



HAL
open science

Influence de l'hydrodynamisme sur la dynamique des communautés benthiques pré-littorales et leur environnement géochimique

Katell Guizien

► **To cite this version:**

Katell Guizien. Influence de l'hydrodynamisme sur la dynamique des communautés benthiques pré-littorales et leur environnement géochimique. Sciences de l'environnement. Université Paul Sabatier (Toulouse 3), 2011. tel-03893027

HAL Id: tel-03893027

<https://hal.science/tel-03893027>

Submitted on 10 Dec 2022

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

Influence de l'hydrodynamisme sur la dynamique
des communautés benthiques pré-littorales et leur
environnement géochimique

Katell Guizien
CR1 CNRS,
FRE 3350, LECOB,
Observatoire Océanologique, F-66651, Banyuls/mer, France

pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches
Décembre 2010

Curriculum Vitae

Etat Civil

Nom : GUIZIEN épouse KESSLER

Prénom : Katell

Date de naissance : 24/09/1972

Française, mariée, 3 enfants.

Situation actuelle : CR1 CNRS

affectée au Laboratoire d'Ecogéochimie des Environnements Benthiques FRE3350

Adresse : Observatoire Océanologique de Banyuls,

Avenue du Fontaulé, 66650 BANYULS SUR MER

Tél : 04 68 88 73 19

Fax : 04 68 88 73 95

E-mail : guizien@obs-banyuls.fr

Diplômes

1995-1998 : Thèse en DYNAMIQUE DES FLUIDES GEOPHYSIQUES
au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), Université Joseph Fourier, Grenoble, France. mention Très honorable avec les Félicitations du Jury.

Les ondes longues internes : génération et interaction avec la houle (Directeur de thèse : Pr. E. Barthélemy)

1994-1995 : DEA Mécanique des Milieux Géophysiques et Environnement, Grenoble, France, mention Bien.

Etude expérimentale du champ de vitesses sous une et plusieurs plaques en interaction avec la houle (Tuteur : Pr E. Barthélemy)

1992-1995 : Diplôme d'Ingénieur, Hydraulique et mécanique, INP Grenoble, France, mention Bien (Spécialité Ressources en Eau et Aménagement)

1990 : BACCALAUREAT C, mention : Bien.

Parcours Professionnel

Depuis 2010 Chargé de Recherche 1ère classe CNRS - Département des Sciences de l'Univers (section 19 du Comité National) affecté au LECOB - FRE3350

2005-2009 Chargé de Recherche 1ère classe CNRS - Département des Sciences de l'Univers (section 19 du Comité National) affecté au LOBB - UMR 7621

2001-2005 Chargé de Recherche 2ième classe CNRS - Département des Sciences de l'Univers (section 19 du Comité National) affecté au LOBB - UMR 7621

2001 Contrat post-doctoral au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

2000 Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche (mi-temps) à l'Université Joseph Fourier

1999 Séjour post-doctoral - Département de Génie Civil - Université de Coimbra - Portugal

1995-1998 Allocataire du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche

Activité d'Enseignement

1996 : 45 h (ENSHMG INP Grenoble - TP niveau M1)

1997 : 84 h (ENSHMG INP Grenoble - TP niveau M1)

2000 : 117 h ATER 50 % (UFR Mécanique U. Grenoble I - TD et TP niveau L3)

2005 : 2 h (ED129 U Paris VI - Cours niveau Doctorat)

2006 : 8 h (Master OEM U Paris VI - TP/TD niveau M2)

2007 : 8 h (Master OEM U Paris VI - TP/TD niveau M2 et Cours Ecole d'Eté)

2008 : 6 h (Master OEM U Paris VI - TP/TD niveau M2 et Cours niveau M1)

2009 : 8 h (Master OEM-Erasmus Mundus U Paris VI - TP/TD niveau M2)

2010 : 8 h (Master OEM-Erasmus Mundus U Paris VI - Cours/TP niveau M2 et M1)

Implications dans des programmes de recherche

1995-1998 : Programme européen MORSE (Mesoscale Ocean Radar Signature Experiments). Mon sujet de thèse se trouvait au coeur de ce projet européen dont le principal objectif de ce projet était de détecter la signature des ondes internes sur des images radar (SAR) de la surface de la mer.

1999-2001 : Programme européen SEDMOC(Sediment transport modelling in marine coastal environments) Ce programme a été le support de mon séjour post-doctoral au Portugal et m'a permis de m'initier à la dynamique sédimentaire.

2002-2005 : Programme européen SANDPIT (Morphodynamics of large scale sand mining pits and transport processes at the middle and lower shoreface)

Octobre 2001- 2003 : Axe de Recherche Thématique 2 du PNEC (Dynamique des populations : structures hydrodynamiques et cycles biologiques) Ce programme national m'a permis de débiter mes recherches sur les couplages physique-biologie.

2003-2007 : Chantier Méditerranée Nord Occidentale du PNEC (Responsable d'une action sur l'impact des crues)

2004-2005 : Action Thématique du PNEC (Erodabilité des mélanges sablo-vaseux en présence de macro-rugosites d'origine biogène)

2005-2006 : Programme national PATOM (Modélisation 3D et analyse des effets combinés de la houle et des courants de circulation sur la dynamique sédimentaire de l'échelle côtière à l'échelle littorale)

2005-2009 : Projet européen MarPace (Pan European gradients of larval diversity, **co-responsable avec C. Philipart**) du Réseau d'Excellence MARBEF (Marine Biodiversity and Functioning)

2006-2010 : Projet ANR VASIREMI (Vasière Intertidale Réseau Microbien, **Responsable du WP5 : Modélisation**)

2008-2009 : Projet EC2CO CRUMED (Impacts des Crues éclair Méditerranéennes sur la zone littorale(usages viticoles et touristiques) , **Responsable du projet**)

Encadrements d'étudiants

2002 : Stage de 2ième année d'Ecole d'Ingénieur de Julie Colosio (ENSHMG-INPG), Modélisation de la houle à l'aide du modèle SWAN en baie de Banyuls-sur-Mer.

2002-2004 : Doctorat de Bénédicte Ferré (UPVD, Directeurs de thèse : A. Monaco / X. Durrieu de Madron, j'ai participé à l'encadrement sur les aspects concernant la dynamique sédimentaire liée aux évènements de tempêtes) Comparaison de l'effet des tempêtes et du chalutage sur la resuspension et le transport de matières particulaires dans le Golfe du Lion.

(1 publication co-signée [7])

2004 : DEA de Timothée Brochier (OEM UPMC Paris6), Prise en compte de la turbulence et de la nage dans un modèle Lagrangien d'individu-centré : application à la dispersion larvaire d'Owenia fusiformis en baie de Banyuls. A soutenu sa thèse de doctorat à l'Université de Montpellier II

(1 publication co-signée [8])

2005 : Stage de 2ème année d'Ecole d'Ingénieur de Christelle Bordas

(ENSTA), Estimation de l'énergie cinétique turbulente à partir de mesures haute fréquence de vitesse.

2006 : Master 2 de Christophe Mocquet (OEM UPMC Paris6), Simulation numérique des processus biogéochimiques d'un écosystème littoral du NW de la Méditerranée. Baie de Banyuls-sur-Mer. A soutenu sa thèse de doctorat à l'UPMC-Paris6.

2006 : Master1 de Nabil Majdi (Université Perpignan Via Domitia), Etude expérimentale du comportement de nage du stade larvaire chez deux espèces d'oursins : *Paracentrotus lividus* et *Arbacia lixula*. Poursuit en thèse à l'UPVD.

2008 : Master 2 de Thomas Leclercq (OEM UPMC Paris6), Etude quantitative de la connectivité des populations benthiques du littoral de la Méditerranée Nord Occidentale. Effectue une thèse en Allemagne.

2008 : L3 de Charlie Cormier-Caillault (Université de La Rochelle), Etude du comportement de nage de deux larves d'oursins : *Paracentrotus lividus* et *Arbacia lixula*. En recherche d'emploi.

2010 : Master1 de Jessica Coulon (Université Perpignan Via Domitia), Analyse de la redistribution spatiale de cohortes de l'annélide polychète, *Ditrupa arietina*, lors d'un épisode de houle en baie de Banyuls S/ Mer. En Master 2.

2010 : Master1 de Mokrane Belharet (OEM UPMC Paris6), Analyse de simulations numériques de la dispersion larvaire d'invertébrés benthiques du Golfe du Lion. En Master 2.

2006 - 2010 : Doctorat de Mathieu Chatelain (UPMC Paris6, co-directeur de thèse : J.-M. Guarini) Flux dissous à l'interface eau-sédiment sous des écoulements oscillants. En contrat post-doctoral.

(1 publication co-signée [16])

2006 - 2010 : Doctorat de Charlotte Moritz (UPMC Paris6, co-directeur de thèse : J.-M. Guarini) Dynamique des méta-communautés marines : théorie et application aux Annélides polychètes de Méditerranée. En contrat post-doctoral.

(1 publication co-signée [13])

Animation de la Recherche et Expertise

2005-2009 : Responsable de l'équipe Processus et Production biologiques à l'interface eau-sédiment (8 chercheurs CNRS, 3 enseignants-chercheurs UPMC et 3 techniciens) et membre du Comité de Direction de l'UMR 7621

Depuis 2009 : Responsable d'une nouvelle équipe intitulée Propriétés Dynamiques des Systèmes Ecologiques Marins (évaluée A par l'AERES)

2005-2008 : Membre nommé de la Commission de Spécialistes 37ème section

(UPVD).

Membre des comités de thèse : Cléa Dénamiel (2005-2008), Sakina Ayata (2006-2009) et Margot Decrignis (2007-2010)

Membre du jury de thèse de Cléa Denamiel (2008)

2009 : Membre de Commissions d'experts ad hoc pour deux recrutements de MCF 36ème et 37ème section (UPVD).

2010 : Membre de Commissions d'experts ad hoc pour deux recrutements de MCF 60ème (INPT).

Experts dans des revues internationales : Mar. Ecol. Prog. Ser., Cont. Shelf. Res., Scientia Marina

Experts pour des programmes nationaux : Programme national EC2CO, Equipements mi-lourd CSOA, ANR JCJC

Production scientifique

Facteur h = 4 (base Web of Science en excluant l'auto-citation)
en gras, les publications issus d'un encadrement

Articles - rang A

1. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (1999). Internal tide generation at a shelf break by an oblique barotropic tide : observations and analytical modelling. *J. Geophys. Res.*, 104 (C7) : 15,655-15,668. (IF2006 : 2,8 / 4 citations)

2. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (1999). Modulations d'amplitude dans l'interaction onde solitaire interne-houle. *C.-R. Acad. Sci. Paris*, t. 327, Série Iib :1325-1330. (IF2006 : 0,49/ 0 citation)

3. GUIZIEN K., TEMPERVILLE A. (1999). Frottement de fond sous une houle irrégulière. *C.-R. Acad. Sci. Paris*, t. 327, Série Iib :1375-1378.(IF2006 : 0,49/ 1 citation)

4. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (2001) Short wave phase shifts by large free surface solitary waves : experiments and models. *Physics of fluids*, 13 (12) : 3624-3635.(IF2006 : 1,7/ 2 citations)

5. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (2002) Accuracy of solitary wave generation by a piston wave marker. *J. Hydraul. Res.*, 40 (3) : 321-331.(IF2006 : 0,53/ 2 citations)

6. GUIZIEN K., DOHMEN-JANSSEN M., VITTORI G. (2003) 1DV bottom boundary layer modeling under combined wave and current : turbulent separation and phase lag effects. *J. Geophys. Res.*, 108 (C1), 16 : 1-15.(IF2006 : 2,8/ 11 citations)

7. FERRE B., GUIZIEN K., DURRIEU DE MADRON X., PALANQUES A., GUILLEN J., GREMARE A. (2005) Fine-grained sediment dynamics during a strong storm event in the inner-shelf of the Gulf of Lion (NW Mediterranean) Cont. Shelf Res. 25 : 2410-2427.(IF2006 : 2,03/ 24 citations)

8. GUIZIEN K., BROCHIER T., DUCHENE J-C., KOH B-S., MARSALEIX P.

(2006) Dispersal of *Owenia fusiformis* larvae by wind-driven currents : turbulence, swimming behaviour and mortality in a three-dimensional stochastic model. Mar. Ecol. Prog. Ser. 311 : 47-66.(IF2006 : 2,28/ 14 citations)

9. LABRUNE C., GREMARE A., GUIZIEN K., AMOUROUX J.-M. (2007) Long-term comparison of soft bottom macrobenthos in the Bay of Banyuls-sur-Mer (Northwestern Mediterranean Sea) : A reappraisal. *J. Sea Res.* 58 : 125-143.(IF2006 : 1,76/ 5 citations)

10. GUIZIEN K., CHARLES F., LANTOINE F., NAUDIN J.-J. (2007) Nearshore dynamics of nutrients and chlorophyll during Mediterranean-type flash-floods. *Aquatic Liv. Res.* 20(1) : 3-14.(IF2006 : 1,25/ 0 citation)

11. MOULIN F.Y., GUIZIEN K., THOUZEAU G., CHAPALAIN G., MLEENERS K., BOURG C. (2007) Impact of an invasive species *Crepidula fornicata* on the hydrodynamics and transport properties of the benthic layer. *Aquatic Liv. Res.* 20(1) : 15-31.(IF2006 : 1,25/ 1 citation)

12. VAN DER WERF J.J., MAGAR V., MALARKEY J., GUIZIEN K., O'DONOGHUE T. (2008) 2DHV modelling of sand transport processes over full-scales ripples in regular oscillatory flow. *Cont. Shelf Res.* 28 : 1040-1056. (IF2006 : 2,03/ 1 citation)

13. MORITZ C., LOEUILLE N., GUARINI JM, GUIZIEN K. (2009) Quantifying the dynamics of marine invertebrate metacommunities : what processes can maintain high diversity with low densities in the Mediterranean Sea? Ecol. Model. 220(21) : 3021-3032 (IF2009 : 2,18/ 2 citations)

14. GUIZIEN K. (2009) Spatial variability of wave conditions in the Gulf of Lions (NW Mediterranean sea). *Life and Env.* 59(3-4) :1-10. (IF2009 : 0,6/ 0 citation)

15. GUIZIEN K., CHARLES F., HURTHUR D., MICHALLET H. (2010) Spatial redistribution of *Ditrupa arietina* (soft bottom Mediterranean epifauna) during a moderate swell event : evidence and implications for biotic quality indices. *Cont. Shelf Res* 30 : 239-251 (IF2009 : 2,13/ 0 citation)

16. CHATELAIN M., GUIZIEN K. (2010) Modelling coupled turbulence - dissolved oxygen dynamics near sediment-water interface under oscillatory flows. Water Res. 44(5) : 1361-1372 Doi :10.1016/j.watres.2009.11.010 (IF2009 : 3,59/ 1 citation)

Articles suite à Communications orales (orateur souigné)

- congrès internationaux

17. GUIZIEN K., RAMIREZ C., BARTHELEMY E., RENOARD D. (1998), The passing of long internal and external gravity wave over a step. Laboratory and in-situ measurements compared with analytical modelling. *Oceans 98 IEEE Conference.* 866-870.

18. GUIZIEN K., INALL M., BARTHELEMY E., SHERWIN T. (1999), Baroclinic tides at a North-West European margin : Analytical modelling compared to in-situ data. *Proceedings of the Ninth International Offshore and Polar Engineering Conference.* Brest. Vol. 3 : 181-186.

- congrès nationaux

19. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (1997) Etude du champ de vitesses sous une et plusieurs plaques soumises à la houle et immergées prs du fond.VIèmes Journées de l'Hydrodynamique. Nantes. 119-129.

20. GUIZIEN K., SILVA P. (2000) Amélioration de la modélisation couplée houle-courant-sédiment. Vièmes Journées de Génie Côtier-Génie Civil. Caen. 61-70.

21. GUIZIEN K., TEMPERVILLE A., SEABRA-SANTOS F.J. (2002) Influence de l'asymétrie de la houle sur le frottement de fond et le transport sédimentaire. VIIèmes Journées de Génie Côtier-Génie Civil. Anglet (poster).

Monographie

22. GUIZIEN K. (1998) Les ondes longues internes : génération et interaction avec la houle. Thèse de Doctorat. Géophysique. Université Joseph Fourier. 191 p.

Chapitres d'ouvrages

23. GUIZIEN K., SILVA P., SEABRA-SANTOS F.J. Mathematical modelling of sand transport by combined waves and current in the sheet flow regime using R.A.N.S. Turbulence models : hindering and flow reversal ejections, paper BD 1-8, SEDMOC book, Aqua Publication 2001, contract MAS3-CT-97-0115.

24. GUIZIEN K. Equilibrium bottom roughness of ripples derived from a 2DHV ripple model, paper AB 1-8, SANDPIT book, Aqua Publication 2005, contract EVK3-CT-2001-00056.

25. SILVA P., TEMPERVILLE A., GUIZIEN K. Sand transport in combined steady and oscillatory flow : non-steady processes, skewed waves and ripple beds, paper AF 1-10, SANDPIT book, Aqua Publication 2005, contract EVK3-CT-2001-00056.

26. MAGAR V., VAN DER WERF J.J., EIDSVIK K.J., GUIZIEN K., MALARKEY J., DOUCETTE J.S. Comparison between 2DV sediment transport models and measurements of suspended sediment dynamics over full-scale ripples in oscillatory flows., paper AH 1-13, SANDPIT book, Aqua Publication 2005, contract EVK3-CT-2001-00056.

27. GRASMEIJER B.T., DAVIES A.G., GUIZIEN K., VAN DER WERF J.J., VAN RIJN L.C., WALTHER R., SUTHERLAND J., BIEGOWSKI J. Intercomparison results of existing and improved sand transport models based on 'blind' benchmarking test cases, paper AM 1-10, SANDPIT book, Aqua Publication 2005, contract EVK3-CT-2001-00056.

Rapports techniques (programmes européens)

28. GUIZIEN K., BARTHELEMY E., MICHALLET H., RENOARD D., Experimental study of waves interactions, Mesoscale Ocean Radar Signature Experiments 1st year annual report - Part 2 : Scientific and Technical report [period : 1 february 1996 - 31 january 1997], contract MAS3-CT-95-0027.

29. GUIZIEN K., BARTHELEMY E., RAMIREZ C., RENOARD D. Wave interaction process analysis, Mesoscale Ocean Radar Signature Experiments 2nd year annual report - Part 2 : Scientific and Technical report [period : 1 february 1997 - 31 january 1998], contract MAS3-CT-95-0027.

Séminaire invité

30. GUIZIEN K. (2006) Modélisation hydro-sédimentaire 1DV et 2DHV dans l'interaction

Communications orales (orateur souligné)

31. GUIZIEN K., BARTHELEMY E. (1997) Experimental study of the interaction between an external solitary wave and short surface monochromatic waves. EGS meeting. Vienna.
32. GUIZIEN K., INALL M., BARTHELEMY E. (1998) 3D Linear analytical model of internal tide generation on coastal margins. EGS meeting. Nice.
33. GUIZIEN K., TEMPERVILLE A. (1999) Bottom shear stress under irregular waves, SED-MOC workshop (contract MAS3-CT-97-0115), Weymouth.
34. GUIZIEN K., SILVA P., SEABRA-SANTOS F.J. (2001) Mathematical modelling of sand transport in the sheet flow regime using R.A.N.S. turbulence models : hindering and flow reversal ejections, SEDMOC workshop (contract MAS3-CT-97-0115), Taormina.
35. GUIZIEN K., DOHMEN-JANSSEN M., VITTORI G. (2003) 1DV and 2DHV bottom boundary layer modeling under combined wave and current : turbulent separation and phase lag effects. Euromech Colloquium 451. Sea wave boundary layer. Taormina.
36. GUIZIEN K., DUCHENE J-C., KOH B., ZUDAIRE L., MARSALEIX P., DURRIEU DE MADRON X. (2003) Modélisation de la dispersion larvaire dans une baie Méditerranéenne, Séminaire d'Hydrodynamique Côtière, Brest, France..
37. GUIZIEN K. (2004) Attempts to determine equivalent roughness for ripple beds, SANDPIT workshop (contract MAS3-CT-97-0115), Inverness.
38. GUIZIEN K., DUCHENE J-C., KOH B-S., MARSALEIX P. (2005) Numerical simulations of inter-annual variability of *Owenia fusiformis* larval dispersal off the Catalan Coast. ASLO Conference. Santiago de Compostella (Spain).
39. CHARLES F., GREMARE A., GUIZIEN K. (2005) The influence of sediment resuspension on population dynamics of benthic invertebrates from the Bay of Banyuls-Sur-Mer, Mediterranean Sea, France. ASLO Conference. Santiago de Compostella (Spain).
40. GUIZIEN K., CHARLES F., DESMALADES M., MARIA E., NAUDIN J.-J., LANTOINE F., CAPARROS J., ORIOL L. RIVIERE B. (2006) Impact des crues brutales sur un écosystème marin littoral : observation et modélisation, Colloque du Programme National d'Environnement Côtier, Nantes (France).
41. CHATELAIN M., GUIZIEN K. (2007) Etude numérique du couplage entre l'hydrodynamique de la couche limite de fond sous la houle et la diagenèse précoce des sédiments. 11e Congrès Français de Sédimentologie, Caen (France).
42. MORITZ C., LOEUILLE N., GUARINI J-M., GUIZIEN K. (2007) Quantifying interacting population dynamics to determine the structure of coastal benthic communities. 6th European Conference on Ecological Modelling ECEM'07, Trieste (Italy).
43. Philippart C.J.M., Amaral A. , van Bleijswijk J., Bremner J., Buchholz F., Cabanellas-Reboredo M., Catarino D., Cattrijsse A., Charles F., Comte T., Deudero S., Duchne J.-C., Gentil F., Guizien K. , Goncalves J. M., Guarnieri G., Hendriks I., Hussel B., Korthals J., Pinheiro Vieira R., Sampaio I. , Serrao E., Sousa Pinto I., Thiebaut E., Viard F. (2008) Pan-European Patterns in

Marine Propagation. World Conf. Marine Biodiversity, Valencia (Spain).(communication orale).

44. MORITZ C., LOEUILLE N., GUARINI J-M., GUIZIEN K. (2008) Biodiversity patterns of marine invertebrates metacommunities in the Mediterranean sea. World Conf. Marine Biodiversity, Valencia (Spain). (communication orale).

45. MORITZ C., LOEUILLE N., LABRUNE C., GUIZIEN K., GUARINI J-M. (2009) A polychaete metacommunity in a Mediterranean ecosystem : which theory can explain the observed patterns in the Gulf of Lions ? ASLO Conference. Nice (France).

46. CHATELAIN M., GUIZIEN K. (2009) Nutrients release from permeable sediment under wave forcing in NW Mediterranean Sea. ASLO Conference. Nice (France).

47. MORITZ C., LOEUILLE N., LABRUNE C., GUARINI J-M., GUIZIEN K. (2009) Metacommunities : a new conceptual approach to understand how different ecological processes interact across space. Marine Connectivity AMSA Int. Conf. Adelaide(Australia) (communication orale).

48. GUIZIEN K., ORVAIN F., GUARINI J.M., LEFEBVRE S., DUPUY C. (2009) Models for coupled microphytobenthic-EPS-bacterial functioning at low tide : evaluating alternate hypothesis. 11th Symposium on Aquatic Microbial Ecology. Piràn (Slovenia). (communication orale).

Posters

49. GUIZIEN K., CHARLES F., NAUDIN J.-J., LANTOINE F. (2009) Nearshore dynamics of nutrients and chlorophyll during Mediterranean-type flash-floods. ASLO Conference. Nice (France).

50. DUPUY C., GUIZIEN K., MALLET C., MONTANIE H., ORY P., ORVAIN F. (2009) Benthic-pelagic coupling : biofilm erosion and resuspension of micro-organisms in the Brouage mudflat (French Atlantic Coast). 11th Symposium on Aquatic Microbial Ecology. Piràn (Slovenia). (poster).

51. MALLET C., AGOGUE H., BONNEMOY F., DE CRIGNIS M., GUIZIEN K., ORVAIN F., DUPUY C. (2009) Resuspension of sediment prokaryotic communities during physical erosion process : an experimental approach. 11th Symposium on Aquatic Microbial Ecology. Piràn (Slovenia). (poster).

Avant-propos

Les environnements benthiques abritent des communautés de micro- et macro-organismes, les uns étant inféodés aux substrats par un cycle de vie par développement direct, les autres ayant des capacités de colonisation grâce à un cycle de vie complexe impliquant une phase de vie pélagique. Ces différentes stratégies de reproduction conduisent à une différenciation des processus hydrodynamiques susceptibles d'affecter les fluctuations naturelles d'abondance et de diversité des assemblages d'espèces à l'interface eau-sédiment. Cette compréhension des interactions entre la biologie des organismes vivants et leur milieu constitue l'enjeu majeur de l'écologiste. Or, ces assemblages, souvent en synergie parfois en symbiose, sont les acteurs principaux de la dégradation de la matière organique particulaire dans les sédiments superficiels de la zone côtière ou diagénèse précoce. A ce titre, ces assemblages constituent un des maillons clés du recyclage des éléments permettant le renouvellement de la production primaire dans la zone côtière où la rapidité de sédimentation limite la dégradation pélagique. Ainsi, la quantification des flux de recyclage assurés par ces assemblages est un enjeu majeur pour le biogéochimiste. Or, et bien qu'il soit probable que les flux de recyclage à l'interface eau-sédiment soient liés aux fluctuations d'abondance et de diversité des communautés benthiques, force est de constater que les approches écologiques et biogéochimiques sont encore déconnectées. Pour l'écologiste, l'environnement biogéochimique constitue un facteur souvent supposé stationnaire dans la structuration des assemblages. Pour le biogéochimiste, la distribution des espèces acteurs de la diagénèse est toujours un facteur externe, souvent prescrite par la distribution des habitats. La mise en interaction de ces deux approches constitue le coeur de l'écogéochimie qui repose donc nécessairement sur une formulation dynamique des mécanismes d'interactions entre la structure des assemblages et les flux biogéochimiques associés. Ainsi, à l'instar d'autres approches, la modélisation dynamique basée sur une formulation mécaniste des processus n'impose pas d'a priori sur le rôle structurant ou perturbant d'un facteur. En effet, ces deux qualificatifs appliqués aux états d'un système procèdent de la même vision stationnaire qui prévaut trop souvent dans les descriptions partielles des systèmes.

Personnellement, j'adhère plutôt à une vision dynamique des systèmes sous la forme d'une succession d'états transitoires dont certains peuvent être parfois approchés par une hypothèse de pseudo-stationnarité (équilibre local) mais dont la plupart des états sont hors équilibres et ne sont donc pas plus représentatif ni du fonctionnement ni de la structure du système qu'un autre. C'est pourquoi il me paraît indispensable d'élaborer des modèles mécanistes de ces systèmes de façon à pouvoir simuler leurs états successifs que l'on validera face à des séries temporelles d'observation. Ces modèles dont on peut alors étudier les propriétés par des méthodes de perturbations (stabilité, résilience) permettent alors faire évoluer la définition de facteurs structurants ou perturbants au niveau des propriétés fonctionnelles et donc de faire le lien entre structure et fonction.

Lors de mon recrutement au CNRS en 2001, m'appuyant sur mes connaissances de l'hydrodynamisme de la zone côtière (Chapitre 1), j'ai tout d'abord tenté d'établir un dialogue méthodologique en conjuguant les approches d'observation, d'expérimentation et de modélisation numérique dans mes recherches sur l'influence de l'hydrodynamisme sur la structuration des communautés de la macrofaune benthique, afin de mettre en évidence l'apport de la modélisation pour interpréter les états transitoires de la distribution des espèces observés dans le milieu (Chapitre 2). Plus récemment, j'ai entrepris d'étendre ce dialogue au delà de la méthodologie aux objets d'étude eux-mêmes entre les approches écologique et biogéochimique, en développant des recherches sur l'influence de l'hydrodynamisme sur le fonctionnement géochimique de l'interface eau-sédiment (Chapitre 3). Le lien explicite entre structuration et fonctionnement reste encore à établir, mais les développements de modèles mécanistes permettant de décrire à la fois la dynamique des méta-communautés d'invertébrés benthiques ainsi que la dynamique des flux à l'interface eau-sédiment sous l'influence de l'hydrodynamisme pré-littorale constitue une base pour mettre en oeuvre l'approche écogéochimique (Chapitre 4).

Table des matières

1	L'hydrodynamisme pré-littorale	5
1.1	La circulation pré-littorale microtidale	8
1.1.1	Rappel sur les bases théoriques des modèles de circulation côtière	9
1.1.2	Application au Golfe du Lion et à la Baie de Banyuls	10
1.2	Les vagues et la houle dans le Golfe du Lion	16
1.2.1	Bases théoriques : la théorie linéarisée des ondes (Airy, 1845) .	17
1.2.2	Implantation d'un système d'observation de la houle dans le Golfe du Lion	21
1.2.3	Variabilité du climat de vagues le long des côtes du Golfe du Lion	22
1.3	La couche limite de fond	24
1.3.1	Modélisation numérique de la couche limite turbulente oscil- lante sur fond plat	27
1.3.2	Modélisation numérique de la couche limite turbulente oscil- lante sur fond non plat	29
2	Hydrodynamisme et structuration des communautés benthiques	37
2.1	Dispersion larvaire par la circulation côtière	40
2.1.1	Module Lagrangien stochastique de dispersion larvaire : étude de sensibilité	41
2.1.2	Etude expérimentale du comportement de nage de trois espèces : <i>Owenia fusiformis</i> , <i>Paracentrotus lividus</i> , <i>Arbacia lixula</i>	43
2.1.3	Simulations numériques de la dispersion larvaire de deux po- pulations d' <i>Owenia fusiformis</i> et observations	46
2.1.4	Etude numérique de la connectivité potentielle entre les po- pulations benthiques du pré-littoral du Golfe du Lion	50
2.2	Impact de la houle sur les stades benthiques	51
2.2.1	Echec du recrutement	51
2.2.2	Redistribution spatiale des stades benthiques	54

2.3	Intégration écologique : la dynamique des méta-communautés	58
3	Hydrodynamisme et géochimie	61
3.1	Modélisation de la dynamique sédimentaire	62
3.1.1	Approche 1DV : fond plat sous des conditions très énergétiques	62
3.1.2	Approche 2DHV : fond ridé sous des conditions énergétiques moyennes ou en présence de rugosités biogènes	63
3.2	Mesures de l'érodabilité	67
3.3	Modélisation de la dynamique des échanges dissous	68
3.3.1	Sédiments imperméables : Flux diffusifs d'oxygène sous les écoulements oscillants	69
3.3.2	Sédiments perméables : Flux advectifs de sels nutritifs sous la houle	71
4	Perspectives : la modélisation écogéochimique	75

Chapitre 1

Introduction : l'hydrodynamisme de la zone pré-littorale microtidale

Ce chapitre introductif ne sera pas un exposé détaillé de tous les processus hydrodynamiques intervenant dans la zone côtière, car tous les processus hydrodynamiques pouvant y être également importants, il s'agirait en fait d'un cours d'océanographie physique. Cependant, il est nécessaire pour aborder par la suite l'influence de l'hydrodynamisme sur la structuration des communautés benthiques littorales et leur environnement géochimique de familiariser le lecteur avec la diversité des forçages physiques à l'origine de processus de transport et de diffusion. Il est important de souligner que ces différents forçages sont souvent étudiés par le physicien de façon séparée sous couvert d'approximations dont la validité est le plus souvent mis en défaut dans la zone littorale, ce qui explique la difficulté à aboutir à une approche intégrée de l'ensemble de ces processus pour comprendre leur influence sur les écosystèmes. Je tente donc d'illustrer cette diversité de l'hydrodynamisme de la zone côtière par mes travaux dans la zone pré-littorale Méditerranéenne, ce qui restreint d'ores et déjà fortement la portée du propos puisqu'il exclut la marée. Ce chapitre est également l'occasion de présenter les développements méthodologiques que j'ai réalisés pour améliorer la description de l'environnement physique sur laquelle s'appuient mes travaux sur les couplages physique-biogéochimie à l'interface eau-sédiment.

Le littoral se définissant comme la zone à l'interface entre le continent et l'océan, du point de vue hydrodynamique, la zone littorale se caractérise par l'importance de la dissipation dans les couches limites définies par des interfaces mobiles ou fixes (trait de côte, fond de la mer, embouchure des rivières, Fig.1.1).

En effet, alors que la circulation océanique dans les bassins profonds résulte de processus associées principalement aux échanges à l'interface océan-atmosphère

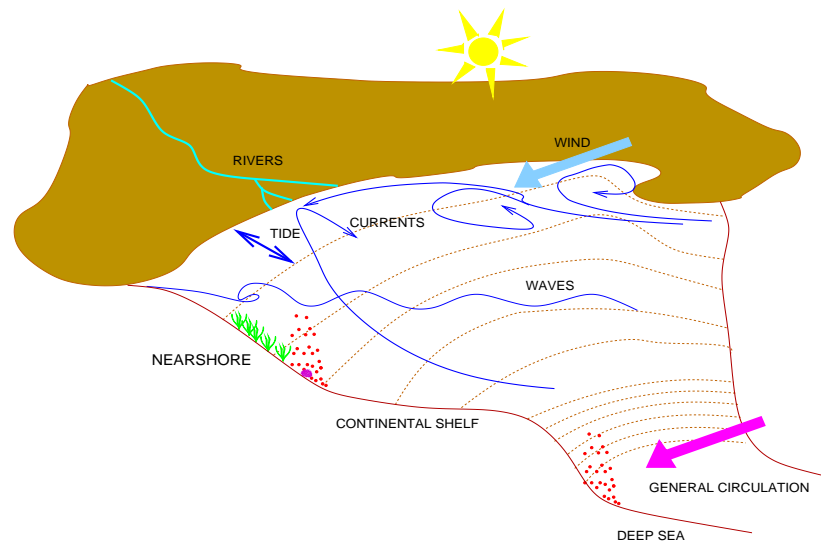


FIG. 1.1 – Schéma représentant les processus et forçages de l'hydrodynamisme littoral

(gradients de pression atmosphériques, frottement par le vent à la surface de la mer et variations de densité associées aux échanges de chaleur et de matière), dans la zone littorale, la circulation océanique est fortement modifiée par le frottement le long du trait de côte et sur le fond, l'effet de ce frottement étant d'autant plus important que la profondeur d'eau est faible. La circulation littorale est également perturbée par des couches de mélange induites par les apports des rivières (gradients extrêmes de densité combinés à des jets, Fig.1.2) et cette circulation ne peut souvent pas être décrite par des écoulements simples dérivés de quelques processus dominants, puisque suivant la localisation ou l'instant, plusieurs processus peuvent dominer tour à tour.

L'exemple le plus flagrant de cette variabilité spatio-temporelle est certainement la mobilité du trait de côte lui-même sous l'effet de la marée dans les littoraux macro-tidaux. Cependant, la variabilité du vent peut à elle seule créer une forte variabilité spatio-temporelle dans la dominance des processus dans les mers micro-tidaux comme c'est le cas dans le Nord-Ouest de la Méditerranée. Ainsi, afin de décrire cette circulation littorale fortement variable, la mise en oeuvre de modèles numériques de circulation côtière permettant de prendre en compte simultanément l'ensemble de ces processus est souvent nécessaire, comme je l'illustrerai sur l'exemple de la baie de Banyuls sur Mer présentée au paragraphe 1.1.

Mais, d'autres processus hydrodynamiques, négligeable lorsque la profondeur d'eau est grande, peuvent également dominer dans la zone littorale. En effet, les



FIG. 1.2 – *Panache de la rivière Baillaury lors de la crue éclair du 1er Septembre 2005 ($Q =$)*

fluctuations turbulentes de la pression dans les systèmes dépressionnaires génèrent des oscillations haute fréquence de la surface de la mer ou vagues qui n'affectent que le mélange de la partie supérieure de l'océan tant que la profondeur d'eau reste plus grande que la longueur d'onde (distance séparant deux crêtes de vagues).

Cependant, si la quantité d'énergie transféré par la turbulence du vent est suffisante, ces oscillations vont sous l'effet de la dispersion et de la dissipation au cours de leur propagation évoluer pour former de la houle (oscillation de la surface de la mer de plus basses fréquence) qui pourront atteindre les côtes, même éloignées du système dépressionnaire (Fig.1.3). Je présente au paragraphe 1.2 mes travaux sur la caractérisation du climat de vagues dans le Golfe du Lion. A l'approche des côtes lorsque la profondeur d'eau diminue, la houle génère des vitesses oscillantes qui affectent l'ensemble de la colonne d'eau jusqu'au fond où une partie de l'énergie de la houle pourra être dissipée par frottement. La dissipation dans cette couche limite de fond oscillante est particulièrement intense et domine souvent sur la dissipation de la circulation littorale. Je présente au paragraphe 1.3 mes travaux sur l'observation et la modélisation numérique de la couche limite turbulente oscillante dans l'interaction houle-courant. A l'approche des côtes, la longueur d'onde de la houle va également se réduire lorsque la profondeur d'eau diminue, conduisant à une augmentation de son amplitude traduisant la conservation de l'énergie de l'onde non dissipée par frottement sur le fond. Ce gonflement de l'amplitude de l'onde ainsi que la diminution de la longueur d'onde conduise à l'augmentation de la cambrure. Au delà d'une cambrure limite, l'onde n'est plus stable et déferle en dissipant son énergie résiduelle. Dans mes travaux, je ne prends pas en compte ce processus et la barre de déferlement constituera la limite mobile (suivant les caractéristiques des vagues)



FIG. 1.3 – *La baie de Banyuls sur Mer lors d'un épisode de tempête ($H_s =$, $T_m =$, 18 Octobre 2008)*

vers la côte de mon domaine d'étude, que je définis comme la zone pré-littorale.

1.1 La circulation pré-littorale microtidale

La circulation pré-littorale (à petite échelle, 100 m de résolution) dans les mers micro-tidales telles que la Méditerranée résulte de l'interaction entre la circulation à méso-échelle (1 km de résolution), les processus d'échanges d'énergie et de matière à l'interface océan-atmosphère, le frottement le long du trait de côte et sur le fond et du mélange et de l'entraînement aux embouchures de fleuves. Ces différents processus sont inclus dans les modèles numériques actuellement utilisés pour la simulation opérationnelle de la circulation côtière sous le forçage de la circulation générale à l'échelle globale. La plupart de ces modèles qui ont été développés dans les années 1990 (SYMPHONIE Marsaleix, 1993, ROMS Song et Haidvogel, 1994, MARS3D Lazure et Dumas, 2008) ont une base théorique commune proposée par Blumberg et Mellor (1987).

1.1.1 Rappel sur les bases théoriques des modèles de circulation côtière

Il s'agit de résoudre les équations tridimensionnelles de la dynamique des fluides incompressible dite de Navier-Stokes après moyenne de Reynolds en s'appuyant sur le concept désormais classique de viscosité turbulente reliant les contraintes turbulentes à l'écoulement moyen. Ces équations sont ensuite simplifiées en se plaçant dans le cadre de l'approximation hydrostatique où les accélérations verticales sont négligées et en supposant de faibles fluctuations de densité, permettant la linéarisation de Boussinesq.

Afin de fermer le système pour sa résolution, des conditions aux limites sont appliquées aux frontières fermées (imperméabilité, frottement dissipatif, pas de flux de chaleur ni de salinité) et à la surface libre (imperméabilité, frottement par le vent, flux de chaleur et flux radiatifs, bilan entre évaporation et précipitation). Aux embouchures des fleuves, une salinité nulle ainsi qu'une vitesse débitante variable au cours du temps (dérivé du débit du fleuve et de sa géométrie) sont prescrites. Aux frontières ouvertes océaniques, des conditions de raccordement vers les valeurs de vitesse, température, salinité à l'extérieur du domaine de calcul sont appliquées en combinant des conditions de radiations (permettant aux ondes de gravité de sortir du domaine de calcul) à des conditions de relaxation de forme exponentielle vers la valeur de la variable à l'extérieur du domaine de calcul. La valeur des variables à l'extérieur du domaine de calcul peut soit être dérivée de solution analytique simplifiée (Auclair et al., 2000) soit être issue d'une modélisation numérique sur une plus grande emprise spatiale. Cette procédure est à présent souvent privilégiée car elle permet par emboîtements successifs de s'affranchir au final de conditions limites sur des frontières ouvertes quand la limite de l'océan global est atteinte.

Les schémas numériques de discrétisation des équations, ainsi que les grilles de calcul utilisées pour la résolution de ces équations peut différer suivant les modèles numériques, mais encore une fois la plupart des modèles ont adoptés pour tout ou partie les propositions de Blumberg et Mellor (1987). D'une part, le découplage de la résolution des modes rapides barotropes et lents baroclines proposé par Blumberg et Mellor (1987) permet d'obtenir des gains substantiels de temps de calcul. Ce découplage est basé sur l'utilisation de deux pas de temps, un court, dit externe Δt_E au cours duquel seul le transport intégré sur la verticale et l'évolution de la surface libre sont résolus, et un long, dit interne Δt_I , de l'ordre d'environ 20 fois le pas de temps externe, au cours duquel la description du champ de vitesse tridimensionnel est complètement résolu. D'autre part, l'utilisation des coordonnées σ (Johns et Jefferson, 1980) définissant le fond et la surface libre comme les frontières supérieures

et inférieures de la grille de calcul, permet de maintenir un nombre fixe de niveau verticaux pour la grille de calcul en s'auto-adaptant à la bathymétrie. L'écueil de l'inconsistance hydrostatique (troncature du gradient de pression horizontal au niveau des forts gradients bathymétriques en présence de forte stratification, Hanley, 1991) est à présent pratiquement contournées par l'adoption de coordonnées hybrides σ - z . Ces coordonnées hybrides présentent également l'intérêt de limiter l'inflation du nombre de coordonnées σ pour décrire avec précision simultanément les couches de surface et les couches de fond.

1.1.2 Application au Golfe du Lion et à la Baie de Banyuls

Le Golfe du Lion, au nord de la Méditerranée Occidentale, se caractérise par un large plateau peu profond (environ 100 m de profondeur pour 100 km de large) délimité par un talus abrupt plongeant à 3000 m sous la surface de la mer (Fig. 1.4).

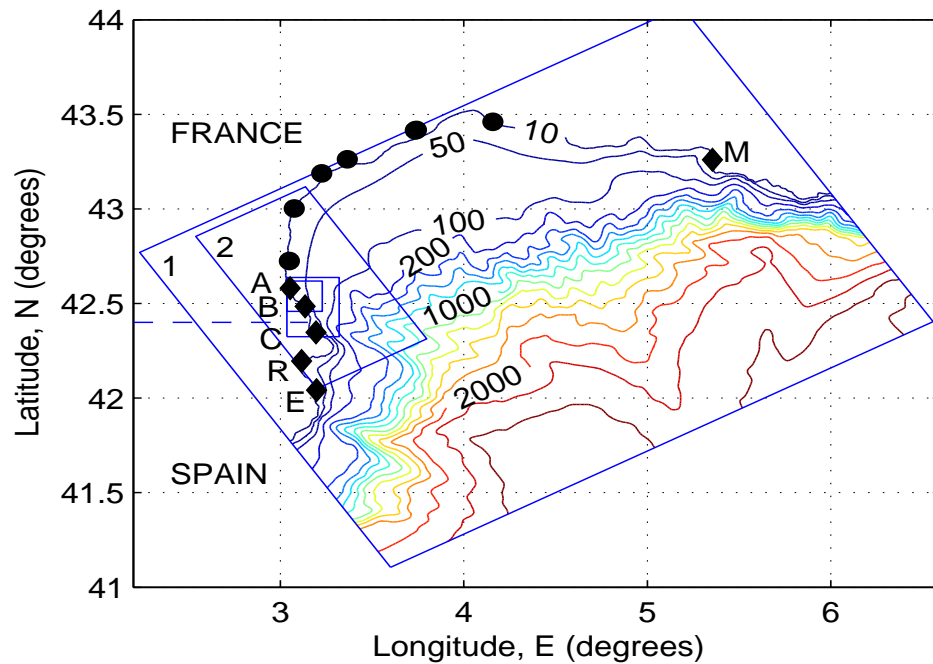


FIG. 1.4 – Carte bathymétrique du Golfe du Lion et des 4 domaines de simulation de la circulation forcée par le vent sur la zone sur lesquels le code SYMPHONIE est utilisé. Les ronds et les losanges indiquent les populations connues d'*Owenia fusiformis* (Guizien et al., 2006).

La circulation thermo-haline générale qui longe ce talus d'Est en Ouest est constitué de la superposition d'un courant superficiel (flux de 1 à 2 Sverdrup)

d'eau d'origine Atlantique dit courant Liguro-Provençal-Catalan (LPC) et de courants profonds d'eaux Intermédiaire d'origine Levantine (Milot, 1987) et profonde Méditerranéenne (Milot et Monaco, 1984). Sur le plateau, des vents intenses intermittents venant du continent et canalisés par l'orographie (Mistral en Provence et Tramontane en Languedoc-Roussillon) génèrent des upwellings côtiers localisés dont l'interaction avec l'entraînement du courant LPC explique la forte variabilité spatio-temporelle de la circulation à méso-échelle mis en évidence par Milot (1990) et exploré de façon synoptique par Petrenko (2003). Cette forte variabilité de la circulation à méso-échelle dans le Golfe du Lion issue du forçage météorologique est reproduite avec succès par la simulation numérique tridimensionnelle à l'aide du code SYMPHONIE (service national SIROCCO, labélisé par l'INSU <http://sirocco.omp.obs-mip.fr/>, Pôle d'Océanographie Côtière, Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse, Fig. 1.5) lorsque celui-ci est forcé par les paramètres météorologiques fournies par le modèle de prévision ALADIN de Météo France (Estournel et al., 2003; Petrenko et al., 2005, 2008).

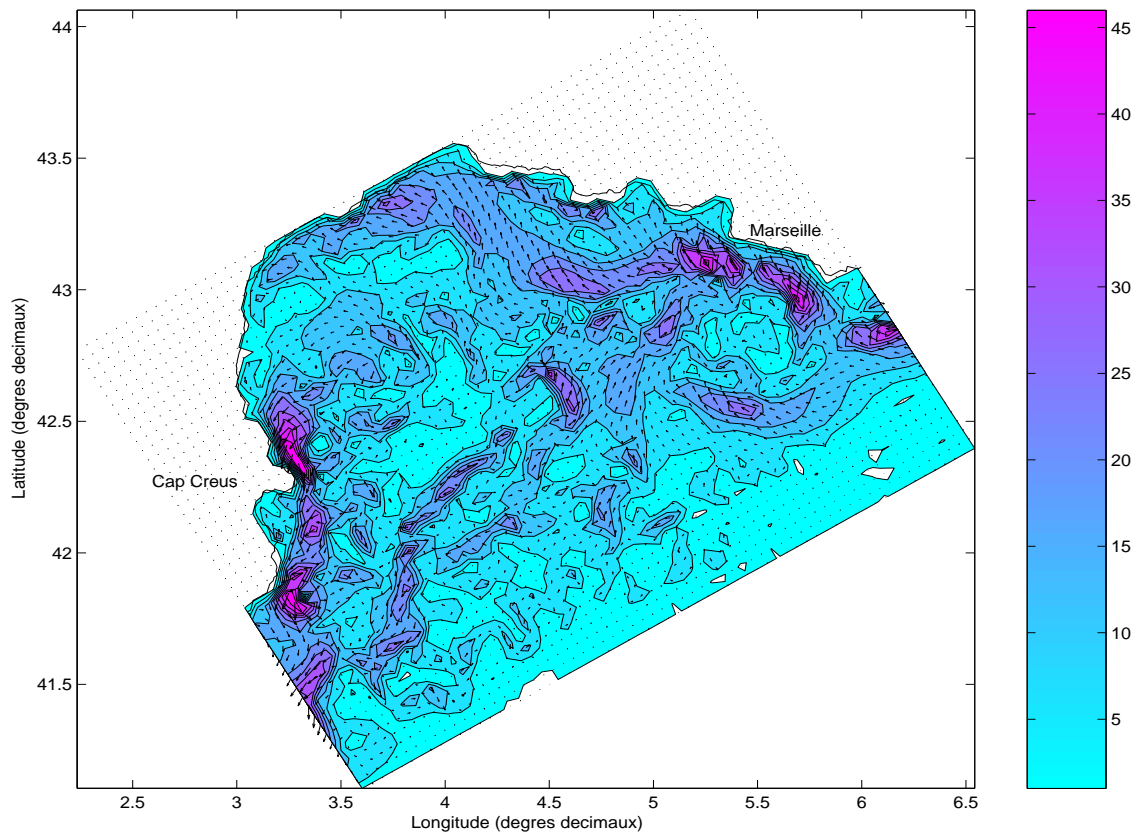


FIG. 1.5 – *Circulation simulée avec le code SYMPHONIE dans le Golfe du Lion le 20 mars 1999 en subsurface.*

L'utilisation du code SYMPHONIE et la collaboration avec ces développeurs

s'imposaient donc pour établir les simulations réalistes de la circulation pré-littorale. Je tiens à souligner ici l'importance du réalisme et de la précision des simulations numériques de l'environnement physique dans le contexte des applications écologiques qui rejoint la préoccupation des services de prévision opérationnelle. En effet, alors que le physicien se contentera souvent de valider la bonne reproduction des processus introduits dans le modèle sur des cas tests académiques où ces processus dominant, la crédibilité des modèles pour l'océanographe et qui plus est, biologiste, dépendra de son aptitude à décrire toute la variabilité de l'hydrodynamisme. Particulièrement important sera de tester les limites de validité pratique des modèles dans lesquels des processus ont été a priori négligés mais aussi de décrire l'environnement physique à l'échelle pertinente pour son couplage avec des processus biologiques ou chimiques.

Ainsi, j'ai réalisé des tests (prise en compte du forçage à méso-échelle, résolutions bathymétrique et du forçage atmosphérique, effet de la rugosité) afin d'établir une procédure de simulation permettant de reproduire les observations de la circulation pré-littorale en baie de Banyuls jusqu'à la limite de déferlement.

Cette procédure est finalement basée sur une imbrication sur 4 niveaux (Fig. 1.4) allant d'un domaine de 200 kms x 300 kms (maille de 1.5 km) à un domaine de 15 kms x 18 kms (maille de 100 m) afin de prendre en compte le forçage par la circulation à méso-échelle (Fig. 1.6a, b versus c, d). Des mesures de vent faites à la surface de la mer dans la baie ont montré une variabilité spatiale du vent à petite échelle, contraint par la forte orographie autour de la baie de Banyuls. La prise en compte de cette variabilité spatiale à petite échelle du forçage atmosphérique affectait sensiblement les simulations de la circulation pré-littorale (Fig. 1.6 a ou c versus b ou d). Malheureusement, cette variabilité spatiale à haute résolution n'est pas disponible dans les simulations ALADIN des forçages atmosphériques (modèle de prévision METEO FRANCE, 1/10 ème de degré). A ce propos, il faut souligner qu'une part non négligeable des progrès dans la simulation de la circulation côtière et donc pré-littorale vient et viendra encore de la disponibilisation et de l'amélioration de la résolution spatio-temporelle de paramètres météorologiques (flux de chaleur, précipitation, vent). Dans l'immédiat, un palliatif a été testé en interpolant le champ de vent dans un rayon de 5 km autour du Cap Béar entre la mesure à la station Météo France du Cap Béar et les vents simulés par ALADIN au delà de cette distance, ce palliatif étant appliquée dès que la résolution horizontale atteint 250 m. Cette procédure permet de reproduire dans les simulations à haute résolution (maille de 100 m x 100 m) les tourbillons de 1 km de diamètre observés dans l'anse Nord de la baie (Fig. 1.6d, Fig. 1.7b).

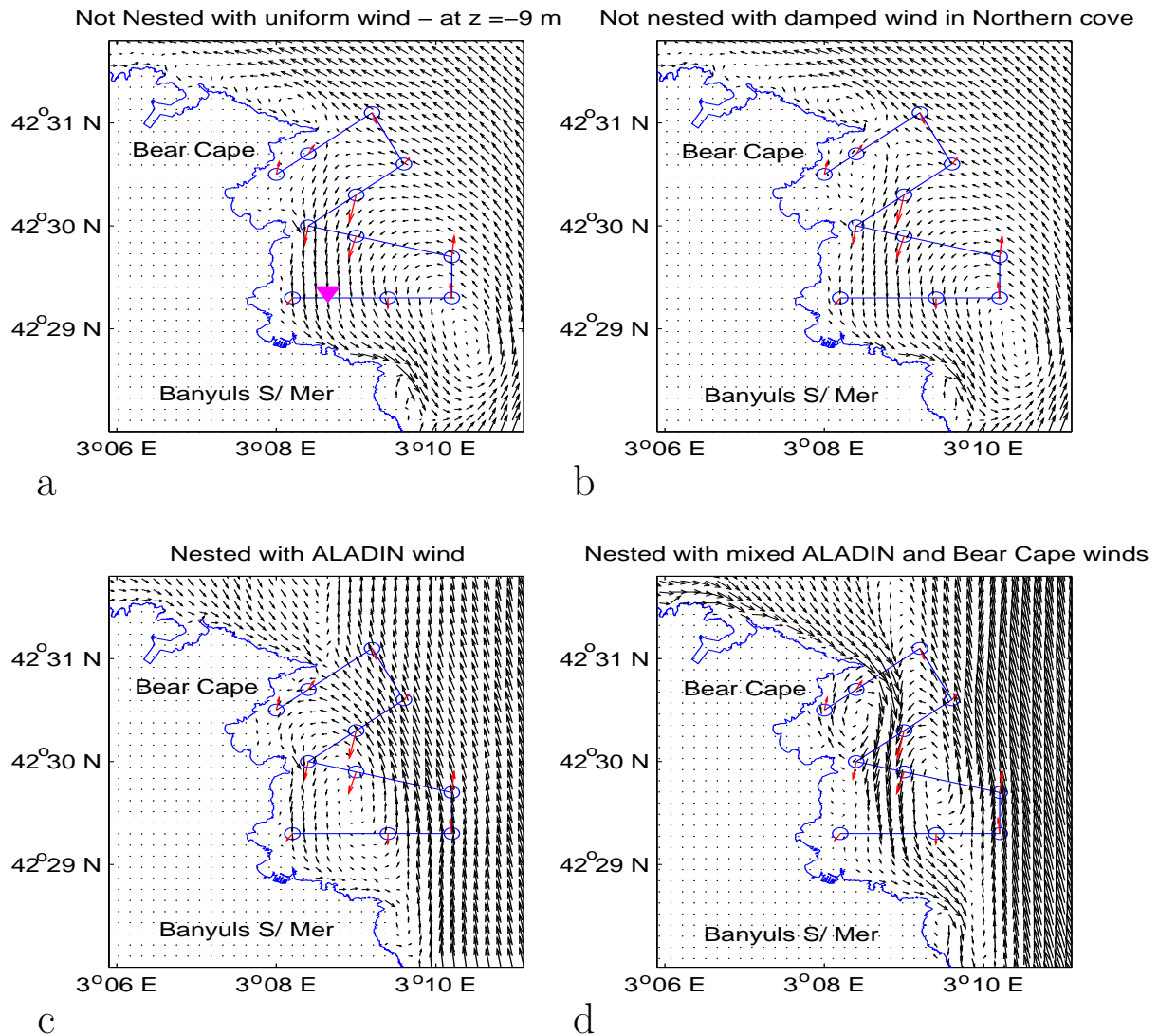


FIG. 1.6 – *Circulation pré-littorale dans la baie de Banyuls sur Mer le 23 Avril 2001 à 9 mètres sous la surface. Les flèches noires indiquent la direction et l'intensité du courant simulés avec le code SYMPHONIE sans forçage par la circulation à méso-échelle (sans imbrication) avec un vent uniforme spatialement (a) ou atténué sous Béar (b), et avec forçage par la circulation à méso-échelle avec le vent ALADIN résolu au 1/10 ème de degré (c) et en prenant en compte le vent mesuré au Cap Béar (d). Les flèches rouges indiquent les courants observées à la même date (ADCP tracté, X. Durrieu de Madron). Le triangle sur la figure (a) indique la position du point du Service d'Observation du Laboratoire Arago (SOLA).*

Ces tourbillons ne sont pas aussi finement décrit dans les simulations avec une résolution plus grossière (Fig. 1.7a). Cette meilleure performance des simulations à haute résolution s'observent également sur l'évolution temporelle de l'intensité des courants à différentes profondeurs (Fig. 1.8b) et particulièrement près du fond

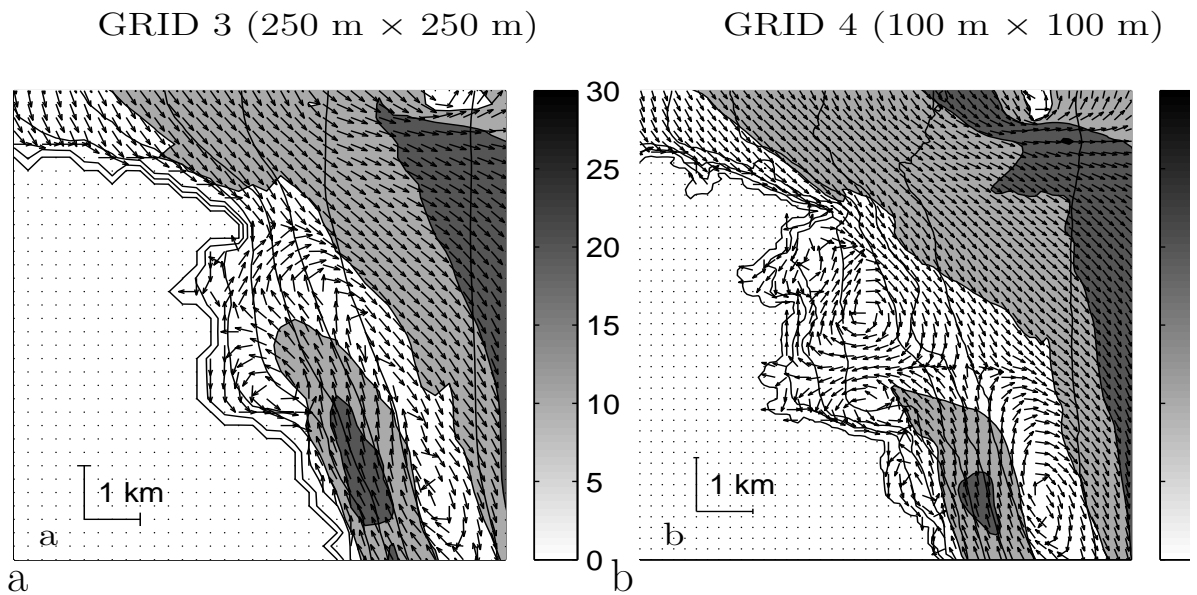


FIG. 1.7 – *Circulation pré-littorale dans la baie de Banyuls sur Mer simulée avec une résolution de 250 m × 250 m (a) et 100 m × 100 m (b).*

(Fig. 1.8c).

Cependant, la performance des simulations n'est pas identique tout au long de la période de comparaison : l'intensité des courants est décrite avec une erreur inférieure à 20 % lorsque la Tramontane (vent de Nord-Nord-Ouest) est intense, alors qu'elle est systématiquement sous-estimée d'environ 50 % en présence de houle (période moyenne supérieure à 6 s dans les simulations VAGMED). Cette défaillance du modèle lors d'épisodes de houle a été confirmée lors d'autres comparaisons modèle/observation (Ulses, 2005), et n'est d'ailleurs pas étonnante puisqu'aucun processus de couplage avec la houle n'est inclus dans le modèle SYMPHONIE. Cette limitation intervient fréquemment en zone pré-littorale (Fig. 1.8c). Néanmoins, alors que transport associé aux contraintes de radiations de la houle a été décrit depuis longtemps (Longuet-Higgins et Stewart, 1962) et est inclus dans les modèles barotropes bidimensionnels, ce n'est que récemment que Mellor (2003) a dérivé des équations incluant l'interaction de ces courants induits par la houle avec des courants baroclines. Un test d'introduction de ce couplage avec la houle dans le modèle SYMPHONIE a été effectué (Denamiel, 2006), mais la validité de ces équations faisaient encore récemment l'objet d'un débat (Ardhuin et al., 2008).

En l'état actuel, la filière de simulation mise en place permet de décrire de façon réaliste et validée la circulation pré-littorale en baie de Banyuls sur Mer, avec un progrès réel comparé aux simulations précédemment réalisés sur la zone (Verdier-

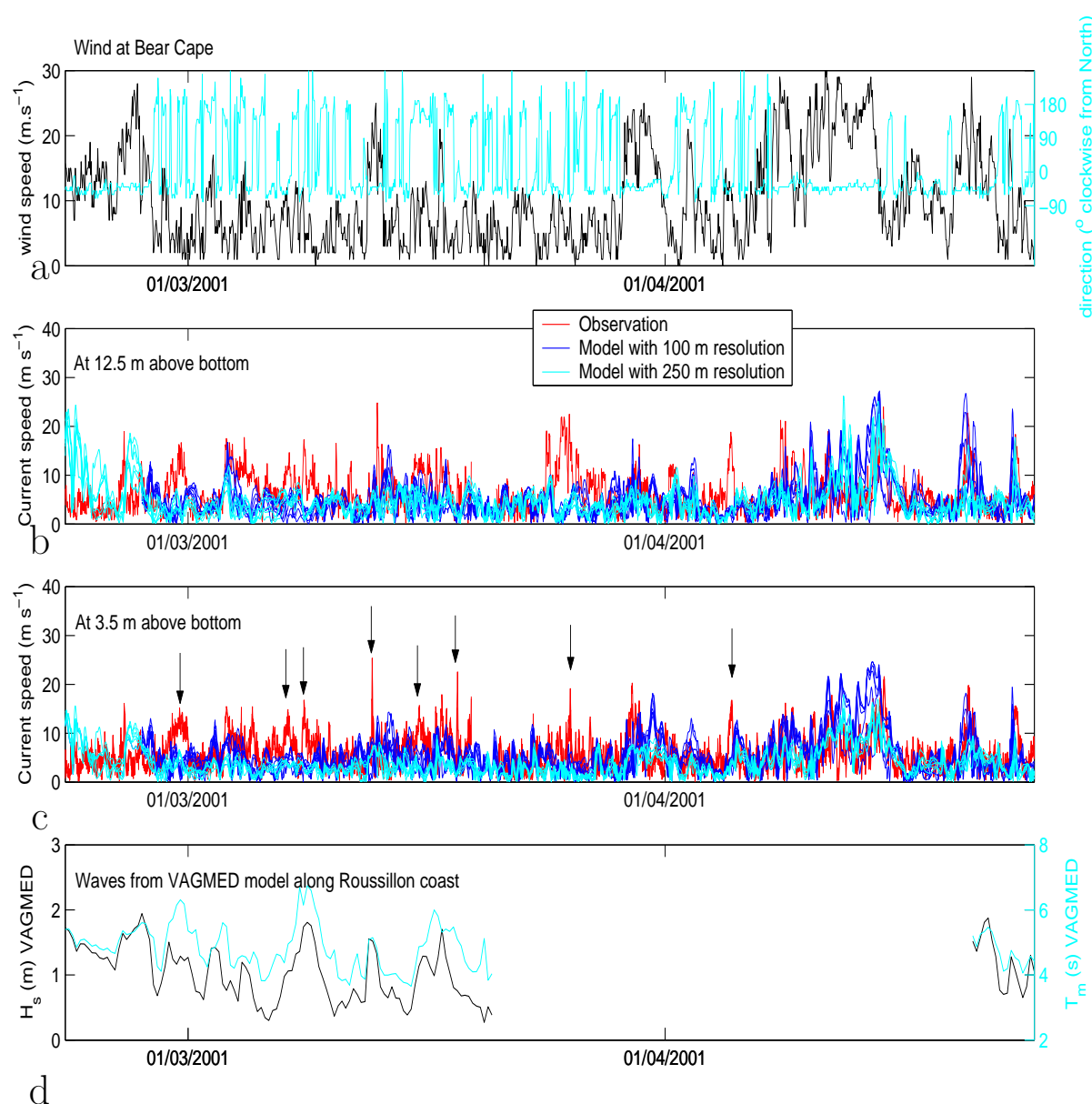


FIG. 1.8 – Evolution temporelle du vent au Cap Béar (a), de l'intensité du courant au point SOLA dans la baie de Banyuls sur Mer à 12.5 mètres au-dessus du fond (b) et à 3.5 mètres au-dessus du fond (c), de l'état de mer simulé par le modèle de Météo France VAGMED (d) du 25 Février au 25 Avril 2001.

Bonnet et al., 1997), hors épisode de houle. Des simulations à haute résolution sur la baie de Banyuls sur Mer ont donc été réalisées avec cette filière pour les périodes hivernales et printanières (non stratifiées) pour plusieurs années (1999, 2000, 2001, 2004 et 2006) mais également à l'automne lors de l'épisode de crue éclair de la Baillaury en Octobre 2005. Cet épisode a permis d'ailleurs de mettre en évidence la

nécessité d'également affiner la résolution temporelle de la condition limite d'apport par les fleuves dans les simulations à haute résolution pour reproduire les gradients de salinité effectivement observés dans la zone pré-littorale.

1.2 Les vagues et la houle dans le Golfe du Lion

En préambule, je soulignerai le peu de travaux publiés sur les vagues et la houle dans le Golfe du Lion en particulier, et en Méditerranée en général. Bien que quelques séries de mesures parfois assez longues (1970-1979 à Sète et 1972-1977 à Port-La Nouvelle) aient été réalisées à l'occasion d'études d'aménagement portuaires (SOGREAH, 1978, 1979), Millot (1990) rapporte de ces observations la rareté des épisodes de houle dont il signale pourtant l'importance des vitesses associés et leur rôle déterminant dans le transport de particules. Les premiers systèmes d'observations à long terme de l'état de mer ont été mis en place d'ouest en est dans le bassin Méditerranéen, tout d'abord, en 1985 en Espagne, puis en 1988 en France, en 1989 en Italie, et enfin, en 2005 en Israël. A l'origine ces systèmes d'observations se limitent à un instrument de mesure et ne se sont développés en réseau que récemment sous la pression sociétale pour une gestion des risques de la zone côtière (érosion, inondation associée aux surcôtes de tempêtes). En parallèle de l'observation nécessaire à l'établissement de statistiques fiables incluant les événements extrêmes, la modélisation opérationnelle de l'état de mer s'est également fortement améliorée pour répondre à une autre demande sociétal, l'expansion de la navigation de plaisance. Cependant, tout comme pour la circulation pré-littorale, la description des états de mer à l'approche des côtes nécessite la mise en oeuvre de modèles numériques à haute résolution qui dépasse le cadre de l'opérationalité à l'heure actuelle (1/4 de degré). Cependant, contrairement au cas de la circulation pré-littorale pour laquelle on a vu qu'il existait des limitations dans les processus décrits par les modèles eux-même (pas de pris en compte des courants induits par les vagues), les principales limitations pour décrire les vagues jusqu'à la limite du déferlement sont davantage liés au coût des calculs à haute résolution qu'au performance intrinsèque des modèles. D'ailleurs, le modèle analytique de la théorie linéarisée rappelé ci-dessous (Airy, 1845) est souvent suffisant pour décrire les caractéristiques de la houle (vagues les plus énergétiques de période > 7 s) dans la zone pré-littorale entre 10 et 50 m de profondeur.

1.2.1 Bases théoriques : la théorie linéarisée des ondes (Airy, 1845)

Les vagues et la houle sont des ondes progressives caractérisées par leur hauteur H et leur période T . Les oscillations notées η (Fig. 1.9c) de la surface de la mer créent des variations de pression hydrostatique sur le fond de la mer décrites sous la forme suivante :

$$\eta = \frac{H}{2} \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right] \quad (1.1)$$

dans laquelle L est la longueur d'onde (distance séparant deux crêtes ou de creux de vagues). On note $c = L/T$, la vitesse de phase de l'onde (vitesse de propagation des crêtes) et $c_g = \frac{dL}{dT}$, la vitesse de groupe de l'onde à laquelle l'énergie de l'onde se propage. On montre que dans l'approximation de la théorie dite linéarisée ($\frac{gHT}{8\pi \cosh(2\pi D/L)} < 1$), ces ondes dérivent d'un potentiel de vitesse harmonique (périodique dans l'espace et le temps) auquel sont associées des vitesses oscillantes, dont les composantes horizontales U et verticales V sont en opposition de phase. Les amplitudes de ces vitesses dites vitesses orbitales (U_w, V_w) varient sur la verticale z (positif vers le haut, $z = 0$ à la surface libre) suivant la forme suivante :

$$U_w(z) = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh(2\pi(D+z)L)}{\sinh(2\pi D/L)} \quad (1.2)$$

$$V_w(z) = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh(2\pi(D+z)L)}{\sinh(2\pi D/L)} \quad (1.3)$$

$$(1.4)$$

Le lecteur pourra se référer à Dean et Dalrymple (1984) pour des explications plus détaillées sur la dérivation de ces solutions irrotationnelles en fluide parfait des équations de la dynamique des fluides.

Une relation de dispersion relie la longueur d'onde L et la période T de l'onde en fonction de la profondeur D suivant la relation suivante dite d'Airy (1845) :

$$\frac{2\pi}{gT^2} = \frac{1}{L} \tanh\left(\frac{2\pi D}{L}\right) \quad (1.5)$$

où g est l'accélération de la pesanteur à la surface de la terre (9.81 m s^{-2}). Cette relation intrinsèque nécessite une résolution numérique itérative dans le cas général mais présente deux limites explicites.

Dans la limite de l'eau profonde (lorsque la profondeur d'eau devient grande ou pour les ondes de petite longueur d'onde i.e. $\frac{D}{L} > 0.5$, $\tanh\left(\frac{2\pi D}{L}\right) \sim 1$, Fig. 1.9a), la longueur d'onde ne dépend plus de la profondeur d'eau ($L = \frac{gT^2}{2\pi}$). Les vitesses orbitales décroissent très rapidement sous la surface de la mer (Fig. 1.9d). La vitesses de groupe de l'onde est le double de la vitesse de phase et dépend de la période de l'onde : le milieu disperse les ondes, on parlera de vagues. C'est le domaine de validité théorique de la théorie linéarisée car la condition $\frac{gHT}{8\pi \cosh(2\pi D/L)} < 1$ est le plus souvent satisfaite. Cependant, la profondeur minimum jusqu'à laquelle cette approximation est valable pour les vagues de période inférieure à 5 s est déjà de 19 m et pour les vagues de période inférieure à 8 s, elle est de 50 m. Ainsi, dans la zone pré-littorale (profondeur entre 5 et 50 m de profondeur), seules les vagues de période inférieure à 2.5 s satisfont les conditions strictes de l'eau profonde.

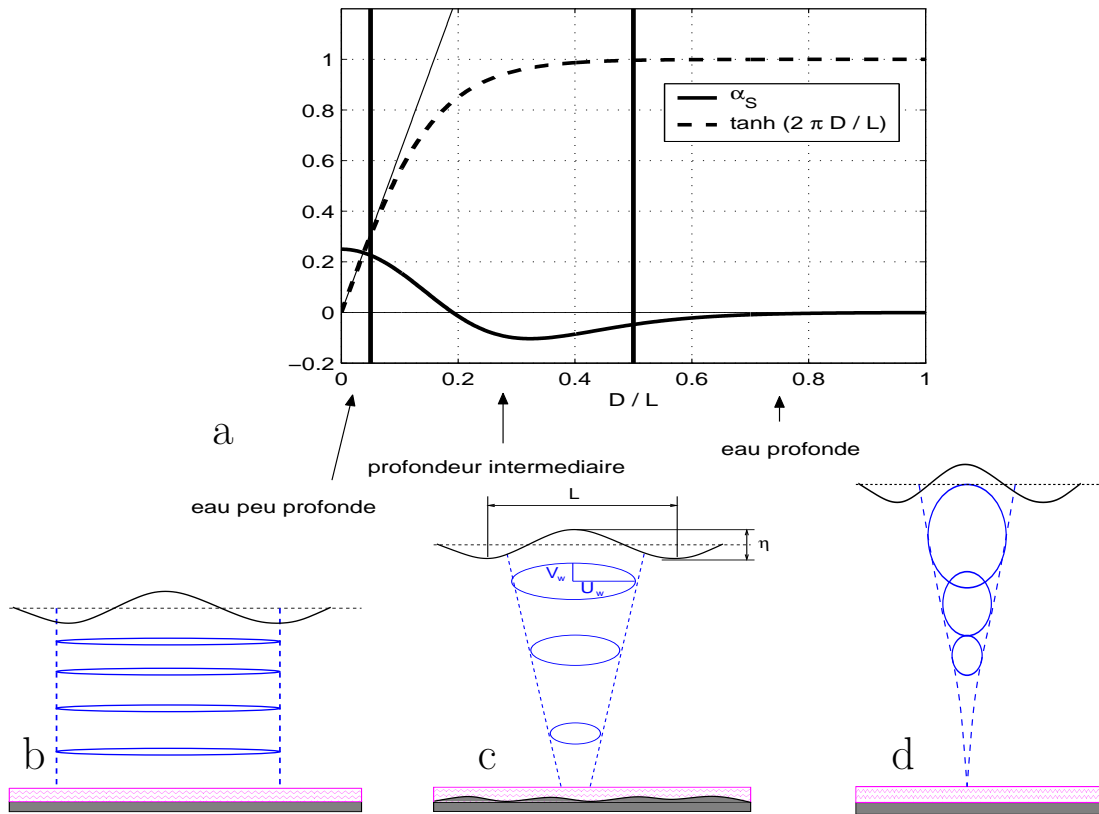


FIG. 1.9 – Les différentes approximations de la théorie linéarisée en fonction du rapport de la profondeur d'eau à la longueur d'onde.

A l'inverse, dans la limite de l'eau peu profonde (lorsque la profondeur d'eau de-

vient petite ou pour les ondes de grande longueur d'onde i.e. $\frac{D}{L} < 1/20$, $\tanh\left(\frac{2\pi D}{L}\right) \sim \frac{2\pi D}{L}$, Fig. 1.9a) la longueur d'onde est proportionnelle à la période et diminue avec la profondeur d'eau ($L = T\sqrt{gD}$). La vitesse orbitale horizontale ne décroît quasiment pas sur la profondeur d'eau (Fig. 1.9b). Les vitesses de groupe et de phase sont alors égales et ne dépendent plus de la période de l'onde : le milieu ne disperse plus les ondes, elles se propagent toutes à une même vitesse qui ne dépend que de la profondeur d'eau ($c = \sqrt{gD}$) et forment la houle. Dans cette approximation, la condition de développement de la théorie linéarisée devient $H < \frac{8\pi}{gT}$, limitant le domaine d'application de la théorie linéarisée à de très petite amplitudes. Cependant, la limite de l'eau peu profonde correspond à une frange très littorale souvent au-delà de la limite pratique de déferlement. Par exemple, pour une houle de tempête de période 10 s, cette limite se situe à une profondeur de 2.5 m à laquelle les houles de plus de 2 m de hauteur auront déferlé.

Entre ces deux limites, on trouve des conditions de profondeur d'eau intermédiaire pour lesquelles la longueur d'onde des vagues dépend à la fois de la période et de la profondeur d'eau. Ce cas est le plus fréquemment rencontré dans la zone pré-littorale, avec une décroissance des vitesses orbitales sur la verticale plus ou moins prononcée (Fig. 1.9c). En théorie, le domaine de validité de la théorie linéarisée restreint assez fortement la gamme de hauteur de vagues. Par exemple, pour une période de 9 s sur un fond de 28 m, la hauteur maximum des vagues que la théorie linéarisée peut décrire est de 0.7 m. Pratiquement, cette théorie analytique sans dissipation sur le fond fournit des ordres de grandeur tout à fait acceptable des vitesses orbitales de la houle proche du fond pour des vagues jusqu'à 2.2 m de hauteur, à savoir 33 cm s^{-1} en théorie comparée à des vitesses orbitales mesurées de 25 cm s^{-1} (Guizien et al., 2010a).

Cette théorie analytique permet également de décrire l'évolution des vagues à l'approche des côtes. La quantité d'énergie E des ondes progressives dans un milieu fluide de densité ρ ne dépend que de leur hauteur :

$$E = \frac{1}{8}\rho g H^2 \tag{1.6}$$

En l'absence de dissipation (sans déferlement, ni frottement sur le fond) et dans la géométrie simple de la propagation de la houle sur un pan incliné, la conservation du flux d'énergie ($c_g E$) indique que la hauteur des ondes varie quand la vitesse de

groupe des ondes varient :

$$\frac{1}{H} \frac{dH}{dx} = - \frac{1}{2c_g} \frac{dc_g}{dx} \quad (1.7)$$

Les variations de la vitesse de groupe en fonction de la profondeur d'eau peuvent être explicitées à partir de la relation d'Airy (1.5), par l'intermédiaire d'un coefficient dit de "shoaling" α_S . Les variations de la hauteur des ondes s'écrivent alors :

$$\frac{1}{H} \frac{dH}{dx} = - \frac{\alpha_S}{D} \frac{dD}{dx} \quad (1.8)$$

$$\text{où } \alpha_S = \frac{2\pi D}{L} \mathcal{T} \frac{(1 - \frac{2\pi D}{L} \mathcal{T})(1 - \mathcal{T}^2)}{[\mathcal{T} + \frac{2\pi D}{L}(1 - \mathcal{T}^2)]^2}.$$

Dans la limite de l'eau profonde (tant que $L/D > 0.7$, $\mathcal{T} = 1$ et donc $\alpha_S = 0$), la hauteur des ondes ne varie pas au cours de sa propagation (Fig. 1.9). Quand la profondeur d'eau diminue ($0.32 < L/D < 0.7$), la hauteur des ondes va d'abord diminuer d'au maximum 10 % de la pente bathymétrique. Puis quand la profondeur d'eau diminue encore ($L/D < 0.32$), la hauteur des vagues gonflera jusqu'à 25 % de la pente bathymétrique. Ainsi, à l'approche des côtes, non seulement la longueur d'onde mais également la hauteur des vagues évoluent sous l'effet de la diminution de la profondeur. La théorie analytique rappelé ci-dessus permet de décrire facilement ces évolutions dans des géométries simples mais dans le cas général et celui de la baie de Banyuls sur Mer en particulier, l'évolution bathymétrique est souvent plus complexe. De plus, des processus telles que la dissipation par frottement sur le fond, la réfraction par les courants ainsi que les transferts d'énergie entre ondes qui se produisent dans la nature lorsque les vagues présentent un spectre continu de période lié à la nature turbulente de leur formation ne sont pas décrits par cette théorie. Il est alors nécessaire d'utiliser des modèles numériques incluant ces processus et résolvant l'évolution de l'action d'onde des vagues (flux d'énergie divisé par la fréquence relative de l'onde). Tout comme pour la circulation pré-littorale, différents modèles communautaires existent (SWAN, Booij et al., 1999 , WaveWatchIII, Tolman, 1997).

1.2.2 Implantation d'un système d'observation de la houle dans le Golfe du Lion

L'une de mes premières missions lors de mon arrivée au Laboratoire d'Océanographie Biologique de Banyuls (LOBB) a consisté à positionner le houlographe directionnel (Axys Environment[®]) récemment acquis par le laboratoire, en partenariat avec le Conseil Général des Pyrénées-Orientales afin d'assurer un suivi permanent de l'état de mer auquel sont exposés les côtes du Sud Roussillon et leurs écosystèmes. Ainsi, après une période de test (mouillage du 3 Juin au 28 Novembre 2002 au Site d'Observation du Laboratoire Arago par 27 m de fond, 3°8.645 E, 42°29.357 N), le houlographe a été mis en mouillage permanent le 9 décembre 2002 sur un fond de 52 m, au Nord-Ouest de la Balise Nord de la Réserve Naturelle de Banyuls-Cerbère (3°10.038 E, 42°29.365 N). La localisation de ce mouillage a été guidé par le souci de mesurer les caractéristiques d'une houle non transformée par la réfraction bathymétrique, y compris lors des tempêtes les plus fortes. Cette localisation a donc été déterminé à partir de simulations numériques réalisées pour différents secteurs d'incidence de houle à l'aide du code spectral SWAN de l'Université de Delft (Colosio, 2002). Les mesures réalisées par cette bouée ont rapidement permis de mettre en évidence la variabilité spatiale de caractéristiques des tempêtes le long des côtes du Golfe du Lion. En effet, lors de la tempête du 4 décembre 2003, alors qu'à Banyuls, les vagues atteignait une période de 11.5 s et une hauteur significative de 8 m, à Sète, la hauteur significative des vagues n'atteignait que 4.1 m (Hontarrède et al., 2004). Les dégâts importants causés par cette tempête sur le littoral roussillonnais (destruction de la digue du Port de Cerbère) ont interpellé les services de l'Etat sur la nécessité d'établir des statistiques plus fiables des climats de vagues le long des côtes du Golfe du Lion, prenant en compte cette variabilité spatiale. La fréquence de retour de cette tempête a été estimée en 2003 à 50 ans sur la base des données disponibles qui consistait en un enregistrement à Sète (1989-2001). En conséquence, une collaboration a été mis en place avec la Direction Régionale de l'Equipement du Languedoc-Roussillon qui a depuis pris le relais de l'observation de la houle en baie de Banyuls et déployé quatre bouées houlographes directionnelles Datawell[®] le long des côtes du Golfe du Lion (Sète depuis Février 2006, Banyuls depuis Novembre 2007, Leucate depuis Mai 2008, Espiguette depuis Août 2008).

1.2.3 Variabilité du climat de vagues le long des côtes du Golfe du Lion

L'analyse statistique des premières observations de l'état de mer pour la zone Sud-Roussillon (Fig. 1.10a, Juin 2002 à Juin 2005 et Novembre 2007 à Décembre 2008) a été comparée à celle établie pour la zone Languedoc à partir d'observations à Sète (Fig. 1.10a). Les observations réalisées par le Service Maritime de Navigation du Languedoc Roussillon d'Octobre 1988 à Janvier 2001 et de Mai 2003 à Février 2006 étaient non directionnelles.

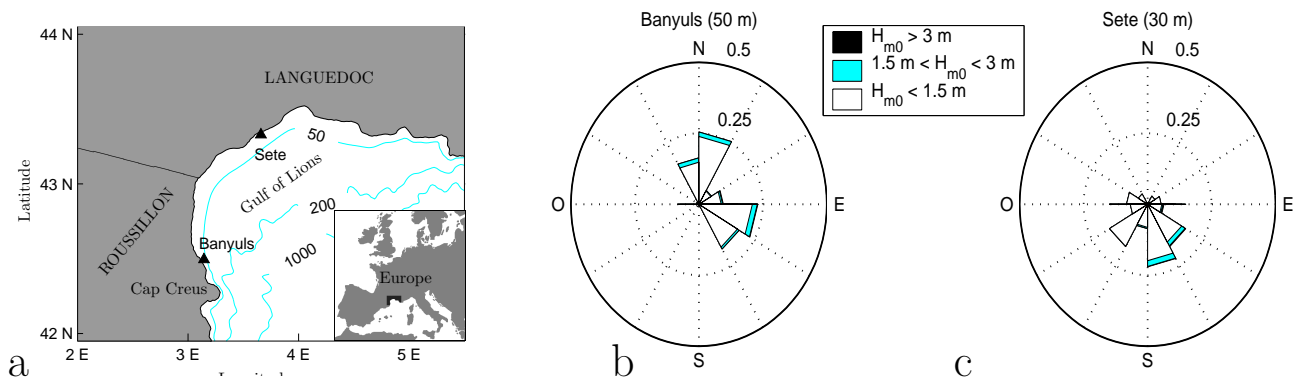


FIG. 1.10 – (a) Carte du Golfe du Lion en Europe et carte bathymétrique du Golfe du Lion montrant la localisation des bouées de houle en baie de Banyuls sur Mer (50 m, $3^{\circ} 10.038$ E, $42^{\circ} 29.365$ N) et à Sète (32 m, $3^{\circ} 39.550$ E, $43^{\circ} 19.700$ N). Rose des hauteurs de vagues à Banyuls (b) et à Sète (c) de Novembre 2007 à Décembre 2008 (Guizien, 2009)

Ces observations confirment tout d'abord que l'état de mer dans le Golfe du Lion est en général très calme avec des hauteurs de vagues inférieures à 1.5 m pendant 80% du temps sur l'année et 95% du temps en été. Au printemps, la proportion de vagues dont la hauteur est comprise entre 1.5 m et 3 m augmentent sensiblement et des houles de 5 m de hauteur sont observés à l'automne et en hiver (Guizien, 2009). Ces observations montrent également des différences marquées dans la direction d'origine des vagues aux deux sites, qui découlent naturellement de l'orientation du trait de côte. A Banyuls, les vagues viennent du Nord-Ouest à Nord ou de l'Est à Est-Sud-Est (Fig.1.10b) alors qu'à Sète, les vagues viennent du Sud à Est-Sud-Est (Fig.1.10c). Ces différences d'origine des vagues expliquent les différences dans la distribution des hauteurs significatives et périodes moyenne des vagues les plus fréquentes (Fig. 1.11a et b) mais également extrêmes aux deux sites (Fig. 1.12).

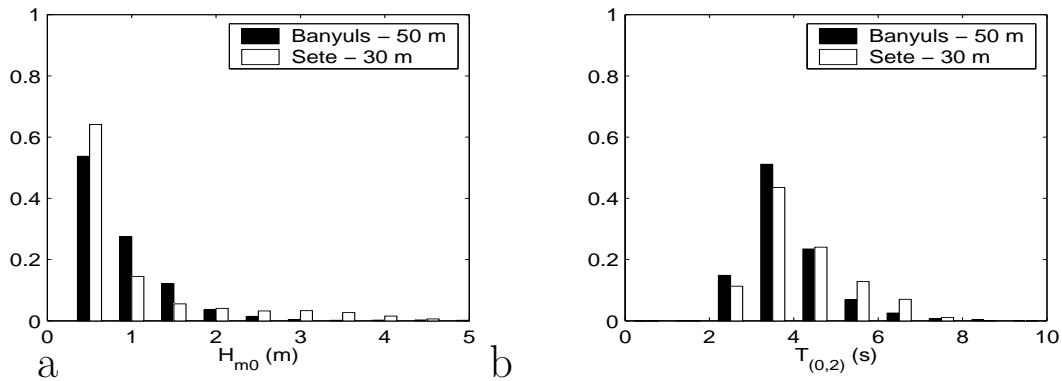


FIG. 1.11 – Histogrammes des fréquences relatives des hauteurs significatives H_{m0} (a) et des périodes moyennes $T_{(0,2)}$ (b) des vagues à Banyuls et à Sète (Guizien, 2009)

A Banyuls, les vagues de courte période et de 1 à 2 m de hauteur sont deux fois plus fréquentes : ce sont typiquement des vagues de mer de vent en formation générées par la Tramontane, donc d'origine Nord-Ouest à Nord, dont la hauteur est fonction du fetch, distance de l'étendue de mer sur laquelle le vent s'applique. Ces vagues sont absentes à Sète où le fetch au Nord est inexistant. A l'inverse, à Sète, les vagues plus longues de période moyenne de 6 à 8 s et de hauteur significative entre 2.5 m et 5 m sont quatre fois plus fréquentes : ce sont typiquement des houles qui se sont propagées depuis leur génération. D'après les roses des hauteurs des vagues de Sète, ces houles viennent du Sud et moins souvent du Sud-Est. Or, les houles venant du Sud n'atteignent pas Banyuls qui est protégé par le promontoire du Cap Creus (Fig.1.10a).

Ces houles de Sud expliquent également que les périodes moyennes les plus fréquentes (période de retour inférieure à 6 mois) sont sensiblement plus fortes à Sète qu'à Banyuls. Par contre, les hauteurs significatives et les périodes moyennes des houles de tempête ($H_s > 5$ m, $T_m > 8$ s) sont plus fréquentes à Banyuls qu'à Sète. D'après les roses des hauteurs des vagues à Banyuls, ces vagues extrêmes viennent le plus fréquemment du secteur Est à Est-Sud-Est, secteur pour lequel le site de Sète est protégé par le promontoire du Cap de Toulon. Ainsi, ces observations confirment que les événements extrêmes de vagues sont à relier aux dépressions à l'Est du bassin Ouest-Méditerranéen (Golfe de Gênes) et suggèrent donc qu'il est possible d'utiliser des indicateurs simples de dépression basées sur les variations de pression à l'échelle synoptique (Martin-Vide et Lopez-Bustins, 2006).

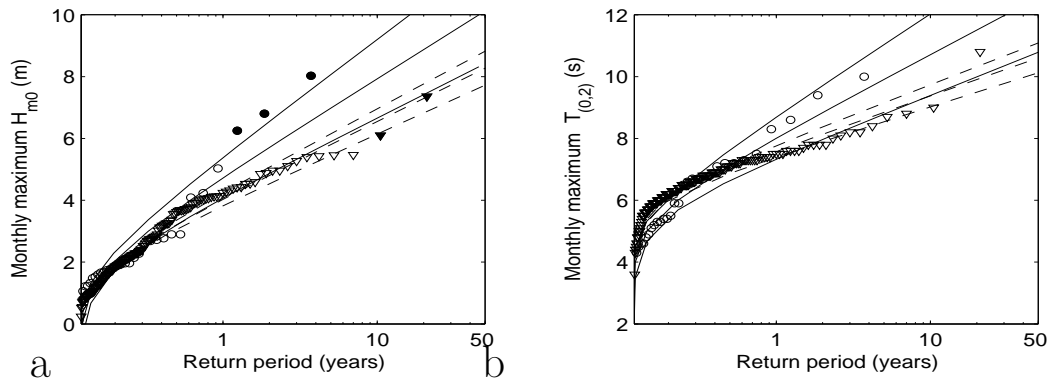


FIG. 1.12 – *Distribution des périodes de retour des hauteur significative H_{m0} (a) et des périodes moyennes $T_{(0,2)}$ (b) des vagues à Banyuls (cercle) et à Sète (triangle) (Guizien, 2009)*

1.3 La couche limite de fond

L'hydrodynamisme de la couche limite de fond dans l'interaction houle-courant

Comme il a été rappelé en introduction, la zone pré-littorale se caractérise par l'importance des processus de dissipation d'énergie qui se produisent dans les couches limites aux interfaces, et en particulier à l'interface eau-sédiment au fond de la mer. A toute interface, le premier processus de dissipation d'énergie d'un écoulement cisailé est la dissipation par la viscosité moléculaire. La quantité d'énergie dissipée sera d'autant plus forte que le cisaillement de l'écoulement moyen (variation de la vitesse horizontale en fonction de la distance à la paroi) sera fort. Ceci se traduit dans la relation de Boussinesq reliant le frottement interne visqueux du fluide τ à l'écoulement moyen sous la forme suivante :

$$\tau = \nu \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.9)$$

où U la vitesse de l'écoulement moyen, z la direction verticale (normale à la paroi) et ν la diffusivité moléculaire. Ce frottement visqueux domine sur un fond lisse en régime laminaire i.e. tant que le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$ (L une longueur caractéristique de l'épaisseur de la couche limite) reste inférieure à 2000, ce qui est rarement le cas dans le milieu naturel. Lorsque le nombre de Reynolds est supérieure à 2000, les forces inertielles dominent sur les forces visqueuses et l'écoulement devient instable, présentant des fluctuations de vitesses. Lorsque les parois ne sont pas lisses, ce qui est souvent le cas en milieu naturel, cette transition vers la turbulence

se produit pour des vitesses encore plus faible, car les rugosités génèrent des tourbillons permettant une dissipation de l'énergie qui domine la plupart du temps sur la dissipation par la viscosité moléculaire proche de la paroi. On identifie la turbulence comme la partie fluctuante de l'écoulement (moyenne de Reynolds) dont la contribution au transport est nulle en moyenne mais qui contient une quantité d'énergie cinétique non nulle (autocorrélations des fluctuations de vitesses). Ces fluctuations de vitesses agissent comme la diffusion moléculaire sur le mélange et la dissipation de l'énergie sous forme de chaleur. Par analogie avec les frottements internes visqueux, on définit les frottements internes turbulents comme les corrélations des fluctuations de vitesses dans des directions orthogonales (dites contraintes de Reynolds). Ces six nouvelles variables de l'écoulement introduisent une de sous-détermination dans la résolution des équations du mouvement, posant le problème de la fermeture turbulente, dès lors que l'on ne résoud pas toutes les échelles spatiales et temporelles de l'écoulement. Dans les modèles dits à moyenne de Reynolds, on relie alors les frottements internes turbulents à l'écoulement moyen sous la forme suivante :

$$\overline{u'w'} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.10)$$

où U la vitesse de l'écoulement moyen, z la direction verticale (normale à la paroi) et ν_t la diffusivité dite turbulente. Prandtl (1925) proposa le concept de longueur de mélange pour fermer le système d'équations et résoudre l'écoulement moyen sous la forme $\nu_t = l^2 \frac{\partial U}{\partial z}$ où la longueur de mélange augmente linéairement avec la distance à la paroi ($l = 0.41z$) pour les écoulements cisailés stationnaires. Avec le développement des méthodes numériques dans les années 1970, d'autres formulations de fermeture turbulente plus sophistiquées ont été élaborées pour décrire la turbulence associée aux écoulements stationnaires (modèles $K-\epsilon$ et $K-\omega$, Wilcox, 1998).

Cependant, en zone pré-littorale, l'écoulement peut être parfois dominé par des vitesses fortement instationnaires oscillantes avec des vitesses maximales associées d'un ordre de grandeur plus grandes que les courants (Fig.1.13).

L'oscillation des vitesses augmente encore la dissipation de l'énergie en confinant ce cisaillement dans une couche limite dont l'épaisseur $\delta = \sqrt{\nu_t T}$ est définie par la distance de diffusion pendant une période d'onde qui représente une petite proportion de la hauteur d'eau sous les vagues et la houle. Mais surtout, les variations temporelles des vitesses sous les vagues créent un cisaillement variable au cours du temps. Cette couche limite oscillante en régime laminaire sur un fond lisse (tant que les contraintes visqueuses dominent sur les contraintes inertielles, pour un

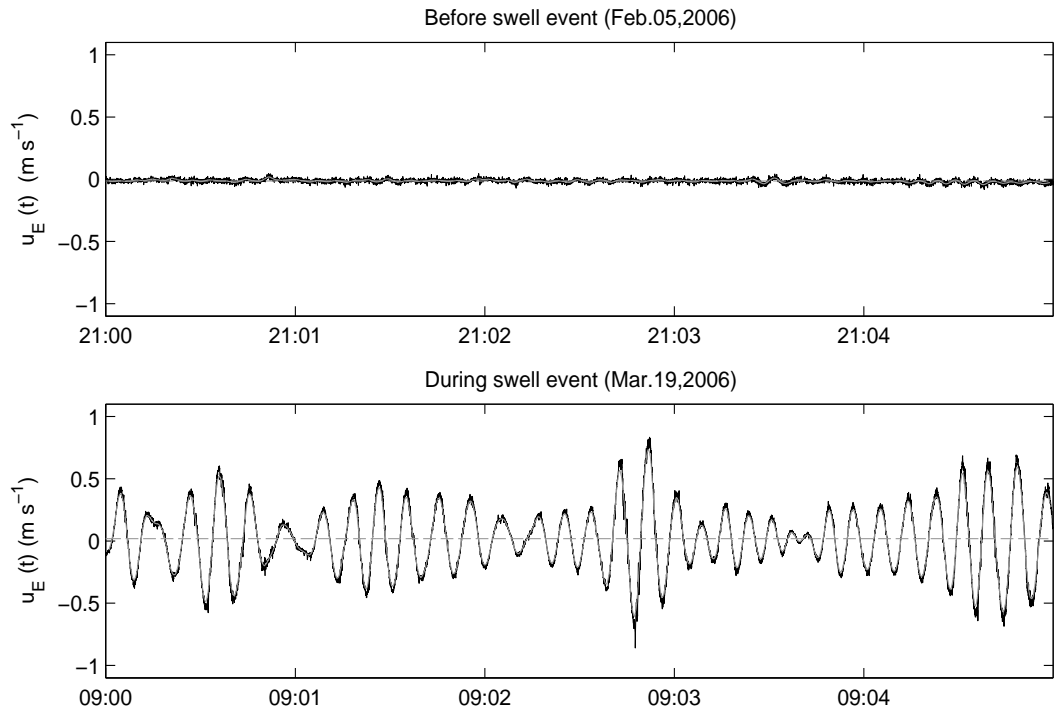


FIG. 1.13 – Evolution temporelle de la vitesse instantanée mesurée à 29 cm au-dessus du fond durant 5 mn avant (a) et pendant (b) un épisode de houle de 9 s de période moyenne et 2.2 m de hauteur significative (Guizien et al., 2010a)

nombre de Reynolds $\frac{U\delta}{\nu} < 320$) correspond en fait au second problème de Stokes.

La solution analytique met en évidence en particulier que le frottement maximum à la paroi est en avance de phase de 45° sur le maximum de vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite (Jonsson, 1966). Par la suite, certains auteurs ont dérivé des solutions analytiques pour décrire la couche limite oscillante en régime turbulent en introduisant des profils verticaux de la diffusivité turbulente modifié proche du fond mais invariant dans le temps (Kajiura, 1968; Grant et Madsen, 1979; Brevik, 1981; Myrhaug, 1982). Chacun de leur côté, Fredsøe (1984) et Trowbridge et Madsen (1984) proposent pour la première fois de remettre en cause la stationarité de la turbulence en adaptant de façon quasi-stationnaire le profil de diffusivité d'un courant à la valeur de la vitesse à chaque phase de l'onde. Ils ouvrent en fait alors la voie qui consiste à adapter les modèles numériques résolvant les couches limites turbulentes en régime stationnaire à la résolution de cette couche limite oscillante (Huynh-Thau et Temperville, 1990; Sana et Tanaka, 2000; Guizien et al., 2003) et qui ont permis de ne plus aborder uniquement les couches limites oscillantes sur fond

plat mais également sur des topographies plus complexes (Fredsoe et al., 1999).

1.3.1 Modélisation numérique de la couche limite turbulente oscillante sur fond plat

Ces modèles montrent tout d'abord leur intérêt pour la prédiction du frottement de fond en milieu marin qui est un paramètre critique dans la prédiction du transport sédimentaire et dont la mesure *in situ* n'est pas aisée. Cependant, ces modèles demandent encore des ressources informatiques importantes, limitant leur utilisation pratique par l'ingénieur. Ils sont en fait utilisés pour tester et développer des formules pratiques de prédiction du frottement de fond maximum et moyen dans l'interaction houle-courant à partir des paramètres de la houle, du courant et de la granulométrie du fond (Soulsby et al., 1994). Ainsi, à la fin de ma thèse, je me suis initiée à l'utilisation d'un modèle de couche limite oscillante de fond dont la fermeture turbulente était basée sur deux équations, une pour l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour la longueur de mélange (Huynh-Thanh et Temperville, 1990). J'ai mis en oeuvre ce modèle avec tout d'abord l'objectif d'étendre les formules pratiques, reliant le frottement de fond maximum à la vitesse orbitale sous une houle sinusoïdale (de Swart, 1974). J'ai donc testé les performances de différentes paramétrisations du frottement de fond de façon à prédire non plus uniquement ses valeurs moyennes et maximum mais son évolution temporelle, dans le cas des houles irrégulières linéaires dont le spectre présente un pic de pulsation ω_p (Fig.1.14).

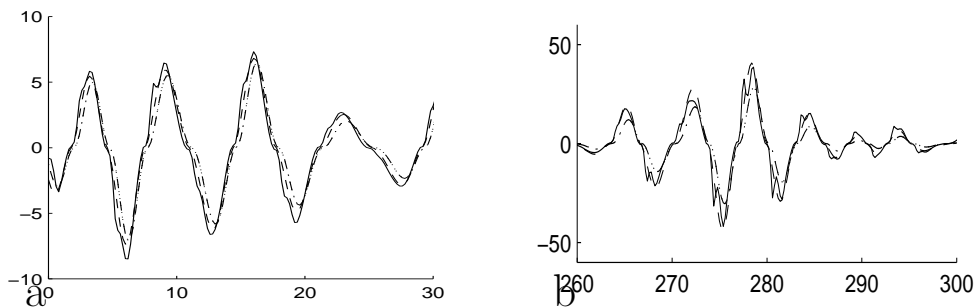


FIG. 1.14 – Comparaison entre l'évolution temporelle du frottement de fond simulée par le modèle de couche limite (—), prédit par la formule paramétré d'Ockenden et Soulsby (1994) (---) et par la formule (1.11) (Guizien et Temperville, 1999) (-.-) pour deux conditions de houle irrégulière linéaire (a, b).

Un paramètre de frottement instantané $f_w(t)$ ainsi qu'un déphasage θ sont alors introduit dans la formulation classique reliant le frottement de fond à la vitesse de

lécoulement (Guizien et Temperville, 1999) :

$$\frac{\tau(t)}{\rho} = \frac{f_w(t + \theta)}{2} U(t + \theta) \|U(t + \theta)\| \quad (1.11)$$

avec

$$f_w(t) = \alpha_1 \exp \left[\beta_1 \left(\frac{\|A(t)\|}{k_n} \right)^{\gamma_1} \right] \quad (1.12)$$

$$\theta = 0.0443 \frac{2\pi}{\omega_p} \left(\frac{k_n}{0.05} \right)^{0.143} \left(\frac{A}{k_n} \right)^{0.0176} \quad (1.13)$$

où $A(t) = U_{max}/\omega_p$ et $U(t)$ est la vitesse des vagues à l'extérieur de la couche limite avec k_n en cm. Les paramètres $\alpha = 0.00251$, $\beta = 5.21$ et $\gamma = -0.19$ sont ceux de la formule de de Swart (1974). Cette formule permet de réduire de moitié l'écart avec les simulations numériques comparé à la formule proposée par Ockenden et Soulsby (1994), cet écart étant inférieur à 8 % en moyenne et 40 % au maximum, les écarts relatifs maxima se produisant au niveau des minima de frottement de fond.

Les modèles de couche limite oscillante ont également été utilisés dans les années 1990 pour analyser en détail la dynamique du transport en suspension des sables dans l'interaction houle-courant (Li et Davies, 1996; Savioli et Justesen, 1996). En effet, les sables présentent des vitesses de chute souvent trop grandes pour que les courants les plus fréquents les mobilisent en suspension. Par contre, à certaines phases de l'écoulement oscillant, les contraintes turbulentes générées dans la couche limite sous la houle peuvent être suffisantes pour maintenir en suspension des sables, qui seront alors transportés par le courant. Mais dans les phases où l'écoulement sera plus lent, les contraintes turbulentes ne permettront plus ce maintien en suspension et les sables chutent. On observe donc une dynamique du transport en suspension des sables à l'intérieur d'une période de l'écoulement oscillant induite par la dynamique de la turbulence à cette échelle de temps. Cependant, l'étude d'intercomparaison de modèles menée à l'issue du programme européen MAST-II G8M montra que tous les modèles, quel que soit le degré de sophistication du modèle de turbulence utilisé, échouaient dans la prédiction de la quantité de sédiment transporté sur l'épaisseur de la couche limite, et ce défaut était lié à une mauvaise prédiction des phases des maximum de concentration en suspension dans la couche limite (Davies et al., 1997).

Les séries temporelles de contraintes turbulentes mesurées à différentes distances de la paroi dans une couche limite oscillante rugueuse sans sédiment en suspension (Dohmen-Janssen, 1999) ont alors montré que ce déphasage n'était pas lié au couplage avec la densité de la suspension sédimentaire mais était bien une propriété de

la turbulence oscillante. J'ai donc poursuivi le développement du modèle de couche limite turbulente oscillante dans le cadre d'un postdoctorat (programme européen MAST-III SEDMOC) en introduisant une nouvelle fermeture turbulente $K-\omega$ transitionnel dont les performances pour décrire les transitions laminaire-turbulent avait été souligné précédemment (Wilcox, 13-15 January 1992). Or, à chaque renverse de l'écoulement oscillant, la vitesse à l'extérieur de la couche limite s'annule et la couche limite redevient laminaire comme cela est observé expérimentalement, y compris pour de forts nombres de Reynolds (Jensen et al., 1989). Cependant, le modèle original de Wilcox (13-15 January 1992) ne reproduit pas ces relaminarisations à forts nombres de Reynolds (Fig.1.15, Guizien et al., 2003).

Ainsi, en modifiant les constantes de diffusion originellement proposées par Wilcox (13-15 January 1992), j'ai amélioré la description de l'initiation de la transition laminaire-turbulent. De plus, la description de la décroissance verticale et du déphasage des contraintes de Reynolds pour les écoulements oscillants a également été améliorée en comparaison avec à la fois des simulations numériques directes (DNS, Fig. 1.16, Guizien et al., 2003) et des expériences en canal de Jensen et al. (1989) et Dohmen-Janssen (1999) (Fig. 1.17, Guizien et al., 2003).

Il est également intéressant de souligner que le modèle $k-\omega$ transitionnel permet non seulement de décrire les phases de relaminarisation mais également la sous-couche visqueuse à l'interface eau-sédiment. En effet, la formulation $k-\omega$, contrairement à la formulation $k-\epsilon$ permet de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi vraie où $k = 0$ sans développement asymptotique puisque ω a une valeur finie à la paroi. Cette propriété m'a également permis d'introduire une condition de décollement de couche limite sous l'effet d'un fort gradient de pression adverse de pression en modifiant la paramétrisation de ω à la paroi. En effet, des décollements de couche limite se traduisant par la présence de structures turbulentes cohérentes à la paroi sont susceptible de se produire pour les écoulements les plus énergétiques lors de la phase de décélération.

1.3.2 Modélisation numérique de la couche limite turbulente oscillante sur fond non plat

Les modèles de couche limite à une dimension verticale (1DV) sont adaptés à décrire les écoulements les plus énergétiques ou dans les faibles profondeurs d'eau (< 10 m) car ce sont dans ces conditions que le fond sédimentaire est entièrement mobilisé et donc l'approximation d'un fond plat, valide. Cependant, dans le milieu naturel, sous des écoulements un peu moins énergétiques ou en milieu un peu plus profond (10-30 m), on observe le plus souvent des formes de fond sédimentaire

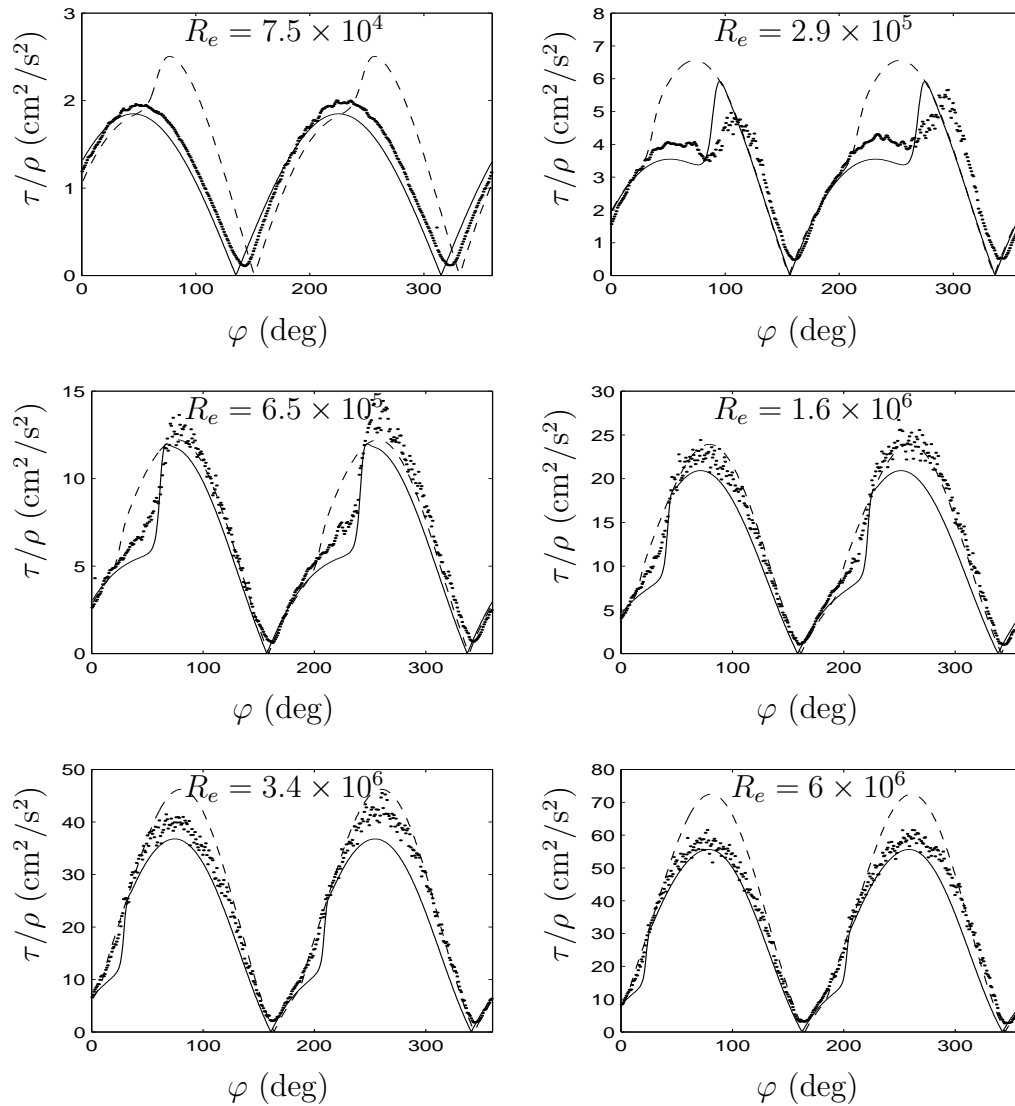


FIG. 1.15 – *Frottement de fond mesuré par Jensen et al. (1989) (...), simulé par le modèle $k-\omega$ transitionnel original de Wilcox (13-15 January 1992) (- -) et le modèle de Guizien et al. (2003) (—) pour un écoulement sinusoïdal $U = U_0 \sin(2\pi t/T)$ with $T = 9.72$ s sur un fond plat à différents nombres de Reynolds.*

(rides, dunes). De plus, le fond peut parfois être tapissé d'organismes créant des macro-rugosités. Ainsi, les modifications de fermeture turbulente développée sur fond plat (modèle $k-\omega$ transitionnel) ont été introduites dans le modèle de couche limite turbulente oscillante à deux dimensions (2DHV) de Huynh-Thau et Temperville (1991) qui était formulé avec une fermeture turbulente à une équation pour k et une paramétrisation pour la longueur de mélange. Cette nouvelle formulation du modèle de turbulence a été testée dans le cadre du programme européen FP5-SANDPIT dont

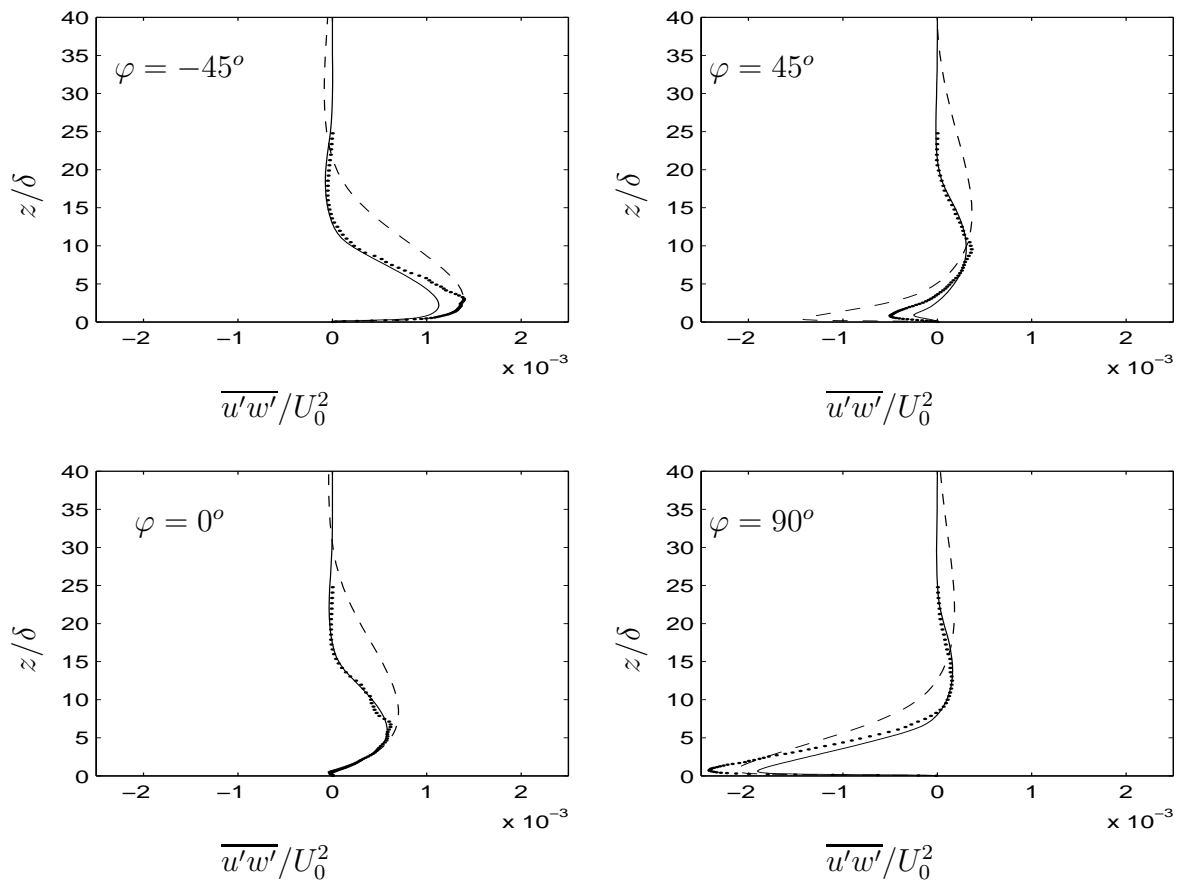


FIG. 1.16 – Profils verticaux de contraintes de Reynolds à différentes phases : (a) $\varphi = -45^\circ$, (b) $\varphi = 0^\circ$, (c) $\varphi = 45^\circ$ and (d) $\varphi = 90^\circ$ simulé par DNS (...), le modèle $k - \omega$ transitionnel original de Wilcox (13-15 January 1992) (- -) et le modèle de Guizien et al. (2003) (—) pour un écoulement sinusoïdal $U = U_0 \sin(2\pi t/T)$ with $T = 4$ s, $U_0 = 1.1$ m/s sur un fond lisse ($R_\delta = 1241$, $R_e = 7.7 \times 10^5$).

l'objectif était la prédiction de l'évolution morphodynamique des zones d'extraction de sables en zone pré-littorale. Tout d'abord, il a été observé que le choix du modèle de turbulence affecte notablement la description de la couche limite oscillante sur des fonds ridés. Sur ce type de topographie, on observe l'éjection d'un tourbillon convectif à chaque demi-période de l'écoulement dont la vorticité est plus forte et qui décolle davantage de la paroi dans les simulations avec la fermeture turbulente $k-\omega$ transitionnelle qu'avec le modèle à une équation k (Fig. 1.18).

En contre partie, la diffusivité turbulente est moins forte. Ainsi, la formulation du modèle de turbulence a un impact sur l'importance relative des modes échanges verticaux, par diffusion ou convection.

Le champ de vorticité simulé avec la fermeture turbulente $k-\omega$ transitionnel de

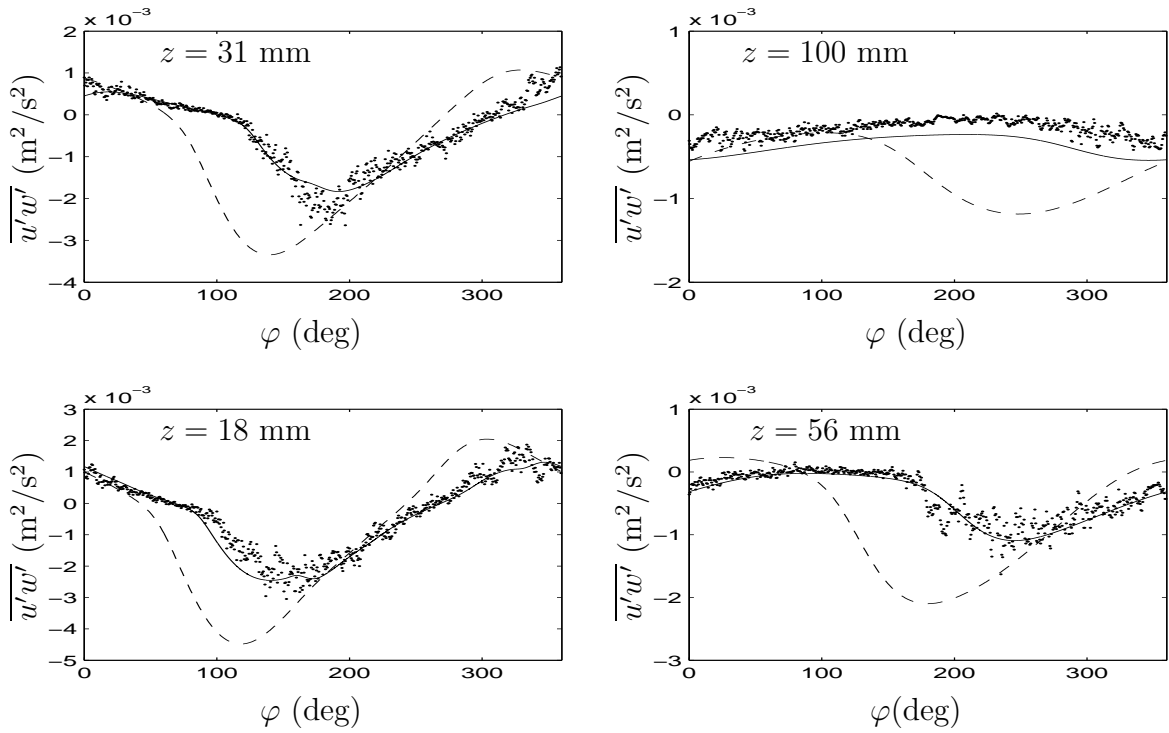


FIG. 1.17 – Evolution temporelle des contraintes de Reynolds (moyennées à chaque phase) à différentes distances de la paroi mesurée par Dohmen-Janssen (1999)) (exp. G4) (...), simulé avec le modèle $k-\omega$ transitionnel originel de Wilcox (13-15 January 1992) (- -) et le modèle de Guizien et al. (2003) (—) ($R_\delta = 2179$, $R_e = 2.4 \times 10^6$, $A/k_N = 3173$).

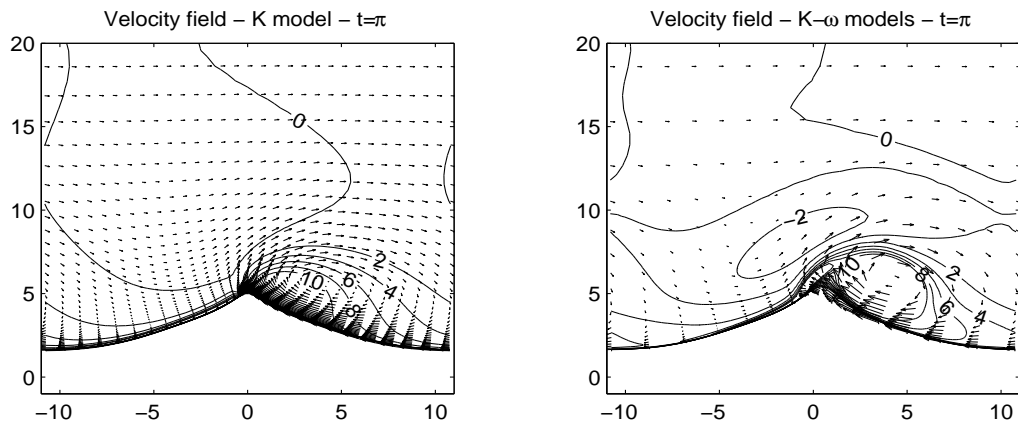


FIG. 1.18 – Champ de vitesse (vecteurs) et de la vorticité (isocontour)   la renverse de l'écoulement oscillant simulé avec le modèle k (  gauche) et $k-\omega$ (  droite).

Guizien et al. (2003) reste cependant moins intense que le champ de vorticité mesuré expérimentalement, en particulier sur les rides arrondies alors qu'un modèle de type Point Vortex (Malarkey et Davies, 2002) simule un champ de vorticité plus intense que celui mesuré (Fig. 1.19, Werf et al., 2008).

En effet, la génération de la vorticité dans les modèles à moyenne de Reynolds est fortement liée à la géométrie de la ride : plus la ride est pointue, plus le décollement sera important (Magar et al., 2005), ce qui n'est pas le cas des modèles de type Point Vortex. Or, dans les expériences en présence d'un fond meuble comme c'est le cas de cette expérience, la forme de la ride moyenne ne correspond pas à la forme de la ride à chaque phase de l'écoulement. Il est en particulier probable que la ride soit plus aigüe lors des phases de décollement de tourbillons. Ainsi, il est difficile de trancher sur la validité de la formulation du modèle de turbulence à partir d'une série expérimentale sur fond meuble. Cependant, il est intéressant de noter que la vitesse moyenne est particulièrement bien décrite entre le creux et la crête de la ride par le modèle $k\text{-}\omega$ transitionnel mais moins bien au-delà (Fig. 1.20, Werf et al., 2008).

Le modèle 2DHV a également été utilisé, comme le modèle 1DV, pour développer des formules pratiques simplifiées du frottement de fond sur les fonds couverts de rides de sable. Les formules pratiques existantes sont basées sur la transposition des formules décrivant le frottement sur fond plat en s'appuyant sur la notion de rugosité équivalente k_s définie à partir des caractéristiques de la ride (hauteur H_r et longueur L_r) sous la forme (Grant et Madsen, 1982) :

$$k_s = \alpha H_r^2 / L_r \quad (1.14)$$

Dans cette formulation, le coefficient α variant de 8 à 27.7 suivant les auteurs (Nielsen, 1992; Wiberg et Harris, 1994). Une telle variabilité du paramètre α pose question sur l'universalité de ce type de formulation.

J'ai donc tenté de déterminer une rugosité équivalente à utiliser dans le modèle 1DV pour reproduire la série temporelle du frottement de fond simulé par le modèle 2DV et moyenné à l'échelle de la ride sur des rides obtenues expérimentalement (Fig. 1.21, Guizien, 2005). Dans mes expériences numériques, le coefficient α varie de 0.5 à 25 dans le cas de la houle seule et de 6.3 à 80 dans le cas de l'interaction houle-courant. La variabilité du coefficient (tant dans la littérature que dans mes expériences numériques) suggèrent que la rugosité de Nikuradse d'une ride vortex ne peut être décrite à partir des seules paramètres hauteur et longueur. En fait, mes expériences numériques confirment que la forme de la ride est un facteur important pour la détermination de cette rugosité macroscopique équivalente. De plus, même la rugosité équivalente donnant le meilleur ajustement ne permet pas de bien décrire

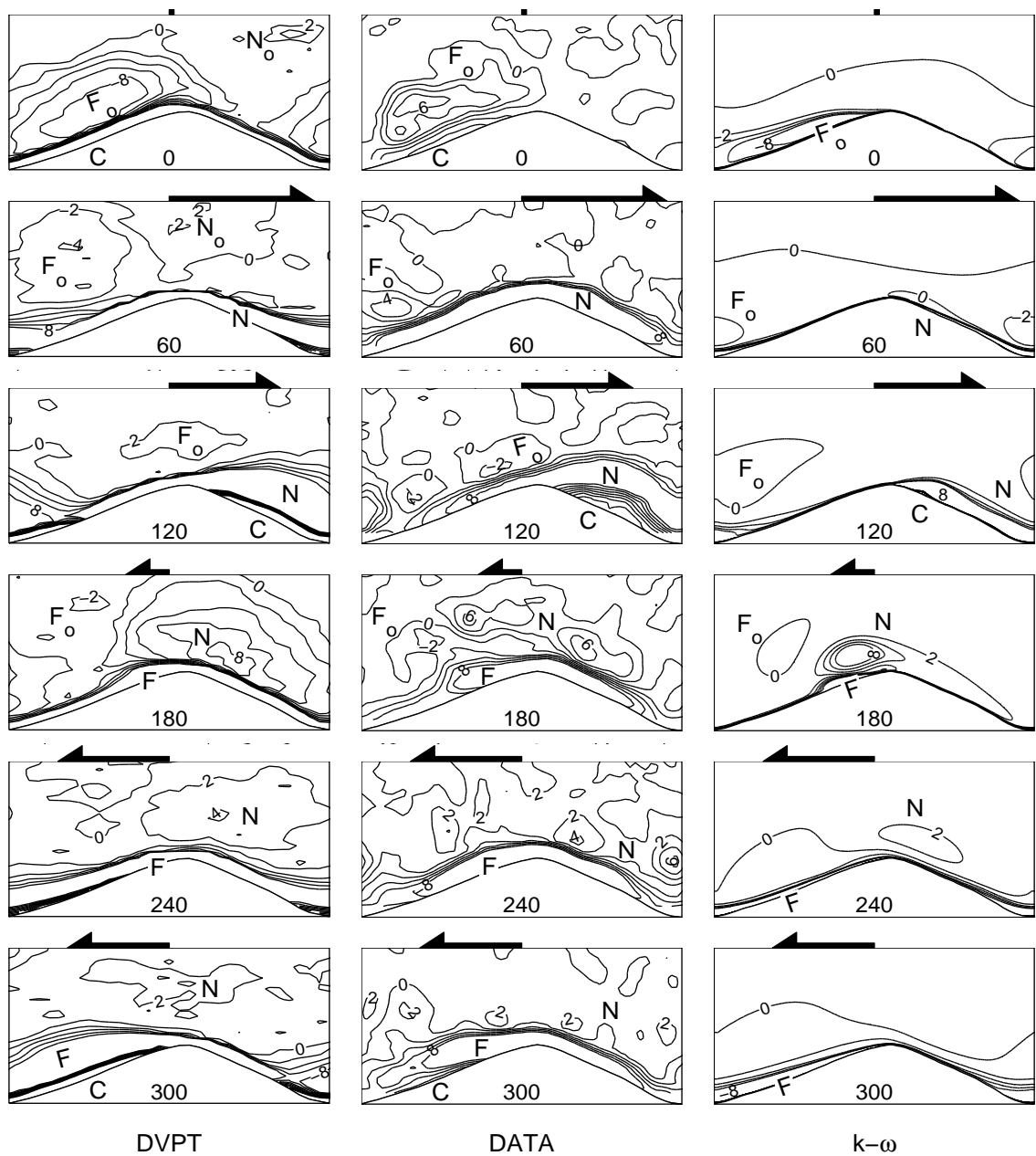


FIG. 1.19 – Evolution temporelle de la vorticité adimensionnelle (isocontour, positif dans le sens horaire) à différentes phases de l'écoulement oscillant simulé avec le modèle Point Vortex (à gauche), mesuré (au centre) et simulé avec le modèle $k-\omega$ (à droite). N_0 et F_0 indique les vortex générés à l'amont et à l'aval lors du cycle de l'onde précédent, N et F indique les vortex générés à l'amont et à l'aval lors du cycle en cours et C indique les bandes de vorticité tournant en sens inverse. Les tailles des flèches sous les graphes sont proportionnelles à la vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite (Werf et al., 2008).

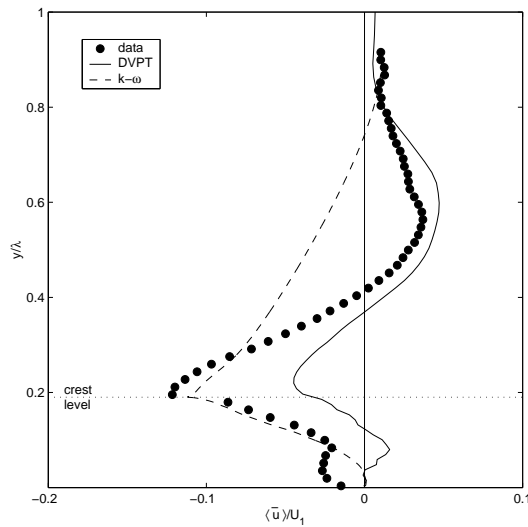


FIG. 1.20 – Profil vertical de la vitesse moyenne simulé avec le modèle Point Vortex (—), mesuré (\circ) et simulé avec le modèle $k-\omega$ (---) (Werf et al., 2008).

la dynamique temporelle du frottement de fond. Ceci montre la limite même de la notion de rugosité équivalente sur ce type de fond.

En conclusion de ce chapitre introductif inventoriant les principaux processus hydrodynamiques intervenant dans la zone pré-littorale, on retiendra que même si des progrès sont encore possible pour améliorer la précision des modèles numériques permettant de les décrire, ces modèles sont aujourd’hui très performants. Ainsi, ces nouveaux outils permettent d’aborder les questions de l’influence de l’hydrodynamisme sur la structuration et le fonctionnement des communautés de la macrofaune benthique. Les deux chapitres qui suivent exposent différents études tirés de travaux que j’ai réalisé ou encadré dans ce domaine. Cependant, il faut souligner que deux verrous restent identifiés. D’une part, la modélisation de la modification de la circulation tridimensionnelle forcée par le vent par la houle dans la zone pré-littorale reste encore à développer et valider et d’autre part, la notion de rugosité équivalente permettant de simplifier la description des écoulements sur des macro-rugosités reste encore à approfondir.

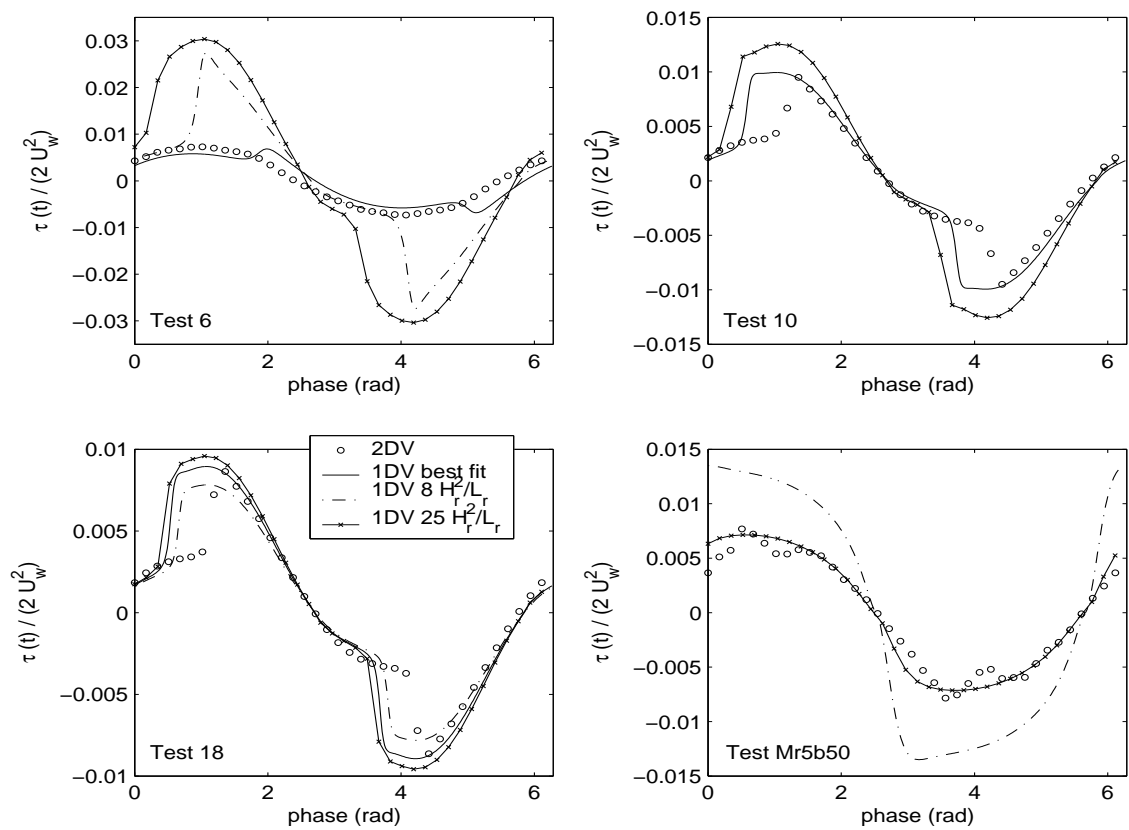


FIG. 1.21 – Evolution temporelle du frottement de fond simulée avec le modèle 2DV et le modèle 1DV pour différentes rugosités équivalentes proposée dans la littérature et celle permettant d'obtenir le meilleur ajustement (Guizien, 2005).

Chapitre 2

Hydrodynamisme et structuration des communautés de la macrofaune benthique

La macrofaune benthique marine est constituée de l'ensemble des espèces animales de plus de 1 mm dont l'habitat adulte est le fond de la mer, incluant les substrats durs rocheux et les sédiments meubles. On peut distinguer ces espèces suivant leur niveau de mobilité au stade adulte : certaines capables de nager sont dites vagiles ou errantes, d'autres moins mobiles se déplacent en remaniant les sédiments et sont dites bioturbantes, enfin, d'autres encore sont dites sessiles car strictement fixées aux substrats rocheux. Les espèces les moins mobiles et sessiles de la macrofaune benthique sont donc fortement inféodées à leur habitat et intègrent sur la durée de leur vie les fluctuations de la qualité du milieu, que ce soit sa richesse en matière organique et donc son niveau d'eutrophisation ou son niveau de contamination. Une succession dans les assemblages d'espèces de la macrofaune benthique a été identifiée et attribuée au niveau d'enrichissement organique et d'oxygénation des sédiments (Pearson et Rosenberg, 1978). Ainsi, ces espèces ont rejoint les espèces de la méiofaune benthique parmi les indicateurs biologiques de la qualité du milieu marin (Coull et Chandler, 1992) et des inventaires de la macrofaune benthique sont préconisés pour caractériser l'état écologique du milieu dans les études d'impact avant et après tout implantation d'activité humaine. Cet état écologique est alors décrit par des indicateurs synthétisant l'information issue de ces inventaires en terme d'abondance et de diversité des assemblages (Borja et al., 2000). Cependant, cette caractérisation ponctuelle de l'état écologique d'un milieu basé sur la macrofaune benthique peut être biaisée par les fluctuations naturelles de l'abondance des populations induites par des accidents naturels de la reproduction. En effet, à l'instar

des espèces de la méiofaune dont le cycle de vie court permet une rapide adaptation des espèces aux variations de qualité du milieu (Coull et Chandler, 1992), la reproduction n'est que bisannuelle voire annuelle pour la plupart des espèces de la macrofaune (Edward, 1995).

La compréhension des mécanismes responsables des fluctuations pluriannuelles de l'abondance de populations naturelles, exploitées ou non, reste d'ailleurs une question fondamentale en écologie dans le contexte actuel d'accélération d'extinction des espèces (Butchart et al., 2010). En effet, l'érosion de la biodiversité a pu être imputée en grande partie à la disparition d'habitats spécifiques (Tilman et al., 1994), mais des impacts plus diffus conduisant à des variations d'abondance de certaines espèces (Berlow, 1999) sont également envisagés. Ainsi, il est nécessaire d'identifier la part de variabilité dans l'abondance des populations induite par l'influence de la variabilité naturelle du climat via des mécanismes de contrôle de la dynamique des populations. En milieu marin, on considère classiquement que plus de 70% des espèces d'invertébrés benthiques produisent des larves planctoniques (Thorson, 1946).

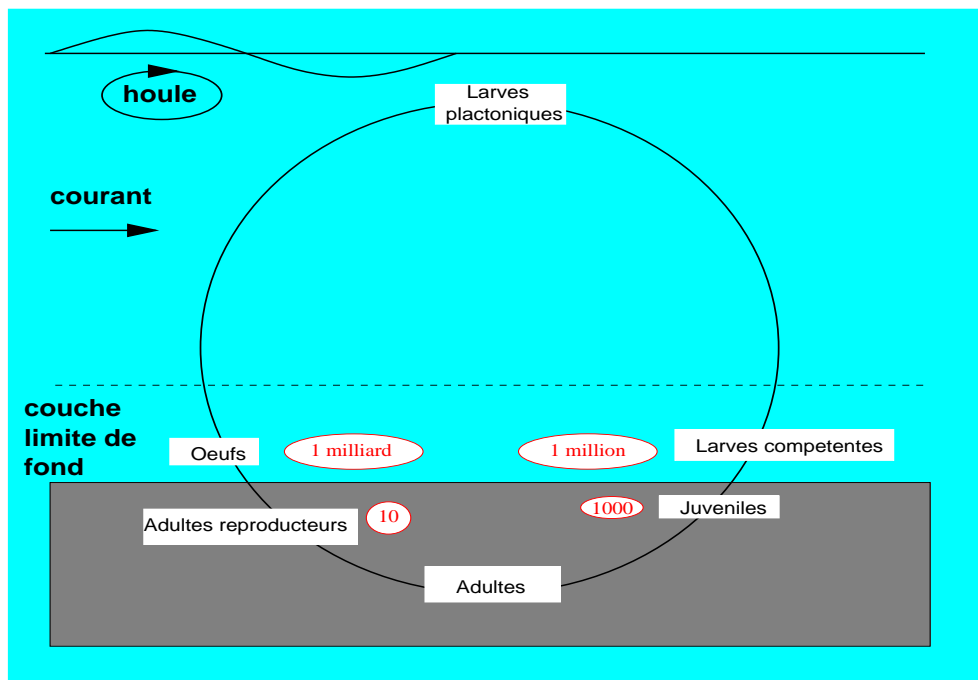


FIG. 2.1 – Schéma du cycle de vie complexe de la macrofaune benthique présentant un stade larvaire planctonique. En rouge, les ordres de grandeur des abondances aux différents stades du cycle de vie.

Ce stade larvaire planctonique ainsi que les premiers stades de retour à la vie benthique constituent des maillons sensibles du cycle de vie de ces espèces (Fig. 2.1)

car ils s'accompagnent en général d'une mortalité importante comme le démontre la faible proportion d'individus retournant à la vie benthique comparée au nombre d'oeufs produits par les adultes reproducteurs (Thiébaud et Dauvin, 1991). Outre les contraintes trophiques (prédation, nutrition) auxquelles sont soumises ces espèces qu'elles soient dans l'environnement benthique ou pélagique, les larves planctoniques sont en sus soumises à la dispersion par les courants marins. Cette dispersion qui, pour des animaux souvent peu mobiles au stade adulte, permet la colonisation de nouveaux environnements est également un facteur de perte dès lors que la dispersion conduit vers des habitats défavorables. Cet antagonisme dans le potentiel dispersif d'une phase larvaire planctonique a fait couler beaucoup d'encre parmi les écologistes benthiques marins afin de déterminer si cet attribut était un avantage compétitif ou non (Crisp, 1976; Scheltema, 1986). Cependant, cette notion a le plus souvent été étudié par le passé dans un environnement physique quasi-stationnaire (gyre, Hill et al., 1996) ou périodique (marée, de Wolf, 1974, Chen et al., 1997). Or, dans la couche limite littorale, la circulation côtière forcée par les vents et interagissant avec le trait de côte et les gradients bathymétriques présentent une forte variabilité spatio-temporelle qui induit un potentiel de variabilité dans l'abondance des populations d'invertébrés benthiques. Celle-ci se trouve encore augmenté du fait de l'existence de capacités de nage (Konstantinova, 1969; Chia et al., 1984), de flottabilité et/ou de sélection de substrat qui diffèrent selon les espèces (Butman, 1987). L'ensemble de ces facteurs conduit à la structuration précoce des communautés benthiques. Les assemblages d'espèces seront ensuite affinée par les interactions biotiques inter- et intra-spécifiques (e.g., compétition, prédation) mais peuvent également être remodelés par les processus physiques affectant les fonds marins. En effet, les stades benthiques vivant dans la couche limite de fond, où les ondes de gravité et les courants forcés par le vent se dissipent, peuvent être affectés différenciellement par les contraintes hydrodynamiques à l'interface eau-sédiment, suivant leur taille, leur morphologie (avec ou sans coquille), leur éthologie (filtreur, déposivore) et leur habitat (épifaune, faune endogée).

Dans ce contexte, mes travaux concernent le rôle de l'hydrodynamisme dans la structuration des communautés de la macrofaune benthique de substrats meubles, à savoir, d'une part, le potentiel de dispersion dans la circulation côtière et pré-littorale lors de la phase larvaire (maintien des populations, connectivité entre populations distantes) et d'autre part, le remodelage de la distribution spatiale des stades benthiques par les contraintes de frottement lors des épisodes de houle (maintien des populations). J'aborde ces questions d'un point de vue mécaniste, avec l'objectif d'aboutir à des formulations déterministes de l'impact de l'hydrodynamisme sur la

structuration des communautés, applicables dans tous les environnements, même si mon site d'étude privilégié a été le Golfe du Lion.

2.1 Dispersion larvaire par la circulation côtière

Afin d'analyser le potentiel de dispersion des populations de la macrofaune benthique au cours du stade larvaire, j'ai privilégié la simulation numérique de la dispersion larvaire qui permet, à partir du socle commun de la simulation de la circulation hydrodynamique, d'analyser la dispersion simultanée d'espèces différentes de la macrofaune benthique sous réserve de prendre en compte la variété des durées de vie larvaire planctonique, des lieux de ponte et des comportements de nage au cours du stade larvaire planctonique, et d'atteindre l'objectif de décrire la structuration précoce des communautés.

Parmi les espèces de la macrofaune benthique de substrats meubles, mon intérêt s'est principalement porté sur une classe particulièrement diversifiée et abondante dans le Golfe du Lion, à savoir les annélides polychaetes et plus particulièrement, les deux espèces dominantes dans cette zone géographique, *Ditrupa arietina* et *Owenia fusiformis* (Fig. 2.2).



FIG. 2.2 – *Stade benthique des annélides polychètes Ditrupa arietina* (Desmalades et Charles) (a) et *Owenia fusiformis* (Crown - publié sur le site web *The MarLIN*) (b) (taille double).

En effet, pour ces deux espèces, la durée de vie larvaire planctonique, représentative du comportement de la plupart des espèces de la classe (3 à 6 semaines, Edward, 1995) ainsi que l'absence de sélectivité vis-à-vis du substrat lors de la fixation (Charles et al., 2003) en font de bons modèles pour tester la validité des simulations numériques de la dispersion larvaire contrôlée par la circulation côtière et pré-littorale et se différenciant suivant les capacités de nage spécifiques. Ainsi, des

études expérimentales ont également été menées pour décrire les capacités de nage de différentes espèces.

2.1.1 Module Lagrangien stochastique de dispersion larvaire : étude de sensibilité

Afin de simuler numériquement la dispersion larvaire, j'ai proposé une extension stochastique de la dispersion purement Lagrangienne de type Individu Centré. Ainsi, en sus de l'advection, j'ai introduit d'une part l'effet diffusif de la turbulence et d'autre part un comportement individuel stochastique de déplacement des larves (Guizien et al., 2006). L'approche Lagrangienne permet en effet une prise en compte du comportement individuel des larves, en particulier en fonction de leur âge, que l'approche Eulérienne a exclu jusqu'à présent. Il faut cependant noter que l'approche Lagrangienne présente également des limitations dans son application liées au coût du calcul de la dispersion larvaire de populations étendues. L'effet diffusif de la turbulence est modélisé de façon stochastique par l'ajout d'une vitesse fluctuante 3D distribuée suivant une loi normale de moyenne nulle et dont l'écart type est dérivée de l'énergie cinétique TKE calculée par le modèle hydrodynamique, en supposant une turbulence homogène et isotrope. Le comportement de déplacement des larves est également introduit de façon stochastique en supposant connue une distribution de fréquence cumulée F des vitesses des larves sur laquelle aucune hypothèse n'est formulée (Fig. 2.3).

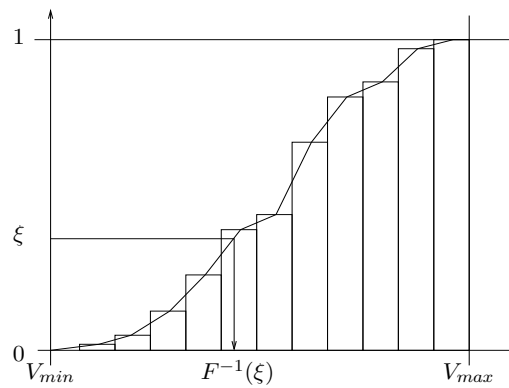


FIG. 2.3 – Schéma montrant l'utilisation d'une distribution en fréquence cumulée du déplacement de nage de larves d'une espèce dans le modèle Lagrangien stochastique de dispersion larvaire à partir du tirage d'une variable aléatoire équiprobable ξ (Guizien et al., 2006).

Cette distribution des vitesses de nage des larves est idéalement déduite de

l'expérimentation. Les positions successives d'une larve sont donc calculées en composant les vitesses advective, turbulente et de déplacement biologique à chaque nouvelle position de la larve, de la façon suivante :

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = \vec{U}(\vec{X}, t) + \vec{u}'(\vec{X}, t) + \vec{u}_{sp}(\vec{X}, t) \quad (2.1)$$

où $\vec{U}(\vec{X}, t)$ est la vitesse de transport tridimensionnelle, $\vec{u}'(\vec{X}, t) = \chi\sqrt{2TKE/3}$ est la vitesse turbulente tridimensionnelle (χ est une variable aléatoire Gaussienne) et $\vec{u}_{sp}(\vec{X}, t) = F_{S,L}^{-1}(\xi)$ est la vitesse de déplacement individuel pour l'espèce considérée (ξ est une variable aléatoire équiprobable, Fig. 2.3).

Compte tenu de la stochasticité de la turbulence et du comportement individuel de déplacement, afin de décrire de façon statistiquement robuste la dispersion de la progéniture d'un individu d'une population libérée à un instant donné il est nécessaire de simuler à chaque émission de larves la dispersion d'un nombre suffisamment grand de larves. Ce nombre est déterminé par la comparaison des distributions spatiales des positions finales des larves en augmentant le nombre de larves lâchées simultanément d'un même point de ponte : il doit être au moins égal à 30. Cette modélisation Lagrangienne de l'effet diffusif de la turbulence a été validée en la comparant à une simulation Eulérienne de l'advection-diffusion (Guizien et al., 2006).

De plus, afin de décrire la dispersion de la progéniture de l'ensemble d'une population, il sera nécessaire de multiplier les localisations de ponte de façon à prendre en compte la variabilité spatiale de la circulation sur l'emprise géographique de la population benthique. Il sera également nécessaire de multiplier les dates de ponte afin de prendre en compte la variabilité temporelle de la circulation sur la durée de la ponte de la population. Enfin, la mortalité au cours du stade larvaire associé à la prédation ou au manque de nourriture peut également être prise en compte par un tirage aléatoire d'un nombre de larves mortes à chaque pas de temps dérivé d'un taux de mortalité fixe ou variable suivant les conditions du milieu. Ce module de dispersion larvaire accompagné d'un fichier de forçage dédié a été transféré à P. Marsaleix pour inclusion dans le modèle Symphonie et est donc disponible pour d'autres utilisateurs intéressés par cette approche Lagrangienne de la dispersion larvaire.

Ce module de dispersion a été appliqué à la dispersion dans le champ proche d'une population pré-littorale d'*Owenia fusiformis* (dont le stade larvaire dure 3 semaines) dans la baie de Banyuls en s'appuyant sur une simulation à haute résolution (100 m sur l'horizontale) de la circulation. Cette application a mis en évidence le fait que la prise en compte de l'effet diffusif de la turbulence affecte peu les positions finales des larves dans la baie (déplacement nul en moyenne, Fig. 2.4b) comparé à une approche Lagrangienne pur (Fig. 2.4a) mais diminue de 50 % le taux de rétention.

En effet, la variabilité dans les trajectoires introduites par les fluctuations de vitesse turbulente permettent à davantage de larves d'être emportees à l'exterieur des tourbillons de recirculation de la baie.

2294 larvae remaining 1143 larvae remaining

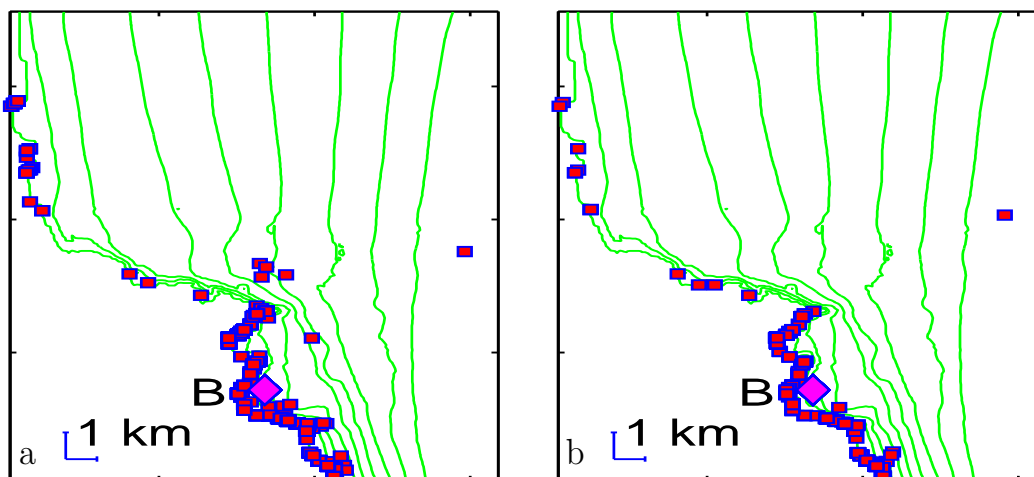


FIG. 2.4 – Positions finales de larves passives (sans déplacement biologique) restant dans le domaine de simulation à haute résolution : (a) sans turbulence (b) avec turbulence.

2.1.2 Etude expérimentale du comportement de nage de trois espèces : *Owenia fusiformis*, *Paracentrotus lividus*, *Arbacia lixula*

Afin de pouvoir prendre en compte de façon encore plus précise et réaliste la variabilité entre les espèces introduites par la dispersion au stade larvaire, outre la durée de la vie larvaire, il est important de quantifier les capacités de déplacement des espèces au cours de leur développement larvaire. En effet, la progéniture des populations benthiques peut être lib r e dans l'eau d s le stade oeuf (Fig. 2.5a, Majdi, 2006) auquel les capacités natatoires sont souvent limitées mais dont la seule flottabilité positive assure une vitesse ascendante permettant d'échapper à la couche limite de fond et donc d'être dispersé dans la circulation. Cependant, le stade oeuf ne dure souvent que peu de temps et la progéniture évolue morphologiquement au cours du stade larvaire en perdant sa flottabilité positive mais acquérant parfois de bonne capacité de nage (Fig. 2.5b, c et d, Majdi, 2006) leur permettant de profiter

encore de la dispersion dans la circulation. Au final, la perte des capacités de nage signifiera que la larve est compétente pour le recrutement.



FIG. 2.5 – *Evolution morphologique de la larve d'oursin Paracentrotus lividus : (a) stade oeuf après 24 h, (b) stade prisme après 48 h, (c) stade 4 bras après 4 jours et (d) stade 8 bras après 20 jours de développement.*

On trouve dans la littérature assez peu de description détaillée des vitesses de chute et capacités de nage des larves d'invertébrés benthiques en fonction de leur stade de développement, sans doute à cause des limitations dans la maîtrise de l'élevage et de la reproduction de ces espèces, de difficultés d'identifications au stade larvaire limitant la récolte dans le milieu mais aussi compte tenu des limitations technologiques pour la mesure elle-même sur des organismes de taille inférieure au millimètre. Chia et al. (1984) fournit certainement la compilation la plus complète des ordres de grandeur de vitesses de chute et capacités de nage maximale des larves d'espèces benthiques différentes. Il apparaît clairement qu'excepté pour quelques espèces de crustacés (crabes xanthidés), ces capacités de nage restent inférieures au cm s^{-1} et dans tous les cas, le plus souvent négligeable devant les vitesses horizontales de transport de l'écoulement, mais comparables aux vitesses verticales. Il est alors indispensable pour quantifier la dispersion de chaque espèce au stade larvaire de connaître le temps passé par les larves dans la colonne d'eau tout au long du stade larvaire et même leur position sur la verticale dès que la circulation n'est pas barotrope. Ainsi, une bonne connaissance des vitesses de chute ainsi que des vitesses verticales et taux d'activité de nage s'avère nécessaire.

En s'appuyant sur les développements technologiques récents (Duchêne et Queiroga, 2001), les capacités de déplacement au stade larvaire d'une espèce d'annélide polychète *Owenia fusiformis* (dont les larves ont été récoltés dans le milieu à différents stades de développement) et de deux espèces d'oursins, *Arbacia lixula* et *Paracentrotus lividus* (dont les larves ont été produites et élevées au laboratoire) ont été étudiés expérimentalement lors de différents stages de Master et Licence sous mon encadrement (Brochier, 2004; Majdi, 2006; Cormier-Caillaut, 2008). Les vitesses de

chute, mesurées sur des individus précautionneusement tétanisé avec de l'eugénol, varient peu au cours du développement morphologique des larves bien que celui-ci soit important tant en taille qu'en forme (Fig. 2.5, Fig. 2.6).

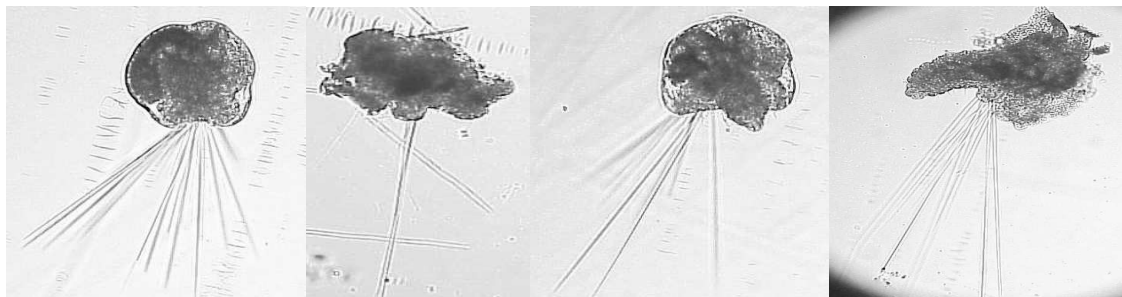


FIG. 2.6 – Evolution morphologique de la larve mitraria de l'annélide *Owenia fusiformis* : (a) stade 1 de 1 à 8 jours, (b) stade 2 de 8 à 14 jours, (c) stade 3 de 14 à 20 jours et (d) stade 4 de 20 à 22 jours de développement.

Lorsqu'elles sont inactives, les larves d'*Owenia fusiformis* chutent plus rapidement (0.8 mm s^{-1}) que celles d'*Arbacia lixula* (0.3 à 0.6 mm s^{-1}) et de *Paracentrotus lividus* (0.4 mm s^{-1} jusqu'au stade 4 bras à 0.2 mm s^{-1} au-delà). Les vitesses et temps d'activité de nage, ont été déterminées à partir d'enregistrement filmés du comportement de larves soumis à des conditions variables d'éclairage (Brochier, 2004; Guizien et al., 2006). Une variabilité rapide des conditions d'éclairage a été retenue afin de simuler les variations de profondeur qui peuvent se produire aussi rapidement dans le milieu sous l'effet des remontées ou des plongées de masses d'eau à la côte. Pour les trois espèces considérées, le temps d'activité de nage diminue lors du développement des larves et est rapidement limité à moins de 40 % du temps après une semaine de développement pour ne représenter plus que 10 % du temps quelques jours avant le recrutement. Cependant, alors que les vitesses verticales de déplacement vers le haut ou le bas, résultant de la chute et la nage, n'excèdent que rarement 0.4 mm s^{-1} pour les larves d'*Owenia fusiformis*, elles atteignent sans difficulté 2.5 mm s^{-1} pour les larves d'oursins.

Pour les larves d'*Owenia fusiformis*, le comportement de nage n'a pu être étudié qu'à partir du stade 2, ne montrant pas de différence de comportement vis-à-vis de la lumière à ce stade avec une activité de nage environ 40% du temps. Par contre, au stade 3, les larves sont trois fois plus actives à l'obscurité (30%) qu'en présence de lumière (10%), suggérant un comportement minimal d'évitement du dépôt sur le fond jusqu'au stade 4 où l'activité de nage est marginale. Un modèle du comportement de nage des larves d'*Owenia fusiformis* a été proposé sous la forme d'une distribution statistique des fréquences cumulées de vitesses de déplacement

verticales des larves de façon à pouvoir être inclus dans le modèle de dispersion larvaire présenté à la section 2.1.1 (Guizien et al., 2006).

Pour les larves de deux espèces d'oursins, l'activité de nage est de quasiment 100% jusqu'au stade 2 bras et les larves se maintiennent en surface. Ainsi, on pourra considérer que les oursins conservent une flottabilité positive pendant 2 à 3 jours. A partir du stade 2 bras, les larves présentent des phases de nage alternées vers le haut et vers le bas, en conservant des vitesses de nage rapides de 2.5 mm s^{-1} quand elles sont actives, mais leur activité chute à moins de 50 % du temps. Cependant, leur vitesse de chute étant dix fois plus petite que leur capacité de nage, ces larves se maintiennent très bien dans la colonne d'eau et peuvent donc être considéré comme ayant une flottabilité nulle jusqu'au stade 6 bras.

2.1.3 Simulations numériques de la dispersion larvaire de deux populations d'*Owenia fusiformis* et observations

A l'échelle du Golfe du Lion, de nombreuses populations d'*Owenia fusiformis* sont signalées, localisées aux débouchés des fleuves (Fig.1.4). Les inventaires de la faune benthique de la côte Vermeille permettent d'identifier deux populations clairement discontinues d'*Owenia fusiformis*, l'une située à Argelès et l'autre en baie de Banyuls. Par ailleurs, les suivis temporelles de la population de la baie de Banyuls montrent que celle-ci peut s'étendre lors du recrutement dans les deux anses de la baie certaines années mais que les adultes reproducteurs ne sont trouvés que dans une zone réduite, proche de l'embouchure de la rivière intermittente de la baie (Fig.2.7a et b, Koh, 2002). Enfin, les densités de la population d'Argelès sont plus importantes que celle de la population de Banyuls et les individus de la population d'Argelès atteignent des tailles bien plus grandes que ceux de la population de Banyuls pour cette espèce d'annélide, suggérant une plus grande stabilité de la population d'Argelès (Amouroux, Comm. Pers.).

Cette étude de la dynamique de population d'*Owenia fusiformis* a été poursuivie en 2004 (Fig.2.7c), et complétée par un suivi hebdomadaire de la densité de larves sur l'ensemble de la colonne d'eau à 3 stations dans la baie de Banyuls de février à mai 2004 (Fig. 2.8, Brochier, 2004), les trois zones d'échantillonnages correspondent à des zones d'accumulation préférentielle observées dans les suivis benthiques après recrutement.

Le site habituel de la population d'adultes de la baie de Banyuls a de plus été échantillonné les 12 février et 12 mars et indique une présence marginal d'adultes au printemps 2004 (environ 1 individu par mètre carré), suggérant que les larves dans la colonne d'eau dans la baie de Banyuls en 2004 étaient importées. Les abondances

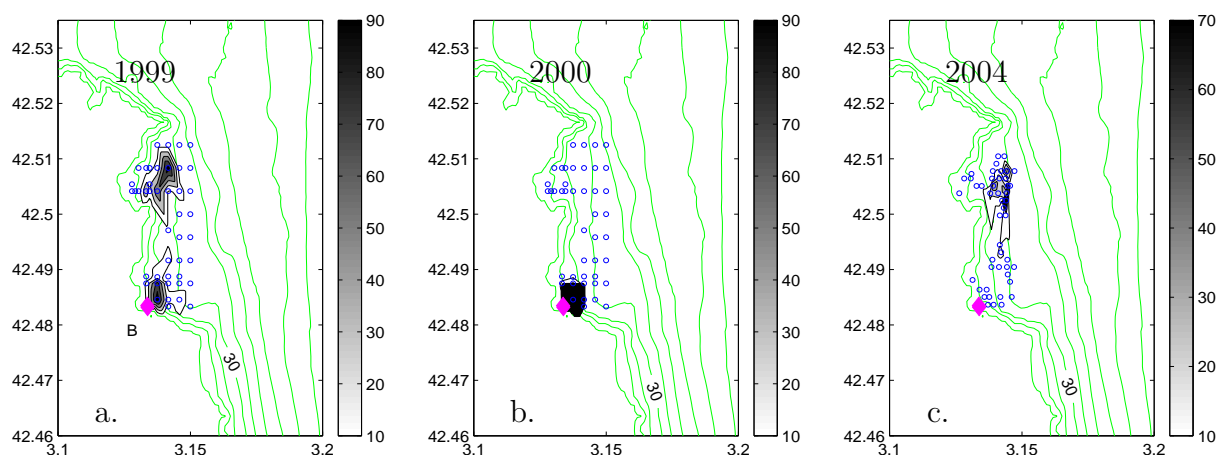


FIG. 2.7 – Distribution spatiale de la population d'*Owenia fusiformis* de la baie de Banyuls-sur-Mer en 1999 (a), 2000 (b) et 2004 (c) juste aprs le recrutement. La zone où les adultes reproducteurs sont trouvées est indiquée par un losange.

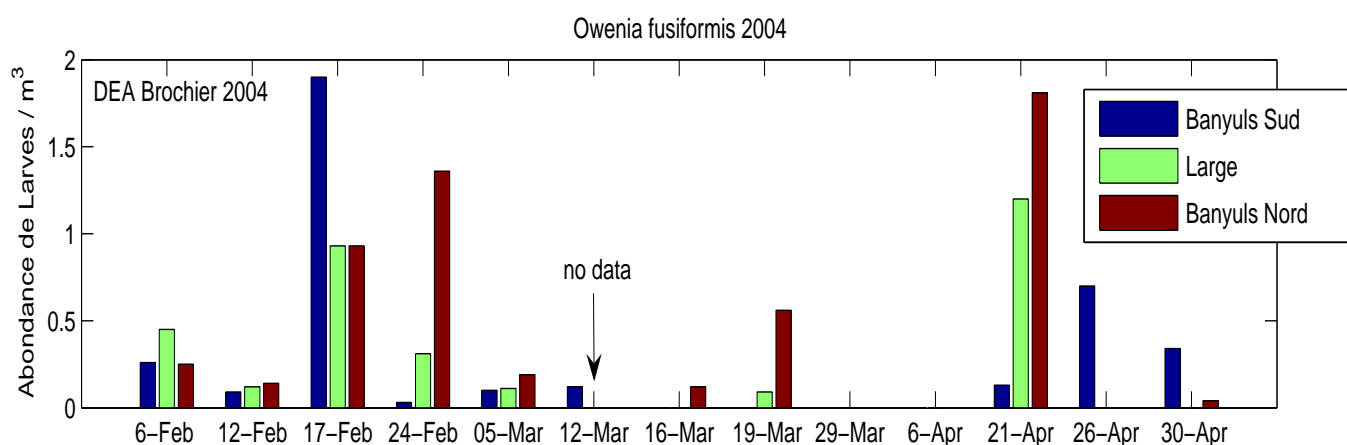


FIG. 2.8 – Evolution hebdomadaire de l'abondance de larves d'*Owenia fusiformis* de fvrier à mai 2004 à trois sites de la baie de Banyuls.

larvaires observées en 2004 en baie de Banyuls mettent en évidence la forte variabilité spatio-temporelle de la dispersion larvaire (Fig. 2.8), avec des discontinuités dans l'abondance larvaire au large qui peuvent résulter soit d'une discontinuité de la ponte des populations adultes extérieures à la baie soit des inversions de la circulation au large de la baie. De plus, la variabilité spatiale des abondances larvaires à l'intérieur de la baie montrent l'alternance de rétention préférentielle des larves dans l'anse sud (26 Avril 2004) ou l'anse nord (16 et 19 Mars 2004) de la baie de Banyuls.

Afin de mettre en évidence l'importance de la dispersion larvaire dans la dynamique des populations d'*Owenia fusiformis*, des simulations numériques de la dispersion larvaire d'*Owenia fusiformis* ont été réalisées en utilisant le modèle de

nage établie expérimentalement (section 2.1.2) et les simulations de la circulation à haute résolution établies par emboîtements gigognes (section 1.1). Les simulations de la dispersion larvaire en 1999 et en 2000 montrent l'import de larves issues de la population d'Argelès (Guizien et al., 2006), comme le suggéraient les observations en 2004. De plus, les simulations numériques confirment que les taux de rétention et de captage de larves d'*Owenia fusiformis* dans la baie de Banyuls peuvent être très variable au cours d'une période de reproduction comme observé en 2004 et d'une année à l'autre.

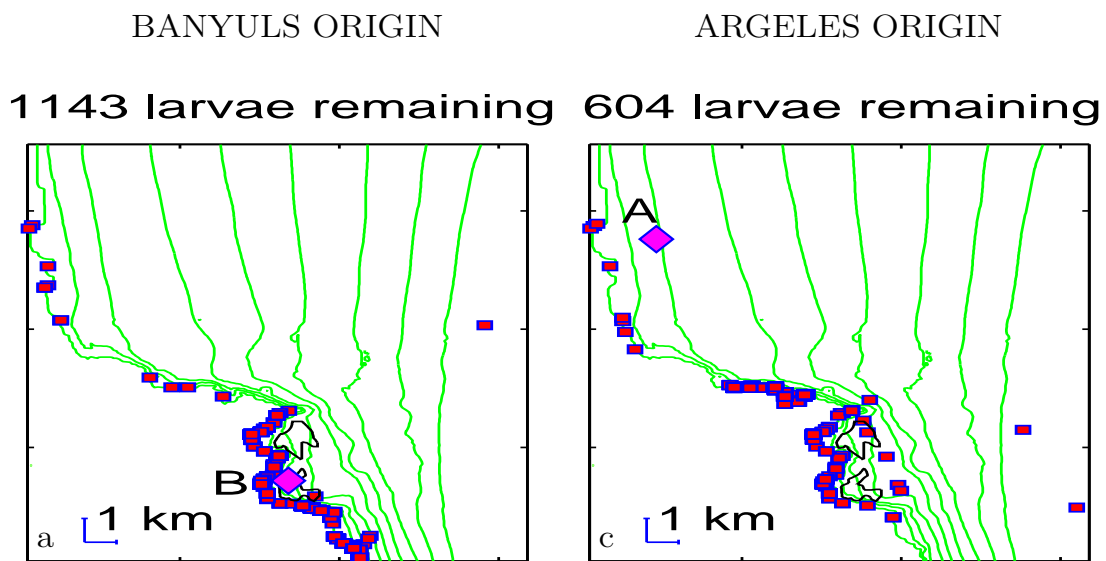


FIG. 2.9 – Positions finales des 8460 larves d'*Owenia fusiformis* pondues en baie de Banyuls (a) et à Argelès (c) en 1999. Le nombre de larves restant dans le domaine \mathcal{A} représenté ici est indiqué au-dessus des graphes (Guizien et al., 2006).

Ainsi, les simulations numériques indiquent un taux de rétention inférieure à 10% en 1999 (Fig. 2.9) et supérieure à 80 % en 2000, avec un retour des larves s'étant éloignées de la côte (Fig.2.10), en accord avec les observations de densités spatiales après recrutement bien plus fortes en 2000 (Fig.2.7b) qu'en 1999 (Fig.2.7a). Les simulations confirment donc que la dispersion larvaire est un facteur d'instabilité de la population d'*Owenia fusiformis* de Banyuls-sur-Mer.

Ces simulations montrent également que la dispersion larvaire ne peut à elle-seule expliquer l'extension spatiale des populations benthiques, qui sont bien sûr limitées par la présence d'un habitat adapté. Cet habitat est tout d'abord défini par la nature du substrat. Par exemple, dans le cas d'*Owenia fusiformis* qui doit après le recrutement former son tube par aggrégation de particules sédimentaires,

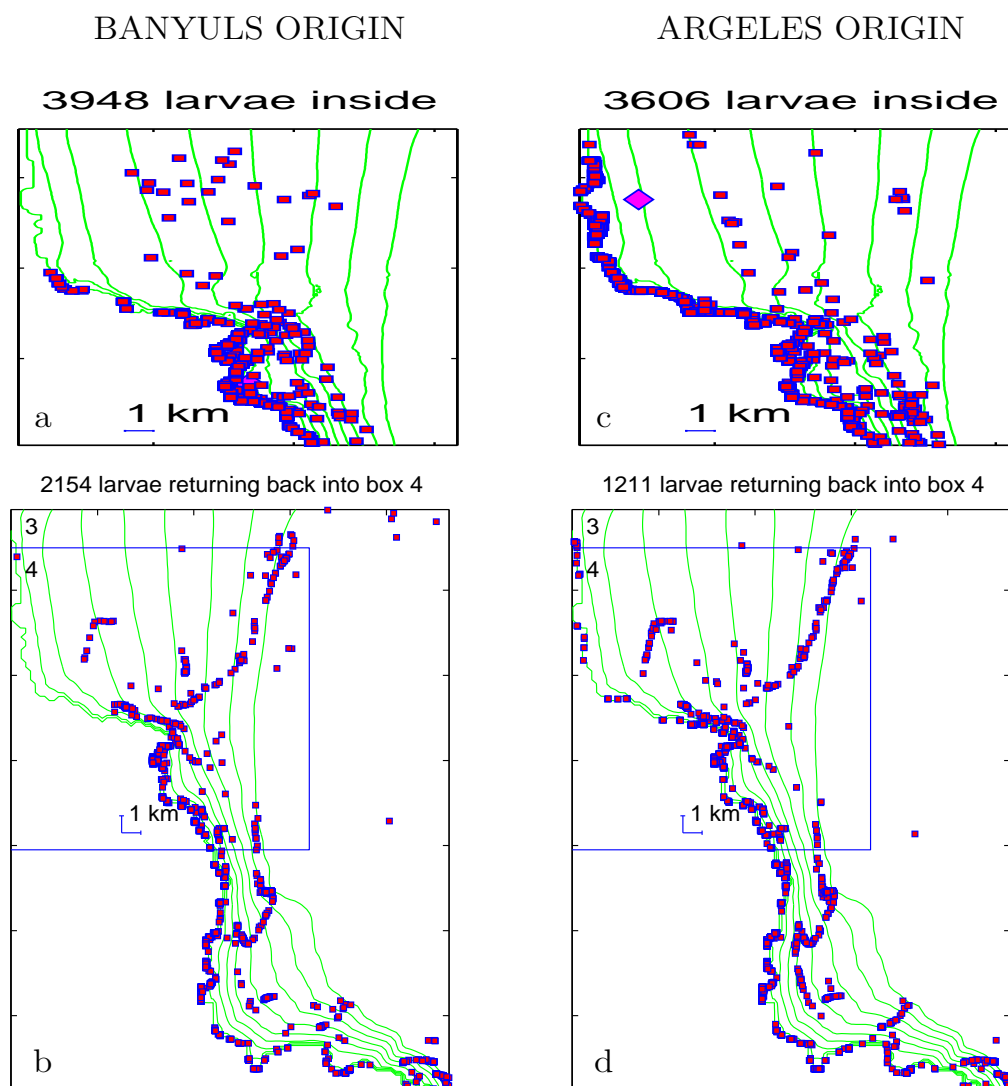


FIG. 2.10 – Positions finales des 8460 larves d'*Owenia fusiformis* pondues en baie de Banyuls (a, celles étant restées dans le domaine de simulation représenté et b, celles sorties du domaine 4) et à Argelès (c, celles étant restées dans le domaine de simulation représenté et d, celles sorties du domaine 4) en 2000. Le nombre de larves restant dans le domaine 4 est indiqué au-dessus des graphes.

il est vraisemblable que les larves se déposant dans la frange littorale de sédiment très grossier ou sur des substrats durs ne pourront évoluer vers le stade adulte. La connaissance des facteurs limitant le recrutement comme par exemple les contraintes hydrodynamiques dans la couche limite de fond (voir section 2.2.1) permet alors de restreindre l'aire de dispersion à l'aire colonisée de façon efficace. Mais dans un premier temps, revenons sur le rôle de la dispersion larvaire dans la stabilité des

populations benthiques du pré-littoral du Golfe du Lion.

2.1.4 Etude numérique de la connectivité potentielle entre les populations benthiques du pré-littoral du Golfe du Lion

Le module de dispersion larvaire a également été mis en oeuvre pour décrire, sur la base de simulations à méso-échelle (résolution horizontale de 750 m) de la circulation côtière, la variabilité spatiale et temporelle des distances et directions de dispersion le long du Golfe du Lion en fonction de la localisation des populations d'*Owenia fusiformis*. Pour ce faire, trente trois sites de ponte (population mère) sont considérés le long de l'isobathe 20 m (sable fin) et la distribution spatiale des positions finales après 1, 2 et 3 semaines de larves ayant des capacités de nage similaire à *Owenia fusiformis* et pondues de janvier à avril en 2004 a été analysée. La variabilité temporelle entre dix périodes de ponte de 10 jours est comparée à la variabilité spatiale entre les différents sites de ponte pour le taux de rétention local (dans un rayon de 5 km autour du point de ponte), le taux de rétention régional (sur la plateau du Golfe du Lion) (Leclercq, 2008; Belharet, 2010) et les taux d'échange entre deux populations (matrice de connectivité, Moritz, 2010).

On observe tout d'abord que les taux de rétention, régional ou local, sont moins variable d'une période de ponte à l'autre dans la partie centrale du Golfe du Lion (Fig. 2.11), qu'aux extrémités. Le taux de rétention régional (Fig. 2.11a) est de 100% pour la partie centrale du Golfe du Lion alors qu'il est inférieure à 40% en moyenne dans la partie ouest.

Le taux de rétention local (Fig. 2.11b), par contre, augmente d'est en ouest le long du Golfe du Lion, pouvant atteindre jusqu'à 30% au nord du Cap Creus. Cette première analyse suggère que pour les populations de l'ouest du Golfe du Lion, qui peuvent bénéficier a la fois des apports des populations de la partie centrale du Golfe du Lion et de leur propre progéniture mais subissent une connectivité très variable, le stade de dispersion larvaire introduit un facteur d'instabilité lié à la météorologie. Par contre, pour les populations du centre du Golfe du Lion, la variabilité moins marquée doit conduire à une meilleure stabilité de ces populations qui par ailleurs ont un rôle essentiel au niveau régional car l'ensemble de leur progéniture sera conservé dans le Golfe du Lion.

Ce travail est actuellement étendu à d'autres années et d'autres comportements de nage. Ces travaux débouchent naturellement sur la prise en compte du caractère dispersif de la plupart des espèces marines lors de la reproduction dans

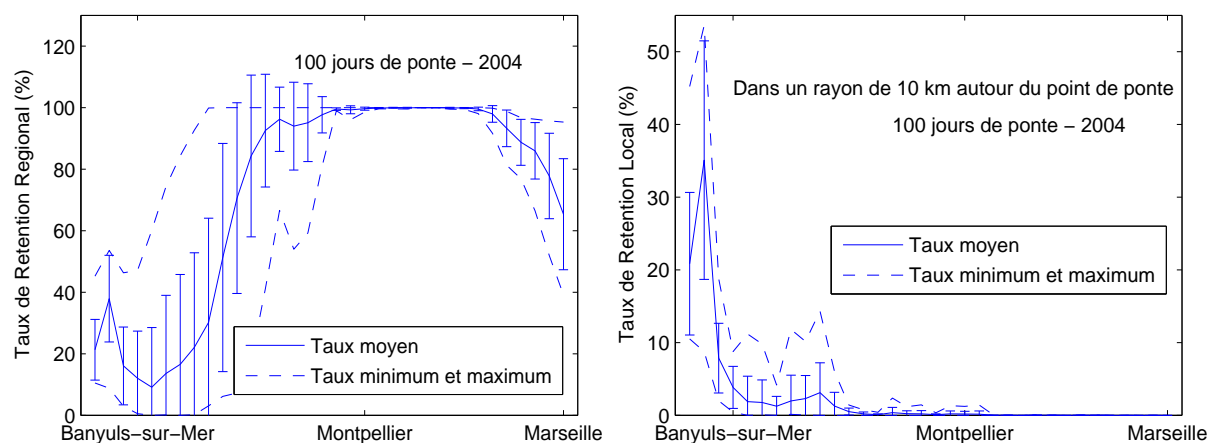


FIG. 2.11 – Taux de rétention régional moyen, minimum et maximum (a) et taux de rétention local moyen, minimum et maximum dans un rayon de 10 km autour du site de ponté (b) le long du Golfe du Lion après 3 semaines de vie larvaire pour *Owenia fusiformis*.

les démarches de conservation de la biodiversité. En effet, la réflexion sur les Aires Marines Protégées n'intègre pas cette dimension et c'est pourquoi je propose dans le cadre du module Modelling Applications for the Conservation of the Marine Biodiversity du Master Européen Erasmus-Mundus 'Master of Science in Marine Biodiversity and Conservation' un enseignement appliqué présentant une méthodologie pour dimensionner et implanter les Aires Marines Protégées suivant l'objectif de conservation recherché.

2.2 Impact de la houle sur les stades benthiques

2.2.1 Echec du recrutement

Depuis 1996, l'abondance et la structure en classe de taille de la population de *Ditrupa arietina* de la baie de Banyuls-sur-Mer fait l'objet d'une campagne d'échantillonnage annuelle des abondances à 78 stations et d'un suivi haute fréquence (tous les 15 jours, réalisé par F. Charles) à la station du Service d'Observation du Laboratoire Arago (26 m de profondeur, Fig. 2.12).

Les résultats de ces séries temporelles indiquent que les effectifs de la population fluctuent fortement d'une année sur l'autre, avec des années où la population a pratiquement disparu comme en 1998 ou en 2003 et des années où la population est très bien représentée comme en 1996, 2001 et 2005 (plus de 14 000 individus par m²). Le passage d'un état à l'autre peut se faire de façon graduelle mais il se

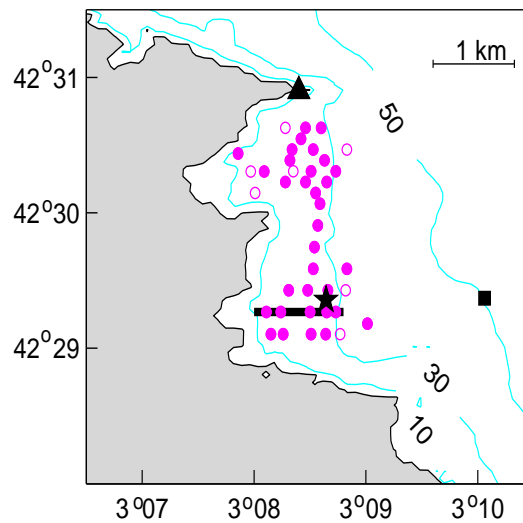


FIG. 2.12 – Carte bathymétrique de la baie de Banyuls-sur-Mer, montrant la localisation du site SOLA (étoile) et des stations d'échantillonnage de la population de *Ditrupa arietina* lors des campagnes HYBAN (rond plein, ces stations font partie des 78 stations visitées annuellement) (Guizien et al., 2010a).

produit, le plus souvent, de manière abrupte. Outre que ce suivi montre l'instabilité d'une autre population d'annélide polychète de la Baie de Banyuls-sur-Mer dont la réapparition implique l'existence de populations mères dans l'Est du Golfe du Lion (section 2.1.4), la cause même de l'instabilité reste à élucider, et ce d'autant plus que cette espèce n'avait pas été signalée avec des abondances aussi élevées avant 1994 dans le Golfe du Lion (Grémare et al., 1998b). En effet, cette instabilité ne peut être imputée à la dispersion larvaire, des individus étant récoltés tous les ans en quantité dans des pièges partiucles au site SOLA.

Des travaux précédents (Grémare et al., 1998a) avaient suggéré que la nécessité d'accrochage du stade post-métamorphique de *Ditrupa arietina* pouvait entraîner une sensibilité de cette espèce à la nature sédimentaire qui aurait évolué sous l'effet des tempêtes, favorisant l'installation de l'espèce. Une hypothèse alternative est qu'une forte instabilité des conditions hydrodynamiques en période hivernale ou ciblée autour de la période de recrutement (le plus souvent en avril-mai) entraîne soit de fortes réductions des effectifs de la population d'adultes, soit l'échec du recrutement. La durée de vie de *Ditrupa arietina* étant d'environ deux ans, ceci explique que la population peut pratiquement disparaître de la baie certaines années. La situation des effectifs de la population observée dépend donc également étroitement de la période de l'année à laquelle l'échantillonnage est réalisé. Pour expliquer les fluctuations des effectifs, et en l'absence de mesures directes de houle en baie de

Banyuls-sur-Mer avant 2002, l'une des approches a été de considérer un indice global des conditions climatiques sur la zone. Dans une première approche, l'indice NAO a été considéré puisque sa valeur indique la trajectoire des dépressions atlantiques sur l'Europe. Il existe une corrélation significative entre la valeur de l'indice NAO du mois d'avril et l'intensité du recrutement (Fig. 2.13).

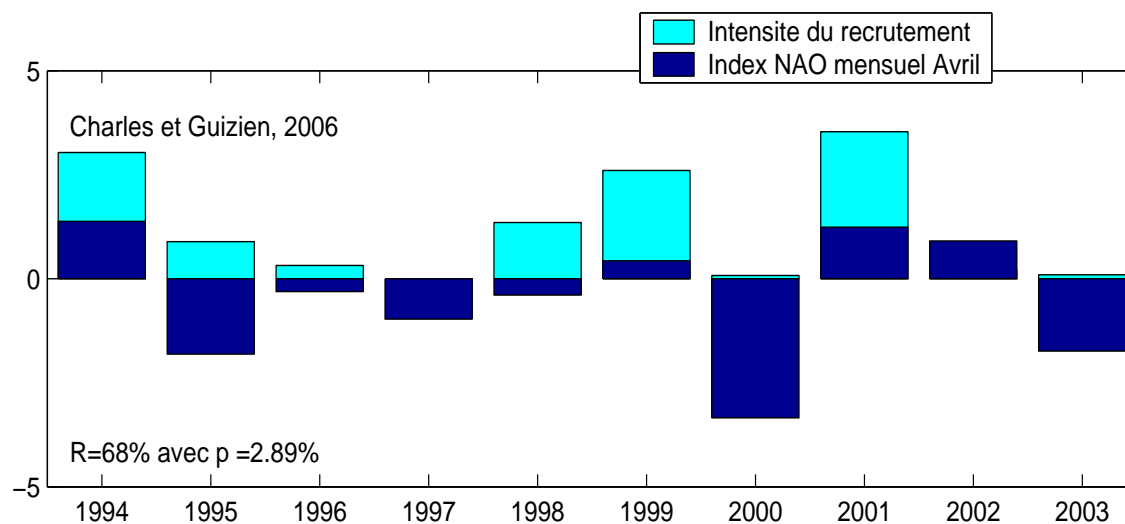


FIG. 2.13 – *Indice NAO du mois d'avril de 1996 à 2003 et intensité du recrutement annuel de Ditrupa arietina.*

Lorsque l'indice NAO est positif, le recrutement est fort, inversement lorsque l'indice NAO est négatif le recrutement est faible. Ceci suggère que les conditions climatiques dont l'indice NAO rend compte affectent les fonds de la zone pré-littorale lors de la période de recrutement et par voie de conséquence la structuration des communautés de substrat meuble. La corrélation mise en évidence n'explique cependant que 70 % de la variabilité de l'intensité du recrutement. Ceci pour plusieurs raisons, d'une part le recrutement ne survient pas toujours exactement en avril, il peut être plus précoce ou plus tardif, d'autre part l'indice NAO ne rend pas compte strictement des épisodes de tempêtes dans la région de Banyuls mais de la trajectoire des dépressions au-dessus de l'Europe de l'Ouest. La démarche consiste donc actuellement à affiner la recherche d'indicateurs climatiques de tempêtes intégrant la variabilité spatiale des conditions de houle observées dans le Golfe du Lion (Guizien, 2009) et permettant une analyse rétrospective des suivis de *Ditrupa arietina* sur la période précédant l'installation du houlographe en baie de Banyuls.

2.2.2 Redistribution spatiale des stades benthiques

Même si l'effet délétère de l'agitation du sédiment sur des organismes non encore calcifiés est assez facile à accepter, compte tenu de la durée de la période de reproduction (définie à partir de l'observation de recrues dans des pièges à particules ou sur des carottes prélevées en plongée), on peut se demander si l'instabilité de la population de *Ditrupa arietina* ne s'explique que par l'occurrence d'évènements de mise en suspension du sédiment au moment du recrutement. En effet, cette espèce vivant en surface du sédiment est susceptible d'être mobilisée à chaque fois que le sédiment l'est. Ainsi, une étude combinant approche expérimentale et campagne de terrain a été réalisée afin de documenter les vitesses de frottement de fond nécessaire à déstabiliser cette espèce et l'effet d'un épisode de houle sur cette espèce. En effet, les sables fins à moyens qui constituent l'habitat de *Ditrupa arietina* ne peuvent être déstabilisés par la circulation pré-littorale forcée par les vents en baie de Banyuls-sur-Mer.

Les limites de mise en mouvement et de charriage de *Ditrupa arietina*, déterminées en canal hydrodynamique, varient peu avec la taille des organismes alors que les limites de mise en suspension, déduites des vitesses de chute, augmentent avec la taille des organismes et dépassent largement la limite de mise en suspension d'un sable de 200 μm de diamètre, à savoir 2 cm s^{-1} (Fig. 2.14). La présence dominante de ce type de sable dans l'habitat sédimentaire de *Ditrupa arietina*, suggère que les limites de mise en suspension de *Ditrupa arietina* ne sont pas constamment atteintes dans le milieu.

Les opérations de suivi systématique ont donc été complétées par une opération dédiée à l'étude de l'impact d'un épisode de houle susceptible de conduire à la mise en suspension des animaux. Pour que cette opération ait lieu, il était nécessaire que la population de la baie de Banyuls soit bien établie, idéalement composée de deux cohortes. Ces conditions étaient réunies début 2006 et deux cartographies des distributions de *Ditrupa arietina* à l'échelle de la baie ont été réalisées à 7 semaines d'écart (Fig. 2.15) autour d'un épisode de houle (les 19 et 20 mars 2006). Elles montrent une redistribution spatiale significative bien que l'abondance totale de la population à l'échelle de la baie n'est pas significativement changée. Ces explorations mettent en évidence une forte instabilité à petite échelle spatiale et temporelle qui jusque là n'avait pas encore été prise en compte. En effet, une telle instabilité est susceptible d'introduire un biais dans les suivis de communautés s'ils ne sont basés que sur peu de stations.

L'hydrodynamique sur la période séparant les deux explorations spatiales a été documentée par le déploiement en mouillage (du 03/02/2006 au 03/04/2006) au site

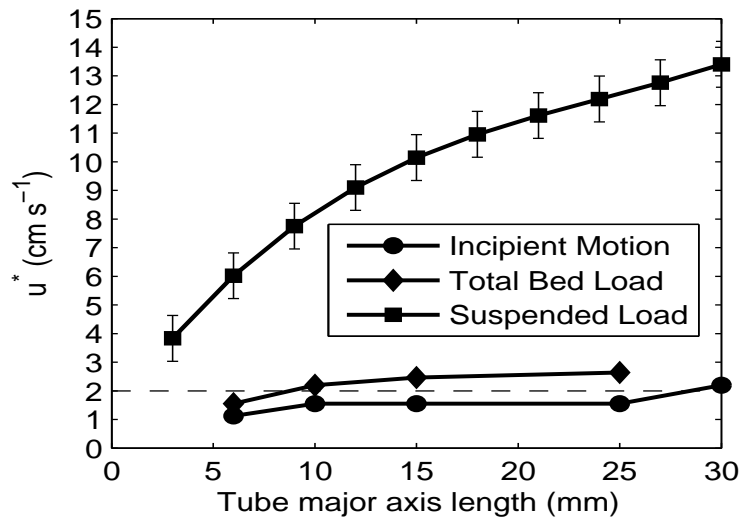


FIG. 2.14 – Vitesses de frottement limites de mise en mouvement, de charriage et de mise en suspension de *Ditrupa arietina* en fonction de la longueur de leur axe majeur (Guizien et al., 2010a)

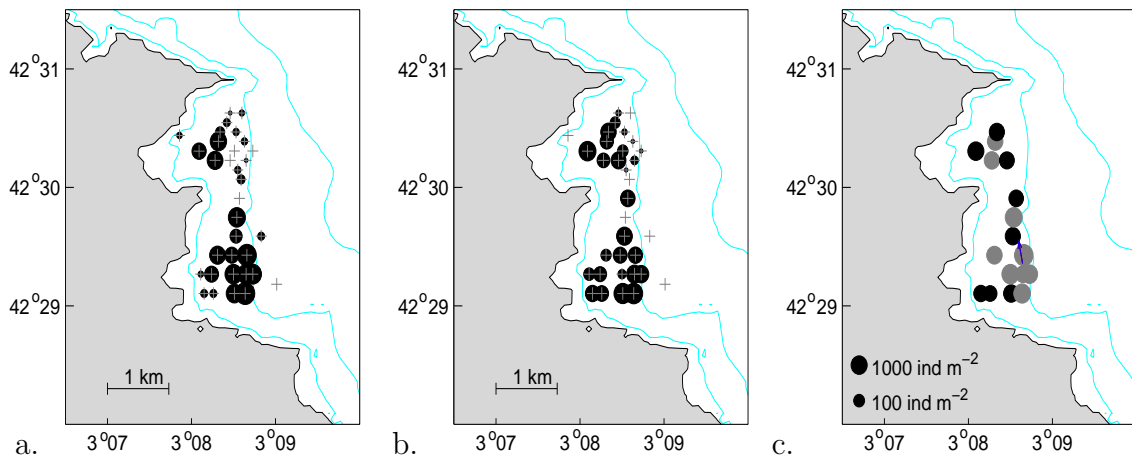


FIG. 2.15 – Distribution spatiale des abondances (le diamètre des cercles est proportionnel à l'abondance) de *Ditrupa arietina* en baie de Banyuls-sur-Mer avant (a) et après (b) l'épisode de houle des 19 et 20 mars 2006 et différence (c) de densité spatiale supérieures à 330 ind m^{-2} entre les deux explorations montrant les gains en noir et les pertes en gris (Guizien et al., 2010a).

SOLA d'un profileur acoustique du courant (ADCP) sur la colonne d'eau et d'un vélocimètre acoustique haute fréquence (ADV, 32 Hz) mesurant la vitesse proche du fond et la pression. Cet appareil a mesuré les caractéristiques de la houle sur la période (le houlographe du Laboratoire étant malheureusement hors service à cette période) et de la turbulence. A partir de ces mesures de vitesse à haute fréquence, on

peut estimer la vitesse de frottement associée au courant moyen (Fig. 2.16) qui reste inférieure à 1 cm s^{-1} . Cependant, la vitesse de frottement associée au courant moyen n'est pas représentative des vitesses de frottement auxquelles ont été soumis les animaux, lors de l'épisode de houle, lorsque les vitesses instantannées ont présentées des oscillations de 0.9 m s^{-1} d'amplitude et de période 9 s (Fig. 1.13). Les vitesses de frottement maxima et significatives associée aux conditions de vagues sur la période de fonctionnement de l'ADV sont estimées à l'aide de la formule de de Swart (1974) et atteignent respectivement, 9 cm s^{-1} et 2.5 cm s^{-1} lors de l'épisode de houle, en supposant une rugosité de 1 cm (Fig. 2.16).

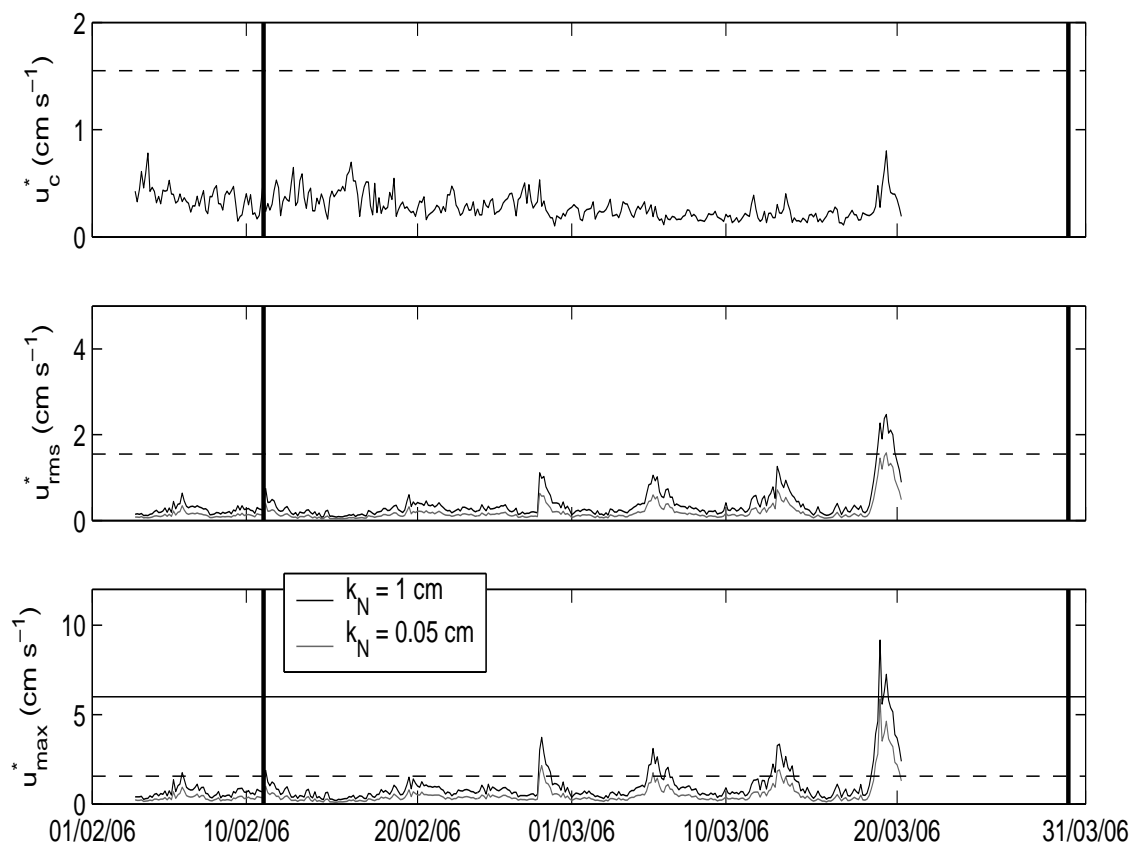


FIG. 2.16 – Evolution temporelle des vitesses de frottement associées au courant (a), et aux vagues, en moyenne (b) et maximum (c).

Si l'on met en relation les limites de mobilisation obtenues dans les études individuelles et ces valeurs observées au printemps 2006, on peut supposer qu'en dehors de l'épisode de houle, les animaux n'ont peu ou pas du tout été mobilisés quelle que soit leur taille, la vitesse de frottement de fond étant constamment inférieure à 1.5 cm.s^{-1} . Par contre, lors de l'épisode de houle, toutes les classes de taille se-

raient mobilisées par charriage au moins, seuls les animaux de moins de 12 mm étant susceptibles d'être mis en suspension à 25 m de profondeur. Cependant, les organismes de plus grande taille sont susceptibles d'être mis en suspension dans la zone moins profondes où les vitesses orbitales de la houle et donc de frottement sont plus fortes (voir section 1.2). Enfin, à partir des statistiques du climat de vagues en baie de Banyuls-sur-Mer, on peut estimer que la mobilisation par charriage de *Ditrupa arietina* est un phénomène assez fréquent, se produisant tous les 3 jours à 10 m de profondeur et tous les 15 jours à 25 m de profondeur (Guizien et al., 2010a).

Enfin, plus en détail, ce changement dans la distribution spatiale de l'abondance de *Ditrupa arietina* avant et après l'épisode de houle est différent suivant les classes de taille. La croissance des organismes entre les deux dates d'échantillonnage a été pris en compte. Le protocole d'échantillonnage (tamis de 1 mm de vide de maille) introduisant un biais trop important sur la détermination des abondances de *Ditrupa arietina* inférieur à 12 mm (Coulon, 2010), on ne peut analyser la redistribution différentielle de la cohorte de moins de 12 mm. Par contre, on observe une redistribution différente des organismes de moins de 18 mm (moins de un an, redistribution aléatoire, Fig. 2.17a, b et c) et de plus de 18 mm (transporté vers la côte, Fig. 2.17d, e et f).

La redistribution spatiale pour les animaux de moins de 18 mm va à l'encontre d'une interprétation simple de déplacement des animaux suivant le gradient bathymétrique des vitesses orbitales de la houle. En fait, l'absence de pertes démographiques significatives au cours de l'épisode et la connaissance de la circulation me conduisent à formuler l'hypothèse de redistribution des animaux dans l'ensemble de la baie sous l'effet combiné de la houle et des courants. Cette hypothèse implique d'une part que pour évaluer l'impact d'un épisode de houle sur la démographie de la population, il est nécessaire de comparer les distributions spatiales avant et après l'épisode à l'échelle de la baie et d'autre part, que le suivi en un point ne peut qu'être indicateur de l'occurrence d'un épisode mais ne peut être facilement interprété quantitativement. Ainsi, il est vraisemblable que dans le suivi de la dynamique de population de *Ditrupa arietina* réalisé tous les 15 jours à la station SOLA, les effets de la redistribution spatiale lors d'épisode d'houle ne soit pas remarquable car cette station se trouve au centre d'un tourbillon récurrent dans l'anse sud de la baie, qui crée une structure de rétention. Enfin, afin d'analyser cette redistribution spatiale de la population, il serait nécessaire de mettre en oeuvre une modélisation du transport des animaux lors de ces épisodes de houle, ce qui sera possible dès qu'une description de la modification de la circulation dans l'interaction houle-courant sera disponible (section 1.1).

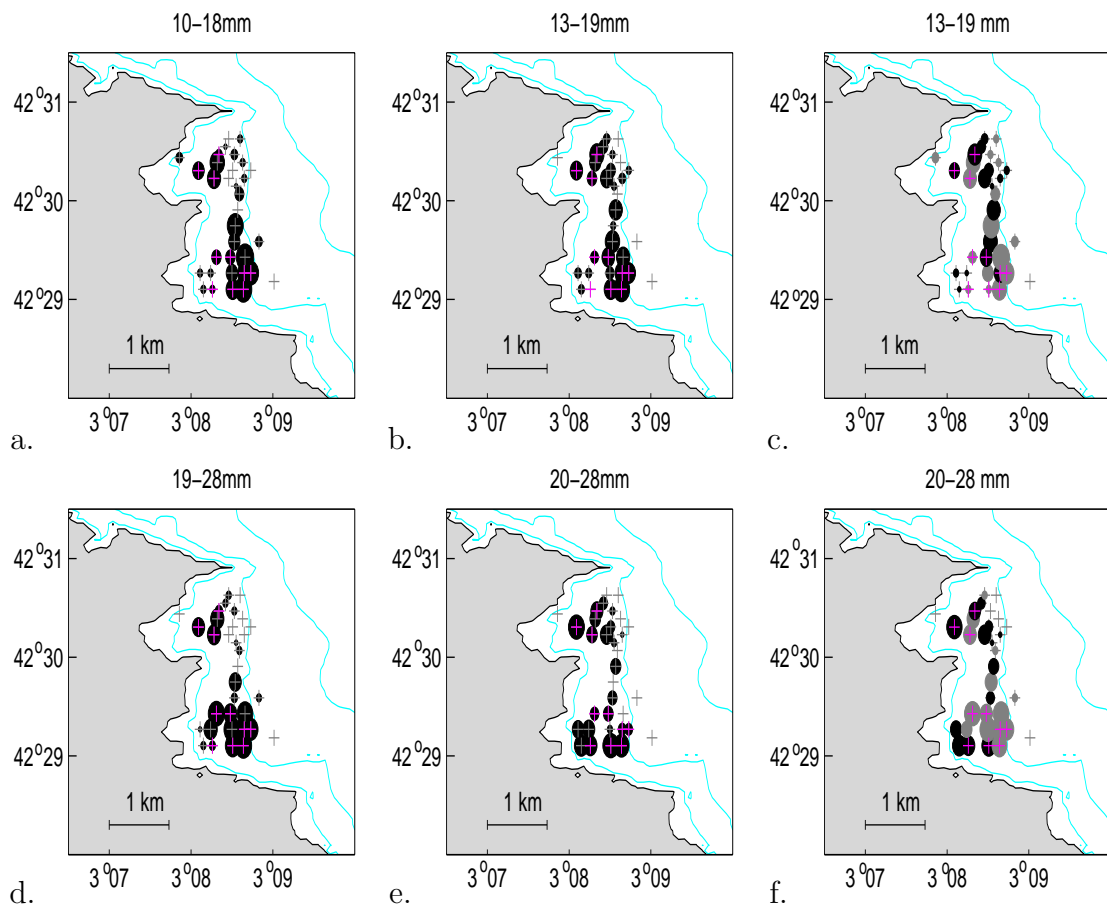


FIG. 2.17 – *Distribution spatiale en baie de Banyuls-sur-Mer des abondances (le diamètre des cercles est proportionnel à l'abondance) de Ditrupa arietina de longueur inférieure (respectivement, supérieure) à 18 mm avant (a, resp. d) et après (b, resp. e) l'épisode de houle des 19 et 20 mars 2006 et différence (c, resp. f) de densité spatiale entre les deux explorations montrant les gains en noir et les pertes en gris (Coulon, 2010).*

2.3 Intégration écologique : la dynamique des méta-communautés

L'augmentation de l'abondance de l'annélide polychète *Ditrupa arietina* dans les communautés à *Spisula subtruncata* et à *Nephtys hombergii*, mais aussi la diminution de l'abondance de l'annélide *Notomastus latericeus* dans la communauté à *Scoloplos armiger* de la baie de Banyuls-sur-mer entre 1967-1968 et 1994 avaient conduit à rechercher des causes à ces changements faunistiques, perçus comme majeurs (Grémare et al., 1998a). Ainsi, un des objectifs a atteindre en utilisant la base de données de la composition des communautés benthiques de substrats meubles de

la côte Languedoc-Roussillon (Labrunne, 2006) était de mieux décrire les modalités des changements faunistiques intervenus durant ces 30 dernières années.

Cependant, les observations réalisées dans ces mêmes communautés en 2003 montrent des compositions faunistiques intermédiaires entre celles de 1967-68 et de 1994, du fait de la diminution de l'abondance des espèces dominantes de 1994 et de l'augmentation de l'abondance des espèces absentes ou faiblement représentées à cette même date. En fait, les variations de composition des communautés benthiques de la Baie de Banyuls-sur-Mer, échantillonnées en 1967, en 1994 et en 2003, ont pu être reliés à la variabilité climatique décennale de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO) via le changement de fréquence des événements de resuspension (Labrunne et al., 2007b). L'hypothèse est que du fait de la sensibilité des premiers stades benthiques, la fréquence des événements de resuspension ayant lieu à cette période pourrait être un facteur déterminant dans le contrôle du recrutement des communautés peu profondes, et principalement de *Ditrupa arietina*. En effet, la période précédent 1994 était caractérisé par un indice NAO fortement positif et un faible nombre d'événements de resuspension pendant le printemps, alors qu'au contraire, la période précédent 1967 était caractérisé par un indice NAO fortement négatif et un nombre important d'épisodes de resuspension. Enfin, le printemps 2003 était caractérisé par un nombre intermédiaire d'événements de resuspension et un indice NAO proche de zéro, alors que la composition faunistique observée cette même année était également intermédiaire entre les compositions faunistiques observées en 1967 et en 1994. Ces résultats suggèrent pour la première fois l'importance de paramètres climatiques globaux tels que la NAO dans la composition faunistique des communautés benthiques en Méditerranée alors que les effets de cette même NAO ont déjà été mis en évidence en mer du Nord (Kröncke et al., 2001). Cependant, comme il a été souligné plus haut, l'instabilité de la dynamique de population de *Ditrupa arietina* n'est pas complètement expliqué par l'indice NAO (section 2.2.1). D'autre part, la redistribution spatiale à petite échelle spatiale des adultes de *Ditrupa arietina* mis en évidence lors des épisodes de resuspension peut avoir biaisé les échantillonnages des communautés de la Baie de Banyuls-sur-Mer, compte tenu du nombre très limité de stations échantillonnées par communauté (maximum 3). Enfin, comme évoqué précédemment pour l'espèce *Owenia fusiformis*, la dispersion larvaire peut aussi introduire de la variabilité temporelle dans la composition des communautés. Mais au-delà des facteurs hydrodynamiques, les communautés ont également une dynamique interne résultant des interactions que les espèces développent entre elles en fonction de la ressource disponible.

Dans ce contexte, l'objectif de la thèse de C. Moritz (2006-2010) était donc

d'élaborer un modèle déterministe de la dynamique de méta-communautés, c'est-à-dire prenant explicitement en compte les processus d'interactions inter- et intra-spécifiques, de dispersion larvaire via une matrice de connectivité entre populations distantes et de recrutement modulable suivant les conditions du milieu. Ce modèle a permis tout d'abord de mettre en évidence de façon théorique l'importance des échanges entre populations distantes pour créer des effets de niche spatiale permettant la coexistence d'un nombre plus important d'espèces à l'échelle régionale qu'en l'absence de connectivité dans les environnements oligotrophes, tels que la Méditerranée (Moritz et al., 2009). Ce modèle, appliqué au Golfe du Lion, suggère également que le maintien de la diversité des communautés benthiques de l'Ouest du Golfe décrite par Labruno et al. (2007a) seraient dépendante des apports larvaires de celles de l'Est, pris en compte via la matrice de connectivité établie pour l'année 2004 pour l'espèce *Owenia fusiformis* (section 2.1.4, Moritz, 2010).

Chapitre 3

Hydrodynamisme et dynamique géochimique de l'interface eau-sédiment

Dans la zone côtière, la sédimentation de la matière organique produite dans la zone photique par photosynthèse ou apportée par les fleuves est d'autant plus rapide que la profondeur d'eau est faible. Ainsi, la diagenèse précoce ou minéralisation de la Matière Organique dans les sédiments superficiels y devient un maillon essentiel du cycle de la matière, alors que dans l'océan profond une part importante de la minéralisation se produit au cours de la sédimentation (Fig. 3.1, Chatelain, 2010).

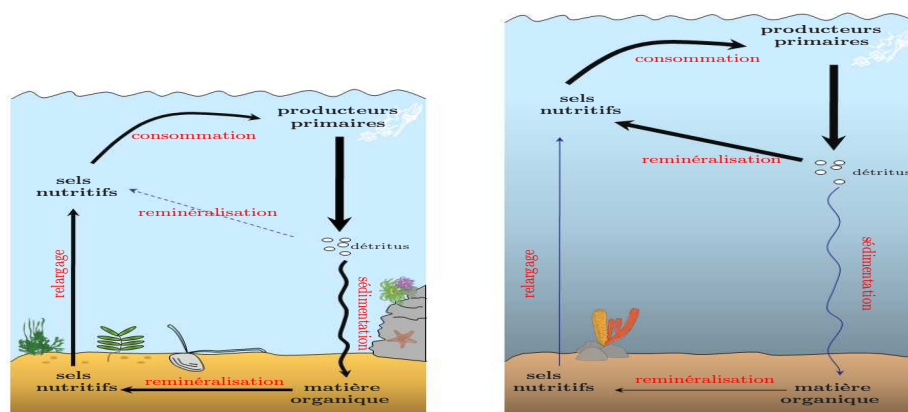


FIG. 3.1 – Illustration du couplage benthopélagique en zone côtière (à gauche) et en zone profonde (à droite) (Chatelain, 2010)

Ainsi, dans la zone côtière, le recyclage de la matière est assuré par les organismes hétérotrophes hôtes de ces sédiments, de la microfaune à la macrofaune, qui tirent de cette matière organique l'énergie et les constituants nécessaires à leur croissance en la dégradant. Excepté pour les micro-organismes anaérobies, cette dégradation de la matière organique par la faune hétérotrophe est conditionnée par la présence d'oxygène dans et à l'interface des sédiments, comburant essentiel de cette réaction. Ainsi, les processus hydrodynamiques, affectant la sédimentation ou la mise en suspension de la matière organique, sa redistribution spatiale et/ou celle des organismes acteurs de sa dégradation, ainsi que les échanges diffusifs de substances dissoutes tel que l'oxygène à l'interface eau-sédiment, régulent la dynamique du recyclage de la matière.

Dans ce contexte, mes travaux concernent la description par des modèles de type mécanistes de l'environnement géochimique des organismes vivant à ou autour de l'interface eau-sédiment dans l'interaction houle-courant-organismes. Ces modèles de type prédictif sont évalués et développés grâce à des expérimentations en laboratoire et à des observations en milieu naturel. Ces modèles, décrivant la dynamique haute fréquence et à petite échelle des échanges particulaires et dissous à l'interface eau-sédiment, sont nécessaires pour aborder les interactions avec les organismes. Ils ont également vocation à améliorer les conditions limites benthiques utilisés dans les modèles de transport sédimentaire ou biogéochimique à plus grande échelle utilisés pour établir des bilans globaux (Ulses et al., 2008).

3.1 Modélisation de la dynamique sédimentaire

3.1.1 Approche 1DV : fond plat sous des conditions très énergétiques

Afin de décrire la dynamique sédimentaire en milieu peu profond et lors d'évènements de houle énergétiques, le modèle hydrodynamique 1DV de la couche limite benthique dans l'interaction houle-courant basé sur une fermeture turbulente $k-\omega$ transitionnelle (section 1.3) a été couplé à une équation d'advection-diffusion pour le sédiment via la densité du mélange eau-sédiment en suspension (Guizien et al., 2003). La condition limite au fond décrit la mise en suspension du sédiment qui peut être dérivée soit de l'application quasi-stationnaire d'une concentration de référence indexée sur la contrainte de frottement au fond (fréquemment utilisée pour les sédiments non cohésifs, (Engelund et Fredsøe, 1976)) soit d'un flux d'érosion également indexé sur la contrainte de frottement au fond (fréquemment utilisé pour

les sédiments cohésifs, Mehta, 1981). Ce modèle numérique dont la partie hydrodynamique a été validée face à des mesures des contraintes turbulentes sur l'épaisseur de la couche limite a été évalué dans les mêmes conditions hydrodynamiques face à des mesures de concentrations en suspension de sédiment de différentes granulométries. Dans ces conditions dites de 'sheet flow' où la concentration en suspension est très élevée, il apparaît nécessaire pour décrire l'ordre de grandeur de la concentration en suspension à travers la couche limite, d'introduire une condition d'entravement prenant en compte les forces de collision dans les suspensions fortement concentrées. Ainsi, en diminuant la vitesse de chute des particules lorsque la concentration volumique en suspension est supérieure 0.01, on améliore significativement les prédictions du modèle (Guizien et al., 2003).

Le modèle a ensuite été appliqué à l'étude de la mise en suspension des sédiments en baie de Banyuls observée lors d'une tempête (expérience VENT 99, ART1 du PNEC, thématique transversale Impact des événements haute fréquence sur le fonctionnement des réseaux trophiques marins en milieu côtier). J'ai ainsi encadré une partie du travail de thèse de B. Ferré concernant l'analyse de séries temporelles de courant, houle et concentration sédimentaire enregistrées lors de cette expérience. Les simulations de la mise en suspension du sédiment pendant les premières heures de la tempête du 12 Novembre 1999 ont permis de mettre en évidence le rôle du pavage dans la limitation de la mise en suspension des particules fines à 30 m de profondeur dans la baie de Banyuls (Fig. 3.2, Ferré et al., 2005).

3.1.2 Approche 2D_{HV} : fond ridé sous des conditions énergétiques moyennes ou en présence de rugosités biogènes

Une équation d'advection-diffusion pour le sédiment a également été adossée au modèle hydrodynamique 2D_{HV} de la couche limite benthique dans l'interaction houle-courant développé sur des fonds irréguliers (section 1.3, Guizien, 2005). Les prédictions du transport sédimentaire de ce modèle 2D_{HV} ont été intercomparées lors de tests en aveugles de modèles dans le cadre du programme européen SANDPIT.

Une première série de tests concerne l'intercomparaison de modèles de recherche (i.e. détaillant la dynamique au sein d'une période de houle) pour des conditions correspondant à des expériences réalisées en canal pour lesquelles non seulement la suspension sédimentaire mais également le détail de l'écoulement a été mesuré (Magar et al., 2005). Cette série de tests permet d'évaluer précisément les défaillances et performances des modèles de recherche. Bien que le modèle 2D_{HV} $k-\omega$ décrive moins bien la convection dans la couche limite de fond au-dessus de rides de sable sous la houle qu'un modèle à point vortex discret (section 1.3), la comparaison des

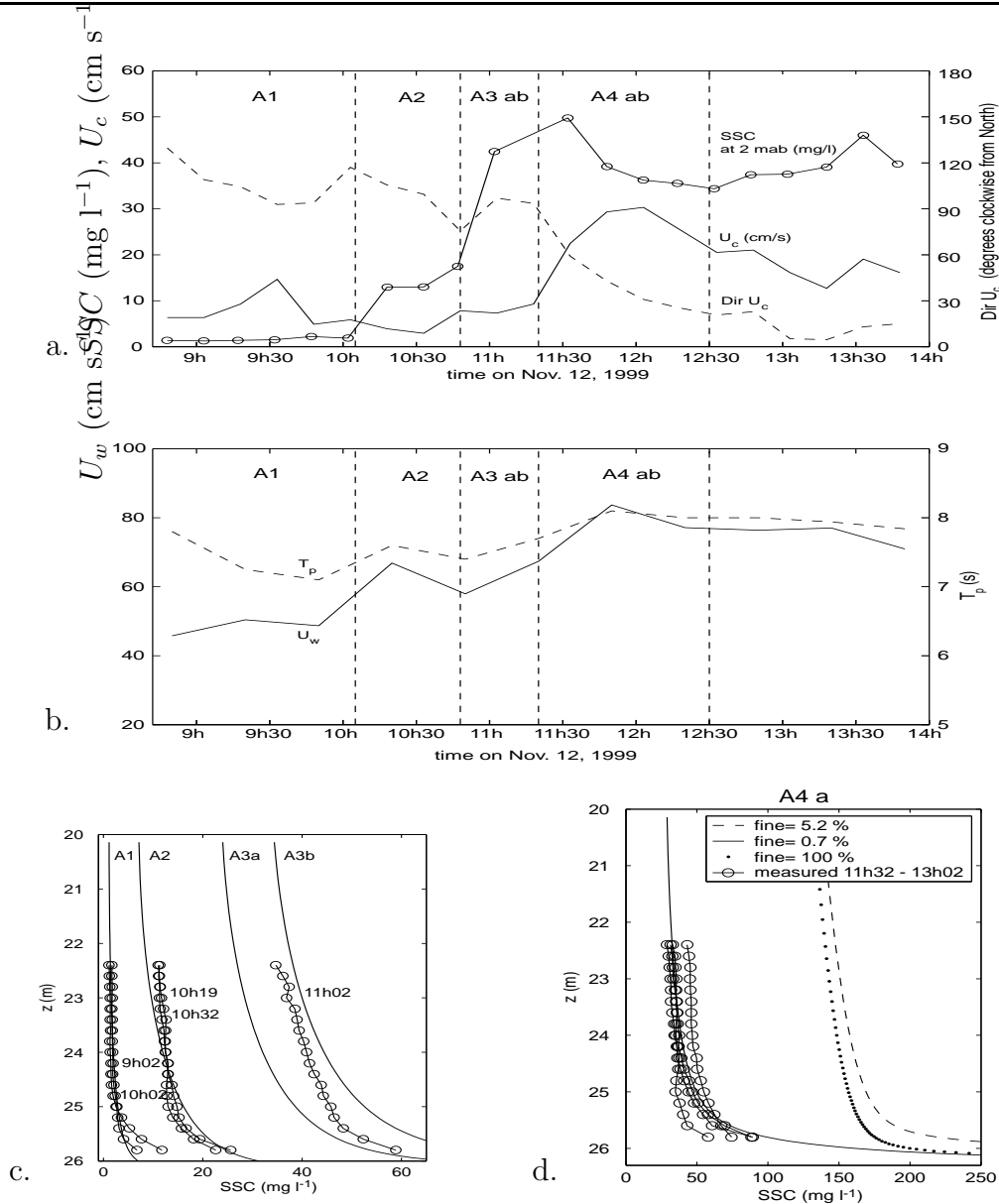


FIG. 3.2 – Evolution temporelle du courant U_c , de la concentration en suspension SSC à 2 mètres au-dessus du fond (a), de la vitesse orbitale U_w et de la période T_m des vagues pendant les premières heures de la tempête du 12 Novembre 1999. Profils verticaux de SSC (fraction fine) calculés (—) et mesurés (o), entre 8 h 50 min et 11 h pour une fraction fine disponible représentant 5.2% du sédiment de fond (c) et entre 11 h 30 min and 13 h (d). Afin de décrire les profils de SSC mesurés, il est nécessaire de réduire la fraction fine disponible à 0.7% (—), mettant en évidence l'effet du pavage (Ferré et al., 2005).

deux modèles n'est pas univoque pour ce qui concerne les suspensions sédimentaires. En effet, alors que la concentration moyenne est mieux décrite entre le creux et la crête de la ride par le modèle à point vortex discret (Fig. 3.3a), les flux en suspension

sont mieux décrit par le modèle 2DHV $k-\omega$ (Fig. 3.3b, Werf et al., 2008).

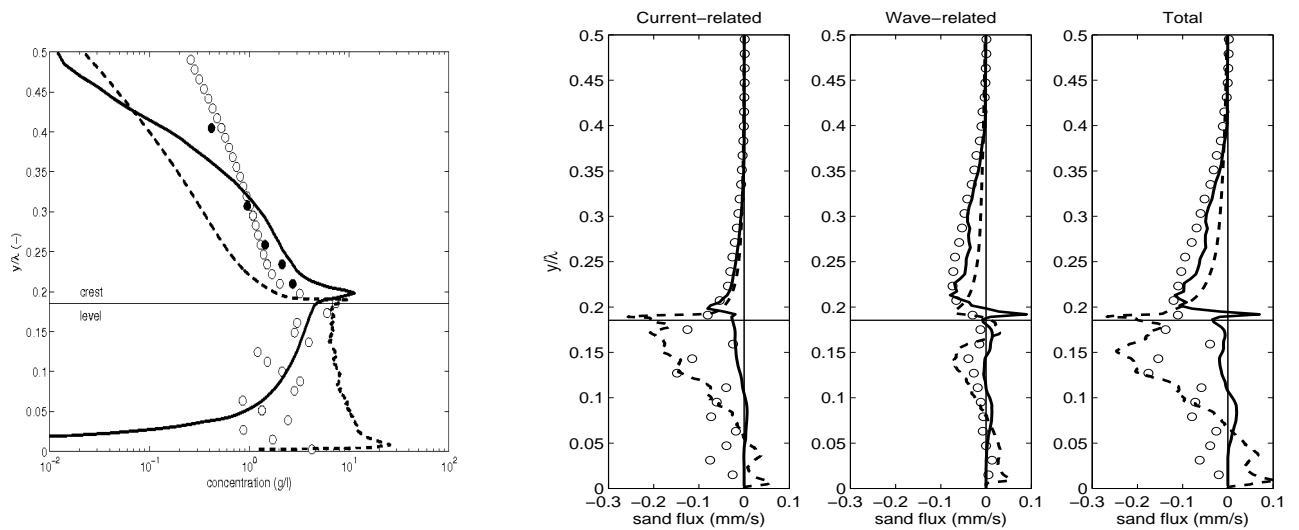


FIG. 3.3 – Profils verticaux de la concentration moyenne en suspension (a) et des différents flux sédimentaires (b) simulés avec le modèle Point Vortex (—), mesurés (○) et simulés avec le modèle $k-\omega$ (---) (Werf et al., 2008).

Au final, bien que le modèle 2DHV $k-\omega$ ne prédise pas une convection suffisamment intense autour de la crête de la ride, il prédit à 26% près le transport sédimentaire, alors que le modèle Point Vortex le sous estime de 70%.

Ces bonnes performances du modèle 2DHV $k-\omega$ dans la prédiction du transport sédimentaire sur fond ondulé ont été confirmées par une deuxième série de tests en aveugle d'intercomparaison de modèles soit utilisées dans des études d'ingénierie soit de recherche. Ainsi, le modèle 2DHV $k-\omega$ prédit toujours les flux sédimentaires sur les fonds ridés en milieu naturel dans un facteur 2 de la valeur mesurée (Silva et al., 2005; Grasmeyer et al., 2005), ce qui n'est le cas d'aucun autres modèles sur la série.

Enfin, la notion de rugosité équivalente, utilisé dans les modèles à plus grande échelle spatiale pour réduire la complexité de l'écoulement sur les fonds ondulés (Harris et Wiberg, 2001) a été évaluée vis-à-vis de la prédiction du transport sédimentaire. En effet, la rugosité équivalente d'un fond ondulé permet de décrire l'effet d'augmentation du frottement de fond moyen sur la circulation lié à la rugosité dite de forme. Ainsi, j'avais défini la rugosité équivalente comme la rugosité à utiliser dans le modèle 1DV pour reproduire le frottement moyen sur une ride prédit par le modèle 2DHV (section 1.3). Cependant, l'utilisation de cette rugosité macroscopique équivalente dans le modèle 1DV ne permet de prédire ni la suspension sédimentaire ni le transport sédimentaire prédite par le modèle 2DV sur le fond ridé. D'ailleurs,

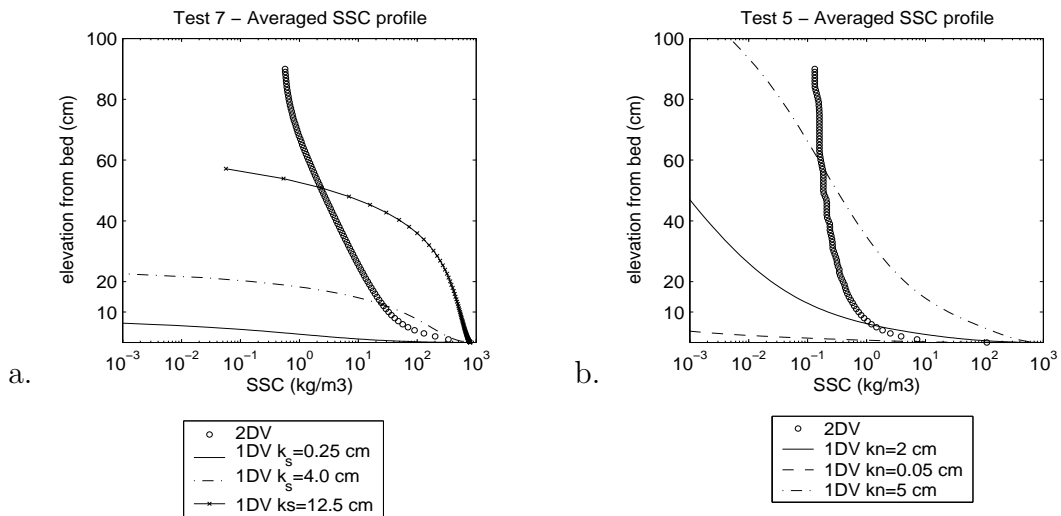


FIG. 3.4 – *Profils verticaux de la moyenne sur une ride de la concentration sédimentaire en suspension (SSC) calculé avec le modèle 2DHV $k-\omega$ et avec le modèle 1DV $k-\omega$ pour les mêmes rugosités que celle de la figure 1.21 (même légende) (a) sous la houle seule et (b) dans l'interaction houle-courant (Guizien, 2005).*

aucune rugosité équivalente ne permet de réduire la complexité de la suspension sédimentaire autour des rides à une approche 1DV de façon satisfaisante (Fig. 3.4, Guizien, 2005).

La notion de rugosité équivalente apparaît donc insuffisante pour décrire la suspension sédimentaire autour de macro-rugosités sédimentaire, mais l'est encore plus lorsque les macro-rugosités sont constitués d'organismes, comme dans l'exemple des fonds envahis par *Crepidula fornicata*. Le modèle 2DHV a été utilisé dans ce contexte pour évaluer l'effet de la densité de la distribution spatiale de *Crepidula fornicata* sur l'érodabilité sédimentaire. Ainsi, les simulations ont confirmé les mesures hydrodynamiques en canal autour de macro-rugosités 3D, à savoir que si la rugosité équivalente augmente quand la densité de la distribution spatiale augmente, le frottement de fond moyen entre les rugosités diminue (Moulin et al., 2007). Avec de telles caractéristiques, un modèle simple de canopée basé sur le découplage 1DV pour la mise en suspension et 1DH pour le transport prédit une diminution de la vitesse d'échange entre la canopée d'organismes et l'écoulement externe et donc du flux d'érosion lorsque la densité de la distribution spatiale d'organismes augmente. Cependant, dans les simulations 2DHV, la diminution du frottement de fond moyen entre les rugosités est contrebalancé par l'augmentation du nombre et de l'intensité de cellules convectives qui entraîne une augmentation du flux d'érosion avec la densité de la distribution spatiale. Le modèle 2DHV permet également d'identifier

d'autres paramètres influençant le flux d'érosion autour d'organismes que la densité de la distribution spatiale des rugosités, telle que la cambrure et la forme des rugosités (Moulin et al., 2007).

3.2 Mesures de l'érodabilité

Comme mentionné précédemment, les modèles numériques de la dynamique sédimentaire n'incluant pas de description explicite du mouvement de la phase sédimentaire solide, nécessitent de prescrire une condition limite à l'interface eau-sédiment décrivant l'érosion du sédiment. Dans toutes les applications ci-dessus, celle-ci était dérivée de l'application quasi-stationnaire d'une concentration de référence indexée sur la contrainte de frottement au fond car elles concernaient des sédiments non cohésifs de type sableux ou sablo-vaseux. Pour ce type de sédiment, l'érodabilité dépend essentiellement de la densité et de la granulométrie, tel que décrit par Shields (1936). Cependant, lorsque le sédiment est cohésif, l'érodabilité dépend du niveau de cohésion, propriété physico-chimique, qui varie avec la teneur en eau et le tassement du sédiment (Mehta et al., 1982; Mehta, 1986; Maa et Metha, 1987) mais aussi avec l'interaction avec la biologie. Ainsi, il apparaît essentiel de décrire cette érodabilité, ce qui est réalisé de plus en plus fréquemment au plus près des conditions naturels (Gust et Morris, 1989; Widdows et al., 1998; Tolhurst et al., 1999).

Cependant, il apparaît que la grande majorité des mesures d'érodabilité consiste à indexer le flux d'érosion sur la vitesse débitante de l'appareil simulant la circulation érodante. Ce n'est qu'a posteriori que ce flux d'érosion est relié à la contrainte érodante (frottement de fond) via une calibration vitesse débitante-contrainte établie sur fond lisse. Ainsi, l'hypothèse d'une interface eau-sédiment hydrauliquement lisse est intrinséquement formulée. Or l'observation des interface eau-sédiment en milieu naturel, y compris sur des vasières, nous démontre l'absence de fondement de cette hypothèse. Ainsi, j'ai développé une méthode de mesure directe des contraintes de frottement sur l'érodimètre d'IFREMER permettant de relier le flux d'érosion mesuré à la contrainte de frottement effective sur la surface sédimentaire que j'ai validé sur des particules non cohésives (Fig. 3.5, Guizien et al., 2010b). Appliqué à des échantillons de vase dont la topographie a été mesurée, la méthode confirme l'importance de la rugosité montrant une augmentation nette de la contrainte lorsque la rugosité augmente pour une même vitesse débitante (Guizien et al., 2010b). Cette méthode est donc utilisée pour déterminer plus précisément l'érodabilité des biofilms micro-algaux, avec ou sans bioturbation et en conditions naturelles, dans le cadre du programme ANR VASIREMI.

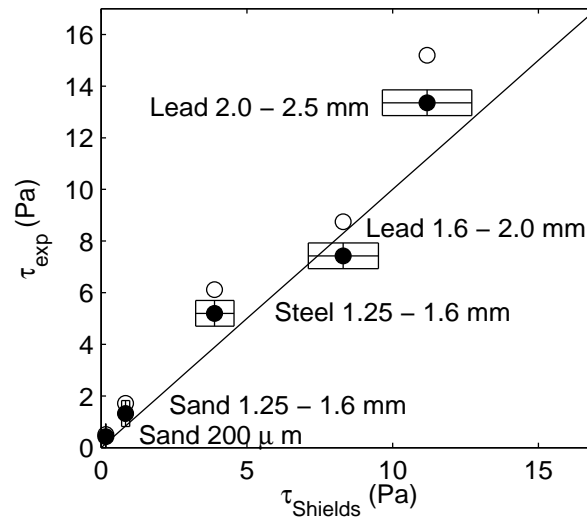


FIG. 3.5 – Contrainte de frottement de fond τ_{exp} dérivé des mesures de pression (hollow circle) face au contrainte de frottement de fond $\tau_{Shields}$ de mise en mouvement suivant le critère de (Shields, 1936) pour cinq types de particules calibrées (Guizien et al., 2010b).

3.3 Modélisation de la dynamique des échanges dissous à l'interface eau-sédiment sous les écoulements oscillants

Tout comme pour les flux particulaire à l'interface eau-sédiment, l'étude des flux dissous conduit à distinguer les deux processus physiques de transfert à l'interface eau-sédiment que sont l'advection et la diffusion. Pour les flux particulaires, la distinction s'opérait suivant l'intensité du forçage hydrodynamique conduisant à la formation de topographie de l'interface. Pour les flux dissous, la distinction s'établit suivant la nature du fond sédimentaire. Dans les sédiments imperméables, par définition, l'absence de connection des pores entre les grains de sédiment inhibe l'advection et les processus de diffusion dominant. Dans les sédiments perméables dont la granulométrie est plus grossière, les processus advectifs et diffusifs co-existent.

3.3.1 Sédiments imperméables : Flux diffusifs d'oxygène sous les écoulements oscillants

Les flux dissous à l'interface eau-sédiment imperméable sont contrôlés par l'épaisseur de la couche limite diffusive (CLD) situé au-dessus du sédiment et où la diffusion moléculaire domine (Dade, 1993). Ainsi, toutes variations de l'épaisseur de la CLD induites par les variations d'intensité de la turbulence dans la couche limite de fond peuvent contrôler la dynamique des échanges dissous à l'interface eau-sédiment, comme montré pour les flux d'oxygène (Revsbech et al., 1980; Gundersen et Jørgensen, 1990; Hondzo, 1998; Josiam et Stefan, 1999). Les travaux récents de Higashino et al. (2004) ont montré à l'aide d'un modèle dynamique des échanges d'oxygène décrivant de façon intégrée l'interface eau-sédiment l'importance de prendre en compte l'instationarité l'écoulement pour interpréter les mesures de respiration à l'aide de cloches benthiques.

L'objectif de la thèse de Mathieu Chatelain était de développer un modèle de diffusion-réaction instationnaire autour de l'interface eau-sédiment afin de décrire la dynamique diffusive des échanges dissous à l'interface eau-sédiment sous le forçage instationnaire des écoulements oscillants en l'interfaçant avec le modèle numérique de couche limite turbulente oscillante (Guizien et al., 2003). Ce modèle a permis de d'analyser les propriétés de la dynamique instationnaires des flux diffusifs d'oxygène sous des écoulements oscillants à haute fréquence (vagues et houle) et basse fréquence (marée). En effet, sous ces écoulements, le temps de diffusion à travers la CLD présente des fluctuations entre une valeur minimum et maximum à chaque demi-période de l'onde. Ces fluctuations conduisent à des fluctuations du flux diffusif d'oxygène à chaque demi-période de l'onde qui sont contrôlées par la compétition entre le temps de diffusion minimum défini par le nombre de Reynolds, la période de l'écoulement et le temps caractéristique de consommation dans le sédiment (Chatelain et Guizien, 2010).

On synthétise le contrôle des flux diffusifs d'oxygène sous les écoulements oscillants par un nombre adimensionnel dit de Sherwood Sh décrivant l'efficacité des échanges à l'interface eau-sédiment (Fig. 3.6) :

$$Sh(t) = \frac{DOU(t)Sc}{u^*(C_w(t) - C_0)} \quad (3.1)$$

où DOU est le flux d'oxygène à l'interface, Sc le nombre de Schmidt pour l'oxygène, u^* la vitesse de frottement à l'interface, C_w la concentration en oxygène à l'interface et C_0 la concentration en oxygène à saturation dans l'eau.

En régime laminaire i.e. quand le nombre de Reynolds est inférieure à 320, le temps de diffusion minimum reste supérieur au temps caractéristique de consom-

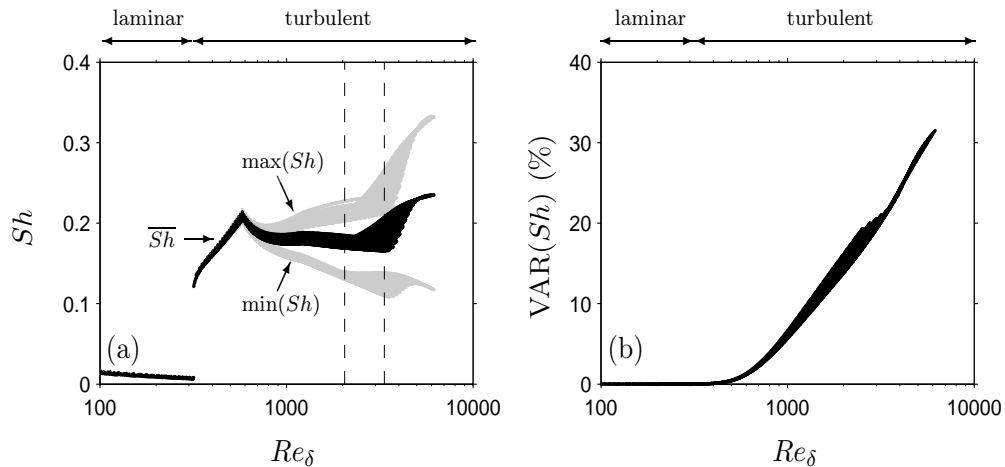


FIG. 3.6 – Evolution du nombre de Sherwood moyen (a) et de ses fluctuations (b) avec le nombre de Reynolds pour les ondes de période entre 2 et 30 s (Chatelain et Guizien, 2010).

mation dans le sédiment tout au long de la période de l'onde et les flux d'oxygène qui sont constamment limités par une épaisse couche limite diffusive, varient peu et sont minimum. Le nombre de Sherwood reste inférieure à 0.02. Par contre, lorsque le nombre de Reynolds dépasse 320, des phases turbulentes apparaissent au cours d'une période de l'onde au cours desquelles le temps de diffusion à travers la CLD devient inférieur au temps de consommation dans le sédiment, et le flux d'oxygène augmente. Ainsi, le maximum du flux d'oxygène sur une période augmente avec le nombre de Reynolds. Par contre, le minimum du flux d'oxygène dû aux phases de relaminarisation à chaque renverse de l'écoulement dépend également de la période de l'onde. En effet, pour les ondes haute-fréquence, le temps de relaminarisation à chaque renverse de l'écoulement reste inférieure au temps de consommation dans le sédiment de l'oxygène, et l'oxygène apporté durant les phases turbulentes dans le sédiment n'a pas le temps d'être consommé. Le niveau d'oxygénation restant élevé dans les couches superficiels du sédiment, le minimum du flux diffusif diminue peu au cours des phases de relaminarisation et le flux diffusif moyen augmente rapidement avec le nombre de Reynolds jusqu'à un nombre de Reynolds d'environ 600. Mais, quand la période de l'onde s'allonge encore, la durée de relaminarisation augmente également, et le minimum du flux diffusif diminue plus fortement contrebalçant l'augmentation du maximum du flux diffusif et limitant l'efficacité du transfert sous les vagues à 0.2, soit la moitié de celle sous un courant fortement turbulent. Il n'en reste pas moins qu'en milieu peu profond, les vagues et la houle

sont des moteurs de l'oxygénation des sédiments plus fréquents que les courants stationnaires. Pour ces ondes à haute-fréquence, les fluctuations des flux diffusifs affectent encore peu le niveau d'oxygénation des sédiments superficiels qui restent élevé dès que l'écoulement est turbulent. Par contre, quand la période de l'onde dépasse le temps caractéristique de consommation de l'oxygène dans le sédiment, le déficit de flux d'oxygène au cours des phases de relaminarisation diminue le niveau d'oxygénation des sédiments superficiels jusqu'à atteindre des niveaux hypoxiques et la profondeur d'oxygénation du sédiment varie au cours d'une période de l'onde (Chatelain, 2010). Ces fluctuations du niveau d'oxygénation des sédiments sous la marée ont été établies par la modélisation sous l'hypothèse d'une acclimatation du taux de consommation d'oxygène aux conditions d'oxygénation du milieu, ce qui demande à être vérifié par l'observation. De plus, si ces fluctuations sont avérées, il faudra s'interroger sur l'adaptation des organismes vivant dans ces milieux à de telles fluctuations oxygènes récurrentes. Enfin, ces fluctuations du niveau d'oxygénation du sédiment conduisent naturellement à s'interroger sur la conséquence sur la dynamique des autres espèces chimiques intervenant dans la diagénèse précoce.

3.3.2 Sédiments perméables : Flux advectifs de sels nutritifs sous la houle

Dans la zone pré-littorale où les effets des vagues et de la houle atteignent les fonds marins, les sédiments, fréquemment destabilisés, sont souvent plus grossiers et donc perméables, excepté dans les zones d'apports continentaux récurrents (estuaire, prodeltas). Dans ces sédiments perméables, les gradients de pression oscillants associés aux vagues créent un écoulement oscillant horizontal et vertical identifié comme pompage subtidal (Riedl et al., 1972). L'existence et la fréquence de ce pompage subtidal a été mise en évidence en Méditerranée Nord-Occidentale au cours de la thèse de Mathieu Chatelain lors de deux suivis saisonniers. Ce pompage conduit au relargage vers la colonne d'eau de sels nutritifs accumulés dans les sédiments peu profonds, principalement de l'ammonium et parfois des silicates (Chatelain, 2010).

Une exploration spatiale de la perméabilité (Fig. 3.7, Chatelain, 2010) et de la concentration en sels nutritifs des sédiments littoraux de Banyuls-sur-Mer à la pointe de l'Espiguette (Fig. 3.8, Chatelain, 2010) a été réalisée de façon à pouvoir établir un bilan de l'importance du processus du pompage subtidal dans le recyclage de la matière à l'échelle du Golfe du Lion. La perméabilité des sédiments du Golfe du Lion a été extrapolée à partir de leur granulométrie d'après la formule de Krumbeyn et Monk (1942) qui a été retenue après avoir été testée sur les mesures de perméabilité.

La quantité annuelle d'ammonium relarguée par pompage subtidal par les sédiments

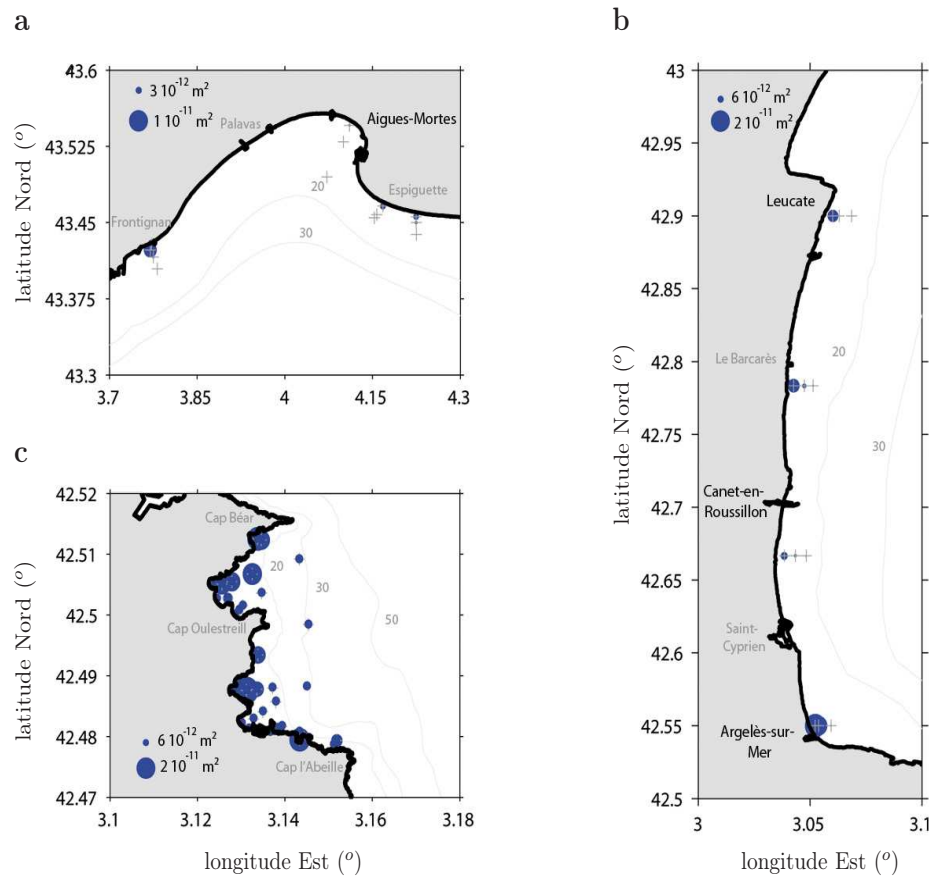


FIG. 3.7 – Mesures de perméabilité des sédiments superficiels (15 cm) de la zone bathymétrique inférieure à 30 m du Golfe du Lion (Chatelain, 2010)

perméables dans la zone inférieure à 30 m de profondeur du Golfe du Lion sous l'effet de la houle et des vagues a été estimée à 51 kT d'azote inorganique dissous en s'appuyant en outre sur le climat de vagues mesurés à Sète et à Banyuls-sur-Mer, et en supposant un stock illimité de $5 \mu\text{mol l}^{-1}$.

Ces estimations suggèrent qu'une part importante des apports du Rhône (70 %, Coste et Raimbault, 1993) seraient recyclés dans les sédiments perméables du Golfe du Lion, alors que les sédiments imperméables n'en recyclent que 20 % (Denis et al., 2001).

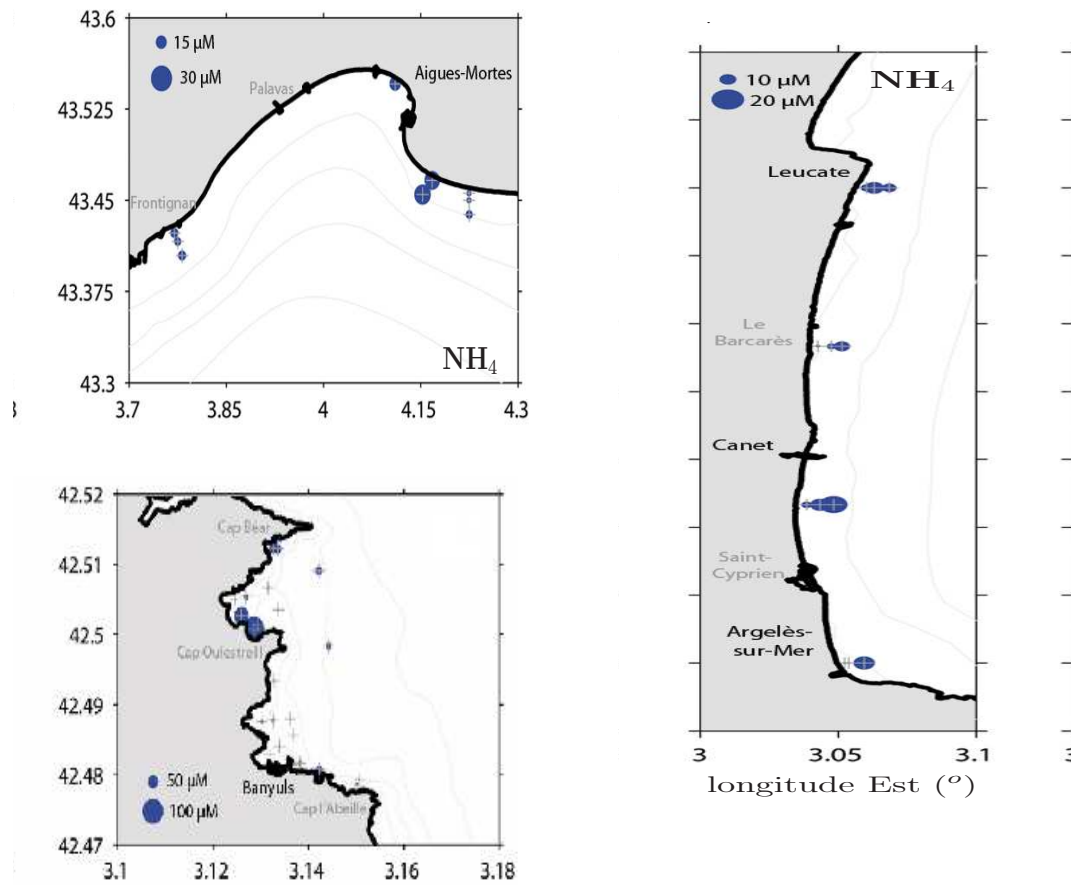


FIG. 3.8 – Mesures de la concentration en ammonium des sédiments superficiels (0-1 cm) de la zone bathymétrique inférieure à 30 m du Golfe du Lion (Chatelain, 2010)

Chapitre 4

Perspectives : la modélisation écogéochimique pour une approche intégrée du fonctionnement des écosystèmes côtiers

Les deux chapitres précédents ont montré l'influence de l'hydrodynamisme à la fois sur la distribution géographique des espèces benthiques de la zone pré-littorale via leur cycle de vie complexe et sur la dynamique des échanges à l'interface eau-sédiment. Dans le chapitre 2, la quantification de la connectivité des populations benthiques pré-littorales et son intégration dans un modèle de méta-communautés a permis de mettre en évidence le rôle de la dispersion larvaire dans la structure régionale de la diversité des communautés benthiques. Certes, ces travaux sur la connectivité doivent encore être approfondis en prenant en compte la variabilité des matrices de connectivité au niveau inter-annuelle et suivant les espèces, et sans doute, dans un premier temps pour *Ditrupa arietina*. Dès lors, une version dégradée du modèle de méta-communautés en modèle de méta-population permettrait de tester explicitement l'hypothèse du contrôle de la distribution de cette espèce par les échecs de recrutement liés aux épisodes de resuspension. Le modèle de méta-communautés interfacé à des matrices de connectivité réalistes ouvre également des perspectives intéressantes pour évaluer la rapidité de la colonisation d'une espèce invasive suivant la localisation de son introduction à l'échelle régionale, mais au-delà à une plus grande échelle de temps et spatiale sur l'évolution du taux d'endémisme suivant le niveau de connectivité. A l'inverse, à une échelle plus restreinte, ce modèle pourrait permettre d'analyser l'impact de la redistribution spatiale récurrente de l'épifaune sur la dynamique du reste de la communauté endogée (exemple de *Ditrupa*

arietina). Cependant, la progression la plus significative dans le modèle de méta-communautés consisterait à expliciter davantage les interactions entre les stades benthiques dans leur environnement géochimique, et certainement à les moduler suivant les caractéristiques du milieu.

Dans le chapitre 3, il a été suggéré l'importance du relargage des sels nutritifs et par conséquent de la dégradation de la matière organique dans les sédiments perméables non-cohésifs, ce qui jusqu'à présent avait été négligés. Cependant, ces estimations peuvent être encore affinées. En effet, en intégrant le processus advectif dans les sédiments perméables dans le modèle dynamique couplée de diffusion-réaction, la dynamique du mélange avec l'eau sus jacente lors du pompage subtidal peut être explicitée et quantifiée. De même, le couplage du pompage subtidal avec un modèle explicite de la dynamique du recyclage des sels nutritifs permettrait non seulement de prendre en compte le relargage mais aussi la stimulation de la dégradation dans les sédiments perméables liés au renouvellement de l'eau interstitielle avec de l'eau de la colonne d'eau riche en oxygène et pauvre en sels nutritifs. Mais la perspective la plus novatrice consistera à prendre en compte de façon explicite le couplage entre la dynamique sédimentaire et la diagénèse précoce sous la houle. Ce projet, qui fait l'objet d'une thèse démarrant à l'automne 2010, consistera à modéliser la dynamique à l'intérieur d'une période de houle des flux d'oxygène à l'interface lors de la déstabilisation sédimentaire pulsée des sédiments non cohésifs comparée à celle continue des sédiments cohésifs. Ce projet devrait s'inscrire dans un projet plus large, d'expérimentation et de modélisation pour quantifier le rôle de la fréquence et de l'intensité des épisodes de resuspension sur la dynamique de la dégradation de la matière organique en milieu peu profond, sur des fonds sédimentaires perméables et imperméables (vasières, étangs).

Enfin, dans une approche intégrée de l'influence de l'hydrodynamisme sur les communautés benthiques, il me paraît nécessaire de travailler au développement de modèles écogéochimiques faisant explicitement le lien entre le cycle biogéochimique de la matière et le cycle de vie des invertébrés benthiques. Avec cette objectif d'intégration, je me suis initiée depuis 4 ans à la modélisation biogéochimique du cycle des éléments dans les écosystèmes pélagique (projet EC2CO CRUMED) et benthique (projet ANR VASIREMI). Ces premiers travaux m'amènent à établir des modèles mécanistes décrivant l'influence des contraintes stochiométriques sur la dynamique de la production primaire. Ainsi, dans le cadre du projet CRUMED que j'ai initié en 2008, un volet concerne spécifiquement le contrôle par la dynamique du recyclage du phosphore de la dynamique de la production primaire pélagique lors des crues éclair, en l'absence d'apport direct de phosphates. Dans le cadre du

projet ANR VASIREMI pour lequel je suis responsable du volet de modélisation, un premier modèle décrivant la dynamique migratoire des biofilms micro-algaux à partir des rapports stoechiométriques en carbone et azote intégrée dans l'écosystème benthique a été élaboré.

Ces travaux préparatoires devraient me permettre dans l'avenir d'aborder des questions dans lesquels l'hydrodynamisme affecte à la fois la distribution des organismes et des ressources nutritives. Ainsi, comment la distribution des efflorescences algales et des larves influence t il la structure des assemblages de la faune benthique ? Comment la redistribution des organismes et de la matière organique particulaire lors des épisodes de resuspension influence le fonctionnement de ces mêmes assemblages ? Comment le phasage/déphasage des épisodes de resuspension influence t il le recrutement des invertébrés benthiques ?

Bibliographie

- Airy, G. B., 1845. Tides and waves. Encyclopaedia Metropolitana.
- Ardhuin, F., Jenkins, A., Belibassakis, K., 2008. Comments on "the three-dimensional current and surface wave equations". *Journal of Physical Oceanography* 38 (6), 1978–1989.
- Auclair, F., Casitas, S., Marsaleix, P., 2000. Application of an inverse method to coastal modelling. *Journal Atmos. Oceanic Technol.* 17, 1368–1391.
- Belharet, M., 2010. Analyse de simulations numériques de la dispersion larvaire d'invertébrés benthiques du golfe du lion. Tech. Rep. Master 1 Océanologie et Environnement Marin, UPMC Paris6.
- Berlow, E., 1999. Strong effects of weak interactions in ecological communities. *Nature* 398 (6492), 330–334.
- Berner, R. A., 1980. Early diagenesis : A theoretical approach. Princeton University Press, Princeton.
- Blumberg, A. F., Mellor, G., 1987. A description of a three dimensional coastal circulation model. Three dimensional coastal ocean model. Ed. Heaps N., 208 p.
- Booij, N., Ris, R., Holthuijsen, L., 1999. A third-generation wave model for coastal regions, part i, model description and validation. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649–7666.
- Borja, A., Franco, J., Pérez, V., 2000. A marine biotic index to establish the quality of soft-bottom benthos within european estuarine and coastal environments. *Mar Pollu Bull* 40, 1100–1114.
- Brevik, I., 1981. Oscillatory rough turbulent boundary layers. In : Proc. ASCE J. Waterway Port Coastal Ocean Div. Vol. 107(WWW3). pp. 175–188.

- Brochier, T., 2004. Prise en compte de la turbulence et de la nage dans un modèle lagrangien d'individu-centré : application à la dispersion larvaire d'*owenia fusiformis* en baie de banyuls. Tech. Rep. DEA Océanologie et Environnement Marin, UPMC Paris6.
- Butchart, S., et al., 2010. Global biodiversity : indicators of recent declines. *Science* 328 (5982), 1164–1168.
- Butman, C., 1987. Larval settlement of soft sediment invertebrates : the spatial scales of pattern explained by habitat selection and the emerging role of hydrodynamical processes. *Oceanogr Mar Biol Annu Rev* 25, 113–165.
- Charles, F., Jordana, E., Amouroux, J., Grémare, A., Desmalades, M., Zudaire, L., 2003. Reproduction, recruitment and larval metamorphosis in the serpulid polychaete *ditrupa arietina* (o.f. müller). *Est., Coastal and Shelf Sci.* 57, 435–443.
- Chatelain, M., 2010. Flux dissous à l'interface eau-sédiment sous des écoulements oscillants. Ph.D. thesis, Université Paris VI.
- Chatelain, M., Guizien, K., 2010. Modelling coupled turbulence - dissolved oxygen dynamics near the sediment-water interface under wind waves and sea swell. *Water Research* 44, 1361–1372.
- Chen, Y., Shaw, P., Wolcott, T., 1997. Enhancing estuarine retention of planktonic larvae by tidal currents. *Est., Coastal and Shelf Sci.* 45, 525–533.
- Chia, F., Buckland-Nicks, J., Young, C., 1984. Locomotion of marine invertebrates larvae : a review. *Can. J. Zool* 62, 1205–1222.
- Colosio, J., 2002. Modélisation de la houle à l'aide du modèle swan en baie de banyuls-sur-mer. Tech. Rep. Rapport de stage 2^eannée, ENSHMG INPG.
- Cormier-Caillaut, C., 2008. Etude du comportement de nage de deux larves d'oursins : *Paracentrotus lividus* et *arbacia lixula*. Tech. Rep. Licence 3, U La Rochelle.
- Coste, B., Raimbault, P., 1993. Recent data on the nutrient input into the Mediterranean Sea by the Rhône river. Vol. 30. Martin J.M., Barth H. (Eds), NERC, Plymouth, Ch. Water Pollution Research report- EROS 2000, pp. 219–224.
- Coull, B., Chandler, G., 1992. Pollution and meiofauna - field, laboratory and mesocosm studies. *Oceanogr Mar Biol Annu Rev* 30, 191–271.

- Coulon, J., 2010. Analyse de la redistribution spatiale de cohortes de l'annélide polychète, *ditrupa arietina*, lors d'un épisode de houle en baie de banyuls s/ mer. Tech. Rep. Master 1 Biologie, Chimie, Environnement, UPVD.
- Crisp, D., 1976. The role of pelagic larvae. *Perspectives in experimental Biology* 1, 145–155.
- Dade, W., 1993. Near-bed turbulence and hydrodynamic control of diffusional mass transfer at the sea floor. *Limnology and Oceanography* 38 (1), 52–69.
- Davies, A., Ribberink, J., Temperville, A., Zyserman, J., 1997. Comparison between sediment transport models and observations made in wave and current flows above plane beds. *Coastal Eng.* 31, 163–198.
- de Swart, D., 1974. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Tech. Rep. 131, Delft Hydraulics Laboratory Publication.
- de Wolf, P., 1974. On the retention of marine invertebrates in estuaries. *Thalassia Jugosl.* 10 ((1/2)), 415–424.
- Dean, R., Dalrymple, R., 1984. *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Vol. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 2. World Scientific Ed.
- Denamiel, C., 2006. Modélisation hydrodynamique 3d en zone pré-littorale : Caractérisation des effets des houles de tempêtes sur la circulation océanique. Ph.D. thesis, Université Montpellier II.
- Denis, L., Grenz, C., Alliot, E., Rodier, M., 2001. Temporal variability in dissolved inorganic nutrient fluxes at the sediment-water interface on the continental shelf in the gulf of lions (nw mediterranean). *Oceanologica Acta* 24 (1), 85–97.
- Dohmen-Janssen, M., 1999. Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow. Ph.D. thesis, Delft Technical University.
- Duchêne, J.-C., Queiroga, H., 2001. Use of an intelligent ccd camera for the study of endogenous vertical migration rhythms in first zoeae of the crab *carcinus maenas*. *Marine Biology* 139 (5), 901–909.
- Edward, L. M., 1995. *Ecology of Marine Invertebrate Larvae*. CRC Press, Boca raton, FL, USA.
- Engelund, F., Fredsøe, J., 1976. A sediment transport model for straight alluvial channel. *Nordic Hydrology* 7, 293–306.

- Estournel, C., de Madron, X. D., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliand, C., Vehil, R., 2003. Observation and modelisation of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lion under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment). *Journal of Geophysical Research* 108 (C3), 8059. doi :10.1029/2001JC000825.
- Ferré, B., Guizien, K., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., Guillèn, J., Grémare, A., 2005. Fine-grained sediment dynamics during a strong storm event in the inner-shelf of the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Cont. Shelf Res.* 25 (19-20), 2410–2427.
- Fredsøe, J., 1984. Turbulent boundary layer in wave-current interaction. *J. Hydr. Eng.* 110 (8), 1103–1120.
- Fredsøe, J., Andersen, K., Sumer, B., 1999. Wave plus current over a ripple-covered bed. *Coastal Eng.* 38, 177–221.
- Grant, W., Madsen, O., 1979. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research* 84 (C4), 8244–8264.
- Grant, W., Madsen, O., 1982. Moveable bed roughness in unsteady oscillatory flows. *Journal of Geophysical Research* 87 (C1), 469–481.
- Grasmeijer, B., Davies, A., Guizien, K., der Werf, J. V., Rijn, L. V., Walther, R., Sutherland, J., Biegowski, J., 2005. Intercomparison results of existing and improved sand transport models based on 'blind' benchmarking test cases. *Aqua Publication*, Ch. AM, pp. 1–10.
- Grémare, A., Amouroux, J.-M., Vétion, G., 1998a. Long-term comparison of macrobenthos within the soft bottom of the bay of banyuls-sur-mer (northwestern mediterranean sea). *Journal of Sea Research* 40, 281–302.
- Grémare, A., Sardà, R., Medernach, L., Jordana, E., Pinedo, S., Amouroux, J.-M., Martin, D., Nozais, C., Charles, F., 1998b. On the dramatic increase of *ditrupa arietina* o.f. müller (annelida : Polychaeta) along the french and spanish catalan coasts. *Est., Coastal and Shelf Sci.* 47, 447–457.
- Guizien, K., 2005. Equilibrium bottom roughness of ripples derived from a 2DHV ripple model. *Aqua Publication*, Ch. AB, pp. 1–8.
- Guizien, K., 2009. Spatial variability of wave conditions in the gulf of lions (nw mediterranean sea). *Life and Environment* 59 (3/4), 261–270.

- Guizien, K., Brochier, T., Duchêne, J.-C., Marsaleix, P., 2006. Dispersal of *owenia fusiformis* larvae by wind-driven currents : turbulence, swimming behaviour and mortality in a three-dimensional stochastic model. *Marine Ecology Progress Series* 311, 47–66.
- Guizien, K., Charles, F., Hurther, D., Michallet, H., 2010a. Spatial redistribution of *ditrupa arietina* (soft bottom mediterranean epifauna) during a moderate swell event. *Cont. Shelf Res.* 30, 239–251.
- Guizien, K., Dohmen-Janssen, M., Vittori, G., 2003. 1DV bottom boundary layer modeling under combined wave and current : Turbulent separation and phase lag effects. *Journal of Geophysical Research* 108 (C1), 3016, doi :10.1029/2001JC001292.
- Guizien, K., Orvain, F., Duchêne, J.-C., Hir, P. L., 2010b. Direct determination of bottom shear stress during erosion experiments accounting for actual bed roughness. *Cont. Shelf Res.* submitted.
- Guizien, K., Temperville, A., 1999. Bottom shear stress under a linear irregular wave. *C.-R. Acad. Sci. Paris II b* 327(14), 1375–1378.
- Gundersen, J. K., Jørgensen, B. B., 1990. Microstructure of diffusive boundary layers and the oxygen uptake of the sea floor. *Nature* 345 (6276), 604–607.
- Gust, G., Morris, M., 1989. Erosion thresholds and entrainment rates of undisturbed *in situ* sediments. *Journal of Coastal Research* 5, 87–99.
- Hanley, R. L., 1991. On the pressure gradient force over steep topography in sigma coordinate ocean models. *Journal of Physical Oceanography* 21, 610–619.
- Harris, C., Wiberg, P., 2001. A two-dimensional, time-dependent model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves. *Computers and Geosciences* 27, 675–690.
- Higashino, M., Gantzer, C. J., Stefan, H. G., 2004. Unsteady diffusional mass transfer at the sediment/water interface : Theory and significance for SOD measurement. *Water Research* 38 (1), 1–12.
- Hill, A., Brown, J., Fernand, L., 1996. The western irish sea gyre : a retention system for norway lobster (*nephrops norvegicus*). *Oceanologica Acta* 19 ((3-4)), 357–368.
- Hondzo, M., 1998. Dissolved oxygen transfer at the sediment-water interface in a turbulent flow. *Water Resources Research* 34 (12), 3525–3533.

- Hontarrède, M., Jourdan, R., Vaysse, F., Valantin, P. Y., 2004. Tempête dans le Golfe du Lion Décembre 2003. *Met Mar* 203, 6–9.
- Huynh-Than, S., Temperville, A., 1990. A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. In : *Proc. 22th Coastal Eng. Conf. ASCE*. pp. 853–866.
- Huynh-Than, S., Temperville, A., 1991. Sand Transport in Rivers, Estuaries and the Sea. Soulsby, R.L., Bettess, R. (Eds.), Balkema, Rotterdam, Ch. A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction, pp. 93–100.
- Jensen, B., Sumer, B., e, J. F., 1989. Turbulent oscillatory boundary layers at high reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 206, 265–297.
- Johns, B., Jefferson, R. J., 1980. The numerical modeling of surface wave propagation in the surf zone. *Journal of Physical Oceanography* 10, 1061–1069.
- Jonsson, I., 1966. Wave boundary layers and friction factors. In : *Proc. 10th Int Conf Coastal Eng. Tokyo*. pp. 127–148.
- Josiam, R. M., Stefan, H. G., 1999. Effect of flow velocity on sediment oxygen demand : Comparison of theory and experiments. *Journal of the American Water Resources Association* 35 (2), 433–439.
- Kajiura, K., 1968. A model of bottom boundary layer in water waves. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 46, 75–123.
- Koh, B.-S., 2002. Le cycle de vie d'*owenia fusiformis* (annélide polychète) en méditerranée : les processus locaux de recrutement et la distribution géographique de l'espèce à l'échelle mondiale. Ph.D. thesis, UPMC Paris6.
- Konstantinova, M., 1969. Movement of polychaete larvae. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*. 188, 942–945.
- Kröncke, I., Zeiss, B., Rensing, C., 2001. Long-term variability in macrofauna species composition off the island of norderney (east frisia, germany) in relation to changes in climatic and environmental conditions. *Senckenbergiana maritima* 31, 65–82.
- Krumbein, W., Monk, G., 1942. Permeability as a function of the size parameters of unconsolidated sand. *Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Eng.* 151, 153–160.

-
- Labrune, C., 2006. Utilisation de la macrofaune benthique en tant qu'indicateur des changements environnementaux. Ph.D. thesis, UPMC Paris6.
- Labrune, C., Grémare, A., Amouroux, J.-M., Sardà, R., ao, G. J., Taboada, S., 2007a. Assessment of soft-bottom polychaete assemblages in the gulf of lions ((nw mediterranean) based on a mesoscale survey. *Est Coast Shelf Sci* 71, 133–147.
- Labrune, C., Grémare, A., Guizien, K., Amouroux, J.-M., 2007b. Long-term comparison of soft bottom macrobenthos in the bay of banyuls-sur-mer (northwestern mediterranean sea) : A reappraisal. *Journal of Sea Research* 58, 125–143.
- Lazure, P., Dumas, F., 2008. An external-internal mode coupling for a 3d hydrodynamical model for applications at regional scale (mars). *Advances in Water Resources* 31 (2), 233–251.
- Leclercq, T., 2008. Etude quantitative de la connectivité des populations benthiques du littoral de la méditerranée nord occidentale. Tech. Rep. Master 2 Océanologie et Environnement Marin, UPMC Paris6.
- Li, Z., Davies, A., 1996. Towards predicting sediment transport in combined wave-current flow. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.* 122 (4), 157–164.
- Longuet-Higgins, M., Stewart, R., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats". *Journal of Fluid Mechanics* 13, 481–504.
- Maa, P.-Y., Metha, A., 1987. Mud erosion by waves : a laboratory study. *Cont. Shelf Res.* 7 (11/12), 1269–1284.
- Magar, V., Werf, J. V. D., Eidsvik, K., Guizien, K., J., J. M., Doucette, J., 2005. Comparison between 2DV sediment transport models and measurements of suspended sediment dynamics over full-scale ripples in oscillatory flows. *Aqua Publication*, Ch. AH, pp. 1–13.
- Majdi, N., 2006. Etude expérimentale du comportement de nage du stade larvaire chez deux espèces doursins : *Paracentrotus lividus* et *arbacia lixula*. Tech. Rep. Master Recherche 1 Ecologie Fonctionnelle, UPVD.
- Malarkey, J., Davies, A., 2002. Discrete vortex modelling of oscillatory flows over ripples. *Appl. Ocean Res.* 24, 127–145.
- Marsaleix, P., 1993. Modélisation tridimensionnelle de la circulation océanique dans le golfe du lion. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier.

- Martin-Vide, J., Lopez-Bustins, J.-A., 2006. The western mediterranean oscillation and rainfall in the iberian peninsula. *Int. J. Climatol.* 26, 1455–1475.
- Mehta, A., 1981. Review of erosion function for cohesive sediment beds. In : 1st Proc. First Indian Conf. on Ocean Eng. Madras. pp. 122–130.
- Mehta, A., 1986. Characterisation of cohesive sediment properties and transport processes in estuaries. Mehta, A.J. (Ed.), Springer, Berlin, pp. 290–325.
- Mehta, A., Parchure, T., Dixit, J., Ariathurai, R., 1982. Resuspension potential of deposited cohesive sediment beds. Kennedy, V.S. Ed., Academic Press, pp. 591–609.
- Mellor, G., 2003. The three-dimensional current and surface wave equations. *Journal of Physical Oceanography* 33 (9), 1978–1989.
- Millot, C., 1987. Circulation in the western mediterranean sea. *Oceanologica Acta* 10, 143–149.
- Millot, C., 1990. The gulf of lion's hydrodynamics. *Cont. Shelf Res.* 10 (9-11), 885–894.
- Millot, C., Monaco, A., 1984. Deep intense currents and sedimentary transport in the northwestern mediterranean sea. *Géo-Marine Letters* 4, 13–17.
- Moritz, C., 2010. Dynamique des métacommunautés marines : théorie et application aux annélides polychètes de mditerranée. Ph.D. thesis, Université Paris VI.
- Moritz, C., Loeuille, N., Guarini, J.-M., Guizien, K., 2009. Quantifying the dynamics of marine invertebrate metacommunities : what processes can maintain high diversity with low densities in the mediterranean sea? *Ecological Modelling* 220 (21), 3021–3032.
- Moulin, F., Guizien, K., Thouzeau, G., Chapalain, G., Mülleners, K., Bourg, C., 2007. Impact of an invasive species *crepidula fornicata* on the hydrodynamics and transport properties of the benthic layer. *Aquatic Liv. Res.* 20 (1), 15–31.
- Myrhaug, D., 1982. On a theoretical model of rough turbulent wave boundary layer. *Ocean Eng.* 9, 547–565.
- Nielsen, P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. Vol. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 4. World Scientific Ed.

-
- Ockenden, M., Soulsby, R., 1994. Sediment transport by currents plus irregular waves. Tech. Rep. Report SR 376, HR Wallingford.
- Pearson, T., Rosenberg, R., 1978. Macrobenthic succession in relation to organic matter enrichment and pollution of the marine environment. *Oceanogr Mar Biol Annu Rev* 16, 229–311.
- Petrenko, A., 2003. Variability of circulation features in the gulf of lion nw mediterranean sea. importance of inertial currents. *Oceanologica Acta* 26, 323338.
- Petrenko, A., Dufau, C., Estournel, C., 2008. Barotropic eastward currents in the western gulf of lion, northwestern mediterranean sea, during stratified conditions. *Journal of Marine Systems* 74, 406–428.
- Petrenko, A., Leredde, Y., Marsaleix, P., 2005. Circulation in a stratified and wind-forced gulf of lions, nw mediterranean sea : in situ and modeling data. *Cont. Shelf Res.* 25, 7–27.
- Prandtl, L., 1925. über die ausgebildete turbulenz. *ZAMM* 5, 136–139.
- Revsbech, N. P., Sorensen, J., Blackburn, T. H., Lomholt, J. P., 1980. Distribution of oxygen in marine sediments measured with microelectrodes. *Limnology and Oceanography* 25 (3), 403–411.
- Riedl, R. J., Huang, N., Machan, R., 1972. The subtidal pump : A mechanism of interstitial water exchange by wave action. *Marine Biology* 13 (3), 210–221.
- Sana, A., Tanaka, H., 2000. Review of $k - \epsilon$ models to analyze oscillatory boundary layers. *J. Hydr. Eng.* 126 (9), 701–710.
- Savioli, J., Justesen, P., 1996. Sediment in oscillatory flows over a plane bed. *Journal of Hydraulic Res.* 35 (2), 177–190.
- Scheltema, R., 1986. On dispersal and planktonic larvae of benthic invertebrates : an eclectic overview and summary of problems. *Bull. Marine Sci.* 39 ((2)), 290–322.
- Shields, A., 1936. Anwendung der aehnlichkeitsmechanik und turbulenzforhcung auf die geschiebebewegung. *Mitt PreussVersuchsanstalt fur Wasserbau und Schiffbau* 26.
- Silva, P., Temperville, A., Guizien, K., 2005. Sand transport in combined steady and oscillatory flow : non-steady processes, skewed waves and ripple beds. *Aqua Publication, Ch. AF*, pp. 1–10.

- SOGREAH, 1978. Port La Nouvelle - Etude sur modèle réduit des extensions du port et synthèse des données naturelles. Tech. Rep. 35 0738-a, Service Maritime et de navigation du Languedoc-Roussillon.
- SOGREAH, 1979. Port de Sète - Analyse saisonnière des houles enregistrées. Tech. Rep. 35 1044 R1, Service Maritime et de navigation du Languedoc-Roussillon.
- Song, Y. T., Haidvogel, D. B., 1994. A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system. *Journal of Computational Physics* 115, 228–244.
- Soulsby, R., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R., Thomas, G., 1994. Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Eng.* 21, 41–69.
- Thiébaud, E., Dauvin, J., 1991. Etude de la fécondité d'*owenia fusiformis delle chiaje* (annélide polychète). *J. Rech. Océanogr* 16 ((1/2)), 39–41.
- Thorson, G., 1946. Reproduction and larval development of danish marine bottom invertebrates, with special reference to the planktonic larvae in the sound (oresund). *Medr.Komm.Danm.Fisk. og Havunders. S. plankton IV* ((1)), 1–523.
- Tilman, D., May, R., Lehman, C., Nowak, M., 1994. Habitat destruction and the extinction debt. *Nature* 371 (6492), 65–66.
- Tolhurst, T., Black, K., Shayler, S., Mather, S., Black, I., Baker, K., Paterson, D., 1999. Measuring the *in situ* erosion shear stress of intertidal sediments with the cohesive strength meter (csm). *Est., Coastal and Shelf Sci.* 49, 281–294.
- Tolman, H., 1997. User manual and system documentation of wavewatch-iii - version 1.15. Tech. Rep. Technical Note 151, NOAA / NWS / NCEP / OMB.
- Trowbridge, J., Madsen, O., 1984. Turbulent wave boundary layers. part i : Model formulation and first-order solution. *Journal of Geophysical Research* 89 ((C5)), 7989–7997.
- Ulses, C., 2005. Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le golfe du lion : Crue, tempête et période hivernale. Ph.D. thesis, Université Toulouse III-Paul Sabatier.
- Ulses, C., Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., 2008. Suspended sediment transport in the gulf of lions (nw mediterranean) : Impact of extreme storms and floods. *Cont. Shelf Res.* 15, 2048–2070.

- Verdier-Bonnet, C., Carlotti, F., Rey, C., Bhaud, M., 1997. A model of larval dispersal coupling wind-driven currents and vertical larval behaviour : application to the recruitment of the annelid *owenia fusiformis* in banyuls bay, france. Marine Ecology Progress Series 160, 217–231.
- Werf, J. V. D., Malarkey, V. M. J., Guizien, K., O'Donogue, T., 2008. 2dhv modelling of sand transport processes over full-scales ripples in regular oscillatory flow. Cont. Shelf Res. 28, 1040–1056.
- Wiberg, P., Harris, C., 1994. Ripple geometry in wave dominated environments. Journal of Geophysical Research 99 (C4), 775–789.
- Widdows, J., Brinsley, M., Bowley, N., Barret, C., 1998. A benthic annular flume for *in situ* measurement of suspension feeding/biodeposition rates and erosion potential of intertidal cohesive sediments. Est., Coastal and Shelf Sci. 46, 27–38.
- Wilcox, D., 13-15 January 1992. The remarkable ability of turbulence model equations to describe transition. In : Fifth Symposium on Numerical and Physical aspects of Aerodynamical Flows.
- Wilcox, D., 1998. Turbulence modeling for CFD (2nd Edition). DCW Industries, Inc.

Résumé

Les milieux benthiques sédimentaires abritent des communautés de micro-et macro-organismes, qui sont les acteurs principaux de la diagénèse précoce des sédiments superficiels, maillon clé du recyclage des éléments permettant un renouvellement de la production primaire en zone côtière. Cet habitat sédimentaire est soumis, en zone côtière, à des contraintes hydrodynamiques intenses et très fortement variables liés à la dissipation de l'énergie accumulée par l'océan et aux apports continentaux. Ainsi, la dynamique du recyclage de la matière à l'interface eau-sédiment est elle directement soumise à l'influence de l'hydrodynamisme qui régule les flux verticaux à l'interface mais également la redistribution spatiale horizontale de la matière particulaire (incluant les organismes acteurs) et dissoute. De plus, l'hydrodynamisme est également susceptible d'affecter les fluctuations naturelles d'abondance et de diversité des assemblages d'espèces à l'interface eau-sédiment suivant leur stratégie de reproduction. En effet, alors que certaines espèces sont inféodées aux substrats par un cycle de vie par développement direct, d'autres espèces présentent un cycle de vie complexe impliquant une phase larvaire pélagique durant laquelle la dispersion hydrodynamique introduit des capacités de colonisation. Dans ce mémoire, je présente mes travaux sur le développement de modèles mécanistes permettant de décrire l'influence de l'hydrodynamisme sur la dynamique des communautés benthiques pré-littorales et leur environnement géochimique. Le chapitre 1 rappelle les principaux processus hydrodynamiques de la zone pré-littorale microtidale qui se caractérise par l'importance de la dissipation dans les couches limites aux interfaces mobiles ou fixes (trait de côte, fond de la mer, embouchure des rivières) et ma contribution à leur description par l'observation et la modélisation. Le chapitre 2 présente mes travaux sur l'influence de l'hydrodynamisme sur la structuration des communautés de la macrofaune benthique, incluant la dispersion larvaire, les échecs de recrutement ainsi que la redistribution spatiale des stades benthiques. Le chapitre 3 présente mes travaux sur l'influence de l'hydrodynamisme sur la dynamique géochimique de l'interface eau-sédiment, incluant la dynamique des particules et des substances dissoutes proche de l'interface, dans l'interaction houle-courant-organismes. Le chapitre 4 présente mes perspectives de développement d'une approche intégrée de type écogéochimique faisant explicitement le lien entre le cycle biogéochimique de la matière et le cycle de vie des invertébrés benthiques.

Mots-clés : hydrodynamique, invertébrés benthiques, dispersion larvaire, couche limite de fond, flux dissous, flux particulaire, littoral

Summary

Benthic sedimentary environments host micro- and macro-organisms which are the main agents of early diagenesis, a key step to sustain a recycled primary production in coastal areas. Nearshore soft-bottom habitats undergo intense but highly variable hydrodynamical stresses due to the dissipation of the energy accumulated by the ocean and brought by the rivers. Thus, elements recycling at the water-sediment interface is controlled by hydrodynamical conditions which regulate vertical fluxes across the interface as well as horizontal redistribution of particulate, including living organisms, and dissolved matter. Moreover, hydrodynamical conditions may also affect the diversity and abundance of benthic macrofauna assemblages depending on their reproductive behaviour. Indeed, while most micro-organisms have a direct reproductive cycle in the sediment, most macrofauna species have a complex life cycle with a pelagic larval stage enabling distant colonisation possibilities as a result of larval dispersal by the circulation. Herein, I present mechanistic models that I developed to describe the influence of hydrodynamical forcings on the dynamics of nearshore benthic invertebrates communities and their geochemical environment. Chapter 1 describes my contribution to the description of the main hydrodynamical processes of the microtidal nearshore area, focussing on its boundary layer dissipative role at fixed and mobile interfaces (shoreline, sea bottom, river mouth). Chapter 2 presents my investigations on the role of hydrodynamics on benthic macrofauna communities structuring, including larval dispersal, recruitment failures and benthic stages spatial redistribution. Chapter 3 presents my investigations on the role of hydrodynamics on the geochemical dynamics at the water-sediment interface, including sediment dynamics and dissolved fluxes in the wave-current-organisms interaction. Chapter 4 presents on future investigations aiming at coupling explicitly biogeochemical cycles with species life cycles in integrated ecosystem models for the nearshore area.

Keywords : hydrodynamics, benthic invertebrates, larval dispersal, bottom boundary layer, dissolved flux, particulate flux, nearshore