCLUSION AND FUTURE WORK

A solid particle transport model has been developed here to be used in cases of low concentrations of solid bodies transported in a fluid over a large area. This model has the advantages of considering key physical properties of the bodies for this kind of problem as well as having a more developed approach to model turbulence than simple Brownian motion. This model can easily be attached to an industrial flow modeler as it is independent of the numerical time step.¹¹

A simple test case was performed to test the accuracy of the model for isotropic solid particles in semi-isotropic turbulence. The experimental results show that for particles corresponding to the hypotheses set by the model, the numerical results seem to be in accordance to the experimental values. Furthermore, it seems that the two key physical properties of the particles are the Basset History and the drag forces. The “crossing trajectories effects” resulting from the effect of gravity were also taken into account. These expectedly reduced the diffusive effects of the turbulence, but did not have a significant impact horizontal spread. Furthermore, they did not modify radically the probability density functions, and it can be assumed that they have a minor effect on the motion of a solid particle. Therefore, until further research has been done into the crossing trajectories effect from inertial properties of the bodies, it is assumed that these effects can be ignored for two-dimensional horizontal simulations. Moreover, ignoring the crossing trajectory effects allows a simpler model to be used to predict the mean flow properties, which is more in accordance to the tools available to model large environmental coastal flows.

In addition, the experimental results indicate that the transport model for this class of particle is more dependent on the physical properties of the particle than on the turbulent diffusion model differentiating from other work on solid particle transport, such as the work done by Csanady,⁸ Minier and Peirano,⁵ Sawford and Guest,⁹ or Yeo *et al.*¹⁰

These result then lead to several tests that need to be done in the future. First, a flow regime in better accordance to real problematics need to be tested. This will allow to test a hybrid stochastic transport model, where the flow regime is modeled using an industrial code and the particle transport is tested using the model developed in this paper, and further validated this model in a more complex problem than semi-isotropic quasi-homogeneous turbulence. This model was developed to be applicable to problems close to algae transport in coastal waters, which are non-isotropic and strongly inhomogeneous.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Dr. Jean-Pierre Minier for his help developing the numerical model.

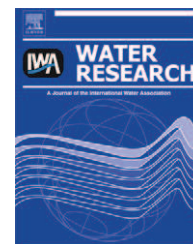
¹ S. Elghobashi, “An updated classification map of particle-laden turbulent flows,” in *Proceedings of the IUTAM Symposium on Computational Multiphase Flow*, edited by S. Balachandar and A. Prosperetti (Springer, 2006).

² J. K. Eaton and J. R. Fessler, “Preferential concentration of particles by turbulence,” *Int. J. Multiphase Flow* **20**, 169–209 (1994).

- ³ C. Poelma, J. Westerweel, and G. Ooms, "Particle-fluid interactions in grid-generated turbulence," *J. Fluid Mech.* **589**, 315–351 (2007).
- ⁴ M. Uhlmann, "Interface-resolved direct numerical simulation of vertical particulate channel flow in the turbulent regime," *Phys. Fluids* **20**, 053305 (2008).
- ⁵ J.-P. Minier and E. Peirano, "The pdf approach to turbulent polydispersed two-phase flows," *Phys. Rep.* **352**, 1–214 (2001).
- ⁶ J. Salomonsen, M. Flindt, O. Geertz-Hansen, and C. Johansen, "Modelling advective transport of *Ulva lactuca* (L) in the sheltered bay, Møllekrogen, Roskilde Fjord, Denmark," *Hydrobiologia* **397**, 241–252 (1999).
- ⁷ P. Donaghay and T. Osborn, "Toward a theory of biological-physical control of harmful algal bloom dynamics and impacts," *Am. Soc. Limnol. Oceanogr.* **42**, 1283–1296 (1997).
- ⁸ G. T. Csanady, "Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere," *J. Atmos. Sci.* **20**, 201–208 (1963).
- ⁹ B. L. Sawford and F. M. Guest, "Lagrangian statistical simulation of the turbulent motion of heavy particles," *Boundary-Layer Meteorol.* **54**, 147–166 (1991).
- ¹⁰ K. Yeo, S. Dong, E. Climent, and M. R. Maxey, "Modulation of homogeneous turbulence seeded with finite size bubbles or particles," *Int. J. Multiphase Flow* **36**, 221–233 (2010).
- ¹¹ A. Joly, "Modelling of the transport of algae in a coastal environment using a stochastic method," Ph.D. dissertation (Université Paris-Est, 2011).
- ¹² R. Issa, D. Roug, M. Benoit, D. Violeau, and A. Joly, "Modelling algae transport in coastal area with the shallow water equations," *J. Hydro-Environment Res.* **3**, 215–223 (2009).
- ¹³ S. Pope, *Turbulent Flows* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- ¹⁴ C. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods* (Springer-Verlag, Berlin, 2004).
- ¹⁵ S. B. Pope, "Lagrangian PDF methods for turbulent flows," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26**, 23–63 (2004).
- ¹⁶ T. R. Auton, J. C. R. Hunt, and M. Prud'homme, "The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow," *J. Fluid Mech.* **197**, 241–257 (1988).
- ¹⁷ M. R. Maxey and J. J. Riley, "Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow," *Phys. Fluids* **26**, 883–889 (1983).
- ¹⁸ P. Bagchi and S. Balachandar, "Effect of free rotation on the motion of a solid sphere in linear shear flow at moderate Re ," *Phys. Fluids* **14**, 2719–2737 (2002).
- ¹⁹ M. A. T. van Hinsberg, J. H. M. ten Thije Boonkamp, and H. J. H. Clercx, "An efficient, second order method for the approximation of the Basset history force," *J. Comput. Phys.* **230**, 1465–1478 (2011).
- ²⁰ J. Almedeij, "Drag coefficient of flow around a sphere: Matching asymptotically the wide trend," *Powder Technol.* **186**, 218–223 (2008).
- ²¹ E. Peirano, S. Chibbaro, J. Pozorski, and J.-P. Minier, "Mean-field/PDF numerical approach for polydispersed turbulent two-phase flows," *Prog. Energy Combust. Sci.* **32**, 315–371 (2006).
- ²² A. Al-Homoud and M. Hondzo, "Energy dissipation estimates in oscillating grid setup: LDV and PIV measurements," *Environ. Fluid Mech.* **7**, 143–158 (2007).
- ²³ J. Yan, N.-S. Cheng, H.-W. Tang, and S. K. Tan, "Oscillating-grid turbulence and its applications: a review," *J. Hydraul. Res.* **45**, 26–32 (2007).
- ²⁴ I. P. D. De Silva and H. J. S. Fernando, "Oscillating grids as a source of nearly isotropic turbulence," *Phys. Fluids* **6**, 2455–2464 (1994).
- ²⁵ N.-S. Cheng and A. W.-K. Law, "Measurements of turbulence generated by oscillating grid," *J. Hydraul. Eng.* **127**, 201–208 (2001).
- ²⁶ M. Holzner, A. Liberzon, M. Guala, A. Tsinober, and W. Kinzelbach, "Generalized detection of a turbulent front generated by an oscillating grid," *Exp. Fluids* **41**, 711–719 (2006).
- ²⁷ P. Cordeiro Fernandes, "Étude expérimentale de la dynamique de corps mobiles en ascension dans un fluide peu visqueux," Ph.D. dissertation (INP Toulouse, 2005).
- ²⁸ A. Heemink, "Stochastic modelling of dispersion in shallow water," *Stochastic Hydrol. Hydraul.* **4**, 161–174 (1990).
- ²⁹ J. W. Stijnen, A. Heemink, and H. X. Lin, "An efficient 3D particle transport model for use in stratified flow," *Int. J. Numer. Methods Fluids* **51**, 331–350 (2006).
- ³⁰ P. Monti and G. Leuzzi, "Lagrangian models of dispersion in marine environment," *Environ. Fluid Mech.* **10**, 637–656 (2010).
- ³¹ M. van Aartrijk, "Dispersion of inertial particles in stratified turbulence," Ph.D. dissertation (TU Eindhoven, 2008).

Available online at www.sciencedirect.com

SciVerse ScienceDirect

journal homepage: www.elsevier.com/locate/watres

Interaction between local hydrodynamics and algal community in epilithic biofilm

Myriam Graba^{a,b,c,*,1}, Sabine Sauvage^{a,b}, Frédéric Y. Moulin^{d,e}, Gemma Urrea^f, Sergi Sabater^{f,g}, José Miguel Sanchez-Pérez^{a,b}

^a Université de Toulouse, INP, UPS, EcoLab (Laboratoire d'Ecologie Fonctionnelle et Environnement), Avenue de l'Agrobiopôle, 31326 Castanet Tolosan, France

^b CNRS, EcoLab, 31326 Castanet Tolosan, France

^c Université Abderrahmane Mira, Route de Tharga Ouzemour, 06000 Bejaia, Algeria

^d Université de Toulouse, INPT, ENSEEIHT, UPS, IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), F-31400 Toulouse, France

^e CNRS, IMFT, F-31400 Toulouse, France

^f Institute of Aquatic Ecology, Faculty of Sciences, University of Girona, Campus Montilivi, 17071 Girona, Spain

^g Catalan Institute for Water Research, H₂O building, Scientific and Technological Park of the University of Girona, Emili Grahit 101, 17003 Girona, Spain

ARTICLE INFO

Article history:

Received 29 September 2012

Received in revised form

2 January 2013

Accepted 6 January 2013

Available online 29 January 2013

Keywords:

Epilithic biofilm

Experimental flume flow

Friction velocity

Biomass dynamics

Turbulent boundary layer

Algal composition

ABSTRACT

Interactions between epilithic biofilm and local hydrodynamics were investigated in an experimental flume. Epilithic biofilm from a natural river was grown over a 41-day period in three sections with different flow velocities (0.10, 0.25 and 0.40 m s⁻¹ noted LV, IV and HV respectively). Friction velocities u_* and boundary layer parameters were inferred from PIV measurement in the three sections and related to the biofilm structure. The results show that there were no significant differences in Dry Mass and Ash-Free Dry Mass (g m⁻²) at the end of experiment, but velocity is a selective factor in algal composition and the biofilms' morphology differed according to differences in water velocity. A hierarchical agglomerative cluster analysis (Bray–Curtis distances) and an Indicator Species Analysis (IndVal) showed that the indicator taxa were *Fragilaria capucina* var. *mesolepta* in the low-velocity ($u_* = 0.010$ – 0.012 m s⁻¹), *Navicula atomus*, *Navicula capitatoradiata* and *Nitzschia frustulum* in the intermediate-velocity ($u_* = 0.023$ – 0.030 m s⁻¹) and *Amphora pediculus*, *Cymbella proxima*, *Fragilaria capucina* var. *vaucheriae* and *Surirella angusta* in the high-velocity ($u_* = 0.033$ – 0.050 m s⁻¹) sections. A sloughing test was performed on 40-day-old biofilms in order to study the resistance of epilithic biofilms to higher hydrodynamic regimes. The results showed an inverse relationship between the proportion of detached biomass and the average value of friction velocity during growth. Therefore, water velocity during epilithic biofilm growth conditioned the structure and algal composition of biofilm, as well as its response (ability to resist) to higher shear stresses. This result should be considered in modelling epilithic biofilm dynamics in streams subject to a variable hydrodynamics regime.

© 2013 Elsevier Ltd. All rights reserved.

* Corresponding author. Permanent address: Département d'hydraulique, Université Abderrahmane Mira, Route de Tharga Ouzemour, 06000 Bejaia, Algeria. Tel.: +213 0 7 70 51 92 38; fax: +213 0 34 21 51 05.

E-mail address: mgraba@yahoo.fr (M. Graba).

¹ Present address: ENSAT/EcoLab, Avenue de l'Agrobiopôle, 31326 Castanet Tolosan, France. Tel.: +33 0 6 62 35 38 71; fax: +33 0 5 34 32 39 55.

0043-1354/\$ – see front matter © 2013 Elsevier Ltd. All rights reserved.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.watres.2013.01.011>

Notations			
AFDM	Ash-Free Dry Mass (g m^{-2})	k^+	Roughness Reynolds number ($= u_* k_s / \nu$)
DM	Dry Mass (g m^{-2})	Q	Flow discharge ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)
H	Flow height (m)	SE	Standard error in measured values (g m^{-2})
k_s	Nikuradse's equivalent sand roughness (m)	u^*	Friction velocity (m s^{-1})
		ν	Water kinetic viscosity ($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)

1. Introduction

“Epilithic biofilm” that grows on gravel, cobbles, and rocks in river beds, is a collective term for a complex microorganism community and includes algae, bacteria, and microfauna, with algae usually the dominant component. This community is the source of most primary production (Minshall, 1978; Lock et al., 1984), and constitutes a food source for a number of invertebrates and fish (Fuller et al., 1986; Mayer and Likens, 1987; Winterbourn, 1990). It plays a major role in the metabolic conversion and partial removal of biodegradable material in rivers and streams (McIntire, 1973; Saravia et al., 1998; Hondzo and Wang, 2002), and serves as a functional indicator of river health (Wehr and Sheath, 2003; Cardinale, 2011). However, it still one of the least-studied communities despite the significant increase in the examination of aquatic microbial communities in recent years (Stoodley et al., 2000; Battin et al., 2003; Besemer et al., 2007, 2009a, 2009b).

Hydrodynamics is one of the most important environmental factors (nutrient, light, temperature etc.) driving stream biofilm dynamics and structure and is generally considered the major agent of physical forcing on the biofilm (Reiter, 1986; Power and Stewart, 1987; Biggs et al., 2005). Indeed, metabolic rates for the biofilm are controlled by the thickness of the diffusive boundary layer that develops along filaments driving the transfer of metabolites to and from cells, and they are then related to the flow water velocity (Whitford and Schumacher, 1961; Lock and John, 1979; Riber et al., 1987). Besides, as water velocity increases, the drag forces and skin friction exerted on the community also increase, and this affects their attachment ability (Biggs and Hickey, 1994).

The effect of water velocity on epilithic biofilms biomass has been analysed in a number of studies, both by observations in natural streams (e.g. Biggs and Hickey, 1994; Uehlinger et al., 1996, 2003; Boulétreau et al., 2006, 2008, 2010) as well as in flumes (e.g. Horner and Welch, 1981; Ghosh and Gaur, 1998; Hondzo and Wang, 2002; Cardinale, 2011). However, only local flow conditions are ultimately relevant for describing the forcing at biofilm scale, and are generally not easily inferred from mean bulk velocities, except in the case of hydraulically smooth turbulent boundary layers where only the fluid viscosity ν (Nezu and Nakagawa, 1993) and the metabolites diffusivities need to be known. For rough turbulent boundary layers, a better description of the local flow conditions are inferred by a log law description (see Labiod et al., 2007; Graba et al., 2010) that requires knowledge of the roughness length

(or equivalently Nikuradse's equivalent sand roughness k_s) and reads :

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log \left(\frac{z-d}{k_s} \right) + 8.5 \quad (1)$$

Or from the exponential profile of Nezu and Nakagawa (1993):

$$\frac{U(z)}{u_*} = D_u \exp \left(-C_k \frac{z}{H-d} \right) \quad (2)$$

where $U(z)$ is the mean (above the roughness sublayer) or double-average longitudinal velocity (inside the roughness sublayer), u_* is the friction velocity, k_s the Nikuradse's equivalent sand roughness, d the displacement height, κ the Karman constant ($\kappa = 0.41$), H the flow height and C_k and D_u are empirical constants ($C_k = 1$ and $D_u = 2.3$).

Observations on the interaction between water flow and biofilms (Reiter, 1989a, 1989b; Nikora et al., 1997, 1998; Labiod et al., 2007) have shown that friction velocity u_* (which measures the drag of the flow at the bottom layer) could increase with the growth of epilithic biofilm, leading to the conclusion that stream biofilm increased bed roughness. However, Biggs and Hickey (1994), Moulin et al. (2008) and Graba et al. (2010) have found that stream biofilm decreased the drag forces and the roughness. As explained in Moulin et al. (2008) and Graba et al. (2010), these apparently contradictory results are essentially due to a gradual transition from a completely nude bed to a biofilm-covered bed, an increase or decrease of the roughness length being observed depending on the value of the roughness length for the initial nude bed compared to a typical value for a biofilm-covered bed. Yet, beyond their apparent contradictions, these studies provide an idea of the complex interaction between local hydrodynamics and the successional stage (age, thickness and composition of the community) and physiognomy of the algal biofilm community (Reiter, 1989b).

Tools such as the hydraulic habitat preference curves (Jowett et al., 1991) have been used to predict the effects of flow regulation on stream habitats (Davis and Barmuta, 1989; Young, 1992). However, there is still a poor knowledge on the relationship between the near-substratum hydrodynamics and the structure and species composition of epilithic algal assemblages. It is generally admitted that Rhodophytes prefer current velocities exceeding 0.030 m s^{-1} (Seath and Hambrook, 1988), and that some species (*Gomphonema parvulum* and *Gomphonema lanceolatum*) prefer pools as the main habitats (Ghosh and Gaur, 1998). It is also known that while

some species (*Cladophora*, *Lemanea*) were more abundant in turbulent flow habitats (Tornés and Sabater, 2010), others (*Achnanidium* and *Nitzschia*) dominate habitats that had experienced recent disturbances (Cardinale, 2011).

We can also refer to the experimental results of Battin et al. (2003) and Besemer et al. (2007, 2009a, 2009b) on stream microbial biofilms developed in contrasted flow conditions. These results suggest a shift from a predominantly physical control including hydrodynamics to coupled biophysical controls driven by biofilm communities, which, as “ecosystem engineers,” modulate their microenvironment to create similar architectures and flow conditions and thereby reduce the physical effect of flow on bacterial community succession in stream biofilms. The last works of Singer et al. (2010) show that this biophysical mechanisms through which physical heterogeneity induces changes of resource use and carbon fluxes in streams. These findings highlight the importance of fine-scale streambed heterogeneity for microbial biodiversity and ecosystem functioning in streams, where homogenization and loss of habitats increasingly reduce biodiversity.

Thus, near-bed flow parameters should be considered instead of vertically integrated descriptors such as the mean bulk velocity that, alone, will not give any information on what is happening near the biofilm. To some extent, this use of mean bulk velocities partially explains the poor knowledge about the dynamics, structure and species composition of benthic algal assemblages. Also, it is important to have more knowledge of what is happening in the near-bed flow for the improvement of biomass dynamics models for epilithic biofilms (e.g., McIntire, 1973; Horner and Welch, 1981; Horner et al., 1983; Momo, 1995; Uehlinger et al., 1996; Saravia et al., 1998; Asaeda and Hong Son, 2000, 2001; Flipo et al., 2004; Boulêtreau et al., 2006, 2008) that almost use global descriptors of the hydrodynamics such as integrated flow discharge or velocity.

This study was conducted with two main objectives: i) to determine the specific requirements of various algal species with the near-substratum hydrodynamic regime in flows representative of the in situ conditions (growth on large substrates and hydraulically rough turbulent boundary layers), and ii) to test the detachment resistance of algal assemblages to drag and shear stress caused by sudden increases in water velocities.

2. Materials and methods

An experiment was performed in an indoor laboratory flume situated at the Institute of Fluid Mechanics (Toulouse, France). Water flow can be partially re-circulated with the Garonne River in order to avoid nutrient limitation while controlling the hydrodynamical conditions (Fig. 1). The experimental flume (Godillot et al., 2001; Labiod et al., 2007; Graba et al., 2010) was built with Plexiglas sides (10 mm thick) and a PVC base (20 mm thick). It was 11 m long, 0.5 m wide, 0.2 m deep and with a 10^{-3} slope. The flume was adapted for this study to have three different flow conditions by modifying its width and depth (Fig. 2). Three bulk velocities (0.10, 0.27 and 0.40 m s^{-1} in the corresponding LV or low-velocity, IV or intermediate-velocity and HV or high-velocity sections) were generated. The flume had a first pump that continuously supplied water from the river to the outlet reservoir (3300 L) and a second submerged pump that supplied water to the inlet reservoir (1500 L) with a fixed volumic discharge $Q = 6 \text{ L/s}$. The water flowed between the two reservoirs through the experimental flume by gravity. The suspended matter from the Garonne River water was eliminated by two centrifugal separators, and the water was then filtered three times through filters with 90, 10, and $1 \mu\text{m}$ pores. Illumination was supplied by three sets of 1.6 m-long horticultural fluorescent tubes, in a 12-h day: 12-h night photoperiod. A cooling system allowed water temperature to be maintained at between 17 and $23 \text{ }^\circ\text{C}$. The bottom of the flume was completely covered by artificial hemispherical cobbles (see Fig. 2) of sand-blasted polyurethane resin, used in other published works (Boulêtreau et al., 2010; Graba et al., 2010). The artificial cobbles were 37 mm in diameter and $H = 20 \text{ mm}$ in height. This shape and texture provided good conditions for epilithic biofilm adhesion and growth (Nielsen et al., 1984). The cobbles were not fixed to the flume bottom for ease of sampling. In addition, 4 patches of 12 or 16 cobbles in each of the three sections were attached to plastic plates in order to be removed and placed in the sloughing test flume at the end of the growth experiment.

The experiment was performed in three stages. The first one lasted for three weeks and consisted of biofilm seeding. At this stage, the water was re-circulated in the flume, renewed

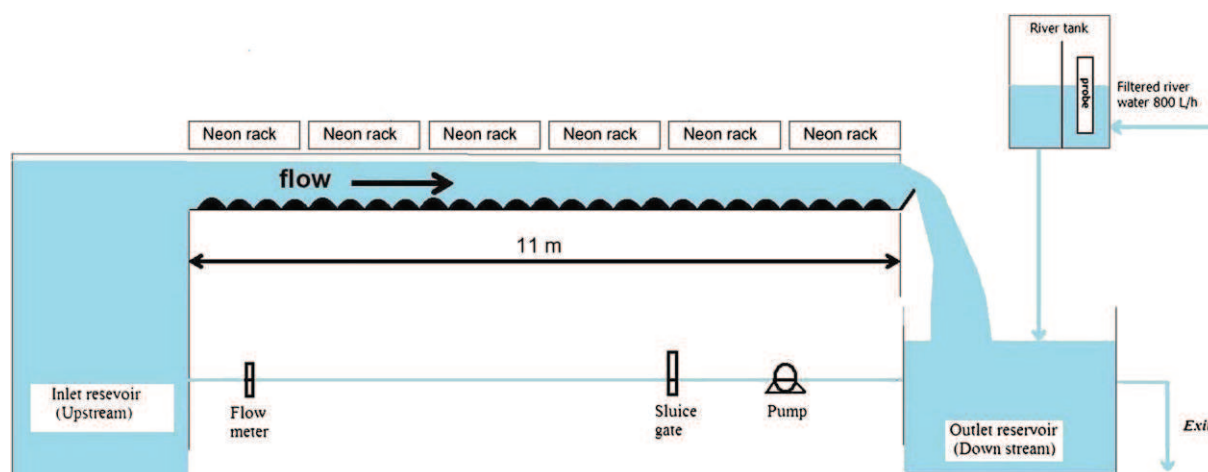


Fig. 1 – Longitudinal view of the experimental flume.

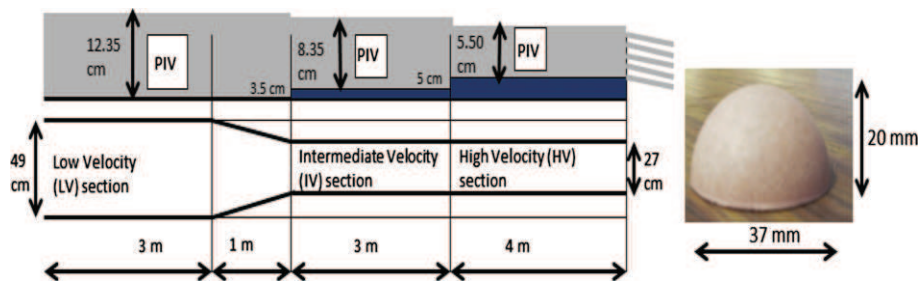


Fig. 2 – Sketch of the principal laboratory flume, with locations of the PIV measurement access windows and the dimensions of the artificial cobbles.

weekly, and just after renewal seeded again with a biofilm suspension. The biofilm suspension was produced by scraping the upper surface of 15 randomly selected pebbles in nearby streams with a toothbrush. The biofilm suspension was homogenised (tissue homogeniser), and the macro fauna removed to minimise the effect of grazers. After the seeding (inoculum) stage, the flume changed to open water circulation to allow the free growth of epilithic biofilm. During this stage, hydrodynamic and biological measurements were performed weekly. Furthermore, upper view images of the artificial cobbles were taken daily through a Plexiglas window in the three sections (HV, IV and LV) using a digital camera (Nikon, 2000×1312 pixel resolution). The last stage of the experiment (after 41 days) consisted of a resistance test to sloughing conducted in a separate 20 m-long by 21 cm-wide by 40 cm-deep laboratory flume, whose last 12 m were covered with artificial cobbles in order to generate the same turbulent boundary layer structure as in the growth flume, but with different values of friction velocity u_* . In this stage, samples of the three different kinds of cultivated biofilms were placed 6 m downstream from the start of the sloughing test flume in a 10 cm space that was left free for positioning plastic plates with 12–16 sampled substrates from each of the three different sections (HV, IV and LV). The samples were then exposed to increasing flow velocities by a discharge ramp of $0.005 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ every 2 min to shift friction velocity from 0.0 to 0.064 m s^{-1} .

2.1. Biological sampling and measurements

2.1.1. Epilithic biomass

Biofilm biomass was sampled every week after the seeding phase. Four cobbles were selected randomly in each of the three HV, IV and LV sections. The sampled cobbles on each sampling occasion were kept in sterile vials at 4°C . The cobble rows closest to the walls were not sampled to avoid edge effects. Every cobble sampled was replaced with a new pink-coloured one to avoid re-sampling. The sampled cobbles were dried (80°C , overnight) to obtain the dry weight. The scraped dry matter was again weighed after combustion (500°C , overnight) to determine ash free dry mass (AFDM) weight. The AFDM was expressed in g m^{-2} after considering the total surfaces of the 4 hemispherical cobbles. The AFDM in the sloughing test flume was also determined in 4 cobbles before and another four after the increasing discharge ramp.

2.1.2. Algal composition

Three samples to analyse the diatom community composition were collected in the experimental flume after 37 days. The samples were collected at the entrance, at the middle and at the final part of each of the three LV, IV and HV sections. Samples from the LV section were named as A1, A2 and A3, those in the IV section as B1, B2 and B3, and those in the HV section as C1, C2 and C3. Biofilm was scraped off with a sterile toothbrush, suspended in filtered ($0.2 \mu\text{m}$) water (50 mL glass vials), and preserved with glutaraldehyde (1% final concentration) in cool, dark conditions until examination at $1000\times$. The species identification was completed at the lowest taxonomic level. Square root transformation was used in order to down-weight high values of the relative abundance (%) of species. We used hierarchical agglomerative cluster analysis by means of the complete linkage (furthest neighbour) in order to classify the samples based on their similarity, using Bray–Curtis distances. In order to identify species discriminating among the cluster groups, an Indicator Species Analysis (*IndVal*) (Dufrène and Legendre, 1997) was performed with untransformed abundance data. The analyses were performed using PRIMER-6 (Clarke and Gorley, 2005) and PC-ORD (McCune and Mefford, 1999).

2.2. Hydrodynamic measurements

During the biofilm growth, Particle Image Velocimetry (PIV) measurements were performed in two vertical planes in the middle of the tank (one longitudinally aligned plane just over the top of the hemispheres, and another one 1 cm apart) in the three different sections. The laser sheet was created by a pulsed Nd : YAG laser system (532 nm, $2 \times 30 \text{ mJ/pulse}$), and the images were captured by a Sensicam camera (1280×1024 pixels, 12 bits) with resolutions from 75 to 150 pixels/cm. PIV particles were injected upstream the measurement region to improve the quality of images. For each vertical plane, 1000 independent instantaneous velocity fields, yielding the longitudinal and vertical components u and w , were calculated using spatial correlation techniques with peak-locking reduction algorithms developed by Fincham and Spedding (1997), and Fincham and Delerce (2000). The smallest scale resolved was around 1.5 mm, i.e. about $10\text{--}30\eta$, where $\eta = (\nu^3 H/34 u^3)$ is an estimated Kolmogorov scale given by Coceal et al. (2006) for rough turbulent boundary layers. The spatial accuracy was then high enough to estimate correctly both

mean values and fluctuations of u and w , as defined in the Reynolds decomposition $u = \bar{u} + u'$ and $w = \bar{w} + w'$. Each vertical plane yields 120 vertical profiles along around 8 cm, i.e., two hemisphere diameters in the streamwise direction.

Following the methodology of Nikora et al. (2002, 2007a, 2007b), double-averaged quantities, i.e. quantities averaged in the two horizontal directions (noted with brackets $\langle \rangle$) were estimated from PIV measurements in the two vertical planes by spatial averaging along the streamwise direction and between the two vertical planes. As shown by Castro et al. (2006), such double-averaged quantities extend the validity range of the log law towards the top of the roughness, deep inside the roughness sublayer, leading to more robust estimations of the boundary layer parameters u_* , k_s and d . The 1000 independent measurements of u and w yield to an estimation of $\langle \bar{u} \rangle$ and $\langle \bar{u}'w' \rangle$ with time convergence relative errors below 5% and 15%, respectively (using convergence error estimates of Bendat and Piersol (1971) for confidence intervals of 95%). To fit the data with the log-law equation (1), we followed Castro et al. (2006) and inferred the friction velocity u_* from vertical profiles of the turbulent shear stress $\langle \bar{u}'w' \rangle$: we took the square root of the averaged value of the turbulent shear stress in both the roughness and inertial sublayers. For nude cobbles before the inoculum, it corresponded to the region between the top of the hemispheres at $z = H$ and the top of the inertial sublayer, taken as $z = 0.1(D-H)$ where D is the water depth in order to remain far below the defect law region. For biofilm-covered cobbles, algal filaments moved in the camera field, so that the top for the roughness could not be clearly identified like for nude cobbles. Therefore, we used the maximal height reached by the filaments, noted z_{top} , as the lower limit of the fitting range of the log-law equation (1). Naturally, with biofilm accrual, this lower limit gradually raised up from 2 cm for the nude cobbles to 3.5 cm for the 28 days old biofilm in the low velocity section. The upper limit of the fitting range was chosen equal to the top of the inertial sublayer at $z = z_{\text{top}} + 0.1(D - z_{\text{top}})$. Further details on this method and on PIV measurements are presented in Moulin et al. (2008) and Graba et al. (2010). Relative errors on $\langle \bar{u}'w' \rangle$ below 15% yield errors on friction velocity u_* lower than 7.5%. With fitting ranges defined above, relative errors on k_s and d induced by errors on $\langle \bar{u} \rangle$ and $\langle \bar{u}'w' \rangle$ were found to be lower than 10%.

The roughness Reynolds number k^+ ($=u_* k_s / \nu$, where ν is water kinetic viscosity), a descriptor of the hydraulic roughness of the flow was also calculated. This number depends on the hydraulics and turbulent conditions in the near bed region (turbulent energy) but also on the dimensions and the shape of the roughness in this region (that drives the shape of the mean velocity profile). So the change of the values of this term gives an idea of the changes induced by the growth of the epilithic biofilm on the turbulent conditions and the flow regime in the near bed region. More specifically, for vegetal canopies, vertical exchanges of matter between the canopy and the flow above can be expressed using exchange velocity or equivalently, power functions of k_s , as discussed in Graba et al. (2010).

In the sloughing test flume, PIV measurements were also performed at different values of the volumic discharge Q , and the boundary layer parameters (friction velocity u_* , Nikuradse's equivalent sand roughness k_s , and The roughness

Reynolds number k^+) were then inferred at the same way than in the main channel. As expected for rough turbulent boundary layers over rigid bottom, log law parameters d and k_s were independent of Q , with $d \approx 1.54 \pm 0.02$ cm and $k_s \approx 1.03 \pm 0.07$ cm for all values of Q . Measured friction velocities u_* were found to be linearly dependent of Q , with values of $u_*^* = 1.0, 1.8, 3.0, 4.1, 5.1$ and 6.4 cm s^{-1} for respectively $Q = 5, 10, 15, 20, 25$ and 30 Ls^{-1} .

3. Results and discussions

3.1. Biofilm biomass

The temporal evolution of DM and AFDM ($g\ m^{-2}$) in the three flow sections (Fig. 3 and Fig. 4) reveals that flow velocities have a significant influence on the values of DM at days 9 (ANOVA, $P < 0.001$), 15 (ANOVA, $P < 0.001$) and 23 (ANOVA, $P < 0.05$). Later (on days 29 and 35) these differences became less significant ($0.05 < P < 0.2$). AFDM was less sensitive to water velocity patterns. The influence of flow velocity on AFDM was significant only up to day 15 (ANOVA, $P < 0.05$) and became insignificant at days 23, 29 and 35 ($0.05 < P < 0.2$).

These results show that the biofilm colonisation was significantly delayed by the highest flow velocity until the third week after inoculum, but the values reached at the end of the experiment approached a mean of 93.95 ± 15.74 ($g\ m^{-2}$, DM) and 23.10 ± 4.03 ($g\ m^{-2}$, AFDM) for the three sections. This can be explained by the conflicting effects of current regime and turbulence intensities. In fact, in the initial colonisation phase the highest drag forces and friction velocities slowed down the deposit and attachment of microbial and algal cells, resulting in a more significant colonisation in the low flow regime than in the higher ones. From the third week of the experiment, the highest diffusion and exchange in the intermediate and high-flow region accelerated the productivity of the attached cells and counterbalanced the delay registered during the colonisation phase.

3.2. Biofilm patterns and algal composition

Colonisation patterns during the first week were regular in the LV section, i.e. exhibiting the same spatial distribution for

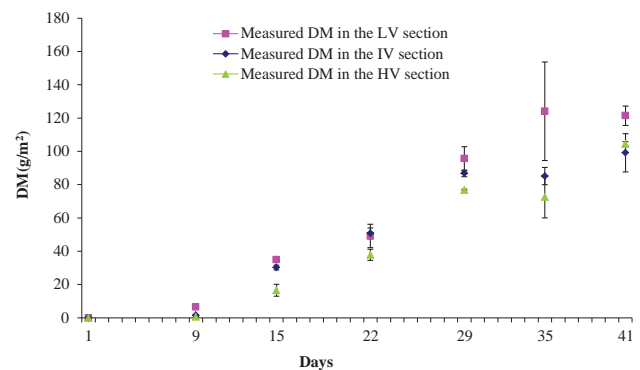


Fig. 3 – Evolution of the DM \pm SE ($g\ m^{-2}$) in the three flow sections (LV, IV and HV) at different days after inoculum.

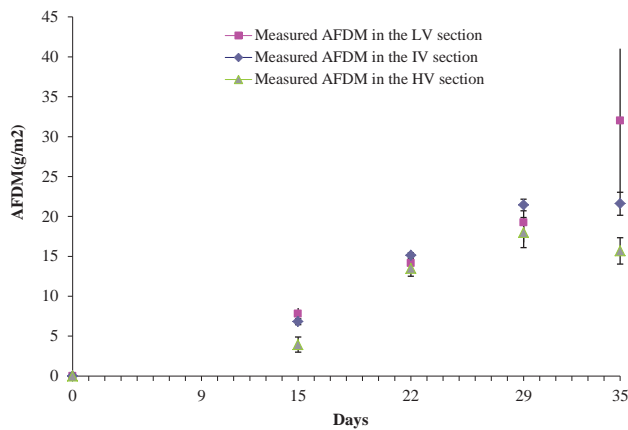


Fig. 4 – Evolution of the AFDM \pm SE (g m^{-2}) in the three flow sections (LV, IV and HV) at different days after inoculum.

every hemisphere, while patchier and more randomly distributed in the IV and HV sections. It took the shape of an initial patch located at the front stagnation point of the flow in the three sections, and an annular distribution in the recirculation zone at the rear of the hemispheres in the LV section. Then, the biofilm spread over the whole hemisphere, initially along an approximately horizontal line crossing the front stagnation point (see Fig. 5e). This is in agreement with flow conditions near the hemispheres that are exactly the same initially, both in terms of mean velocity quantities and turbulent quantities, because of the periodic distribution of hemispheres, supporting colonization success in particular regions (stagnation points or lines associated with low shear stress on the hemisphere surface). Moreover, both top view images and biomass measurements at day 8 show that the biomass accrual during the colonization decreases with the value of the friction velocity u^* , in accordance with what was observed by Stoodley et al. (2000) for bacterial biofilms.

Later, after the colonization phase, the general pattern observed was that biofilms developed under lower velocities were thicker and had larger surface sinuosity and higher areal densities than their counterparts exposed to higher velocities. This result has been already observed in other experiments with microbial biofilms or stream (Battin et al., 2003; Tornés and Sabater, 2010). The biofilm at the end of experiment exhibited rather different physiognomies: a thick mat, with long and very thick filaments extending over at least two hemisphere diameters (i.e. up to 10 cm, see Fig. 5d) in the LV section; more compact biofilms in the IV and HV sections, with ca. 3 cm-long thick filaments in the IV section, and 3 cm-long but very thin filaments in the HV section (Fig. 5e).

On a total of 72 diatom species counted, the dominant species was the centric diatom *Melosira moniliformis* (O.F. Muller) Agardh in all samples (21.53% in A1, 22.43% in A2, 26.84% in B1, 14.32 in B2, 18.59% in B3, 19.25% in C1, 26.95% in C2 and 21.73% in C3) except in sample A3 where *Fragilaria capucina* var. *mesolepta* (Rabh) Rabenhorst was dominant (24.06%). This dominant centric diatom species has a structure associated with secretions on the valve surface which bind the cells together in linear colonies (Wehr and Sheath, 2003; Leflaive et al., 2008), and give a more or less filamentous aspect to the biofilms, depending on the drag forces caused by the hydrodynamics in the near-bed layer (Cardinale, 2011). This dependence explain the difference in the structure and the longer of the filaments developed in the three sections (LV, IV and HV).

The number of species between sections was similar: 40 in the LV section, 44 in the IV section and 39 in the HV section. A cluster analysis including all the samples grouped them by water velocity (Fig. 6). According to the *IndVal* (Table 1), *Fragilaria capucina* var. *mesolepta* was the indicator taxa in the low velocity group, *Navicula atomus*, *Navicula capitatoradiata* and *Nitzschia frustulum* were the indicator taxa in the mid velocity group and *Amphora pediculus*, *Cymbella proxima*, *Fragilaria capucina* var. *vaucheriae* and *Surirella angusta* were the indicator taxa in the high velocity group. Species in the low-velocity

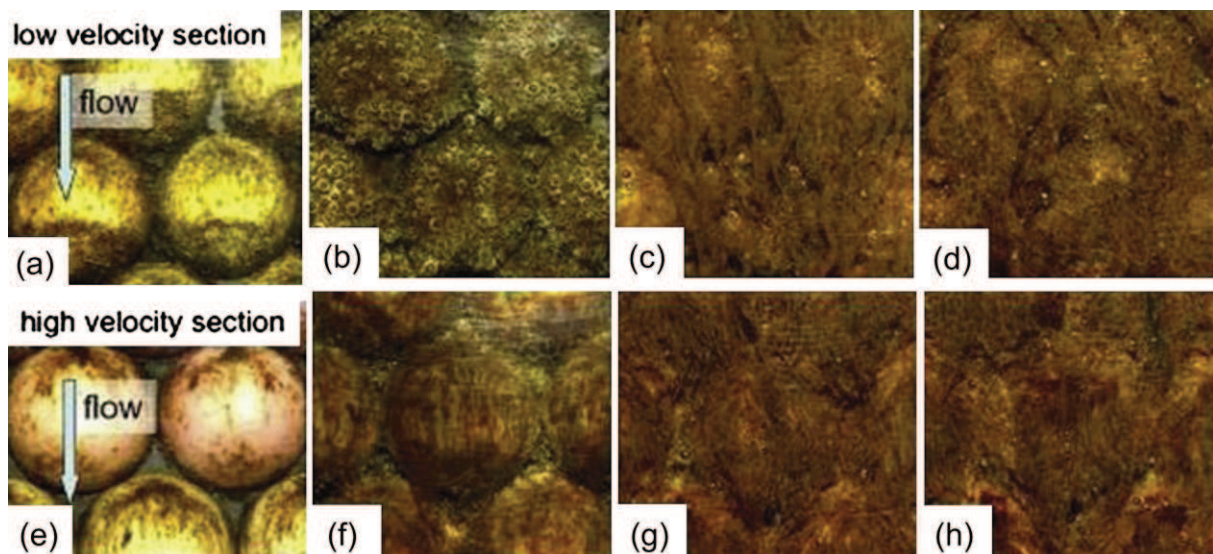


Fig. 5 – Top views of the epilithic biofilm evolution in the LV and HV sections at 8 (a, e), 14 (b, f), 21 (c, g) and 28 (d, h) days after inoculum (flow from top).

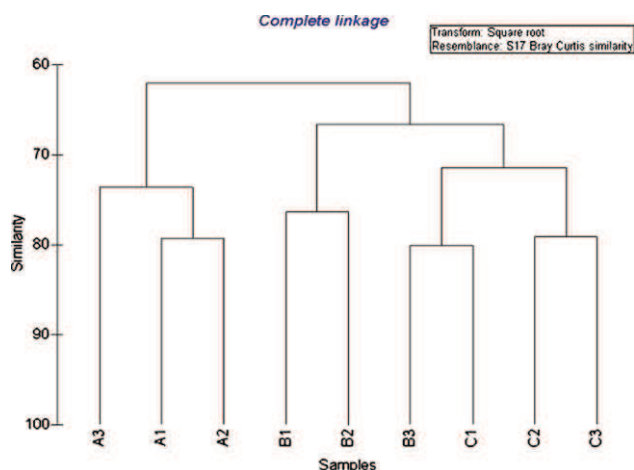


Fig. 6 – Hierarchical cluster analysis of algal data based on the furthest neighbour method and Bray–Curtis distance. The axis indicates the % of remaining information between groups.

group are multi-cellular growth forms which have been described at low water velocities (Blum, 1957; Whitford and Shumacher, 1961; Tornés and Sabater, 2010). These species are replaced by smaller unicellular free adnate or prostrate forms (*Navicula*, *Nitzschia*, *Amphora*) in higher water velocities (Martínez De Fabricius and Sabater, 2003) and gave a more compact aspect for the biofilms in the IV and HV sections. Drag forces mostly affect larger algae because small cells may lie within the boundary layer where frictional forces between water and substratum slow the flow (Silvester and Sleigh, 1985). Also, *Navicula* and *Nitzschia* maintain contact with various surfaces and glide through the micro-habitat by means of a slit in the wall of the valves called a raph, while *cymbella* attaches itself using gelatinous pads or stalks and *Amphora* is known to have an extreme asymmetric shape that makes it attach firmly to substrata. Those characteristics make the last species more resistant to wave scour or other disturbance (Wehr and Sheath, 2003).

Other species (*Achnantheidium saprophila* (Kobayasi et Mayama) Round & Bukhtiyarova, *Navicula reichardtiana* Lange-Bertalot, *Nitzschia fonticola* Grunow in Cleve et Möller and *Sellaphora seminulum* (Grunow) D.G. Mann) were also somewhat

Table 1 – Indicator species of each cluster group. S = Specificity measure; F = Fidelity measure and IndVal = Indicator value.

	P < 0.05	A (A1, A2, A3)			B (B1, B2)			C (B3, C1, C2, C3)		
		S	F	IndVal	S	F	IndVal	S	F	IndVal
<i>Fragilaria capucina</i> var. <i>mesolepta</i> (Rab) Rabenhorst	0.04	51	100	51	29	100	29	20	100	20
<i>Navicula atomus</i> (Kutz.) Grunow	0.05	0	0	0	69	100	69	31	75	23
<i>Navicula capitatoradiata</i> Germain	0.02	30	100	30	42	100	42	28	100	28
<i>Nitzschia frustulum</i> (Kut.) Grunow	0.01	18	67	12	50	100	50	32	100	32
<i>Amphora pediculus</i> (Kut.) Grunow	0.02	36	67	24	0	0	0	64	100	64
<i>Cymbella proxima</i> Reimer	0.01	0	0	0	0	0	0	100	100	100
<i>Fragilaria capucina</i> var. <i>vaucheriae</i> (Kut.) Lange-Bertalot	0.05	27	67	18	25	100	25	48	100	48
<i>Surirella angusta</i> Kutzing	0.04	30	33	10	0	0	0	70	100	70

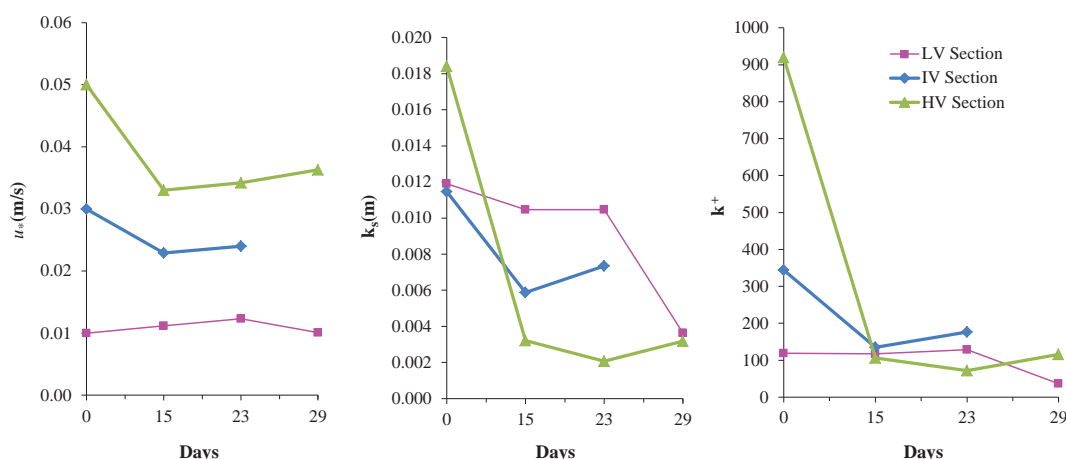


Fig. 7 – Variation of the friction velocity u_* and roughness Reynolds number k^+ during epilithic biofilm colonisation and growth.

abundant (>5%) but did not show preferences with regard to the three current regimes.

3.3. Evolution of hydrodynamics and near-bed parameters of the flume

During epilithic biofilm growth in the relatively deep water conditions (LV section), Nikuradse's equivalent sand roughness k_s values remain initially close to the value found for artificial cobbles without biofilm, i.e. 0.01 m and no significant

modifications in friction velocity u_* and roughness Reynolds number k^+ were observed (Fig. 7) as long as the biofilm structure remained relatively compact. However, a very clear drop in k_s (towards values close to 0.0035 m) was measured as soon as long and thick filaments became dominant in the last two weeks of the experiment, and exceeded the initial spatial wavelength prescribed by the artificial cobbles (see Fig. 7b).

In contrast, for biofilm growing in the IV and HV section on macrorugosities in shallow water conditions (i.e. when the vertical dimension of the roughness is not small in

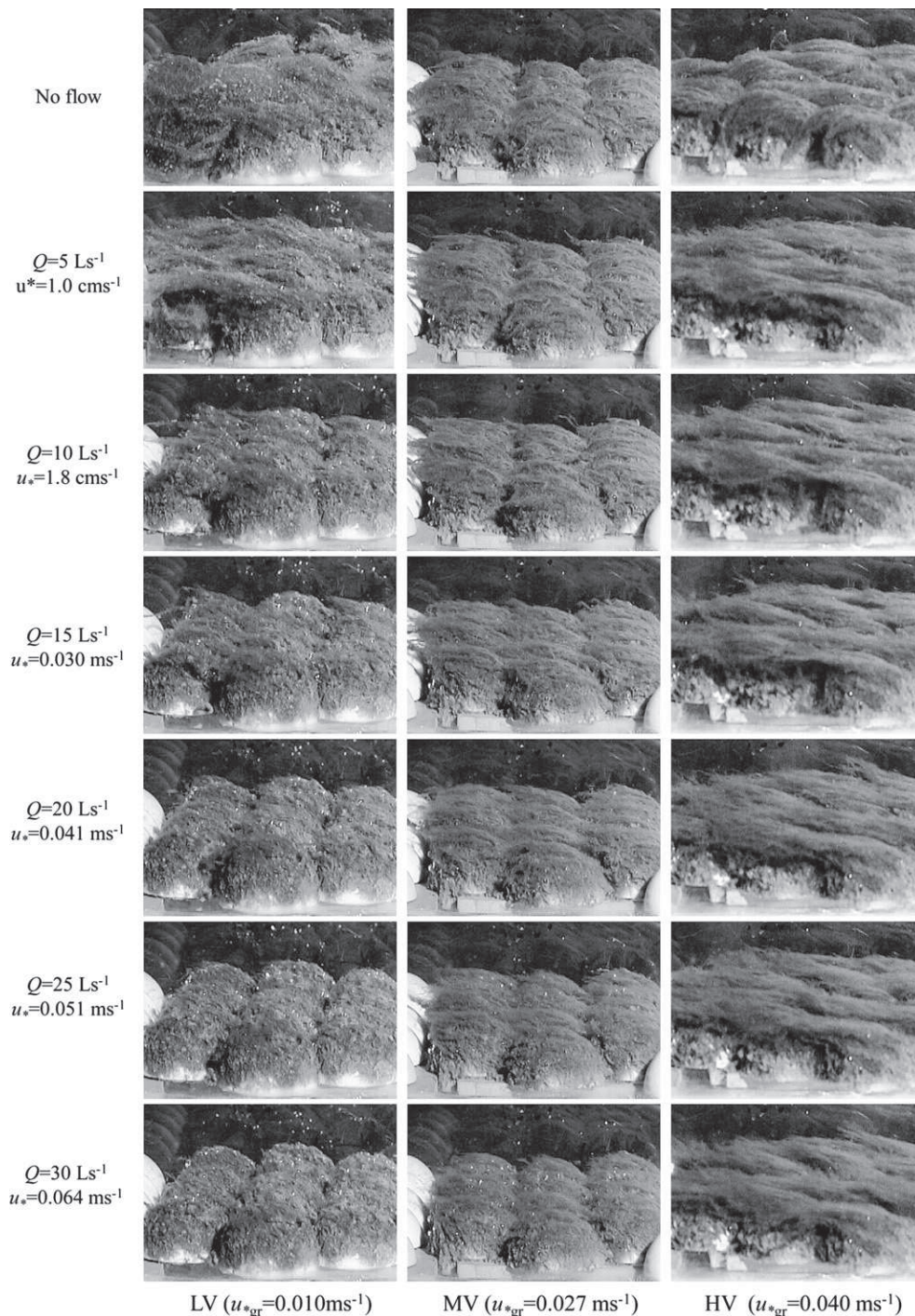


Fig. 8 – Side views of the epilithic biofilm in the LV (left), MV (middle) and HV (right) sections during sloughing test and for increasing sloughing friction velocity.

Table 2 – Measurements of biomass (DM) in the sloughing test flume with u_{gr} up to 0.064 ms^{-1} .

Flume section	u_{gr}^* , average values of friction velocity during biofilm growth (ms^{-1})	DM \pm SE before sloughing (gm^{-2})	DM \pm SE after sloughing (gm^{-2})	Detached proportion
LV	0.010	121.39 \pm 2.94	57.9 \pm 18.56	52%
IV	0.025	99.11 \pm 11.50	70.7 \pm 10.85	29%
HV	0.040	104.49 \pm 1.25	93.5 \pm 3.27	11%

comparison with water depth), the evolution is very different. Very confined flows are generated initially ($\Delta/h = 4$ and 3), and a very quick decrease in the Nikuradse's equivalent sand roughness k_s and friction velocity u_{gr} is observed (Fig. 7) at the beginning of experiment when the biofilm matter covered firstly the troughs between the cobbles spaces (see Fig. 5e) and brought about a change in the roughness topography, leading to a less rough boundary associated with less strong drag, so a decrease in friction velocity u_{gr} and the turbulent roughness k^+ were observed (see Fig. 7).

As discussed in Moulin et al. (2008), competing contributions from the wake and skin frictions behind cobbles and along algal filaments necessarily drive a complex evolution of the roughness length since this quantity integrates all the processes occurring in the canopy (see Nikora et al., 2007a, b). The drop of k_s in deep flows is observed when filaments become longer than the initial horizontal scale prescribed by the substrates, the biofilm structure then controlling most of the friction. Indeed, the values of k_s found at the end of the growth experiment in the present study, equal to $0.318 \times 10^{-3} \text{ m}$ for the HV section and $0.360 \times 10^{-3} \text{ m}$ for the LV section at day 28, compare very well with the values found by Labiod et al. (2007) for same age biofilms grown on smaller substrates (values found range between 0.468 and $0.800 \times 10^{-3} \text{ m}$ for 26-day-old biofilm). The main difference between the two studies comes from the difference in the initial value of k_s that depends only on the substrate length scale (rods or marbles in Labiod et al. (2007) and around $2 \times 10^{-3} \text{ m}$ high hemispheres in our study). These flow measurements confirm an evolution of k_s that simply expresses a transition from a bed covered with nude substrates towards a bed covered completely with a matt of biofilm.

The evolution of the near bed turbulence (evaluated by the roughness Reynolds number k^+) as we can see in Fig. 7, agree with the result of Besemer et al. (2007, 2009a, 2009b) and Tornés and Sabater (2010) that the algal mats as the bacterial community modify the local architectural conditions in a way to slow down the near-substratum velocities, and thereby lessening the current effects on algal and bacterial detachment.

3.4. Sloughing test

During the sloughing test, increasing friction velocities were exerted on the sampled cobbles by increasing the flume flow discharge Q . For Q ranging from $0.005 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ to $0.030 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, PIV measurements yield values of friction velocity that range between 0.010 and 0.064 m s^{-1} .

Filming during the sloughing test (see Fig. 8) shows that the detachment of filaments begins after the friction velocity value exerted in the sloughing flume exceeds the time-

averaged value exerted during the growth experiment in the section being considered (noted u_{gr}^*). However, the biomass loss is gradual as sloughing friction velocity increases.

For the three sections, the sloughing test eventually led to the detachment of some proportion of the biomass covering the hemispheres. Indeed, some of the biofilm strongly attached to the artificial cobbles remained after the sloughing test (Table 2), while some of it, composed mostly of filaments, was taken away by the flow. The proportion of detached biomass is inversely proportional to the time-averaged value of friction velocity u_{gr} exerted during biofilm growth (see Table 2). This is in accordance with the results of Waesche et al. (2002); Stoodley et al., 2002 and Möhle et al., 2007, on the effect of growth phase hydrodynamics on the mechanical properties and the resistance to detachment of microbial biofilms. In fact these last studies concluded also that biofilms grown under higher shear were more strongly attached and were cohesively stronger than those grown under lower shears.

4. Conclusion

The impacts of different flow regimes on the dynamics of epilithic biofilm, its structure, algal composition and feedback on the local hydrodynamics have been evidenced by changes in the biomass and algal composition analysis. Actually, the biofilm composition and structures are expressed as different growth forms in relation to hydrodynamic descriptors. Their prevalence and the biofilm thickness is tightly related to the hydrodynamic conditions: *Melosira moniliformis* (O.F.Muller) Agardh was the dominant species in the three sections, while the Indicator Species Analysis (IndVal) shows that the indicator taxa were *Fragilaria capucina* var. *mesolepta* in the low-velocity ($u_{gr} = 0.010\text{--}0.012 \text{ m s}^{-1}$), *Navicula atomus*, *N. capitatoradiata* and *Nitzschia frustulum* in the intermediate-velocity ($u_{gr} = 0.023\text{--}0.030 \text{ m s}^{-1}$) and *A. pediculus*, *Cymbella proxima*, *Fragilaria capucina* var. *vaucheriae* and *Surirella angusta* in the high-velocity group ($u_{gr} = 0.033\text{--}0.050 \text{ m s}^{-1}$). An inverse relationship was found between the proportion of detached biomass and the averaged value of friction velocity during biofilm growth. Thus, the differences in biofilm structure and composition, their influence on the flow and their resistance to higher hydrodynamical regimes seem to be a function of the friction velocity u_{gr} on the boundary layer. This result supports the improvement of Labiod et al. (2007) and Graba et al. (2010) in modelling epilithic biomass dynamics with the equation from Uehlinger et al. (1996). This, by substituting the flow discharge with friction velocity or roughness Reynolds number k^+ , as an external physical variable forcing the chronic detachment process. This result also sheds new light on the role of local

hydrodynamics in the catastrophic detachment process associated with floods. Firstly, it suggests improving the term describing this process in the same way by considering local hydrodynamic rather than flow and mean velocity, as external physical variables for forcing the detachment process, in epilithic biofilms biomass dynamics models (e.g. Uehlinger et al., 1996; Saravia et al., 1998; Asaeda and Hong Son, 2000, 2001; Flipo et al., 2004; Boulêtreau et al., 2006, 2008). Secondly, the detached biofilm biomass driven by a strong hydraulic perturbation is almost entirely associated with the biofilm filaments, and the results presented here support a separate description of the biomass of these filaments in biofilm dynamics modelling.

Acknowledgements

This work has been supported by the national research project « EC2CO Ecosphère Continentale et Côtière » as part of a project entitled « Couplage et flux entre un biofilm de rivière et un écoulement turbulent : expérimentations en conditions naturelles contrôlées et modélisation numérique dans l'écosystème de la Garonne Moyenne ». We wish to thank S. Font, Y. Peltier, C. Pen and D. Baque for technical support, data acquisition and analysis.

REFERENCES

- Asaeda, T., Hong Son, D., 2000. Spatial structure and populations of a periphyton community: a model and verification. *Ecological Modelling* 133, 195–207.
- Asaeda, T., Hong Son, D., 2001. A model of the development of a periphyton community resource and flow dynamics. *Ecological Modelling* 137, 61–75.
- Battin, T.J., Kaplan, L.A., Newbold, J.D., Cheng, X., Hansen, C., 2003. Effects of current velocity on the nascent architecture of stream microbial biofilms. *Applied and Environmental Microbiology* 69, 5443–5452.
- Bendat, J.S., Piersol, A., 1971. *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, second ed. John Wiley & sons Inc., New York (revised and expanded).
- Besemer, K., Singer, G., Hodl, I., Limberger, R., Chlup, A.K., Hochedlinger, G., Hodl, I., Baranyi, C., Battin, T.J., 2007. Biophysical controls on community succession in stream biofilms. *Applied and Environmental Microbiology* 73 (15), 4966–4974. <http://dx.doi.org/10.1128/AEM.00588-07>.
- Besemer, K., Singer, G., Hodl, I., Battin, T.J., 2009a. Bacterial community composition of stream biofilms in spatially variable-flow environments. *Applied and Environmental Microbiology* 75, 7189–7195.
- Besemer, K., Hodl, I., Singer, G., Battin, T.J., 2009b. Architectural differentiation reflects bacterial community structure in stream biofilms. *Multidisciplinary Journal of Microbial Ecology* 3 (11), 1318–1324.
- Biggs, B.J.F., Hickey, C.W., 1994. Periphyton responses to a hydraulic gradient in a regulated river in New Zealand. *Freshwater Biology* 32 (1), 49–59.
- Biggs, B.J.F., Nikora, V.I., Snelder, T.H., 2005. Linking scales of flow variability to lotic ecosystem structure and function. *River Research and Applications* 21, 283–298.
- Blum, J.L., 1957. The ecology of river algae. *The Botanical Review* 22 (5), 291–341. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02872474>.
- Boulêtreau, S., Garabetian, F., Sauvage, S., Sánchez-Pérez, J.M., 2006. Assessing the importance of self-generated detachment process in river biofilm models. *Freshwater Biology* 51 (5), 901–912. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2427.2006.01541.x>.
- Boulêtreau, S., Izagirre, O., Garabetian, F., Sauvage, S., Elozegi, A., Sánchez-Pérez, J.M., 2008. Identification of a minimal adequate model to describe the biomass dynamics of river epilithon. *River Research and Applications* 24 (1), 36–53. <http://dx.doi.org/10.1002/rra.1046>.
- Boulêtreau, S., Sellali, M., Elozegi, A., Nicaise, Y., Bercovitz, Y., Moulin, F., Eiff, O., Sauvage, S., Sánchez-Pérez, J.M., Garabetian, F., 2010. Temporal dynamics of river biofilm in constant flows: a case study in a riverside laboratory flume. *International Review of Hydrobiology* 95 (2), 156–170. <http://dx.doi.org/10.1002/iroh.200911203>.
- Cardinale, B.J., 2011. Biodiversity improves water quality through niche partitioning. *Nature* 472 (3741), 86–89. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09904>.
- Castro, I.P., Cheng, H., Reynolds, R., 2006. Turbulence over urban-type roughness: deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-layer Meteorology* Vol. 118 (1), 109–131.
- Clarke, K.R., Gorley, R.N., 2005. In: *Plymouth Routines in Multivariate Ecological Research (PRIMER)*. PRIMER-E Ltd, Plymouth.
- Coceal, O., Thomas, T., Castro, I., Belcher, S., 2006. Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Bound-layer Meteor* 121, 491–519.
- Davis, J.A., Barmuta, L.A., 1989. An ecologically useful classification of mean and near-bed flows in streams and rivers. *Freshwater Biology* 21, 271–282.
- Dufrène, M., Legendre, P., 1997. Species assemblages and indicator species: the need for a flexible asymmetrical approach. *Ecological Monographs* 67, 345–366.
- Fincham, A.M., Delerce, G., 2000. Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Experiments in Fluids* 39 (suppl), S13–S22.
- Fincham, A.M., Spedding, G.R., 1997. Low cost, high resolution DPIV measurements of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids* 23, 449–462.
- Flipo, N., Even, S., Poulin, M., Tusseau-Vuillemin, M.H., Ameziane, T., Dauta, A., 2004. Biogeochemical Modelling at the River Scale: Plankton and Periphyton Dynamics.
- Fuller, R.L., Roelofs, J.L., Frys, T.J., 1986. The importance of algae to stream invertebrates. *Journal of the North American Benthological Society* 5, 290–296.
- Ghosh, M., Gaur, J.P., 1998. Current velocity and the establishment of stream algal periphyton communities. *Aquatic Botany* 60 (1), 1–10.
- Godillot, R., Ameziane, T., Caussade, B., Capblanc, J., 2001. Interplay between turbulence and periphyton in rough open-channel flow. *Journal of Hydraulic Research* 39 (3), 227–239.
- Graba, M., Moulin, F.Y., Boulêtreau, S., Garabetian, F., Kettab, A., Eiff, O., Sanchez-Pérez, J.M., Sauvage, S., 2010. Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm in artificial rough, open channel flow: experimental and modeling approaches. *Water Resources Research* 46, W11531. <http://dx.doi.org/10.1029/2009WR008679>.
- Hondzo, M., Wang, H., 2002. Effects of turbulence on growth and metabolism of periphyton in a laboratory flume. *Water Resources Research* 38 (12), 1277. <http://dx.doi.org/10.1029/2002WR001409>.
- Horner, R.R., Welch, E.B., 1981. Stream periphyton development in relation to current velocity and nutrients. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences* 38 (4), 449–457.
- Horner, R.R., Welch, E.B., Veenstra, R.B., 1983. Development of nuisance periphytic algae in laboratory streams in relation to enrichment and velocity. In: Wetzel, R.G. (Ed.), *Periphyton of Freshwater Ecosystems*. W. Junk Publishers, The Hague, pp. 121–164.

- Jowett, I.G., Richardson, J., Biggs, B.J.F., Hickey, C.W., Quinn, J.M., 1991. Microhabitat preferences of benthic invertebrates and the development of generalized *Deleatidium* spp. Habitat suitability curves, applied to four New Zealand rivers. *New Zealand Journal of Marine and Freshwater Research* 25, 187–199.
- Labiod, C., Godillot, R., Caussade, B., 2007. The relationship between stream periphyton dynamics and near-bed turbulence in rough open-channel flow. *Ecological Modelling* 209 (2–4), 78–96. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ecolmodel.2007.06.011>.
- Leflaive, J., Boulétreau, S., Buffan-Dubau, E., Ten-Hage1, L., 2008. Temporal patterns in epilithic biofilm-relation with a putative allelopathic activity. *Archiv für Hydrobiologie* 173 (2), 121–134. <http://dx.doi.org/10.1127/1863-9135/2008/0173-0121>.
- Lock, M.A., John, P., 1979. The effect of flow patterns on uptake of phosphorus on river periphyton. *Limnology and Oceanography* 24, 376–383.
- Lock, M.A., Wallace, R.R., Costerton, J.W., Ventullo, R.M., Charlton, S.E., 1984. River epilithon: towards a structural-functional model. *Oikos* 42, 10–22.
- Martínez De Fabricius, A.L., Maidana, N., Gómez, N., Sabater, S., 2003. Distribution patterns of benthic diatoms in a Pampean river exposed to seasonal floods: the Cuarto River (Argentina). *Biodiversity and Conservation* 12 (12), 2443–2454. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1025857715437>.
- Mayer, M.S., Likens, G.E., 1987. The importance of algae in a shaded head water stream as a food of an abundant caddisfly (Trichoptera). *Journal of the North American Benthological Society* 6, 262–269.
- McCune, B., Mefford, M.J., 1999. In: PC-ORD, Multivariate Analyses of Ecological Data. MjM Software Design, Glenenden Beach.
- McIntire, C., 1973. Periphyton dynamics in laboratory streams: a simulation model and its implications. *Ecological Monographs* 34 (3), 399–420.
- Minshall, G.W., 1978. Autotrophy in stream ecosystems. *BioScience* 28, 767–771.
- Möhle, R.B., Langemann, T., Haesner, M., Augustin, W., Scholl, S., Neu, T.R., Hempel, D.C., Horn, H., 2007. Structure and shear strength of microbial biofilms as determined with confocal laser scanning microscopy and fluid dynamic gauging using a novel rotating disc biofilm reactor. *Biotechnology and Bioengineering* 98 (4), 747–755. <http://dx.doi.org/10.1002/bit.21448>.
- Momo, F., 1995. A new model for periphyton growth in running waters. *Hydrobiologia* 299 (3), 215–218.
- Moulin, F.Y., Peltier, Y., Bercovitz, Y., Eiff, O., Beer, A., Pen, C., Boulétreau, S., Garabetian, F., Sellali, M., Sanchez-Perez, J., Sauvage, S., Baque, D., 2008. Experimental study of the interaction between a turbulent flow and a river biofilm growing on macrorugosities. In: *Advances in Hydro-science and Engineering*, vol. VIII. ICHE-IAHR, Nagoya, Japan, pp. 1887–1896.
- Nezu, I., Nakagawa, H., 1993. *Turbulence in Open-channel Flows*. Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Nielsen, T.S., Funk, W.H., Gibbons, H.L., Duffner, R.M., 1984. A comparison of periphyton growth on artificial and natural substrates in the upper Spokane River. *Northwest Science* 58, 243–248.
- Nikora, V., Goring, D., Biggs, B., 1997. On stream periphyton-turbulence interactions. *The New Zealand Journal of Marine and Freshwater Research* 31 (4), 435–448.
- Nikora, V., Goring, D., Biggs, B., 1998. A simple model of stream periphyton-flow interactions. *Oikos* 81 (3), 607–611.
- Nikora, V., Goring, D., Biggs, B., 2002. Some observations of the effects of micro-organisms growing on the bed of an open channel on the turbulence properties. *The Journal of Fluid Mechanics* 450, 317–341.
- Nikora, V., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., Walters, R., 2007a. Double averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: theoretical background. *Journal of Hydraulic Engineering* 133 (8), 873–883. [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2007\)133:8\(873\)](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(873)).
- Nikora, V., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D., Kol, K., 2007b. Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: applications background. *Journal of Hydraulic Engineering* 133 (8), 884–895. [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2007\)133:8\(884\)](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(884)).
- Power, M.E., Stewart, A.J., 1987. Disturbance and recovery of an algal assemblage following flooding in an Oklahoma stream. *American Midland Naturalist* 117, 333–345.
- Reiter, M.A., 1986. Interactions between the hydrodynamics of flowing water and development of a benthic algal community. *Journal of Freshwater Ecology* 3 (4), 511–517.
- Reiter, M.A., 1989a. Development of benthic algal assemblages subjected to differing near substrate hydrodynamic regimes. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences* 46, 1375–1382.
- Reiter, M.A., 1989b. The effect of a developing algal assemblage on the hydrodynamics near substrates of different size. *Archiv für Hydrobiologie* 115 (2), 221–244.
- Riber, H.H., Wetzel, R.G., 1987. Boundary layer and internal diffusion effects on phosphorus fluxes in lake periphyton. *Limnology and Oceanography* 32, 1181–1194.
- Saravia, L., Momo, F., Boffi Lissin, L.D., 1998. Modeling periphyton dynamics in running water. *Ecological Modelling* 114 (1), 35–47.
- Seath, R.G., Hambrook, J.A., 1988. Mechanical adaptations to flow in freshwater red algae. *Journal of Phycology* 24, 107–111.
- Silvester, N.R., Sleight, M.A., 1985. The forces on microorganisms at surfaces in flowing water. *Freshwater Biology* 15, 433–448.
- Singer, G., Besemer, K., Schmitt-Kopplin, P., Hodl, I., Battin, T.J., 2010. Physical heterogeneity increases biofilm resource use and its molecular diversity in stream mesocosms. *PLoS ONE* 5 (4), e9988.
- Stoodley, Paul, Boyle, John, D., Lappin-Scott, Hilary, M., 2000. Influence of flow on the structure of bacterial biofilms. In: Bell, Colin R., Brylinsky, M., Johnson-Green, Perry Clark (Eds.), *Microbial Biosystems: New Frontiers: Proceedings of the 8th International Symposium on Microbial Ecology*. Atlantic Canada Society for Microbial Ecology, pp. 263–269.
- Stoodley, P., Cargo, R., Rupp, C.J., Wilson, S., Klapper, I., 2002. Biofilm material properties as related to shear-induced deformation and detachment phenomena. *Journal of Industrial Microbiology and Biotechnology* 29, 361–367.
- Tornés, E., Sabater, S., 2010. Variable discharge alters habitat suitability for benthic algae and cyanobacteria in a forested Mediterranean stream. *Marine and Freshwater Research* 61, 441–450.
- Uehlinger, U., Buhner, H., Reichert, P., 1996. Periphyton dynamics in a flood-prone pre-alpine river: evaluation of significant processes by modelling. *Freshwater Biology* 36, 249–263.
- Uehlinger, U., Kawecka, B., Robinson, C.T., 2003. Effects of experimental floods on periphyton and stream metabolism below a high dam in the Swiss Alps (River Spöl). *Aquatic Sciences* 199–209. <http://dx.doi.org/10.1007/s00027-003-0664-7>.
- Waesche, S., Horn, H., Hempel, D.C., 2002. Influence of growth conditions on biofilm development and mass transfer at the bulk/biofilm interface. *Water Research* 36 (19), 4775–4784.
- Wehr, J.D., Sheath, R.G., 2003. In: Wehr, John D., Sheath, Robert G. (Eds.), *Freshwater Algae of North America*. Academic Press, ISBN 978-0-12-741550-5.
- Winterbourn, M.J., 1990. Interactions among nutrients, algae and invertebrates in New Zealand mountain stream. *Freshwater Biology* 23, 463–474.
- Whitford, L.J., Shumacher, G.J., 1961. Effects of current on mineral uptake and respiration by a freshwater alga. *Limnology and Oceanography* 6, 423–425.
- Young, W.J., 1992. Clarification of the criteria used to identify near-bed flow regimes. *Freshwater Biology* 28, 383–391.

Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics

Emma Florens · Olivier Eiff · Frédéric Moulin

Received: 4 December 2012 / Revised: 12 March 2013 / Accepted: 19 March 2013
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013

Abstract The roughness sublayer in a turbulent open-channel flow over a very rough wall is investigated experimentally both within the canopy and above using particle image velocimetry by gaining complete optical access with new methodologies without disturbing the flow. This enabled reliable estimates of the double-averaged mean and turbulence profiles to be obtained by minimizing and quantifying the usual errors introduced by limited temporal and spatial sampling. It is shown, for example, that poor spatial sampling can lead to erroneous vertical profiles in the roughness sublayer. Then, in order to better define and determine the roughness sublayer height, a methodology based on the measured spatial dispersion is proposed which takes into account temporal sampling errors. The results reveal values well below the usual more ad hoc estimates for all statistics. Finally, the double-averaged mean and turbulence statistics in the roughness sublayer are discussed.

1 Introduction

While turbulent flows over smooth walls are now relatively well understood, those occurring over rough walls are still the center of many studies in the fields of meteorology, river hydraulics and engineering applications. Fundamentally, the effects of the roughness elements on the outer layer and the logarithmic law of the turbulent boundary layer have been questioned with diverging conclusions

(e.g., Jiménez 2004; Flack et al. 2005; Antonia and Djenidi 2010; Amir and Castro 2011; Birch and Morrison 2011). The roughness sublayer in particular has received most attention in the context of urban or plant canopies in the atmospheric boundary layer in relation to the flow structure above or simply to investigate the impact of the flow in terms of heat and mass transfers (e.g., Coceal and Belcher 2004; Poggi et al. 2004a).

In these studies, knowledge of the flow around and above the roughness elements is required to elaborate 1D vertical profiles, for instance to apply mixing-layer theory (Finnigan 2000). Such 1D profiles are obtained by horizontally averaging the time-averaged flow quantities, following the method of Raupach and Shaw (1982) and Raupach et al. (1991), leading to the double-averaged Navier–Stokes equations.

In open-channel flows, the issues are similar and in addition, the roughness height can be high relative to the water depth, thus confining the boundary-layer flow. Yet, studies of the flow near the roughness elements and application of the double-averaging method are more recent see, e.g., Nikora et al. (2001, 2007).

The roughness sublayer is usually defined as the region where the flow is influenced by the individual roughness elements as reflected by the spatial inhomogeneity of the mean flow, for example, Bottema (1996), Cheng and Castro (2002), Britter and Hanna (2003) and Amir and Castro (2011) in the atmospheric context and Manes et al. (2007) and Pokrajac et al. (2007) in the hydraulic context. While most authors use this definition, its translation into quantitative estimations is vague and not well defined. This translates into a wide range of estimated roughness sublayer heights, likely to be beyond the effect of the different flow and roughness configurations. For example, in their review, Raupach et al. (1991) give roughness sublayer

E. Florens · O. Eiff (✉) · F. Moulin
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse,
Université de Toulouse, INPT, UPS; CNRS,
Allée du Professeur C. Soula, 31400 Toulouse, France
e-mail: eiff@imft.fr

heights ranging from $2h$ to $5h$, where h is the roughness element height. These particular values are often taken as estimates of the roughness sublayer height in subsequent studies (e.g., Rotach 1999; Nikora et al. 2001; Jiménez 2004; Poggi et al. 2004a; Flack et al. 2005). Other authors give their own estimates of the roughness sublayer heights. For instance, Cheng and Castro (2002) estimate the roughness sublayer height by observing the scatter of the time-averaged profiles due to the presence of the roughness elements. Pokrajac et al. (2007), using double-averaged flow quantities, applied a method based on the form-induced standard deviation of the mean streamwise velocity, with a threshold level of 5 %. Rotach (2001), on the other hand, in the case of atmospheric-type turbulent boundary layers, argues that the height at which the Reynolds shear stress is maximum is a good estimation of the roughness sublayer height. In all these relatively recent studies, the roughness sublayer height was found to be closer to $2h$ rather than $5h$.

Under these wide-ranging estimations of the roughness sublayer height, it is difficult to establish what it depends on. Since it is well accepted that the effect of the roughness elements is hydrodynamic (e.g., Jiménez 2004), Bradshaw (2000) and Flack et al. (2005) propose to use the equivalent roughness length k_s , rather than h to scale the roughness sublayer height. This is also suggested by the results of Pokrajac et al. (2007). For turbulent open-channel flows over two-dimensional roughnesses, they found that the roughness sublayer height seemed to depend not only on the roughness geometry but also on the water depth, as might be expected. It thus appears that the flow dependence in addition to the ambiguity in the definition and determination of the roughness sublayer height contributes to the scatter reviewed by Raupach et al. (1991).

Part of the ambiguity in the determination of the roughness sublayer height appears to be related to the difficulties in characterizing 1D vertical profiles and the spatial dispersion of the spatially varying flow in the vicinity of the roughness elements. One difficulty resides in the spatial sampling necessary to converge to representative 1D double-averaged mean and turbulent stress profiles. This question is hardly addressed in the literature, likely due to the difficulty in performing turbulence measurements close to the roughness elements, and also simply due to the tediousness and cost of measuring at a large number of locations. For example, Mignot et al. (2009), in their study on the turbulent kinetic energy (TKE) budget in gravel bed flows, assume that 45 time-averaged profiles taken along the channel center axis are representative and sufficient to estimate correctly the double-averaged quantities; Manes et al. (2007), who performed their experiments on low relative-submergence flows over spheres, only used two streamwise-aligned vertical particle image velocimetry

(PIV) planes. Cheng and Castro (2002) are, to our knowledge, the only authors who address the problem of the spatial convergence. They conclude, based on laser Doppler anemometry (LDA) measurements in a wind tunnel, that estimates via four profiles “are very similar to” estimates obtained with 25 profiles. However, significant differences might be hidden within the experimental scatter, especially for the turbulent shear-stress profile.

Within the canopy there appear to be even fewer experimental studies sufficiently resolving or even attempting to resolve the spatial structure of the roughness sublayer, particularly below the canopy top. While 2D-PIV offers instantaneous spatial measurements in one plane of the flow, due to the obstruction of the foreground roughness in the field of view of the camera only very limited zones within the canopy are usually accessible. To circumvent the problem, Pokrajac et al. (2007) used transverse 2D obstacles, Reynolds and Castro (2008) used 3D obstacles in a wind tunnel experiment but with an aligned configuration giving partial access along the open alleys, and Hong et al. (2011) in a closed water channel used optical index matching with a high-concentration sodium-iodide solution. The optical-access difficulties probably explain the relative lack of studies and knowledge of the flow structure and turbulence statistics within the canopy as well as of the representativeness of the currently available 1D double-averaged profiles (e.g., Macdonald 2000).

Finally, the measured statistics within the roughness sublayer do not always appear to obey the expected behavior as predicted by the double-averaged Navier–Stokes equations. For example, if the dispersive stresses are indeed negligible as often assumed, the turbulent shear stress should increase linearly in a 2D constant pressure-gradient-driven flow as the roughness elements are approached. Yet, this is not observed in the literature (e.g., Cheng and Castro 2002; Mignot et al. 2009; Tomas et al. 2011; Hong et al. 2011). Incorrect estimations of the shear-stress behavior, especially near the top of the roughness elements, in turn lead to erroneous estimations of the friction velocity.

To help resolve these issues, a representative double-averaged description of the flow in the roughness sublayer is needed, including the flow between the roughness elements. To this end, high-resolution PIV data were acquired in a turbulent open-channel flow over cubic elements arranged in a square configuration. The measurements were performed simultaneously above as well as inside the entire canopy using special optical-access arrangements which are presented in Sect. 2. The time and spatial convergence of the data and the uncertainties they induce on the double-averaged profile estimations are evaluated in Sect. 3. A method to evaluate more precisely the spatial dispersion induced by the roughness elements is given in Sect. 4,

leading to robust estimates of the roughness sublayer height. The turbulence statistics in the roughness sublayer are discussed in Sect. 5. Conclusion is drawn in the last section.

2 Experimental setup

2.1 Flow generation

The experiments were performed in a 20-m-long, 1.1-m-wide and 0.5-m-deep horizontal open channel (see Fig. 1), with a 12-m-long section made entirely out of glass. The water discharge Q ranges from 10 to 150 L.s⁻¹, with a sluice gate controlling the water depth D . In the tranquilization section of the channel, the flow passes through a series of mesh pads and grids, after which the turbulence is reduced to less than 0.5 % (Florens 2010). The origin of the coordinate system (see Fig. 1) is taken at the end of the tranquilization section, 1.2 m behind the last grid, in the center and bottom of the channel, with x the streamwise coordinate, y the transverse coordinate, z the vertical coordinate and $\mathbf{u} = [u, v, w]$ the associated velocity components.

The rough bed was placed between $x = 2$ m and $x = 15.2$ m, its front edge being 3.2 m downstream of the last grid in order to reduce the free-stream turbulence intensity to about 0.2 % while limiting the growth of the approaching laminar boundary layer to less than the height of the roughness elements ($h = 2$ cm). This assures that the boundary-layer turbulence is created entirely by the rough wall. The measurements were made at $x = 12.7$ m, that is, 10.7 m downstream of the front edge of the rough bed, where the boundary layer is fully developed for the water depth used, $D = 13.5$ cm (Florens 2010). Also, for this water depth, side wall effects are negligible over a width of about $3D$ around the center of channel (see Nezu and Rodi 1985).

The rough bed was composed of 20 mm PVC cubes arranged periodically and symmetrically with respect to the channel in a squared configuration with a frontal density (frontal area, A_f , to pattern area, A_p) of $\lambda_f = 0.19$ (see

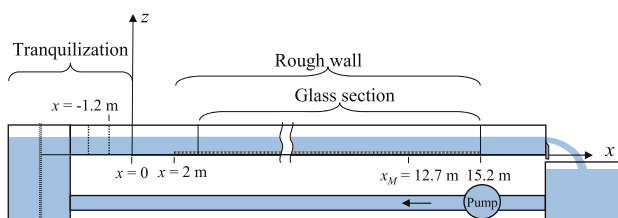


Fig. 1 Sketch of the open-channel facility (not to scale). The rough bed starts at $x = 2$ m, 3.2 m behind the last grid. The measurements were performed at $x_M = 12.7$ m

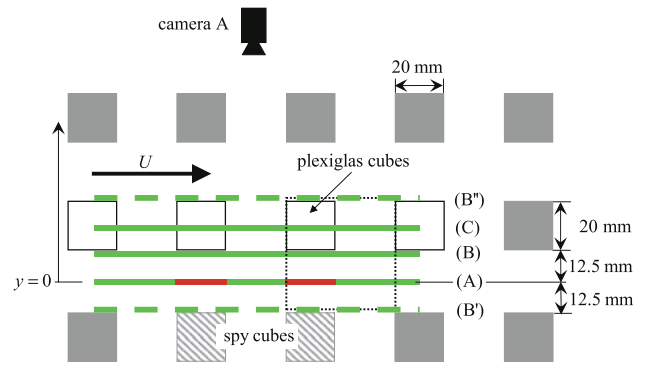


Fig. 2 Roughness pattern configuration (top view, measurement area). The roughness elements are cubes of size $h = 20$ mm. The positions of the measured 2D-PIV vertical planes [$y = 0$ mm (A), 11.25 mm (B) and 22.5 mm (C)] are shown by solid green lines. The green dashed lines designate the vertical planes obtained by symmetry. The red portions of the (A)-plane designate the zones where direct optical access (camera A) is hindered by the presence of the foreground cubes. The black dotted lines designate a periodic roughness pattern of area $A_p = 45 \text{ mm} \times 45 \text{ mm}$

Fig. 2). Cubes are used in many experimental and numerical studies (e.g., Macdonald 2000; Cheng and Castro 2002; Coceal and Belcher 2004; Coceal et al. 2006) with the advantage of having only one length scale. The cubes (about 7,000) were machine-cut and manually deburred, rather than molded, in order to obtain even and sharp edges, thus limiting a possible Reynolds-number dependence of the flow around the cubes.

The flow was studied with a bulk velocity U_b of 26.5 cm s⁻¹. With a water depth D of 13.5 cm, the Froude number $Fr = U_b/\sqrt{gD}$ was 0.23 and the relative roughness h/D was 0.15. The roughness Reynolds number ($k_s^+ = k_s u_* / \nu$) based on the measurements presented later was 460 which is in the fully rough regime ($k_s^+ > 80$), as desired.

2.2 Measurement setup

In order to estimate double-averaged quantities, good spatial sampling is required in all three directions in one periodic roughness pattern volume. To achieve this, 2D-PIV offers an efficient possibility to resolve two dimensions simultaneously with very good spatial resolution. Here, streamwise vertical planes were chosen such that the vertical gradients are well resolved. To have access to the same spatial resolution in the third (transverse) direction, a very large number of vertical plane measurements would be necessary. Although this is technically feasible, the acquisition and processing time becomes prohibitive. Therefore, measurements were performed in only three different vertical planes at $y = 0$ mm (plane A), 11.25 mm (plane B) and 22.5 mm (plane C) with a laser-sheet thickness of 2.5 mm (solid green lines in Fig. 2), chosen to yield two additional planes by symmetry at

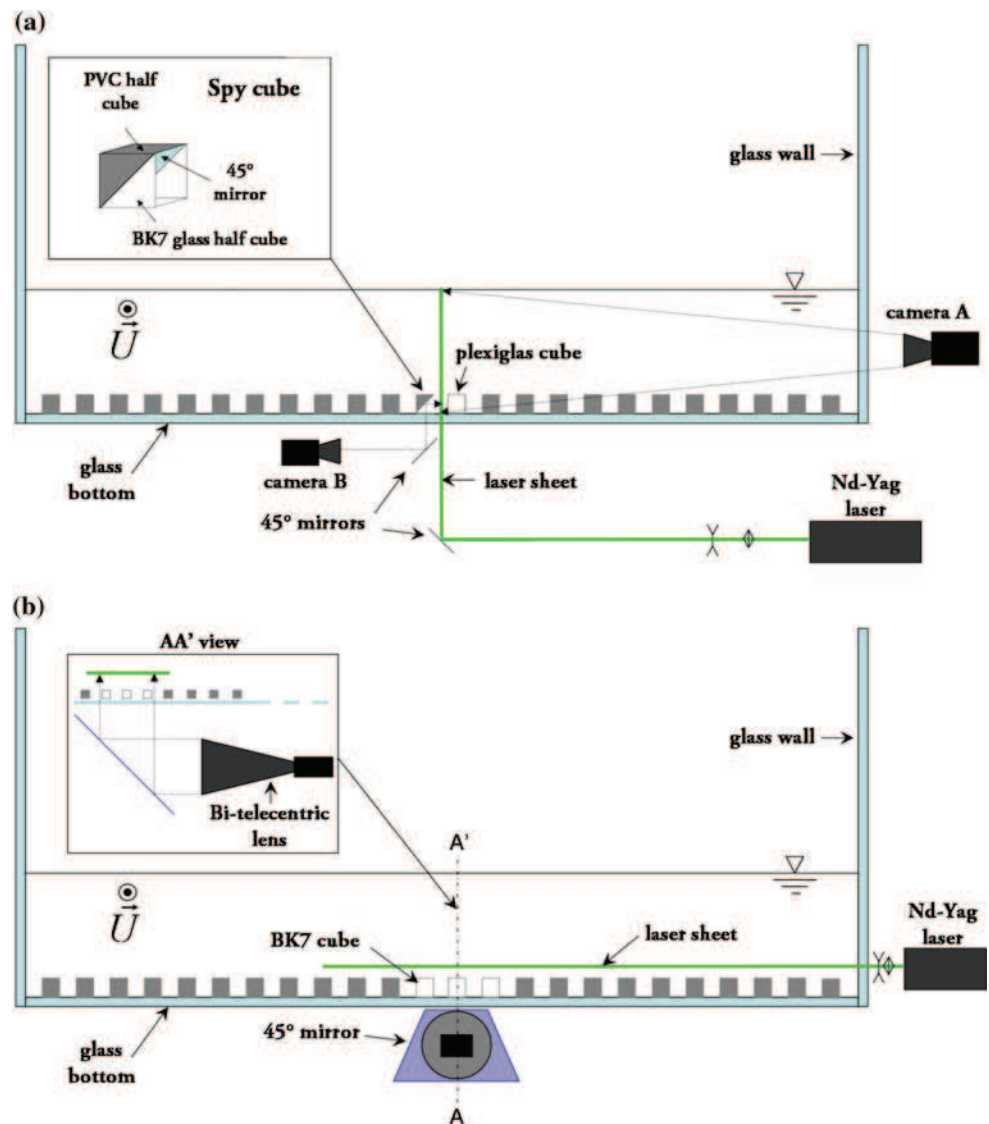
$y = -11.25$ mm (plane B') and 33.75 mm (plane B'') (dashed green lines in Fig. 2). The five planes are equispaced, and a representative periodic roughness pattern area (45 mm × 45 mm) is shown with the dotted square in Fig. 2. To ascertain the representativeness of these five planes, 2D-PIV measurements were also performed in four horizontal planes at $z/h = (1, 4/3, 5/3, 2)$. The methods to obtain these vertical and horizontal measurements in an open-channel configuration within and above the canopy are discussed next.

To measure in the vertical planes while avoiding intrusive solutions like placing a transparent plate on the free surface, the laser sheet enters the flow from below, as shown in Fig. 3a. The laser sheet is generated by a double-cavity pulsed 30 mJ Nd-Yag laser (Quantel Twin) emitting at 532 nm. To generate the 2.5-mm-thick and 15-cm-wide laser sheet in the measurement zone, the thickness of the beam is reduced with a converging lens and the converging

beam is then expanded into a sheet via a cylindrical diverging lens. While the optical path of the laser sheet for planes (A) and (B) passes only through the glass bottom of the channel, plane (C) passes through the cubes. Thus, a streamwise row of four transparent Plexiglas cubes was placed in the measurement area. Shadows emanating upward from the edges of the cubes in the direction of the propagating laser light were limited to about 1 mm by the sharpness of the edges and by the almost parallel light sheet obtained with a large-diameter converging lens below the channel (not shown).

Yet, part of the flow within the canopy in plane (A) is obscured by the foreground obstacles (see Figs. 2, 3a). To optically access this portion of the canopy flow, "spy" cubes were built with a first-surface mirror embedded at 45° (see insert in Fig. 4) which permits the obscured canopy flow to be viewed by a second camera placed below (camera B in Fig. 3a). Thus, it was possible to access

Fig. 3 PIV measurement method diagram for **a** the vertical planes using spy cubes and a second camera to access the hidden flow inside the canopy and **b** the horizontal planes using a bi-telecentric lens and BK7 glass cubes to access the flow from below. Not to scale



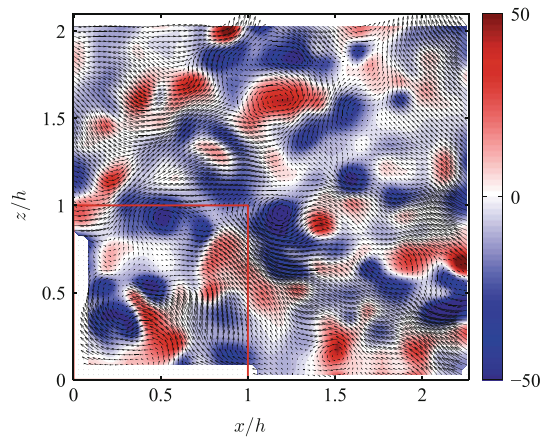


Fig. 4 Typical zoom in the roughness sublayer of the instantaneous velocity fluctuation (u', w') field and the superimposed instantaneous transverse vorticity (ω_y) in the vertical plane (A) obtained with the setup shown in Fig. 3a. The dashed red line marks the contours of the cubes in the back and foreground. The results inside the contours are obtained with camera B via a spy cube

simultaneously the hidden and visible parts of the flow by using two cameras. Camera A was a high-resolution ($2,048 \times 2,048$ pixels) 14-bit CCD camera (PCO 2000) and camera B a $1,280 \times 1,024$ pixels 12-bit CCD camera (PCO Pixelfly). The flow resolution of camera A is 0.072 mm/pixel, and the one of camera B is slightly higher at 0.058 mm/pixel (here the square pixel dimension is taken as a length scale). With common reference points in both images, the field viewed by camera B is interpolated via bi-cubic splines and resized to the same resolution as camera A and patched. A typical instantaneous velocity vector-fluctuation field (zoom around the canopy) is shown in Fig. 4 with the superimposed instantaneous spanwise vorticity. It can be seen that the turbulent structures are well captured by this matching method without introducing artificial vorticity.

For the horizontal planes, the camera and laser positions need to be inverted, that is, the camera needs to be placed below the channel and the laser to enter from the sides. To measure the flow above the canopy, the cubes in the flow field need to be (very) transparent. Also, parallax effects with conventional lenses lead to large deformations or shadows for the diverging viewing rays passing through the sides of the cubes, a problem especially for off-centered cubes. The choice was thus made to use a 180-mm-diameter bi-telecentric lens which has parallel viewing rays (Opto-Engineering TC4M 120). In conjunction with a high-resolution PCO 2000 camera, it permits a 10.5×10.5 cm² square field with a depth of field of 5.6 cm and less than 0.1 % distortion. However, one disadvantage of bi-telecentric lenses is the high fixed aperture. Here, the working f-number is 16, implying very little light passing through to the sensor, therefore requiring higher

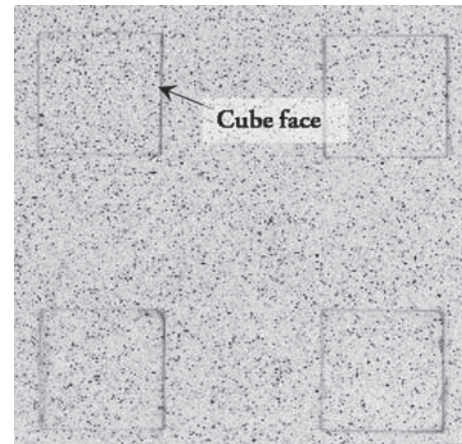


Fig. 5 Image in the horizontal plane at $z/h = 1$ obtained with BK7 cubes and a bi-telecentric lens to avoid parallax. (Gray levels are reversed : in white = water, in black = particles)

laser energy and high optical transparency for the cubes. Therefore, BK7 glass cubes with very high optical transmission were glued in the measurement area, and the laser used was a 200 mJ double-cavity pulsed Nd–Yag laser (Quantel CFR200), see Fig. 3b, with a thickness of about 3 mm in the measurement zone. A typical example of an image obtained is displayed in Fig. 5, revealing that the particles over the entire pattern are well illuminated except for thin lines along the edges of the cubes.

The flow was seeded with $10\text{-}\mu\text{m}$ micro-glass beads with a density of $1,100$ kg m⁻³. In the case of the vertical planes, the beads were injected locally and upstream of the flow to reduce the optical transparency of the light path of camera A, permitting higher-quality images and consequently a higher spatial resolution. All image-pair acquisitions were performed at 1 Hz for a total of 1,000 pairs. Each image pair is processed using the direct spatial cross-correlation techniques by Fincham and Spedding (1997) with peak-locking reduction algorithms developed by Fincham and Delerce (2000). The correlation box size is 15×15 pixels in both planes (i.e., about 1 mm \times 1 mm), with an overlap of 50 %. The peak-locking error is reduced to an approximate uncertainty on the particle displacement of about 0.05 pixels (i.e., about 3.5 μm), required to obtain non-biased turbulent statistics (e.g., Christensen 2004). For the vertical planes, the PIV-processed area is 13.5 cm wide throughout the water depth D with a uniform grid spacing ($\Delta x, \Delta z$) of 0.56 mm. This width corresponds to three roughness patterns and was chosen to analyze the flow structures. However, for the purposes of this paper, only the flow field encompassing one periodic pattern was analyzed. For the horizontal planes the processed area is one periodic pattern with a uniform grid spacing of 0.51 mm. Each vertical plane thus yields 80 vertical profiles along one periodic roughness pattern in the

streamwise direction and 236 levels in the vertical direction. Each horizontal plane yields 88×88 measurement points inside one periodic roughness pattern. While some authors consider the grid spacing to be the smallest measured scale, a more realistic estimate with overlap lies somewhere between the correlation box size and the grid spacing, here about 0.75 mm with 50 % overlap. The smallest spectrally resolved length scale is therefore about 2 mm (2.5 times the smallest filtered measured scale). This corresponds to about 15 Kolmogorov scales (η), using the same estimation method based on the mean shear as Coceal et al. (2006), and is close to the laser-sheet thickness.

3 Double-average estimations

In this section, the aim is to establish the errors of the double-averaging method based on finite temporal time series and finite spatial sampling of the 2D-PIV measurements.

3.1 Definition

The double-average is defined as the temporal and horizontal spatial average in a representative volume. The time average follows the standard Reynolds decomposition $\varphi(\mathbf{x}, t) = \overline{\varphi}(\mathbf{x}) + \varphi'(\mathbf{x}, t)$, where φ is the total signal, $\overline{\varphi}$ its time average, and φ' the temporal fluctuation. The spatial average, noted with angle brackets $\langle \rangle$, is performed on thin horizontal slices of fluid of thickness Δz and wet area $S_f(z)$. Thus, over representative volumes $S_f(z)\Delta z$ occupied by the fluid, the double-average is defined by

$$\langle \overline{\varphi} \rangle(z) = \frac{1}{S_f(z)\Delta z} \int_{S_f(z)} \int_{z-\Delta z/2}^{z+\Delta z/2} \overline{\varphi}(x, y, z) dx dy dz. \quad (1)$$

yielding a new spatial decomposition of the time-averaged signal

$$\overline{\varphi}(x, y, z) = \langle \overline{\varphi} \rangle(z) + \tilde{\varphi}(x, y, z), \quad (2)$$

where $\tilde{\varphi}$ is the spatial fluctuation. The double-averaging applied to the Reynolds equations yields the double-averaged Navier–Stokes equations which permit a purely vertical description of the flow with new dispersive terms such as the dispersive shear stress $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (e.g., Nikora et al. 2007).

3.2 Time convergence

For the PIV measurements, 1,000 image pairs were acquired at 1 Hz. The frequency is low enough such that each sample can be considered independent. This was verified by $(u'u')$ -autocorrelation coefficients which drop to less than 10 % in the acquisition period of 1 second, at all heights, implying largely uncorrelated measurements. The convergence errors due to the finite sample size can be estimated with the confidence statements of the mean and variance of the velocity signals (e.g., Bendat and Piersol 1971, p. 86), taken here with 95 % confidence. These error estimations, which depend linearly on the standard deviation (RMS) for the mean quantities and on the variance itself for the variances, are shown normalized in Fig. 6 (solid lines) as a function of z/D . The normalizations are based on reference values obtained with three repeated

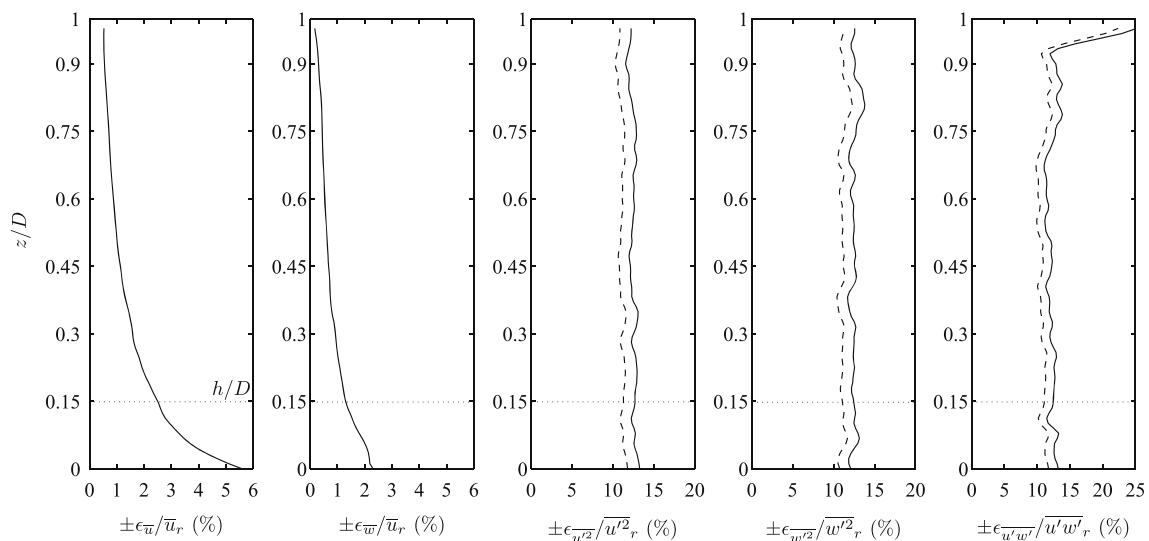


Fig. 6 Normalized time convergence errors based on 95 % confidence statements. $+\epsilon$ is represented by solid lines and $-\epsilon$ by dashed lines (confounded for mean quantities). The normalizations are based

on reference values obtained with three repeated time series, each of 1,000 samples, by taking the average of the final 500 values of the running mean of the assembled time series

time series, each of 1,000 samples, by taking the average of the final 500 values of the running mean of the assembled time series. The results show that the relative errors of the mean velocities are highest in the canopy (up to $\pm 5\%$ for \bar{u} and $\pm 2\%$ for \bar{w}), and decreasing above the roughness elements. The errors of the variances and covariance are roughly constant with height, even in the canopy. All are about $\pm 12\%$. To obtain variance errors of less than 1% , over 75,000 independent samples would be needed (about 21 h of acquisition at a maximum frequency of 1 Hz to acquire independent samples).

3.3 Spatial convergence

Few studies give details of the method used to obtain representative spatial averages. Macdonald (2000) does not use the term “double-average” but nevertheless performs a weighted spatial average to estimate the mean 1D-longitudinal velocity profiles in a urban-type canopy. Using pulsed wire anemometry measurements, he performs an average of five vertical profiles taken along the transverse direction at $0.5h$ behind the nearest upwind row, assuming that the recirculation behind the cubes is captured and well-enough resolved. Castro et al. (2006), using LDA measurements, perform spatial averages of four time-averaged profiles equidistributed in a periodic pattern of an urban-type canopy. Based on the conclusion of Cheng and Castro (2002) that four profiles are sufficient above the canopy, they select the position of four profiles within the canopy, in their words, intuitively, as being representative of the different regions of flow. Poggi et al. (2004b), who studied open-channel flow over vegetation-like thin cylinders with a LDA technique, acquired vertical profiles at eleven non-uniformly spaced locations. A horizontal weighted average is used in which the weighting is chosen based on an implicit linear interpolation between the time-averaged profiles. In all these studies, the applicability of linear interpolation with (very) low spatial sampling is simply assumed.

As presented in Sect. 2.2, the vertical plane PIV measurements were performed at three positions, yielding access to five vertical planes by symmetry (Fig. 2). With 80 vertical profiles per measurement plane from the PIV processing, the total number of time-averaged vertical profiles in a periodic pattern is 400. Yet, given the relatively low transverse resolution, the error induced by subsampling in the transverse direction needs to be evaluated and the optimum weighting needs to be verified.

In the following, each value of a time-averaged vertical field $\bar{\varphi}(x, z)$ lying in a plane y_j , where $j = 1$ to m are the indices of five planes (Fig. 7), is weighted by a horizontal fluid weighting surface area $S_{ij} = \delta_{ij}\Delta x$ where

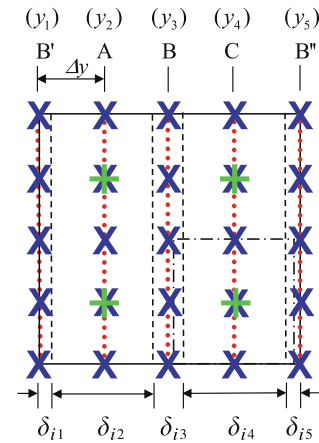


Fig. 7 Vertical PIV planes with definition of weighting areas and subsampling positions: (red dots), vertical plane positions y_j ($j = 1-5$) with 80 measuring points per plane. (black spaced dash), definition of the width of corresponding weighting areas (δ_{ij}); (green plus), positions of 4-point subsampling; (blue times), positions of 25-point subsampling

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m S_{ij} = S_f(z) \tag{3}$$

and δ_{ij} is the width of surface areas. The estimate of the double-averaged value at z_k , using a discrete weighted average, can be written as :

$$\langle \bar{\varphi} \rangle_e(z_k) = \frac{1}{S_f(z)} \frac{1}{nm} \sum_{i=1}^{n=80} \sum_{j=1}^{m=5} \delta_{ij} \Delta x \bar{\varphi}(x_i, y_j, z_k). \tag{4}$$

These estimates correspond to volume averages in thin slices of thickness Δz given by the vertical resolution of the PIV measurements. This vertical resolution is the grid spacing, equal to 0.56 mm such that $\Delta z \approx 4\eta$ (see Eq. 1).

To determine the error induced by subsampling in five vertical planes and to verify the applicability of linear interpolation, the four horizontal-plane velocity fields at $z/h = [1, 4/3, 5/3, 2]$ are used, in particular the mean streamwise velocity field $\bar{u}(x, y)$ and the streamwise velocity variance $\overline{u^2}(x, y)$. The uniform horizontal resolution in these planes of about 4η can be considered to yield converged spatial averages which can thus be used as reference values. The weighting in the double-averaged value $\langle \bar{\varphi} \rangle_e$ given by Eq. (4) is determined by the five values of δ_{ij} (Fig. 7), but only one is independent since the spacing between the vertical planes is uniform ($=\Delta y$), implying that $\delta_{i1} = \delta_{i3}/2 = \delta_{i5}$ and $\delta_{i2} = \delta_{i4}$. The weighting is therefore analyzed by subsampling the four $\bar{u}(x, y)$ and $\overline{u^2}(x, y)$ horizontal-plane fields at the intersections of the five vertical planes for $\delta_{i1}/\Delta y$ ratios varying between 0 and 1 and computing the error between the subsample averages $\langle \bar{\varphi} \rangle_e$ and the full-plane average $\langle \bar{\varphi} \rangle$. The weighting error E , for each of the four horizontal fields, is defined by

$$E = \sqrt{\frac{(\langle \overline{\phi} \rangle - \langle \overline{\phi} \rangle_e)^2}{\langle \overline{\phi} \rangle^2}} \tag{5}$$

and is plotted in Fig. 8a, b for \overline{u} and $\overline{u^2}$, respectively, as a function of $\delta_{i1}/\Delta y$ for the four z/h planes. The mean error of the four planes is also shown (solid line). For a linear interpolation for which $\delta_{i1}/\Delta y = 0.5$, the weighting errors are low, 0.7 % for $\langle \overline{u} \rangle_e$ and 0.5 % for $\langle \overline{u^2} \rangle_e$. Departure from linear interpolation yields larger errors for $\langle \overline{u^2} \rangle_e$ than for $\langle \overline{u} \rangle_e$, in particular near the canopy top at $z/h = 1$, with errors as high as 4 % when only the A and C planes are linearly interpolated and averaged ($\delta_{i1}/\Delta y = 0$) or when only the B planes are averaged ($\delta_{i1}/\Delta y = 1$). For $\langle \overline{u} \rangle_e$, $\delta_{i1}/\Delta y = 0.6$ yields slightly lower errors than at 0.5, yet the average error of the four planes remains essentially constant in the range [0.5; 0.8]. Departure outside this range leads to maximum errors at $z/h = 1$ of 2.5 % when both the A and C planes are averaged or 1 % with only the B planes, but even those errors are small. It can therefore be concluded that a linear interpolation with $\delta_{i1}/\Delta y = 0.5$ is perfectly acceptable for $z/h \geq 1$. Measurements to confirm this inside the canopy were not performed, but since the errors of a linear interpolation at $z/h = 1$ where the mean flow is expected to be strongly three-dimensional are still negligible, it can be assumed that linear interpolation with the current resolution also provides reasonably accurate double-average estimations within the canopy. In the following, a linear weighting average is thus applied to the five vertical planes inside and above the canopy and will be denoted $\langle \rangle$ for simplicity.

Finally, the low errors for the mean and turbulence statistics obtained with a linear interpolation (less than 1 %) imply that the 400 profiles are spatially converged

within this error. In the following, the 400-profile statistics can therefore be considered to be spatially converged.

The errors obtained by subsampling the time-averaged flow in the streamwise as well as in the transverse directions with less than 400 profiles, as is often done by necessity, were also examined. In particular, the vertical plane measurements were subsampled with four and 25 evenly distributed time-averaged profiles (see Fig. 7), the number and distribution of profiles used by Cheng and Castro (2002). The resulting double-averaged estimates of the turbulence statistics (with equal weighting of each profile) are compared in Fig. 9a–f to the 400-profile double-averaged quantities (obtained with the five vertical planes and Eq. 4). All statistics are normalized with the friction velocity u_* obtained by the maximum total shear stress of the 400-profile average.

It can be seen in Fig. 9a–f that the three estimations of all statistics overlap for large z/h values above the canopy. This is expected since the time-averaged flow should only depend on z above the roughness sublayer. Differences between the estimations begin to appear around $z/h = 2$ for the mean vertical velocity $\langle \overline{w} \rangle / u_*$ as well as the turbulent and dispersive stresses $-\langle \overline{u'w'} \rangle / u_*^2$ and $-\langle \overline{w\tilde{w}} \rangle / u_*^2$ and around $z/h = 1$ for the longitudinal mean velocity $\langle \overline{u} \rangle / u_*$ as well the variances $\langle \overline{u'^2} \rangle / u_*^2$ and $\langle \overline{w'^2} \rangle / u_*^2$. These differences with respect to the number of samples are clearly related to the mean spatial inhomogeneity of the roughness sublayer, as measured directly by the nonzero dispersive stress values for $z/h \lesssim 2$ (Fig. 9d). The differences between the 4- or 25-profile statistics and the 400-profile statistics for low z values indicate that the 4- and 25-profile subsampling leads to erroneous dispersive stress estimations in the roughness sublayer even above the canopy top. Such erroneous

Fig. 8 Relative errors E (in %), calculated with Eq. 5, at different z/h for **a** the double-averaged longitudinal velocity $\langle \overline{u} \rangle$ and **b** the variance $\langle \overline{u^2} \rangle$

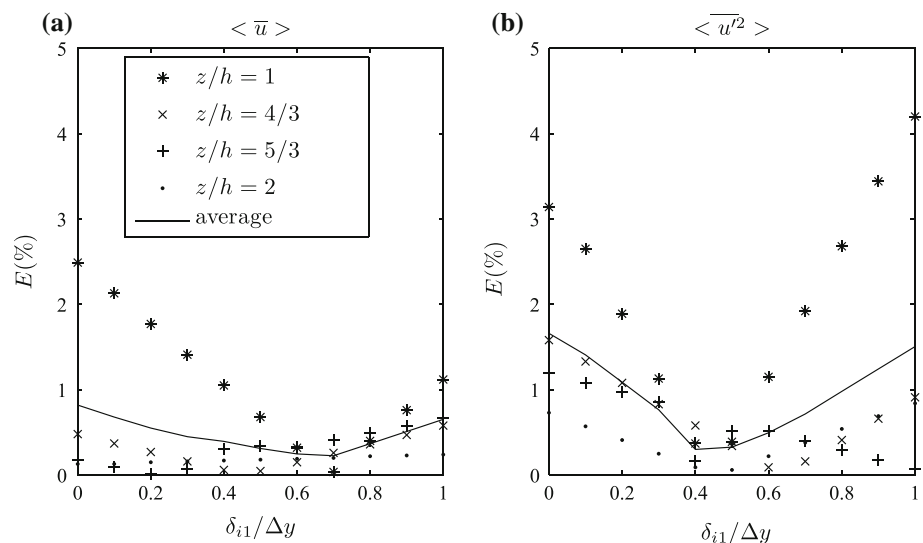
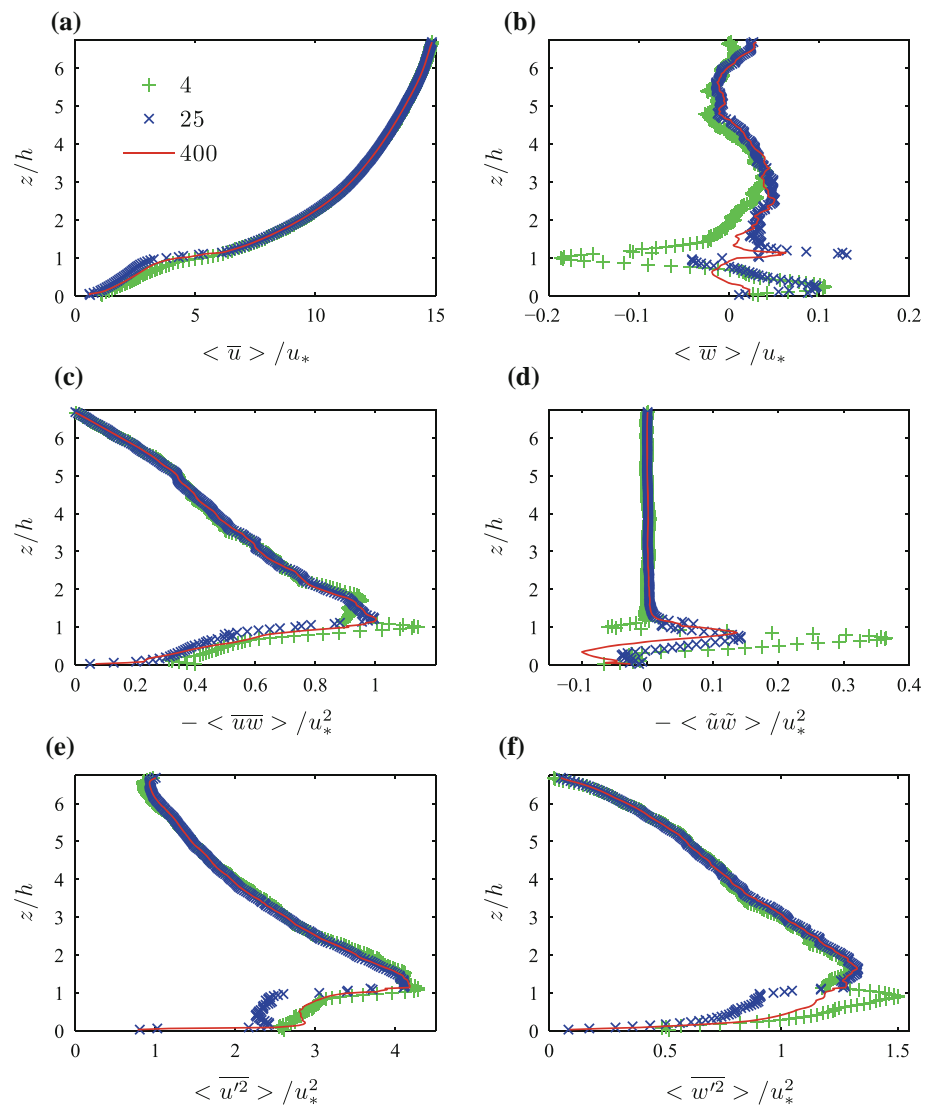


Fig. 9 Double-averaged profiles for different turbulence statistics with four time-averaged profiles (green plus), 25 time-averaged profiles (blue times) and 400 time-averaged profiles (red solid line). The positions of the profiles are given in Fig. 7



estimations help explain the observation of Cheng and Castro (2002), on the basis of a 4-profile average, that the dispersive stresses are almost zero above the canopy. Our results suggest that at the location of their first measurement point, that is, at $z/h \approx 1.15$, the spatially converged value (given by the 400-profile average) is eight times greater than the value inferred from a 4-profile average.

Similarly, while the 25- and 400-profile averages for the Reynolds stresses $-\langle \bar{u}'\bar{w}' \rangle / u_*^2$ (Fig. 9c) show a linear decrease for $z/h > 1$ as expected for a pressure-driven flow, the 4-profile average leads to a region of almost constant values above the canopy, up until $z/h \approx 2$. Such undersampling might explain the frequent observation of almost constant turbulent shear-stress layers in pressure-driven flows just above the canopy top (e.g., Cheng and Castro 2002; Mignot et al. 2009; Tomas et al. 2011; Hong et al. 2011).

Finally, it should be noted that the double-averaged continuity equation and the no-slip condition on the

bottom wall impose that $\langle \bar{w} \rangle$ be equal to zero at all z for a developed boundary layer in a uniform flow. In the three estimations shown in Fig. 9b, $\langle \bar{w} \rangle / u_*$ remains close to zero except near the canopy top and near the bed where the 4- and 25-profile averages yield nonzero values of about 5 % of the double-averaged longitudinal velocity. The 400-profile average, however, is far closer to zero at all heights. The weak “S” shape of the three profiles in the outer layer might indicate a secondary current of low intensity.

It can be concluded that 4- or 25-profile averages are not sufficient to converge to a representative double-averaged profile within and above the canopy up to $z/h \approx 2$, at least for this roughness pattern. However, the 5-plane 400-profile average (with linear interpolation) yields sufficiently low convergence errors (less than 1 %) and therefore gives reasonable estimates of the double-averaged turbulence statistics at all z values.

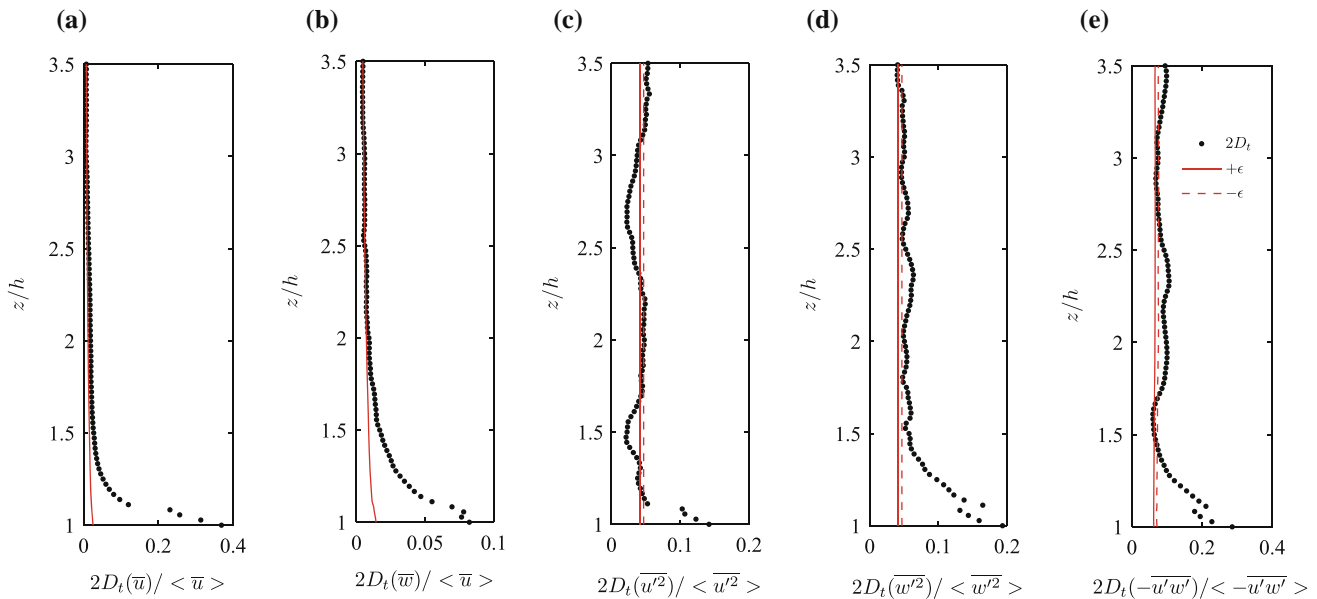


Fig. 10 Comparison of the measured dispersion errors $2D_t(\overline{\varphi}(z))$ (black dots) and the time convergence errors $\epsilon_{\overline{\varphi}}$ (red solid and dashed lines), both with 95 % confidence. All errors are normalized by the

local corresponding double-averaged quantity. For clarity, the profiles are shown only above the canopy and are cropped at $z/h = 3.5$

4 Estimation of the roughness sublayer extent

As revealed by the sensitivity to the number of spatial profiles used in the spatial average, the roughness sublayer can conceptually be defined as the region of the mean flow with spatial inhomogeneity induced by the roughness elements. Yet, as seen in the time-averaged profiles of Cheng and Castro (2002), the spatial inhomogeneity appears to persist in the outer layer beyond the expected roughness sublayer. Here, the measured dispersion will be examined closely with the intent to clearly define and estimate the roughness sublayer extent.

The spatial dispersion of a time-averaged quantity $\overline{\varphi}$ based on the double-average decomposition (Eq. 2) is given by

$$D_t(\overline{\varphi}(z)) = \sqrt{\langle \tilde{\varphi}^2(z) \rangle}, \tag{6}$$

where φ is taken to be u, w, u^2, w^2 or $u'w'$. It corresponds to the standard deviation or error of the spatial variation of the various $\overline{\varphi}$ quantities. Fig. 10a–e shows twice the measured dispersion errors $2D_t(\overline{\varphi}(z))$ for $\overline{\varphi} = [\overline{u}, \overline{w}, \overline{u^2}, \overline{w^2}, \overline{u'w'}]$, respectively, superimposed with the corresponding time convergence errors $\epsilon_{\overline{\varphi}}$ of the time-averaged profiles. All errors are normalized by the local corresponding double-averaged quantity to compare the dispersion with the underlying statistical quantity. It can be seen that for large z/h and all quantities, the measured dispersion errors $2D_t$ do not tend toward zero in the outer layer as should be expected, but rather to the time convergence errors $\epsilon_{\overline{\varphi}}$, that is,

$$2D_t(\overline{\varphi}(z))|_{z/h \gg 1} = \epsilon_{\overline{\varphi}}. \tag{7}$$

This suggests that the estimates of $\overline{\varphi}$ are random variables because of the time convergence error, introducing a bias in the estimation of the spatial dispersion. The factor of 2 (1.96 exactly) is necessary since the time convergence error $\epsilon_{\overline{\varphi}}$ is given with 95 % confidence.

Given that the measured spatial dispersion is biased by the time convergence errors, a better estimate of the actual spatial dispersion throughout the water column, which will be denoted by $2D_s$, is given by

$$2D_s(\overline{\varphi}(z)) = 2D_t(\overline{\varphi}(z)) - \epsilon_{\overline{\varphi}}. \tag{8}$$

Figure 11a–e shows the profiles of the spatial dispersion errors computed with Eq. 8 for all the measured statistical quantities extending inside the canopy. The spatial dispersion can be seen to tend toward zero above $z/h = 1.5$ for all statistics, roughly defining the roughness sublayer height. To define the height more precisely, two threshold levels, 1 and 5 %, of the normalized spatial dispersion $2D_s$ were used for each of the five statistics. The normalized results, z_{RS}/h , are summarized in Table 1 and shown on the spatial dispersion profiles in Fig. 11a–e with circles (○) and squares (□) for the 1 and 5 % threshold levels, respectively. For both threshold levels, all statistics except the longitudinal RMS velocity in the 1 % case yield very close roughness sublayer heights, $z_{RS}/h \approx 1.4–1.5$ at 1 % and $z_{RS}/h \approx 1.1–1.2$ at 5 %. These qualitative roughness sublayer heights are significantly lower than previous estimates over similar beds, for example, Cheng and Castro (2002) ($z_{RS}/h \approx 2$), but also much lower than

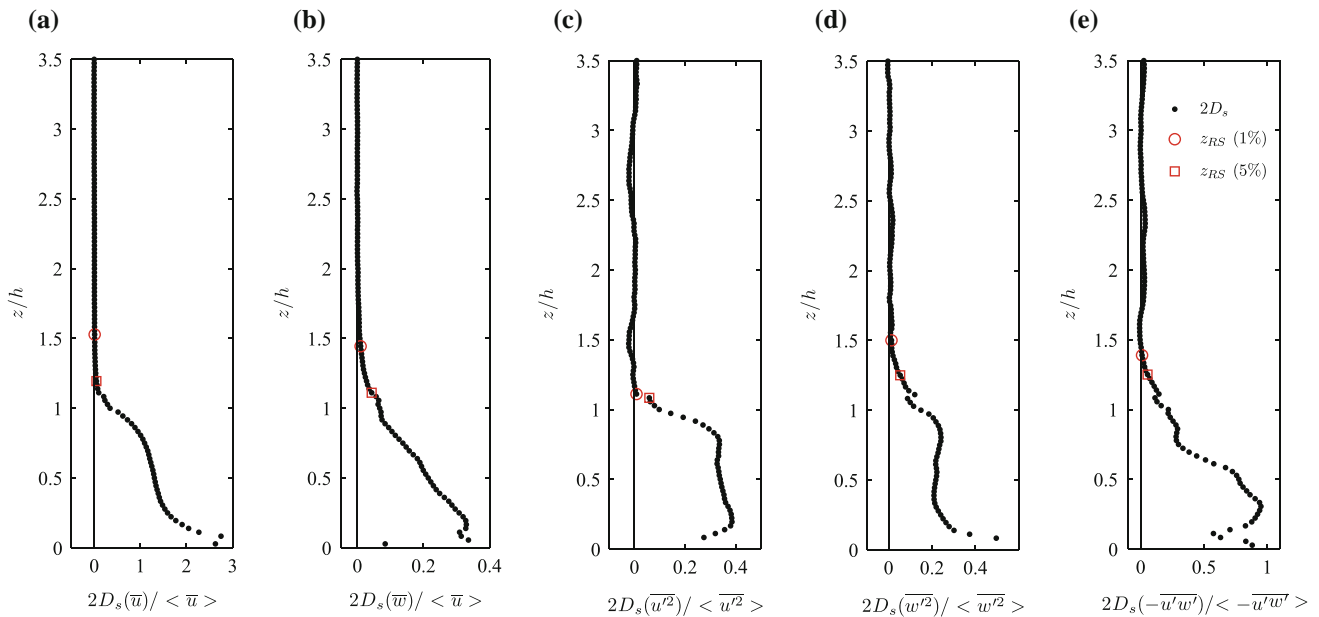


Fig. 11 Corrected spatial dispersion errors $2D_s(\overline{\varphi}(z)) = 2D_t(\overline{\varphi}(z)) - \epsilon_{\overline{\varphi}}$ (with 95 % confidence). All errors are normalized by the local corresponding double-averaged quantity. Here, the profiles are also

shown inside the canopy. Red open circles and squares, respectively, indicate the roughness layer heights determined by 1 and 5 % threshold levels of the normalized dispersion $2D_s$, given in Table 1

Table 1 Normalized roughness sublayer heights (z_{RS}/h) determined by thresholding the normalized spatial dispersion $2D_s(\overline{\varphi}(z))$ shown in Fig. 11 at 1 and 5 %

$\overline{\varphi}$	z_{RS}/h	
	1 %	5 %
\overline{u}	1.50	1.20
\overline{w}	1.45	1.10
$\overline{u^2}$	1.10	1.10
$\overline{w^2}$	1.50	1.25
$-\overline{u'w'}$	1.40	1.25

general estimates ranging from 2 to 5, even with a threshold value as low as 1 %. The maximum dispersion levels are also noteworthy. $2D_s(\overline{u})/\langle \overline{u} \rangle$ reaches 40 % at the canopy top—far from being negligible as sometimes assumed—and 280 % within. The other maximum normalized spatial dispersion statistics are up to an order of magnitude lower but are still high.

5 Mean and turbulence profiles in the roughness sublayer

The spatially converged double-averaged measurements are now used to examine the mean and turbulence profiles within the roughness sublayer.

Figure 12a shows the double-averaged mean velocity profiles $\langle \overline{u}(z) \rangle / u_*$, $\langle \overline{v}(z) \rangle / u_*$ and $\langle \overline{w}(z) \rangle / u_*$. As expected,

both the vertical and the transverse mean velocities are negligible compared to the longitudinal one. Near the canopy top, $\langle \overline{u}(z) \rangle / u_*$ exhibits an inflexion point, as observed for plant canopies in atmospheric or aquatic boundary layers (e.g., Finnigan 2000 or Nepf and Vivoni 2000, respectively) and in support of the mixing-layer analogy proposed by Finnigan (2000). However, the velocity profile inside the canopy is not exponential in contrast to numerous studies on urban canopies (e.g., Macdonald 2000; Raupach et al. 1991) but in agreement with Castro et al. (2006), in spite of their under-resolved spatial average. Here, with the multi-plane resolution in the canopy region, $\langle \overline{u}(z) \rangle / u_*$ exhibits an essentially linear behavior over most of the canopy depth.

Figure 12b shows the viscous shear stress ($v\partial\langle \overline{u}(z) \rangle / \partial z$), the dispersive shear stress ($-\langle \tilde{u}\tilde{w}(z) \rangle$), the Reynolds shear stress ($-\langle \overline{u'w'}(z) \rangle$) and the total shear stress ($\langle \tau(z) \rangle / \rho$), which is defined as the sum of the three previous shear stresses and appears in the double-averaged Navier–Stokes equations (e.g., Nikora et al. 2007). The contribution of the viscous shear stress to the total shear stress is always negligible, even at the canopy top where it reaches its maximal value. The Reynolds shear-stress profile takes a rounded shape near the canopy top, yielding a maximum near z_{RS} with the 5 % threshold. This 5 % threshold is therefore in good agreement with Rotach (2001) who proposed to take the top of the roughness sublayer height where the Reynolds stress is maximum. The total shear-stress profile, on the other hand, is linear down to the

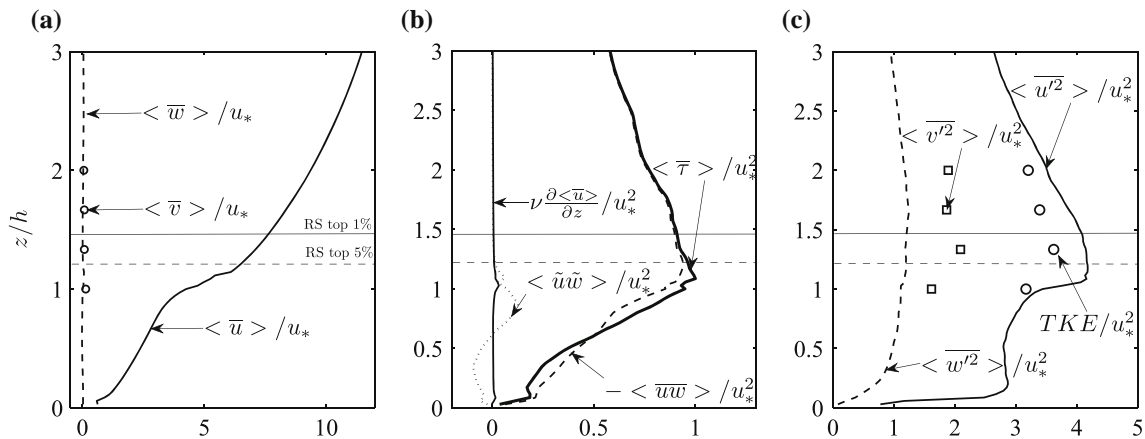


Fig. 12 Double-averaged mean velocities (a), shear stresses (b) and normal stresses as well as TKE profiles (c) in the roughness sublayer. Symbols represent values obtained from the spatial average of the

horizontal PIV fields and lines the spatial average of the vertical PIV fields, except for the TKE profile which is estimated using both

canopy top, as expected for pressure-gradient-driven 2D flow. The dispersive shear stress is not negligible as is often assumed but compensates for the loss of turbulent shear stress as the canopy top is approached. Inside the canopy, the total shear stress decreases essentially linearly while the dispersive shear stress changes sign, as observed by Coceal et al. (2006) with DNS simulations for a squared configuration of cube-type roughness and by Poggi et al. (2004a) for open-channel flow over thin rigid cylinders.

Figure 12c shows the three normal stresses as well as the turbulent kinetic energy, $\langle \bar{u}_i^2(z) \rangle / 2$, all normalized by u_*^2 . The transverse normal stress $\langle \bar{v}^2(z) \rangle / u_*^2$ is less than the longitudinal one and greater than the vertical one as observed for open-channel flows over rough walls (Nezu and Nakagawa 1993; Mignot et al. 2009). The turbulent kinetic energy, although only a few data points are available, appears to reach a maximum value above the canopy in the roughness sublayer. This is in agreement with observations made by Coceal et al. (2006) and Reynolds and Castro (2008). The roughness sublayer above the canopy is a zone where sweep events are dominant, the shear stress is very strong and the turbulent production is maximum, leading to high values of TKE.

6 Summary and conclusion

PIV experiments with specially developed optical arrangements were conducted in a wide glass-walled open channel to investigate the roughness sublayer over a very rough surface without interfering with the flow, including within the canopy. The principal aim was to determine the roughness sublayer height and its double-averaged statistics. The inherent errors in the double-average estimations based on spatially and temporally limited sets of data were

examined by analyzing the temporal and spatial convergence errors and optimizing the spatial averaging procedure. The data were then used to determine the roughness sublayer height by extracting the relevant spatial dispersion from the total measured dispersion which is shown to include artificial dispersive effects due to time convergence errors.

The time convergence errors were estimated using Gaussian statistics. For the mean flow, the error is highest within the canopy, but still less than 5 % with 95 % confidence (i.e., twice the standard error) for an independent sample size of 1,000. The errors of the turbulent stresses are less sensitive to the vertical position in the flow and, as expected, higher (about 12 % with 95 % confidence). Unfortunately for the latter, the independent sample size would have to be unrealistically increased for a marked decrease in error. It should be noted that in many studies, for example, in Pokrajac et al. (2007), the sampling rate is likely to be significantly higher than the large-scale structure advection rate, such that the effective number of independent number of samples is less than the nominal one. Here, the independence was verified with temporal correlations.

Using well-resolved horizontal-plane measurements as a reference, the optimal weighting for double-averaging a limited number of vertical plane PIV measurements (five) was investigated. It is shown that a linear interpolation between the planes is a good compromise for the different heights and statistics tested ($\langle \bar{u} \rangle$), ($\langle \bar{u}^2 \rangle$) with very low errors of about 0.5 %. At the extremes of nonlinear weighting, equivalent to neglecting two or three measurement planes, the error increases up to a few percent. More significant, however, is the effect of abandoning the longitudinal resolution that the PIV measurements give. It was found that subsampling the typical roughness area with

four or 25 vertical profiles (typical of LDV or hot-wire measurements) has a significant impact on the double-averaged profiles in the roughness sublayer. Clearly, this is due to the spatial inhomogeneities as revealed by the spatial dispersion estimates which are not negligible as sometimes assumed, at least for the current configuration.

On the basis of the converged and validated double-averages, it was possible to define more rigorously the roughness sublayer extent or height. It was shown that the total measured dispersion overestimates the physically relevant spatial dispersion due to remaining time convergence errors, for all mean and turbulence statistics. The roughness sublayer height obtained with the physically relevant and normalized spatial dispersion, in the range of $z_{RS}/h = 1.1\text{--}1.2$ with a 5 % threshold level, is significantly lower than the usual estimates ($2h$ and above). Even a lower threshold level of 1 % does not raise the roughness sublayer height above $z_{RS}/h = 1.5$.

An example of the implication of previous roughness sublayer height estimates based on the total measured dispersion of \bar{u} can be seen when comparing the present results with those of Raupach et al. (1980), who examined a roughness element arrangement with a frontal density $\lambda = 0.18$ (case F), close to the one studied here ($\lambda = 0.19$). Their roughness elements (cylinders) also have the same aspect ratio (1:1), implying only one length scale. Yet, the height of the “layer of inhomogeneity” (z_h) determined is much higher, $z_h/h \approx 3.4$. While their threshold criterion is also based on a normalized dispersion error of \bar{u} (at 1 %), it is based on the total measured dispersion (equivalent to $D_t(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$, but without the factor 2 for 95 % confidence) and is therefore sensitive to the offset and vertical behavior of the underlying measurement dispersion errors, as can be inferred from Fig. 10a. Here, using $D_t(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$ at 1 % would yield a height of $z_{RS}/h \approx 1.8$, not quite as high as Raupach et al. (1980)’s estimate where the measurement dispersion errors are higher, but the tendency to overestimate is clear.

Yet, in particular Raupach et al. (1980, 1991) do not define the roughness sublayer height via the roughness-induced spatial inhomogeneity since they observed the logarithmic layer to extend lower than the “layer of inhomogeneity.” In accordance, Jiménez (2004) defines the roughness sublayer as the region with “direct effect of the roughness elements,” meaning the destruction of the mean flow as compared to the smooth-wall equivalent flow (at the same Reynolds number). Indeed, for fully rough flow, when $k_s^+ \gtrsim 80$, this implies an at least partial destruction of the smooth-wall logarithmic law, valid for $z^+ \gtrsim 30$. In other words, in this view, for fully rough flow, the top of roughness sublayer corresponds to the lower bound of the logarithmic layer. Implicitly, both definitions are usually taken

to be equivalent, with the exception of, notably, Raupach et al. (1980, 1991) who distinguish the two: the “horizontal inhomogeneity effect” height (z_h), defined by the method discussed above, and a “wake diffusion effect” height (z_w). Using spanwise-averaged mean velocity profiles—not single time-averaged profiles—for five different roughnesses, z_w is determined by eye as the deviation from the estimated log-law slope and shown to be lower ($2 \lesssim z_w \lesssim 3$) than the estimates of z_h ($3 \lesssim z_h \lesssim 10$) and is therefore taken as the upper limit of the roughness sublayer. Unfortunately, the determination of z_w (and z_h) is based only on a small number of spatially distributed mean vertical profiles (between 1 and 5 and only in one direction), and the estimates are therefore not necessarily converged. On the other hand, Cheng and Castro (2002), Castro (2007) and Amir and Castro (2011), while also distinguishing the two views, still define the roughness sublayer as the layer where the flow is spatially inhomogeneous even though Cheng and Castro (2002) and Castro (2007) similarly conclude that a logarithmic law can be observed in the spatially inhomogeneous region—if the velocity profile is double-averaged. Indeed, individual time-averaged velocity profiles do not necessarily obey a logarithmic law.

The latter observation suggests that both views can be reconciled if the non-destruction of the logarithmic law is taken to be spatially independent (in the horizontal sense). Indeed, no “direct effect” should also imply that spatial averaging is not necessary, rendering the two views in principal equivalent—if spatial inhomogeneity is used as the criterion. Observing a double-averaged logarithmic law in the roughness sublayer is indeed consistent if the roughness sublayer is considered as an equivalent rough-wall *inner* layer, that is, a layer dependent on the length scales of the roughness elements, rather than (only) a rough-wall equivalent buffer layer (e.g., Flores and Jiménez 2006). Spatial inhomogeneity, whether measured directly as done here or indirectly via departures of the logarithmic law on single profiles, is a direct consequence of the length-scale dependency and is therefore a pertinent definition of the roughness sublayer. Yet, it may not be excluded that particular single profiles may still have a logarithmic law behavior in the roughness sublayer defined by spatial inhomogeneity, making departures of the logarithmic law of single (time-averaged) profiles a poor indicator of the roughness sublayer. A more detailed investigation of this issue and the persistence of the logarithmic law in the roughness sublayer will be presented elsewhere.

Surprisingly, even the lower “wake diffusion height” (z_w) criterion used by Raupach et al. (1980) to define the roughness sublayer height is still significantly higher for their comparable case F ($z_w/h \approx 2.2$) than our estimate ($z_{RS}/h = 1.5$ at 1 %). It can only be surmised then that the

differences are due to the lack of spatial sampling in their study and it is likely that the estimates for other roughness are also overestimated. Overestimating the roughness sublayer height can have important consequences. For example, in the evaluation of the argument for outer-layer universality, Jiménez (2004) admits roughness sublayer heights of about 2–3 h . Arguing that the destruction should not exceed say 50 % of the logarithmic-layer depth to retain universality, the boundary-layer depth to roughness obstacle height should be higher than about 40. Lowering the estimate of the roughness sublayer height lowers the minimum ratio. This may help explain the results of Castro (2007), who concluded that the mean flow is universal for ratios as low as 5. Roughness layer heights also have significant repercussion on particle dispersion in an urban-type boundary layer (Rotach 2001).

Finally, the measurements and double-averaging procedure also allowed the 1D mean and turbulence profiles to be determined in the entire water column. While the Reynolds stresses curves in as the top of the canopy is approached, the total shear stress remains linear as expected up to canopy top, implying that the actual maximum shear stress can be obtained by extrapolating the Reynolds stress in the outer layer to $z/h = 1$ if spatially resolved data are not available in the roughness sublayer. However, the dispersive stress near the top of the canopy is not negligible as is often assumed. Indeed, only the total stress, that is, including the dispersive stress, is linear above the canopy in this pressure-driven flow. While an inflection point in the mean longitudinal velocity profile is observed at the canopy top, within the canopy the improved spatial resolution reveals a linear mean longitudinal flow behavior rather than an exponential one.

Acknowledgments This work was partially supported by Hydralab IV project funded by the European Commission (Grant Number 261520). Help in conceiving and setting up the optical experiments is gratefully acknowledged to S. Cazin and E. Cid.

References

- Amir M, Castro IP (2011) Turbulence in rough-wall boundary layer. Universality issues. *Exp Fluids* 51:313–326
- Antonia RA, Djenidi L (2010) On the outer layer controversy for a turbulent boundary layer over a rough wall. In: IUTAM symposium on the physics of wall-bounded turbulent flows on rough walls, vol 22. IUTAM Bookseries, pp 77–86
- Bendat JS, Piersol AG (1971) Random data: analysis and measurement procedures, 2nd edn. Wiley, New York
- Birch DM, Morrison JF (2011) Similarity of the streamwise velocity component in very-rough-wall channel flow. *J Fluid Mech* 668:174–201
- Bottema M (1996) Roughness parameters over regular rough surfaces: experimental requirements and model validation. *J Wind Eng Ind Aero* 64:249–265
- Bradshaw P (2000) A note on “critical roughness height” and “transitional roughness”. *Phys Fluids* 12:1611–1614
- Britter RE, Hanna SR (2003) Flow and dispersion in urban areas. *Annu Rev Fluid Mech* 35:469–496
- Castro IP (2007) Rough-wall boundary layers: mean flow universality. *J Fluid Mech* 585:469–485
- Castro IP, Cheng H, Reynolds R (2006) Turbulence over urban-type roughness: deductions from wind-tunnel measurements. *Bound Layer Meteorol* 118:109–131
- Cheng H, Castro IP (2002) Near wall flow over urban-like roughness. *Bound Layer Meteorol* 104:229–259
- Christensen KT (2004) The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from piv ensembles. *Exp Fluids* 36:484–497
- Coccal O, Belcher SE (2004) A canopy model of mean winds through urban areas. *Q J R Meteorol Soc* 130:1349–1372
- Coccal O, Thomas TG, Castro IP, Belcher SE (2006) Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Bound Layer Meteorol* 121:491–519
- Fincham A, Delerce G (2000) Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Exp Fluids* 29:S13–S22
- Fincham A, Spedding GR (1997) Low cost, high resolution dpiv for measurements of turbulent fluid flow. *Exp Fluids* 23:449–462
- Finnigan J (2000) Turbulence in plant canopies. *Annu Rev Fluid Mech* 32:519–571
- Flack KA, Schultz MP, Shapiro TA (2005) Experimental support for townsend’s reynolds number similarity hypothesis on rough walls. *Phys Fluids* 17(3):035102.1–035102.9
- Florens E (2010) Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre: étude expérimentale d’effets de macro-rugosités. PhD thesis, Université de Toulouse, France
- Flores O, Jiménez J (2006) Effect of wall-bounded disturbances on turbulent channel flows. *J Fluid Mech* 566:357–376
- Hong J, Katz J, Schultz MP (2011) Near-wall turbulence statistics and flow structures over three-dimensional roughness in a turbulent channel flow. *J Fluid Mech* 667:1–37
- Jiménez J (2004) Turbulent flows over rough walls. *Annu Rev Fluid Mech* 36:173–196
- Macdonald RW (2000) Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Bound Layer Meteorol* 97:25–45
- Manes C, Pokrajac D, McEwan I (2007) Double-averaged open-channel flows with small relative submergence. *J Hydr Eng* 133(8):896–904
- Mignot E, Barthelemy E, Hurther D (2009) Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows. *J Fluid Mech* 618:279–303
- Nepf H, Vivoni ER (2000) Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *J Geophys Res* 105:28547–28557
- Nezu I, Nakagawa H (1993) Turbulence in open-channel flows. IAHR Monograph series. A.A. Balkema, Rotterdam
- Nezu I, Rodi W (1985) Experimental study on secondary currents in open channel flow. In: Proceedings of 21st congress of IAHR, Melbourne, vol 2, pp 115–119
- Nikora V, McEwan I, McLean S, Coleman S, Pokrajac D, Walters R (2007) Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: theoretical background. *J Hydr Eng* 133(8):873–883
- Nikora VI, Goring DG, McEwan I, Griffiths G (2001) Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *J Hydr Eng* 126(2):123–133
- Poggi D, Katul GG, Albertson JD (2004a) A note on the contribution of dispersive fluxes to momentum transfer within canopies. *Bound Layer Meteorol* 111:615–621
- Poggi D, Porporato A, Ridolfi L, Albertson JD, Katul GG (2004b) The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence. *Bound Layer Meteorol* 111:565–587

- Pokrajac D, Campbell LJ, Nikora VI, Manes C, McEwan IK (2007) Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness. *Exp Fluids* 42:413–423
- Raupach MR, Shaw RH (1982) Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Bound Layer Meteorol* 61(1):47–64
- Raupach MR, Thom AS, Edwards I (1980) A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Bound Layer Meteorol* 18:373–397
- Raupach MR, Antonia RA, Rajagopalan S (1991) Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl Mech Rev* 44(1):1–25
- Reynolds RT, Castro IP (2008) Measurements in a urban-type boundary layer. *Exp Fluids* 45:141–156
- Rotach MW (1999) On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion. *Atmos Environ* 29:4001–4008
- Rotach MW (2001) Simulation of urban-scale dispersion using a lagrangian stochastic dispersion model. *Bound Layer Meteorol* 99:379–410
- Tomas S, Eiff OS, Masson V (2011) Experimental investigation of turbulent momentum transfer in a neutral boundary layer over a rough surface. *Bound Layer Meteorol* 138(3):385–411