

LABORATOIRE  
de MECANIQUE  
de LILLE  
UMR CNRS 8107



# Habilitation à Diriger des Recherches

présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

Discipline : Sciences Physiques

par

Laurent Thais

**Modélisation des écoulements complexes**

**Application aux géo-fluides et aux fluides viscoélastiques**

## Jury

|                 |   |            |
|-----------------|---|------------|
| J.-F. AGASSANT  | Professeur, École des Mines de Paris                        | Examineur  |
| P.-A. BOIS      | Professeur, Université de Lille I                           | Rapporteur |
| T. B. GATSKI    | Chercheur, LEA-Poitiers                                     | Rapporteur |
| E. LERICHE      | Professeur, Université de Saint-Etienne                     | Examineur  |
| J. MAGNAUDET    | Directeur de Recherche CNRS, IMF-Toulouse                   | Examineur  |
| G. MOMPEAN      | Professeur, Université de Lille I                           | Directeur  |
| P. SOUZA-MENDEZ | Professeur, Université Catholique de Rio de Janeiro, Brésil | Rapporteur |



*Errare humanum est...*

*Perseverare diabolicum*



# Remerciements

Mes activités de recherche, thèse de doctorat incluse, s'étalent sur une quinzaine d'années dans 4 laboratoires et 3 universités différents. Elles sont donc le fruit de nombreuses collaborations, et il me serait difficile de remercier tous ceux m'ayant aidé lors de ce parcours. Je ne peux cependant pas omettre de citer les personnes suivantes, pour lesquelles j'ai une reconnaissance et une admiration sans faille :

- en premier lieu, **Jacques Magnaudet** dont l'enthousiasme et la perspicacité m'ont définitivement orienté vers la recherche scientifique ;
- le Professeur **Howell Peregrine**, décédé le 20 mars 2007 pendant la finalisation de ce mémoire, et dont j'espère hériter une partie de la « fascination » pour la mécanique des fluides ;
- **Georges Chapalain**, dont l'esprit d'expérimentateur inventif m'a accompagné pendant nos nombreuses missions en mer ;
- le Professeur **Gilmar Mompean**, qui m'a fait découvrir le domaine des fluides non-newtoniens ;
- Enfin, **Tom Gatski** qui a récemment attiré mon attention sur les écoulements turbulents de solutions polymériques.

Je tiens enfin à remercier très sincèrement Messieurs les Professeurs J.-F. Agassant, P.-A. Bois, E. Leriche et P. Souza-Mendes de m'avoir fait l'honneur d'accepter de donner de leur temps pour évaluer ce travail. Pour ceux-là, et pour les autres cités plus haut, j'essaie de ne pas perséverer dans l'erreur...



# Sommaire

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduction</b>   | <b>1</b>  |
| <b>1 Dynamique des fluides de l'environnement</b>                                 | <b>3</b>  |
| 1.1 Thèse de doctorat . . . . .   | 3         |
| 1.1.1 Résumé . . . . .  | 3         |
| 1.1.2 Publications . . . . .  | 4         |
| 1.2 Écoulements violents à surface libre . . . . .                                | 4         |
| 1.2.1 Contexte scientifique . . . . .   | 4         |
| 1.2.2 Rôle de l'air dans un impact de vague . . . . .                             | 5         |
| 1.2.3 Vagues déferlantes dans un réservoir . . . . .                              | 7         |
| 1.2.4 Publications . . . . .  | 9         |
| 1.3 Couche limite sur fond marin et transport sédimentaire . . . . .              | 9         |
| 1.3.1 Contexte scientifique . . . . .   | 9         |
| 1.3.2 Couche limite de fond et interactions houle-courant . . . . .               | 10        |
| 1.3.3 Transport sédimentaire en zone côtière . . . . .                            | 14        |
| 1.3.4 Publications . . . . .  | 15        |
| <b>2 Écoulements de fluides viscoélastiques</b>                                   | <b>17</b> |
| 2.1 Modèles algébriques pour les fluides viscoélastiques . . . . .                | 17        |
| 2.1.1 Contexte scientifique . . . . .   | 17        |
| 2.1.2 Développement de nouveaux modèles algébriques simplifiés . . . . .          | 20        |
| 2.1.3 Méthodologie numérique . . . . .  | 23        |
| 2.1.4 Publications . . . . .  | 23        |
| 2.2 Simulations d'écoulements viscoélastiques turbulents par DNS et LES . . . . . | 24        |
| 2.2.1 Contexte scientifique . . . . .   | 24        |
| 2.2.2 Simulations directes antérieures . . . . .                                  | 25        |
| 2.2.3 Résultats de simulations directes (DNS) . . . . .                           | 25        |
| 2.2.4 Simulation des grandes échelles . . . . .                                   | 28        |
| 2.2.5 Résultats de LES newtonienne . . . . .                                      | 30        |

---

|       |  |            |
|-------|--|------------|
| 2.2.6 | Premiers résultats de LES non-newtonienne . . . . .                      | 30         |
| 2.2.7 | Communication . . . . .  | 32         |
|       | <b>Perspectives</b>  | <b>33</b>  |
|       | <b>Bibliographie</b>   | <b>38</b>  |
|       | <b>Annexe A - Liste des publications dans les revues internationales</b> | <b>39</b>  |
|       | <b>Annexe B - Article N° 15</b>  | <b>41</b>  |
|       | <b>Annexe C - Article N° 13</b>  | <b>53</b>  |
|       | <b>Annexe D - Article N° 12</b>  | <b>69</b>  |
|       | <b>Annexe E - Article N° 9</b>   | <b>93</b>  |
|       | <b>Annexe F - Article N° 7</b>   | <b>107</b> |
|       | <b>Annexe G - Article N° 6</b>   | <b>131</b> |

# Liste des figures

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Séquence vidéo d'un impact de vague de type « flip-through » recueillie à l'aide d'une caméra rapide (200 images/sec); d'après la figure 3 de la publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, <i>JFM</i> 490, pp217-248, 2003 . . . . .   | 5  |
| 1.2 | Jet remplissant une cavité rectangulaire (cf. Peregrine & Thais, <i>JFM</i> 325, pp377-397, 1996) . . . . .   | 6  |
| 1.3 | Séquence vidéo du développement et du déferlement d'une vague stationnaire à crête aplatie (type « table-top »); d'après la figure 7 de la publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, <i>JFM</i> 490, pp217-248, 2003 . . . . .   | 8  |
| 1.4 | Moyenne de phase du champ de vitesse en couche limite oscillante forcée par un gradient de pression sinusoïdal. En haut, phase d'accélération; en bas, phase de décélération. La ligne continue représente la prédiction numérique, les symboles les points de mesure de Jensen <i>et al.</i> [20]; le trait interrompu le profil de vitesse moyenne d'une couche limite stationnaire unidirectionnelle; d'après la figure 8 de la publication N° 6. Thais, Chapalain & Smaoui, <i>Coastal Eng.</i> 36, pp111-146, 1999 . . . . . | 11 |
| 1.5 | Houle régulière se propageant dans la direction $x_1$ sur un courant moyen coplanaire $U_1(x_2)$ ; d'après la figure 1 de la publication N° 9. Thais, Chapalain, Klopman, Simons & Thomas, <i>Applied Ocean. Res.</i> 23(3), pp125-137, 2001 . . . . .  | 12 |
| 1.6 | Zone d'étude . . . . .  | 14 |
| 1.7 | Série temporelle de la concentration totale en sédiment 5m au-dessus du fond marin sur le site de mesure d'Hardelot en Manche orientale. Le trait continu représente les mesures, le trait interrompu le modèle numérique; d'après la figure 9 de la publication N° 7. Chapalain & Thais, <i>Coastal Eng.</i> 41, pp294-316, 2000 . . . . .   | 15 |
| 2.1 | Simulations de l'écoulement dans une contraction planaire pour un nombre de Weissenberg $W_e = 2$ et un nombre de Reynolds $Re = 10^{-2}$ ; l'écoulement se fait de gauche à droite, la contraction abrupte est située en $x_1 = 0$ : à gauche résultats du modèle algébrique structurel (Eq. 2.13a,b,c), à droite du modèle différentiel d'Oldroyd-B. Sont représentées en haut les lignes de courant, en bas la première différence de contraintes normales. . . . .  | 22 |
| 2.2 | Simulations directes (DNS) de l'écoulement d'un fluide de FENE-P dans un canal plan. Prédiction de l'écoulement longitudinal moyen (en haut à gauche), du cisaillement moyen (en haut à droite), de l'énergie cinétique turbulente (milieu gauche), de la vitesse rms longitudinale (milieu droit), de la vitesse rms transverse (en bas à gauche), et de la vitesse rms normale aux parois (en bas à droite). . . . .  | 27 |
| 2.3 | Simulations LES de l'écoulement newtonien de référence ( $Re_\tau = 180$ ). À gauche vitesse moyenne longitudinale; à droite composantes du cisaillement: $\diamond$ tension résolue, $\nabla$ tension sous-filtre $M_{13}$ , $\blacklozenge$ somme des 2 précédentes à comparer avec la DNS en trait continu. . . . .  | 30 |

- 
- 2.4 Simulations par TLES de l'écoulement d'un fluide de FENE-P ( $L = 60$ ) dans un canal plan. Prédiction de l'écoulement longitudinal moyen (en haut à gauche), de la première composante normale du tenseur de conformation (en haut à droite), des seconde et troisième composantes normales du tenseur de conformation (en bas à gauche), et de la composante de cisaillement tangente aux parois  $c_{13}$  (en bas à droite). 31

# Liste des tableaux

- 2.1 *Condition d'écoulement pour le fluide de FENE-P (la 1ère ligne du tableau rappelle l'écoulement newtonien de référence);  $L$  est l'extension maximale des chaînes polymériques;  $W_e$  le nombre de Weissenberg;  $\beta$  le rapport de la viscosité du solvant à la viscosité totale du mélange; DR-DNS désigne la réduction de traînée prédite par simulations directes (DNS). . . . . 28*
- 2.2 *Prédictions de la réduction de traînée par DNS et LES. DR-DNS rappelle la réduction de traînée prédite par DNS; DR-TLES désigne la réduction de traînée prédite par TLES; DR-TLES-regterm la réduction de traînée prédite par TLES avec régularisation du tenseur de conformation. . . . . 31*



# Principales notations

|                |   |
|----------------|---|
| $\beta$        | ..... Rapport viscosité newtonienne sur viscosité totale  |
| $\beta_1$      | ..... Fraction volumique d'air                            |
| $\Delta$       | ..... Largeur de bande du filtre temporel LES             |
| $\dot{\chi}$   | ..... Variable structurelle                               |
| $\dot{\gamma}$ | ..... Taux de cisaillement généralisé                     |
| $\epsilon$     | ..... Hauteur relative du jet                             |
| $\epsilon_0$   | ..... Cambrure de la houle                                |
| $\eta_0$       | ..... Viscosité totale                                    |
| $\eta_p$       | ..... Viscosité polymérique (non-newtonienne)             |
| $\eta_s$       | ..... Viscosité newtonienne                               |
| $\gamma_{ij}$  | ..... Composantes déconvoluées du tenseur de conformation |
| $\kappa_c$     | ..... Coefficient de diffusion du tenseur de conformation |
| $\lambda$      | ..... Temps de relaxation élastique                       |
| $\omega$       | ..... Pulsation de la houle                               |
| $\rho$         | ..... Masse volumique                                     |
| $\zeta$        | ..... Niveau de la surface libre                          |
| $a$            | ..... Amplitude de la houle                               |
| $a_k$          | ..... Rugosité adimensionnelle                            |
| $c_{ij}$       | ..... Composantes du tenseur de conformation              |
| $D$            | ..... Profondeur  |
| $f$            | ..... Fréquence   |
| $f_w$          | ..... Coefficient de frottement de la houle               |
| $g$            | ..... Accélération de la pesanteur                        |
| $H$            | ..... Constante de raideur                                |
| $h$            | ..... Demi-distance entre deux plaques planes             |
| $k$            | ..... Nombre d'onde                                       |
| $k_b$          | ..... Constante de Boltzmann                              |
| $k_i$          | ..... Partie imaginaire du nombre d'onde                  |
| $k_r$          | ..... Partie réelle du nombre d'onde                      |
| $k_s$          | ..... Hauteur de rugosité équivalente                     |
| $L$            | ..... Extension maximale des chaînes polymériques         |
| $M_{ij}$       | ..... Tenseur de Reynolds résiduel                        |
| $n$            | ..... Indice de rhéofluidification                        |
| $p$            | ..... Pression statique                                   |
| $p_m$          | ..... Pic de pression                                     |

---

|                         |       |   |
|-------------------------|-------|---|
| $Pr_c$                  | ..... | Nombre de Prandtl   |
| $Re$                    | ..... | Nombre de Reynolds macroscopique  |
| $Re_\tau$               | ..... | Nombre de Reynolds frictionnel  |
| $T$                     | ..... | Période de la houle   |
| $T_0$                   | ..... | Température absolue   |
| $u_i$                   | ..... | Composantes cartésiennes de la vitesse                                  |
| $u_{\tau m}$            | ..... | Pic de la vitesse de frottement   |
| $v_i$                   | ..... | Composantes du champ de vitesse déconvolué                              |
| $We$                    | ..... | Nombre de Weissenberg macroscopique                                     |
| $w_i$                   | ..... | Composantes du champ de vitesse déconvolué pour terme de régularisation |
| $x_i$                   | ..... | Coordonnées cartésiennes  |
| $\tau$                  | ..... | Partie viscoélastique du tenseur des extra-tensions                     |
| $\Gamma$                | ..... | Partie déviatrice du tenseur des extra-tensions                         |
| $\mathbf{A}_{(j)}$      | ..... | Tenseurs de Rivlin-Ericksen   |
| $\mathbf{b}$            | ..... | Tenseur d'anisotropie viscoélastique                                    |
| $\mathbf{c}$            | ..... | Tenseur de conformation   |
| $\mathbf{D}$            | ..... | Tenseur des taux de déformation   |
| $\mathbf{I}$            | ..... | Tenseur identité  |
| $\mathbf{v}$            | ..... | Vecteur vitesse   |
| $\overline{\mathbf{W}}$ | ..... | Tenseur taux de rotation objectif                                       |

# Introduction

Ce document présente une synthèse de mes activités de recherche. Celles-ci ont débuté par mon travail de doctorat<sup>1</sup> obtenu en septembre 1994 et réalisé à l'« Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse » (UMR-CNRS 5502) sous la direction de son actuel directeur J. Magnaudet. Ma thèse portait sur la turbulence dans l'eau sous la houle entretenue par le vent, et était donc clairement identifiée en dynamique des fluides appliquée à l'environnement.

Mes activités de recherche postérieures au doctorat se scindent en deux grandes thématiques autour desquelles s'articule le plan de ce mémoire :

- Chapitre 1 : La **dynamique des fluides de l'environnement**, qui s'inscrit donc dans la continuité de mes travaux de doctorat, lesquels sont résumés succinctement dans la section 1.1. Dans cette thématique, j'ai abordé les problèmes d'écoulements violents impliquant une surface libre déformable, et leur amortissement par une phase gazeuse dispersée (section 1.2), ainsi que la problématique générale de la couche limite oscillante du fond marin en eau peu profonde, avec comme thèmes sous-jacents les interactions vagues-courant et le transport sédimentaire en suspension (section 1.3) ;
- Chapitre 2 : Les écoulements de **fluides viscoélastiques**. Dans ce domaine, j'ai travaillé au développement de modèles algébriques viscoélastiques (section 2.1), et plus récemment à la prédiction du phénomène de réduction de traînée par simulations directes et par simulations des grandes échelles (section 2.2).

Par soucis de clarté et de simplicité, j'ai donc adopté pour ce document une structure binaire qui reflète mes deux thématiques de recherche. Bien que les applications soient diverses, la présence d'une rhéologie complexe est un dénominateur commun à mes travaux. Le plus souvent, il s'agira du phénomène turbulent, du comportement viscoélastique (ou des deux à la fois, cf section 2.2), de la présence d'une surface libre déformable ou d'une seconde phase dispersée. J'ose espérer que la variété des méthodologies et des thèmes abordés sauront éveiller la curiosité du lecteur.

L'annexe A (page 39) fournit la liste de mes travaux ayant fait l'objet de publications dans les journaux internationaux à comité de lecture. Les annexes suivantes reproduisent le texte intégral d'une sélection de 6 articles que j'ai jugée représentative des travaux postérieurs à mon doctorat. Chaque fois que nécessaire, le corps du texte réfère à ces publications si le lecteur désire obtenir plus de détails. Pour les publications non reproduites dans leur intégralité, ou pour mes travaux plus récents non encore finalisés, le texte du mémoire fournit les détails nécessaires à la compréhension.

---

<sup>1</sup>Thais, L. « Contribution à l'étude du mouvement turbulent sous des vagues de surface cisailées par le vent », Thèse de l'**Institut National Polytechnique de Toulouse**, N° d'ordre 904, 1994



# Chapitre 1

## Dynamique des fluides de l'environnement

### 1.1 Thèse de doctorat

#### 1.1.1 Résumé

Lorsque le vent frotte sur une surface libre, un champ de vagues se développe et un courant turbulent est engendré sous les vagues. L'agitation turbulente dans l'eau régule les échanges océan-atmosphère, notamment la capacité de l'océan à absorber les gaz à effet de serre tel que le dioxyde de carbone, sujet d'une actualité omniprésente.

Ma thèse portait sur la turbulence dans l'eau sous la houle entretenue par le vent. Son objectif était d'identifier les originalités de cette turbulence, en particulier la question centrale était de mettre en lumière si la turbulence interfaciale dans la phase liquide possède une structure identique à celle de la turbulence de paroi. À l'exception de Cheung & Street [5], les mesures en laboratoire de l'époque (début des années 1990) donnaient toutes une réponse affirmative à cette question. Les études *in situ* (en mer) donnaient des réponses contradictoires, certaines confirmant les données de laboratoire (Dillon *et al.* [11]), d'autres rapportant des niveaux de dissipation nettement plus élevés qu'en turbulence de paroi (Kitaigorodski *et al.* [25]).

Pour clarifier cette question, une approche expérimentale avait été choisie consistant à explorer le champ de vitesse dans l'eau par vélocimétrie laser. Ces expériences ont été réalisées dans le canal à houle de l'IMF-Toulouse, et dans celui de l'IRPHE<sup>1</sup> à Marseille, dont la plus grande longueur nous a permis d'obtenir des champs de vagues suffisamment développés.

Les résultats les plus significatifs de mon doctorat concernent les propriétés de la turbulence dans l'eau mises en évidence au cours des deux séries d'expériences réalisées à l'IRPHE (publication N° 4. Thais & Magnaudet, *JFM* 328, pp313-344, 1996). Ces deux séries impliquaient un champ de vagues aléatoires générées par le vent, et une houle régulière générée par un batteur suspendu et cisailée par le vent afin d'augmenter artificiellement son développement longitudinal. Pour chacune de ces expériences, on a montré que l'énergie cinétique turbulente ainsi que son taux de dissipation atteignaient effectivement des niveaux beaucoup plus élevés qu'en turbulence de paroi. Le

---

<sup>1</sup>Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors-Equilibre - UMR-CNRS 6594

paramètre-clé réglant le niveau turbulent dans l'eau est le rapport de l'énergie cinétique des vagues à l'énergie injectée par le cisaillement du vent. L'analyse de Fourier a enfin montré que le champ de vagues impose une échelle de temps constante aux tourbillons dont la fréquence,  $f$ , est supérieure à la fréquence de la vague dominante, ceci se manifestant par une décroissance en  $f^{-3}$  de la densité spectrale des fluctuations de vitesse. Par ailleurs, l'analyse plus fine que permettait la houle régulière suggère un mécanisme d'injection directe d'énergie turbulente produite par la houle.

Ma thèse a aussi mis en évidence qu'un champ de vagues aléatoire se propageant sur un courant moyen fortement cisailé développe une composante de vitesse rotationnelle significative que l'on peut isoler grâce à une technique originale de traitement du signal (Publication N° 1. Thais & Magnaudet, *JGR 100*, pp741-755, 1995). Cette composante se manifeste par le fait que les vitesses horizontale et verticale du champ de vitesse induit par les vagues ne sont pas en quadrature de phase contrairement à ce que prédit la théorie potentielle de Stokes pour la houle seule. Ce phénomène s'explique quantitativement dans le cadre de la théorie des interactions vagues-courant (Publication N° 2. Magnaudet & Thais, *JGR 100*, pp757-771, 1995).

### 1.1.2 Publications

- N° 1. Thais, L. & Magnaudet, J. A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, **100** (C1), 741-755, 1995.
- N° 2. Magnaudet, J. & Thais, L. Orbital rotational motion and turbulence below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, **100** (C1), 757-771, 1995.
- N° 4. Thais, L. & Magnaudet, J. Turbulence structure beneath surface gravity waves sheared by the wind. *J. Fluid Mech.*, **328**, 313-344, 1996.
- N° 14. Monismith, S.G., Cowen, E.A., Nepf, H.M., Magnaudet, J., & Thais, L. Laboratory observations of mean flows under surface gravity waves. *J. Fluid Mech.*, **573**, 131-147, 2007.

## 1.2 Écoulements violents à surface libre

Mon travail de thèse portait sur un écoulement développé de vagues linéaires en régime stationnaire. Il est cependant certaines situations où les vagues peuvent engendrer des phénomènes instationnaires d'une violence insoupçonnée. Un exemple typique connu de chacun est le déferlement sur un brise-lames. Les travaux ici présentés concernent l'impact d'une vague déferlante sur un obstacle figurant la paroi d'une défense côtière. Ils ont été réalisés en grande partie au cours de mon séjour à l'**Université de Bristol** au sein du département de mathématiques appliquées.

### 1.2.1 Contexte scientifique

Au cours des quinze dernières années, l'équipe de D. H. Peregrine a utilisé abondamment l'outil numérique pour prédire les écoulements violents impliquant une surface libre (Peregrine [39]). Pour le problème de l'impact d'une vague sur un obstacle, les méthodes frontières semi-lagrangiennes permettent de calculer l'évolution de la surface libre au-delà de l'instant du maximum de pression. Le pic de pression est obtenu juste sous la surface libre au contact de l'obstacle, et peut atteindre jusqu'à plusieurs centaines de fois la hauteur de la colonne d'eau.

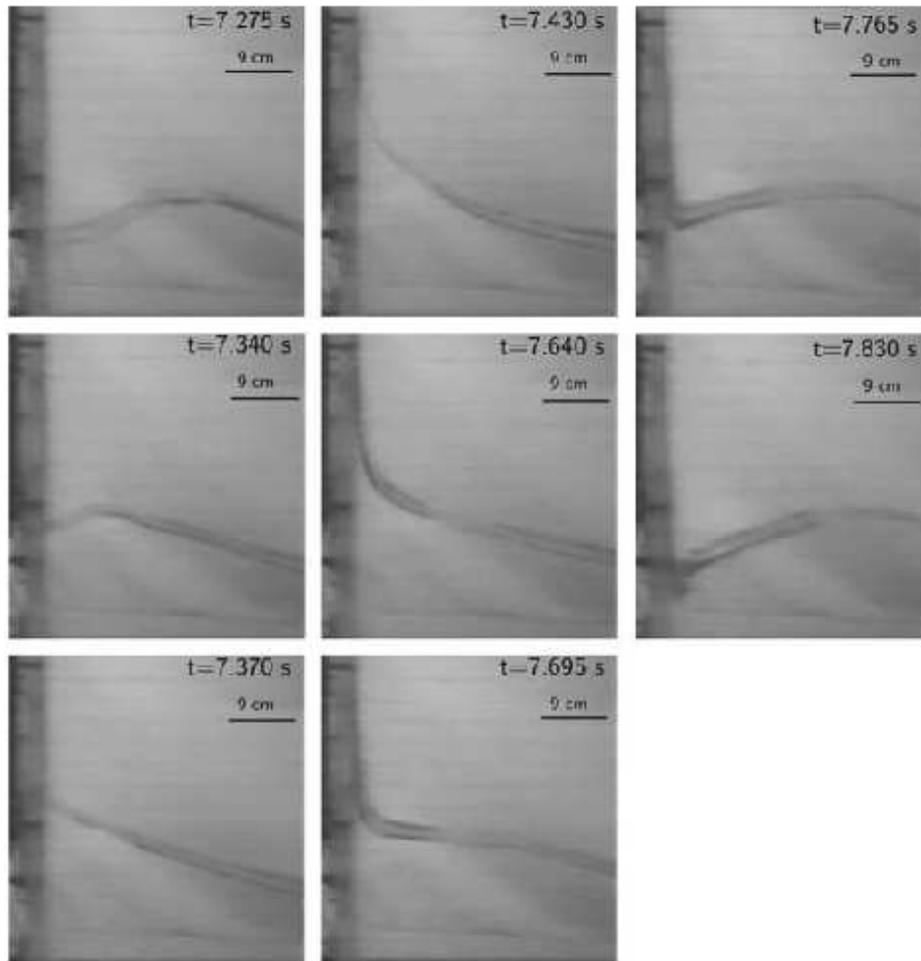


Figure 1.1: Séquence vidéo d'un impact de vague de type « flip-through » recueillie à l'aide d'une caméra rapide (200 images/sec); d'après la figure 3 de la publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, *JFM* 490, pp217-248, 2003

Un écoulement d'une telle violence peut, sous certaines conditions, développer des accélérations atteignant plusieurs milliers de fois celle de la pesanteur au sein d'un jet expulsé verticalement le long de la paroi (écoulement dit de type « **flip-through** »<sup>2</sup>). La figure 1.1 montre une séquence vidéo de l'écoulement qui nous intéresse obtenu par l'oscillation forcée horizontale d'un réservoir rectangulaire (voir publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, *JFM* 490, pp217-248, 2003). On y aperçoit le développement du jet vertical le long de la paroi gauche du réservoir.

### 1.2.2 Rôle de l'air dans un impact de vague

Les pressions et accélérations évoquées au paragraphe précédent ont été observées sur des modèles réduits en laboratoire. Très récemment, Lugni *et al.* [27] ont ainsi réussi à mesurer une accélération de 1500 *g* dans un impact de vague sur un modèle réduit grâce à la technique PIV.

<sup>2</sup>Pour vague se « repliant » sur elle-même et « perçant » la surface libre ; par commodité on utilisera l'appellation anglo-saxonne plus compacte

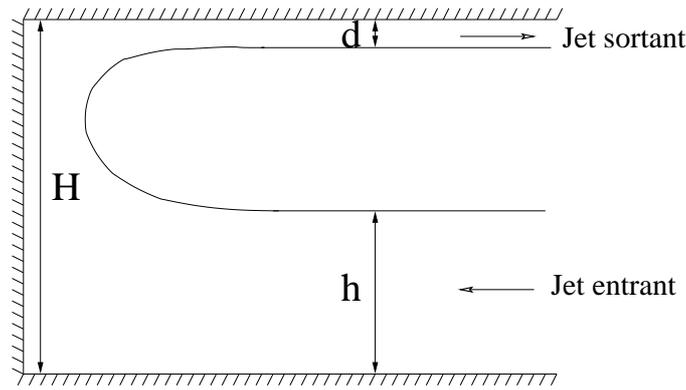


Figure 1.2: Jet remplissant une cavité rectangulaire (cf. Peregrine & Thais, *JFM* 325, pp377-397, 1996)

Sur prototype à l'échelle 1/1 ou 1/2, et sur site naturel, les pressions et accélérations mesurées sont significativement plus faibles. Bagnold [2] fut le premier à imaginer que l'air pouvait jouer le rôle d'amortisseur lors d'un impact de vague. Sa théorie est valide lorsqu'une vague déferlante se referme sur elle-même juste avant l'impact sur l'obstacle, emprisonnant une poche d'air qui agit comme un piston adiabatique (« flip-through mode(b) »). Une autre possibilité d'effet d'amortissement réside dans la présence de bulles d'air dispersés dans la phase liquide (« flip-through mode(c) »). En raison des déferlements successifs, l'eau au voisinage des défenses côtières contient souvent une fraction non négligeable d'air dispersé (1% en volume est un ordre de grandeur raisonnable, ce qui est suffisant pour amortir significativement les pressions observées, voir plus bas). L'eau salée possède en outre la propriété physico-chimique remarquable de favoriser la présence de micro-bulles nettement plus petites que dans l'eau douce. Ces bulles, qui ont une durée de vie prolongée du fait de leur faible vitesse ascensionnelle, contribuent à maintenir un niveau d'aération important. Le phénomène d'aération est également observé en laboratoire. Sur la dernière photo de la séquence vidéo de la figure 1.1 ( $t = 7.830$  s), on distingue que le jet le long de la paroi verticale s'est effondré sur lui-même sous l'effet de la gravité, entraînant une quantité d'air significative dispersée sous forme de bulles. Cette aération naturelle peut contribuer à amortir les impacts de vagues se succédant.

Afin d'explorer l'effet amortisseur de l'air dispersé, nous avons considéré un écoulement similaire au flip-through : il s'agit d'un jet qui remplit rapidement une cavité rectangulaire. Cet écoulement diffère du flip-through dans la mesure où le jet sortant y est expulsé non pas à angle droit, mais dans la direction opposée à l'onde entrante (figure 1.2). Cet écoulement a été considéré car il possède une solution analytique dans le cas incompressible (Peregrine & Kalliadasis [40]). Nous avons étudié le cas compressible par une approche semi-analytique en considérant que le mélange diphasique air-eau était constitué d'un volume liquide incompressible et d'une faible fraction volumique compressible obéissant à une loi polytropic. Les principaux résultats de cette étude font l'objet de la publication N° 3. Peregrine & Thais, *JFM* 325, pp377-397, 1996.

On établit dans cette publication une solution approchée de l'écoulement compressible en fonction des deux petits paramètres suivants :

- le paramètre géométrique  $\epsilon = d/H$ , caractérisant la hauteur relative du jet sortant (voir figure 1.2) ;
- la fraction volumique d'air dans le jet entrant  $\beta_1$ .

La solution approchée pour le pic de pression, au premier ordre selon ces 2 petits paramètres, s'écrit :

$$p_m = \frac{1}{(\epsilon + \beta_1)^2}. \quad (1.1)$$

Pour le cas incompressible ( $\beta_1 = 0$ ), cet écoulement développe une pression maximale très élevée lorsque le jet entrant occupe un fort pourcentage de la hauteur du canal (il développe une singularité lorsque  $\epsilon \rightarrow 0$ ). En présence d'air, le facteur de réduction du pic de pression, c'est-à-dire le rapport entre le pic de pression du cas compressible ( $\beta_1 \neq 0$ ) et du cas incompressible ( $\beta_1 = 0$ ), vaut

$$\mathfrak{R} = \frac{p_m(\beta_1)}{p_m(\beta_1 = 0)} = \frac{1}{(1 + \beta_1/\epsilon)^2}. \quad (1.2)$$

Selon les valeurs relatives des 2 petits paramètres  $\beta_1$  et  $\epsilon$ , il est possible d'obtenir des facteurs d'amortissement significatifs. Par exemple, pour un jet entrant occupant 95 % du canal ( $\epsilon = 0.05$ ), un taux de présence d'air  $\beta_1 = 2$  % divise la pression maximale par 2. Un autre résultat intéressant est que, pour  $\beta_1$  fixé,  $\mathfrak{R}$  est une fonction croissante de  $\epsilon$ , la réduction de pression est donc d'autant plus significative que l'écoulement est violent ( $\epsilon \rightarrow 0$ ). La solution numérique exacte confirme ce résultat analytique.

On a prouvé par ailleurs que la pression maximale dépend fortement du nombre de Mach basé sur la célérité du son dans le mélange. À ce propos, il convient de rappeler qu'une présence d'air, même faible, abaisse de manière considérable la vitesse du son dans un mélange diphasique eau-air (la vitesse du son dans un mélange à  $\beta_1 = 1$  % est déjà réduite<sup>3</sup> à 120 m/s). À grand nombre de Mach, ce qui correspond en pratique aux écoulements sur prototype grandeur nature pour  $\beta_1$  de l'ordre de quelques pour-cent, la pression maximale sur l'obstacle est réduite d'un facteur 2 en regard du résultat incompressible (cf. figure 4 de la publication N° 3). Le régime transsonique étant atteint usuellement sur prototype au sein du jet expulsé, il n'est guère surprenant de constater des réductions de pression maximale aussi marquées.

### 1.2.3 Vagues déferlantes dans un réservoir

Le travail théorique développé dans la section précédente a été complété par des expériences en collaboration avec le laboratoire du département de génie civil de l'Université de Bristol. Le plateau de simulation sismique a été utilisé pour obtenir la résonance de vagues à l'intérieur d'un réservoir de section rectangulaire. Le premier but de ces expériences était d'obtenir des impacts de type flip-through par oscillation forcée horizontale du réservoir (voir figure 1.1). De ce point de vue, les résultats ont été quelque peu décevants, car nous n'avons pu obtenir des impacts aussi violents que nous le souhaitions. Pour ce mode d'oscillation horizontal, nous avons toutefois prouvé qu'il était possible de prédire numériquement l'évolution de la surface libre à l'aide d'un modèle de Boussinesq non-linéaire (Wei *et al.* [60]) modifié pour prendre en compte le référentiel non-galiléen du réservoir.

Par ailleurs, les expériences impliquant un forçage vertical du réservoir nous ont permis de mettre en évidence un nouveau type de vague de Faraday très énergétique. La figure 1.3 montre un exemple typique de cette vague stationnaire dont la crête est de forme aplatie (« table-top »). Des formes similaires, mais nettement moins énergétiques, de vagues à crête plate ont été produites lors des expériences simultanées aux nôtres de Jiang *et al.* [21]. Il est à noter qu'à l'époque de la réalisation

<sup>3</sup>La vitesse du son dans l'eau de mer vaut environ 1500 m/s

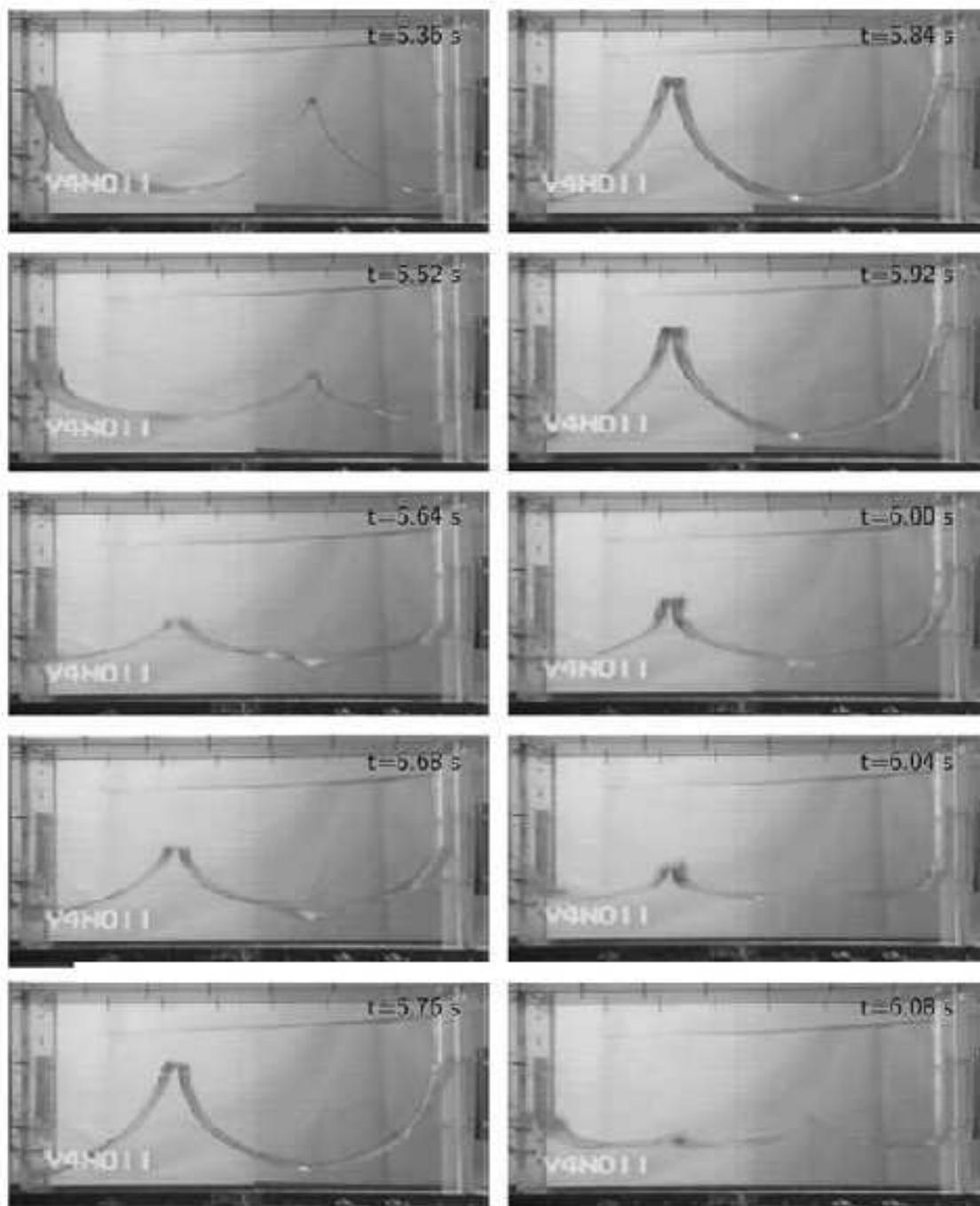


Figure 1.3: Séquence vidéo du développement et du déferlement d'une vague stationnaire à crête aplatie (type « table-top »); d'après la figure 7 de la publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, *JFM* 490, pp217-248, 2003

de ces expériences (été 1996), seules des simulations numériques (Topliss [58]) permettaient de prédire l'existence de telles formes surprenantes pour des vagues stationnaires.

Les résultats consignés dans ce paragraphe ont fait l'objet de la publication N° 10. Bredmose, Brocchini, Peregrine & Thais, *JFM* 490, pp217-248, 2003.

#### 1.2.4 Publications

- N° 3. Peregrine, D. H. & Thais, L.  
The effect of entrained air in violent water wave impacts. *J. Fluid Mech.*, **325**, 377-397, 1996.
- N° 10. Bredmose, H., Brocchini, M., Peregrine, D. H. & Thais, L.  
Experimental investigation and numerical modelling of steep forced water waves. *J. Fluid Mech.*, **490**, 217-248, 2003.

### 1.3 Couche limite sur fond marin et transport sédimentaire

On a vu plus haut que le vent engendre une couche limite à la surface de la mer. En milieu côtier, la marée, et même les vagues en zone très peu profonde, engendrent une couche limite turbulente sur le fond marin qui régule le mouvement des sédiments non cohésifs. C'est l'objet d'étude des travaux ici présentés. Ils ont été effectués en collaboration avec G. Chapalain au laboratoire « Processus et Bilans des Domaines Sédimentaires » (UMR-CNRS 8577) à l'**Université des Sciences et Technologies de Lille**.

#### 1.3.1 Contexte scientifique

Une compréhension globale du transport sédimentaire en milieu côtier demeure de nos jours un problème à enjeu scientifico-économique irrésolu. On sait que l'hydrodynamique en eau peu profonde contrôle la dynamique sédimentaire et la réponse morphodynamique sur les fonds meubles côtiers. Toutefois, les phénomènes mis en jeu couvrent des échelles spatio-temporelles d'une extraordinaire variété :

1. la **micro-échelle**, c'est-à-dire le centimètre et la fraction de seconde pour la variabilité dans la direction verticale ;
2. la **sub-méso échelle**, c'est-à-dire quelques kilomètres, et au plus quelques jours pour l'évolution morphodynamique d'une plage ou d'un banc de sable, par exemple ;
3. la **méso-échelle**, c'est-à-dire l'évolution sur plusieurs semaines à quelques mois à l'échelle de la plate-forme continentale.

Mes activités ont porté :

- (i) d'une part sur la micro-échelle, et en particulier sur l'étude de la structure de la couche limite de fond induite par la houle seule (publication N° 6. Thais, Chapalain, & Smaoui, *Coastal Eng.* 36, pp111-146, 1999, dont le texte est reproduit en Annexe G), ou combinée avec un courant moyen (publication N° 9. Thais, Chapalain, Klopman, Simons & Thomas,

*Applied Ocean. Res.* 23(3), pp125-137, 2001, dont le texte est reproduit en Annexe E). Ceci fait l'objet de la sous-section 1.3.2;

- (ii) d'autre part sur la méso-échelle, en particulier sur le transport sédimentaire et la couche limite induits par les courants de marée. Le site d'étude régional était la zone littorale du Nord-Pas-de-Calais (publications N° 7. Chapalain & Thais, *Coastal Eng.* 41, pp294-316, 2000, dont le texte est reproduit en Annexe F ; N° 8. Chapalain & Thais, *Journal of Coastal Research* 17(1), pp162-172, 2001 ; et N° 11. Chapalain & Thais, *Geo-Marine Letters* 24(2), pp125-132, 2004). Ceci fait l'objet de la sous-section 1.3.3.

### 1.3.2 Couche limite de fond et interactions houle-courant

#### • Couche limite induite par la houle : modèle unidirectionnel

En eau peu profonde, l'écoulement proche du fond marin induit par le passage d'une houle régulière peut être assimilé à une couche limite forcée par un gradient de pression sinusoïdal. L'approche classique consiste alors à modéliser cet écoulement à l'aide de la moyenne de phase des équations de couche limite linéarisées. Sur le plan expérimental, on peut le reproduire dans un canal en  $U$  disposé verticalement dans lequel on fait osciller la colonne d'eau de manière périodique (Sleath [49]).

La figure 1.4 reproduit la moyenne de phase du champ de vitesse tangent à la paroi d'une telle couche limite à forçage périodique. L'utilisation des coordonnées de paroi permet d'appréhender la dynamique de l'écoulement considéré. On y constatera *de visu* que cet écoulement est assez proche de l'écoulement stationnaire équivalent uniquement pendant environ un tiers de la demi-période de forçage (entre  $t = 60$  et  $t = 120$ ). Il s'en éloigne par contre significativement le reste du temps : dans la première phase d'accélération ( $t < 60$ ), la zone logarithmique n'est pas encore formée ; en fin de phase de décélération ( $t > 120$ ), on note le caractéristique phénomène d'« overshoot » dans la zone externe.

Dans la publication N° 6. Thais, Chapalain & Smaoui, *Coastal Eng.* 36, pp111-146, 1999, nous avons prouvé qu'il était possible de prédire cet écoulement instationnaire à l'aide d'un modèle de turbulence *ad hoc* (fermeture au point à deux équations à bas nombre de Reynolds). Il est somme toute assez surprenant de réussir à prédire cet écoulement avec une fermeture turbulente aussi basique. Pourtant l'accord expérience-calcul est particulièrement bon en ce qui concerne l'écoulement moyen (figure 1.4), ainsi que pour l'énergie cinétique turbulente (cf. figure 7 de la publication N° 6 susmentionnée).

Les deux paramètres macroscopiques régulant cet écoulement sont le nombre de Reynolds  $R_e$ , et la rugosité adimensionnelle  $a_k$ , définis comme

$$R_e = \frac{AU_0}{\nu}, \quad a_k = \frac{A}{k_s}, \quad (1.3)$$

$U_0$  et  $A$  représentant respectivement la vitesse maximale et l'amplitude du forçage hors de la couche limite, et  $k_s$  la hauteur de rugosité équivalente de la paroi.

Pour le cas académique de la paroi lisse ( $a_k \rightarrow \infty$ ), nous avons ainsi pu prédire le coefficient de frottement de la houle

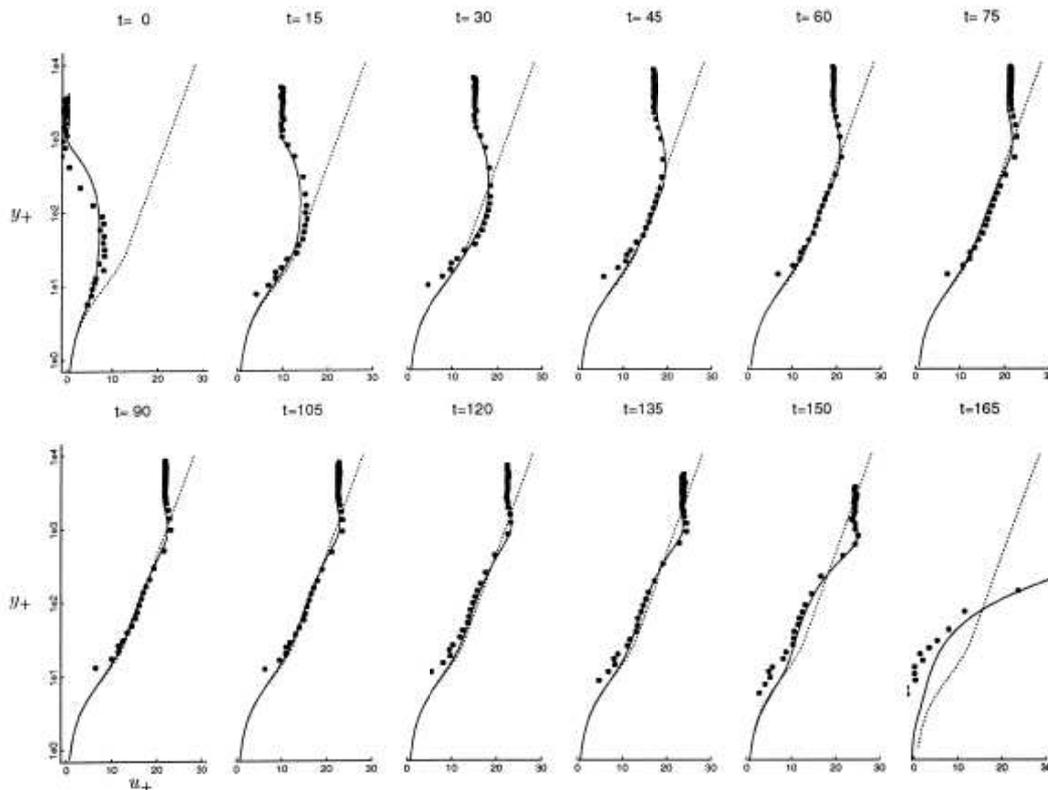


Figure 1.4: Moyenne de phase du champ de vitesse en couche limite oscillante forcée par un gradient de pression sinusoïdal. En haut, phase d'accélération ; en bas, phase de décélération. La ligne continue représente la prédiction numérique, les symboles les points de mesure de Jensen et al. [20] ; le trait interrompu le profil de vitesse moyenne d'une couche limite stationnaire unidirectionnelle ; d'après la figure 8 de la publication N° 6. Thais, Chapalain & Smaoui, *Coastal Eng.* 36, pp111-146, 1999

$$f_w = 2 \left( \frac{u_{\tau m}}{U_0} \right)^2, \quad (1.4)$$

défini à partir du pic de la vitesse de frottement  $u_{\tau m}$  observé au cours de l'oscillation périodique, et ce jusqu'à un Reynolds maximum de  $5 \times 10^6$ . Le diagramme de « Moody » généralisé obtenu fait apparaître un Reynolds de transition de l'ordre de  $R_{e1} \simeq 7 \times 10^4$ , et un régime pleinement turbulent au-delà de  $R_{e2} \simeq 4 \times 10^5$ . En régime laminaire,  $f_w$  décroît selon l'inverse de la racine carrée de  $R_e$ , en régime turbulent  $f_w$  décroît proportionnellement à  $R_e^{-0.14}$ . Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales de Kamphuis [22] et Jensen *et al.* [20].

Dans le cas de la paroi rugueuse, la question centrale est de définir sous quelles conditions le régime d'écoulement pleinement rugueux est obtenu. Pour un écoulement stationnaire unidirectionnel, on sait que le régime turbulent rugueux est obtenu pour un nombre de Reynolds de rugosité, construit à partir de  $k_s$  et de la vitesse de frottement, supérieur à environ 70. Kamphuis [22] avait proposé de généraliser ce critère pour la couche limite oscillante en utilisant le pic de la vitesse de frottement  $u_{\tau m}$ . Cette généralisation présente un inconvénient majeur : le nombre de Reynolds de rugosité instantané dans une couche limite oscillante varie entre 0 et son maximum au cours de la période de la vague, et il semble donc difficile de définir le régime d'écoulement en se basant sur le critère

du maximum atteint. Suivant l'idée de Blondeaux [4], nous avons établi un critère de turbulence rugueuse en nous basant sur la moyenne d'ensemble de l'intensité de la turbulence, et non pas sur le maximum observé lors du forçage périodique. En terme des 2 paramètres macroscopiques de l'équation (1.3), notre critère de régime turbulent rugueux en couche limite oscillante s'écrit

$$Re > 2.8 \times 10^4 a_k. \quad (1.5)$$

C'est le second résultat marquant de la publication N° 6.

### • Interactions houle-courant : modèle bidimensionnel

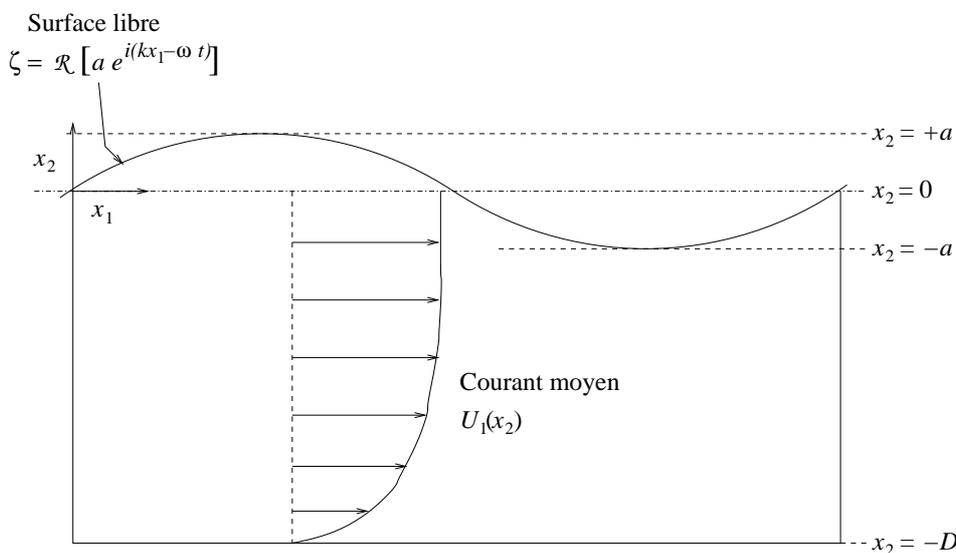


Figure 1.5: Houle régulière se propageant dans la direction  $x_1$  sur un courant moyen coplanaire  $U_1(x_2)$  ; d'après la figure 1 de la publication N° 9. Thais, Chapalain, Klopman, Simons & Thomas, *Applied Ocean. Res.* 23(3), pp125-137, 2001

Dans l'approximation de couche limite présentée ci-dessus, on néglige la vitesse verticale du mouvement orbital induit par la houle, et on force l'écoulement avec un gradient de pression harmonique dans le temps, mais uniforme selon la profondeur  $x_2$ . C'est une excellente approximation en eau de faible profondeur, et même en eau de profondeur intermédiaire si on ne s'intéresse qu'à la zone proche du fond. Mais cette approximation devient clairement douteuse si on s'intéresse à la variabilité verticale de l'écoulement sur la colonne d'eau.

Un modèle bidimensionnel a donc été développé pour prendre en compte la variabilité verticale du mouvement induit par la houle. Le problème à résoudre est représenté schématiquement sur la figure 1.5. On notera que l'écoulement envisagé possède un courant moyen turbulent (qui peut figurer un courant de marée par exemple de période caractéristique égale à environ 12h), auquel se superpose une houle régulière de période caractéristique  $T$  de l'ordre de quelques secondes, ce qui justifie l'hypothèse de stationnarité du courant vis-à-vis de la houle.

On suppose alors une variation harmonique de toutes les variables primitives de l'écoulement, notamment du niveau de la surface libre sous la forme

$$\zeta = \Re\left(ae^{i(kx_1 - \omega t)}\right), \quad (1.6)$$

où  $a$  est l'amplitude de la houle,  $\omega = 2\pi/T$  sa pulsation, et  $k = k_r + i k_i$  son nombre d'onde complexe (avec  $i = \sqrt{-1}$ ).

L'exercice mathématique consiste ensuite à établir les équations du mouvement au premier ordre selon la cambrure  $\epsilon_0 = a|k|$  supposée faible, puis à résoudre numériquement le système couplé d'équations différentielles ordinaires qui en résulte.

L'originalité de la formulation mathématique nous permet de prédire de manière directe les 2 quantités suivantes :

- la partie imaginaire du nombre d'onde  $k_i$  fournit le taux d'atténuation d'une houle régulière sur un courant turbulent. L'accord avec les données expérimentales est bon pour une houle se propageant sur un courant favorable (Kemp & Simons [23], Mathisen & Madsen [29]), plus relatif pour le cas du courant contraire (Kemp & Simons [24]). On retrouve toutefois la tendance globale connue, à savoir qu'une houle régulière est significativement plus atténuée sur un courant défavorable que sur un courant favorable ;
- la partie réelle du nombre d'onde  $k_r$  fournit la longueur d'onde de la houle sur un courant turbulent, généralisant les travaux de Thomas [56] valides pour un courant laminaire. On retrouve ici notamment le résultat connu qu'une houle de période donnée est plus longue sur un courant favorable, plus courte sur un courant défavorable. On montre également que la longueur d'onde sur un courant turbulent peut-être rapidement estimé en utilisant l'équation de dispersion

$$(\omega - k_r \langle U_1 \rangle)^2 = g k_r \tanh k_r D, \quad (1.7)$$

$\langle U_1 \rangle$  désignant le courant moyenné sur la hauteur  $D$  de la colonne d'eau,  $g$  l'accélération de la pesanteur.

Les principaux résultats de cette étude font l'objet de la publication N° 9. Thais, Chapalain, Klopman, Simons & Thomas, *Applied Ocean. Res.* 23(3), pp125-137, 2001. Ils faisaient partie des livrables du projet européen MAST III-KADWCI (Kinematics And Dynamics of Wave-Current Interactions), impliquant l'Université de Cork, University College et Imperial College de Londres, et enfin Delft Hydraulics (Thais & Chapalain [55]).

### 1.3.3 Transport sédimentaire en zone côtière

Une application importante de la couche limite instationnaire est le transport sédimentaire en zone côtière. L'atelier d'application choisi pour cet exercice était la zone orientale de la Manche le long du littoral du Nord-Pas-de-Calais (voir zone marquée sur la figure 1.6 ci-contre).

Les équations de couche limite instationnaire utilisées plus haut pour modéliser la couche limite induite par la houle sont aisément déclinables à méso-échelle : il suffit d'ajouter l'accélération de Coriolis dans les équations de quantité de mouvement pour les composantes est-ouest et nord-sud du courant marin. Le modèle hydrodynamique est complété par une série d'équations d'advection-diffusion pour la concentration de chaque classe de sédiment non-cohésif en suspension. Un critère de remise en suspension du sédiment prenant en compte le cisaillement imposé sur le fond marin et la taille des particules complète le système d'équations aux dérivées partielles.

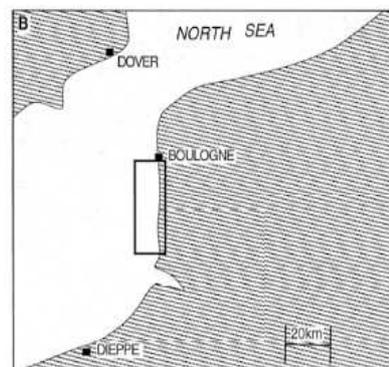


Figure 1.6: Zone d'étude

Pour la zone d'étude qui nous intéressait, le forçage de ces équations est essentiellement dû à un gradient de pression homogène induit par la marée. Pour obtenir ce gradient de pression nous avons utilisé le modèle MECCA (Hess [19], Smaoui [50]) intégré sur la colonne d'eau en imposant les 30 harmoniques majeures de la marée sur les frontières septentrionale et occidentale d'une zone géographique s'étendant environ 50 km à l'ouest et au nord de la zone d'étude.

Au global, nous avons donc construit un modèle « 2D-1/2 » original, en tout état de cause beaucoup plus léger à mettre en oeuvre que l'approche tridimensionnelle (3-D) classiquement utilisée dans ce contexte. L'approche 3-D des modèles océanographiques classiques souffre d'une faible résolution verticale pour des raisons évidentes de limitation en ressources de calcul.

Notre modèle permet de prédire la variabilité verticale du courant, des moments turbulents d'ordre deux, et de la concentration en sédiment en fonction du temps sur des périodes pouvant aller en pratique jusqu'à quelques semaines. Les résultats numériques ont été comparés avec des données expérimentales recueillies en Manche Orientale et font l'objet de la publication N° 7. Chapalain & Thais, *Coastal Eng.* 41, pp294-316, 2000. Les données *in situ* ont été recueillies à l'aide d'une station benthique instrumentée conçue par G. Chapalain, laquelle était équipée (i) de courantomètres électromagnétiques et turbidimètres infrarouge permettant la mesure du courant et de la concentration de sédiment en suspension dans la couche limite de fond (les capteurs les plus profonds étaient situés à environ 30 cm du fond marin) (ii) d'un profileur acoustique pour l'exploration de la colonne d'eau hors de la couche limite. Cette station de mesures a été déployée sur le fond marin au large des villes de Merlimont et Hardelot sur des périodes de quelques jours au cours de plusieurs missions en mer en 1997, 1998 et 1999<sup>4</sup>.

La confrontation modèle-données expérimentales est excellente en ce qui concerne l'hydrodynamique (courant de marée et énergie cinétique de turbulence). Le résultat le plus marquant concerne toutefois la prédiction de la concentration totale du sédiment en suspension que nous reproduisons sur la figure 1.7 pour le site d'Hardelot. On y notera la capacité du modèle à prédire la décroissance significative de la concentration en sédiment sur une période de 3 jours caractérisée par une très

<sup>4</sup>Nous saluons la mise à disposition des moyens de l'INSU-CNRS par le biais du navire « Côtes de la Manche »

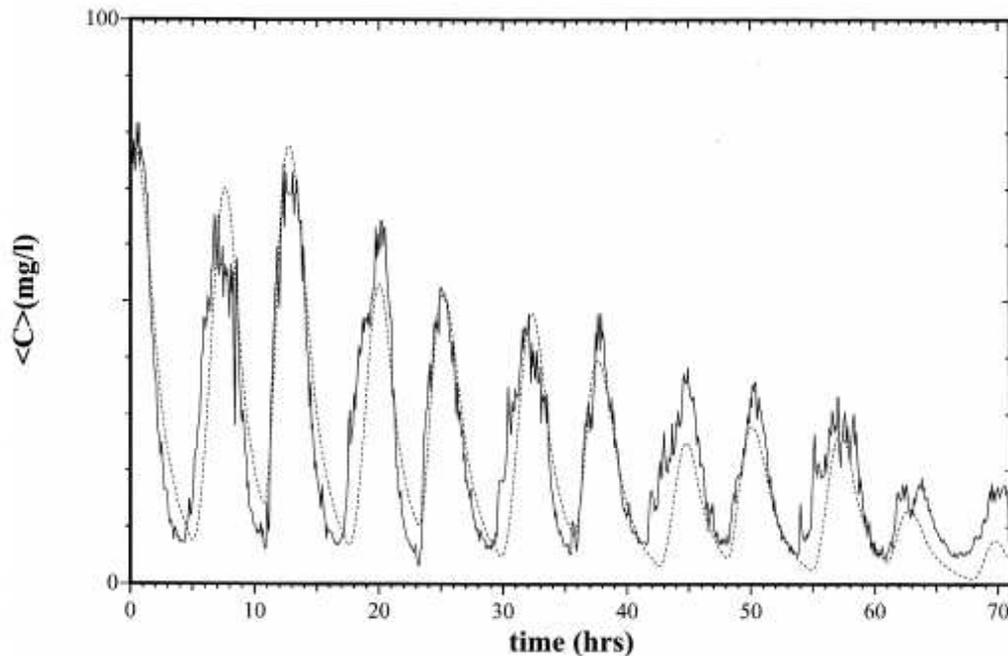


Figure 1.7: Série temporelle de la concentration totale en sédiment 5m au-dessus du fond marin sur le site de mesure d'Hardelot en Manche orientale. Le trait continu représente les mesures, le trait interrompu le modèle numérique ; d'après la figure 9 de la publication N° 7. Chapalain & Thais, *Coastal Eng.* 41, pp294-316, 2000

forte variation des conditions de marée, le début de la série temporelle coïncidant avec une marée d'équinoxe de coefficient 110, la fin à une marée moyenne de coefficient 70.

En marge de ces activités, plusieurs missions en Manche sur la période 1998-2001 nous ont permis de mettre au point deux systèmes de mesure directe du transport sédimentaire et de les valider sur le site expérimental précédemment évoqué :

- un système de pièges à sédiment, constitué de  $4 \times 3$  trappes disposées à angle droit, destiné à être posé sur le fond marin afin d'intégrer les flux sédimentaires sur des durées longues multiples de la période de marée (cf. publication N° 8. Chapalain & Thais, *Journal of Coastal Research* 17(1), pp162-172, 2001) ;
- un système de prélèvement instantané destiné à être treuillé périodiquement du pont d'un navire. Ce système est constitué d'une colonne de 4 bouteilles dont la fermeture se déclenche instantanément au contact du fond marin. Le déploiement périodique de ce système par intervalle de 30 mn, combiné avec l'utilisation d'une station benthique équipée de courantomètres, nous a permis d'estimer les flux sédimentaires en Manche orientale (cf. publication N° 11. Chapalain & Thais, *Geo-Marine Letters* 24(2), pp125-132, 2004).

### 1.3.4 Publications

- Pour la couche limite de houle et les interactions houle-courant

– N° 6. Thais, L., Chapalain, G. & Smaoui, H.

Reynolds number variation in oscillatory boundary layers. Part I : purely oscillatory motion.

- Coastal Eng.*, **36**, 111-146, 1999. (voir Annexe G).
- N° 9. Thais, L., Chapalain, G., Klopman, G. , Simons, R. R., & Thomas, G. P.  
Estimates of wave decay rates in the presence of turbulent currents. *Applied Ocean. Res.*, **23**(3), 125-137, 2001. (voir Annexe E).
  - Pour la couche limite de marée et le transport sédimentaire
    - N° 7. Chapalain, G. & Thais, L.  
Tide, turbulence and suspended sediment modelling in the eastern English Channel. *Coastal Eng.*, **41**, 294-316, 2000. (voir Annexe F).
    - N° 8. Chapalain, G. & Thais, L.  
A system for measuring horizontal sand transport by currents. *Journal of Coastal Research*, **17**(1), 162-172, 2001.
    - N° 11. Chapalain, G. & Thais, L.  
A sampler-based technique for the study of near-bed sediment dynamics : application in the eastern English Channel. *Geo-Marine Letters*, **24**(2), 125-132, 2004.

## Chapitre 2

# Écoulements de fluides viscoélastiques

Ce chapitre porte sur la simulation numérique des écoulements de fluides viscoélastiques. Les applications industrielles innombrables (plasturgie, agro-alimentaire, industrie pétrolière, etc.) en font une thématique de recherche à portée pratique incontestable. Sur le plan purement scientifique, le comportement viscoélastique recèle des propriétés étonnantes telles que l'effet Weissenberg, l'effet de mémoire, le gonflement d'un jet libre, etc. Ces fluides relèvent d'une rhéologie complexe très riche. Mes recherches dans cette thématique se scindent en deux sous-thèmes :

- le développement de modèles algébriques simplifiés pour les fluides viscoélastiques en régime d'écoulement laminaire ;
- la simulation directe, et plus récemment la simulation des grandes échelles des solutions polymériques diluées en régime turbulent.

## 2.1 Modèles algébriques pour les fluides viscoélastiques

### 2.1.1 Contexte scientifique

La grande majorité des modèles continus de fluides viscoélastiques utilisés dans la littérature sont de type « différentiel ». Par ce qualificatif, on entend que leur loi constitutive contient une dérivation convective du champ d'extra-tensions. Par exemple, pour le modèle du fluide d'Oldroyd-B [36], caractérisé par une viscosité polymérique  $\eta_p$  et un temps de relaxation élastique  $\lambda$ , la loi différentielle de transport de la partie viscoélastique des extra-tensions  $\boldsymbol{\tau}$  s'écrit

$$\boldsymbol{\tau} + \lambda \overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = 2\eta_p \mathbf{D}, \quad (2.1)$$

où  $\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = d\boldsymbol{\tau}/dt - (\nabla\mathbf{v})\cdot\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}\cdot(\nabla\mathbf{v}^T)$  désigne la dérivée convective supérieure de  $\boldsymbol{\tau}$ , et  $\mathbf{D}$  le tenseur symétrique des taux de déformation,

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} (\nabla\mathbf{v} + \nabla\mathbf{v}^T). \quad (2.2)$$

Chaque composante de  $\boldsymbol{\tau}$  étant régi par une équation scalaire, ceci implique que la détermination

numérique de l'écoulement tridimensionnel d'un fluide d'Oldroyd-B<sup>1</sup> requiert la résolution de 6 équations scalaires en plus des équations de quantité de mouvement et de la contrainte de conservation de la masse.

Les géométries complexes d'intérêt industriel nécessitent souvent des maillages volumineux. On peut citer à titre d'exemple l'extrusion d'un mélange à base de caoutchouc qui intéresse l'industrie manufacturière des pneumatiques : il s'agit d'un problème tridimensionnel à surface libre, parfois instationnaire, requérant typiquement 2 à 3 millions de cellules. Ce calcul basé sur un modèle différentiel se heurte encore de nos jours aux limites en ressources mémoire et à des temps de calculs prohibitifs sur un ordinateur mono-processeur.

Pour contourner cette difficulté, une voie possible est de simplifier le modèle physique en utilisant des expressions algébriques pour les extra-tensions. La paternité de l'idée de modèles algébriques viscoélastiques peut-être attribuée à Rivlin & Ericksen [47] et Giesekus [16]. Les modèles algébriques non-newtoniens qui dérivent de ces travaux sont connus sous l'appellation anglo-saxonne « Ordered-fluids » (Bird *et al.* [3], chapitre 6), que l'on pourrait traduire par « fluide d'ordre- $n$  », ou encore fluide à loi « hiérarchique » selon la terminologie d'Agassant *et al.* [1] (voir chapitre 2). Ce type de modèle repose exclusivement sur une expression algébrique pour les extra-tensions utilisant le tenseur taux-de-déformation  $\mathbf{D} = \mathbf{A}_{(1)}$  et les tenseurs de Rivlin-Ericksen définis par récurrence comme les dérivées convectives supérieures successives de  $\mathbf{D}$ , soit

$$\mathbf{A}_{(j+1)} = \frac{d\mathbf{A}_{(j)}}{dt} - (\nabla\mathbf{v}) \cdot \mathbf{A}_{(j)} - \mathbf{A}_{(j)} \cdot (\nabla\mathbf{v}^T), \quad j = 1, \dots, n-1. \quad (2.3)$$

Les modèles d'ordre- $n$  utilisés en pratique s'arrêtent en général à l'ordre  $n = 2$ , plus rarement à l'ordre  $n = 3$ . Leur principal défaut est qu'ils sont à mémoire évanescence, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent rendre compte du phénomène de relaxation des contraintes caractéristique des fluides viscoélastiques.

Mompean *et al.* [33],[34] ont plus récemment ouvert la voie vers un autre type de modèles algébriques viscoélastiques. Leur idée de base suit le formalisme mathématique utilisé pour établir les modèles algébriques en turbulence newtonienne incompressible (Rivlin [46], Pope [41]). Pour ce faire, ils proposent d'établir une expression explicite pour la partie déviatrice du tenseur des extra-tensions

$$\mathbf{\Gamma} = \boldsymbol{\tau} - \frac{\{\boldsymbol{\tau}\}}{3}\mathbf{I}, \quad (2.4)$$

où  $\{\cdot\}$  désigne l'opérateur de trace et  $\mathbf{I}$  le tenseur identité. Pour un écoulement bidimensionnel, l'expression des extra-tensions est fermée de la manière suivante :

$$\frac{d\{\boldsymbol{\tau}\}}{dt} = 2\{\mathbf{\Gamma}\mathbf{D}\} - \frac{\{\boldsymbol{\tau}\}}{\lambda}, \quad (2.5a)$$

$$\mathbf{\Gamma} = \sum_{k=1}^3 \beta_k \mathbf{B}_{(k)}, \quad (2.5b)$$

$$\mathbf{B}_{(1)} = \mathbf{D}, \quad \mathbf{B}_{(2)} = \mathbf{D}\overline{\mathbf{W}} - \overline{\mathbf{W}}\mathbf{D}, \quad \mathbf{B}_{(3)} = \mathbf{D}^2 - \frac{\{\mathbf{D}^2\}}{3}\mathbf{I}. \quad (2.5c)$$

<sup>1</sup>ou de tout autre modèle apparenté, PTT, Giesekus, etc.

L'équation de transport (2.5a) est obtenue en prenant la trace du modèle différentiel d'Oldroyd-B (Eq. 2.1)<sup>2</sup>.

Les quantités  $\mathbf{B}_{(k)}$  constituent une base où n'interviennent que les seuls tenseurs taux de déformation  $\mathbf{D}$ , et taux de rotation objectif  $\overline{\mathbf{W}}$ , défini comme

$$\overline{\mathbf{W}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} - \nabla \mathbf{v}^T) - \boldsymbol{\Omega} \quad (2.6a)$$

$$\frac{d\mathbf{e}_i}{dt} = \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}_i, \quad (2.6b)$$

où  $\mathbf{e}_i$  désignent les vecteurs propres normés de  $\mathbf{D}$ . La correction de la vorticité est nécessaire afin de rendre le modèle indépendant du référentiel, le taux de rotation apparaissant dans l'Eq. (2.6a)  tant objectif, car corrigé du taux de rotation des directions principales de  $\mathbf{D}$  (Eq. 2.6b).

Quant aux quantités scalaires  $\beta_k$  (Eq. 2.5b), elles sont déterminées en posant une hypothèse de variation lente sur le tenseur sans dimension

$$\mathbf{b} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{\{\boldsymbol{\tau}\}} - \frac{\mathbf{I}}{3} = \frac{\boldsymbol{\Gamma}}{\{\boldsymbol{\tau}\}}. \quad (2.7)$$

Nous baptisons ce tenseur  $\mathbf{b}$  « tenseur d'anisotropie viscoélastique » (cf. Publication N  15. Mompean & Thais, *JNNFM 145*, pp41-51, 2007) en vertu de l'analogie avec le tenseur d'anisotropie défini en turbulence. L'hypothèse de variation lente s'écrit

$$\frac{\mathfrak{D}\mathbf{b}}{\mathfrak{D}t} \simeq \mathbf{0}, \quad (2.8)$$

où l'opérateur  $\mathfrak{D}/\mathfrak{D}t$  désigne une dérivée objective. Moyennant cette hypothèse, on peut établir l'expression mathématique des coefficients  $\beta_k$  de l'Eq. (2.5b) en fonction des invariants de  $\boldsymbol{\Gamma}$ ,  $\mathbf{D}$  et  $\overline{\mathbf{W}}$  (voir Mompean *et al.* [33] pour les détails calculatoires).

Il est à noter que l'expression tensorielle (2.5b,c) est clairement apparent e à celle d'un fluide d'ordre-2, ou encore au fluide CFE (Criminale-Ericksen-Filbey [6]) dont la loi s'écrit sous la forme,

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta_p \mathbf{D} + N_1 \mathbf{A}_{(2)} - 2N_2 \mathbf{D}^2, \quad (2.9)$$

( $N_1, N_2$ ) désignant respectivement les première et seconde différence de contraintes normales.

Cependant, le nouveau modèle algébrique proposé par Mompean *et al.* s'en distingue par l'équation de transport pour la trace de  $\boldsymbol{\tau}$  (Eq. 2.5a). Cette dernière permet de prédire le phénomène de relaxation des contraintes, ce qu'un fluide d'ordre-2 est incapable de faire. Une autre propriété intéressante est que le nouveau modèle algébrique proposé est exactement tangent au modèle d'Oldroyd-B, et plus généralement au modèle différentiel dont il dérive, pour les écoulements de cisaillement et d'extension purs.

---

<sup>2</sup>Le même exercice peut être réalisé à partir d'autres modèles différentiels, le modèle PTT par exemple (cf. Mompean [31])

Sur le plan pratique, il est plus coûteux qu'un modèle d'ordre- $n$  car il nécessite encore la résolution d'une équation de transport pour la trace, mais moins coûteux qu'un modèle différentiel qui nécessite la résolution d'une équation de transport pour chaque composante. On notera enfin que ce type de modèle est plus simple à mettre en oeuvre que les modèles algébriques à « fonctions de mémoire » qui incluent des produits de convolution numériquement délicats à évaluer.

### 2.1.2 Développement de nouveaux modèles algébriques simplifiés

Les travaux mentionnés dans cette section constituent les livrables du projet européen ScaFTen (Scalar For Tensor) qui réunissait les partenaires industriels PolyFlow/Fluent Benelux, Michelin S. A. et l'Université de Lille I. Le projet avait pour but la mise au point d'un nouveau modèle algébrique viscoélastique pour le calcul d'extrusion de mélanges caoutchouteux. Nos recherches se sont orientées dans deux directions :

#### 1. Modèles algébriques basés sur l'équation de la trace $\{\tau\}$

Dans le cadre de la thèse de L. Helin [18], deux nouveaux Modèles Algébriques Simplifiés (MAS-1 et MAS-2) ont été proposés. Ces modèles sont basés sur l'équation d'évolution de la trace (2.5a) complétée par de nouvelles expressions algébriques explicites.

Le modèle MAS-1 est tangent au modèle d'Oldroyd-B en écoulement de cisaillement pur. Son expression mathématique est

$$\mathbf{\Gamma} = 2\eta_p \mathbf{D} + 2\eta_p \lambda (\mathbf{D}\bar{\mathbf{W}} - \bar{\mathbf{W}}\mathbf{D}) + 4\eta_p \lambda \left( \mathbf{D}^2 - \frac{\{\mathbf{D}^2\}}{3} \mathbf{I} \right). \quad (2.10)$$

Le second modèle simplifié MAS-2 s'écrit

$$\mathbf{\Gamma} = 2\eta_p \mathbf{D} + \frac{\{\tau\}}{2\{\mathbf{D}^2\}} (\mathbf{D}\bar{\mathbf{W}} - \bar{\mathbf{W}}\mathbf{D}) + \{\tau\} \left( \frac{\mathbf{D}^2}{\{\mathbf{D}^2\}} - \frac{\mathbf{I}}{3} \right). \quad (2.11)$$

Les propriétés rhéologiques de ces 2 nouveaux modèles ont été déterminées. Ils ont par ailleurs été testés pour des écoulements bidimensionnels dans des géométries variées (contraction 4 : 1, canal coudé, écoulement autour d'un cylindre). Le tout a fait l'objet d'un article publié dans le Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics (publication N° 13. Thais, Helin & Mompean, *JNNFM* 140, pp145-158, 2006, dont le texte est reproduit en Annexe C).

En parallèle de ce travail, une réflexion a été menée :

- sur l'influence de la prise en compte de l'objectivité dans une loi constitutive du type (2.10) ou (2.11). L'indifférence matérielle de ces lois passe par la correction de la vorticité via le taux de rotation des vecteurs propres de  $\mathbf{D}$  (Eqs. 2.6a,b), dont le coût calculatoire est non négligeable, et qui plus est numériquement difficile car impliquant des dérivées secondes du champ de vitesse. On a ainsi pu démontrer théoriquement et numériquement que la prise en compte de l'objectivité est nécessaire pour des écoulements présentant une rotation d'ensemble, tel que l'écoulement de Couette entre 2 cylindres concentriques par exemple, et (ou) présentant une courbure significative des lignes de courant, tel que l'écoulement dans un canal coudé (voir à

ce sujet la publication N° 12. Thais, Helin, & Mompean, *Theor. Comp. Fluid Dyn.* 19, pp1-22, 2005, dont le texte est reproduit en Annexe D) ;

- sur la signification et les implications de l’hypothèse d’équilibre pour le tenseur d’anisotropie viscoélastique  $\mathfrak{D}\mathbf{b}/\mathfrak{D}t \simeq \mathbf{0}$  (cf Eq. 2.8). On rappelle que cette hypothèse de variation lente pour  $\mathbf{b}$  fait intervenir un opérateur de dérivée objective. On a d’abord établi que la dérivée d’Harnoy [17] est l’unique opérateur permettant au modèle algébrique de conserver les propriétés de cisaillement et d’élongation purs du modèle différentiel dont il dérive. L’hypothèse d’équilibre utilisant la dérivée d’Harnoy a ensuite été testée pour l’écoulement dans une contraction 4 : 1. Pour ce faire on a évalué *a posteriori* le poids de chaque terme du modèle d’Oldroyd-B qui a été ré-écrit sous la forme *ad hoc* :

$$\{\boldsymbol{\tau}\} \frac{\mathfrak{D}\mathbf{b}}{\mathfrak{D}t} = \text{Second Membre.} \quad (2.12)$$

On a ainsi trouvé que le terme de gauche dans le bilan (2.12) ci-dessus était toujours quasi-négligeable, sauf dans la région critique du rétrécissement de section où le fluide subit un fort étirement, et où la concentration de contraintes est la plus élevée. Cette dernière étude fait l’objet d’une publication très récemment parue dans le *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* (publication N° 15. Mompean & Thais, *JNNFM* sous presse, dont le texte est reproduit en Annexe B).

## 2. Modèles algébriques basés sur une variable structurelle

Les limitations des modèles de « fluide d’ordre- $n$  » sont connues. Étant basés mathématiquement sur un développement en série de Taylor par perturbation du modèle linéaire newtonien, ils se comportent mal lorsque l’élasticité du fluide devient élevée, et(ou) en présence de singularités géométriques.

Les nouveaux modèles algébriques proposés à l’origine par Mompean *et al.*, et plus récemment par nous-mêmes (Eqs. 2.10 et 2.11), héritent malheureusement de certaines de ces lacunes. Ainsi, pour le cas de la contraction 4 : 1, nous n’avons pu obtenir convergence des nouveaux modèles MAS-1 et MAS-2 pour des nombres de Weissenberg supérieurs à 0.7 environ ; même constat pour l’écoulement dans un canal coudé. Une investigation numérique nous a permis d’établir que l’instabilité de ces modèles est due à la présence dans la loi constitutive de termes quadratiques impliquant la dérivée du champ de vitesse ( $\mathbf{D}^2$  ou le produit  $\mathbf{D}\overline{\mathbf{W}}$ ).

Pour contourner cette difficulté, nous avons testé un modèle algébrique différent proposé sur une idée originale de Debbaut [8]. La forme simplifiée de ce nouveau modèle s’écrit :

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta_p \mathbf{D} + \psi_0 \mu(\dot{\chi}) \dot{\chi} \left( \frac{\mathbf{v}\mathbf{v}^T}{\mathbf{v}^2 + \epsilon_1} \right) \quad (2.13a)$$

$$\dot{\gamma} = \dot{\chi} + \lambda \frac{d\dot{\chi}}{dt} \quad (2.13b)$$

$$\mu(\dot{\chi}) = \mu_0 \left[ 1 + (\tau_0 \dot{\chi})^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \quad (2.13c)$$

Ce nouveau modèle se distingue de la première famille présentée plus haut car sa loi de contraintes est proportionnelle à un tenseur d’orientation normé formé à partir du vecteur vitesse. Il est donc quadratique en vitesse et non plus en gradient de vitesse. Il s’apparente aux modèles précédents

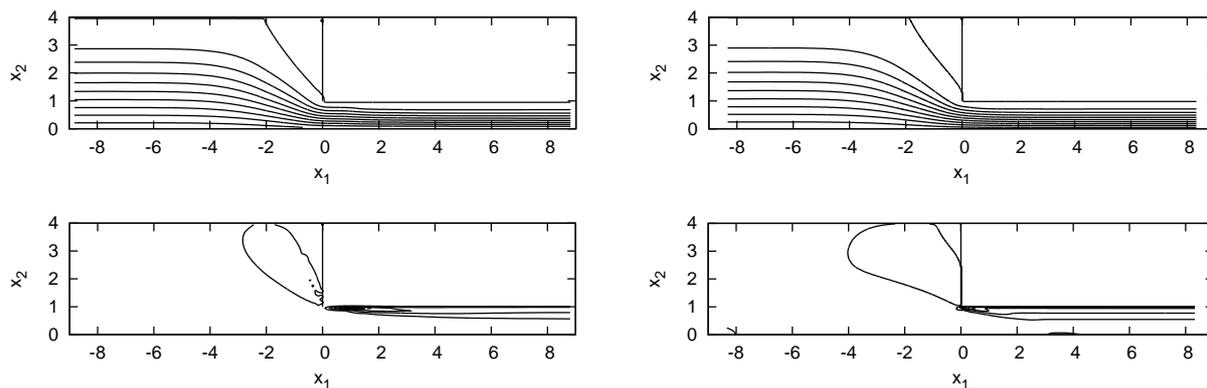


Figure 2.1: Simulations de l'écoulement dans une contraction planeaire pour un nombre de Weissenberg  $W_e = 2$  et un nombre de Reynolds  $R_e = 10^{-2}$ ; l'écoulement se fait de gauche à droite, la contraction abrupte est située en  $x_1 = 0$  : à gauche résultats du modèle algébrique structural (Eq. 2.13a,b,c), à droite du modèle différentiel d'Oldroyd-B. Sont représentées en haut les lignes de courant, en bas la première différence de contraintes normales.

par l'utilisation d'une équation de transport pour une grandeur algébrique (Eq. 2.13b). Par contre, cette grandeur algébrique n'est plus la trace du tenseur viscoélastique, mais une variable structurale notée  $\chi$  (de dimension inverse à un temps), laquelle tend vers le taux de cisaillement généralisé  $\dot{\gamma} = \sqrt{\{\mathbf{D}^2\}}/2$  en écoulement de cisaillement ou extension purs.

Ce modèle structural fait apparaître 4 paramètres scalaires supplémentaires  $(\psi_0, \tau_0, \mu_0, n)^3$ . Les paramètres peuvent être ajustés à souhait pour reproduire les propriétés d'un modèle différentiel.

Par exemple, le choix

$$\psi_0 = 2\lambda, \quad \tau_0 = 10^3, \quad \mu_0 = \frac{\eta_p}{\tau_0}, \quad n = 2, \quad (2.14)$$

assure que le modèle algébrique structural reproduit les propriétés de cisaillement pur du modèle d'Oldroyd-B (cisaillement linéaire en  $\dot{\gamma}$ , première différence de contraintes normales quadratique en  $\dot{\gamma}$  et seconde différence de contraintes normales nulle).

La figure 2.1 reproduit les lignes de courant et la première différence de contraintes normales pour le cas de la contraction 4 : 1 planeaire à un nombre de Weissenberg de 2 (basé sur la vitesse débitante en entrée de conduite). Les résultats de ce nouveau modèle algébrique y sont comparés à ceux du modèle différentiel d'Oldroyd-B. On constate d'abord qu'il y a convergence du modèle algébrique pour le nombre de Weissenberg considéré. Ensuite, on remarque l'accord excellent sur la cinématique de l'écoulement, notamment en ce qui concerne la taille de la recirculation dans le coin amont de la contraction, et un accord certes plus relatif pour la première différence de contraintes normales.

Le modèle structural ici présenté n'a pas encore été publié car des questions ouvertes demeurent, notamment concernant son objectivité. Il a par contre été implanté (sous une forme plus complexe) dans le code PolyFlow, et testé avec succès pour des écoulements tridimensionnels incluant une

<sup>3</sup>La quantité  $\epsilon_1$  au dénominateur du tenseur d'orientation (Eq. 2.13a) est un petit paramètre d'ajustement numérique pour éviter une division par zéro aux points de stagnation

surface libre (Debbaut *et al.* [9]).

### 2.1.3 Méthodologie numérique

Pour clore cette section, nous tenons à insister sur l'effort constant consacré au développement et à la maintenance de codes de calculs dans le domaine de la simulation des écoulements de fluides viscoélastiques. C'est un domaine particulièrement ardu sur le plan numérique. Les difficultés proviennent essentiellement de la nature élastique du fluide qui rend numériquement instable la grande majorité des modèles au voisinage des singularités géométriques. Un état de l'art relativement récent sur le sujet est consultable chez Owens & Phillips [38]. On y constatera que la méthode des éléments finis et celle des éléments spectraux sont prédominantes.

La méthode numérique que nous utilisons pour les écoulements laminaires viscoélastiques est de type volumes finis avec décalage des variables primitives et découplage de la pression par projection. La stabilité des calculs est améliorée par application du schéma EVSS (Elastic-Viscous-Split-Stress) de Rajagopalan *et al.* [45].

Les différents codes développés dérivent tous d'une version scalaire cartésienne tridimensionnelle développée initialement par Mompean & Deville [32]. Au cours de ces 5 dernières années, cette version initiale a été enrichie par l'utilisation des coordonnées orthogonales généralisées (dans 2 directions de l'espace), et le développement de versions parallèles par technique de décomposition de domaines et communications par protocole mpi. Le résultat de ces efforts est l'obtention d'un code parallèle non-propriétaire d'ordre 2 dans l'espace et le temps, permettant la simulation tridimensionnelle de l'écoulement de fluides viscoélastiques dans des géométries avec des frontières ou des obstacles courbes. Diverses versions de ce code permettent ainsi de simuler, par exemple, les vortex de Dean induits par un fluide de PTT dans une conduite courbée (Helin *et al.*, *Étude des vortex de Dean pour l'écoulement d'un fluide viscoélastique dans une conduite courbe*, 18ème CFM, Grenoble, août 2007), ou le sillage viscoélastique derrière un cylindre (Kamal *et al.*, *Numerical simulation of the flow of a PTT fluid past a cylinder*, XVth International Workshop on Numerical Methods for non-Newtonian Flows, Rhodes, juin 2007).

### 2.1.4 Publications

- N° 12. Thais, L., Helin, L., & Mompean, G.  
On the consequences of material frame-indifference in algebraic stress models. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **19**, 1-22, 2005. (voir Annexe D).
- N° 13. Thais, L., Helin, L., & Mompean, G.  
Numerical Simulation of viscoelastic flows with Oldroyd-B constitutive equations and novel algebraic stress models. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **140**, 145-158, 2006. (voir Annexe C).
- N° 15. Mompean, G. & Thais, L.  
Assessment of a general equilibrium assumption for development of algebraic viscoelastic models. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **145**, 41-51, 2007. (voir Annexe A).

## 2.2 Simulations d'écoulements viscoélastiques turbulents par DNS et LES

La section précédente concernait les fluides viscoélastiques en régime d'écoulement laminaire. Le régime laminaire est prédominant dans les process industriels qui mettent souvent en jeu des fluides non-newtoniens très visqueux à vitesse faible. Il existe cependant des situations pratiques où un fluide non-newtonien coexiste avec le phénomène turbulent, c'est notamment la cas des solutions diluées de polymères.

Cette section porte sur la simulation numérique du phénomène de réduction de traînée par adjonction de chaînes polymériques longues en faible concentration dans un fluide newtonien. On verra plus loin qu'un des effets des chaînes polymériques est d'augmenter considérablement le niveau de production turbulente près d'une paroi solide. Cet effet n'est pas sans rappeler l'augmentation du niveau de turbulence sous les vagues de vent que j'avais constaté lors de mon doctorat, en gardant toutefois à l'esprit que les causes physiques du surplus de turbulence sont bien sûr ici radicalement différentes.

### 2.2.1 Contexte scientifique

L'enjeu scientifique est ici de comprendre la structure de la turbulence de paroi en présence d'un polymère. Les applications sont nombreuses, tant en écoulements internes qu'externes (transport par pipeline, réduction de l'effort à l'avancement sur un projectile, etc).

Le phénomène de réduction non-newtonienne du frottement pariétal en régime turbulent, sous son nom éponyme « phénomène de Toms [57] », est connu expérimentalement depuis une cinquantaine d'années. On sait que ce phénomène surprenant peut se manifester à des concentrations polymériques extrêmement faibles (de l'ordre de quelques centaines de parties par million, voir la revue de Lumley [28] à ce propos). On définit usuellement la réduction de traînée, en abrégé DR (pour « Drag Reduction ») comme le pourcentage

$$\text{DR} = 100 \times \left[ 1 - \left( \frac{\langle U_1 \rangle}{\langle U_{1nn} \rangle} \right)^{\frac{2}{n}} \right], \quad (2.15)$$

où  $\langle U_1 \rangle$  est la vitesse débitante newtonienne de référence,  $\langle U_{1nn} \rangle$  la vitesse débitante de l'écoulement non-newtonien induit par le même gradient de pression longitudinal, et  $n = 1.14286$  l'exposant de la corrélation de Dean [7].

Les expériences de Warholic *et al.* [59] ont récemment permis d'identifier deux régimes de réduction de traînée. Le premier régime dit de réduction de traînée faible (LDR, « Low Drag Reduction ») s'étend jusqu'à  $\text{DR} \simeq 40\%$ . Il est caractérisé par un écoulement moyen dont la zone inertielle logarithmique est éloignée de la paroi, mais demeure parallèle à celle de l'écoulement newtonien. Le second régime dit de réduction de traînée forte (HDR, « High Drag Reduction ») est obtenu pour  $\text{DR} > 40\%$  et il est borné par un maximum physique de l'ordre de  $\text{DR}_{max} \simeq 60\%$  à  $80\%$  selon la nature du polymère (Min *et al.* [30], Orlandi [37], Ptasinski *et al.* [44]). Il est caractérisé par un écoulement moyen dont la pente de la zone inertielle logarithmique augmente considérablement par rapport au cas newtonien, et par un cisaillement turbulent très faible.

### 2.2.2 Simulations directes antérieures

Les premiers calculs numériques<sup>4</sup> du phénomène de réduction de traînée sont relativement récents et se sont appuyés sur un modèle de fluide newtonien généralisé : Den Toonder *et al.* [10] ont traité l'écoulement dans une conduite de section circulaire, Orlandi [37] le cas de l'écoulement dans un canal plan. Ils ont clairement mis en évidence qu'une augmentation significative et anisotrope de la viscosité élongationnelle permettait de prédire, au moins qualitativement, les principaux faits expérimentaux observés, à savoir l'éloignement de la paroi de la zone logarithmique de l'écoulement moyen et l'augmentation du niveau de turbulence.

Les premières simulations directes stables du phénomène de réduction de traînée pour un **fluide viscoélastique** sont dues à Sureshkumar *et al.* [54]. Elles ont été réalisées pour un fluide de FENE-P (Finitely Extensible Non-linear Elastic - Peterlin), modèle approprié pour une solution diluée de polymères. Ces simulations ont été stabilisées grâce à l'ajout d'un terme elliptique au second membre des équations du tenseur de conformation (voir à ce propos Sureshkumar & Beris [53]). Une étude similaire est due à Dimitropoulos *et al.* [14] pour un fluide de Giesekus, modèle approprié aux solutions de polymères à concentration élevée. Plus récemment, d'autres simulations directes ont été réalisées à l'aide du modèle FENE-P afin d'atteindre des nombres de Reynolds et des régimes de réduction de traînée de plus en plus élevés (Dubief *et al.* [15]), ou de traiter le canal plan sans gradient de pression (Dimitropoulos *et al.* [13]), ou de considérer une concentration polymérique inhomogène dans l'espace (Dimitropoulos *et al.* [12]).

### 2.2.3 Résultats de simulations directes (DNS)

Les simulations directes (DNS) d'écoulements turbulents non-newtoniens sont relativement récentes et le fait d'un nombre restreint d'équipes de recherche. Par conséquent, il n'y a pas à l'heure actuelle, à l'instar de ce qui existe pour la turbulence newtonienne, de bases de données accessibles pour des géométries et des écoulements étalonnés. La première étape consiste donc à établir une base de données de DNS viscoélastique.

L'écoulement turbulent tridimensionnel d'une solution diluée de polymères peut être modélisé à l'aide de l'équation de conservation de la masse, de 3 équations de conservation pour la quantité de mouvement, couplées avec 6 équations pour les extra-tensions. Nous utiliserons le modèle de FENE-P basé sur les composantes du tenseur de structure, ou tenseur de conformation  $\mathbf{c}$ . Pour l'écoulement d'un tel fluide entre 2 plaques planes parallèles distantes de  $2h$ , caractérisé par une vitesse débitante  $\langle U_1 \rangle$ , les équations rendues adimensionnelles à l'aide de cette vitesse et du demi-écartement  $h$  s'écrivent

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\beta}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{(1-\beta)}{Re} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + e_i \delta_{i1}, \quad (2.16)$$

$$\tau_{ij} = \frac{f(\{\mathbf{c}\}) c_{ij} - \delta_{ij}}{We}, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial c_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial c_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial u_i}{\partial x_k} c_{kj} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} c_{ki} + \frac{f(\{\mathbf{c}\}) c_{ij} - \delta_{ij}}{We} = \left( \frac{1}{Pr_c Re} \right) \frac{\partial^2 c_{ij}}{\partial x_k^2}. \quad (2.18)$$

<sup>4</sup>On se limite ici aux simulations Eulériennes

La quantité  $e_i \delta_{i1}$  représente le gradient de pression moteur de l'écoulement selon l'axe longitudinal du canal,  $\tau_{ij}$  désigne usuellement la partie viscoélastique des extra-tensions. Enfin  $\beta = \eta_s/\eta_0$ , où  $\eta_0$  désigne la viscosité totale du mélange qui se décompose comme  $\eta_0 = \eta_s + \eta_p$  ( $\eta_s$  étant la viscosité constante du solvant newtonien et  $\eta_p$  la viscosité polymérique à cisaillement nul). Dans l'Eq. (2.17), le tenseur de conformation est adimensionné par  $k_b T_0/H$ ,  $k_b$  désignant la constante de Boltzmann,  $T_0$  la température absolue, et  $H$  la constante de raideur des chaînes polymériques. La fonction de l'approximation de Peterlin s'écrit quant-à-elle

$$f(\{\mathbf{c}\}) = \frac{L^2 - 3}{L^2 - \{\mathbf{c}\}}, \quad (2.19)$$

et dépend de l'extension maximale des chaînes polymériques  $L$ , et de la trace du tenseur de conformation  $\{\mathbf{c}\}$ .

Les nombres sans dimension apparaissant dans ces équations sont :

- (i) Le nombre de Reynolds macroscopique  $Re = \rho \langle U_1 \rangle h / \eta_0$  ;
- (ii) Le nombre de Weissenberg  $We = \lambda \langle U_1 \rangle / h$  représentatif du rapport des forces élastiques aux forces de viscosité ;
- (iii) Un nombre de Prandtl  $Pr_c = \eta_0 / \rho \kappa_c$  caractérisant la diffusion artificielle  $\kappa_c$  du tenseur  $\mathbf{c}$  en regard de la viscosité cinématique du fluide ( $\eta_0 / \rho$ ).

Les équations (2.16, 2.17, 2.18) sont résolues à l'aide d'un code hybride à architecture parallèle selon la technique de décomposition de domaine (mpi). Ce code dérive d'une version newtonienne initialement développée pour les écoulements stratifiés à surface libre (cf. Winters *et al.* [61]). La discrétisation spatiale est spectrale dans les 2 directions homogènes ( $x_1, x_2$ ) et aux différences finies compactes d'ordre 5 dans la direction  $x_3$  normale aux parois. Le schéma temporel est du second ordre.

L'écoulement newtonien de référence est tel que  $Re = 2800$  correspondant à un nombre de Reynolds frictionnel  $Re_\tau = 180$ . Le même terme de forçage est ensuite utilisé pour les simulations non-newtoniennes, l'augmentation de débit obtenue permettant d'estimer la réduction de traînée via l'Eq. (2.15). Les dimensions du canal plan sont  $L_1 = 4\pi$  en longueur,  $L_2 = 4/3\pi$  en largeur, et  $L_3 = 2$  en hauteur. Le maillage utilisé possède  $96 \times 96 \times 97$  noeuds dans les directions respectives ( $x_1, x_2, x_3$ ). En coordonnées de paroi, ceci correspond à des pas de maillage  $\Delta x_1^+ \simeq 23$ ,  $\Delta x_2^+ \simeq 8$ , et  $1 \leq \Delta x_3^+ \leq 6$  (la distribution des noeuds est hyperbolique dans la direction inhomogène). Dans le cas newtonien, ce maillage est suffisant pour reproduire les moments jusqu'à l'ordre 2 de l'étude de référence de Moser *et al.* [35].

Le tableau 2.1 résume les conditions d'écoulement qui ont été simulées. En plus du cas newtonien, trois simulations directes pour le fluide de FENE-P ont été réalisées, soit  $L = 10$ ,  $L = 30$  et enfin  $L = 60$ , avec des nombres de Weissenberg valant  $We = 8$  pour les deux premiers cas, et  $We = 10$  pour le dernier. On constatera que les prédictions par DNS de la réduction de traînée pour ces 3 écoulements valent respectivement 8%, 24% et 44%. Le premier cas correspond donc à une faible réduction de traînée (l'écoulement est quasi-newtonien), le second cas est intermédiaire, le dernier cas est à la limite supérieure de transition vers le régime de forte réduction de traînée ( $DR > 40\%$ ).

La figure 2.2 reproduit les résultats des simulations directes. On retrouve qualitativement les observations d'autres auteurs ayant réalisé le même type de simulations (Sureshkumar *et al.* [54],

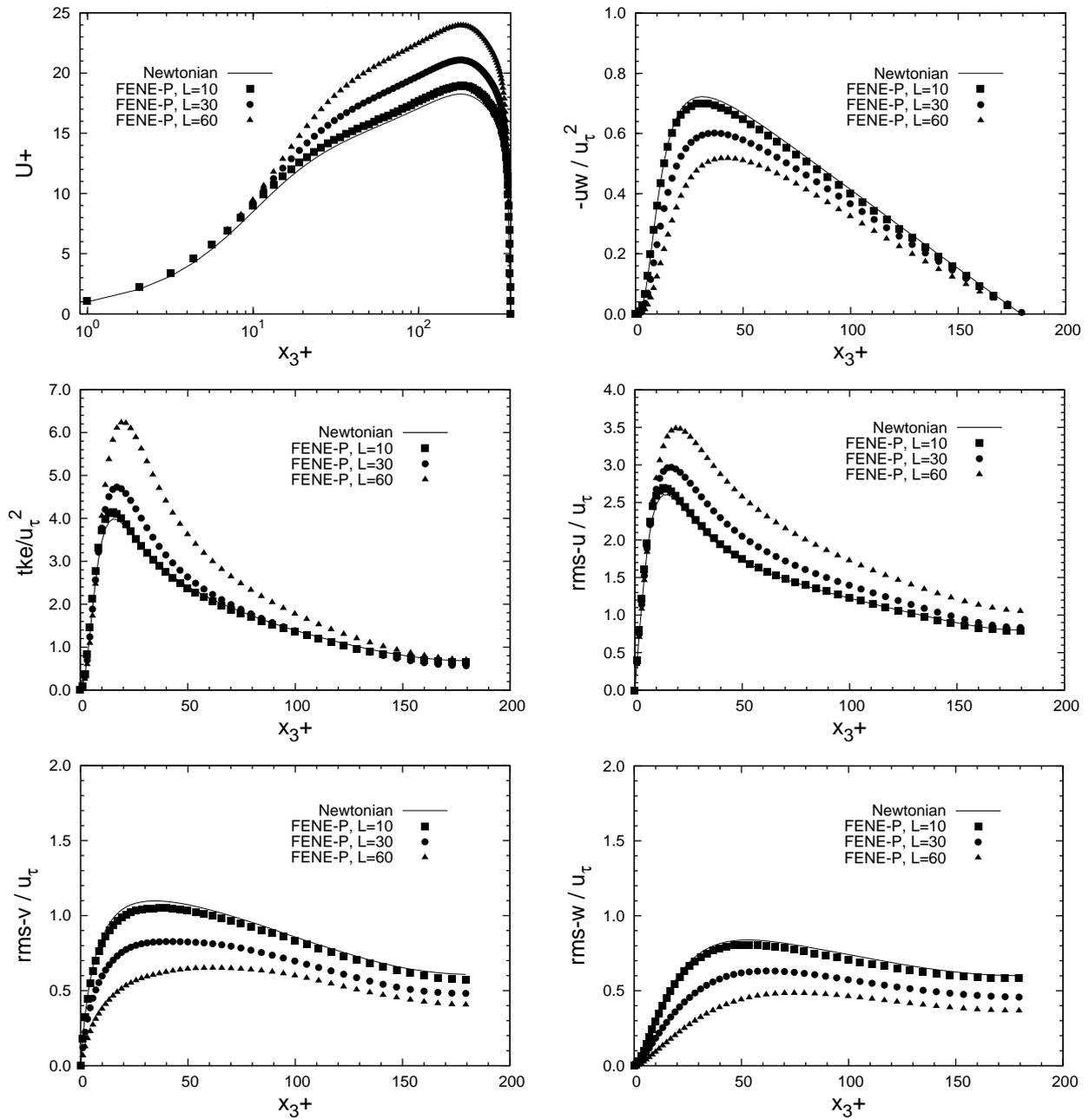


Figure 2.2: Simulations directes (DNS) de l'écoulement d'un fluide de FENE-P dans un canal plan. Prédiction de l'écoulement longitudinal moyen (en haut à gauche), du cisaillement moyen (en haut à droite), de l'énergie cinétique turbulente (milieu gauche), de la vitesse rms longitudinale (milieu droit), de la vitesse rms transverse (en bas à gauche), et de la vitesse rms normale aux parois (en bas à droite).

| $L$ | $W_e$ | $\beta$ | DR-DNS |
|-----|-------|---------|--------|
| N/A | 0     | 1.0     | 0%     |
| 10  | 8     | 0.9     | 8%     |
| 30  | 8     | 0.9     | 26%    |
| 60  | 10    | 0.9     | 44%    |

Tableau 2.1: Condition d'écoulement pour le fluide de FENE-P (la 1ère ligne du tableau rappelle l'écoulement newtonien de référence);  $L$  est l'extension maximale des chaînes polymériques;  $W_e$  le nombre de Weissenberg;  $\beta$  le rapport de la viscosité du solvant à la viscosité totale du mélange; DR-DNS désigne la réduction de traînée prédite par simulations directes (DNS).

Dimitropoulos *et al.* [14], Dubief *et al.* [15]). Ainsi, on observe l'éloignement de la paroi de la zone logarithmique pour les 3 cas viscoélastiques simulés. Pour le cas  $L = 60$ , la pente de la zone logarithmique a tendance à augmenter. Par ailleurs, on remarque une augmentation du pic de l'énergie cinétique turbulente et son éloignement de la paroi : le pic d'énergie cinétique turbulente est accru d'environ 60% entre le cas newtonien et le cas  $L = 60$ . Il est à noter également que la redistribution d'énergie est fortement anisotrope, avec une augmentation des fluctuations de vitesse dans l'axe du canal, concomitante avec leur diminution dans les deux autres directions de l'espace.

#### 2.2.4 Simulation des grandes échelles

On comprend aisément que le coût des simulations directes présentées dans la section précédente est extrêmement élevé<sup>5</sup>. L'expérience numérique montre qu'il faut utiliser un pas de temps environ 5 fois plus petit pour le fluide de FENE-P. Combiné avec un nombre triple d'équations à résoudre, on peut estimer que le coût d'une simulation directe viscoélastique, toutes choses égales par ailleurs, est environ 15 fois supérieur au coût d'une simulation directe newtonienne. Ce coût est encore alourdi car le régime hydraulique stationnaire de réduction de traînée est long à s'établir. Sachant que le nombre de degrés de liberté pour une DNS newtonienne augmente proportionnellement à  $Re^{9/4}$ , il est illusoire de penser réaliser en routine, dans un futur proche, des DNS viscoélastiques à des nombres de Reynolds d'intérêt industriel.

L'idée de notre approche est d'adapter aux écoulements viscoélastiques turbulents les récents développements dans le domaine de la simulation des grandes échelles ou LES (Large-Eddy Simulation) appliquée usuellement aux fluides newtoniens (Sagaut [48]). La LES permet de s'affranchir de maillages excessivement fins en ne calculant que les échelles les plus grandes de l'écoulement et en modélisant mathématiquement les échelles les plus petites de la turbulence. Elle est généralement basée sur des filtres spatiaux qui séparent les échelles simulées des échelles non simulées (ou modélisées). Au moment de la rédaction de ce mémoire, l'idée d'appliquer la LES aux écoulements viscoélastiques turbulents n'a jamais été mise en oeuvre<sup>6</sup>.

<sup>5</sup>Les calculs ont été effectués au Centre de Ressource Informatique de Haute Normandie (CRIHAN), ainsi qu'au Centre de Ressource Informatique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille

<sup>6</sup>Toutefois, la LES a déjà été appliquée aux écoulements multi-phasiques, par exemple aux écoulements chargés de particules solides (Kuerten [26])

Les équations filtrées pour la quantité de mouvement sont

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\beta}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial M_{ij}}{\partial x_j} + \chi_u (\bar{w}_i - \bar{u}_i) \\ & + \frac{(1-\beta)}{Re} \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + e_i \delta_{i1}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

équations dans lesquelles toute quantité surlignée désigne la variable filtrée. La quantité  $M_{ij}$  est le tenseur de Reynolds résiduel que nous proposons de modéliser selon la méthode TADM (Temporal Approximate Deconvolution Method) due à Pruet *et al.* [42], [43]. Cette méthode repose sur des filtres causaux temporels à noyau exponentiel de largeur de bande  $\Delta$ , et consiste, dans le cas newtonien, à résoudre les équations suivantes :

$$\bar{M}_{ij} = \bar{v}_i \bar{v}_j - \bar{v}_i \bar{v}_j, \quad (2.21a)$$

$$v_i = \sum_{m=0}^p C_m \bar{u}_i^{(m+1)}, \quad (2.21b)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i^{(m+1)}}{\partial t} = \frac{\bar{u}_i^{(m)} - \bar{u}_i^{(m+1)}}{\Delta} \quad (1 \leq m \leq p), \quad (2.21c)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} = \frac{v_i - \bar{v}_i}{\Delta}, \quad (2.21d)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i \bar{v}_j}{\partial t} = \frac{v_i v_j - \bar{v}_i \bar{v}_j}{\Delta}. \quad (2.21e)$$

Pour construire ce modèle, le champ de vitesse non-filtré  $u_i$  est assimilé à la vitesse déconvoluée  $v_i$ , laquelle résulte d'une combinaison linéaire du champ de vitesse multiplement filtré  $\bar{u}_i^{(m)}$ . Par ailleurs, un terme dissipatif de régularisation  $\chi_u (\bar{w}_i - \bar{u}_i)$  a été ajouté au second membre de l'équation de quantité de mouvement (2.20), lequel résulte des équations suivantes :

$$w_i = \sum_{m=0}^q D_m \bar{u}_i^{(m+1)}, \quad (2.22a)$$

$$\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial t} = \frac{w_i - \bar{w}_i}{\Delta}. \quad (2.22b)$$

Le coefficient d'amortissement  $\chi_u$  apparaissant devant le terme de régularisation dans l'Eq. (2.20) est choisi arbitrairement unitaire. Pour des raisons pratiques évidentes, les degrés  $p$  et  $q$  de la déconvolution doivent être finis, d'où le nom de la méthode.

La méthode TADM est une transposition de la méthode ADM spatiale proposée par Stolz & Adams [52]. Le terme de régularisation fait suite à son introduction dans la seconde variante spatiale de la méthode ADM (Stolz *et al.* [51]). Le filtrage temporel (TLES - Temporal LES), quoique rarement utilisé en simulation des grandes échelles, présente l'avantage conceptuel de permuter naturellement avec les opérateurs de différentiation spatiale, ce qui permet de travailler sur des maillages fortement irréguliers ou non structurés. Plus prosaïquement, il facilite la comparaison aux données expérimentales encore souvent recueillies localement en fonction du temps.

### 2.2.5 Résultats de LES newtonienne

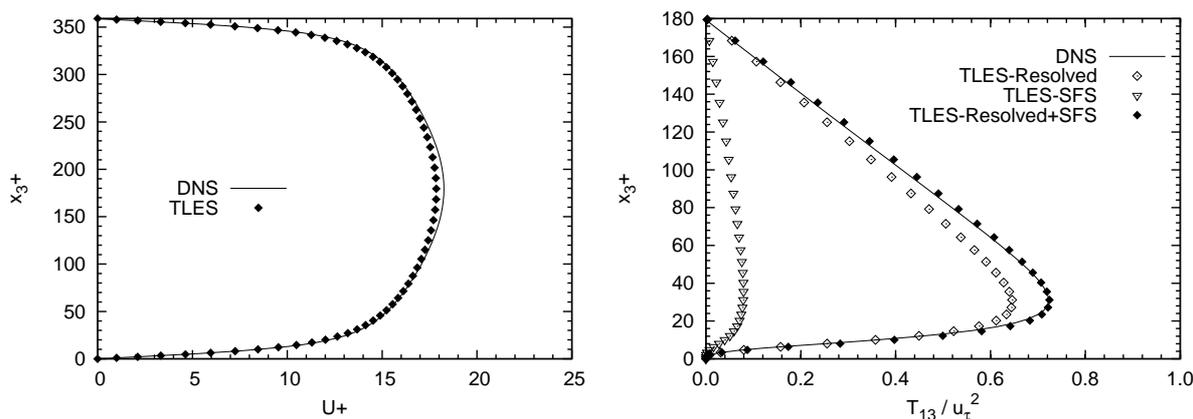


Figure 2.3: Simulations LES de l'écoulement newtonien de référence ( $Re_\tau = 180$ ). À gauche vitesse moyenne longitudinale ; à droite composantes du cisaillement :  $\diamond$  tension résolue,  $\nabla$  tension sous-filtre  $M_{13}$ ,  $\blacklozenge$  somme des 2 précédentes à comparer avec la DNS en trait continu.

Pour les premiers résultats ici présentés, le degré de déconvolution a été fixé à  $p = 3$ , le degré de régularisation à  $q = 2$ . La largeur de filtre est fixée à  $\Delta = 128 dt$ , avec un pas de temps  $dt = 0.0025 h / \langle U_1 \rangle$ . La valeur optimale des constantes  $C_m$  et  $D_m$  apparaissant dans la vitesse déconvoluée et dans le terme de régularisation ont été choisies selon les recommandations de Pruet *et al.* [43]. Les calculs LES ont été réalisés pour le canal plan à  $Re_\tau = 180$ , avec un maillage comportant  $32 \times 32 \times 64$  noeuds. Il s'agit donc de LES sur une grille très relâchée. La charge machine pour la LES est environ 25 fois moindre en temps d'exécution, 15 fois moindre en allocation mémoire par rapport aux calculs DNS présentés plus haut.

Dans un premier temps, nous reproduisons des résultats satisfaisants pour l'écoulement newtonien ( $\beta = 1$ ). La figure 2.3 représente l'écoulement moyen et les composantes du cisaillement tangent aux parois du canal. On constatera que la méthode TADM reconstitue très fidèlement le champ de vitesse moyen newtonien ainsi que le cisaillement turbulent. Ceci confirme les simulations newtoniennes de Pruet *et al.* [43] effectuées cependant à un nombre de Reynolds plus élevé ( $Re_\tau = 590$ ).

### 2.2.6 Premiers résultats de LES non-newtonienne

Pour le cas non-newtonien, la complexité mathématique des équations du fluide de FENE-P est un obstacle sérieux à la définition d'un modèle sous-filtre<sup>7</sup> pour les extra-tensions. En effet, en plus de l'advection, ces équations comportent les termes d'étirement et le terme de Peterlin, tous deux non-linéaires. L'approche simple que nous proposons dans un premier temps est d'ajouter un terme de régularisation à l'équation de transport du tenseur de conformation, soit

$$\frac{\partial \bar{c}_{ij}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{c}_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \bar{c}_{kj} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \bar{c}_{ki} + \frac{f(\{\bar{c}\}) \bar{c}_{ij} - \delta_{ij}}{We} = \left( \frac{1}{Pr_c Re_e} \right) \frac{\partial^2 \bar{c}_{ij}}{\partial x_k^2} + \chi_c (\bar{\gamma}_{ij} - \bar{c}_{ij}), \quad (2.23)$$

<sup>7</sup>Cette appellation un peu surprenante correspond à l'expression « sous-maille » en LES spatiale

| $L$ | DR-DNS | DR-TLES | DR-TLES<br>regterm |
|-----|--------|---------|--------------------|
| 10  | 8%     | 2%      | 3%                 |
| 30  | 26%    | 10%     | 17%                |
| 60  | 44%    | 25%     | 30%                |

Tableau 2.2: Prédications de la réduction de traînée par DNS et LES. DR-DNS rappelle la réduction de traînée prédite par DNS; DR-TLES désigne la réduction de traînée prédite par TLES; DR-TLES-regterm la réduction de traînée prédite par TLES avec régularisation du tenseur de conformation.

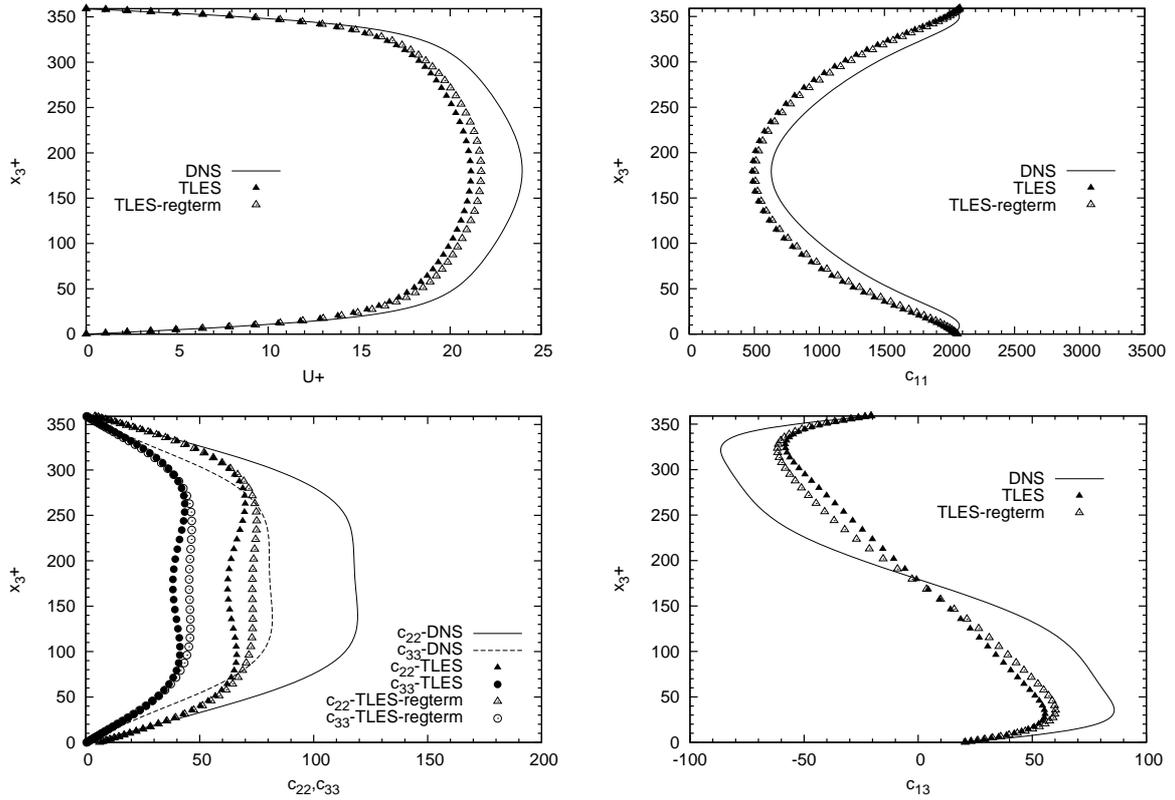


Figure 2.4: Simulations par TLES de l'écoulement d'un fluide de FENE-P ( $L = 60$ ) dans un canal plan. Prédications de l'écoulement longitudinal moyen (en haut à gauche), de la première composante normale du tenseur de conformation (en haut à droite), des seconde et troisième composantes normales du tenseur de conformation (en bas à gauche), et de la composante de cisaillement tangente aux parois  $c_{13}$  (en bas à droite).

où  $\chi_c(\bar{\gamma}_{ij} - \bar{c}_{ij})$  est le terme de régularisation pour  $\mathbf{c}$ . Ce dernier est calculé en résolvant les équations

$$\gamma_{ij} = \sum_{m=0}^q D_m \bar{c}_{ij}^{(m+1)}, \quad (2.24a)$$

$$\frac{\partial \bar{c}_{ij}^{(m+1)}}{\partial t} = \frac{\bar{c}_{ij}^{(m)} - \bar{c}_{ij}^{(m+1)}}{\Delta} \quad (1 \leq m \leq q), \quad (2.24b)$$

$$\frac{\partial \bar{\gamma}_{ij}}{\partial t} = \frac{\gamma_{ij} - \bar{\gamma}_{ij}}{\Delta}, \quad (2.24c)$$

Les premiers résultats de LES viscoélastiques sont groupés dans le tableau 2.2. Pour comparaison, ils ont été produits avec le terme de régularisation pour  $\mathbf{c}$  ( $\chi_c = 1$ ) et sans le terme de régularisation ( $\chi_c = 0$ ). Ce tableau montre que la LES, avec ou sans régularisation de  $\mathbf{c}$ , a systématiquement tendance à sous-estimer la réduction de traînée. On notera toutefois que la régularisation de  $\mathbf{c}$  améliore nettement la prédiction LES.

La figure 2.4 reproduit les moyennes d'ensemble de la vitesse longitudinale et des 4 composantes significatives du tenseur de conformation pour le cas de la plus forte réduction de traînée ( $L = 60$ ). La première composante normale est prédite de manière satisfaisante par la LES, par contre les deux autres composantes normales sont sous-estimées d'un facteur deux. La sous-estimation du courant moyen est clairement liée à une sous-estimation de la composante de cisaillement de  $\mathbf{c}$ .

Nous pensons que la généralisation de la méthode TADM au fluide de FENE-P ouvre des perspectives de recherche intéressantes. Dans cette optique, la voie de l'optimisation de la régularisation du tenseur de conformation  $\mathbf{c}$  semble prometteuse, et fait l'objet de travaux en cours.

### 2.2.7 Communication

Thais, L., Tejada-Martinez, A., Gatski, T. B. & Mompean G.

Direct and Large Eddy Numerical simulations of FENE-P drag reduction flows. XVth International Workshop on Numerical Methods for non-Newtonian Flows, Rhodes(Grèce), juin 2007.

# Perspectives

Mes activités de recherche ont touché à deux thématiques distinctes exposées dans ce document : la dynamique des fluides de l'environnement, et la simulation numérique des écoulements de fluides viscoélastiques.

Cette ambivalence dans ma formation par la recherche m'offre la possibilité de poursuivre dans l'une, l'autre, ou les deux voies. Ces dernières années, la seconde thématique a occupé la majeure partie de mon temps. Je poursuivrai donc dans cette voie à court terme. Les travaux déjà en cours concernent les phénomènes d'instabilité hydrodynamique des fluides viscoélastiques que je n'ai pas présentés dans ce mémoire (vortex de Dean et allée de Karman d'un fluide de type PTT), et la simulation des écoulements viscoélastiques turbulents, dont un aperçu des premiers résultats a été présenté dans la section 2.2.

Je n'exclus toutefois pas, à plus long terme, de revenir aux problématiques environnementales.



# Bibliographie

- [1] AGASSANT, J.-F., AVENAS, P., SERGENT, J.-P., VERGNES, B. AND VINCENT, M. *La mise en forme des matières plastiques*. Lavoisier TEC, Paris, 1996.
- [2] BAGNOLD, R. A. Interim report on wave-pressure research. In *Proc. Inst. of Civ. Eng.*, volume 12, page 201, UK, 1939.
- [3] BIRD, R.B., ARMSTRONG, R.C. AND HASSAGER, O. *Dynamics of polymeric liquids*, volume 1. Wiley-Interscience, New-York, 1987.
- [4] BLONDEAUX, P. Turbulent boundary layer at the bottom of gravity waves. *J. Hydr. Res.*, 25(4) :447–464, 1987.
- [5] CHEUNG, T. K. AND STREET, R. L. Turbulent layers in the water at an air-water interface. *J. Fluid Mech.*, 194 :133–151, 1988.
- [6] CRIMINALE, W. O., ERICKSEN, J. L. AND FILBEY, G. L. Steady shear flow of non-Newtonian fluids. *Arch. Rat. Mech. Anal.*, 1 :410–417, 1958.
- [7] DEAN, R. B. Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow quantities in two-dimensional rectangular duct flow. *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, 100 :215–222, 1978.
- [8] DEBBAUT, B. Communication privée. 2005.
- [9] DEBBAUT, B., MALLET, J., HELIN, L., THAIS, L. AND MOMPEAN, G. Projet EUREKA- $\Sigma$ !2799, Scalar For Tensor (ScaFTen). Technical Report 50p, Polyflow - Fluent Benelux, Wavre, Belgique, 2006.
- [10] DEN TOONDER, J. M. J., NIEUWSTADT, F. T. M. AND KUIKEN, G. D. C. The role of elongational viscosity in the mechanism of drag reduction by polymer additives. *Appl. Sci. Res.*, 54 :95–123, 1995.
- [11] DILLON, T. M., RICHMAN, J. G., HANSEN, C. G. AND PEARSON, M. D. Near-surface measurements in a lake. *Nature*, 290 :390–392, 1981.
- [12] DIMITROPOULOS, C. D., DUBIEF, Y, SHAKFEH, E. S. G., AND MOIN, P. Direct numerical simulation of polymer-induced drag reduction in turbulent boundary layer flow of inhomogeneous polymer solutions. *J. Fluid Mech.*, 566 :153–162, 2006.
- [13] DIMITROPOULOS, C. D., DUBIEF, Y, SHAKFEH, E. S. G., MOIN, P. AND LELE, S. K. Direct numerical simulation of polymer-induced drag reduction in turbulent boundary layer flow. *Phys. Fluids.*, 17 :011705–1–011705–4, 2005.
- [14] DIMITROPOULOS, C. D., SURESHKUMAR, R. AND BERIS, A. N. Direct numerical simulation of viscoelastic turbulent channel flow exhibiting drag reduction : effect of the variation of rheological parameters. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 79 :433–468, 1998.
- [15] DUBIEF, Y., WHITE, C. M., TERRAPON, V. E., SHAKFEH, E. S. G., MOIN, P. AND LELE, S. K. On the coherent drag-reducing and turbulence-enhancing behaviour of polymers in wall flows. *J. Fluid Mech.*, 514 :271–280, 2004.

- [16] GIESEKUS, H. Die rheologische Zustandsgleichung elasto-viskoser Flüssigkeiten - insbesondere von weissenberg Flüssigkeiten- für allgemeine und stationäre fließvorgänge. *Z. Angew. Math. Mech.*, 42 :32–61, 1962.
- [17] HARNOY, A. Stress relaxation effect in elastico-viscous lubricants in gears and rollers. *J. Fluid Mech.*, 76(3) :501–517, 1976.
- [18] HELIN, L. *Développement de modèles algébriques simplifiés pour les écoulements visco-élastiques laminaires*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille, 2006.
- [19] HESS, K. W. Numerical model of circulation in Chesapeake bay and the continental shelf. Technical Report 47p, National Environmental Sattelite Data and Information Service NESDIS-NOAA, U.S. Department of Commerce, 1986.
- [20] JENSEN, B. L., SUMER, B. M. AND FREDSOE, J. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 206 :265–297, 1989.
- [21] JIANG, L., PERLIN, M. AND SCHULTZ, W. W. Period tripling and energy dissipation of breaking standing waves. *J. Fluid Mech.*, 369 :273–299, 1998.
- [22] KAMPHUIS, J. W. Friction factor under oscillatory waves. *J. Waterway Port Coast. Ocean Eng. Div., ASCE*, 101 :135–144, 1975.
- [23] KEMP, P. H. AND SIMONS, R. R. The interaction of waves and a turbulent current : waves propagating with the current. *J. Fluid Mech.*, 116 :227–250, 1982.
- [24] KEMP, P. H. AND SIMONS, R. R. The interaction of waves and a turbulent current : waves propagating against the current. *J. Fluid Mech.*, 130 :73–89, 1983.
- [25] KITAIGORODSKII, S. A. K., DONELAN, M. A., LUMLEY, J. L. AND TERRAY, E. A. Wave-turbulence interactions in the upper ocean. Part II : Statistical characteristics of wave and turbulent components of the random velocity field in the marine surface layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 13 :1988–1999, 1983.
- [26] KUERTEN, J. G. M. Subgrid modelling in particle-laden channel flow. *Phys. Fluids.*, 18 :025108–1–025108–13, 2006.
- [27] LUGNI, C., BROCCINI, M. AND FALTISEN, O. M. Wave impact loads : the role of the flip-through. *Phys. Fluids*, 18 :122101–122118, 2006.
- [28] LUMLEY, J. L. Drag reduction by additives. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 1 :367–384, 1969.
- [29] MATHISEN, P. AND MADSEN, O. M. Waves and currents over a fixed rippled bed 1. Bottom roughness experienced by waves in the presence and absence of currents. *J. Geophys. Res.*, 101(C7) :16,533–16,542, 1996.
- [30] MIN, T., YOO, J. Y. AND CHOI, H. Maximum drag reduction in a turbulent channel flow by polymer additives. *J. Fluid Mech.*, 492 :91–100, 2003.
- [31] MOMPEAN, G. On predicting abrupt contraction flows with differential and algebraic viscoelastic models. *Computers and Fluids*, 31 :935–956, 2002.
- [32] MOMPEAN, G. AND DEVILLE, M. Unsteady finite volume simulation of Oldroyd-B fluid through a three-dimensional planar contraction. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 72 :253–279, 1997.
- [33] MOMPEAN, G., JONGEN, T., GATSKI, T. AND DEVILLE, M. On algebraic extra-stress models for the simulation of viscoelastic flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 79 :261–281, 1998.
- [34] MOMPEAN, G., THOMPSON, R. L. AND SOUZA MENDES, P. R. A general transformation procedure for differential viscoelastic models. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 111 :151–174, 2003.

- [35] MOSER, R. D., KIM, J. AND MANSOUR, N. N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 590$ . *Phys. Fluids.*, 11 :943–945, 1999.
- [36] OLDROYD, J. G. On the formulation of rheological equations of state. *Proc. Roy. Soc. London A*, 200 :523–541, 1950.
- [37] ORLANDI, P. A tentative approach to the direct simulation of drag reduction by polymers. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 60 :277–301, 1996.
- [38] OWENS, R. G. AND PHILLIPS, T. N. *Computational Rheology*. Imperial College Press, London, 2002.
- [39] PEREGRINE, D. H. Water wate impacts on walls. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 25 :23–43, 2003.
- [40] PEREGRINE, D. H. AND KALLIADASIS, S. Filling flows, cliff erosion and cleaning flows. *J. Fluid Mech.*, 310 :365–374, 1996.
- [41] POPE, S.B. A more general effective-viscosity hypothesis. *J. Fluid Mech.*, 72 :331–340, 1975.
- [42] PRUETT, C. D., GATSKI, T.B., GROSCH, C. E., AND THACKER, W. D. The temporally filtered Navier-Stokes equations : properties of the residual stress. *Phys. Fluids.*, 15 :2127–2140, 2003.
- [43] PRUETT, C. D., THOMAS B. C., GROSCH, C. E., AND GATSKI, T. B. A temporal approximate deconvolution model for large-eddy simulation. *Phys. Fluids.*, 18 :028104–1–028104–4, 2006.
- [44] PTASINSKI, P. K., BOERSMA, B. J., NIEUWSTADT, F. T. M., HULSEN, M. A., VAN DEN BRULE, B. H. A. A. AND HUNT J. C. R. Turbulent channel flow near maximum drag reduction : simulations, experiments and mechanisms. *J. Fluid Mech.*, 490 :251–291, 2003.
- [45] RAJAGOPALAN, D., AMSTRONG, R. C. AND BROWN, R. A. Finite element methods for calculation of steady, viscoelastic flow using constitutive equations with a Newtonian viscosity. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 36 :159–192, 1990.
- [46] RIVLIN, R. S. The relation between the flow of non-Newtonian fluids and turbulent Newtonian fluids. *Q. Appl. Maths*, 15 :212–215, 1957.
- [47] RIVLIN, R. S. AND ERICKSEN, J. L. Stress-deformation relations for isotropic materials. *Arch. Rat. Mech. Anal*, 4 :323–425, 1955.
- [48] SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows : An introduction*. Third edition. Springer, Berlin, 2006.
- [49] SLEATH, J. F. A. *Seabed boundary layers*. Le Mehauté, B., Hanes, D.M., Eds, The Sea, vol 9. Wiley, New York, 1990.
- [50] SMAOUI, H. *Modélisation numérique tridimensionnelle de l'hydrodynamique et des transports sédimentaires en Manche orientale et dans le sud de la Mer du Nord*. PhD thesis, Université des Sciences et Tehnologies de Lille, France, 1996.
- [51] STOLZ, S., ADAMS N. A. AND KLEISER, L. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulations with application to incompressible wall-bounded flows. *Phys. Fluids.*, 13 :997–1015, 2001.
- [52] STOLZ, S. AND ADAMS N. A. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. *Phys. Fluids.*, 11 :1699–1701, 1999.
- [53] SURESHKUMAR, R. AND BERIS, A. N. Effect of artificial stress diffusivity on the stability of numerical calculations and the dynamics of time-dependent viscoelastic flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 60 :53–80, 1995.

- [54] SURESHKUMAR, R., BERIS, A. N. AND HANDLER, R. A. Direct numerical simulation of the turbulent channel flow of a polymer solution. *Phys. Fluids.*, 9 :743–755, 1997.
- [55] THAIS, L. AND CHAPALAIN, G. Projet MAST-III-CT95-0011 , KADWCI (Kinematics And Dynamics of Wave-Current Interactions). Technical Report 180p, Université de Lille, Villeneuve d’Ascq, France, 1999.
- [56] THOMAS, G. P. Wave-current interactions : an experimental and numerical study. Part 1. linear waves. *J. Fluid Mech.*, 110 :457–474, 1981.
- [57] TOMS, B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers. In North Holland, editor, *Proc. of the 1st International Congress of Rheology*, volume 2, pages 135–141, Amsterdam, 1949.
- [58] M. E. Topliss. *Water wave impact on structures*. PhD thesis, School of Mathematic, University of Bristol, UK, 1994.
- [59] WARHOLIC, M. D., MASSAH, J. AND HANRATTY, T. J. Influence of drag reducing polymers on turbulence : effects of Reynolds number, concentration and mixing. *Exps. Fluids.*, 27 :461–472, 1999.
- [60] WEI, G., KIRBY, J. T., GRILLI, S. T. AND SUBRAMANYA, R. A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. highly nonlinear unsteady waves. *J. Fluid Mech.*, 294 :71–92, 1995.
- [61] WINTERS, K. B., MACKINNON, J. A. AND MILLS, B. A spectral model for process studies of rotating, density-stratified flows. *J. of Atmospheric and Oceanic Technology.*, 21(1) :69–94, 2004.

**Liste des publications dans les revues internationales**

- N° 15. Mompean, G. & **Thais, L.** Assessment of a general equilibrium assumption for development of algebraic viscoelastic models. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **145**, 41-51, 2007.
- N° 14. Monismith, S.G., Cowen, E.A., Nepf, H.M., Magnaudet, J., & **Thais, L.** Laboratory observations of mean flows under surface gravity waves. *J. Fluid Mech.*, **573**, 131-147, 2007.
- N° 13. **Thais, L.**, Helin, L., & Mompean, G. Numerical Simulation of viscoelastic flows with Oldroyd-B constitutive equations and novel algebraic stress models. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **140**, 145-158, 2006.
- N° 12. **Thais, L.**, Helin, L., & Mompean, G. On the consequences of material frame-indifference in algebraic stress models. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, **19**, 1-22, 2005.
- N° 11. Chapalain, G. & **Thais, L.** A sampler-based technique for the study of near-bed sediment dynamics : application in the eastern English Channel. *Geo-Marine Letters*, **24**(2), 125-132, 2004.
- N° 10. Bredmose, H., Brocchini, M., Peregrine, D. H. & **Thais, L.** Experimental investigation and numerical modelling of steep forced water waves. *J. Fluid Mech.*, **490**, 217-248, 2003.
- N° 9. **Thais, L.**, Chapalain, G., Klopman, G., Simons, R. R., & Thomas, G. P. Estimates of wave decay rates in the presence of turbulent currents. *Applied Ocean. Res.*, **23**(3), 125-137, 2001.
- N° 8. Chapalain, G. & **Thais, L.** A system for measuring horizontal sand transport by currents. *Journal of Coastal Research*, **17**(1), 162-172, 2001.
- N° 7. Chapalain, G., & **Thais, L.** Tide, turbulence and suspended sediment modelling in the eastern English Channel. *Coastal Eng.*, **41**, 294-316, 2000.
- N° 6. **Thais, L.**, Chapalain, G. & Smaoui, H. Reynolds number variation in oscillatory boundary layers. Part I : purely oscillatory motion. *Coastal Eng.*, **36**, 111-146, 1999.
- N° 5. Chapalain, G., **Thais, L.**, & Smaoui, H. Modeling of a tidal bottom boundary layer with suspended sediment. *Hydrobiologia*, **414**, 1-1de2, 1999.
- N° 4. **Thais, L.** & Magnaudet, J. Turbulence structure beneath surface gravity waves sheared by the wind. *J. Fluid Mech.*, **328**, 313-344, 1996.
- N° 3. Peregrine, D. H. & **Thais, L.** The effect of entrained air in violent water wave impacts. *J. Fluid Mech.*, **325**, 377-397, 1996.
- N° 2. Magnaudet, J. & **Thais, L.** Orbital rotational motion and turbulence below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, **100** (C1), 757-771, 1995.
- N° 1. **Thais, L.** & Magnaudet, J. A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves. *J. Geophys. Res.*, **100** (C1), 741-755, 1995.



## Article N° 15

### ASSESSMENT OF A GENERAL EQUILIBRIUM ASSUMPTION FOR DEVELOPMENT OF ALGEBRAIC VISCOELASTIC MODELS

Gilmar Mompean & Laurent Thais

Laboratoire de Mécanique de Lille  
UMR-CNRS 8107

Université des Sciences et Technologies de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **145**, 41-51, 2007.

## Article N° 13

### NUMERICAL SIMULATION OF VISCOELASTIC FLOWS WITH OLDROYD-B CONSTITUTIVE EQUATIONS AND NOVEL ALGEBRAIC STRESS MODELS

Thais, L., Mompean, G. & Helin, L.

Laboratoire de Mécanique de Lille  
UMR-CNRS 8107  
Université des Sciences et Technologies de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, **140**, 145-158, 2006.

## Article N° 12

### ON THE CONSEQUENCES OF MATERIAL FRAME-INDIFFERENCE IN ALGEBRAIC STRESS MODELS

Thais, L., Helin, L. & Mompean, G.

Laboratoire de Mécanique de Lille  
UMR-CNRS 8107  
Université des Sciences et Technologies de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, **19**, 1-22, 2005.

## Article N° 9

### ESTIMATES OF WAVE DECAY RATES IN THE PRESENCE OF TURBULENT CURRENTS

L. Thais<sup>(1)</sup>, G. Chapalain<sup>(2)</sup>, G. Klopman<sup>(3)</sup>, R.R. Simons<sup>(4)</sup> & G. P. Thomas<sup>(5)</sup>

(1) Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR-CNRS 8107, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

(2) Processus et Bilans des Domaines Sédimentaires, UMR-CNRS 8577, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

(3) Albatros Flow Research, P.O. Box 85, 8325 ZH Vollenhove, The Netherlands

(4) Civil and environmental engineering, University College London, Gower Street, London WC1E6BT, UK

(5) Department of mathematical physics, University College, Cork, Ireland.

*Applied Ocean Research*, **23**(3), 125-137, 2001.

## Article N° 7

### TIDE, TURBULENCE AND SUSPENDED SEDIMENT MODELLING IN THE EASTERN ENGLISH CHANNEL

G. Chapalain & L. Thais

Processus et Bilans des Domaines Sédimentaires  
UMR-CNRS 8577  
Université des Sciences et Technologies de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

*Coastal Engineering*, **41**, 294-316, 2000.

## Article N° 6

### REYNOLDS NUMBER VARIATION IN OSCILLATORY BOUNDARY LAYERS. PART I : PURELY OSCILLATORY MOTION

L. Thais, G., Chapalain & H. Smaoui

Processus et Bilans des Domaines Sédimentaires  
UMR-CNRS 8577  
Université des Sciences et Technologies de Lille  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

*Coastal Engineering*, **36**, 111-146, 1999.