



Ecole doctorale : BISE

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

présentée par

Olivier BLANPAIN

Discipline : Océanographie physique
Spécialité : Sédimentologie

DYNAMIQUE SEDIMENTAIRE MULTICLASSE : DE L'ETUDE DES PROCESSUS A LA MODELISATION EN MANCHE

Soutenue le 16 Octobre 2009

Composition du Jury :

LAFITE Robert	Professeur Université de Rouen	Directeur de thèse
BAILLY DU BOIS Pascal	Ingénieur de recherche IRSN	Co-directeur
CUGIER Philippe	Chercheur IFREMER	Co-directeur
GARLAN Thierry	Ingénieur de recherche SHOM - HDR	Rapporteur
VILLARET Catherine	Chercheur EDF - HDR	Rapporteur
BELLEUDY Philippe	Professeur Université de Grenoble	Examineur
LE HIR Pierre	Chercheur IFREMER	Examineur



Ecole doctorale : BISE

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

présentée par

Olivier BLANPAIN

Discipline : Océanographie physique
Spécialité : Sédimentologie

DYNAMIQUE SEDIMENTAIRE MULTICLASSE : DE L'ETUDE DES PROCESSUS A LA MODELISATION EN MANCHE

Soutenue le 16 Octobre 2009

Composition du Jury :

LAFITE Robert	Professeur Université de Rouen	Directeur de thèse
BAILLY DU BOIS Pascal	Ingénieur de recherche IRSN	Co-directeur
CUGIER Philippe	Chercheur IFREMER	Co-directeur
GARLAN Thierry	Ingénieur de recherche SHOM - HDR	Rapporteur
VILLARET Catherine	Chercheur EDF - HDR	Rapporteur
BELLEUDY Philippe	Professeur Université de Grenoble	Examineur
LE HIR Pierre	Chercheur IFREMER	Examineur

Avant Propos

Ce mémoire est la synthèse du travail que j'ai mené pendant presque quatre ans avec l'aide et le soutien des collègues du centre Ifremer de Brest, du Laboratoire de Radioécologie de Cherbourg et de l'UMR de Morphodynamique Continentale et Côtière de Caen et de Rouen.

Le projet de thèse qui m'a été confié est à l'initiative de **Pascal Bailly du Bois** (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire - LRC), de **Philippe Cugier** (Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la Mer - laboratoire d'Ecologie Benthique) et de **Robert Lafite** (Université de Rouen - UMR CNRS 6143 M2C). Il a été cofinancé par l'Ifremer et l'IRSN pendant trois ans. Ensuite, un contrat de trois mois dans le cadre du projet « Granulats » (financé par la DIREM et porté par Claude Augris) a été l'occasion d'affiner le modèle numérique. Enfin, les six mois d'indemnités chômage versées par le Pôle Emploi m'ont permis d'aborder la phase de rédaction l'esprit un peu plus serein.

Au moment de boucler, mes pensées vont à Marie qui s'est tant impliquée à mes côtés que sa patte est en chaque page.

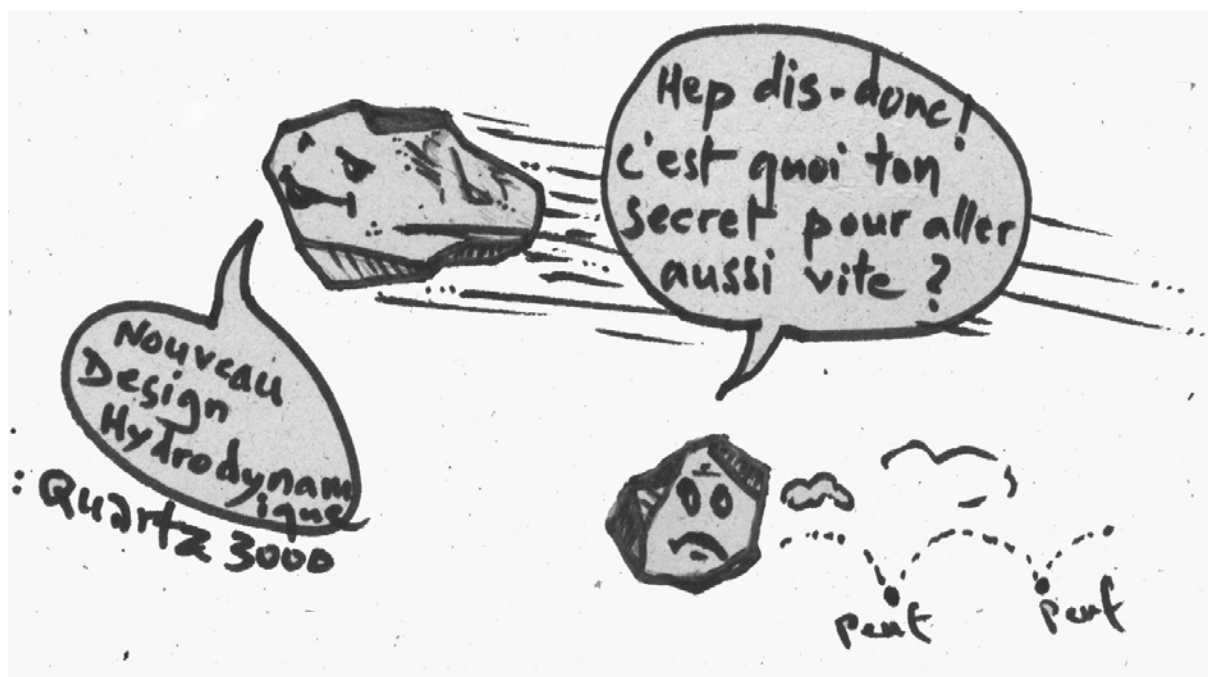


Table des matières

INTRODUCTION	1
PARTIE 1 : L'ETUDE DES PROCESSUS	7
1. LA DYNAMIQUE DES SEDIMENTS NON COHESIFS	9
1.1. Caractérisation physique des particules naturelles	11
1.1.1. Densité des particules	11
1.1.2. Taille des particules	12
1.1.3. Forme des particules	15
1.1.4. Porosité d'un arrangement de particules	16
1.2. Paramètres du transport sédimentaire : qu'est-ce qui fait bouger le sédiment ?	18
1.3. Les différents modes de transport sédimentaire	21
1.3.1. Observations	21
1.3.2. Vers une classification : définition de seuils	22
1.3.2.1. Le seuil de mise en mouvement	23
1.3.2.2. La distinction des modes de transport	26
1.4. Les différentes figures sédimentaires	27
1.4.1. Description	27
1.4.2. Le cas particulier des rides	30
1.5. Contraintes exercées sur le sédiment	31
1.5.1. Les différents forçages et leurs interactions	32
1.5.1.1. Contraintes liées aux courants	32
1.5.1.2. Contraintes liées aux vagues	33
1.5.1.3. Contraintes combinées : vagues et courants	35
1.5.1.4. Contraintes sur un fond ridé	36
1.5.2. Estimation de la rugosité	37
1.6. Les formules de transport	39
1.6.1. Principe général	39
1.6.2. Particularités du transport solide en granulométrie étendue	41
1.6.3. Mise en équations du transport par charriage	42
1.6.4. La distribution des particules en suspension	46
1.7. Mécanisme de tri des particules dans le lit	49
1.8. Conclusion	51

2. EXPERIMENTATIONS EN CANAL	53
2.1. Introduction	55
2.2. Expérimentation à l'érodimètre	56
2.2.1. Matériels et méthodes	56
2.2.2. Résultats	58
2.2.2.1. Seuils de mise en mouvement	58
2.2.2.2. Flux de transport charriés	64
Echantillons monoclasses	65
Mélanges bimodaux	68
2.2.3. Discussion	71
2.2.3.1. Seuils de mise en mouvement	71
2.2.3.2. Flux de transport charriés	73
2.3. Conclusion	75
3. OBSERVATION ET QUANTIFICATION <i>IN-SITU</i> DE LA DYNAMIQUE SEDIMENTAIRE MULTICLASSE	77
3.1. Introduction	79
3.2. Développement du système Dynamic Sediment Profile Imaging (DySPI)	79
3.3. Campagne en mer SEDHETE	81
3.3.1. Objectifs	81
3.3.2. Déroulement	81
3.3.3. Instrumentations et mesures	85
3.3.3.1. Reconnaissance des zones de mouillages potentielles	85
Sonar à balayage latéral	85
Prélèvement à la benne Shipeck	87
Vidéo tractée	88
3.3.3.2. Mouillage de la structure instrumentée	89
OBS (Optical Backscattering Sensor)	89
Microgranulomètre laser CILAS/IFREMER	90
ADV (Acoustic Doppler Velocimeter)	91
Fluorimètre	92
Profileur de courant ADP (Acoustic Doppler Profiler)	92
3.3.3.3. Prélèvement d'eau et profil de MES	93
3.3.3.4. Prélèvements non perturbés de la couverture sédimentaire	95
3.4. Résultats de la campagne SEDHETE	96
3.4.1. Caractérisation physique des faciès sédimentaires	96
3.4.1.1. Station Job	97
3.4.1.2. Point FlaO	100
3.4.1.3. Point FlaS	103
3.4.1.4. Point Jer	104
3.4.1.5. Synthèse	107
3.4.2. Estimation des grandeurs hydrodynamiques	108
3.4.3. Estimation du charriage	116

3.4.3.1.	Observation des processus	116
Point Job	116	
Point FlaO	118	
Point FlaS	122	
Point Jer	123	
Synthèse	124	
3.4.3.2.	Quantification	124
Analyses et hypothèses	125	
Chaîne de traitement des images	127	
Résultats	131	
Synthèse	138	
3.4.4.	Caractérisation des flux en suspension	139
3.4.4.1.	Charge particulaire	139
Point Job	148	
Point FlaO et Jer	149	
Point FlaS	149	
Synthèse	150	
3.4.4.2.	Composition des matières en suspension	151
3.4.5.	Apports des profils de radioéléments	156
3.4.5.1.	Principe du traçage radioactif des particules : application au Cap de la Hague	156
Introduction	156	
Choix des radioéléments à étudier	157	
Le coefficient de partage	161	
3.4.5.2.	Principe de modélisation du traçage des particules fines dans la couverture sédimentaire	164
Schématisation du comportement des radioéléments du point de rejet au piégeage dans la couverture sédimentaire	164	
Mise en équations et paramétrisation.	166	
3.4.5.3.	Validation du modèle numérique	167
3.4.5.4.	Résultats et discussion	168
3.5.	Synthèse des nouvelles données – intérêt pour la modélisation	174
 PARTIE 2 : MODELISATION : APPLICATION A LA MANCHE		 177
4.	CARACTERISTIQUES HYDRO-SEDIMENTAIRES DE LA MANCHE	179
4.1.	Les caractéristiques morphologiques	182
4.1.1.	L'évolution morphologique	182
4.1.2.	Les données bathymétriques actuelles	182
4.2.	Les caractéristiques hydrodynamiques	184
4.2.1.	Le forçage de la marée	184
4.2.2.	Le forçage du vent	184
4.2.3.	Le forçage de la houle	185
4.2.4.	La circulation générale	186
4.2.5.	La structure des masses d'eau	187

4.3. Les caractéristiques sédimentaires	187
4.3.1. La couverture sédimentaire superficielle	187
4.3.2. Les matières en suspension	190
4.4. Synthèse	191
5. STRATEGIE DE MODELISATION DU TRANSPORT SEDIMENTAIRE MULTICLASSE	193
5.1. Introduction	195
5.2. Le modèle hydrodynamique MARS 2DH	197
5.2.1. Equations	197
5.2.2. Conditions aux limites	200
5.2.3. Discrétisation – principe de résolution	200
5.3. Le modèle de vagues	202
5.4. Le modèle de transport sédimentaire	203
5.4.1. Principe général	203
5.4.2. La discrétisation du sédiment et la notion de couche active	204
5.4.3. L'équation de conservation de la masse sédimentaire	207
5.4.4. Estimation du débit solide charrié	208
5.4.4.1. Principes et choix des formules	208
5.4.4.2. Wu et al. (2000b)	209
5.4.4.3. Wilcock et Crowe (2003)	210
5.4.4.4. Ackers et White (1973)	213
5.4.4.5. Van Rijn (1984a)	214
5.4.4.6. Yalin (1963)	216
5.4.4.7. Modification du transport sous l'effet de la pente du fond	216
5.4.5. Estimation des échanges avec la colonne d'eau et évaluation de la concentration en PIM	217
5.4.5.1. Situation à l'équilibre	218
Estimation de la concentration à partir du débit solide en suspension	219
Estimation du débit solide en suspension à partir de la concentration	220
5.4.5.2. Situation hors équilibre	222
Limitation de l'érosion	222
Limitation du dépôt	223
5.4.5.3. Calcul de la vitesse de chute des particules	225
5.4.6. Détermination des échanges entre la couche active et la couche sous-jacente ...	225
5.4.7. Gestion de l'épaisseur des couches	228
5.4.8. Résolution pas à pas	228
6. MODELISATION MULTICLASSE EN MANCHE : MISE EN PLACE, VALIDATION ET EXPLOITATION	231
6.1. Configuration du modèle	233
6.1.1. Emprises et maillages	233

6.1.2.	Conditions aux limites	235
6.1.3.	Initialisation du fond sédimentaire	236
6.2.	Validation du modèle hydrodynamique	239
6.2.1.	Élévation de la surface libre et hauteur d'eau	239
6.2.2.	Courants	243
6.2.3.	Contrainte de frottement de peau	248
6.2.4.	Synthèse	254
6.3.	Paramétrisation du modèle de transport sédimentaire	255
6.3.1.	Apports des données de la campagne SEDHETE	255
6.3.1.1.	Caractéristiques du charriage	255
	Composition du mélange granulométrique	255
	Seuil de mise en mouvement	256
	Flux charrié	258
6.3.1.2.	Matières en suspension inorganiques	262
6.3.2.	Apport des expérimentations à l'érodimètre	265
6.3.2.1.	Seuil de mise en mouvement	265
6.3.2.2.	Flux charriés	267
6.3.3.	Synthèse – choix d'un jeu de paramètres	269
6.4.	Exploitation du modèle	271
6.4.1.	Prédiction du transport à long terme par charriage	271
6.4.2.	Distribution des matières en suspension inorganiques	281
6.4.3.	Distribution des particules marquées au Cap de la Hague	286
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES		289
REFERENCES		297
PRINCIPALES NOTATIONS		317
LISTE DES FIGURES		321
LISTE DES TABLEAUX		335
ANNEXES		339
Annexe A : Résultats d'érodimétrie		
- Seuils de mise en mouvement		
- Flux charriés monoclasses		
- Flux charriés de la classe SF dans le mélange SF/SG		
- Flux charriés de la classe SG dans le mélange SF/SG		
- Flux charriés de la classe SM dans le mélange SM/SG		
- Flux charriés de la classe SG dans le mélange SM/SG		
Annexe B : Publication : <i>Dynamic sediment profile imagery (DySPI): a new field device for the study of dynamic processes at the sediment-water interface.</i>		
Annexe C : Figures principales de la campagne SEDHETE pour chaque station atelier.		

INTRODUCTION

Le sédiment et les particules en suspension dans les colonnes d'eaux côtières et marines jouent un rôle crucial dans le fonctionnement et la structuration des écosystèmes côtiers :

- ils influent le réseau trophique en augmentant la turbidité, qui freine la production primaire ;
- le sédiment est un lieu de piégeage temporaire ou définitif pour des éléments venant de la colonne d'eau comme les sels nutritifs (silice, azote et phosphore organique, phosphore adsorbé) ou certains polluants (métaux, polluants organiques, radionucléides) ;
- ils sont le vecteur de transport de ces mêmes substances chimiques ;
- le sédiment constitue des habitats diversifiés pour les communautés benthiques, il va, par exemple, conditionner le recrutement larvaire (mollusques bivalves) ;
- les mouvements sédimentaires sont responsables de la dynamique des structures morphologiques majeures telles que les bancs de sables qui peuvent présenter une entrave à la navigation ;
- à la côte, ils engendrent une morphodynamique qui peut mener à l'érosion du littoral ou à son envasement.

La pression anthropique accrue sur le littoral et le domaine maritime pousse les décideurs à mieux cerner ces divers phénomènes naturels, leurs interactions et les impacts induits par les activités humaines.

En Manche, les premières études sur la dynamique sédimentaire se sont basées sur des observations de la nature du fond et des courants de marée. Les liens étroits unissant la répartition des sédiments meubles et les caractéristiques des puissants courants générés par une amplitude de marée exceptionnelle ont dès lors été mis en évidence. Les nombreux échantillons prélevés ont notamment révélé une grande variété de mélanges hétérométriques de sédiments cohésifs (vases) et non-cohésifs (sables, graviers, cailloutis, galets). Le comportement dynamique de ces mélanges est fortement variable selon la proportion de chacune des classes granulométriques qui les constitue. En outre, il peut engendrer des dépôts sédimentaires stratifiés qui, à leur tour, modifient la dynamique des grains. Cette particularité, couramment rencontrée en rivière, caractérise certains faciès

de la Manche dans lesquels les particules les plus fines se trouvent piégées au sein d'une matrice de grains grossiers. La dynamique de cette fraction fine est déterminante dans le sens où elle représente une part significative de la turbidité (intérêt de l'Ifremer pour la prévision de la production primaire), et où elle est le vecteur principal des radioéléments artificiels rejetés de manière chronique ou accidentelle (intérêt de l'IRSN à connaître le devenir des radionucléides fixés aux sédiments).

Sur ce domaine d'étude, l'objectif du travail est d'appréhender la dynamique sédimentaire d'un mélange hétérométrique de particules en termes de charriage, de remise en suspension et de profondeur de remaniement. La stratégie d'étude retenue allie et confronte les mesures *in-situ*, les mesures en canal et la modélisation numérique.

La conception d'un modèle numérique représentatif passe par :

- l'identification et la caractérisation des processus physiques déterminants dans la zone d'étude ;
- la calibration et la validation des formulations choisies en les confrontant à la réalité du milieu.

Les différents chapitres du document décrivent les étapes réalisées pour y parvenir.

Dans une première partie, l'accent est mis sur les processus qui régissent le comportement mécanique d'un mélange hétérométrique de particules :

- Le chapitre 1 fait état des connaissances concernant les paramètres du transport sédimentaire en insistant sur les mécanismes à l'origine du tri des particules.
- Le chapitre 2 présente les expérimentations en canal à courant réalisées sur des mélanges de sables monoclasses et bimodaux. Les interactions entre particules de tailles différentes sont mises en évidence et les particularités de comportement des classes mélangées sont renseignées.
- Le chapitre 3 décrit les nouvelles données acquises *in-situ* pendant la campagne SEDHETE. Les mesures ont permis de connaître la granulométrie et le tri vertical des quatre faciès sédimentaires investigués, d'estimer les grandeurs hydrodynamiques, et de déterminer la nature ainsi que la concentration des différentes classes de taille des

matières en suspension. En outre, des méthodes originales d'investigation ont été mises en œuvre. Un nouvel instrument, développé pendant cette thèse (le système DySPI : Dynamic Sediment Profile Imaging), a permis d'observer et de quantifier le transport par charriage dans des conditions de dynamique intense. Les profils de radiotraceurs artificiels réalisés sur des prélèvements non perturbés de sédiments grossiers ont rendu possible la caractérisation du mélange des particules fines dans les couches sédimentaires de surface.

La deuxième partie concerne la modélisation de la dynamique multiclasse en Manche :

- Les caractéristiques hydro-sédimentaires du domaine d'étude sont présentées dans le chapitre 4.
- Le chapitre 5 décrit la modélisation des processus pris en compte d'après les observations réalisées en Manche.
- Le chapitre 6 est tout d'abord dédié à la validation du modèle hydrodynamique et à la paramétrisation du module de transport sédimentaire. Les données acquises durant cette thèse sont confrontées aux différentes formulations afin de sélectionner les plus pertinentes sur le domaine. Ensuite, le modèle hydro-sédimentaire est appliqué en situation réaliste pour déterminer le transport à long terme, la distribution des matières en suspension minérales et la dispersion des radioéléments susceptibles de se fixer sur les particules. Enfin, ses capacités et ses insuffisances dans l'état actuel de son développement sont mises en avant.

PARTIE 1 :
L'ETUDE DES PROCESSUS

PARTIE 1
L'ETUDE DES PROCESSUS

CHAPITRE 1
LA DYNAMIQUE DES SEDIMENTS
NATURELS NON COHESIFS

LA DYNAMIQUE DES SÉDIMENTS NATURELS NON COHÉSIFS

1.1. Caractérisation physique des particules naturelles

Cette partie met l'accent sur les propriétés qui influencent la dynamique des grains pour répondre à la question : quels paramètres doit-on prendre en compte pour caractériser le comportement dynamique d'une particule dans son environnement ?

Il est couramment admis que la réponse dynamique d'un grain isolé dépend essentiellement de sa taille, de sa forme et de sa densité (Le Roux, 2005). Mais un grain n'est jamais isolé et les arrangements de sédiments naturels sont rarement uniformes. Ainsi, l'hétérogénéité granulométrique de la couverture sédimentaire, sa compaction relative et sa morphologie (figures sédimentaires, affleurements rocheux, macrorugosités) sont autant de facteurs qui vont déterminer le mouvement des grains. En milieu naturel, ces deux derniers caractères purement physiques peuvent être étroitement liés à l'activité biologique de la zone (bioturbation).

Si la taille, la forme et la porosité d'un sédiment marin sont extrêmement variées et difficiles à caractériser, le spectre des densités rencontrées est assez réduit et facile à déterminer.

1.1.1. Densité des particules

La densité (s) est définie comme le rapport de la masse volumique du sédiment (ρ_s) sur celle de l'eau du milieu considéré (ρ_e) :

$$s = \frac{\rho_s}{\rho_e}$$

Selon Augris *et al.* (2004), deux grands types d'éléments composent les sédiments marins :

- des éléments siliceux, appelés lithoclastiques (débris de roches) ;
- des éléments calcaires, appelés bioclastiques (principalement des débris coquilliers).

La masse volumique des éléments siliceux (principalement du quartz) peut être considérée comme une constante égale à 2650 kg.m^{-3} . En raison de leur origine, les éléments calcaires (calcite ou aragonite) ont une masse volumique moins homogène : comprise entre 2590 kg.m^{-3} et 2780 kg.m^{-3} pour des sables coralliens (Smith et Cheung, 2003), entre 2720 kg.m^{-3} et 2800 kg.m^{-3} pour des fragments de coquilles de *Cerastoderma edule* et de *Mytilus edulis* (Paphitis *et al.*, 2002), entre 2550 kg.m^{-3} et 2660 kg.m^{-3} pour un échantillon bioclastique de la Manche (Dieppe). On retiendra qu'il n'y a pas de différence importante de densité entre les éléments calcaires et siliceux en Manche.

Une variabilité plus importante de la valeur de la densité apparaît lorsque l'on considère des agrégats de particules. C'est le cas des pelotes fécales dont la composition varie en fonction de l'espèce productrice. En raison de la présence d'eau, leur densité est inférieure à celle des constituants seuls. Elle s'étend de 1,190 (Dillon, 1964) à 1,270 (Komar *et al.*, 1981). C'est également le cas lors de la floculation : les éléments cohésifs s'agrègent en piégeant de l'eau. Ainsi, la taille des floccs augmente mais leur densité diminue.

1.1.2. Taille des particules

L'analyse de la taille, ou granulométrie, est le mode principal de classification des particules.

L'échelle de répartition de Wentworth (Wentworth, 1922) modifiée par Udden (tableau 1.1) est la plus couramment adoptée. Chaque classe principale correspond à un diamètre du double ou de la moitié de la classe voisine, la classe de base étant 1 mm. Ce type de progression impose une représentation graphique de type logarithmique. Un système arithmétique appelé échelle des « phi » est parfois utilisé. La correspondance est telle que :

$$D(\text{en } \Phi) = -\log_2 D(\text{en mm})$$

Millimeters (mm)	Micrometers (μm)	Phi (φ)	Wentworth size class
4096		-12.0	Boulder
256		-8.0	Cobble
64		-6.0	Pebble
4		-2.0	Granule
2.00		-1.0	Very coarse sand
1.00		0.0	Coarse sand
1/2	0.50	1.0	Medium sand
1/4	0.25	2.0	Fine sand
1/8	0.125	3.0	Very fine sand
1/16	0.0625	4.0	Coarse silt
1/32	0.031	5.0	Medium silt
1/64	0.0156	6.0	Fine silt
1/128	0.0078	7.0	Very fine silt
1/256	0.0039	8.0	Clay
0.00006	0.06	14.0	

Tableau 1.1 Echelle granulométrique de Wentworth (Wentworth, 1922) modifiée par Udden.

A partir de la représentation graphique de la granulométrie de l'échantillon, il est possible de calculer différents paramètres et indices. Les plus utilisés sont (figure 1.1) :

- le mode, qui correspond à la taille du grain dominant dans la courbe de distribution des tailles. Lorsque deux tailles de grain différentes prédominent, la répartition du sédiment est dite bimodale ;
- la médiane (D_{50}), qui exprime la taille du grain dépassé par 50 % de la masse de l'échantillon ;
- les diamètres caractéristiques ($D_{16}, D_{25}, D_{75}, D_{84}$) qui permettent le calcul de l'étendue de la courbe granulométrique par le biais de l'indice de classement de Trask (sorting index : $S_0 = \sqrt{\frac{D_{75}}{D_{25}}}$) ou de l'écart-type ($\sigma = \sqrt{\frac{D_{84}}{D_{16}}}$). Le classement est d'autant moins bon que leur valeur s'éloigne de 1 ; il est optimal pour la valeur 1.

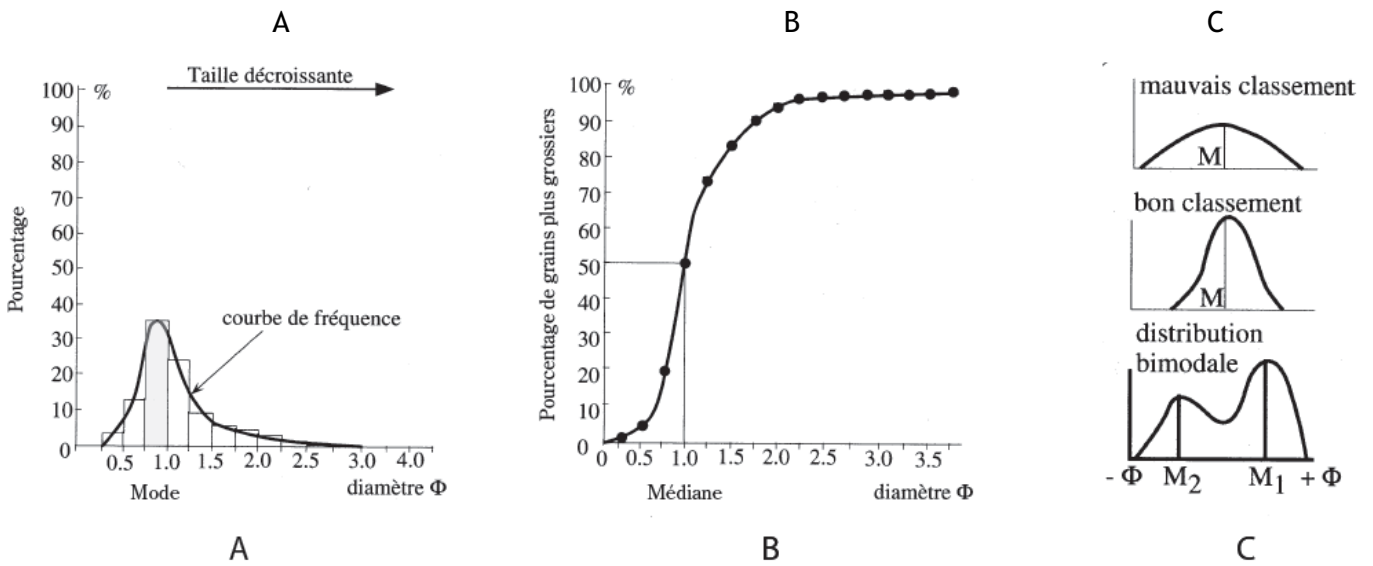


Figure 1.1 Représentations de courbes granulométriques (Chamley, 2006). A : La courbe de fréquence (obtenue à partir du pourcentage massique de chaque classe) fait apparaître le mode. B : La courbe granulométrique obtenue à partir des fréquences cumulées permet de déterminer les diamètres caractéristiques. C : Courbes de fréquence d'un échantillon mal classé, bien classé et d'un échantillon bimodal.

Il existe plusieurs méthodes possibles pour évaluer le diamètre des grains : de la mesure directe pour les plus grossiers, à des méthodes optiques ou électrique pour les plus fins (Coulter counter ou granulomètre à diffraction laser) en passant par le tamisage ou la décantation. Ainsi, la taille d'une particule est étroitement liée à la technique de mesure employée.

Les trois définitions de diamètre les plus courantes sont :

- le diamètre de tamisage, qui représente le diamètre de la sphère la plus importante capable de passer la maille du tamis ;
- le diamètre nominal, qui est le diamètre de la sphère ayant le même volume que le grain ;
- le diamètre de chute, qui correspond au diamètre de la sphère qui a la même vitesse de chute que le grain.

Cette dernière définition traduit mieux le comportement hydraulique du grain car le diamètre obtenu intègre à la fois la forme, la taille et la densité du grain.

Komar et Cui (1984) ont proposé une formule reliant le diamètre nominal à celui obtenu par tamisage. Le Roux et Brodalka (2004) ont exprimé la relation entre le diamètre de chute et le diamètre de tamisage.

1.1.3. Forme des particules

Les sédiments naturels ne sont généralement pas sphériques, mais présentent des formes plus ou moins arrondies ou angulaires suivant leur origine et le taux d'abrasion qu'ils ont subis (figure 1.2). C'est typiquement le cas des débris coquilliers dont les particules sont qualifiées de curviformes, allongées et aplaties.

Beaucoup d'indices de forme ont été proposés, le plus courant est l'indice de Corey (1949) défini comme :

$$SF = \frac{a}{\sqrt{c \times b}}$$

Avec :

c la dimension la plus longue ;

b et a les deux autres dimensions prises perpendiculairement à c .

Ce coefficient traduit essentiellement l'aplatissement d'une particule.

Un sable naturel siliceux correspond en général à un coefficient $SF = 0,7$.



Figure 1.2 Échantillon de sédiment naturel composé de particules siliceuses et bioclastiques de diverses formes.

1.1.4. Porosité d'un arrangement de particules

La porosité (p) d'un lit sédimentaire immergé traduit le volume d'eau qu'il contient :

$$p = \frac{V_{ei}}{V_t}$$

Avec :

V_{ei} le volume d'eau interstitielle en m^3 ;

V_t le volume total considéré (eau + sédiment) en m^3 .

La porosité dépend essentiellement de l'empilement des particules, de leur forme et de la dispersion de leur taille. Ainsi, si on commence par considérer des particules parfaitement sphériques et de même taille, les valeurs extrêmes de porosité sont obtenues pour les deux arrangements suivants (figure 1.3) :

- un assemblage cubique, instable, de porosité élevée ($p = 0,48$) ;
- un assemblage rhomboédrique, de stabilité optimale, de porosité faible ($p = 0,26$).

Un arrangement aléatoire de sphères produit une porosité comprise entre 0,36 et 0,4 (Bernal et Masson, 1960).

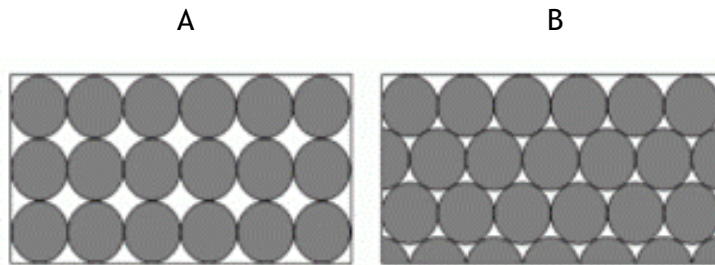


Figure 1.3 Arrangement de sphères parfaites. A : Assemblage cubique. B : Assemblage rhomboédrique.

Si l'on considère maintenant un mélange de particules sphériques de taille différentes, la porosité va diminuer car les grains les plus fins vont occuper les espaces libres entre les plus grosses particules. Par modélisation, Tsutsumi (2006) met en évidence le lien entre la diminution de la porosité et l'étendue granulométrique du mélange : la porosité d'un mélange stabilisé décroît de 0,38 à 0,16 quand l'écart-type augmente de 1 à 4,5.

Les sables coquillés, à la forme très éloignée de la sphère, ménagent souvent une porosité élevée. Ainsi, Van der Meulen (1988) l'estime comprise entre 0,5 et 0,65 pour des sables coralliens. Des mesures réalisées sur un échantillon bioclastique de la Manche (Dieppe) ont donné une porosité moyenne de 0,54.

Les dépôts de vase (mélange d'argile, de silt, de matière organique) peuvent présenter des porosités initiales jusqu'à $p = 0,8$ (Van Rijn, 1993). Les actions de compactions, de migration d'eau interstitielle et de vibration diminuent fortement cette porosité au cours du temps.

La porosité d'un sédiment naturel est une propriété difficile à estimer théoriquement. Elle dépend des caractéristiques physiques des grains qui composent le sédiment et varie dans le temps et sur la profondeur avec le tassement. De manière générale, les actions hydrodynamiques prolongées (vagues et courants de marée) favorisent l'obtention d'un arrangement optimum et donc d'une porosité réduite. Wheatcroft (2002) souligne de plus une variabilité locale très importante en présences de rides, de microphytobenthos, ou de bioturbation.

De nombreux auteurs ont proposé des relations empiriques reliant la porosité initiale au diamètre médian du sédiment de surface. Wu et Wang (2006) en font une rapide revue et proposent une nouvelle paramétrisation de la formule de Komura (1963) sur la base d'un jeu de données plus conséquent :

$$p = 0,13 + \frac{0,21}{(D_{50} + 0,002)^{0,21}}$$

1.2. Paramètres du transport sédimentaire : qu'est-ce qui fait bouger le sédiment ?

Nous cherchons ici à décrire la mécanique du mouvement des grains de manière qualitative. Les formulations permettant des prédictions de flux transportés seront présentées au paragraphe 5.4.4.

Une particule se met en mouvement lorsque les forces de portance et de trainée générées par la dépression associée à l'accélération du fluide contournant la particule sont supérieures aux forces gravitationnelles et de frictions qui la maintiennent immobile.

La stabilité d'un grain ou d'un arrangement de grains peut être caractérisée par son angle de repos (ou angle de frottement interne ϕ). Il est défini comme l'angle formé par la droite passant par le centre de la particule et le point de contact, et par la droite perpendiculaire au lit passant par le centre de la particule (figure 1.4). On peut le rapprocher, par exemple, de la pente d'équilibre d'un tas de sable ou de la pente d'avalanche d'une dune. Les valeurs de l'angle de repos trouvées dans la littérature (Van Rijn, 1993) sont comprises entre 40° et 50° (en fonction de la taille, la forme et la porosité). Les valeurs sont plus élevées pour un sable anguleux que pour un sable sphérique.

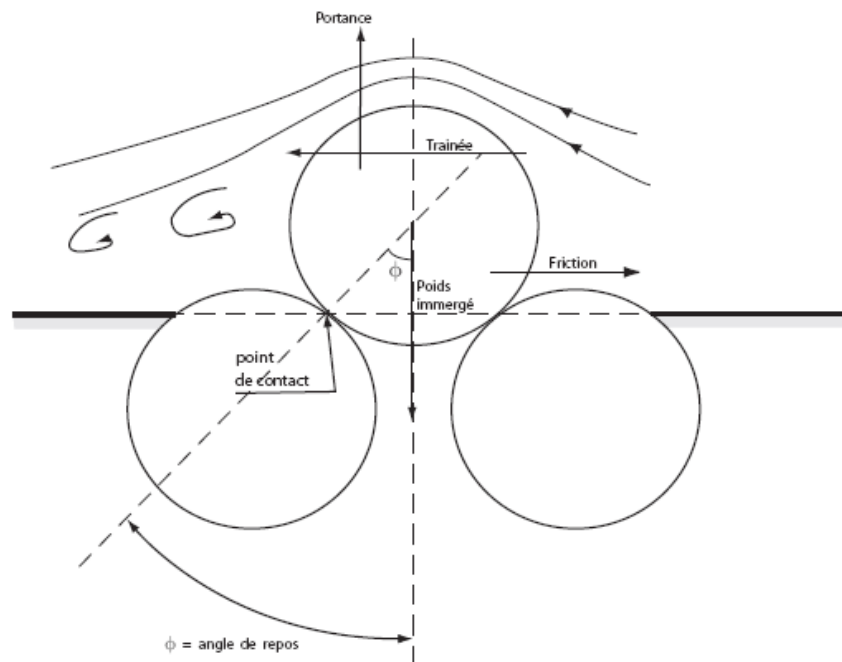


Figure 1.4 Forces agissant sur un grain situé dans un lit sédimentaire.

Les forces d'entraînement sont liées à la vitesse locale près du fond générée par les courants et/ou la houle. Deux indices permettent de caractériser les conditions hydrauliques au fond :

- Une première distinction est faite entre un régime laminaire et un régime turbulent. Cette classification se fait par l'intermédiaire du nombre de Reynolds de l'écoulement Re_f qui est donné par :

$$Re_f = \frac{h \bar{u}}{\nu}$$

Avec :

- h la hauteur d'eau concernée par l'écoulement en m ;
- \bar{u} la vitesse moyenne de l'écoulement en $m.s^{-1}$;
- ν la viscosité cinématique du fluide en $m^2.s^{-1}$.

La transition d'un régime laminaire à turbulent a lieu pour des valeurs de Re_f comprises entre 500 et 2000. En régime laminaire, la tension générée par le fluide à l'interface eau-sédiment (dans la couche limite) est de type visqueux, le profil de vitesse est alors linéaire. En régime turbulent, la tension générée par le fluide est due en majeure partie à la dissipation d'énergie par les tourbillons, le profil de vitesse est alors logarithmique.

- Dans le cas d'un régime turbulent, le nombre de Reynolds de grain Re_g permet de distinguer un écoulement lisse d'un écoulement rugueux. Il s'exprime selon :

$$Re_g = \frac{k_s u_*}{\nu}$$

Avec :

- k_s la rugosité équivalente (ou rugosité de Nikuradse) en m ;
- u_* la vitesse de frottement en $m.s^{-1}$.

La transition d'un fond lisse à un fond rugueux a lieu pour des valeurs de Re_g comprise entre 5 et 65. Un régime turbulent lisse est marqué par la superposition d'une couche limite turbulente sur une sous couche visqueuse. Dans un régime turbulent rugueux, la sous couche laminaire est inexistante (figure 1.5).

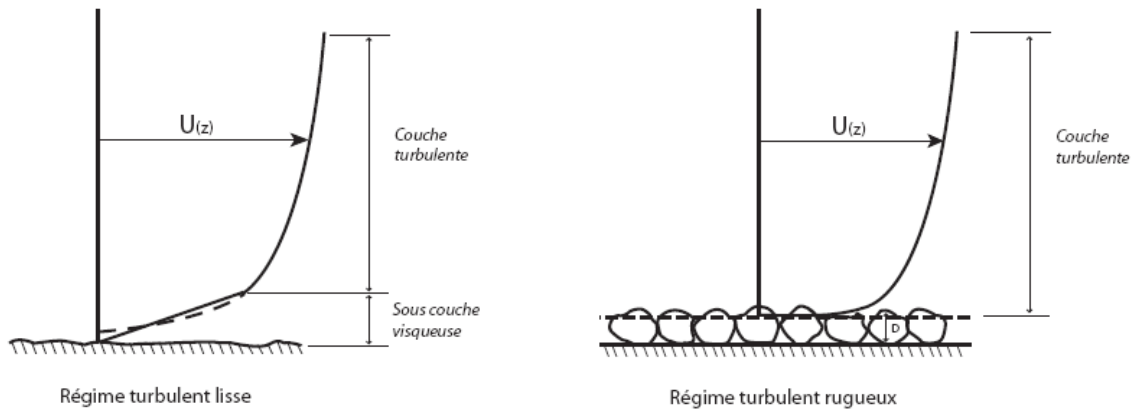


Figure 1.5 Profil de vitesse du courant en régime turbulent lisse et en régime turbulent rugueux.

Dans les conditions d'un régime turbulent rugueux, que l'on rencontre habituellement en mer, la vitesse du fluide fluctue très rapidement dans le temps et dans l'espace. Ceci, associé à la disparité des caractéristiques des sédiments naturels (décrites au paragraphe précédent), rend le bilan de forces impossible à réaliser de manière déterministe. L'effet du fluide sur le lit sédimentaire est généralement traduit par le biais d'une tension de frottement, appelée aussi contrainte de cisaillement, plus facile à estimer (paragraphe 1.5). Celle-ci rend compte à la fois des caractéristiques du fluide (densité, viscosité) et de celles du lit sédimentaire (morphologie, rugosité).

Le mouvement des sédiments sera aussi influencé par la topographie du fond. Une pente dans le sens du courant va modifier l'intensité du transport : l'augmenter si la pente est dans le sens de l'écoulement, la diminuer si la pente s'oppose à l'écoulement. Une pente transversale va provoquer une déviation du transport par rapport à la direction de l'écoulement. Les différentes manières de prendre en compte la pente dans le calcul du transport sont développées au paragraphe 5.4.4.7.

1.3. Les différents modes de transport sédimentaire

1.3.1. Observations

Une fois les particules mises en mouvement, deux modes de transport sont en général distingués :

- Le transport par charriage (terme anglo-saxon : bedload), à proximité du fond. Les grains se déplacent alors par glissement, par roulement ou par saltation. Leur vitesse de déplacement est très inférieure à la vitesse du fluide. La couche de charriage est supposée avoir une épaisseur de la taille de quelques grains.

Lors d'un transport sélectif (les plus grosses particules ne sont pas en mouvement), la présence de grains immobiles freine le transport des particules en mouvement : ils représentent un obstacle physique à la progression et génèrent des recirculations locales à l'aval qui se traduisent par des figures de sillage caractéristiques (figure 1.6).

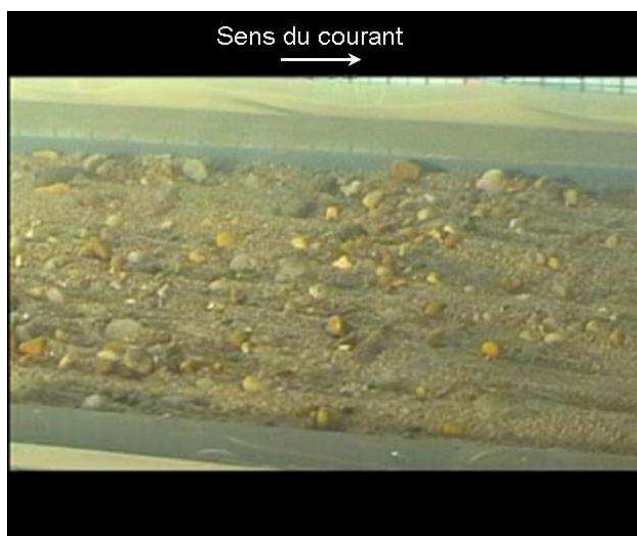


Figure 1.6 Sillages générés à l'aval de grains immobiles (Olivier, 2004)

- Le transport en suspension, lorsque les particules ne sont plus en contact avec le fond. Pour ce mode de transport, la chute des grains est alors compensée par la diffusion verticale associée à la turbulence de l'écoulement. Il est considéré que les grains en suspension se déplacent à la vitesse du fluide.

Dans la nature, les deux modes de transport peuvent coexister en affectant des populations de particules différentes (figure 1.7). Lorsque la tension de frottement augmente, quelques grains commencent à bouger par charriage. Si elle ne cesse

d'augmenter, ce mouvement s'étend ensuite à l'ensemble des sédiments de surface. La mobilité des particules de taille importante nécessite des pentes élevées ou des conditions hydrauliques extrêmes. Simultanément, l'épaisseur de la couche de saltation augmente jusqu'à ce que les grains soient transportés en suspension dans toute la colonne d'eau.

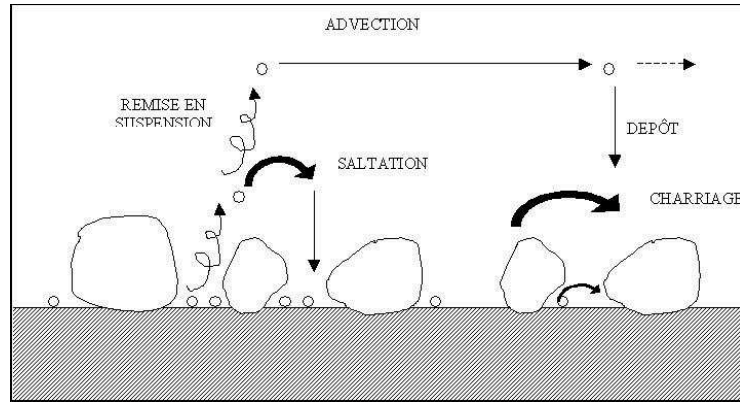


Figure 1.7 Illustration des différents modes de transport (Cugier, 2000)

Nous nous sommes intéressés dans ce paragraphe uniquement au transport des particules provenant du lit sédimentaire. De plus, il existe souvent un transport en suspension de grains très fins en provenance du lessivage de zones situées en amont ou d'origines telles que les fleuves ou l'érosion littorale. Ils ne se déposent que très rarement dans le lit (terme anglo-saxon : washload). Leur fraction dans la couverture sédimentaire de surface est très faible.

Remarquons enfin que le transport de sédiment sur fond plat (en l'absence de figures sédimentaires) est, dans le cas de lits sableux, une situation exceptionnelle qui correspond soit à un transport très faible soit à un transport très fort (terme anglo-saxon : sheet flow). Ce dernier correspond à un transport intense dans une couche mince immédiatement au-dessus du fond. Le paragraphe 1.4. s'attachera à décrire les figures sédimentaires générées par le transport solide.

1.3.2. Vers une classification : définition de seuils

Pour une population de particules homogènes, la distinction entre les modes de transport est délicate car il s'agit d'un processus continu. Un critère permettant par exemple de distinguer le transport par charriage du transport en suspension sera donc arbitraire.

Néanmoins, il est courant dans les études de dynamique sédimentaire de définir des seuils pour traduire la mise en mouvement ou la prédominance d'un certain type de transport.

1.3.2.1. Le seuil de mise en mouvement

La contrainte seuil de mise en mouvement est définie comme la valeur de la contrainte de frottement au delà de laquelle les grains sont mobiles. Il n'y a donc que deux cas possibles : une immobilité pour une contrainte inférieure à la contrainte seuil, un mouvement dans le cas inverse. Il est difficile d'estimer cette frontière du fait du caractère fluctuant de la contrainte de frottement et des forces stabilisatrices du sédiment.

Cette difficulté est accentuée par le manque de consensus autour de la définition du début de mouvement. Buffington et Montgomery (1997) montrent que les valeurs des contraintes seuils trouvées dans la littérature peuvent aller du simple au double. Ces mêmes auteurs présentent les différentes méthodes utilisées pour déterminer le seuil de mise en mouvement expérimentalement. La plus satisfaisante consiste à extrapoler des mesures de flux transportés à zéro (Shields, 1936 dans Van Rijn, 1993) ou à une valeur faible (Yalin, 1972 ; Parker *et al.*, 1982). L'extrapolation à zéro induit une très grande dépendance de la valeur calculée à la technique de mesure de flux. On préférera définir la contrainte seuil comme une contrainte de référence permettant d'obtenir une valeur de débit solide transporté très faible mais bien déterminée.

Dans le cas d'un mélange dont la granulométrie est hétérogène, l'agencement des grains va influencer la contrainte seuil de mise en mouvement. Comme l'illustre la figure 1.8, le mouvement peut être gêné si le grain est masqué, ou favorisé s'il est exposé.



Figure 1.8 Illustration schématique des phénomènes de masquage et d'exposition (De Linares, 2007).

Les plus gros grains du mélange opposeront une surface plus importante à l'écoulement que s'ils étaient les seuls représentés dans le lit. Inversement, les plus petits grains seront abrités par la présence de particules plus grossières. Ce phénomène est connu sous le nom de « masquage-exposition ». Cet effet a donc tendance à contrebalancer la différence de mobilité qui existe entre des grains de taille différente : le transport des gros grains est favorisé alors que celui des grains plus petits est gêné. Ainsi, le transport est rendu moins sélectif. Les expressions quantitatives qui permettent de traduire ce phénomène sont développées aux paragraphes 1.6.3 et 5.4.4.

Selon Van Rijn (1993), la contrainte seuil de mise en mouvement n'est pas trop affectée par la forme lorsque l'on considère des particules de même diamètre nominal (diamètre de la sphère ayant le même volume que le grain). Seuls les grains dont le coefficient de forme SF est important (grains de forme aplatie) nécessitent une contrainte de frottement plus importante pour se mettre en mouvement car ils présentent une surface réduite à l'écoulement. Smith et Cheung (2004) concluent le contraire à partir d'expérimentations en canal sur des sables calcaires de facteur de forme $SF = 0,55$: les grains de formes irrégulières ont une mise en mouvement facilitée dans un régime d'écoulement turbulent rugueux car les forces de pression (portance et traînée) dépendent de la surface du grain exposée au fluide. Paphitis *et al.* (2002) insistent sur la divergence des résultats en fonction de la définition du diamètre représentatif que l'on considère. Ils proposent d'utiliser le diamètre de chute car il intègre la forme, la masse et la densité des particules.

Grass (1970) introduit une approche stochastique pour définir l'initiation du mouvement. La mise en mouvement a lieu lorsque la fonction de probabilité de la contrainte de frottement et celle des forces stabilisatrices du sédiment se chevauchent (figure 1.9). Cette approche, qui a l'avantage de prendre en compte les fluctuations et les disparités des interactions entre fluide et particules, est plus proche du phénomène observé en nature qui n'est pas du « tout ou rien ».

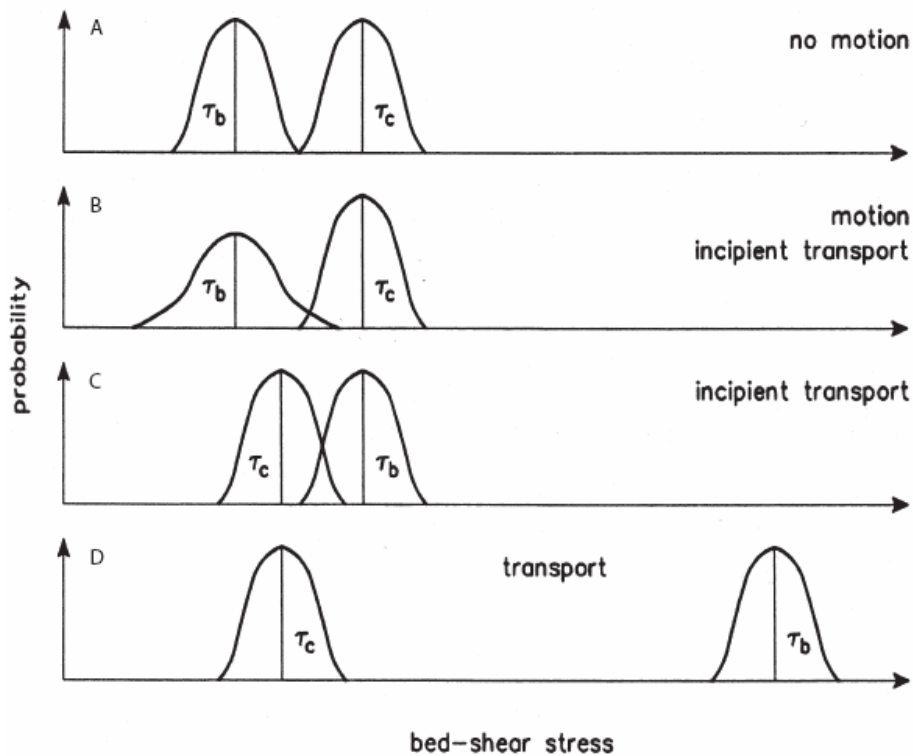


Figure 1.9 *Approche stochastique de la mise en mouvement (Grass, 1970). A : Pas de mouvement, les fonctions de probabilités des contraintes ne se chevauchent pas. B et C : Mise en mouvement. D : L'excès de frottement est important, le transport est général.*

De nombreux auteurs (Kleinhans et Van Rijn, 2002 ; Cheng et Law, 2003 ; Papanicolaou *et al.*, 2004 ; Wu et Yang, 2004 ; Duan et Barkdoll, 2008) ont intégré cette notion de contrainte fluctuante dans leur méthode de prédiction de la mise en mouvement. Au frottement instantané est alors associée une fonction de densité de probabilité de distribution normale, gamma, log-normale ou gaussienne selon les auteurs. Cette méthode trouve tout son intérêt lorsque la contrainte de frottement du fluide est proche de la valeur critique de mise en mouvement des grains. Le transport prédit est alors plus réaliste en termes de volume et de granulométrie. Lorsque l'excès de contrainte (la différence entre la contrainte de frottement et la contrainte seuil) augmente, les résultats des formulations stochastiques convergent vers ceux des formulations déterministes (figure 1.9, cas d).

1.3.2.2. La distinction des modes de transport

Selon Bagnold (1966), une particule est maintenue en suspension lorsque la vitesse turbulente verticale est supérieure à la vitesse de chute du grain w_s . Van Rijn (1993) affirme que cette vitesse turbulente est comparable à la vitesse de frottement u_* (qui est une autre manière d'exprimer la contrainte sur le fond, voir paragraphe 1.5.1.1). Un critère simple pour déterminer la tendance à la suspension est donc de comparer ces deux valeurs. Les grains sont entraînés en suspension quand :

$$w_s < m \times u_*$$

Avec m un coefficient variant selon les auteurs ($m = 1$ pour Bagnold, 1966 ; $m = 0,25$ pour Engelund, 1965).

Van Rijn (1989) propose un seuil de mise en suspension qui dépend à la fois de la vitesse de chute et de la taille des grains (figure 1.10).

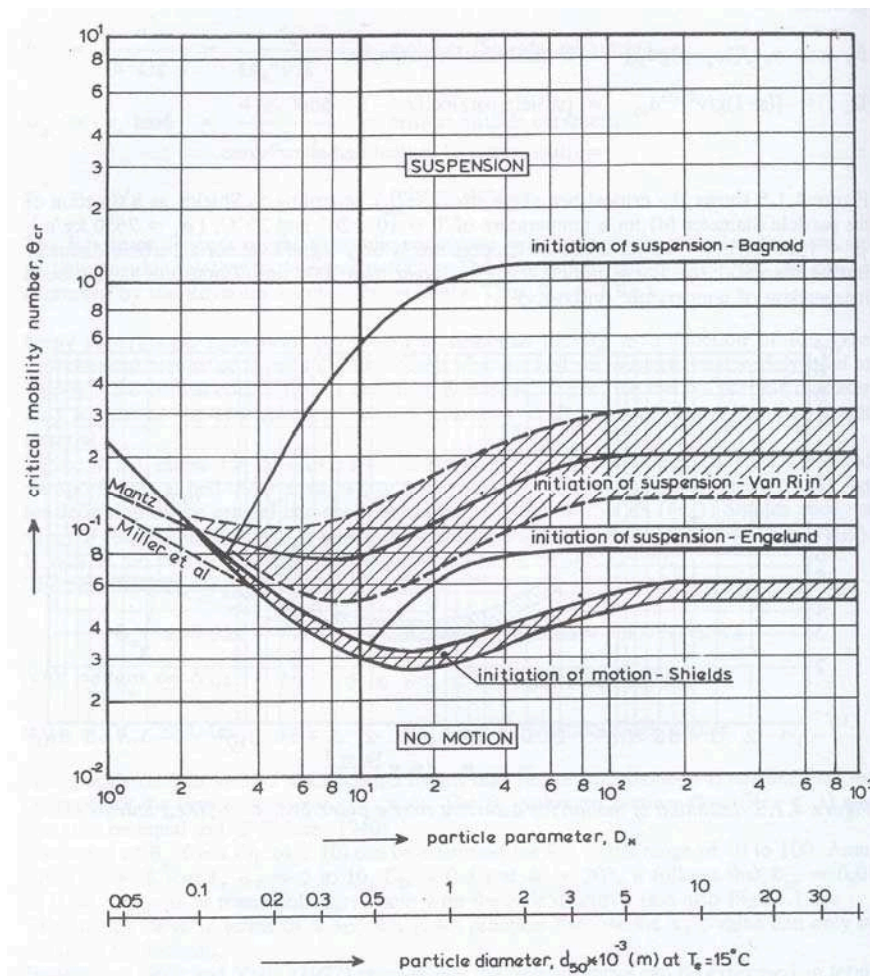


Figure 1.10 Mise en mouvement et en suspension d'une particule soumise à un courant continu (Van Rijn, 1989). Paramètre de mobilité de Shields en fonction du diamètre adimensionnel du grain (voir paragraphe 1.6.3.).

De la même manière, pour différencier les autres modes de transport, des critères ont été établis en fonction de l'intensité de l'écoulement et des caractéristiques des grains. Ainsi, Li et Amos (2001) distinguent trois seuils en plus du seuil de mise en mouvement : la contrainte seuil de mise en suspension, la contrainte seuil de réduction des rides et la contrainte seuil de début de transport par «sheet flow». Camenen et Larson (2006) font une étude comparative et proposent une nouvelle formulation pour prédire le début d'entraînement par «sheet flow». Ces formulations sont en général basées sur un diamètre médian, l'étendue granulométrique n'est pas considérée. Cependant, comme pour le seuil de mise en mouvement, l'arrangement de grains hétérogènes peut modifier le mode de transport. Damgaard *et al.* (2003) notent par exemple que la réduction des rides a lieu à des vitesses moins élevées lorsque la granulométrie est étendue.

1.4. Les différentes figures sédimentaires

1.4.1. Description

Le transport sédimentaire se traduit régulièrement par la propagation de structures topographiques de surface (appelés aussi figures sédimentaires ou formes de fond) qui se développent à des échelles de temps et d'espaces variées. Elles présentent un aspect sensible du transport solide car elles vont rétroagir sur l'écoulement en modifiant la forme de l'interface (évolution de la bathymétrie, augmentation de la rugosité). Leur formation et leurs caractéristiques dépendent du volume de sédiment mobilisable, du type et de l'intensité du forçage ainsi que des propriétés physiques du sédiment (Belderson *et al.*, 1982) (figure 1.11).

Parmi ces formes plus ou moins périodiques, on distingue les corps transversaux et longitudinaux selon que leur axe est respectivement parallèle ou perpendiculaire au courant (Le Bot, 2001).

- Les corps longitudinaux comprennent les bancs et les rubans sableux.

Les **bancs** sont les plus grandes figures sédimentaires : ils peuvent atteindre plusieurs dizaines de kilomètres de long, plusieurs kilomètres de large et plusieurs dizaines de mètres de hauteur. Leurs crêtes culminent fréquemment à moins de 10 mètres de profondeur. Ils sont situés dans des environnements très dynamiques. Bien que leur migration soit inexistante à faible, ils sont le siège de figures sédimentaire superposées (présence de dunes ou de rides sur le banc) (figure 1.12).

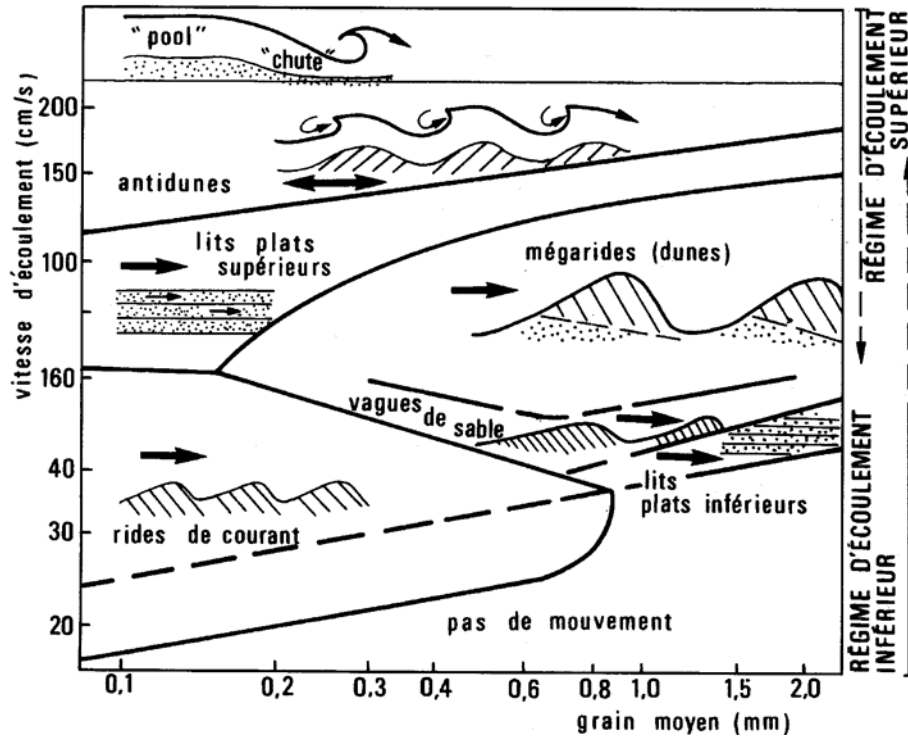


Figure 1.11 Principales formes sédimentaires en fonction du régime d'écoulement d'un courant unidirectionnel. Les flèches représentent le sens de déplacement du fluide (Chamley, 2006). La taille des structures n'est pas à l'échelle.

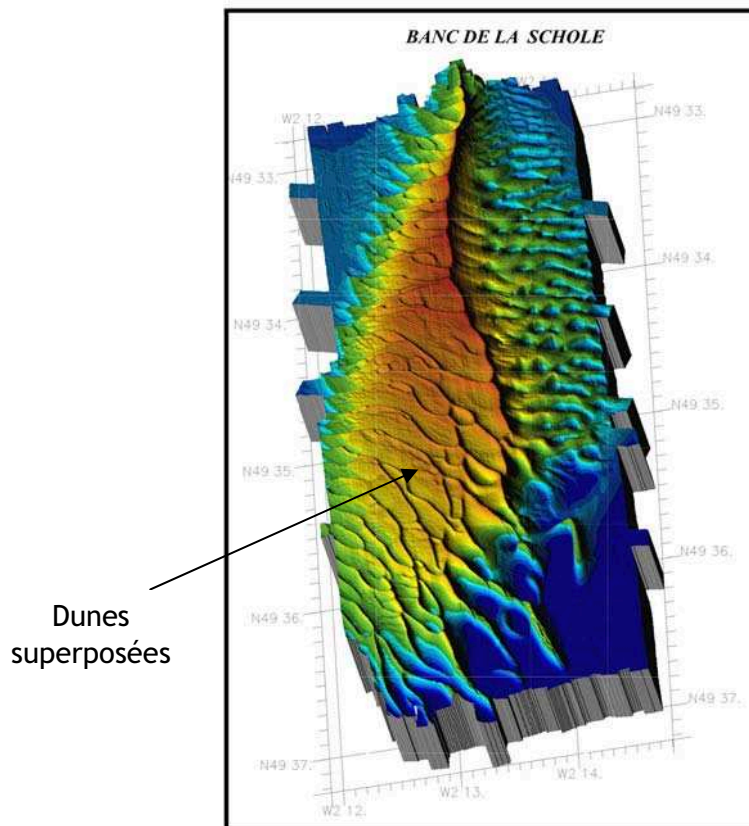


Figure 1.12 Levé au sondeur multifaisceaux du Banc de la Schôle (SHOM). Des dunes de différentes tailles sont superposées au banc.

Les **rubans sableux** sont des structures étirées et aplaties reposant fréquemment sur une semelle de sédiments résiduels plus grossiers. Ils peuvent atteindre dix à vingt kilomètres de long, quelques centaines de mètres de large et un mètre de hauteur. On les trouve typiquement dans des faciès formés de sables et de graviers. Le sable entraîné se sépare du gravier et forme des rubans, ce qui a pour effet de favoriser son transport ; le sable est en effet plus mobile dans un mélange sableux que dans un mélange sable/gravier.

- Parmi les figures transversales on distingue les rides, les dunes et les antidunes. Les **rides** sont les plus petites formes de fond. Elles ont une longueur d'onde de quelques dizaines de centimètres pour une hauteur de quelques centimètres. Elles apparaissent sur des fonds composés de sables de diamètre médian inférieur à 0,5 mm pour Van Rijn (1984c) ou 0,7 mm selon Soulsby et Whithouse (2005b). Les rides de courants sont dissymétriques, elles se déplacent dans le sens de l'écoulement par érosion du flanc doux à l'amont et dépôt sur le flanc raide. Les rides peuvent se former dans un environnement dominé par la houle. Leur profil est alors symétrique (figure 1.13).

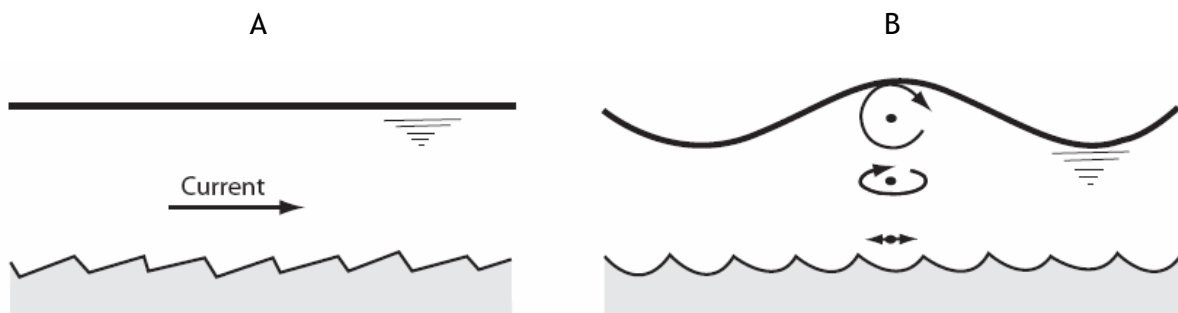


Figure 1.13 Morphologie des rides dues aux courants (A) et à la houle (B) (Soulsby, 1997).

Les **dunes** sont des formes de grande taille qui ont la même morphologie que les rides. Généralement sableuse, certains auteurs en décrivent composées de graviers (dénommées mégarides par Augris *et al.* (2004) ; voir Carling (1999) pour une revue de synthèse). Quand l'approvisionnement en sable est limité (cas d'un lit composé d'un mélange sable gravier), des dunes de sable isolées sur un lit de gravier (les barkhanes) peuvent se former.

Les **antidunes** se forment à faible profondeur sous de forts courants. Il s'agit de l'évolution de la dune en régime torrentiel. Contrairement à toutes les autres formes de fond, elles se déplacent dans le sens contraire du courant.

Il est fréquent d'observer plusieurs niveaux de formes de fond superposés (par exemple : rides / petites dunes / grandes dunes / bancs) comme sur le Banc de la Schôle dans le golfe Normand-Breton (figure 1.12).

1.4.2. Le cas particulier des rides

Lors d'études de transport sédimentaire à échelles de temps réduites, il est intéressant de s'intéresser au développement des rides. En effet, l'organisation de ces figures modifie la rugosité de l'interface eau-sédiment et les écoulements à proximité du fond. La distribution de la contrainte de cisaillement est ainsi différente de celle d'un fond plat : elle n'est plus uniforme sur un fond ridé. Du fait de la faible quantité de sédiment en jeu, les rides se forment rapidement. On peut alors considérer qu'elles sont en équilibre avec les conditions hydrauliques locales. La variation de la contrainte est donc quasiment immédiate.

De nombreux auteurs ont proposé des formulations empiriques pour prédire les caractéristiques des rides formées à l'équilibre. Soulsby et Whithouse (2005a et 2005b) proposent une revue de synthèse très complète dans laquelle 28 méthodes sont confrontés à 84 jeux de données. Les lois proposées distinguent les rides de courants des rides de houle. La hauteur et la longueur d'onde des rides calculées par les formules les plus élaborées sont fonction du diamètre de grain médian, de la vitesse du courant ou de la vitesse orbitale. Soulsby et Whithouse (2005b) proposent une méthode évolutive qui intègre la dégradation des rides due à la bioturbation. Aucune des formulations de la littérature ne prend en compte l'étendue granulométrique du sédiment. Ce paramètre n'est pourtant pas sans effet sur la morphologie des rides. Blom et Ribbering (1999) et Blom et Kleinhans (1999) trouvent qu'une distribution granulométrique étendue a tendance à diminuer la hauteur des rides formées. Damgaard *et al.* (2003) affirment que les rides de courant formées sur un lit hétérométrique sont moins pentues et plus asymétriques que pour un lit homogène de même diamètre médian. Selon Foti et Bondeau (1995) un mélange hétérogène a un effet stabilisateur sur les rides de houle tout en augmentant leur longueur d'onde. Des modèles de transport à haute résolution développés récemment (Van der Werf *et al.*, 2006 ; Coco *et al.*, 2007) sont capables de simuler le développement, la propagation et la dégradation des rides. On peut imaginer que les résultats de ces modèles permettront d'obtenir une méthode d'estimation des caractéristiques des rides formées à l'équilibre dans le cas d'un sédiment hétérométrique.

1.5. Contraintes exercées sur le sédiment

Le remaniement des sédiments fait appel à une estimation fine des contraintes de frottement générées par les vagues et les courants. Ces contraintes dépendent des caractéristiques hydrodynamiques ainsi que de la rugosité du fond, en général mal connue.

La contrainte de frottement évoquée jusqu'ici, celle qui est capable de faire bouger le sédiment, est la contrainte de peau (Wiberg et Smith, 1989). En présence de rides, de dunes ou de macrorugosités en général, le profil de l'écoulement est immédiatement modifié par la génération de cellules de recirculation à leur aval. La contrainte de frottement totale τ_b est alors l'addition d'une composante de forme τ'' , due aux forces de pression, et d'une composante de peau τ , due aux forces de cisaillement :

$$\tau_b = \tau + \tau''$$

La figure 1.14 illustre l'augmentation importante de la contrainte totale en présence de formes de fond.

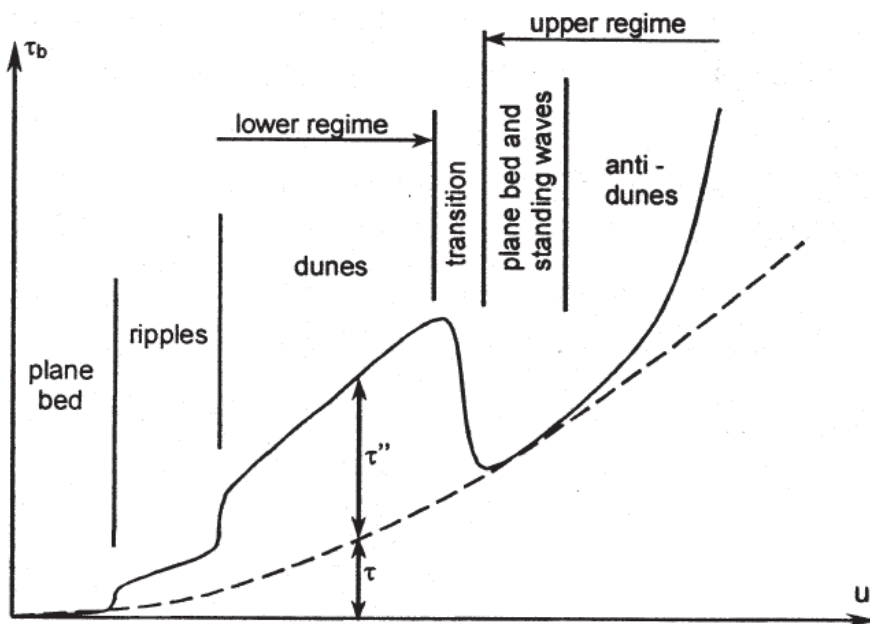


Figure 1.14 Evolution de la contrainte totale (somme de la composante de peau τ et de la composante de forme τ'') en fonction de la vitesse du fluide (Engelund et Fredsoe, 1982).

Nous allons nous concentrer sur l'estimation de la contrainte de peau dans la mesure où c'est elle qui est susceptible d'entraîner le transport solide.

1.5.1. Les différents forçages et leurs interactions

1.5.1.1. Contraintes liées aux courants

La contrainte liée aux courants sur fond plat τ_c est estimée au delà d'une éventuelle sous-couche visqueuse à partir du concept de longueur de mélange (théorie de Prandtl).

Les tensions de Reynolds résultant des vitesses turbulentes horizontales u' et verticales w' s'écrivent selon l'hypothèse de Boussinesq :

$$\tau_c = -\rho_e \overline{u'w'} = \rho_e N_z \frac{\delta \bar{u}}{\delta z}$$

Avec N_z , le coefficient de diffusion turbulente verticale.

N_z peut s'exprimer en fonction d'une longueur de mélange l qui est représentative de la taille des mouvements turbulents et d'une échelle des vitesses turbulentes V qui dépend de l et des gradients de vitesses moyennes.

$$N_z = l V = l \left(l \frac{\delta \bar{u}}{\delta z} \right)$$

En première approche Prandtl fait l'hypothèse que l croît linéairement avec la distance au fond z :

$$l = K z$$

Avec $K = 0.4$, la constante de Von Karman.

La vitesse de frottement $u_* = \sqrt{\tau_c / \rho_e}$ s'écrit donc :

$$u_* = K z \left(\frac{\delta \bar{u}}{\delta z} \right)$$

et l'intégration sur la verticale donne un profil logarithmique des vitesses, fonction d'une longueur de rugosité z_0 :

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \text{Log} \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

Finalement, la contrainte liée au courant peut se calculer selon :

$$\tau_c = \rho_e u_*^2 \quad \text{avec} \quad u_* = \frac{K \bar{u}(z)}{\text{Log}(z/z_0)}$$

Avec :

- ρ_e la masse volumique de l'eau en Kg.m^{-3} ;
- K la constante de Von Karman ;
- $\bar{u}(z)$ la vitesse du courant à la hauteur z du fond en m.s^{-1} ;
- z_0 la longueur de rugosité en m.

z_0 est la distance par rapport au fond pour laquelle la vitesse est nulle. Son estimation est développée au paragraphe 1.5.2.

1.5.1.2. Contraintes liées aux vagues

Les vagues génèrent un écoulement oscillatoire sur le fond et une contrainte de cisaillement τ_w qui est paramétrée à l'aide d'un facteur de frottement f_w (Jonsson, 1966). Cette contrainte est quadratique par rapport au maximum de la vitesse orbitale au fond U_b :

$$\tau_w = 0,5 \rho_e f_w U_b^2$$

Pour une houle sinusoïdale, U_b s'exprime selon :

$$U_b = \frac{\pi \cdot H_s}{T_h \cdot sh\left(\frac{2\pi \cdot h}{L_h}\right)}$$

Avec :

- H_s la hauteur significative de la houle en m ;
- T_h la période de la houle en s ;
- L_h la longueur d'onde de la houle en m ;
- h la hauteur d'eau en m.

La longueur d'onde L_h est estimée itérativement selon :

$$L_h = \frac{g T_h^2}{2\pi} \operatorname{th} \left(2\pi \frac{h}{L_h} \right)$$

Le facteur de frottement f_w dépend du régime de l'écoulement. Le diagramme de la figure 1.15 montre la variabilité de f_w pour différents régimes en fonction du nombre de Reynolds de vague Re_w .

Le nombre de Reynolds lié aux vagues est défini comme suit :

$$Re_w = \frac{U_b A}{\nu}$$

Avec :

ν la viscosité du fluide en $m^2 \cdot s^{-1}$;

A l'amplitude du mouvement orbital près du fond en mètres exprimée par :

$$A = \frac{T_h \cdot U_b}{2\pi}$$

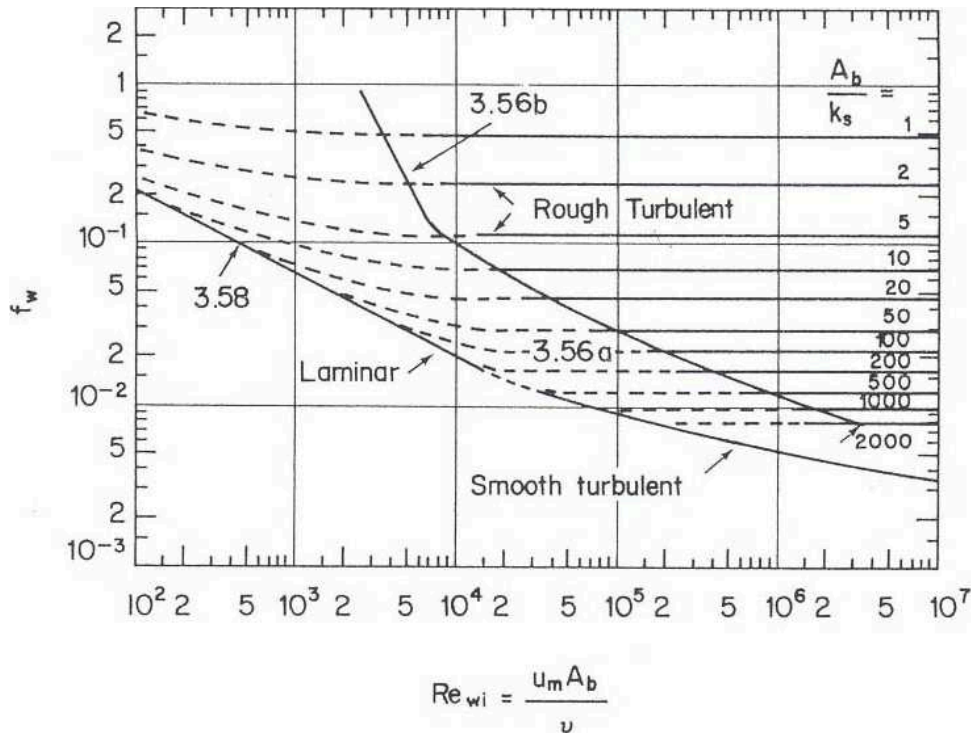


Figure 1.15 Variation du facteur de frottement f_w en fonction du nombre de Reynolds lié aux vagues et de l'excursion relative des particules au fond A/k_s (d'après Jonsson, 1966 dans Dyer, 1986). k_s est le coefficient de Nikuradse (voir paragraphe 1.5.2.).

En régime turbulent rugueux pour une houle sinusoïdale, f_w peut être relié à la rugosité relative du fond A/z_0 . Soulsby *et al.* (1993) proposent de calculer f_w de la manière suivante :

$$f_w = 1,39 \left(\frac{A}{z_0} \right)^{-0,52}$$

Avec z_0 , la longueur de rugosité en m (estimée au paragraphe 1.5.2).

Ce facteur de frottement est utilisé pour exprimer la contrainte hydraulique totale, celle qui dissipe l'énergie des vagues et est influencée par les formes de fond. Or, c'est la contrainte de peau qui est pertinente pour évaluer le transport des sédiments. Si l'on considère que la formulation ci-dessus est applicable pour la contrainte de peau, il faut alors lui appliquer une rugosité correspondant à la rugosité des grains (Le Hir, 2008).

1.5.1.3. Contraintes combinées : vagues et courants

Dans un environnement soumis à la fois à de forts courants et à la houle, les caractéristiques (période et hauteur pour la houle, profil des vitesses pour le courant) de ces deux forçages vont être modifiées. Quand la houle se propage contre le courant, les pentes des vagues sont plus abruptes jusqu'à pouvoir déferler. Au contraire, lorsque le courant et la houle se propagent dans la même direction, la longueur d'onde augmente et la hauteur diminue. Si la houle est assez puissante, le profil des vitesses va être modifié jusqu'au fond et la contrainte de frottement résultera de la composition non linéaire des deux forçages.

Soulsby (1997) a proposé une expression de la contrainte moyenne et maximale (sur une période de houle) générée par la houle et le courant en fonction de leur direction respective :

$$\tau_{\max} = \left[\left(\tau_{\text{moy}} + \tau_w |\cos \varphi| \right)^2 + \left(\tau_w \sin \varphi \right)^2 \right]^{0,5}$$

$$\tau_{\text{moy}} = \tau_c \left[1 + 1,2 \left(\frac{\tau_w}{\tau_c + \tau_w} \right)^{3,2} \right]$$

Avec :

- φ l'angle formé entre la direction de la houle et la direction du courant ;
- τ_{\max} la contrainte maximale sur une période de houle en N.m^{-2} ;
- τ_{moy} la contrainte moyenne sur une période de houle en N.m^{-2} ;
- τ_c la contrainte due au courant N.m^{-2} .

Comme l'illustre la figure 1.16, cette contrainte maximale est une combinaison non linéaire des contraintes de courant et de houle.

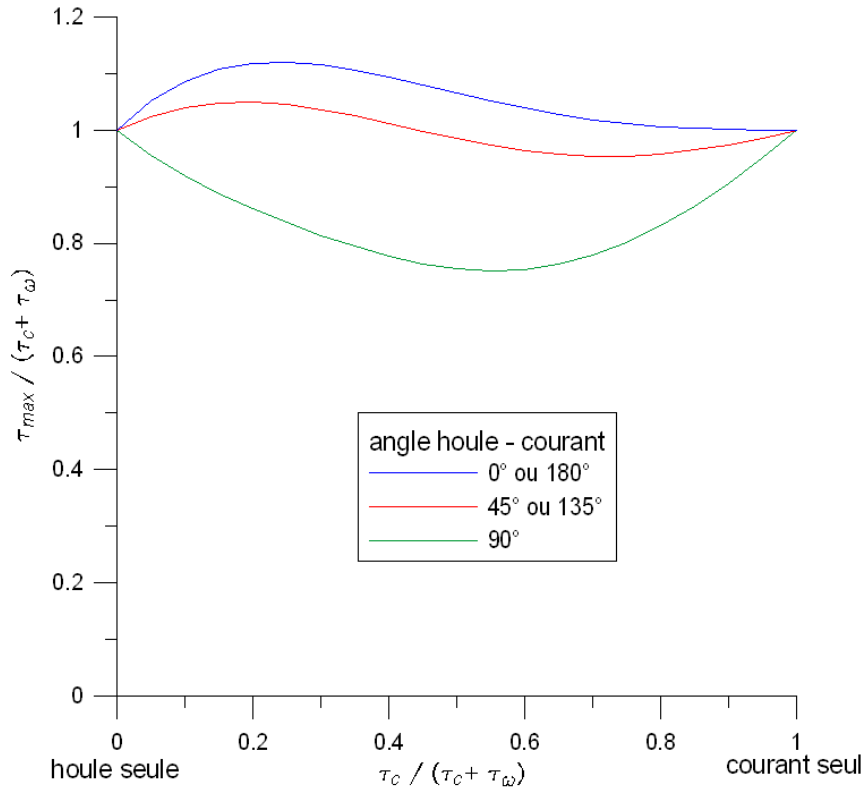


Figure 1.16 Contrainte combinée vagues et courant en fonction de la répartition de chaque composante pour différents angles houle-courant (d'après l'expression de Soulsby, 1997).

1.5.1.4. Contraintes sur un fond ridé

En présence de rides, la contrainte de peau n'est plus distribuée uniformément comme sur un fond plat car le profil des vitesses est perturbé par les formes du fond. Smith et McLean (1977) expriment la contrainte de peau moyennée sur une longueur d'onde de ride en s'appuyant sur un modèle conceptuel de la structure des vitesses près du fond (superposition d'une couche limite relative à la forme et d'une couche limite relative aux grains). Comme le montre la figure 1.17, la contrainte est faible dans la zone de séparation des filets fluides (zone de recirculation dans le creux de la ride) et atteint sa valeur maximale au sommet de la ride. C'est cette contrainte qui va être le moteur du transport sur un fond ridé. Plusieurs auteurs (McLean *et al.*, 1999 ; Harris et Wiberg, 2001) ont proposé des formulations pour traduire cette augmentation de contrainte en fonction des dimensions de la ride et du frottement moyen sur une ride.

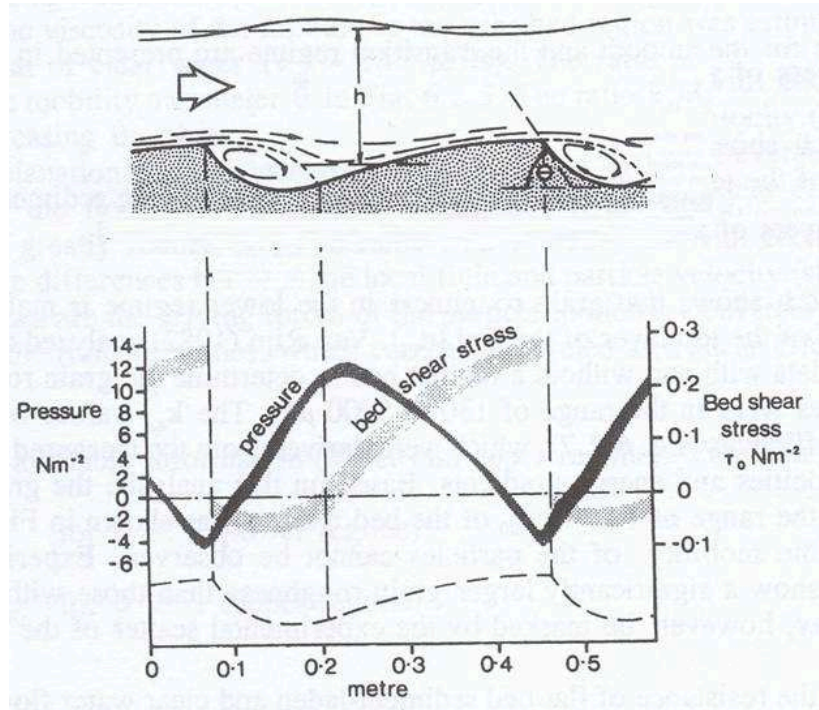


Figure 1.17 Distribution de la contrainte de peau et de la pression du fluide le long d'une ride (Van Rijn, 1993). Les valeurs des axes sont à prendre en relatif.

1.5.2. Estimation de la rugosité

Pour un fond uniformément rugueux, la longueur de rugosité z_0 s'exprime en fonction du coefficient de Nikuradse k_s (appelé aussi rugosité équivalente), tel que :

$$z_0 = \frac{k_s}{30}$$

Dans la réalité le paramètre k_s est difficile à déterminer. De nombreux auteurs ont cherché à le relier aux diamètres des grains composant le lit dans une formulation de la forme :

$$k_s = m D_x$$

Avec :

- D_x un diamètre de grain représentatif de la couverture sédimentaire en m ;
- m un coefficient empirique.

Que ce soit dans un environnement dominé par les vagues ou par les courants, Van Rijn (1993) propose :

$$\begin{aligned} k_s &= 3 D_{90} && \text{pour } \theta < 1 \text{ et } D_{90} < 0,1 \text{ m} \\ k_s &= 1 D_{90} && \text{pour } \theta < 1 \text{ et } D_{90} > 0,1 \text{ m} \\ k_s &= 3 \theta D_{90} && \text{pour } \theta \geq 1 \end{aligned}$$

Avec :

$$\theta = \frac{u_*^2}{(s-1) g D_{50}} \quad \text{le paramètre de mobilité de Shields (voir paragraphe 1.6.3.) ;}$$

s la densité du sédiment ;

g l'accélération de la gravité en m.s^{-2} ;

u_* la vitesse de frottement en m.s^{-1} .

A noter que dans le cas où $\theta > 1$, k_s doit être calculé par itération car il intervient dans l'expression de la vitesse de frottement u_* . Le paramètre de mobilité θ fait référence à l'intensité du forçage sur le lit sédimentaire. Van Rijn rend la rugosité équivalente dépendante de θ lorsque le forçage est important suite aux observations de Einstein et Chien (1955) et de Winterwerp *et al.*(1990) selon lesquelles la rugosité augmente lorsque la concentration de sédiments en mouvement à l'interface est forte. Plusieurs auteurs (Smith et McLean, 1977 ; Wilson, 1989 ; Smart, 1999) ont formulé la relation entre l'augmentation de la rugosité de peau et le taux de charriage en expliquant qu'une couche de sédiments en mouvement sur le fond induit une contrainte supplémentaire qui est traduite par une rugosité accrue. D'après Recking (2008), la rugosité augmente dès la mise en mouvement des grains et varie entre $k_s = D$ quand il n'y a pas de transport et $k_s = 2,6 D$ quand le transport est établi. Wiberg et Rubin (1989) font dépendre la rugosité au diamètre nominal et au rapport entre la contrainte de peau et la contrainte critique T :

$$k_s = \max \left[k_s ; 30 \alpha D_{50} a_1 \frac{T}{1 + a_2 T} \right]$$

Avec :

$$\alpha = 0,056 ;$$

$$a_1 = 0,68 ;$$

$$a_2 = 0,0204 \ln D_{50}^2 + 0,0220 \ln D_{50} + 0,0709$$

$$T = \frac{\tau}{\tau_{cr}}$$

avec τ la contrainte de frottement (due à la houle, au courant ou aux deux) et

τ_{cr} la contrainte de frottement critique (seuil de mise en mouvement).

En présence d'une couverture sédimentaire hétérogène, certains auteurs ont exprimé des limites à ces formulations. Ainsi, plusieurs auteurs ont expliqué que la rugosité de peau est mal représentée par le diamètre des plus grosses particules car les grains les plus fins imbriqués dans une matrice plus grossière ont tendance à diminuer les aspérités qui créent la rugosité. Kleinhans et Van Rijn (2002) proposent de prendre $k_s = D_{75}$ alors qu'Abdel-Fattah *et al.* (2004) intègrent l'écart type et l'asymétrie de la répartition granulométrique dans l'estimation de la rugosité lorsque l'excès de cisaillement est important. Li et Komar (1986) relie la rugosité à la forme des particules tandis que Hammond *et al.* (1984) évoquent une dépendance au tassement du lit sédimentaire.

1.6. Les formules de transport

1.6.1. Principe général

La littérature concernant les formules qui prédisent les flux et la composition du transport solide est très fournie. Ce paragraphe ne prétend pas toutes les décrire et les comparer. Parmi toutes les revues de synthèse et les intercomparaisons, on peut citer celles de Yalin (1972), de Gomez et Church (1989), de Van Rijn (1993), de Villaret (2003a) ou de Camenen et Larroudé (2003) pour le transport monoclasse et celles de Van der Scheer *et al.* (2002), Wu et Wang (2003) ou Olivier (2004) pour le multicasse. L'objet est ici de dégager les principes généraux de la méthodologie adoptée pour estimer le transport.

Dyer (1986) distingue trois types de formules :

- Les relations empiriques, basées sur l'analyse de données obtenues sur le terrain ou en canal. L'équation de Meyer-Peter et Müller (1948) est un exemple de cette approche.
- Les formules résultant d'une analyse dimensionnelle comme celles d'Ackers et White (1973) ou de Yalin (1963).
- Les approches théoriques, basées sur la mécanique probabiliste des grains introduite par Einstein (1950) ou sur un bilan énergétique développé par Bagnold (1956 et 1966).

Toutes ces approches nécessitent une calibration de certains de leurs paramètres. Elles sont donc directement dépendantes de la qualité des données et des conditions hydro-sédimentaires dans lesquelles ces dernières ont été acquises. Ainsi, certaines sont plus adaptées à des environnements soumis aux houles, d'autres à des courants unidirectionnels stationnaires ; certaines donnent de meilleurs résultats lorsque le forçage est intense, d'autres lorsqu'il est faible ; certaines traduisent l'existence d'une contrainte seuil pour la

mise en mouvement, d'autres non ; certaines incorporent la notion stochastique du transport, d'autres se veulent déterministes ; certaines sont valables sur fond plat, d'autres sur fond ridé ; certaines prennent la pente du fond en compte, d'autres pas ; certaines prédisent seulement le transport par charriage ou par suspension, d'autres le transport total ; et bien sûr, elles ont toutes une gamme de validité granulométrique qui correspond à l'étendue de la taille des grains qui a permis leur calibration.

Ces formules prédisent un transport « à l'équilibre » c'est-à-dire qu'elles font l'hypothèse qu'un équilibre local s'établit instantanément entre le flux transporté et l'écoulement. Ce transport « saturé » est encore appelé « capacité de transport » car il correspond à ce que le fluide est capable de transporter si la couche de sédiments sur le fond est inépuisable.

Dans la réalité, plusieurs éléments font dévier le débit solide de ce qu'il serait à l'équilibre :

- **La disponibilité en matériaux** mobilisables sur le fond est sans doute la plus importante. Le flux de sédiments en mouvement dépend de la probabilité que les fluctuations de la contrainte de frottement rencontrent des particules susceptibles d'être entraînées. Le rapport entre le débit solide réel et la capacité de transport est donc d'autant plus faible que l'épaisseur de la couverture sédimentaire est faible au regard de ce qui est potentiellement mobilisable par l'écoulement. Par ailleurs une forte hétérogénéité des sédiments va limiter l'érodabilité des particules les plus fines qui subissent un masquage ou une entrave par les grains plus grossiers.
- **La variation de la vitesse du fluide** conduit automatiquement à une variation de cette capacité de transport. Or, le débit solide ne s'adapte pas instantanément à l'évolution de l'écoulement. Ce temps d'adaptation conduit soit à une sous-saturation, lorsque l'écoulement s'accélère, soit à une sur-saturation lorsqu'il décélère.
- Lorsque **la nature du fond évolue**, passant d'un sédiment non-érodable à un sédiment mobilisable, l'écoulement se charge progressivement, jusqu'à ce que le flux atteigne la capacité de transport. Inversement, un flux sédimentaire venant de l'amont peut transiter sur un faciès non-érodable.

Dans ces deux derniers cas, le paramètre important est l'échelle spatiale de la mise à l'équilibre du transport. D'après Belleudy (2001a) et Augris *et al.* (2004), pour des sédiments sableux, il suffit de quelques dizaines de mètres, au plus une centaine, pour que le régime d'équilibre soit atteint. Plusieurs auteurs (Rahuel *et al.*, 1989 ; Phillips et Sutherland, 1989 ; Belleudy, 2000 ; Wu *et al.*, 2000a) ont cherché à intégrer la notion de longueur d'adaptation dans les formulations de transport en la définissant constante ou dépendante de l'amplitude des mouvements sédimentaires.

Wu *et al.* (2000a) affirment que des recherches supplémentaires sont nécessaires pour adapter ces formulations à l'équilibre à des situations réelles hors équilibres. Belleudy (2001a) insiste sur la nécessité de définir une grille de calcul suffisamment petite pour que la prise en compte d'une longueur d'adaptation soit pertinente.

Lorsqu'elles sont appliquées sur un faciès hétérométrique, la principale faiblesse de ces formulations de capacité de transport est qu'elles ne prennent pas en compte la disponibilité de la classe sédimentaire concernée.

1.6.2. Particularités du transport solide en granulométrie étendue

Une manière simple de traduire la disponibilité en sédiment est d'appliquer ces formulations à une couverture sédimentaire de surface représentée par un mélange de classes granulométriques et non à une taille de grain représentative de l'ensemble du fond. Le fluide ne pourra pas entraîner plus de grains d'une certaine classe que ceux présents à la surface.

A partir d'une formule de capacité de transport écrite pour une granulométrie uniforme, l'approche couramment utilisée pour l'appliquer sur un sédiment hétérométrique est d'intégrer une - au moins la première - ou plusieurs de ces quatre méthodes :

- **La discrétisation de la courbe granulométrique** en plusieurs classes i , définies par une proportion β_i de présence dans le mélange et un diamètre représentatif D_i . Ce type d'approche a été utilisé pour la première fois par Einstein (1950) pour le calcul du transport solide.
- **L'application de la formulation à la surface du lit sédimentaire** (et non à tout le substrat) pour traduire le fait qu'à un instant donné, ce sont les sédiments de surface qui subissent la contrainte de frottement et sont entraînés. Ceci est particulièrement important lorsque la composition granulométrique est variable sur la verticale. Parker et Wilcock (1993) ont fait remarquer que dans le cas où la surface présente une composition différente du substrat, il n'y a en fait pas de relation unique entre la composition du substrat et le transport solide. Cette méthode nécessite de connaître la stratification granulométrique du lit ou au moins de pouvoir préciser la composition granulométrique de la couche de surface.
- **L'introduction d'un coefficient de masquage-exposition** pour traduire l'efficacité du forçage à mettre des grains de différentes tailles en mouvement. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.3.2.1, on ne peut pas considérer que la mise en mouvement des

grains d'une classe est indépendante de la composition du mélange dans lequel il se trouve.

- **L'introduction d'un coefficient d'entrave** pour traduire la perte d'efficacité du transport des grains fins lorsqu'ils sont en mouvement sur un fond comprenant des particules immobiles. Ce coefficient n'a de raison d'être que dans l'estimation du transport par charriage.

1.6.3. Mise en équations du transport par charriage

A partir des principaux paramètres qui caractérisent l'écoulement et le sédiment, (décrits aux paragraphes 1.1. et 1.2.), trois nombres sans dimension sont couramment utilisés pour déterminer le transport solide :

- **La contrainte de frottement adimensionnelle** θ_i pour la classe i (appelée aussi paramètre de mobilité de Shields), définie par :

$$\theta_i = \frac{u_*^2}{(s-1) g D_i} = \frac{\tau}{\rho_e (s-1) g D_i}$$

Avec :

- u_* la vitesse de frottement en m.s^{-1} ;
- s la densité du sédiment ;
- g l'accélération de la pesanteur en m.s^{-2} ;
- D_i le diamètre des grains de la classe considérée ;
- τ la contrainte de frottement de peau en N.m^{-2} ;
- ρ_e la masse volumique de l'eau en kg.m^{-3} .

Ce paramètre est une estimation du rapport entre la force exercée par l'écoulement sur le grain et le poids immergé du grain. Il est donc un indicateur de la mobilité du grain. La contrainte adimensionnelle seuil $\theta_{i,cr}$ pour la classe i est calculée de la même manière avec la vitesse de frottement critique $u_{*,cr}$ ou la contrainte critique de mise en mouvement τ_{cr} .

- **Le diamètre de grain adimensionnel** (ou diamètre de sédimentation de Bonnefille),

noté :

$$D_i^* = D_i \left(\frac{g (s-1)}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Avec ν , la viscosité cinématique du fluide en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

- Le débit solide adimensionnel ϕ_i (appelée aussi paramètre d'Einstein) s'exprime :

$$\phi_i = \frac{Q_{i, char}}{\beta_i \sqrt{(s-1) g D_i^3}}$$

Avec :

$Q_{i, char}$ le débit solide transporté par charriage en $m^3 \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ ($= m^2 \cdot s^{-1}$) ;

β_i la proportion de grain de la classe i dans le mélange en surface.

Nous faisons l'hypothèse que toutes les classes de grains obéissent à la même formule de transport. En première approximation, cette supposition est étayée par des résultats expérimentaux (Parker *et al.*, 1982). Les expressions communes pour évaluer le transport peuvent généralement s'écrire selon une des formes suivantes (Kleinans et Grasmeyer, 2006) :

- $\phi_i = \alpha \theta_i^\beta$
- $\phi_i = \alpha (\theta_i - \theta_{i, cr})^\delta$
- $\phi_i = \alpha \left(\frac{\theta_i}{\theta_{i, cr}} \right)^\delta$
- $\phi_i = \alpha \left(\frac{\theta_i - \theta_{i, cr}}{\theta_{i, cr}} \right)^\delta$

Avec α et δ des paramètres empiriques qui nécessitent une calibration.

De Linares (2007) remarque que la valeur δ donnée par les auteurs est dépendante du taux de transport. Ainsi, pour un faible transport, Paintal (1976) relie le transport à la contrainte puissance 16. Pour un excès de frottement modéré (contrainte inférieure à deux fois la contrainte critique), δ est généralement pris égal à 3/2, alors que pour un transport intense, une valeur de l'ordre de 5/2 est adoptée.

Ces expressions ne traduisent pas les interactions entre les grains de tailles différentes ; elles permettent simplement de différencier le transport des classes de tailles présentes à la surface d'un lit sédimentaire. La littérature fait état de deux procédés complémentaires pour prendre en compte ces interactions :

- les relations entre le débit solide adimensionnel ϕ_i et le paramètre de mobilité θ_i peuvent être modifiées par l'introduction d'un coefficient d'entrave CE tel que :

$$\phi_{i, CE} = CE \phi_i$$

L'introduction de ce coefficient peut être vue comme une manière d'adapter le paramètre empirique α lorsque l'on applique la loi de transport à une répartition granulométrique hétérogène. On peut donc écrire $\alpha_i = CE \alpha$. Cependant, ce coefficient d'entrave n'est pas seulement un paramètre de calibration supplémentaire, il permet également de traduire un phénomène qui est observé en nature. Kleinhans et Van Rijn (2002) en proposent une expression basée sur le rapport entre la surface des grains en mouvement et la surface des grains immobiles : $A_{mouvement} / A_{immobile}$ qui équivaut à $(D_{90, charrié} / D_{90, lit})^2$. La force de traînée et la possibilité de collision entre particules dépend en effet de la surface projetée des grains. A partir de données acquises en canal, ils déduisent :

$$CE = 1 - \exp \left[-7,2 \left(\frac{D_{90, charrié}}{D_{90, lit}} \right)^2 \right]$$

La figure 1.18, illustre la variation de ce coefficient d'entrave en fonction du rapport de taille entre les particules en mouvement ($D_{90, charrié}$) et les grains immobiles ($D_{90, lit}$).

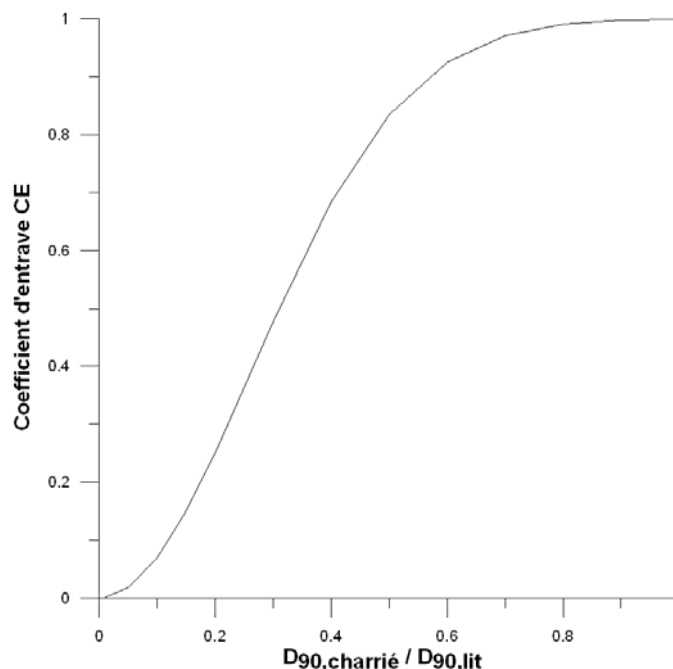


Figure 1.18 Évolution du coefficient d'entrave en fonction du rapport de taille entre les particules en mouvement et les grains immobiles.

- L'interaction entre les grains de tailles différentes dans la détermination du début d'entraînement est traduite par l'introduction d'un coefficient de masquage-exposition ξ_i qui module la contrainte de seuil de mise en mouvement. Shields (1936) a relié empiriquement cette contrainte critique adimensionnelle θ_{cr} au diamètre adimensionnel D^* : $\theta_{cr} = F(D^*)$ (figure 1.10 partie 1.3.2). Soulsby (1997) et Van Rijn (1984a) ont proposé une paramétrisation de la courbe définie par Shields qui a permis d'exprimer la fonction F . La question se pose d'affecter le coefficient de masquage-exposition ξ_i au paramètre de mobilité critique appliqué à chaque fraction $\theta_{i,cr}$ ou appliqué au diamètre médian du mélange $\theta_{D_{50},cr}$. Kleinhans et Van Rijn (2002) argumentent le fait qu'il n'est pas correct d'appliquer le coefficient de masquage-exposition ξ_i au paramètre de mobilité correspondant à la taille du grain $\theta_{i,cr}$. La relation liant $\theta_{i,cr}$ et D_i^* ($\theta_{i,cr} = F(D_i^*)$) dépend du régime de l'écoulement près du lit qui est conditionné par les plus grosses particules. Ainsi, calculer un paramètre de mobilité critique pour chaque classe de taille sur un lit fortement hétérométrique revient à faire l'hypothèse que l'écoulement peut être à la fois rugueux et lisse ! Ils proposent plutôt d'appliquer le coefficient ξ_i au paramètre de mobilité critique du diamètre médian du mélange $\theta_{D_{50},cr}$. Ainsi:

$$\begin{aligned} \theta_{i,cr,\xi} &= \xi_i \theta_{D_{50},cr} \\ \Leftrightarrow \frac{\tau_{i,cr,\xi}}{\rho_e (s-1) g D_i} &= \xi_i \frac{\tau_{D_{50},cr}}{\rho_e (s-1) g D_{50}} \\ \Leftrightarrow \tau_{i,cr,\xi} &= \xi_i \frac{D_i}{D_{50}} \tau_{D_{50},cr} \end{aligned}$$

Le coefficient ξ_i a souvent été déterminé empiriquement et est alors exprimé sous la forme :

$$\xi_i = \left(\frac{D_i}{D_{ref}} \right)^b$$

Avec :

- D_{ref} un diamètre caractéristique du mélange qui varie selon les auteurs ;
- b un coefficient généralement compris entre 0 et -1.

Des formulations théoriques ont aussi été proposées, soit à partir de l'étude mécanique de l'équilibre d'un grain à la surface d'un lit sédimentaire (Egiazaroff, 1965), ou d'une étude sur les probabilité d'un grain à être exposé ou masqué en fonction de sa taille (Wu *et al.*, 2000b).

Toutes ces formulations traduisent le fait que le masquage ou bien l'exposition d'un grain à la surface du lit dépend principalement du rapport entre sa taille et une taille représentative des grains qui l'entourent. La mise en mouvement d'un petit grain sera retardée alors qu'une grosse particule verra son début d'entraînement facilité :

$$\begin{aligned} \text{pour } D_i > D_{ref} & : \xi_i < 1 \text{ et donc } \theta_{i,cr,\xi} < \theta_{D_{50},cr} \\ \text{pour } D_i < D_{ref} & : \xi_i > 1 \text{ et donc } \theta_{i,cr,\xi} > \theta_{D_{50},cr} \end{aligned}$$

Suite à une étude sur les méthodes d'estimation du coefficient de masquage-exposition les plus fréquents, Buffington et Montgomery (1997) concluent qu'aucune relation universelle ne peut être établie.

Quelques unes des formulations de transport et du coefficient de masquage-exposition seront explicitées dans le paragraphe 5.4.4.

1.6.4. La distribution des particules en suspension

A l'équilibre, lorsque les grains sont en suspension, leur chute est compensée par la diffusion verticale associée à la turbulence de l'écoulement. Il est alors considéré que les particules se déplacent à la vitesse locale du fluide. Le flux transporté en suspension peut donc être estimé en prenant l'intégrale de la vitesse multipliée par la concentration en matières en suspension (MES) sur toute la colonne d'eau (figure 1.19) :

$$Q_{i,susp} = \int_{z=a}^{z=h} U(z)c_i(z)dz$$

Avec :

- $Q_{i,susp}$ le débit (ou flux) solide transporté en suspension en $\text{kg}^3 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
- $U(z)$ la vitesse de l'écoulement en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$;
- $c_i(z)$ la concentration en MES de la classe i à la hauteur z au dessus du fond en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$;
- h la hauteur d'eau en m ;
- a la hauteur de référence en m (sa signification sera discutée plus bas).

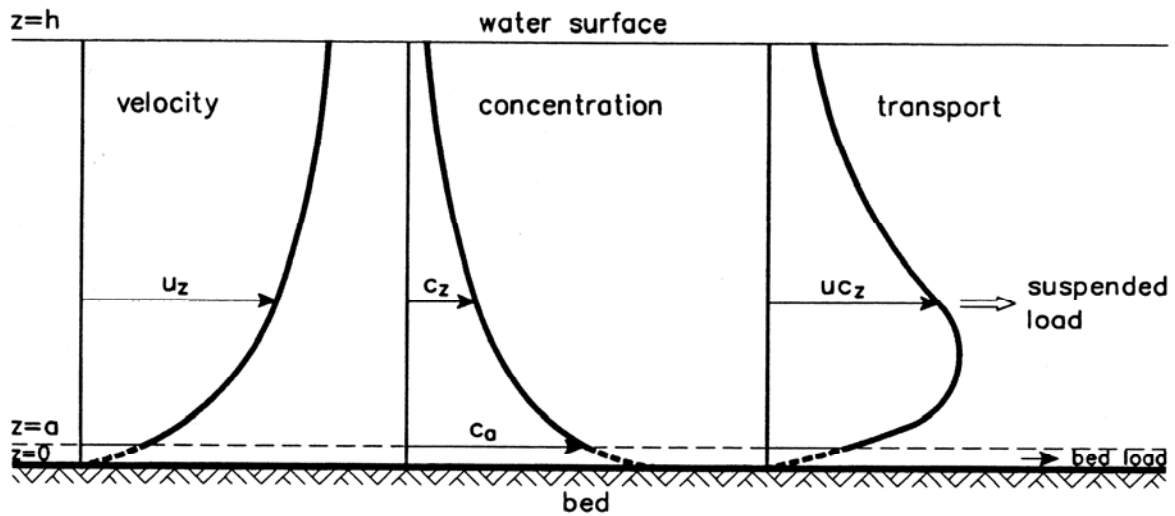


Figure 1.19 Schématisation du calcul du flux transporté en suspension (Van Rijn, 1993)

La résolution de cette équation nécessite de connaître le profil de vitesse $u(z)$ et le profil de concentration de chaque classe de particules $c_i(z)$. Les observations montrent que la concentration décroît avec la hauteur au dessus du fond. Cette diminution dépend du rapport entre la vitesse de chute et la vitesse de frottement : w_s / u_* (Van Rijn, 1993). En supposant le régime quasi stationnaire et en faisant l'hypothèse d'un profil de diffusion turbulente parabolique, Rouse (dans Van Rijn, 1993) établit l'expression du profil de concentration suivante :

$$c_i(z) = c_{i,a} \left(\frac{h-z}{z} \frac{a}{h-a} \right)^{\frac{w_{s,i}}{\kappa u_*}}$$

Avec :

- $c_{i,a}$ la concentration au niveau de référence a en kg.m^{-3} ;
- $w_{s,i}$ la vitesse de chute des particules de la classe i en m.s^{-1} ;
- κ la constante de Von Karman ;

Cette formulation met en évidence la sensibilité de la distribution des MES dans la colonne d'eau aux caractéristiques physiques des grains (au travers de la concentration $c_{i,a}$ et surtout de la vitesse de chute $w_{s,i}$). Chaque classe de grains aura donc un profil propre : plus les particules seront fines, moins le gradient vertical sur la colonne d'eau sera marqué.

La détermination de la condition à la limite de fond, c'est à dire la concentration $c_{i,a}$ à l'interface eau-sédiment, n'est pas triviale. Elle est théoriquement assimilée à la concentration du haut de la couche de charriage et est exprimée en fonction des conditions hydro-sédimentaires locales (excès de cisaillement, densité du lit, débit charrié...). La hauteur de référence a peut être une estimation de la hauteur de la couche de charriage. Elle est reliée à un diamètre représentatif du lit sédimentaire et au forçage. D'après Van Rijn (1993), elle varie entre 2 et 10 D_{50} selon les auteurs.

Le profil (et donc le flux) en MES calculé de cette manière est valable en faisant l'hypothèse que la concentration dans la colonne d'eau corresponde instantanément aux capacités locales de l'écoulement et de la couverture sédimentaire (situation à l'équilibre). Il ne tient absolument pas compte de la présence préalable de MES dans la colonne d'eau, du temps nécessaire à la mise à l'équilibre, ou d'un effet retard dû à un écoulement oscillatoire (cas de la houle). Pour s'affranchir des ces hypothèses, au lieu d'imposer une concentration de référence à l'interface eau-sédiment, il est possible d'y appliquer une condition de flux. Celle-ci résulte d'un flux d'érosion empirique E_i , qui dépend du forçage et des caractéristiques du sédiment, et d'un flux de dépôt déterminé comme le produit de la concentration près du fond par la vitesse de chute $w_{s,i}$. A l'équilibre, les échanges eau/sédiment se compensent de telle sorte que le flux net est nul. Cela nous renvoie au cas précédent en écrivant $E_i = w_{s,i} c_{i,a}$. Hors équilibre les flux ne se compensent pas nécessairement et l'on peut avoir érosion ou dépôt résiduel.

Le flux d'érosion E_i prend généralement la forme :

$$E_i = E_0 \left(\frac{\tau - \tau_{i,cr}}{\tau_{i,cr}} \right)^\alpha$$

Avec :

E_0 et α des paramètres empiriques ;

$\frac{\tau - \tau_{i,cr}}{\tau_{i,cr}}$ l'excès de frottement normalisé.

Le flux de dépôt s'exprime : $De_i = w_{s,i} c_{i,a}$

Waeles (2005) propose une étude comparée des deux méthodes appliquées au transport en suspension des sables fins. Les deux approches donnent des résultats comparables. Cependant, il recommande l'utilisation d'une condition de flux qui est moins réductrice car elle permet de s'affranchir de l'hypothèse d'une situation à l'équilibre.

Dans les situations où la charge particulaire est importante ($c_{totale} > 10 \text{ kg.m}^{-3}$), ces formulations peuvent être adaptées pour traduire l'amortissement de la turbulence ou la diminution de la vitesse de chute par entravement due à des fortes concentrations en MES.

1.7. Mécanisme de tri des particules dans le lit

Un lit sédimentaire hétérogène va être le lieu d'un transport sélectif des grains en fonction de leurs caractéristiques physiques (taille, densité, forme). Quatre phénomènes engendrant un tri des particules peuvent être distingués. Cette classification est inspirée des travaux Slingerland (1984) (figure 1.20).

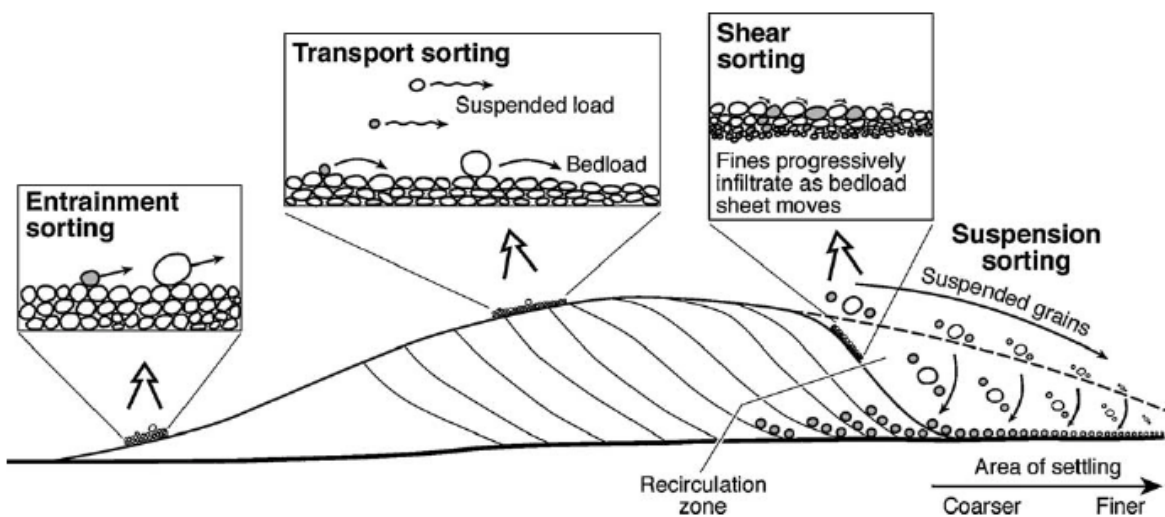


Figure 1.20 Mécanisme de tri de particules hétérogènes (Carling et Breakspear, 2006)

- Le tri à l'entraînement (ou à l'érosion) est dû à la différence de contrainte de frottement qui est nécessaire pour mettre en mouvement (par charriage ou en suspension) des grains de caractéristiques différentes. Le paramètre de mobilité de Shields (θ) est proportionnel à l'inverse du diamètre (D^{-1}), ce qui traduit la relative

facilité de mise en mouvement des particules les plus petites. Le phénomène de masquage-exposition a tendance à atténuer cette différence sans pour autant l'annuler.

Si l'apport de sédiments en provenance de l'amont est insuffisant, cet entraînement différentiel peut aboutir à la formation d'un pavage : les grains les plus fins sont lessivés de la surface et une couche superficielle plus grossière que le substrat va se développer. Les particules sous-jacentes potentiellement mobilisables ne subissent plus la contrainte de frottement et ne peuvent donc plus être entraînées (figure 1.21). Ce pavage est généralement un phénomène dynamique : lorsque le forçage est intense (tempêtes, forts courants), il suffit que quelques grains grossiers de la surface soient mobilisés pour déséquilibrer la couche de pavage et permettre l'érosion des particules sous-jacentes.

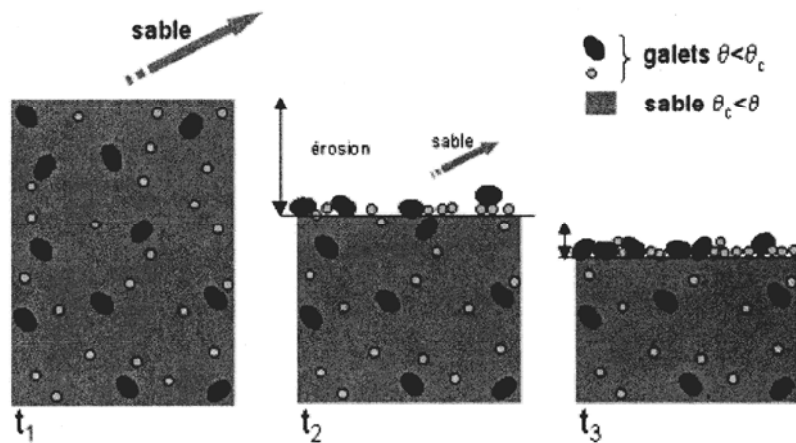


Figure 1.21 Mécanisme de formation d'une couche de pavage (Belleudy, 2001b)

- Le tri dû au taux de saturation du substrat qui aboutit à une stratification du lit du fait des interactions entre les grains. Deux cas peuvent se présenter en fonction de l'abondance des particules les plus fines :
 - Lorsque la proportion de particules fines est faible, le lit n'est pas saturé, il existe de nombreux interstices entre les gros grains et la porosité est relativement élevée. Les grains fins qui transitent sur un tel lit vont voir leur progression entravée par les rugosités créées par les plus gros et ils seront piégés dans les interstices de la surface. Par infiltration dans la matrice grossière, le dépôt se fera directement dans le substrat (Parker, 1991 ; Di Silvio, 1991 ; Toro-Escobar *et al.*, 1996 ; Wilcock et Kenworthy, 2002).

- Sur les lits à forte proportion de grains fins (la matrice plus grossière est saturée), le transport se fait principalement par la propagation de formes de fond (dunes et rides). Dans le cas d'un mélange hétérométrique, celles-ci ont généralement une composition plus fine que le lit. Ce phénomène est particulièrement marqué dans le cas de mélanges sable-gravier : il peut alors y avoir transit de dunes de sable au dessus d'une couche de gravier immobile (Carling *et al.*, 2000).
- **Le tri par dépôt** dû à la différence de vitesse de chute des particules. Les variations spatiales des conditions hydrodynamiques entraînent des zones de dépôt préférentielles en fonction des caractéristiques des grains (concentration des dépôts des sédiments les plus fins dans les zones les moins dynamiques).
- **Le tri par transport** lorsque le mode de transport et/ou la vitesse de déplacement diffère entre les populations de particules présentes en surface.

1.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à décrire la dynamique des sédiments naturels non cohésifs d'un point de vue phénoménologique. L'accent a été porté sur les principaux processus qui la régissent et les paramètres critiques qui y sont associés. Une tentative de prédiction du transport sédimentaire passe par plusieurs étapes :

- la caractérisation du lit sédimentaire ;
- l'estimation de la contrainte de frottement, qui nécessite de connaître la rugosité de peau ;
- la détermination des contraintes critiques (seuil de mise en mouvement et seuils qui différencient les modes de transport) ;
- le choix d'une méthode de calcul du transport pour le charriage et/ou la suspension.

La diversité et la complexité des systèmes naturels rendent impossible l'application d'une méthode de prédiction universelle. Pour chacune de ces étapes, il existe un large choix de formules qui dépendent du domaine d'application (faciès sédimentaire, intensité et nature des forçages...) et des objectifs de l'étude (calcul de flux transportés par charriage, calcul de la charge particulaire en suspension, étude du tri des particules...).

Par la suite, nous nous concentrerons sur le transport par charriage qui a lieu sur des faciès composés de grains fortement hétérométriques. Nous allons principalement nous intéresser au transport sur fond plat (non ridé) sous l'effet d'un courant.

La dynamique des mélanges de grains de tailles différentes nécessite de prendre en compte plusieurs processus particuliers. Ainsi, il va être important de caractériser le tri granulométrique sur la verticale et la variation de la porosité qui y est associée (infiltration de particules fines dans une matrice de grains plus grossiers). Ensuite, la turbulence et la recirculation créées par les fortes aspérités que représentent les grains les plus gros vont être prépondérantes dans l'estimation de la contrainte de frottement. Enfin, l'étendue granulométrique va être prise en compte dans l'estimation des contraintes critiques et le calcul du transport par le biais d'un coefficient de masquage et d'exposition, d'un coefficient d'entrave et en appliquant les formulations de transport à la couche de surface du lit sédimentaire.

PARTIE 1

L'ETUDE DES PROCESSUS

CHAPITRE 2

EXPERIMENTATIONS EN CANAL

EXPÉRIMENTATIONS EN CANAL

2.1. Introduction

Les expérimentations en canaux de laboratoire ont été abondamment utilisées pour étudier le transport sédimentaire depuis près d'un siècle (Gilbert, 1914 dans Van Rijn, 1993 ; Straub, 1935 ; Shields, 1936). L'objectif d'un essai en canal n'est pas seulement de reproduire les interactions fluide-sédiment près du fond, mais aussi de les simplifier (Nowell et Jumars, 1987). En effet, les canaux permettent un contrôle des conditions hydrosédimentaires et ont donc été privilégiés pour étudier des processus spécifiques indépendamment de la variabilité habituellement rencontrée en nature. En granulométrie étendue, les études en canaux ont notamment permis d'étudier le seuil de mise en mouvement différentiel, le transport partiel, la stratigraphie des dépôts, le phénomène de pavage, le phénomène d'affinement granulométrique à l'aval d'un écoulement (terme anglo-saxon de *downstream fining*), le tri granulométrique sur un fond ridé, ou encore d'évaluer la contrainte de frottement en présence de grosses aspérités.

Depuis une vingtaine d'années, des canaux ont été développés pour étudier l'érodabilité d'échantillons de sédiments naturels (seuil de mise en mouvement et flux transportés) (revue de synthèse par Black et Paterson (1997) et intercomparaisons par Tolhurst *et al.* (2000) ou Amos *et al.* (2004)). Certains opèrent *in-situ*, directement sur le fond (Sea Carousel : Amos *et al.*, 1992 ; Niwa straight benthic flume : Aberle *et al.*, 2003), d'autres nécessitent le prélèvement puis la mise en place d'échantillons sédimentaires non perturbés (Tsai et Lick, 1986 ; Schaaff *et al.*, 2002). Ainsi, les conditions hydrodynamiques sont maîtrisées et les spécificités (nature, caractéristiques physiques, bioturbation) du sédiment sont conservées. En général, l'échantillon ne peut être soumis qu'à un courant unidirectionnel. L'érodimètre, conçu au centre Ifremer de Brest, a été développé dans ce but (Le Hir *et al.*, 2006 ; Le Hir *et al.*, 2008). Il permet de travailler sur des échantillons reconstitués, ou provenant d'un prélèvement par carottage dans le milieu naturel.

Dans le cadre de cette thèse, des essais ont été réalisés sur des échantillons reconstitués formés de sables naturels bien triés ou de mélanges bimodaux. Le sable provient de plages finistériennes, il est lithoclastique. L'objectif est d'observer et de quantifier les

différences de comportement à l'érosion entre un sédiment unimodal et un sédiment mélangé.

La comparaison des résultats obtenus en terme de seuil de mise en mouvement et de débit solide charrié avec une sélection de formulations issue de la littérature est détaillée au paragraphe 6.3.2.

2.2. Expérimentations à l'érodimètre

2.2.1. Matériels et méthodes

L'érodimètre est un canal en charge à courant unidirectionnel. C'est un instrument portable qui a été conçu pour réaliser des tests d'érodabilité rapidement (seuil de mise en mouvement et flux transportés).

Le canal a une longueur de 1,20 m, une section de 8 cm de large et de 2 cm de haut. La longueur de 80 cm qui précède le sédiment à éroder est suffisante pour que le régime d'écoulement et la couche limite de fond (d'épaisseur centimétrique) soient établis. En outre, un abrasif de rugosité moyenne a été collé sur le fond du canal pour accentuer les turbulences et atténuer le contraste de rugosité lors de la transition entre le fond lisse du canal et le sédiment (Le Hir *et al.*, 2006). Le diamètre interne du support de l'échantillon est de 9 cm, tronqué par la largeur intérieure du canal de 8 cm. La surface érodée est estimée à 30 cm² (l'érosion est moins importante voir nulle le long des parois du fait de la couche limite qui se met en place).

L'échantillon de sédiment à éroder affleure à la base du canal dans lequel un écoulement à circuit fermé est forcé par une pompe dont le débit est contrôlé (figure 2.1). Pour chaque test, un débit est imposé pendant un laps de temps déterminé. Bien qu'il soit préférable d'augmenter la durée du test pour diminuer l'incertitude sur la mesure de flux, cette durée est limitée de façon à ne pas modifier la hauteur de l'écoulement (et donc la vitesse) de plus de 10% suite à l'érosion. La quantité de matière mise en suspension est mesurée à l'aide d'un turbidimètre à rétrodiffusion optique. Un piège à sédiment, localisé en aval de l'échantillon, permet de récupérer les grains transportés par charriage. En cas d'échantillon hétérométrique, le tamisage de ce qui a été érodé permet d'obtenir la masse érodée par classe de taille.

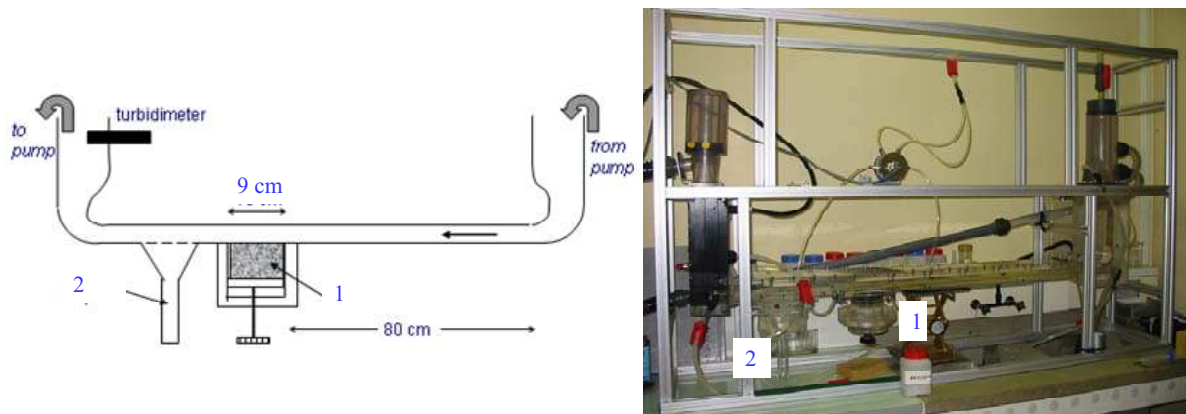


Figure 2.1 Principe de fonctionnement de l'érodimètre (d'après Le Hir et al., 2006). 1 : échantillon de sédiment. 2 : piège à sédiment.

L'appareil a été calibré de telle sorte qu'à un débit donné corresponde une contrainte de frottement de peau. La calibration a été obtenue en recherchant le débit critique dans le canal à partir duquel un matériau d'une granulométrie et d'une densité donnée commence à bouger « significativement ». L'application du critère de mise en mouvement de Shields permet d'en déduire la contrainte de cisaillement appliquée. On dispose ainsi d'une relation entre le débit délivré par la pompe et la contrainte de cisaillement au droit de l'échantillon. La masse de sable récoltée dans le piège à sédiment pour chacune des classes peut alors être reliée au temps au cours duquel l'échantillon est soumis à une contrainte constante et connue.

Trois classes de sable ont été retenues pour cette série de tests :

- de 0,16 mm à 0,2 mm, $D_m = 0,18 \text{ mm}$ (sable fin), noté SF par la suite ;
- de 0,5 mm à 0,63 mm, $D_m = 0,565 \text{ mm}$ (sable grossier), noté SM ;
- de 1,6 mm à 2 mm, $D_m = 1,80 \text{ mm}$ (sable grossier), noté SG ;

La classe SM est très proche des sables moyens dont le diamètre est compris entre 0,25 mm et 0,50 mm.

Les tests ont porté sur les trois classes non mélangées et sur des mélanges bimodaux des trois classes suivant quatre proportions massiques (20%, 40%, 60% et 80%). Pour chaque type d'échantillon, au moins cinq essais d'érodimétrie à des débits différents ont été réalisés pour obtenir une relation représentative entre la masse érodée et la contrainte de cisaillement. Le seuil de mise en mouvement a été déterminé pour chaque sable monoclasse et pour chaque classe dans un mélange.

Pour chaque type d'échantillon, la porosité a été calculée dans un cristalliseur en faisant la différence de la masse mouillée (m_m) et de la masse sèche (m_s) obtenue après passage de l'échantillon à l'étuve :

$$p = \frac{V_{ei}}{V_t} = \frac{m_{ei} / \rho_e}{m_{et} / \rho_e} = \frac{m_m - m_s}{m_{et}}$$

Avec :

V_{ei} le volume d'eau interstitielle en m^3 ;

V_t le volume total considéré (eau interstitielle + sédiment) en m^3 ;

m_{ei} la masse d'eau interstitielle en kg ;

m_{et} la masse d'eau totale que peut contenir le cristalliseur en kg ;

ρ_e la masse volumique de l'eau en $kg.m^{-3}$.

2.2.2. Résultats

2.2.2.1. Seuils de mise en mouvement

Pour chaque type d'échantillon, le premier test a consisté à augmenter progressivement le débit dans le canal jusqu'à l'obtention d'un mouvement perceptible des particules. Régulièrement, quelques grains en situation de déséquilibre à la surface de l'échantillon se mettent en mouvement à des débits faibles, puis se retrouvent en position stable et immobile. Cette première phase de remaniement a lieu à des valeurs de contrainte de frottement bien en dessous des valeurs critiques théoriques. Elle agit en faveur de la stabilisation du lit sédimentaire. Ce phénomène n'est sans doute pas qu'un artefact expérimental : dans une mer à marée, lors de l'accélération du courant suite aux périodes de renverse, cette réorganisation peut affecter les particules déposées peu avant ou pendant la renverse et qui sont en situation de déséquilibre sur le fond.

Le critère de début d'entraînement retenu est un mouvement continu d'un ensemble de grains. Lorsque la mise en mouvement a lieu pour une des classes, le débit correspondant est noté pour déterminer la contrainte de frottement critique. Il est ensuite progressivement augmenté jusqu'à la mise en mouvement de la seconde classe.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.2 illustrant la contrainte de frottement critique en fonction du diamètre de grain.

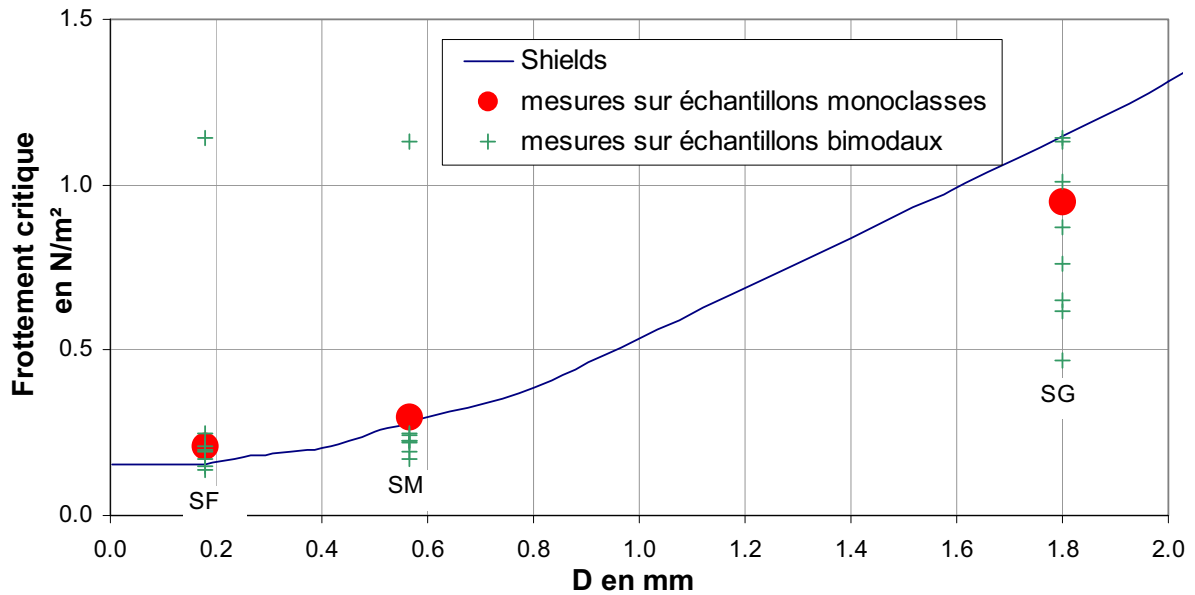


Figure 2.2 *Contrainte de frottement critique en fonction du diamètre moyen du grain D_m .*

Pour une même taille de grain, le frottement critique va varier de manière importante en fonction de l'environnement granulométrique des particules. Ainsi, pour la classe SF ($D_m = 0,18 \text{ mm}$), la mise en mouvement a été observée à des valeurs de frottement comprises entre $0,14 \text{ N.m}^{-2}$ et $1,14 \text{ N.m}^{-2}$ en fonction des caractéristiques du mélange. Ces valeurs encadrent le frottement critique mesuré en granulométrie homogène (ronds rouges) situé à $0,21 \text{ N.m}^{-2}$ (0.16 N.m^{-2} selon Shields). Les valeurs les plus fortes mesurées pour les classes SF et SM correspondent à des échantillons qui présentent un pavage. En effet, les particules les plus fines se mettent en mouvement lorsque la couche de pavage est entraînée. La contrainte critique est donc identique pour les deux populations de particules et égale au seuil de la classe la plus grossière.

Afin de mieux appréhender la variation de la contrainte critique suivant les caractéristiques granulométriques de l'échantillon, la figure 2.3 et la figure 2.4 ci-dessous illustrent le seuil de mise en mouvement des trois classes de grains en fonction de la composition du mélange. Les droites vertes, légendées « échantillon monoclasse », indiquent la contrainte de frottement critique de la classe considérée dans un échantillon de granulométrie homogène.

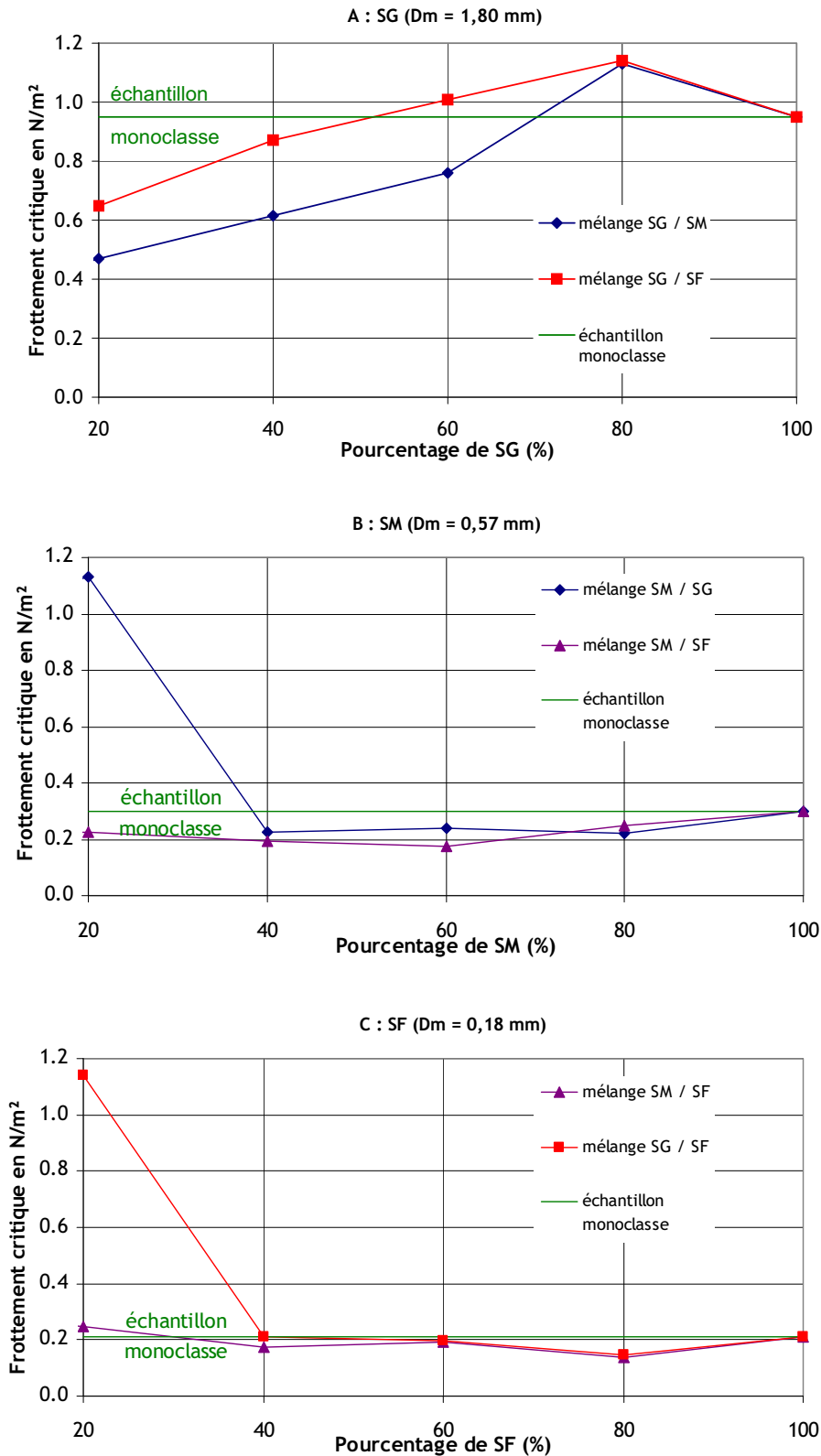


Figure 2.3 *Contrainte de frottement critique d'une classe en fonction de la composition du mélange bimodal. A : Pour la classe SG ($D_m = 1,80$ mm). B : Pour la classe SM ($D_m = 0,57$ mm). C : Pour la classe SF ($D_m = 0,18$ mm). Les droites vertes représentent la contrainte critique pour un échantillon monoclasse.*

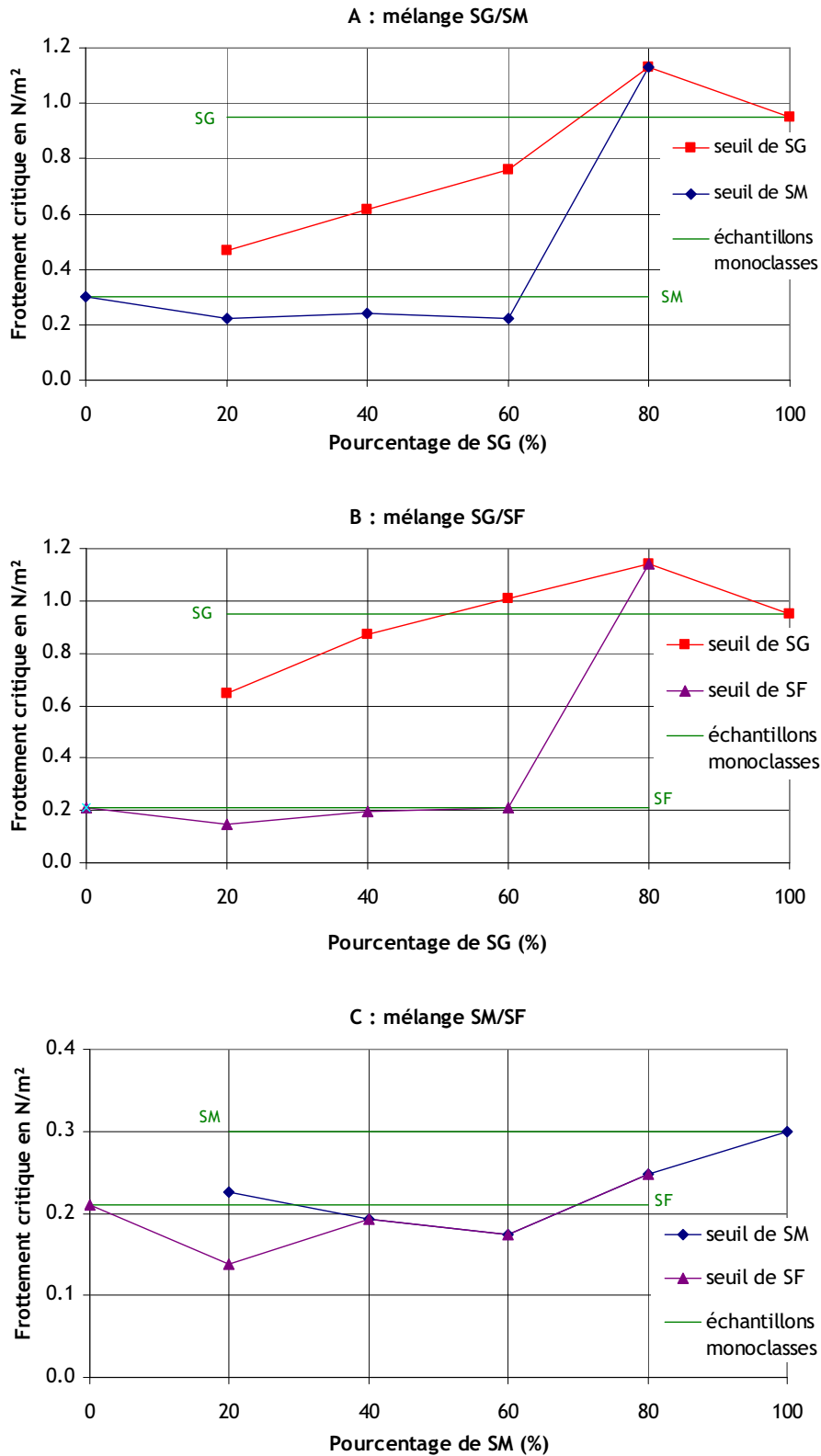


Figure 2.4 Contrainte de frottement critique des deux classes d'un même mélange en fonction de la composition du mélange. A : Pour le mélange SG/SM. B : Pour le mélange SG/SF. C : Pour le mélange SM/SF. Les droites vertes représentent la contrainte critique pour un échantillon monoclasse.

La mise en mouvement de la classe grossière (SG) est généralement facilitée lorsqu'elle est mélangée à du sable de granulométrie plus fine (SM et SF). Le début d'entraînement est d'autant plus facile que la proportion de particules fines est importante. Cependant, pour les mélanges contenant 80% de SG, le frottement critique de cette classe est supérieur à celui nécessaire pour faire bouger un échantillon unimodal. Dans un tel mélange, la matrice de grains grossiers n'est pas saturée (il y a pavage, tous les interstices ne sont pas occupés par des particules plus fines), ces grains ne sont donc pas plus exposés au fluide que lorsque les petites particules sont absentes (figure 2.5 C et D).

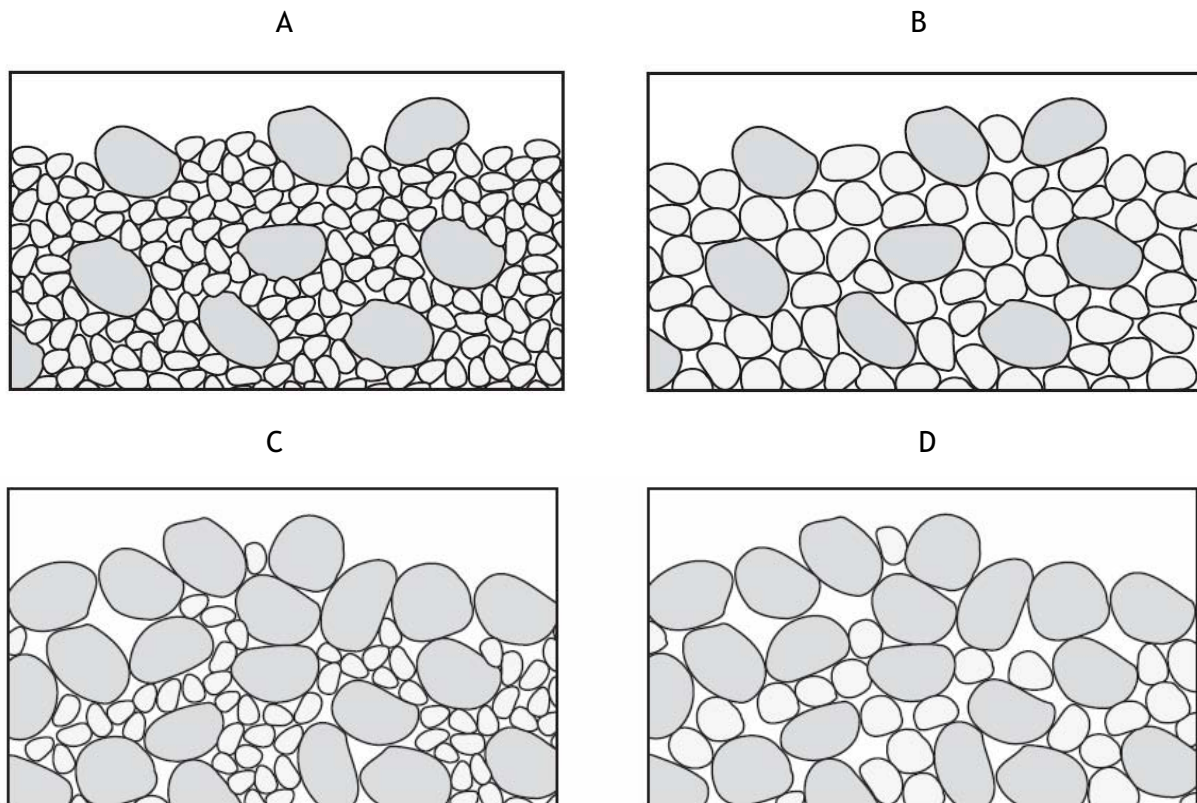


Figure 2.5 Schémas d'arrangements de mélanges bimodaux A : Mélange saturé de sables fins et grossiers (mélange SG/SF). B : Mélange saturé de sables moyens et grossiers (mélange SG/SM). C : Mélange non saturé (et pavé) de sables fins et grossiers (mélange SG/SF). D : Mélange non saturé (et pavé) de sables moyens et grossiers (mélange SG/SM).

Par contre, la porosité du mélange est inférieure à celle d'un échantillon unimodal (figure 2.6), il y a alors d'avantage de contacts entre les grains ce qui augmente la force de friction et retarde le début de mouvement. De la même manière, le fait que la mise en mouvement soit favorisée en présence de SM plutôt que de SF peut s'expliquer par le fait que les contacts entre grains sont plus nombreux lorsque la granulométrie est plus fine

(SF) : la force de friction augmente et l'érosion d'un grain SM aura un effet déstabilisateur plus important que le départ d'un grain SF (figure 2.5 A et B). Ce résultat est à relier à la porosité qui est plus importante pour un mélange SG/SM que pour un mélange SG/SF. Ce dernier arrangement est donc plus compact.

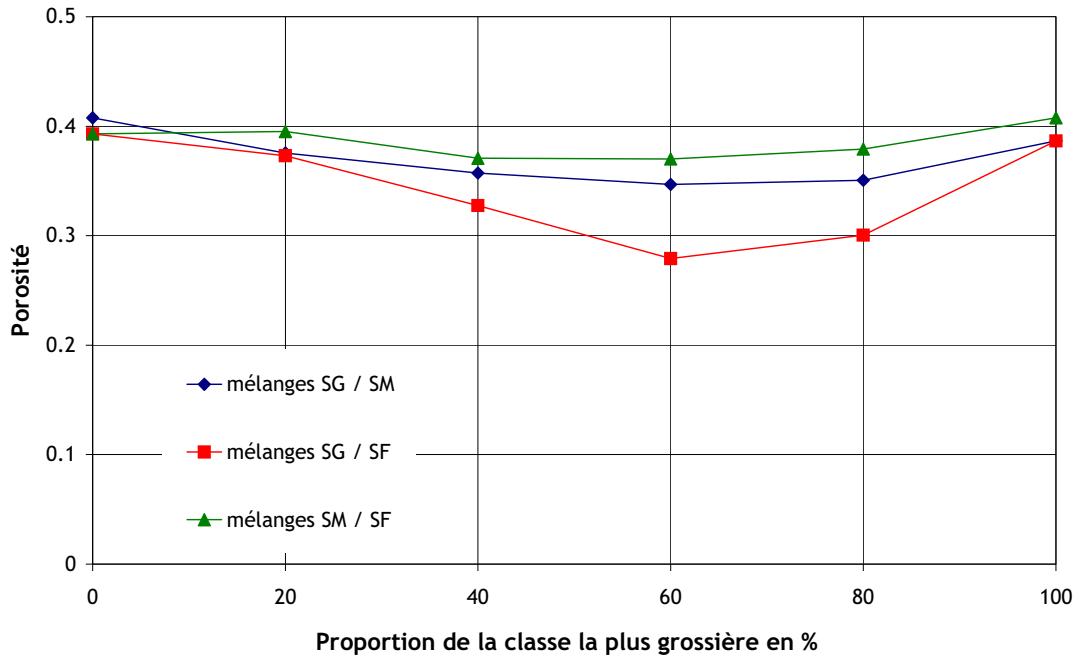


Figure 2.6 Évolution de la porosité en fonction de la composition du mélange.

La mise en mouvement de la classe SM en présence d'une classe plus fine (SF) se fait elle aussi à une contrainte critique moins élevée que lorsque la classe SM est seule. Cependant l'écart est moins marqué que celui décrit précédemment pour la classe SG. Cette observation est sans doute à relier à la diminution de porosité qui est moins conséquente dans le cas d'un mélange SM/SF.

En présence d'une classe plus grossière, la contrainte critique des classes SM et SF est quasi équivalente au seuil de mise en mouvement d'un lit homogène pour une proportion de 40%, 60% ou 80% de la classe la plus fine (figure 2.5 A et B, figures 2.3 et 2.4). L'écart observé en faveur d'une mise en mouvement facilitée peut être dû à la présence de grains plus grossiers qui ont pour effet d'augmenter la rugosité de l'échantillon et donc l'intensité de la turbulence. Lorsque la fraction de la classe SM ou SF n'est que de 20% (figure 2.5 C et D), le seuil est alors le même que pour les particules plus grossières. A une telle proportion, le mélange est dominé par les grains dont la taille est plus importante. Les grains SM ou SF font partie de la matrice de particules plus grossières sans pour autant la saturer, leur mise en mouvement est alors conditionnée par la mise en mouvement des

grains grossiers (phénomène de pavage). Il y a alors mise en mouvement simultanée des deux populations de particules.

2.2.2.2. Flux de transport charriés

Bien qu'une mise en suspension de particules ait été observée et mesurée lors de certains tests, seul le flux charrié a été étudié.

Le flux de transport charrié lors d'un test peut être calculé de deux manières différentes à partir de la masse de sable recueillie dans le piège. Chaque méthode est basée sur une hypothèse forte :

- Si l'on considère que le fluide a atteint sa capacité de transport, le débit transporté ($Q'_{i, char}$ en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) correspond alors à la masse de la classe i contenue dans le piège (m_i en kg) rapportée à la largeur du canal (l en m) et à la durée du test (t en s) :

$$Q'_{i, char} = \frac{m_i}{l \times t}$$

Cette méthode fait l'hypothèse qu'un équilibre s'établit instantanément entre le fluide et l'échantillon. Or, lors d'une évolution abrupte de la nature du fond (d'un fond non érodable vers un fond meuble), l'écoulement se charge progressivement. Ainsi, dans l'érodimètre, le fluide est en sous-saturation. Cette méthode sous-estime sans doute la réelle capacité de transport du fluide.

- Pour se passer de la notion d'équilibre, on peut exprimer la masse en mouvement en termes de flux verticaux. Si on fait l'hypothèse que le flux de dépôt est nul, alors la masse de la classe i recueillie dans le piège (m_i en Kg) rapportée à la surface érodée (S en m^2) et à la durée du test (t en s) correspond au flux d'érosion ($E'_{i, char}$ en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) :

$$E'_{i, char} = \frac{m_i}{S \times t}$$

Cette méthode est basée sur l'hypothèse que l'on mesure un flux d'érosion brut (les particules en mouvement quittent l'échantillon immédiatement). Or, lorsque le mode de transport principal est le charriage, les observations mettent en évidence des dépôts de grains sur l'échantillon (mouvement d'un grain vers l'aval de l'échantillon

puis immobilisation). La mesure permet ainsi l'estimation d'un flux net (somme des termes d'érosion et de dépôt). Cette méthode sous-estime donc le flux d'érosion brut. La formulation en flux d'érosion n'a fait l'objet que de rares études sur les sables fins (Roberts *et al.*, 1998), elle est généralement utilisée pour les sédiments cohésifs. Cette méthode (transport calculé via les termes d'érosion et de dépôt) s'est montrée intéressante pour prédire la dynamique simultanée de mélanges sables fin-vase (Van Ledden et Wang, 2001 ; Waeles *et al.*, 2006).

Les mesures d'érodimétrie ont été exploitées selon les deux méthodes. Elles traduisent toutes les deux un comportement des particules similaire.

Dans cette étude, le choix a été fait de présenter les résultats de débit charrié selon la première méthode décrite, en considérant que la capacité de transport du fluide est atteinte. Dans la suite du document, le débit transporté est rapporté à la proportion de la classe i dans l'échantillon β_i (les débits solides observés sont normalisés) :

$$Q_{i, char} = \frac{1}{\beta_i} Q'_{i, char}$$

Ainsi, les résultats issus des mesures d'érodimétrie pourront être comparés aux formulations de la littérature (voir paragraphe 6.3.2.).

Echantillons monoclasses

La figure 2.7 présente le débit massique obtenu pour des échantillons monoclasses en fonction de la contrainte de frottement. Les données de Le Hir *et al.* (2006) ($D_m = 143 \mu m$, $D_m = 283 \mu m$ et $D_m = 450 \mu m$) sont représentées en plus des mesures acquises lors de cette étude (SF, SM, SG).

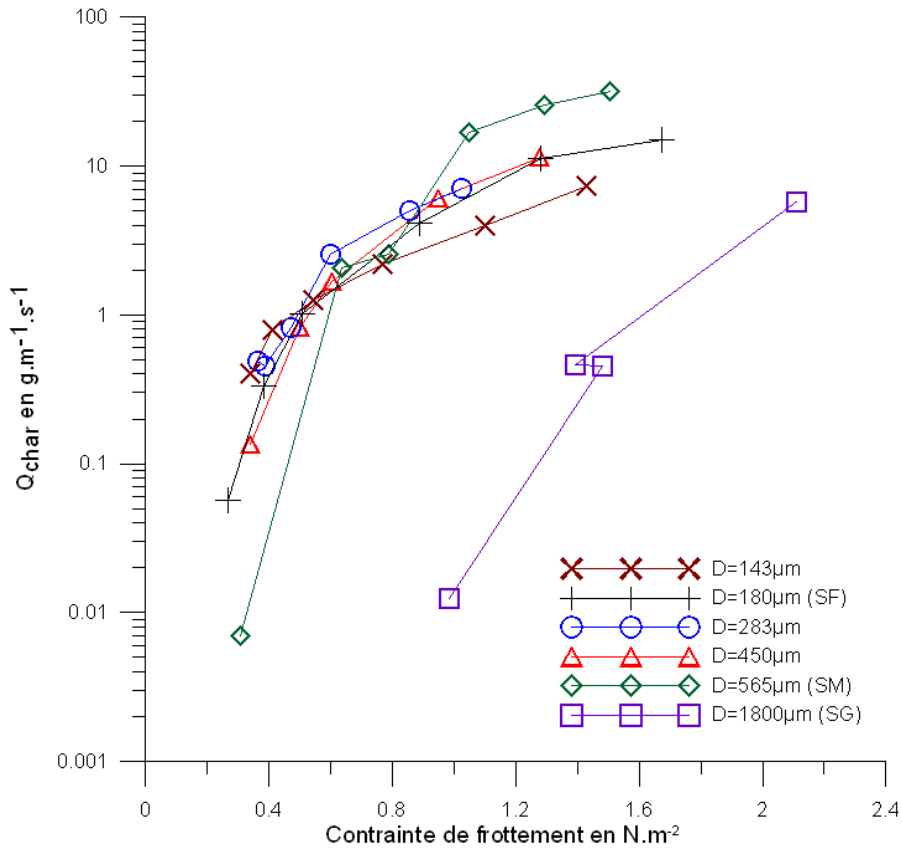


Figure 2.7 Débit massique d'échantillons de sables monoclasses en fonction de la contrainte de frottement.

La figure 2.7 montre que le débit charrié varie peu en fonction du diamètre dans la gamme des grains fins et moyens ($D_m = 143 \mu\text{m}$, $D_m = 180 \mu\text{m}$, $D_m = 283 \mu\text{m}$ et $D_m = 450 \mu\text{m}$) pour les contraintes testées (jusqu'à cinq fois la contrainte critique). Cette observation est mise en évidence sur la figure 2.8 : le débit charrié y est représenté en fonction du diamètre moyen pour différentes contraintes de frottement. Comme l'avaient remarqué Roberts *et al.* (1998) (avec une formulation en flux d'érosion), cette représentation fait apparaître un maximum de transport pour une contrainte de frottement donnée. En effet, le débit charrié n'a pas une évolution monotone en fonction du diamètre. Ce diamètre pour un transport optimal varie en fonction du taux de cisaillement.

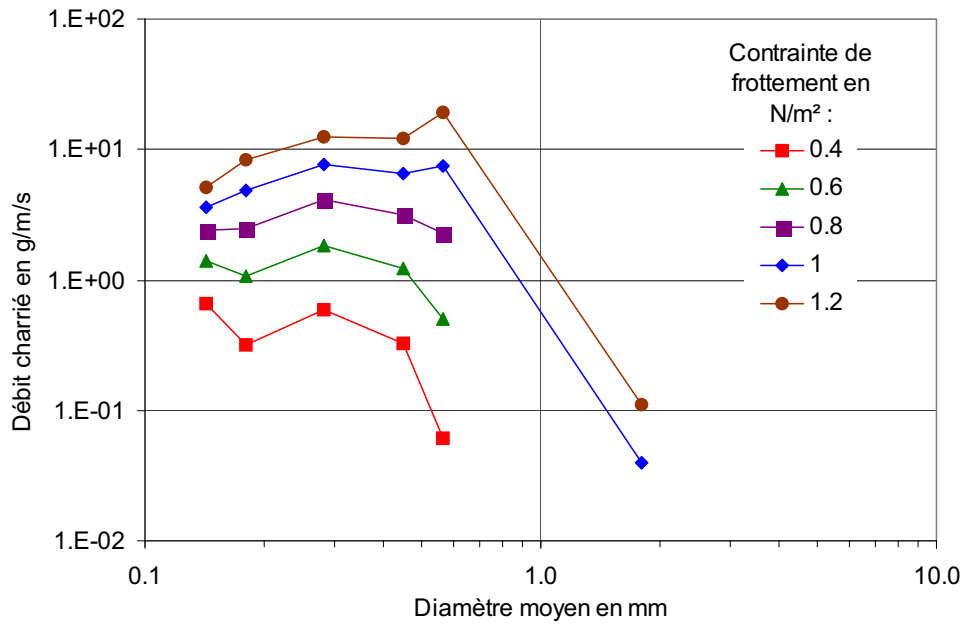


Figure 2.8 Débit charrié en fonction du diamètre moyen pour différentes contraintes de frottement.

Ce résultat non intuitif trouve plusieurs explications qui peuvent se compléter :

- Si l'on considère qu'une fois en mouvement la vitesse de déplacement des grains est identique, leur capacité de transport est à relier à l'excès de contrainte et à leur taille. La contrainte de frottement critique est quasiment identique pour les sables fins et moyens (figure 2.2), donc plus le grain transporté est lourd (de grande taille), plus sa contribution au débit solide va être importante. Par contre, la mise en mouvement des grains grossiers varie rapidement en fonction de leurs tailles : pour une même contrainte, le débit charrié va alors diminuer avec la taille des grains.
- Roberts *et al.* (1998) avancent que pour les petites particules, la décroissance du débit solide avec la diminution de la taille est due à l'augmentation des forces de cohésion entre les grains. Cette hypothèse peut à la fois expliquer la quasi égalité des seuils de mise en mouvement (l'augmentation de la taille est compensée par la diminution de la cohésion) (cas précédent) et l'augmentation de la vitesse de transport avec la taille des grains (cas suivant). Roberts *et al.* (1998) ne le précisent pas.
- La vitesse de déplacement des grains est différente. Les observations montrent que, contrairement aux grains grossiers, les grains les plus fins se déplacent préférentiellement en formant des rides (figure 2.9.A). Or, la vitesse de propagation de ces rides est inférieure à la vitesse de déplacement individuelle de grains plus grossiers (dans une ride, les grains se déplacent uniquement lorsqu'ils sont sur le flanc amont, leur mouvement est donc saccadé). Cette raison peut expliquer

l'augmentation du débit charrié avec le diamètre des particules. Toutefois, cette hypothèse peut être née d'un artefact expérimental car les dimensions du canal ne permettent sans doute pas le développement de rides de grains grossiers.

Lorsque le diamètre est suffisant pour que tous les grains se déplacent de manière individuelle, le transport diminue avec l'augmentation de leur taille. En effet, les forces que l'écoulement exerce sur un grain s'appliquent à sa surface ($\sim D^2$) tandis que c'est son poids ($\sim D^3$) qui s'oppose à son mouvement. En première approximation, la faculté au mouvement d'un grain devrait donc suivre une loi décroissante de type $1/D$.

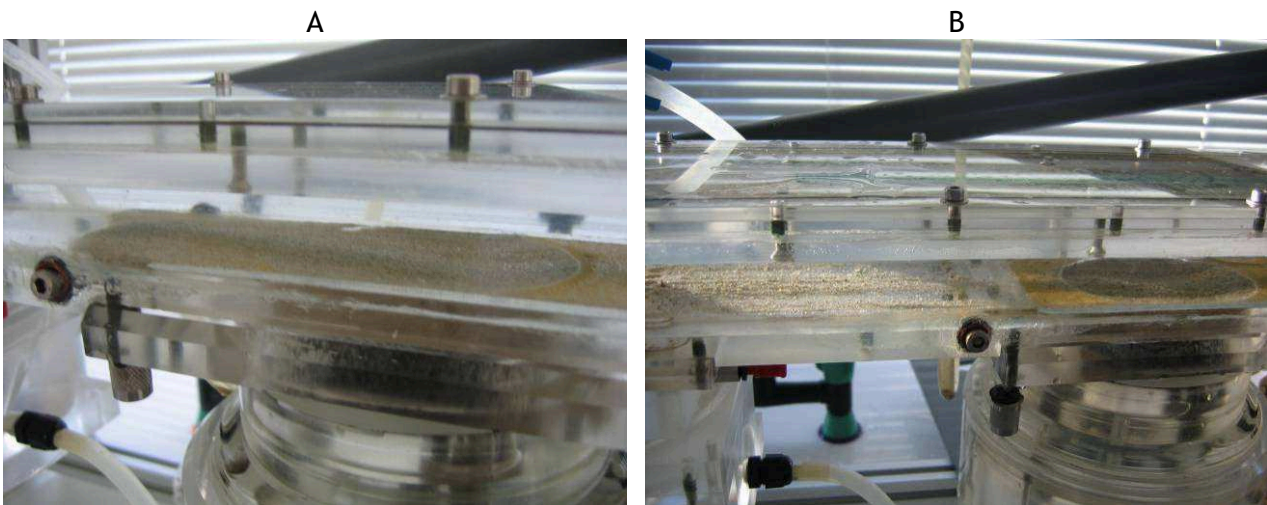


Figure 2.9 Différents modes de transport en fonction de la granulométrie. A : Déplacement par propagation de figure sédimentaire (échantillon SF100). B : Déplacement des grains individuellement (échantillon SG40SM60).

La loi de frottement de l'érodimètre (qui lie le débit à la contrainte de cisaillement de peau) a été réalisée sur fond plat. Elle n'est donc pas applicable en présence de figures sédimentaires (voir la répartition de la contrainte de peau le long d'une ride figure 1.17). Néanmoins, la faible hauteur atteinte par les formes de fond (figure 2.9.A) permet de considérer que la loi est valide en première approximation.

Mélanges bimodaux

Les figures 2.10 et 2.11 relient le débit charrié à la contrainte de cisaillement pour tous les mélanges bimodaux testés. C'est le transport d'une des deux classes qui est représenté et non le débit total toutes classes confondues. Les débits charriés monoclasses des deux classes composant le mélange sont donnés comme référence. Le nombre suivant la désignation de la classe indique le pourcentage de celle-ci dans le mélange (ainsi,

« SG80SM20 » fait référence à un mélange composé de 80% en masse de grains SG et de 20% de grains SM).

Quelque soit le mélange, il semble se comporter comme une seule classe aux caractéristiques intermédiaires. Par exemple, pour toutes les proportions de mélange SG/SM, le débit charrié de la classe SG varie de la même manière que le débit de la classe SM en fonction de la contrainte de frottement. Il aurait été intéressant de comparer un mélange d'une proportion donnée avec un échantillon monoclasse ayant le même diamètre moyen pour qualifier l'effet de l'étendue granulométrique d'un échantillon. Les tailles de grains choisies pour cette étude ne permettent pas de faire ce test.

Le comportement au transport des mélanges SG/SM et SG/SF est similaire. Le débit charrié de chaque classe contenue dans le mélange diffère du débit charrié de la classe prise seule. Le comportement de chaque classe du mélange se rapproche du comportement de la classe prépondérante prise seule. Ainsi, dans le mélange SG80SM20, les classes SG et SM ont un débit charrié qui se rapproche de celui de SG seul, alors que dans le mélange SG20SM80, le débit des deux classes est proche de celui de SM seul. On retrouve alors le comportement de grains se déplaçant de manière individuelle : pour une contrainte de cisaillement donnée, le débit charrié d'une classe plus grossière augmente quand la proportion de grains plus fins augmente dans le mélange, et inversement le débit charrié d'une classe plus fine diminue si la proportion de grains plus grossiers augmente dans le mélange. **Ainsi, la présence de grains fins favorise le transport de grains de plus grande taille et ceci d'autant plus que la proportion de particules fines est importante. Inversement, la mobilité des grains plus fins est réduite en présence de particules de taille plus grossière.**

La différence de comportement au transport des classes du mélange SM/SF par rapport au comportement de chaque classe prise séparément est peu marquée. La figure 2.7 nous a appris que les deux classes prises seules se comportaient de manière similaire. Le débit charrié de chaque classe du mélange est compris dans le faible intervalle qui existe entre les valeurs de débit de chaque classe prise seule. Ces mélanges sont marqués par un mode de transport sous forme de propagation de ride.

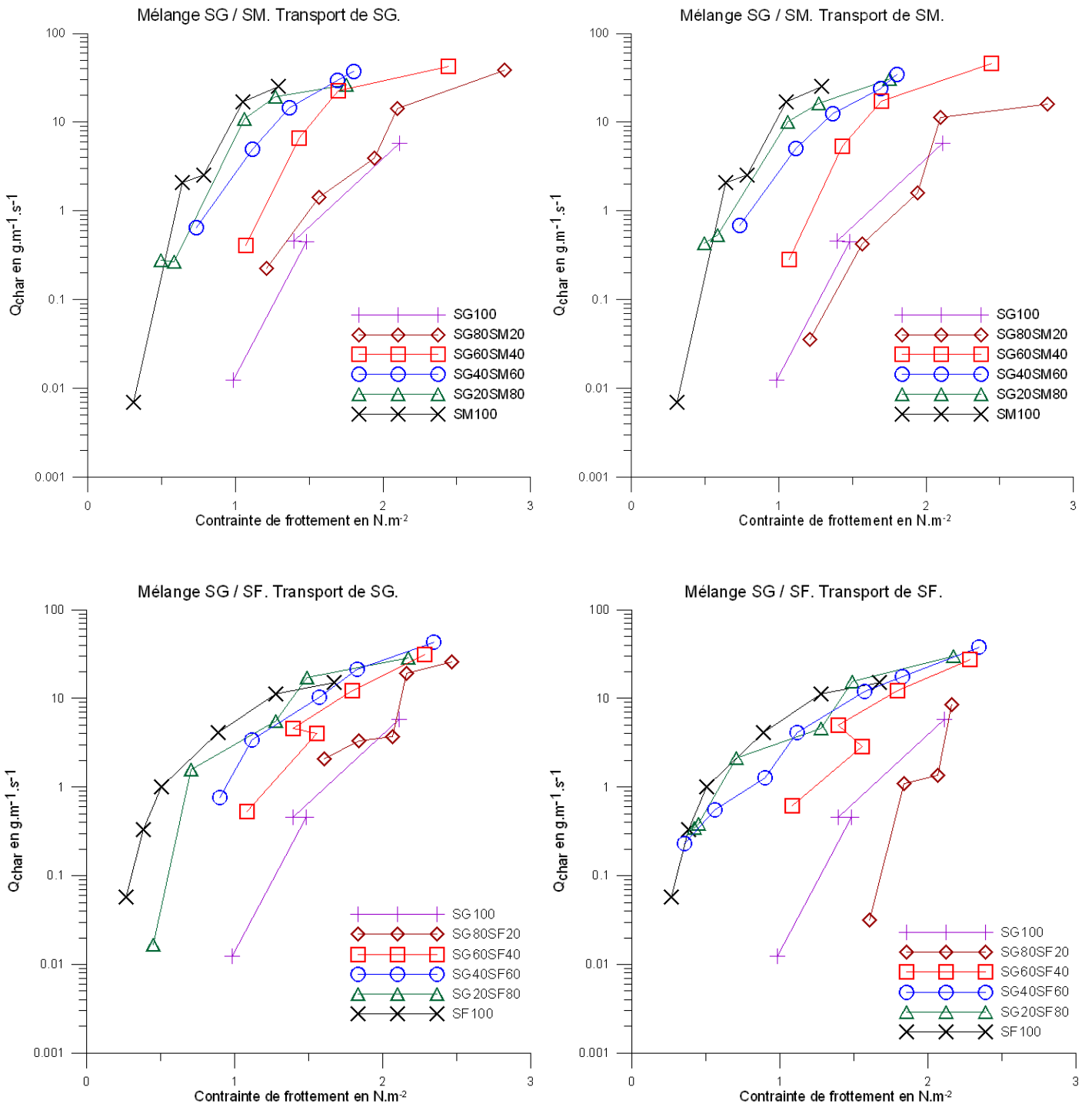


Figure 2.10 Débit charrié en fonction de la contrainte de frottement pour chaque classe de grain dans les mélanges bimodaux SG/SM et SG/SF.

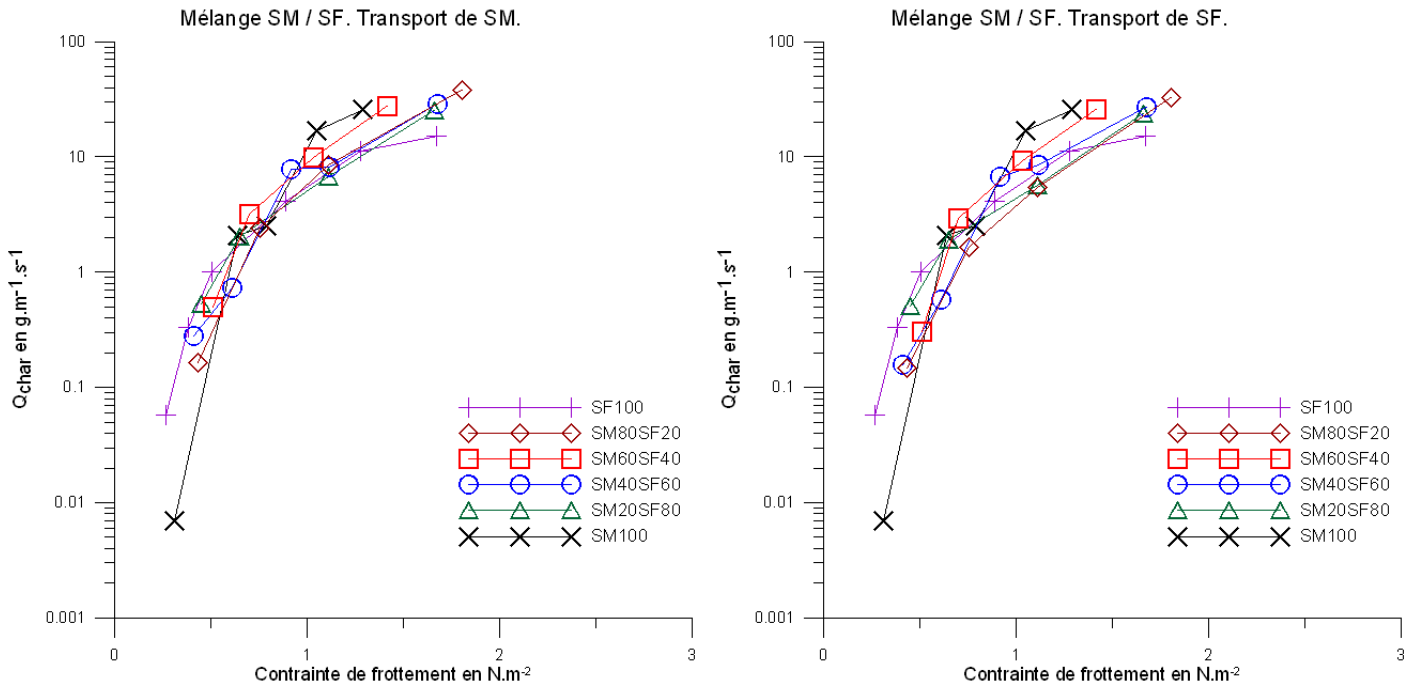


Figure 2.11 Débit charrié en fonction de la contrainte de frottement pour chaque classe de grain dans le mélange bimodal SM/SF.

2.2.3. Discussion

Les mesures d'érodimétrie ont porté sur la contrainte de cisaillement nécessaire à la mise en mouvement des différentes classes de grains et sur le débit massique transporté par charriage pour différentes valeurs de frottement.

2.2.3.1. Seuils de mise en mouvement

Dans un mélange bimodal, le seuil de mise en mouvement d'une classe de grain est généralement affecté par la présence de l'autre. Deux cas de figure sont à distinguer en fonction de la présence ou non d'une couche de pavage (ou de la saturation en fines de l'échantillon) (figure 2.12) :

- Dans le cas d'un échantillon non pavé (saturé en fines) (figure 2.12.B et figure 2.5 A et B) : tous les pores de la matrice formée par les grains les plus grossiers sont occupés par les grains de granulométrie plus fine, les plus gros grains de l'échantillon voient leur début d'entraînement facilité car ils présentent une surface plus importante au fluide que dans un arrangement unimodal (phénomène d'exposition, figure 1.8). La mise en mouvement est d'autant plus facile que la proportion de particules fines

est importante. La facilité de mise en mouvement semble aussi reliée au rapport de taille entre les deux populations de particules : le seuil diminue lorsque le rapport $D_{grossier}/D_{fin}$ augmente jusqu'à un D_{fin} optimal à partir duquel le seuil augmente. Ce comportement est schématisé sur la figure 2.13. Le peu de mesures réalisées ne nous permet pas d'estimer une gamme de validité.

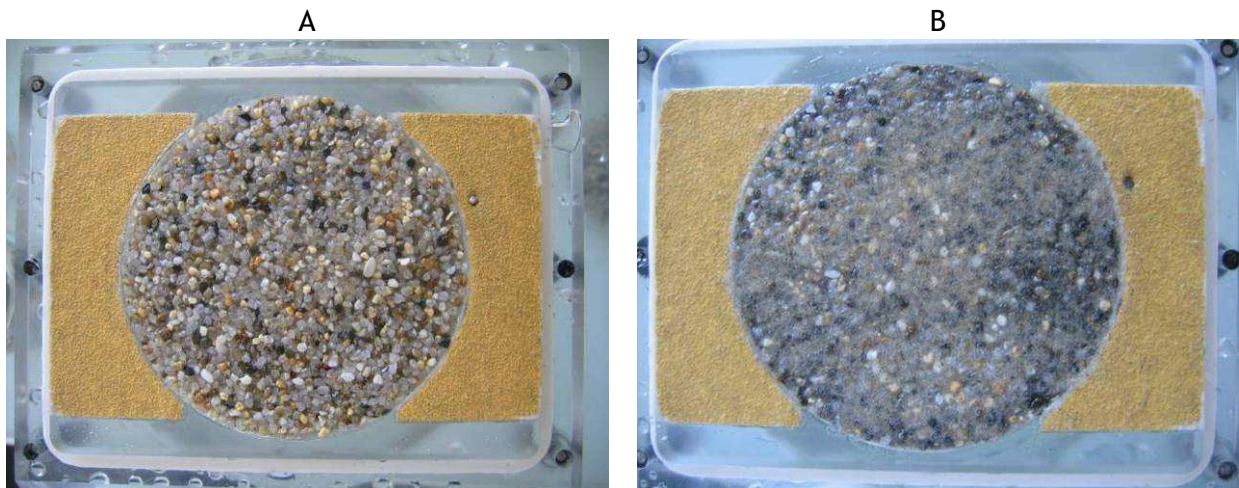


Figure 2.12 Echantillons présentant des taux de saturation différents. A : Echantillon non saturé en fines ne présentant pas de grain fin en surface (pavage) (SG80SF20). B : Echantillon saturé en grains fins (SG60SF40).

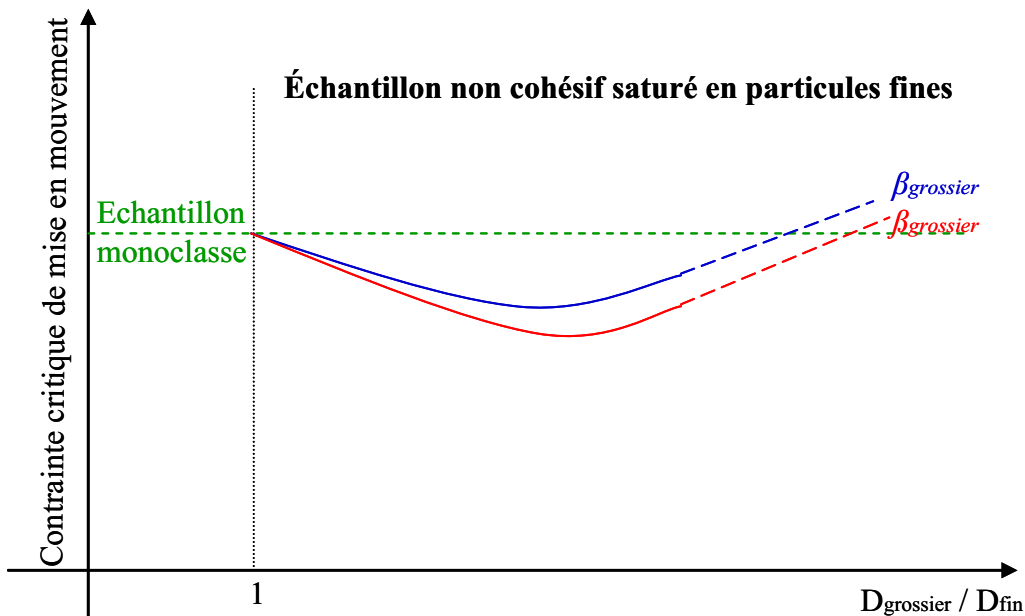


Figure 2.13 Schématisation conceptuelle issue de l'observation de l'évolution du seuil de mise en mouvement de la classe grossière d'un mélange dans le cas d'un échantillon non pavé en fonction du rapport des tailles pour deux proportions de particules grossières ($\beta_{grossier} > \beta'_{grossier}$).

Ces deux derniers paramètres sont directement liés à la porosité du mélange. Dans le cas d'un mélange saturé en fine l'évolution de la mise en mouvement des grains les plus grossiers pourrait donc être expliquée par la seule variable porosité (figure 2.14). La dépendance de la faculté au mouvement d'un grain par rapport à la porosité a déjà été relevée par Roberts *et al.* (1998) pour des particules non cohésives de tailles inférieures à 400 μm , par F. Marin (communication personnelle) et P. Le Hir (communication personnelle) : la mise en mouvement d'un mélange donné, est une fonction décroissante de la porosité de surface de l'échantillon.

Dans un mélange saturé en fines les grains les plus fins semblent peu affectés par la présence de grains de taille plus importante et ceci indépendamment du rapport $D_{\text{grossier}}/D_{\text{fin}}$ ou de la proportion d'une classe par rapport à l'autre. L'absence d'observation d'un phénomène de masquage est peut être dû à la méthode de détermination du seuil : la contrainte critique est relevée lorsque l'on observe les premiers grains bouger de manière continue. Or, ces premiers grains sont sans doute ceux qui ne subissent pas de masquage. Une fois ceux-ci évacués, les autres particules de la même classe nécessiteront sans doute une contrainte plus importante pour être mises en mouvement. Cette hypothèse peut être vérifiée simplement en effectuant un test de durée plus longue à cette même tension de cisaillement.

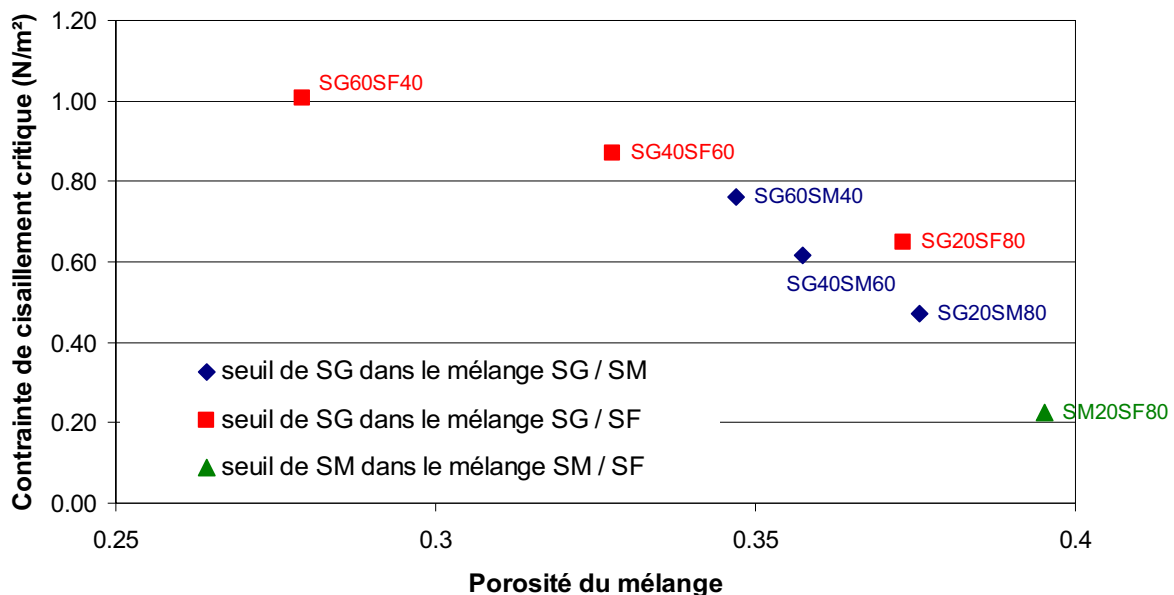


Figure 2.14 Évolution de la contrainte critique de la classe la plus grossière d'un mélange saturé en fines en fonction de la porosité.

- Dans le cas d'un échantillon présentant un pavage (non saturé en fines) (figure 2.5 C et D), les particules les plus grossières forment une matrice dont les interstices sont partiellement remplis de grains de taille plus petite. Ces grains fins ne sont pas présents en surface, ils se sont infiltrés en profondeur (phénomène de pavage). Leur seuil de mise en mouvement dépend alors de la mobilité des grains grossiers qui les surplombent : quand la contrainte est suffisante pour mettre ceux-ci en mouvement, les grains fins qui se retrouvent en surface sont entraînés. Parker et Toro-Escobar (2002) ont qualifié ce phénomène d'équi-mobilité.

Les grains de taille plus importante d'un mélange pavé présentent un frottement critique supérieur à celui nécessaire pour faire bouger un échantillon unimodal. Ces grains ne sont pas plus exposés au fluide que quand les petites particules sont absentes. Au contraire, les contacts entre les grains sont plus nombreux ce qui augmente la force de friction et retarde le début du mouvement. Ce phénomène semble indépendant du rapport de taille entre les populations de grains. **Le paramètre sensible est l'épaisseur de la couche de pavage (ou la capacité d'infiltration des particules les plus fines) qui est liée à la porosité et à la proportion relative de chaque classe.**

2.2.3.2. Flux de transport charriés

Les mesures de débits charriés monoclasses ont montré **l'importance de la vitesse du transport dans la relation qui lie le flux transporté à la contrainte de cisaillement.** La vitesse de déplacement des grains par charriage est inférieure lorsqu'ils se déplacent sous forme de figures sédimentaires. Or, ce mode de transport est généralement associé aux sables fins et moyens. Ainsi, à une contrainte donnée, les débits charriés ne correspondent pas à une fonction décroissante monotone de la taille des particules. Toutefois, ces expérimentations ne permettent pas de conclure sur un diamètre au delà duquel les grains se déplacent de manière individuelle.

Le même phénomène est observé lors des tests réalisés sur des mélanges bimodaux. De plus, le débit charrié d'une classe est affecté par la présence d'autres classes dans le mélange. Le comportement de chaque classe du mélange se rapproche du comportement de la classe prépondérante prise seule : **la présence de grains fins favorise le transport de grains de plus grande taille et inversement, la mobilité des grains plus fins est réduite en présence de particules de taille plus grossière.**

2.3. Conclusion

La série de tests d'érodimétrie a permis de mettre en évidence quelques processus particuliers du transport sédimentaire multiclasse dans un courant continu. Des essais complémentaires sont nécessaires pour déterminer précisément le rôle de la porosité et du taux de saturation des échantillons dans la modulation de la contrainte de frottement critique. Les mesures de débits charriés ont montré qu'une fois en mouvement les différentes classes de grains présentes dans le mélange continuent à s'influencer mutuellement au point de présenter des taux de transport similaires. Les différences de comportement à l'érosion des mélanges SG/SM et SG/SF d'une part et du mélange SM/SF d'autre part, semblent liées au mode de transport des différentes classes de particules. Du fait de la faible épaisseur de l'écoulement et de la surface réduite de l'échantillon, l'érodimètre n'est pas le canal adapté pour étudier la propagation des figures sédimentaires.

Ces essais ont aussi été l'occasion d'approcher des phénomènes difficilement observables en nature. La figure 2.15 présente par exemple le scénario de la formation d'une couche de pavage par lessivage des particules les plus fines en surface.

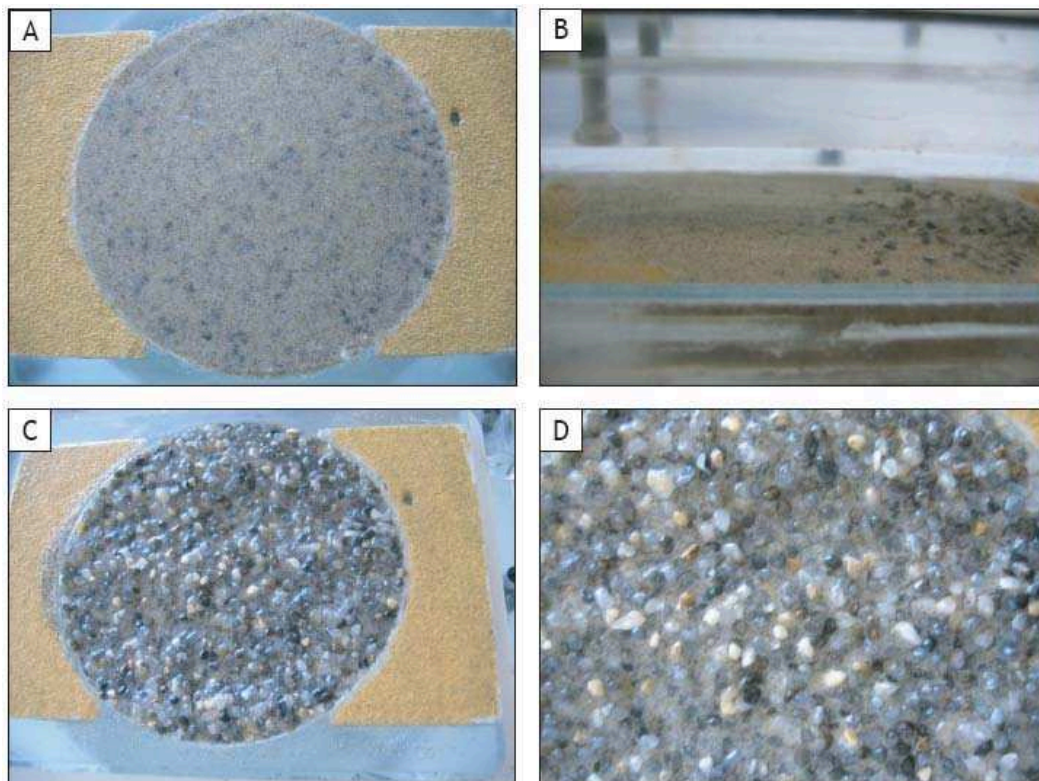


Figure 2.15 Formation d'une couche de pavage suite au lessivage des particules fines de surface. A : Echantillon avant le test. B : Echantillon pendant le test. C et D : Echantillon en fin de test.

PARTIE 1
L'ETUDE DES PROCESSUS

CHAPITRE 3

OBSERVATION ET QUANTIFICATION
IN-SITU DE LA DYNAMIQUE
SEDIMENTAIRE MULTICLASSE

OBSERVATION ET QUANTIFICATION *IN-SITU* DE LA DYNAMIQUE SÉDIMENTAIRE MULTICLASSE

3.1. Introduction

La dynamique sédimentaire de particules homogènes (et plus rarement de particules hétérogènes) a fait l'objet de recherches basées principalement sur des études en canal pour des applications en domaine fluvial. Si l'intérêt des expérimentations en canaux se situe dans la possibilité d'isoler un processus en contrôlant les autres, leurs limites tiennent dans la difficulté de reproduire des conditions hydro-sédimentaires extrêmes. Ainsi, la conjonction d'un forçage variable en intensité et en direction (effet de la houle et de la marée) et de faciès sédimentaires complexes (grosiers hétérométriques) est difficilement réalisable en canal (problèmes de similitude pour respecter à la fois les dimensions caractéristiques de l'écoulement et celles de la couverture granulaire). **L'acquisition de données *in-situ* apparaît donc incontournable pour caractériser la dynamique de sédiments grossiers hétérométriques soumis aux courants de marées et à la houle.**

Ce chapitre évoque tout d'abord le développement d'une nouvelle technique utilisée pour estimer le charriage, il présente ensuite la stratégie d'acquisition de données adoptée lors de campagnes en mer avant de détailler les résultats obtenus.

3.2. Développement du système Dynamic Sediment Profile Imaging (DySPI)

Ce paragraphe est un résumé de la publication parue dans le journal *Limnology and Oceanography : Methods* en janvier 2009 sous le titre « Dynamic sediment profile imaging: a new field method for the study of dynamic processes at the sediment-water interface » (annexe A).

Une nouvelle méthode d'observation des processus dynamique à l'interface eau-sédiment y est présentée. Elle a été mise au point conjointement par l'IRSN et l'Ifremer dans le cadre de cette thèse, dans le but d'**observer la dynamique des particules solides à l'interface eau-sédiment sur des faciès hétérogènes soumis à des forçages importants.** Notre

volonté initiale est d'étudier le comportement des éléments fins dans un sédiment grossier en termes de charriage, de remise en suspension et de profondeur de remaniement.

Le constat a été fait que les méthodes couramment utilisées (suivi de traceurs, pièges à sédiments) fournissent des grandeurs moyennes, et/ou sont inadaptées à des conditions hydro-sédimentaires extrêmes (calcul de la vitesse de propagations des rides). Notre intérêt est de se situer au niveau du processus, ce qui implique d'obtenir des données à haute résolution à la fois spatiale et temporelle (typiquement à l'échelle spatiale du grain et à l'échelle temporelle de la turbulence).

Le DySPI est une des évolutions d'une technique qui existe depuis les années 1970 : le SPI (Sediment Profile Imaging). Ce système permet d'obtenir une photo d'une coupe des premiers centimètres du sédiment. Il est généralement utilisé par les benthologues pour caractériser un fond sédimentaire en termes d'habitat (peuplement, granulométrie, profondeur oxique...). En l'état, le SPI ne permet pas d'étudier le transport pour trois principales raisons :

- son mode de pénétration vertical l'empêche d'être mis en œuvre sur des faciès trop grossiers et modifie la structure des couches sédimentaires ;
- il acquiert des photos, ce qui n'est pas adapté à l'observation de la dynamique à haute résolution ;
- il n'a pas été conçu pour minimiser les perturbations du courant.

Le DySPI a été conçu de manière suffisamment robuste pour pouvoir être déployé sur des faciès grossiers dans des conditions dynamiques intenses. Son mode de pénétration lent et pivotant, ainsi que la forme de la carène supportant le module de prise d'images minimisent la modification des structures sédimentaires lors de sa mise en place. L'ensemble de l'agencement de la structure et sa pose sur le fond (dans l'axe du courant) ont été prévus pour éviter de perturber la zone d'observation. Des capteurs optiques et acoustiques autonomes sont montés sur la structure afin de pouvoir relier les conditions environnementales aux observations. Deux méthodes d'analyse d'images spécifiques ont été développées :

- la comparaison d'images successives permet d'accéder à la taille de la particule la plus grande mise en mouvement et aux flux transportés par classe de taille ;
- le suivi de l'évolution de l'interface au cours du temps permet d'estimer l'épaisseur concernée par le transport.

Connaissant les conditions hydrodynamiques locales, ces mesures peuvent être directement comparées aux prédictions fournies par les formulations de la littérature. Ainsi, le seuil de mise en mouvement, la taille des grains transportés, le taux instantané de transport, l'épaisseur concernée par la remobilisation des grains, les processus de tri

granulométrique sont rendus accessibles en plus des paramètres traditionnels acquis par un SPI.

3.3. Campagne en mer SEDHETE

3.3.1. Objectifs

La campagne en mer SEDHETE avait pour but de caractériser la dynamique sédimentaire sur des fonds fortement hétérogènes. Elle a permis de mettre en évidence les déplacements par charriage, la remise en suspension et le remaniement en profondeur de particules de tailles très différentes. Les faciès sédimentaires investigués étaient constitués d'un mélange couvrant l'échelle granulométrique allant des cailloutis (taille supérieure à 20 mm) jusqu'aux vases (taille inférieure à 63 μm). Afin de pouvoir observer une dynamique de grains, la campagne a eu lieu à une période de forts courants de marée.

Plus spécifiquement, quatre objectifs ont guidé la campagne :

- la caractérisation physique des faciès sédimentaires par imagerie sonar haute résolution, prélèvements à la benne Shipeck, et vidéo tractée ;
- l'observation des mécanismes à l'origine de la remise en suspension et du charriage des particules au sein d'un sédiment grossier à l'aide du système DySPI ;
- la quantification et la qualification du flux de matière en suspension pour différentes tailles de particules en fonction du forçage hydrodynamique (profil de vitesses et de concentration en MES, prélèvements de particules et caractérisation au microscope à balayage électronique) ;
- l'étude du classement granulométrique vertical et de la profondeur de remobilisation des sédiments par carottages et mesures de radiotraceurs.

3.3.2. Déroulement

Quatre zones ateliers (appelées FlaO, FlaS, Job et Jer) représentatives des principaux faciès sédimentaires de la Manche ont été sélectionnées dans le golfe Normand-Breton.

Plusieurs critères ont guidé le choix de ces zones :

- des faciès grossiers hétérométriques répandus sur toute la Manche (figure 3.1). Les zones choisies correspondent à des faciès couvrant 77% de la surface de la Manche (tableau 3.1). A chaque station correspond un faciès :
 - FlaO (Flamanville Ouest) : sables graveleux (sables b) ;
 - FlaS (Flamanville Sud) : graviers caillouteux (graviers a) ;
 - Job (Jobourg) : cailloutis sablo - graveleux (cailloutis b) ;
 - Jer (Jersey) : cailloutis (cailloutis a).

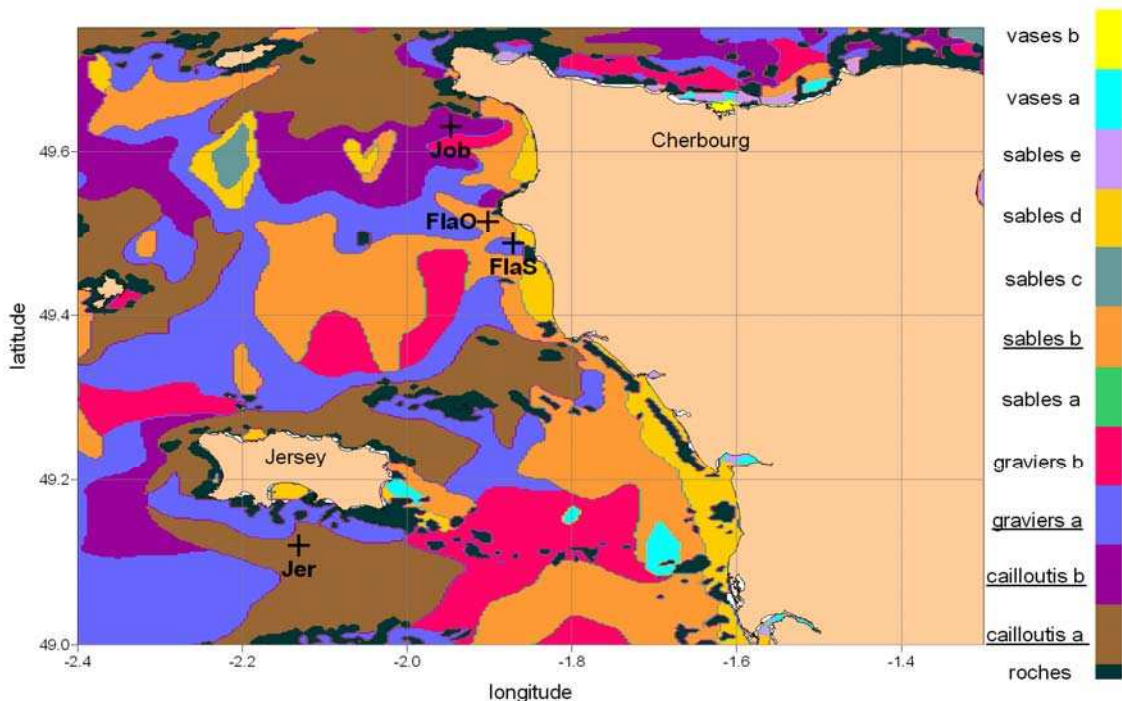


Figure 3.1 Répartition des granulométries dans le golfe Normand-Breton obtenue à partir de la carte des sédiments superficiels de la Manche (Vaslet et al., 1978; Struski, 1999; Nozière, 2001).

Cailloutis a	Cailloutis b	Graviers a	Graviers b	Sables a	Sables b	Sables c	Sables d	Sables e	Vases a	Vases B
13.26%	7.13%	18.13%	4.17%	1.35%	38.84%	1.21%	10.02%	0.67%	2.71%	0.17%

Tableau 3.1 Pourcentages de la surface associée aux faciès granulométriques de la carte sédimentaire de la Manche.

- une profondeur bathymétrique inférieure à 25 mètres pour faciliter le travail des plongeurs (figure 3.2) ;

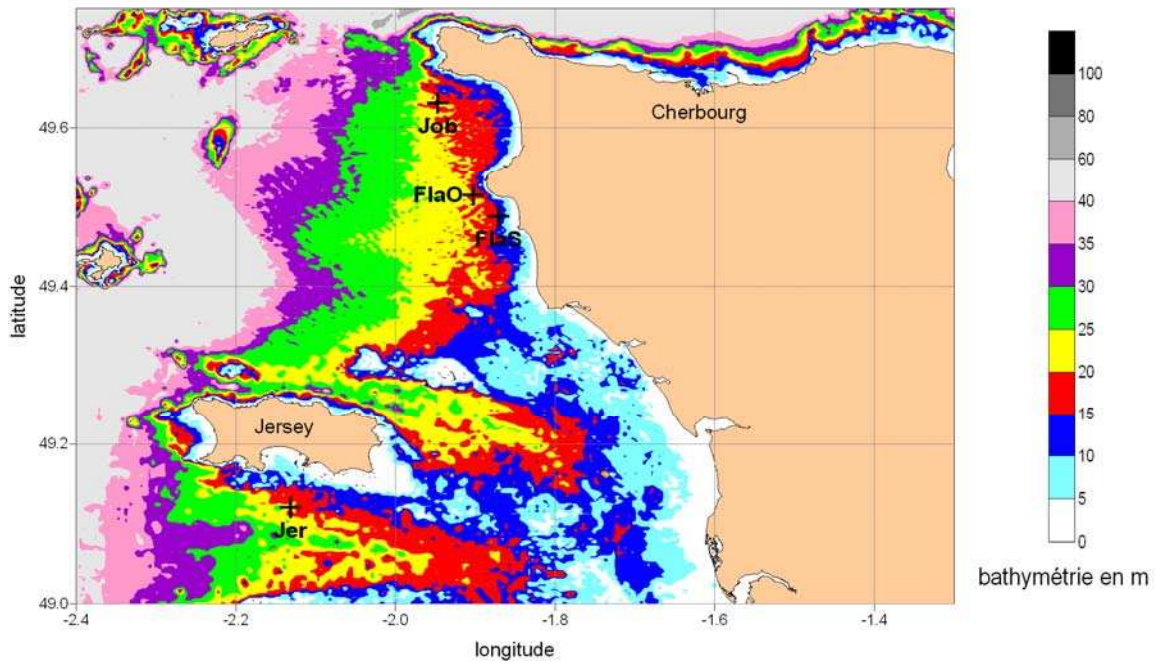


Figure 3.2 Bathymétrie du golfe Normand-Breton.

- la bipolarisation des vitesses maximales en flot et en jusant pour augmenter le spectre d'utilisation du système DySPI (figure 3.3).

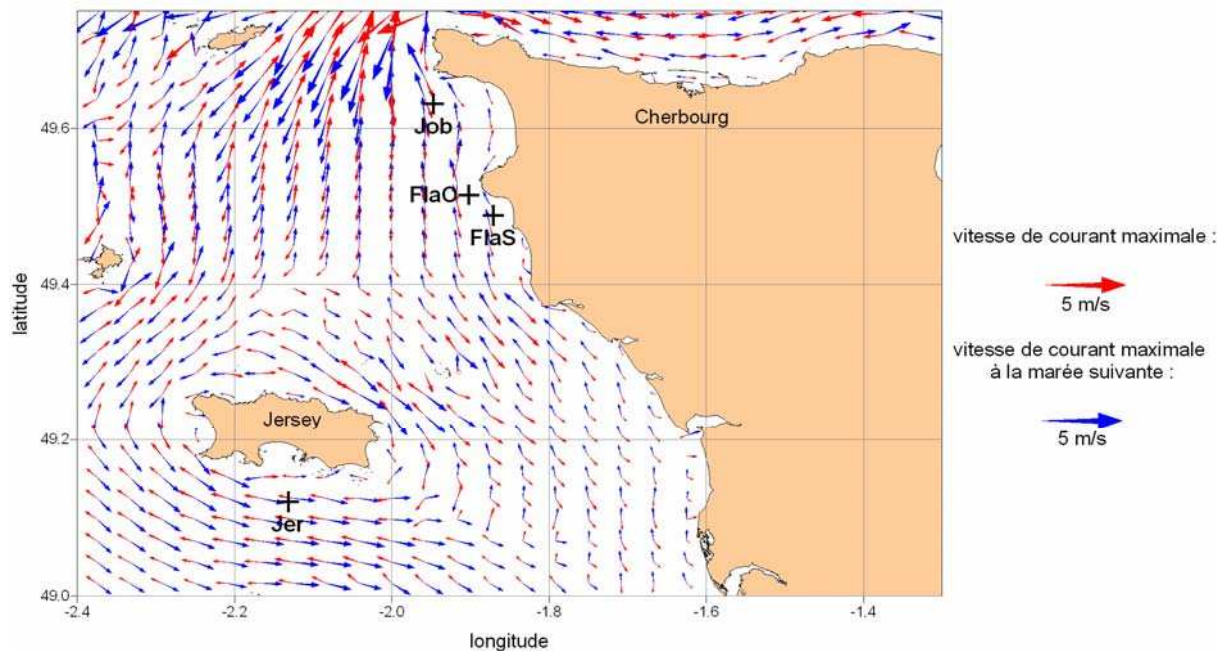


Figure 3.3 Bipolarisation des courants maximums dans les zones ateliers. Simulation du modèle MARS pour un coefficient de marée de 115.

La position précise des stations de mesures a été déterminée lors de la première phase de la campagne SEDHETE (voir paragraphe 3.3.3.1.).

Le choix de la période de mesure a été dicté par les deux impératifs suivants : un cycle vives eaux - mortes eaux et une période de faible production primaire.

- Les processus dynamiques sur un sédiment grossier ont lieu lors de forçages extrêmes qui sont de courte durée au cours d'un cycle de marée (courants maximums, période de renverse). Une période de vives eaux est donc propice à l'observation des épisodes de remobilisation car leur durée et leur intensité sont plus importantes. Les courants faibles, générés par la période de mortes eaux suivante, sont favorables au travail de prélèvement réalisé par des plongeurs.
- En période de faible production primaire, la charge particulaire en suspension est principalement due aux particules minérales et non aux espèces planctoniques. Ce qui permet une meilleure visibilité des processus étudiés.

Ces considérations ont mené à réaliser la campagne de mesures en mer SEDHETE du 15 au 28 mars 2007. La campagne s'est déroulée en trois phases distinctes (figure 3.4) :

- **reconnaissance et caractérisation précise des zones**, afin de sélectionner des points de mouillage adéquats pour la structure (granulométrie spécifique, homogénéité de la couverture sédimentaire, fond plat) ;
- **mouillage de la structure instrumentée** (équipée du système DySPI et de capteurs de vitesse et de MES) et profils à la bouteille Niskin pour déterminer la charge en MES ;
- **prélèvements non perturbés** de sédiments par des plongeurs.

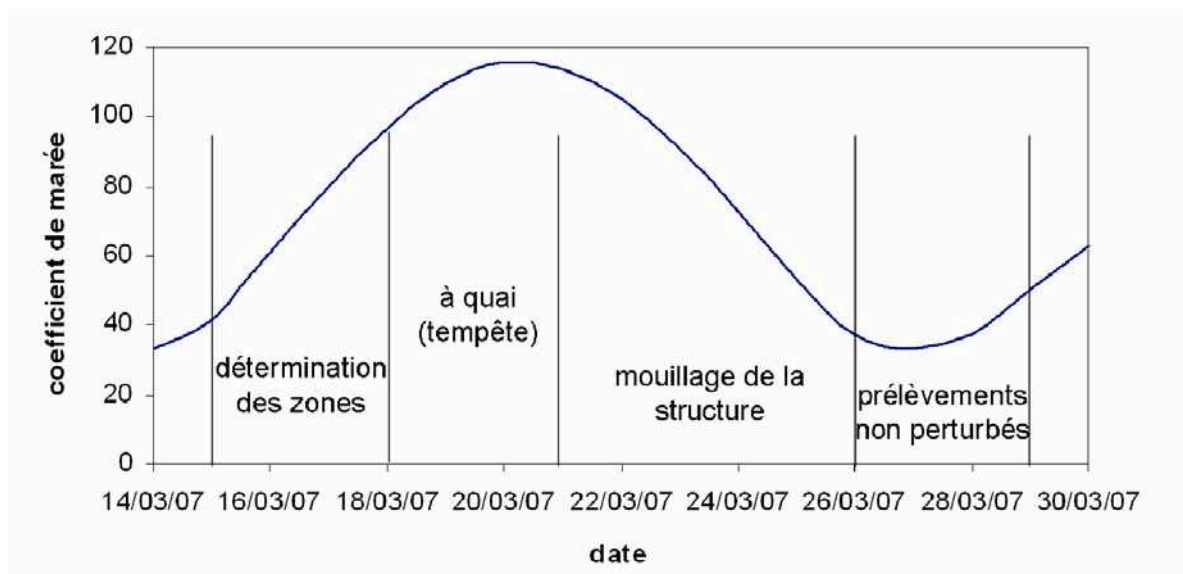


Figure 3.4 Déroulement de la campagne SEDHETE.

3.3.3. Instrumentations et mesures

L'instrumentation utilisée et les mesures réalisées sont décrites suivant les trois phases de la campagne en mer SEDHETE.

3.3.3.1. Reconnaissance des zones de mouillages potentielles.

Cette première phase avait pour but de déterminer des points de mouillage adéquats au sein des zones ateliers présélectionnées. Plusieurs critères ont guidé le choix précis des points de mouillage :

- un fond plat exempt de tête de roche ou de dénivelé bathymétrique important pour assurer la bonne stabilité de la structure ;
- un spectre granulométrie correspondant à ce qui a été prévu à partir des données antérieures (carte de Vaslet *et al.*, 1978) ;
- une zone homogène pour que les données acquises localement soient représentatives de la zone d'étude.

Pour cela, trois instruments ont été mis en œuvre successivement : le sonar à balayage latéral, la benne Shipeck et la vidéo tractée. Ils ont permis de préciser les positions des stations ateliers :

- point Job (au Sud du Nez de Jobourg) : 1,95°W / 49,63°N
- point FlaO (à l'Ouest du cap de Flamanville) : 1,90°W / 49,51°N
- point Jer (au Sud de Jersey) : 2,13°W / 49,12°N

Le point FlaS, au Sud du cap de Flamanville (1,87°W / 49,49°N), n'a pas été caractérisé lors de cette phase de la campagne mais a été choisi comme station atelier car sa position permettait d'être protégé du fort vent du Nord lors des manœuvres de mise à l'eau de la structure.

Sonar à balayage latéral

Les sonars à balayage latéral sont des systèmes acoustiques de type émetteur-récepteur : ils utilisent les propriétés de rétrodiffusion acoustique des fonds marins pour en fournir une image en niveau de gris. L'énergie de retour est fonction de la réflectivité du fond et de ses irrégularités. Elle dépend d'un effet de surface du fond (microtopographie et rugosité) et d'un effet de volume (granulométrie) qui, par conséquent, est sensible au degré de compaction du sédiment.

Le sonar à balayage latéral se compose d'un engin remorqué de forme fuselée (appelé « poisson »), relié à un système d'acquisition par l'intermédiaire d'un câble électroporteur (figure 3.5). Le modèle utilisé est le DF1000 commercialisé par Edgetech.



Figure 3.5 Deux sonars à balayage latéral Edgetech DF1000.

Il balaye le fond à une fréquence constante de 100 kHz. A cette fréquence, la résolution sur le fond (empreinte acoustique) est de l'ordre de quelques dm^2 à 1m^2 , en fonction de la distance au poisson. Il fournit en continu, et sur plusieurs dizaines à centaines de mètres de largeur, une image en niveaux de gris de l'énergie rétrodiffusée par les différents substrats constituant le fond marin. Deux facteurs interviennent sur la variation d'intensité de gris :

- Les propriétés du sédiment qui déterminent la réflectivité et l'indice de rétrodiffusion du fond. Par exemple, la roche, les galets ou les graviers ont un pouvoir de réflexion plus important que les sables et vases. Ils sont caractérisés par une signature plus foncée sur les enregistrements.
- La topographie du fond. En effet, les pentes orientées vers le poisson réfléchissent mieux que les pentes opposées qui créent une zone d'ombre (en blanc sur l'imagerie). Ces ombres ont une valeur importante car elles fournissent des informations sur la polarité des figures sédimentaires et sur la hauteur des objets insonifiés (figure 3.6).

Sur ces images acoustiques (appelées « sonogrammes ») les zones de roches, les peuplements benthiques denses (maërl, crépidules, herbiers...), ou encore les figures sédimentaires modelant le fond peuvent être directement différenciés et délimités avec précision. Ainsi, les étendues sans accident bathymétrique et de granulométrie homogène peuvent être identifiées.

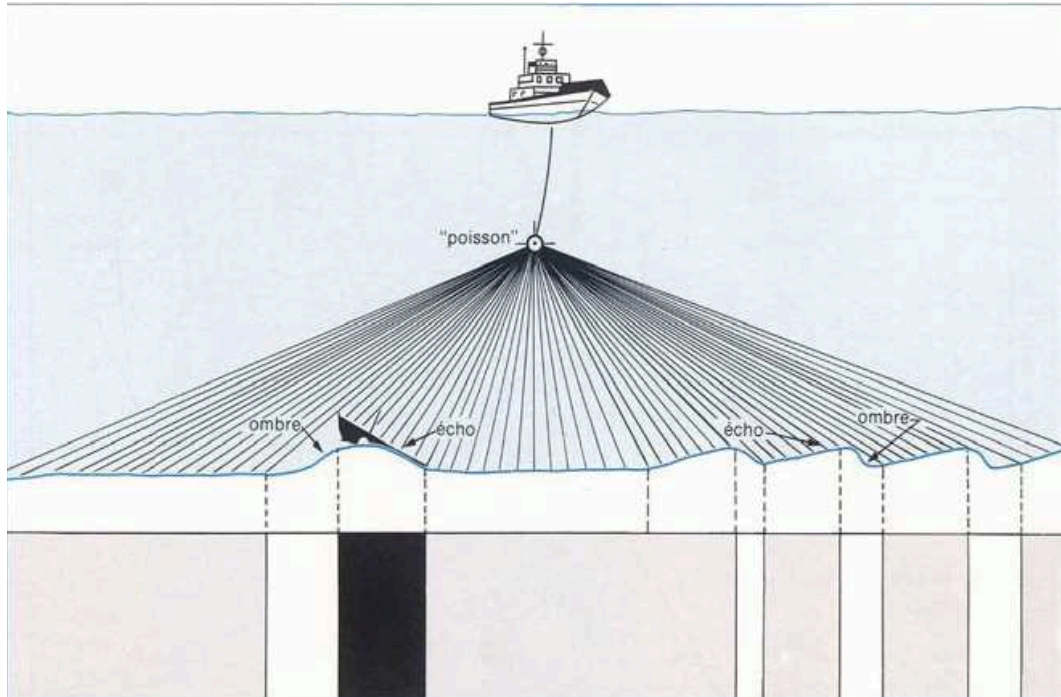


Figure 3.6 Mode de formation des images sonar (sonogrammes).

L'acquisition des données sonar est réalisée avec le logiciel ISIS sonar de la société Triton Elics. Elles sont imprimées en temps réel et sauvegardées sur disque dur. Le poisson sonar est tracté derrière l'embarcation à une altitude constante au-dessus du fond (entre 10 et 15 m). La portée latérale pour l'Edgetech DF1000 a été fixée à 100 m. Cette fauchée (deux fois la portée) offre un bon compromis entre la détection des objets recherchés sur le fond (les structures géologiques et les figures sédimentaires) et la durée d'exécution du levé. La surface moyenne couverte est de l'ordre de $1,4 \text{ km}^2 \cdot \text{h}^{-1}$ à la vitesse moyenne de 5 nœuds. Le logiciel d'acquisition permet de rejouer les profils un à un et ainsi de pointer les signatures acoustiques à échantillonner. En effet, quelle que soit la réponse acoustique, elle nécessite d'être calibrée par des prélèvements sédimentaires ou par des images vidéo sous-marines.

Prélèvement à la benne Shipeck

Il s'agit d'une benne cylindrique qui agit par raclage-découpage du fond. Elle permet de caractériser rapidement la nature du sédiment superficiel. Celui-ci est emprisonné dans la partie mobile semi-cylindrique qui pivote et se libère de la tension du ressort au moment du contact avec le fond (figure 3.7). La surface échantillonnée est de 4 dm^2 , le volume maximum de sédiment récolté de 3 litres, et la profondeur maximum de prélèvement de 10 cm. Deux lests différents peuvent être employés en fonction de la compaction des sédiments. Une dizaine de prélèvements ont été remontés à la surface, photographiés et

archivés. A bord, une analyse granulométrique visuelle a été réalisée pour s'assurer que le point prélevé corresponde bien au faciès recherché. Ainsi, à une zone du sonogramme sonar est associée une couverture sédimentaire.



Figure 3.7 Benne Shipeck (prélèvement sédimentaire). A : benne armée. B : benne déclenchée après prélèvement.

Vidéo tractée

Une caméra couleur haute résolution (Kongsberg OE1372A-003) disposée dans un bâti permet d'acquérir des séquences vidéo du fond à partir du navire (figure 3.8). Le bâti est suspendu et remorqué en dérive, le navire faisant route à petite vitesse. Les enregistrements vidéo sont acquis en numérique sur DVCAM et visionnés à bord en direct. Ce système est mis en œuvre sur chaque point de prélèvement à la benne Shipeck dont la granulométrie paraît intéressante. A chaque mise à l'eau, ce système permet de couvrir la zone où a eu lieu un prélèvement ponctuel pour s'assurer qu'il est bien représentatif du faciès recherché.

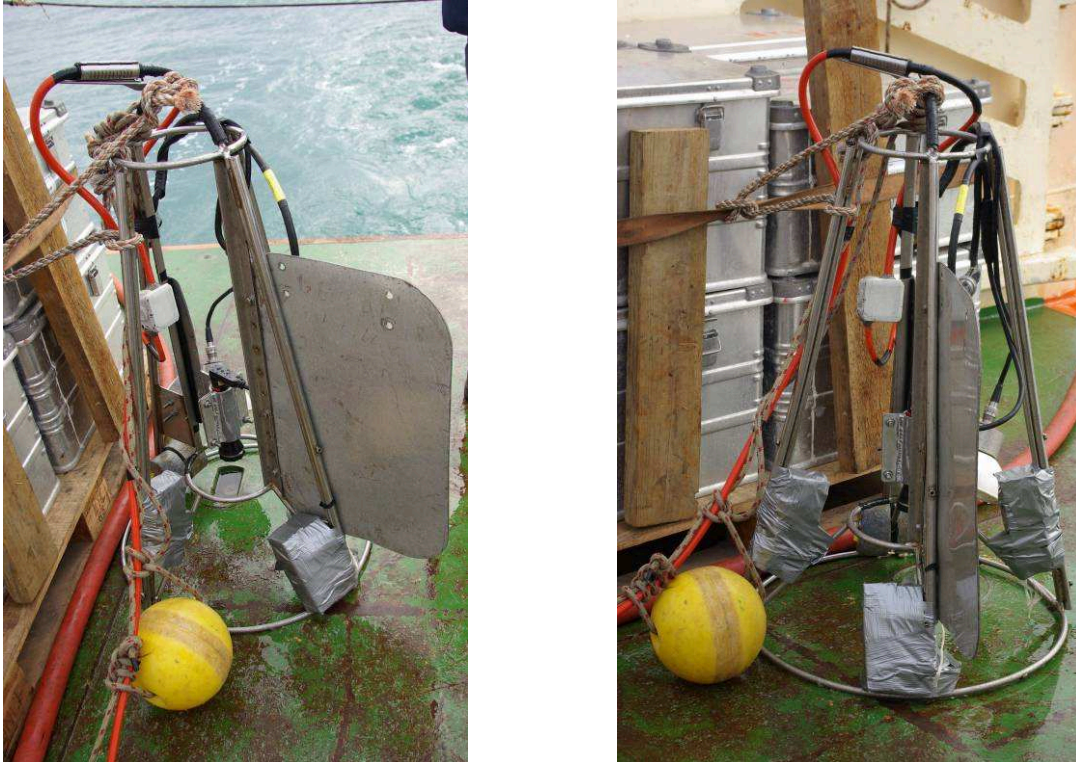


Figure 3.8 Bâti supportant et protégeant la caméra.

3.3.3.2. Mouillage de la structure instrumentée

La structure instrumentée a été immergée sur les quatre points sélectionnés lors de la phase de reconnaissance décrite au paragraphe précédent. L'acquisition des données a duré de 5 (FlaO et Jer) à 21 heures (FlaS) en fonction des stations. La structure était équipée de plusieurs capteurs optiques et acoustiques autonomes qui ont permis d'acquérir des séries temporelles à haute fréquence des vitesses dues aux courants et de la charge en MES. Des prélèvements à la bouteille Niskin ont été réalisés pour calibrer les signaux des capteurs de MES d'une part et pour déterminer la nature des suspensions d'autre part. La description du système DySPI qui a été mis en œuvre (paragraphe 3.2.) ne sera pas reprise ici.

OBS (Optical Backscattering Sensor)

Ce capteur optique est développé par D&A Instrument (Downing *et al*, 1981) pour mesurer la turbidité en un point. Il fait une mesure de rétrodiffusion de l'onde incidente émise toutes les 5 secondes. La réponse de l'OBS (en Volts) est linéaire avec la concentration jusqu'à 4 g.L^{-1} pour des vases (D&A-Instr., 2004). Pour des concentrations élevées (supérieures à 5 g.L^{-1} pour des vases et supérieures à 100 mg.L^{-1} pour des sables),

l'atténuation du signal est telle que la réponse de l'OBS diminue alors avec la concentration.

La réponse de l'OBS varie en fonction de la taille des particules : la rétrodiffusion est inversement proportionnelle à la taille des particules. Selon Bunt *et al.* (1999), le signal rétrodiffusé d'un OBS est 10 fois plus fort pour des particules de 44 μm que pour celles de 106 μm . De plus, la nature des particules influe sur le signal rétrodiffusé. Plusieurs études (Stramski *et al.*, 2001 ; Green *et al.*, 2003) montrent que les particules minérales seraient responsables en majorité de la rétrodiffusion. La présence de floes dans les suspensions induit des variations importantes des réponses optiques du fait des réflexions internes : l'atténuation est assez bien corrélée à la concentration massique pour des floes inférieurs à 100 μm mais pas pour les macrofloes supérieurs à 250 μm . Du fait de la variabilité des particules rencontrées, il est donc important d'effectuer des calibrations spécifiques à chaque site d'étude

Microgranulomètre laser CILAS/IFREMER

Le microgranulomètre laser mesure la taille des particules contenues dans un échantillon d'eau par diffraction. L'intensité de la lumière diffractée est uniquement fonction de la taille des particules : plus une particule est grande, plus la proportion de lumière diffusée dans un petit angle est importante. L'intensité reçue est ainsi reliée aux aires projetées cumulées dans chaque classe de taille. C'est donc une distribution surfacique des particules qui est obtenue. La distribution volumique des particules est ensuite calculée en la multipliant par le diamètre médian de chaque classe (en considérant des particules parfaitement sphériques). La charge totale volumique est obtenue par sommation sur toutes les classes.

Le microgranulomètre laser *in-situ* CILAS/IFREMER fonctionne à 820 nm avec une cellule de mesure de 8 cm^3 . Les 30 classes de taille (0 à 400 μm) sont indiquées dans le tableau 3.2.

Classe n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
D (μm)	0 - 0,7	0,7 - 0,9	0,9 - 1	1 - 1,4	1,4 - 1,7	1,7 - 2	2 - 2,6	2,6 - 3,2	3,2 - 4	4 - 5
Classe n°	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
D (μm)	5 - 6	6 - 8	8 - 10	10 - 12	12 - 15	15 - 18	18 - 23	23 - 30	30 - 36	36 - 45
Classe n°	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
D (μm)	45 - 56	56 - 70	70 - 90	90 - 110	110 - 135	135 - 165	165 - 210	210 - 260	260 - 320	320 - 400

Tableau 3.2 Classes de taille des particules du microgranulomètre laser *in-situ* CILAS/IFREMER (diamètre D en μm).

La distribution volumique des particules est obtenue en proportion de la charge totale volumique exprimée en unité arbitraire (u.a.). La calibration en unité volumique a été réalisée par Gentien *et al* (1995) avec des billes de taille connues. La comparaison avec des mesures de rétrodiffusion optique (OBS) a confirmé sa sensibilité aux agrégats alors que l'OBS est plus sensible aux particules fines (Lunven et Gentien, 2000).

ADV (Acoustic Doppler Velocimeter)

L'ADV permet une mesure haute fréquence des vitesses de l'écoulement. L'instrument utilisé pendant cette campagne est un velocimètre ADV Vector de fréquence acoustique 6 MHz commercialisé par Nortek. Le principe de mesure repose sur l'effet Doppler : l'ADV envoie, via un émetteur central, une onde acoustique qui se propage dans l'eau chargée de particules en suspension. Cette onde est réfléchiée par les particules en mouvement, créant alors un déphasage de l'onde réfléchiée. Trois récepteurs enregistrent le déphasage entre l'onde transmise et l'onde réfléchiée, et quantifient les composantes tridimensionnelles (u, v, w) de la vitesse représentative des particules. Le volume de mesure réduit (0,8 cm³) permet d'accéder à la vitesse de l'écoulement, supposée identique à la vitesse des particules, avec une bonne précision ainsi qu'aux plus petites structures turbulentes. La précision des mesures est de l'ordre de 1 mm.s⁻¹. Le volume de mesure est situé 15 cm en dessous de l'appareil ce qui permet d'obtenir une mesure non perturbée par le capteur (instrument non intrusif).

L'instrument est autonome que ce soit en capacité de stockage des données ou en énergie. La fréquence de mesure des vitesses instantanées est fixée par l'utilisateur (de 1 à 64 Hz). Durant cette campagne, le choix à été arrêté à 16 Hz pour pouvoir accéder aux quantités turbulentes. L'autonomie de l'instrument a permis un enregistrement en continu.

L'ADV est équipé d'un capteur de pression haute résolution (précis au mm) enregistrant les variations de hauteur d'eau à la cadence des mesures de vitesses de courant, d'un capteur de température (précision de 0,1°C) et d'un compas pour orienter le vecteur vitesse en fonction des coordonnées géographiques Est/Nord/Haut en temps réel. Ce compas permet de compenser l'éventuel mouvement de l'instrument. Les données du compas et de température sont enregistrées toutes les minutes.

Après étalonnage, la réponse acoustique de l'ADV permet d'estimer la concentration en MES. En effet, l'intensité acoustique de l'onde rétrodiffusée dépend de la concentration en particules contenues dans le volume de mesure. Ce volume étant réduit, la concentration peut être supposée homogène, l'étalonnage de la relation intensité/concentration en MES permet ainsi d'estimer les concentrations *in-situ* (Kawanisi et Yokosi, 1997; Voulgaris et Meyers, 2004).

Il faut cependant noter que l'intensité acoustique rétrodiffusée est contrôlée à la fois par la concentration et la distribution en classe des MES : la variabilité granulométrique naturelle des MES et les processus de floculation peuvent donc contribuer à faire varier la relation d'étalonnage intensité/MES. La gamme granulométrique détectable dépend de la longueur d'onde émise par l'ADV. Dans cette étude, l'ADV utilisé émet à 6 MHz, ce qui correspond à des particules dont la taille opérationnelle est comprise entre 10 μm et 200 μm (Voulgaris et Meyers, 2004). Le signal est saturé pour des particules supérieures à 390 μm . Il est donc préférable de calibrer le signal de retour de l'ADV à partir du matériel représentatif de l'environnement étudié.

Fluorimètre

Un fluorimètre est un instrument optique qui utilise les propriétés de fluorescence de la chlorophylle-a pour évaluer la biomasse de phytoplancton présente dans l'eau. L'instrument émet un faisceau de lumière de longueur d'onde 470 nm (bleu) qui excite la chlorophylle-a, celle-ci retransmet cette lumière à 630 nm (rouge). Le capteur traduit cette intensité lumineuse en une tension (volts) qui est proportionnelle à la concentration de chlorophylle-a. Après calibration du fluorimètre, la biomasse de phytoplancton (exprimée en $\mu\text{g.L}^{-1}$) est déduite.

Le fluorimètre utilisé est commercialisé par Seapoint. Une mesure est enregistrée toutes les 5 secondes. La connaissance de la concentration en chlorophylle-a permet de différencier la part de la turbidité due aux particules phytoplanctoniques de celle due aux particules minérales.

Profileur de courant ADP (Acoustic Doppler Profiler)

Contrairement aux ADV qui réalisent une mesure ponctuelle, les profileurs de courant permettent la mesure d'un profil vertical de vitesse. Ils utilisent l'effet Doppler pour mesurer les fluctuations de vitesse dans le cône de mesure de chaque faisceau émetteur (figure 3.9). Les ondes acoustiques émises sont réfléchies par les particules en suspension dans la colonne d'eau en plusieurs niveaux. La taille de ces différents niveaux de mesures, appelés « cellules », est choisie par l'utilisateur et résulte du meilleur compromis entre une bonne résolution spatiale et une faible erreur sur la mesure. Les grandeurs enregistrées sont : l'intensité et la direction des courants, l'intensité rétrodiffusée (pour chaque faisceaux), la température, la pression ainsi que des paramètres additionnels tels que l'inclinaison de l'instrument, le voltage de la batterie, la corrélation entre les faisceaux...

L'instrument utilisé lors de cette campagne est un ADP SonTek à trois faisceaux fonctionnant à une fréquence de 1000 KHz. L'épaisseur des cellules a été fixée à 0,5 m, l'instrument enregistre un profil de vitesse toutes les 15 secondes.

Lorsque le signal acoustique rétrodiffusé est suffisamment puissant, son étalonnage peut être effectué pour estimer la concentration en MES de la colonne d'eau.

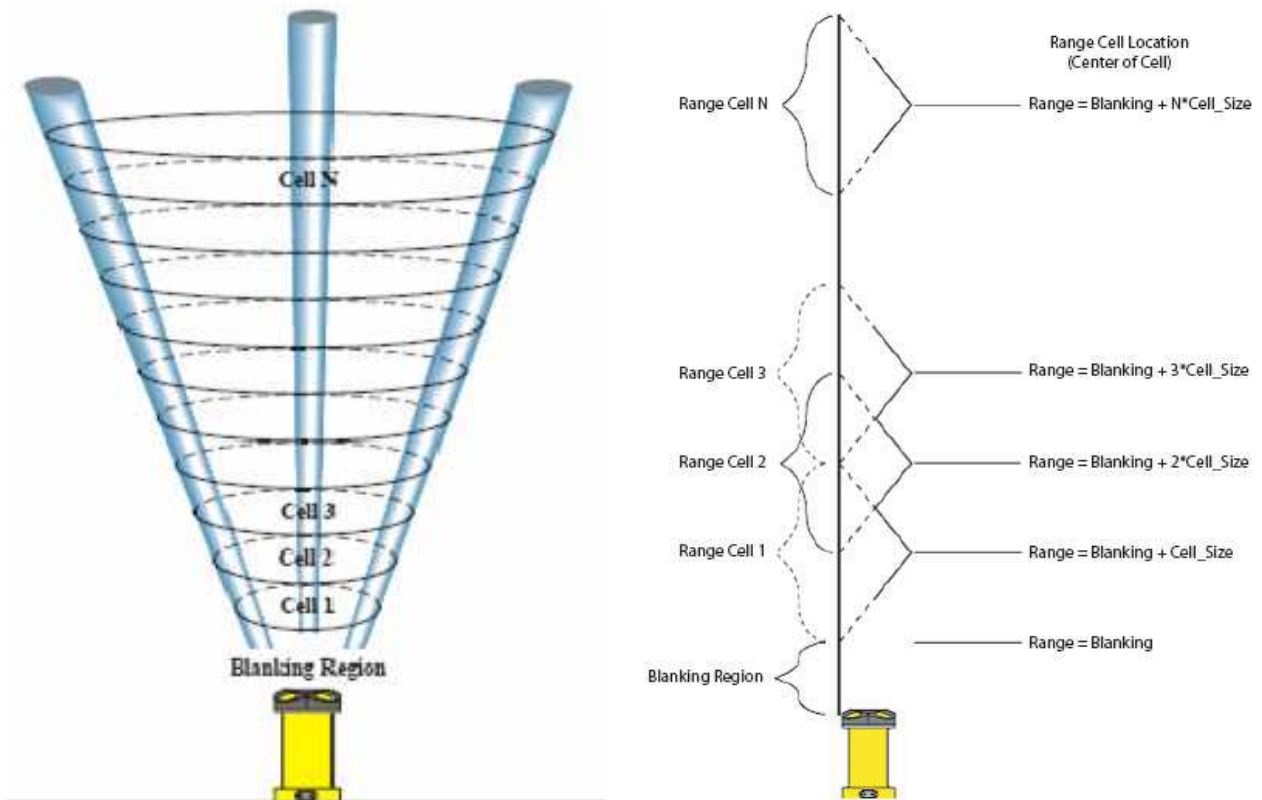


Figure 3.9 Principe de réalisation du profil de vitesse par un ADP : position et portée des cellules de mesures (d'après Sontek, 2000).

3.3.3.3. Prélèvement d'eau et profil de MES

Une fois la structure instrumentée mouillée, des prélèvements d'eau ont été réalisés toutes les heures pour mesurer les MES. Ils sont effectués à la bouteille Niskin de 5 litres en trois profondeurs : surface (3 m), mi-profondeur (10 à 15 m), fond (30 cm au dessus du fond). Une bouteille Niskin spéciale est utilisée pour le prélèvement au fond : elle est lestée et maintenue à l'horizontale, le contact avec le fond déclenche sa fermeture (figure 3.10).



Figure 3.10 **Bouteille Niskin utilisée pour les prélèvements d'eau au fond.**

Les mesures de MES sont effectuées par pesée à l'aide d'une balance de précision. Une fois à bord, l'eau de mer est filtrée afin de retenir le matériel particulaire. Le filtre est séché et pesé avant et après la filtration. La différence de poids permet de déterminer la masse sèche de MES dans le volume filtré. Les mesures sont réalisées sur des filtres de type Whatman GF/F de 47 mm de diamètre selon les procédures décrites dans Aminot et Chaussepied (1983). Dans ces conditions, les précisions obtenues sont de $\pm 0,15 \text{ mg.L}^{-1}$.

Deux méthodes ont été mises en œuvre pour caractériser la nature des particules :

- La perte au feu a permis de différencier la matière en suspension organique (POM) des particules inorganiques (PIM). L'échantillon sur son filtre est placé dans un four à 450°C pendant 20 heures. La perte de masse après calcination donne directement la quantité de matière organique présente dans l'échantillon. Il faut éviter les températures plus élevées car les carbonates se fractionnent, augmentant artificiellement la masse de matière calcinée.
- Le microscope électronique à balayage (MEB) a permis d'obtenir des images de la surface des particules. Le contraste de l'image est donné par le relief de l'échantillon. Ainsi, la forme, la texture et la topographie des grains peuvent être appréciées. La nature minéralogique des particules est déterminée par observation ou par identification des éléments chimiques grâce à un détecteur de rayon X EDS (Every Dispersive Spectrophotometry) couplé au MEB.

3.3.3.4. Prélèvements non perturbés de la couverture sédimentaire

Des prélèvements non perturbés des dix premiers centimètres de la couverture sédimentaires ont été réalisés. Les objectifs poursuivis (classement granulométrique vertical et suivi de l'infiltration des particules fines) imposaient un minimum d'échange de matière entre les différentes couches prélevées. Les faciès investigués, à la fois grossiers et hétérométriques, excluaient l'utilisation des moyens de prélèvements habituels du type benne ou carottier à pénétration verticale. Plusieurs techniques alternatives (benne motorisée à pénétration horizontale, carottier actionné par plongeur avec pénétration à 45°) ont été développées et testées sans succès. La solution retenue consiste à prélever des couches de 2 cm d'épaisseur directement sur le fond. Par groupe de deux, les plongeurs enfoncent un cadre en forme de U dans le sédiment (figure 3.11). Ce cadre empêche les bords de s'effondrer lorsque les premières couches ont été prélevées. Il est marqué sur sa hauteur tous les 2 cm. Une fois en place, un premier plongeur prélève les deux premiers centimètres de sédiment à la spatule et les dispose dans un sac hermétique présenté par le deuxième plongeur dans l'axe du courant. La masse prélevée doit être suffisamment importante pour obtenir une quantité significative de particules fines (de taille inférieure à 63 μm). En chaque point atelier, deux séries de cinq prélèvements ont été remontées à la surface pour analyses.



Figure 3.11 Prélèvement non perturbé d'une couche sédimentaire de deux centimètres d'épaisseur.

Le premier traitement a consisté à séparer les fractions granulométriques de chaque prélèvement par un tamisage à l'eau sur une colonne de six tamis : 5 mm, 2 mm, 1 mm, 0,5 mm, 0,25 mm, 0,063 mm. L'eau de lessivage, chargée en particules inférieures à 63 μm , est mise à décanter pendant une semaine. La fraction fine est récupérée après

siphonage de l'eau claire surnageante. Chacune des fractions est pesée après avoir été séchée à l'étuve. La courbe granulométrique peut ainsi être tracée pour chaque échantillon. Le classement granulométrique vertical peut être apprécié lorsque les cinq échantillons d'un même point ont été traités.

Les fractions fines (inférieures à 63 μm) de chaque échantillon ont été conditionnées pour effectuer une mesure de spectrométrie gamma. Cette technique permet de mesurer la concentration en radioéléments dans le sédiment, elle est non destructrice, multiéléments et économe en temps. Le spectromètre gamma mesure l'énergie perdue dans le détecteur par les photons gamma émis (caractérisation du radioélément en fonction de l'énergie) et comptabilise le nombre d'émissions pendant une durée donnée (détermination de l'activité du radioélément). Il s'agit soit d'une mesure directe lorsque le radioélément émet un rayonnement gamma lors de sa désintégration, soit d'une mesure indirecte (pour un radioélément émettant un rayonnement alpha et dans le cas des filiations radioactives) lorsque le radioélément est estimé à partir de la mesure d'un radioélément différent, émetteur d'un rayonnement gamma. A l'issue de la période de mesure, le spectromètre gamma délivre un spectre qui représente le nombre de photons détectés sur la durée du comptage en fonction de leur énergie. Il est caractérisé par un bruit de fond et différents pics qui correspondent chacun à un rayonnement gamma issu d'un radioélément particulier. La surface des pics permet de déterminer l'activité de l'échantillon en Becquerel (Bq) (nombre de désintégrations par seconde) par unité de masse ou de volume. Cette mesure quantitative nécessite au préalable une calibration de l'appareil en fonction de l'énergie et de la géométrie utilisée.

Les mesures de spectrométrie gamma ont permis de tracer les particules marquées par la radioactivité.

3.4. Résultats de la campagne SEDHETE

3.4.1. Caractérisation physique des faciès sédimentaires

Plusieurs méthodes ont permis de caractériser les faciès sédimentaires dont on a cherché à étudier la dynamique :

- une couverture au sonar à balayage latéral ;
- des prélèvements sédimentaires ;
- des observations vidéo.

3.4.1.1. Station Job

Le sonogramme du point Job, situé au Sud du nez de Jobourg (1,95°W / 49,63°N) est présenté sur la figure 3.12. Il met en évidence un faciès marqué par les roches affleurantes et des accidents bathymétriques à l'exception de la zone située autour du point légendé Z1E dont la couverture sédimentaire apparaît homogène. Les prélèvements à la benne Shipeck et les observations vidéo (vidéo tractée et système DySPI) ont fait ressortir un sédiment très grossier et hétérogène formé de galets et de sables envasés constitués de nombreux débris coquilliers (figure 3.13). Les observations de la coupe sédimentaire avec le système DySPI ont montré un classement granulométrique vertical : une couche de particules plus grossières en surface recouvre un sédiment sableux. Les prélèvements non perturbés sont venus confirmer ces observations. Les courbes granulométriques de la figure 3.14 mettent en évidence le classement vertical : la couche de surface (entre 0 et 2 cm de profondeur) est constituée majoritairement de graviers et cailloutis (65% de grains supérieurs à 2 cm) et contient moins d'1% de vase (grains inférieurs à 63 µm) alors que les couches sous jacentes (jusqu'à 10 cm de profondeur) sont assez homogènes avec environ 30% de graviers pour 2% de vase. La médiane de ces dernières se situe dans les sables moyens (taille comprise entre 0,25 mm et 0,5 mm). Ce classement vertical est représentatif d'une couverture sédimentaire soumise au phénomène de pavage. Les résultats des tamisages de deux séries de cinq prélèvements sont consignés dans le tableau 3.3. La couche de surface correspond au faciès décrit par Vaslet *et al.* (1978) et qualifié de cailloutis lithoclastiques sablo-graveleux. Par contre, les couches sous jacentes présentent une granulométrie plus fine, la proportion de galets est moindre que celle estimée par Vaslet *et al.* (1978) (30% contre 85%). Cette différence est sans doute due au moyen de prélèvement : les données issues des prélèvements par bennes dans un sédiment grossier ont tendance à sous estimer la portion de particules fines qui est lessivée lors de la remontée de la benne à bord du bateau. De plus, les bennes ne permettent qu'un échantillonnage de la surface de la couverture sédimentaire, ce qui entraîne une surreprésentation de la couche de pavage quand elle est présente.

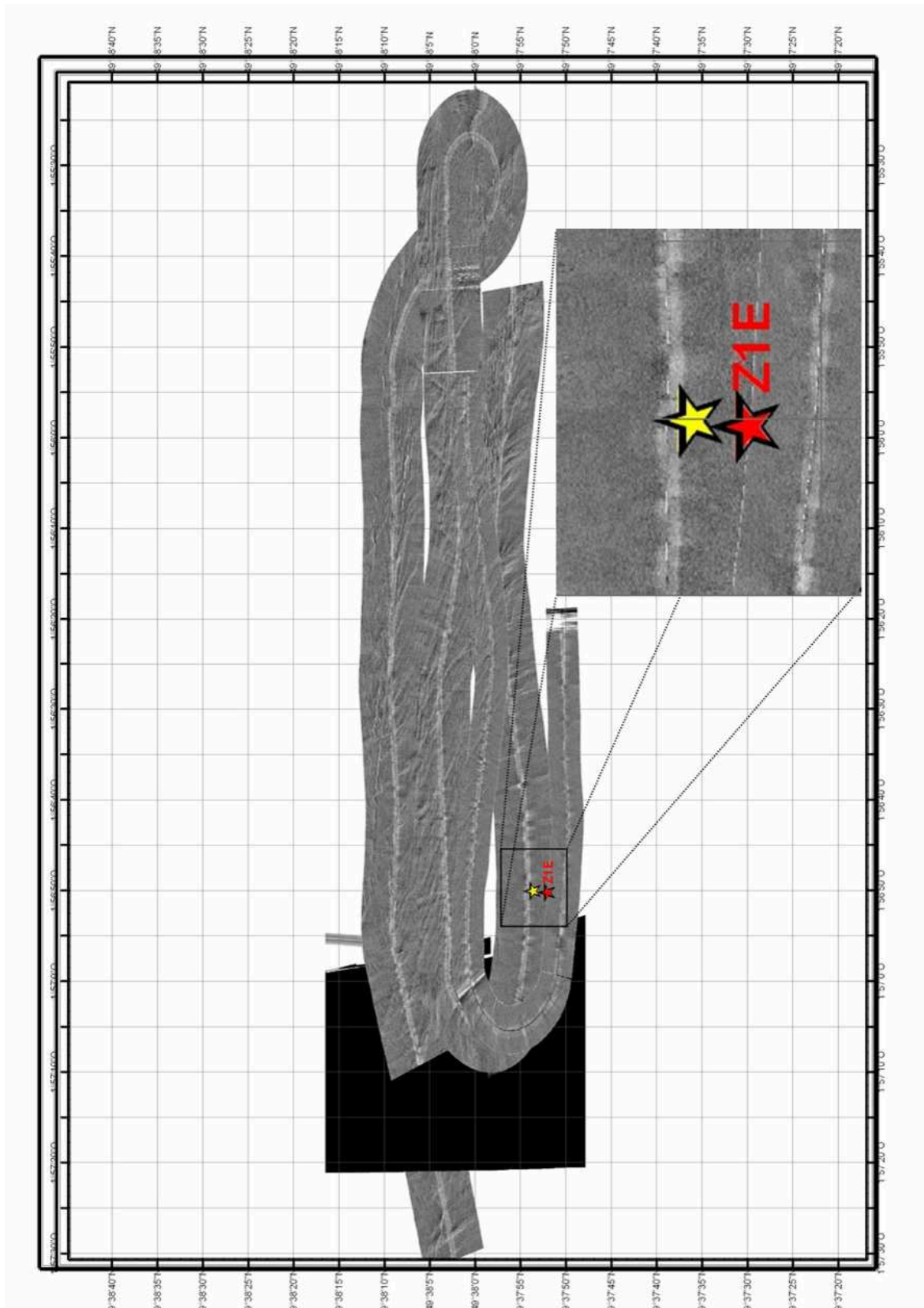


Figure 3.12 Sonogramme au Sud du nez de Jobourg. L'étoile rouge marque le point de mouillage, l'étoile jaune est le point de prélèvement à la benne et d'observation à la vidéo tractée.

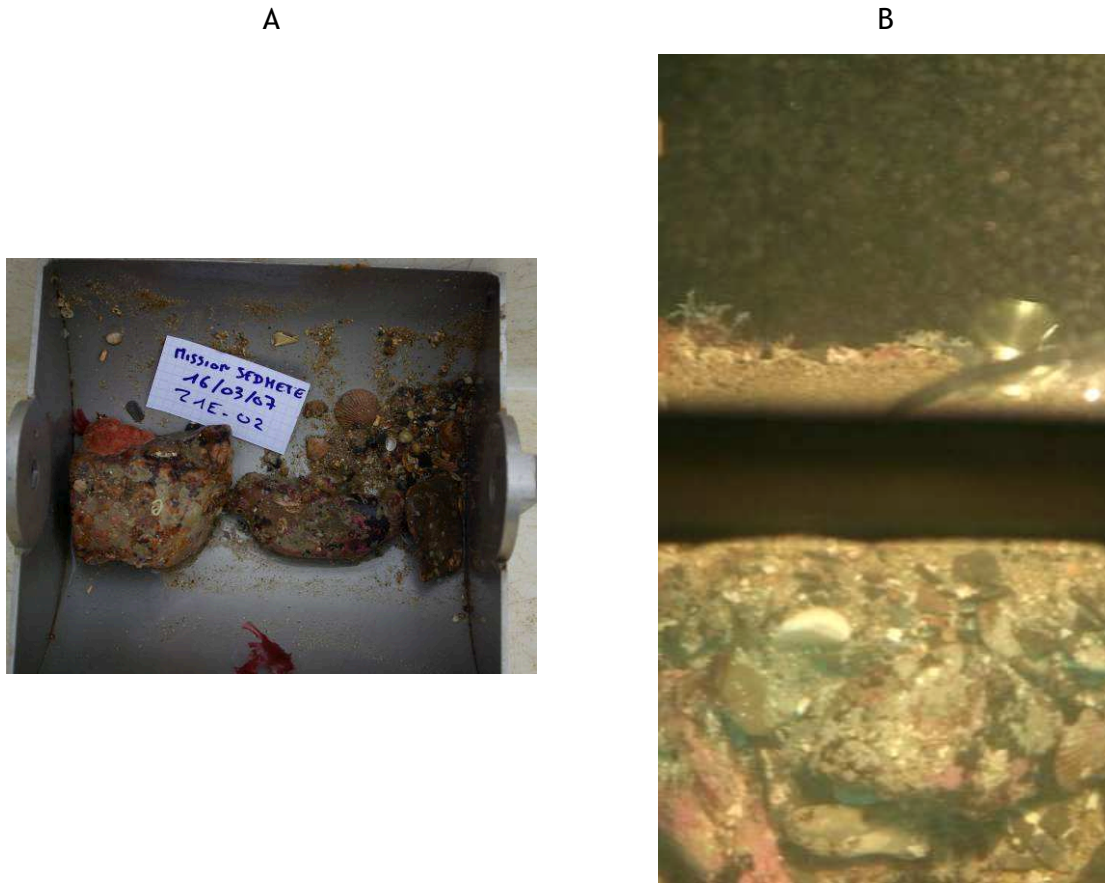


Figure 3.13 Faciès sédimentaire de la station atelier Job. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B : Image prise par le DySPI (vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse).

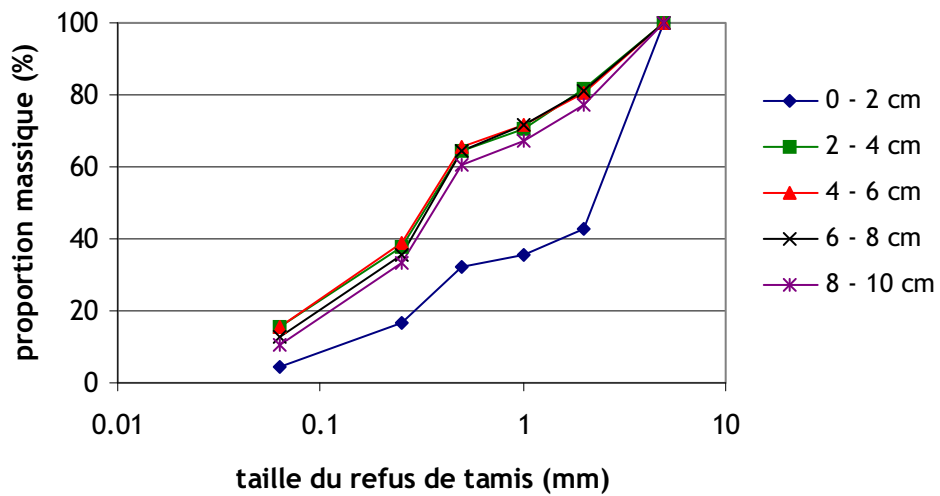


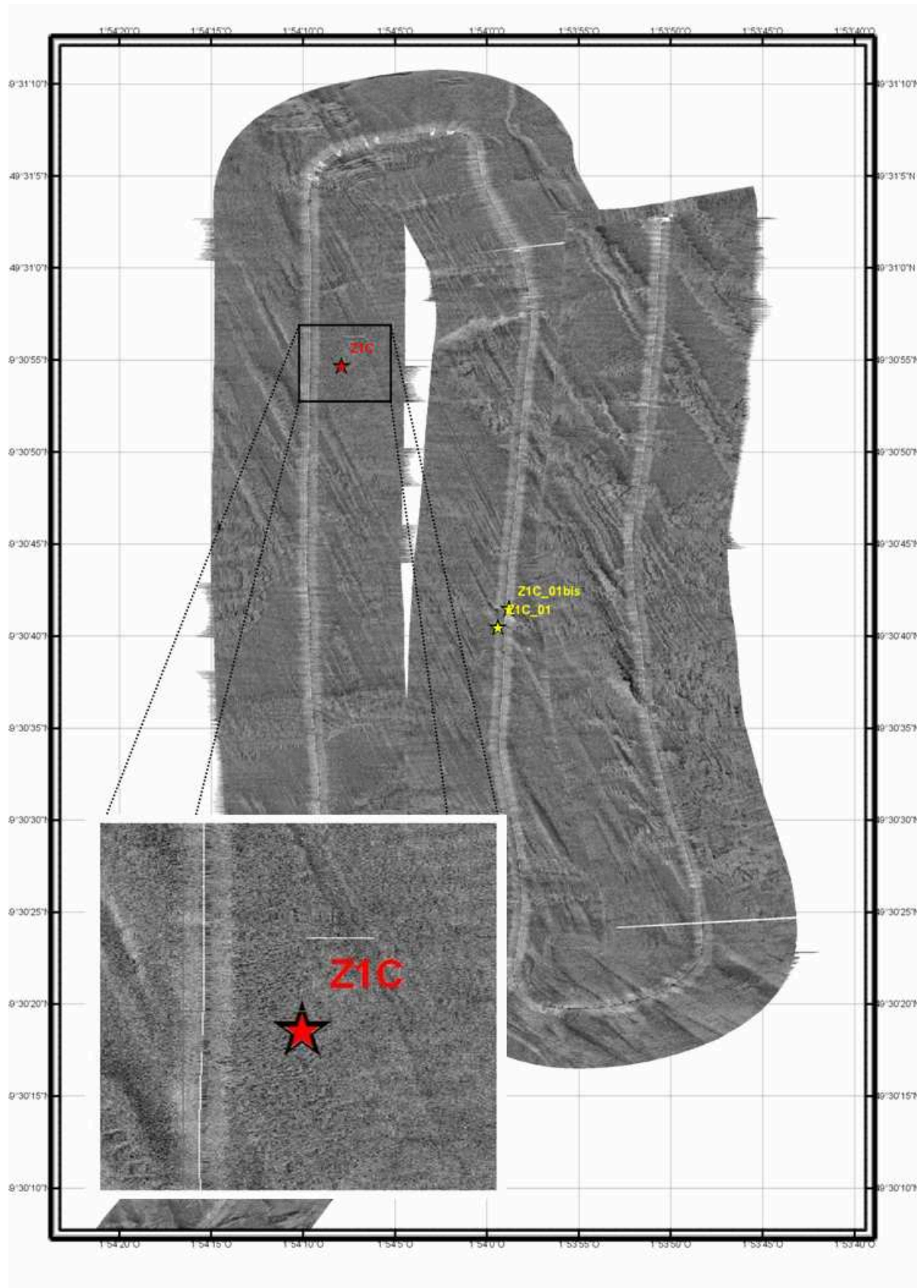
Figure 3.14 Point Job. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

profondeur (cm)	classes granulométriques (mm)						
	>5	2 à 5	1 à 2	0,5 à 1	0,25 à 0,5	0,063 à 0,25	<0,063
0 à 2	57.0	7.2	3.6	15.3	12.2	4.2	0.4
2 à 4	18.5	11.0	6.0	26.8	22.2	13.4	2.1
4 à 6	19.5	8.6	6.1	26.8	23.4	13.2	2.3
6 à 8	18.7	9.9	6.8	28.9	22.9	11.3	1.5
8 à 10	22.6	10.4	6.6	26.9	22.7	9.5	1.3
moyenne	27.24	9.43	5.82	24.95	20.70	10.34	1.53

Tableau 3.3 Point Job. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

3.4.1.2. Point FlaO

Le sonogramme du point FlaO, situé à l'Ouest du cap de Flamanville (1,90° W / 49,51° N) est présenté sur la figure 3.15. Il met en évidence des trainées sableuses orientées dans un axe Nord-Ouest Sud-Est en alternance avec des zones apparemment plates et homogènes. Walker (2001) a décrit ces figures sédimentaires présentes au cap de Flamanville, elles recouvrent un platier rocheux ou un substrat gravelo-caillouteux et sont le signe d'un transit de sable par charriage sous l'action d'un courant. Les observations réalisées dans une trainée suffisamment large (autour du point légendé Z1C) ont montré une dominance de sables moyens à grossiers contenant de nombreux débris coquilliers et des graviers (figure 3.16). Les courbes granulométriques issues des prélèvements non perturbés ne font pas apparaître de classement vertical : la répartition granulométrique est homogène sur la profondeur (figure 3.17 et tableau 3.4), avec un diamètre médian d'environ 1 mm (sable grossier) qui correspond au faciès de sables litho-bioclastiques graveleux décrit par Vaslet *et al.* (1978). Cette couverture sédimentaire bien mélangée est confirmée par l'une des vues en coupe (figure 3.16.C) où seuls les débris de coquilles semblent se démarquer par leur taille plus importante. Cependant, l'autre vue en coupe (figure 3.16.B), prise quelques heures auparavant, fait apparaître un classement vertical : les plus gros grains sont positionnés en surface. On est donc en présence d'une couverture sédimentaire, soumise à un pavage dynamique, sans doute située en bordure de trainée sableuse.



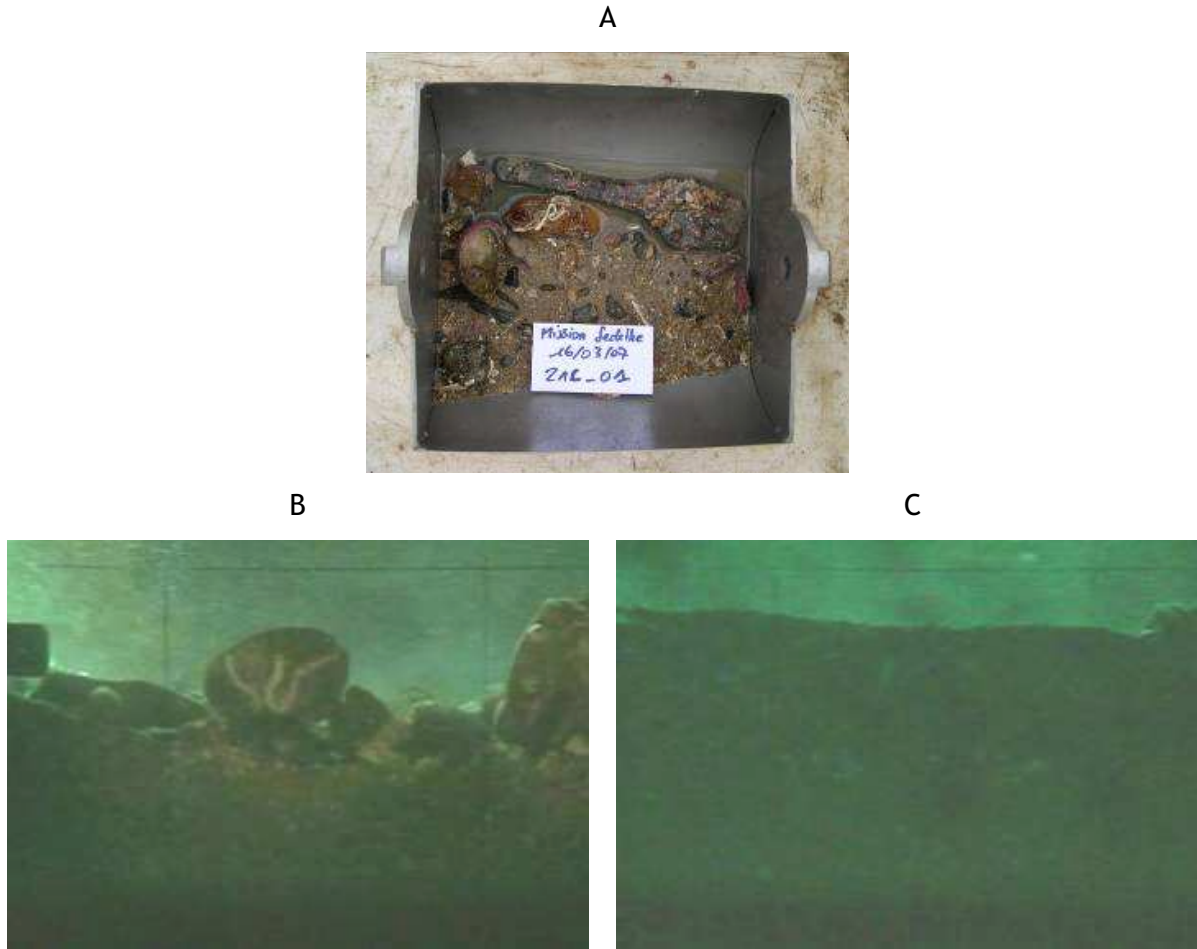


Figure 3.16 Faciès sédimentaire de la station atelier FlaO. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B et C : Vues en coupe prises par le DySPI à deux moments différents du cycle de marée.

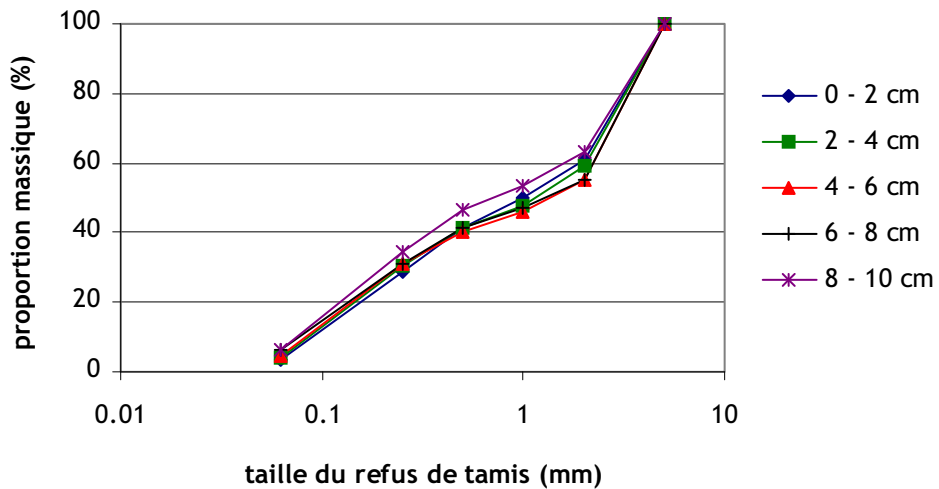


Figure 3.17 Point FlaO. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

profondeur (cm)	classes granulométriques (mm)						
	>5	2 à 5	1 à 2	0,5 à 1	0,25 à 0,5	0,063 à 0,25	<0,063
0 à 2	39.3	10.6	8.7	12.5	25.5	3.2	0.2
2 à 4	41.0	11.0	6.7	10.6	27.0	3.6	0.1
4 à 6	44.8	9.2	5.8	9.2	26.3	4.1	0.7
6 à 8	44.8	8.1	5.9	10.4	24.3	4.6	2.0
8 à 10	36.9	9.4	6.9	12.5	28.1	5.0	1.2
moyenne	41.35	9.66	6.77	11.06	26.22	4.12	0.83

Tableau 3.4 Point FlaO. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

3.4.1.3. Point FlaS

Le point FlaS, situé au Sud du cap de Flamanville (1,87°W / 49,49°N), a été retenu car les conditions météorologiques ont imposé une station atelier abritée du fort vent de Nord pour pouvoir mouiller la structure. Sa position a été déterminée à partir des contraintes courantologiques, bathymétriques et sédimentologiques décrites au paragraphe 3.3.2. Les sonogrammes réalisés par Guillaumont *et al.* (1987) ont permis d'éviter les accidents morphologiques du substrat. La photo de la figure 3.18 nous montre une couverture sédimentaire gravo-sableuse avec la présence de galets posés en surface. Les courbes granulométriques ne font pas apparaître de classement significatif (figure 3.19). Les deux premières couches de surface (entre 0 et 4 cm de profondeur) sont cependant plus fines que les couches sous-jacentes. La médiane est située entre 0,5 et 1 mm, dans les sables grossiers. Les résultats du tamisage d'une série de cinq prélèvements sont consignés dans le tableau 3.5.



Figure 3.18 Faciès sédimentaire de la station atelier FlaS. Image prise par le DySP (vue du dessus).

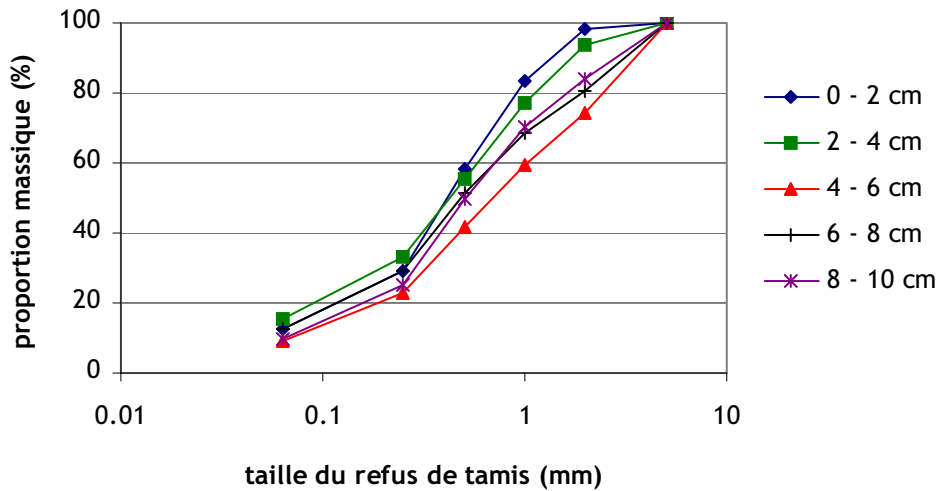


Figure 3.19 Point FlaS. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

profondeur (cm)	classes granulométriques (mm)						
	>5	2 à 5	1 à 2	0,5 à 1	0,25 à 0,5	0,063 à 0,25	<0,063
0 à 2	1.93	14.44	25.59	29.03	16.56	11.34	1.1
2 à 4	6.48	16.15	22.15	21.84	18.06	14.87	0.46
4 à 6	25.47	15.34	17.23	19.27	13.58	8.82	0.28
6 à 8	19.55	12.04	16.79	22.52	16.57	12.19	0.34
8 à 10	16.18	13.35	20.71	24.77	15.35	9.08	0.56
moyenne	13.92	14.27	20.50	23.49	16.02	11.26	0.54

Tableau 3.5 Point FlaS. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

3.4.1.4. Point Jer

Le sonogramme du point Jer, situé au Sud de Jersey (2,13°W / 49,12°N), est présenté sur la figure 3.20. Il met en évidence un faciès marqué par les roches affleurantes et des accidents bathymétriques (fractures, stratifications) à l'exception de la zone située au Sud du point légendé Z2C dont la couverture sédimentaire apparaît homogène. Les prélèvements à la benne Shipeck ont fait ressortir un sédiment très grossier formé principalement de galets et de graviers (figure 3.21.A). Les observations vidéo ont permis d'observer un placage de sable sous les pavés en surface (figure 3.21.B). Les prélèvements non perturbés ont confirmé ces observations (figure 3.22 et tableau 3.6). La répartition granulométrique sur la profondeur est révélatrice du phénomène de pavage qui y a lieu. La couche de surface est composée de 90% de grains supérieurs à 5 cm alors que les couches

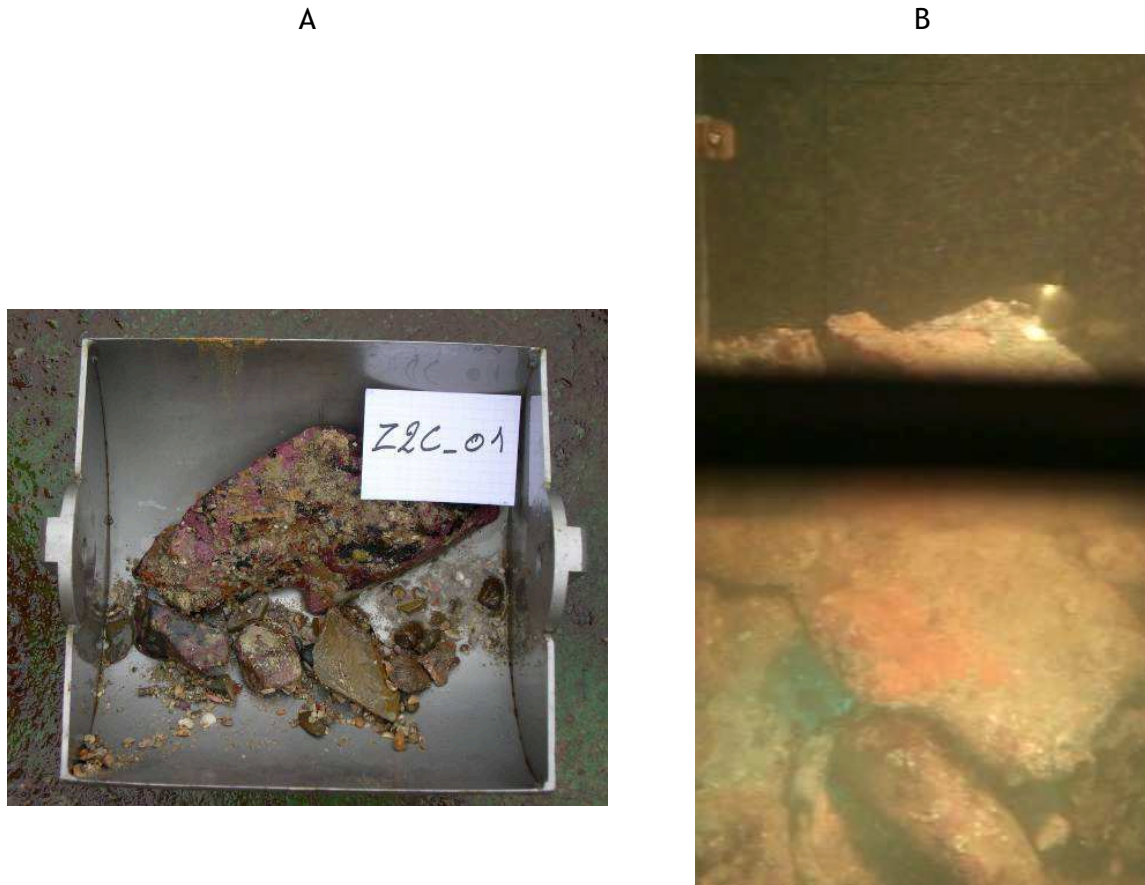


Figure 3.21 Faciès sédimentaire de la station atelier Jer. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B : Image prise par le DySPI (vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse).

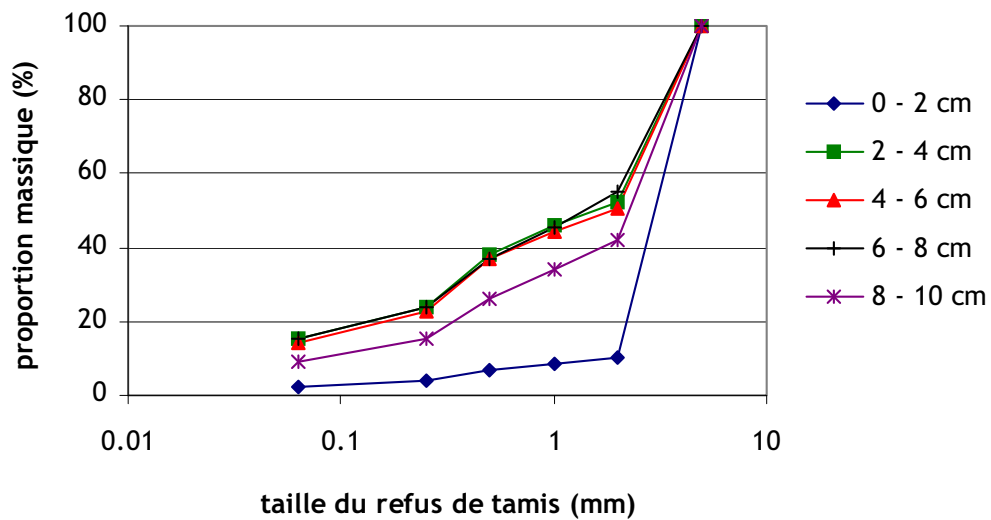


Figure 3.22 Point Jer. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

profondeur (cm)	classes granulométriques (mm)						
	>5	2 à 5	1 à 2	0,5 à 1	0,25 à 0,5	0,063 à 0,25	<0,063
0 à 2	89.97	1.64	1.63	2.76	1.74	1.23	1.0
2 à 4	47.49	6.25	8.45	13.68	8.95	7.73	7.46
4 à 6	49.37	6.08	7.72	13.92	8.74	6.87	7.31
6 à 8	45.12	9.51	8.25	13.17	8.68	7.25	8.02
8 à 10	58.15	7.98	7.89	10.54	6.45	4.75	4.24
moyenne	58.02	6.29	6.79	10.81	6.91	5.56	5.61

Tableau 3.6 Point Jer. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les deux centimètres.

3.4.1.5. Synthèse

Les quatre faciès investigués ont des particularités différentes que l'on peut synthétiser ainsi :

- Job présente un pavage permanent composé de galets et de cailloutis en surface et de sables moyen biens triés en profondeur. On y retrouve de nombreux débris coquilliers.
- Fla0 ne présente pas de classement vertical permanent, le pavage est dynamique. La couverture sédimentaire est composée d'un mélange bimodal de sables moyens et de cailloutis. De nombreux débris coquilliers sont présents. Ce faciès est similaire à celui de Job à l'exception des galets qui stabilisent le pavage sur cette dernière station.
- FlaS est le faciès le plus fin. Aucun classement vertical n'est observé. La couverture est homogène et bien triée, avec un D_{50} dans les sables grossiers. On y retrouve de nombreux débris coquilliers.
- Jer est le faciès le plus grossier. Il présente un pavage permanent très marqué composé de galets en surface et d'un mélange bimodal de sables grossiers et de cailloutis en profondeur. La proportion de fines dans les couches sous-jacentes est la plus importante de tous les faciès investigués (environ 6 %).

Il est intéressant de noter que **ce sont les faciès les plus grossiers en surface, avec une couche pavée (Jer et Job), qui contiennent la proportion de particules fines la plus importante.** Ces dernières sont piégées dans une matrice plus grossière et protégées de l'érosion par la couche de surface.

Malgré leur présence importante, la proportion de débris coquilliers qui compose chaque faciès n'a pas été mesurée. La distribution du sable bioclastique suivant chaque fraction granulométrique est une donnée facilement accessible qui permettrait d'affiner la caractérisation de la dynamique sédimentaire d'un faciès.

3.4.2. Estimation des grandeurs hydrodynamiques

Deux instruments ont permis de calculer les grandeurs hydrodynamiques :

- l'ADV Nortek en un point situé à 30 cm du fond en amont de la structure ;
- l'ADP Sontek en un profil au droit de la structure (à partir de 2,55 m du fond).

Ils ont fourni la hauteur d'eau h (par le biais d'une mesure de pression p) et les trois composantes de la vitesse (u , v , w) à la fréquence d'un profil toutes les 15 secondes pour l'ADP et de 16 mesures toutes les secondes pour l'ADV. Une analyse spectrale de ces variables permet d'obtenir les paramètres de vague (Wiberg et Sherwood, 2008). Elle a été réalisée sur les séries de données acquises sur les 4 points ateliers sans révéler la présence significative de vagues. Pendant la campagne, les observations de l'état de la mer avaient révélé une mer calme.

Les figures 3.23 et 3.24 présentent les données extraites des mesures ADP : les profils de vitesse ainsi que la vitesse moyenne sur la verticale et la hauteur d'eau sur chaque point ateliers, les séquences de prises d'images vidéo y sont indiquées. Les trois points FlaO, FlaS et Job sont représentatifs d'une onde de marée progressive : le maximum de courant de flot est observé au moment de l'étale de pleine mer ; le maximum de courant de jusant est atteint à l'étale de basse mer. Au point Jer, situé au Sud de Jersey, le maximum de flot est atteint à mi-marée montante, les renverses de courant ont lieu au moment des étales de niveaux : l'onde de marée est stationnaire.

Les deux points pour lesquels un cycle de marée entier a été mesuré (FlaS et Job) font apparaître une dissymétrie de la marée : l'amplitude du courant de flot portant secteur Nord est supérieure à celle de jusant portant secteur Sud.

Les amplitudes de courants enregistrées sont importantes : supérieures à 1 m.s^{-1} à l'exception du point FlaS qui a été investigué lorsque les coefficients de marée étaient moins importants.

Ces différentes caractéristiques sont en accord avec les observations consignées dans l'atlas des courants de marée du golfe Normand-Breton publié par le SHOM (1998).

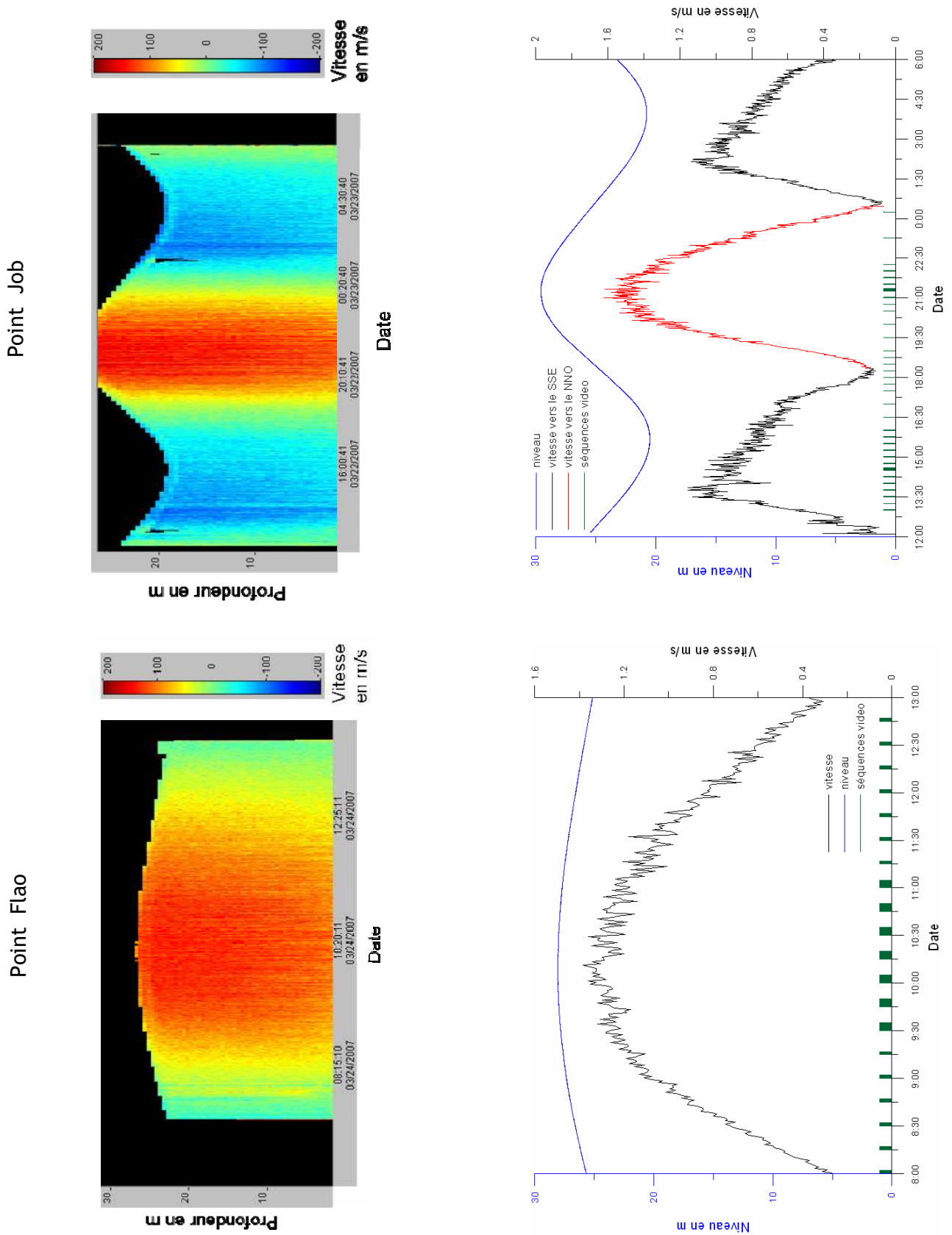


Figure 3.23 Profils de vitesse et séries temporelles de la vitesse moyenne sur la verticale et de la hauteur d'eau aux stations Job et FlaO. Les séquences de prise d'images vidéo sont indiquées.

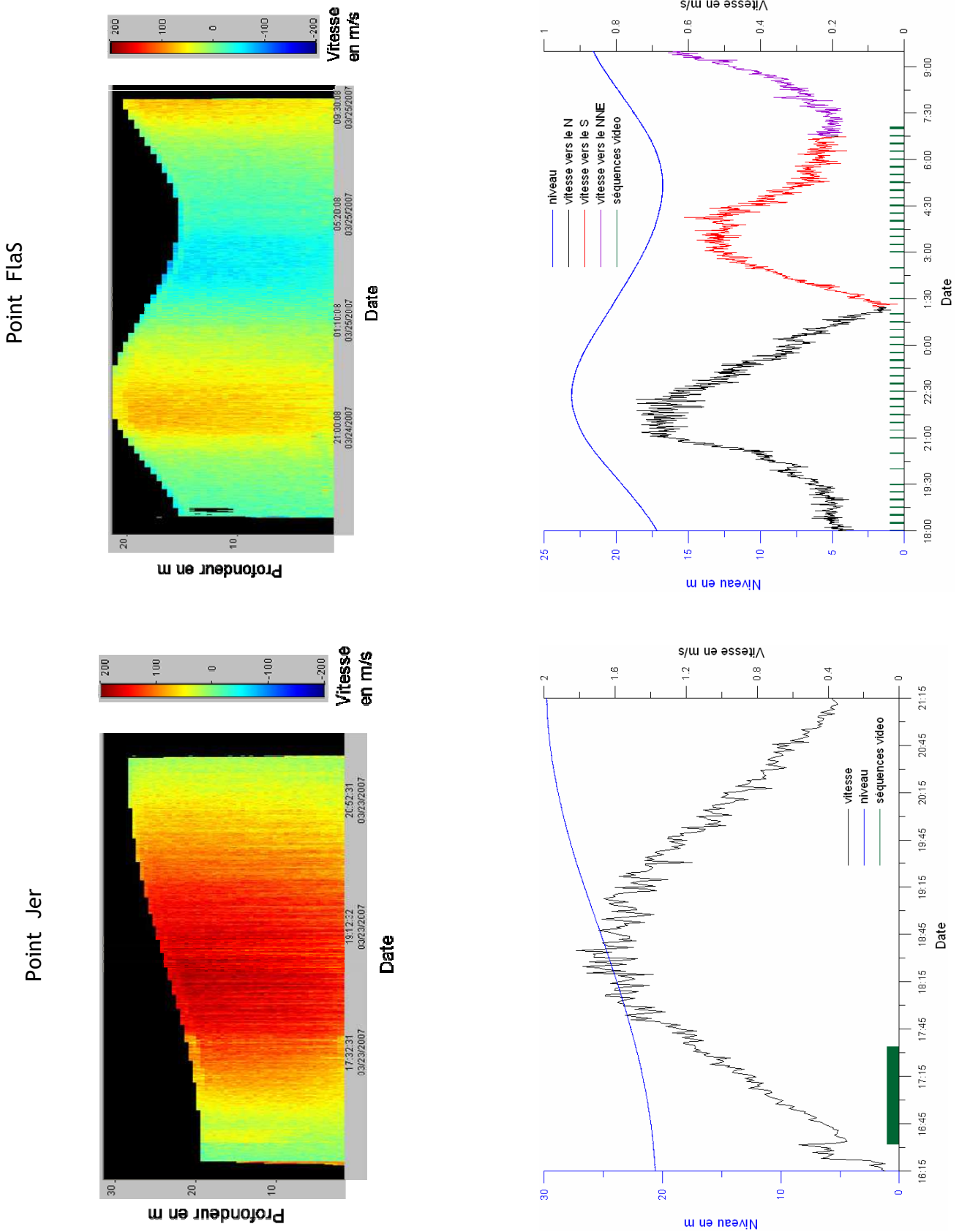


Figure 3.24 Profils de vitesse et séries temporelles de la vitesse moyenne sur la verticale et de la hauteur d'eau aux stations FlaS et Jer. Les séquences de prises d'images vidéo sont indiquées.

La figure 3.25 représente la rose de courant en chaque point atelier. Les mesures sont issues de l'ADV situé à 30 cm du fond. La déviation magnétique du compas a été intégrée. Les différentes couleurs de points se réfèrent aux cycles de la marée indiqués sur les figures 3.23-3.24 et 3.26-3.27. Les points FlaO, Job, et Jer sont situés dans des zones où la direction du courant ne varie que faiblement lors d'un flot ou d'un jusant. Le point FlaS présente une rose plus arrondie. Les séries temporelles des vitesses issues de l'ADV sont représentées sur les figures 3.26 et 3.27. Les amplitudes du courant sont moindres à 30 cm du fond en raison des phénomènes turbulents dus à la proximité du fond, par contre aucun retard de phase n'est observé sur la verticale. Les deux séries temporelles du point FlaS présentent une différence significative : le maximum de courant moyen est observé au flot (ADP, figure 3.24) alors qu'il est atteint au jusant à 30 cm du fond (ADV, figure 3.27). Cette différence est sans doute due à la perturbation de la cellule de mesure de l'ADV au flot : la structure n'étant pas positionnée parfaitement dans l'axe du courant, le capteur se trouve dans le sillage d'un des pieds, la vitesse moyenne est diminuée.

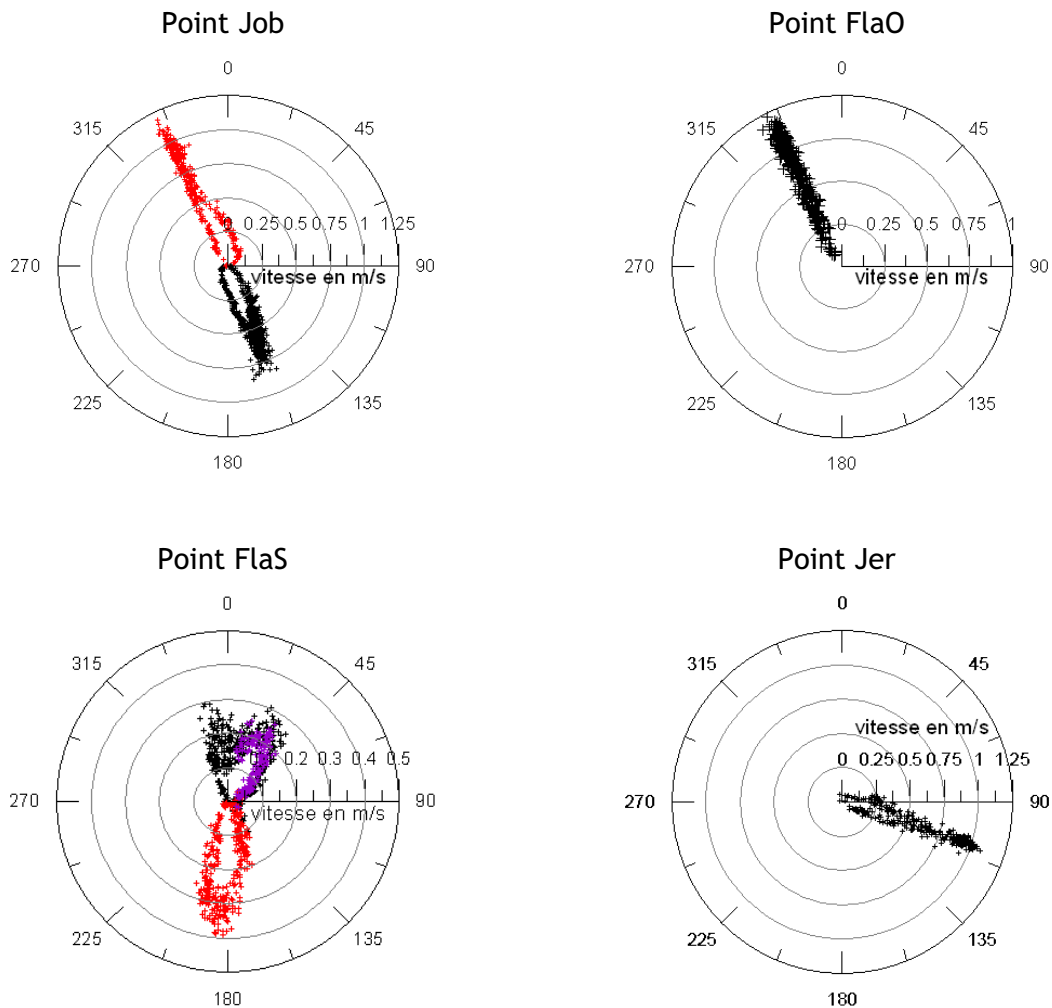


Figure 3.25 Roses de courant aux quatre stations ateliers.

A la fréquence de l'ADV (16 Hz), les fluctuations turbulentes de la vitesse (u' , v' , w') peuvent être mesurées pour permettre l'estimation de la tension de frottement turbulente. Deux méthodes en permettent le calcul :

- la covariance pour estimer la tension de frottement de Reynolds $\tau_{Reynolds}$:

$$\tau_{Reynolds} = \rho_e \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/2}$$

- l'énergie cinétique turbulente K qui permet d'obtenir la tension de frottement τ_{TKE} par le biais du coefficient C_{TKE} fixé à 0,19 (Soulsby, 1983 ; Kim *et al.*, 2000 ; Verney *et al.*, 2006) :

$$K = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)$$

$$\tau_{TKE} = C_{TKE} \rho_e K$$

En faisant l'hypothèse d'un profil de vitesse logarithmique, la tension de frottement τ_{log} peut être déduite de la mesure de la vitesse à une hauteur donnée $U(z)$ et de la longueur de rugosité z_0 :

$$\tau_{log} = \rho_e \left(\frac{\kappa U(z)}{\ln \frac{z}{z_0}} \right)^2$$

Cette méthode nécessite de fixer la valeur de la longueur de rugosité z_0 .

En absence de vague ou lorsque le courant est dominant, ces trois méthodes de calcul fournissent des résultats équivalents. Ainsi, la connaissance de la tension de frottement permet d'en déduire une valeur de la longueur de rugosité z_0 :

$$z_0 = z / \exp \left(\frac{\kappa U(z)}{\sqrt{\tau_{TKE \text{ ou Reynolds}} / \rho_e}} \right)$$

Les figures 3.26 et 3.27 présentent l'évolution temporelle de τ_{TKE} et $\tau_{Reynolds}$. Pour chaque point atelier, le z_0 qui permettait la meilleure corrélation de τ_{log} avec τ_{TKE} et $\tau_{Reynolds}$ a été déterminé (il est indiqué sur les figures 3.26 et 3.27) et l'évolution de τ_{log} a été

représentée. La valeur de z_0 est proportionnelle à la granulométrie de surface des différents faciès. Leur relation est explicitée au paragraphe 6.2.3.

Les séries temporelles de τ_{TKE} et $\tau_{Reynolds}$ au point FlaS ne varient pas de concert avec la vitesse du courant. Les fortes fluctuations turbulentes au premier flot ne peuvent pas être dues à la seule rugosité du fond. En effet, un frottement de 3 N.m^{-2} dans un courant de $0,2 \text{ m.s}^{-1}$ nécessite une longueur de rugosité de $0,15 \text{ m}$, ce qui correspond à une taille de grain d'environ $4,5 \text{ m}$, ce qui est irréaliste ! Le frottement turbulent mesuré est dû à la perturbation du fluide par la structure elle-même. Aucune valeur de z_0 ne peut donc en être déduite avec assurance.

Au point Job, τ_{TKE} et $\tau_{Reynolds}$ sont seulement en adéquation aux périodes de jusant. La différence entre les deux valeurs de frottement en période de flot ne peut pas provenir de la présence de vagues car l'analyse spectrale nous indique que toute la période de mesure est marquée par leur absence. Par contre, l'ADV est placé en amont de la structure lors des périodes de jusant, suite à la renverse il se retrouve donc à son aval. On peut donc faire l'hypothèse que la structure perturbe la mesure en période de flot. Le fait que seul le $\tau_{Reynolds}$ soit perturbé peut s'expliquer par son mode de calcul qui est dépendant de l'inclinaison du capteur contrairement au τ_{TKE} qui intègre les trois composantes de la vitesse fluctuante de manière indépendante.

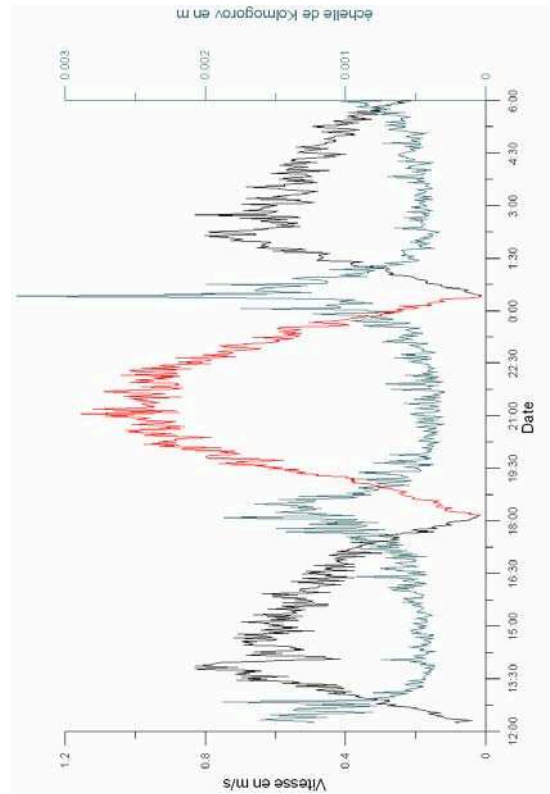
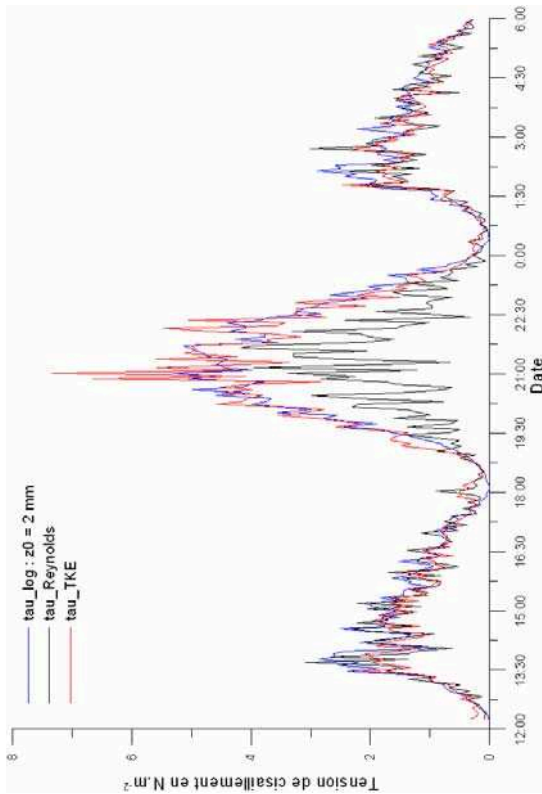
L'intensité de la turbulence peut être estimée par le biais du taux de cisaillement G et de la microéchelle de turbulence de Kolmogorov η (Manning et Dyer, 1999) exprimée ici près du fond :

$$G = \sqrt{\frac{\tau_{Reynolds} U}{\rho \nu h}}$$
$$\eta = \sqrt{\frac{\nu}{G}}$$

Celle-ci traduit la taille des plus petites structures turbulentes avant leur dissipation visqueuse. Ainsi, elle correspond à la taille maximale des floccs qui peuvent se former.

Les figures 3.26 et 3.27 présentent l'évolution de la microéchelle de Kolmogorov. En chaque station, elle est anti-corrélée à la vitesse du courant. L'intensité de la turbulence est élevée et les structures tourbillonnaires sont petites lorsque la vitesse du courant est grande.

Point Job



Point FlaO

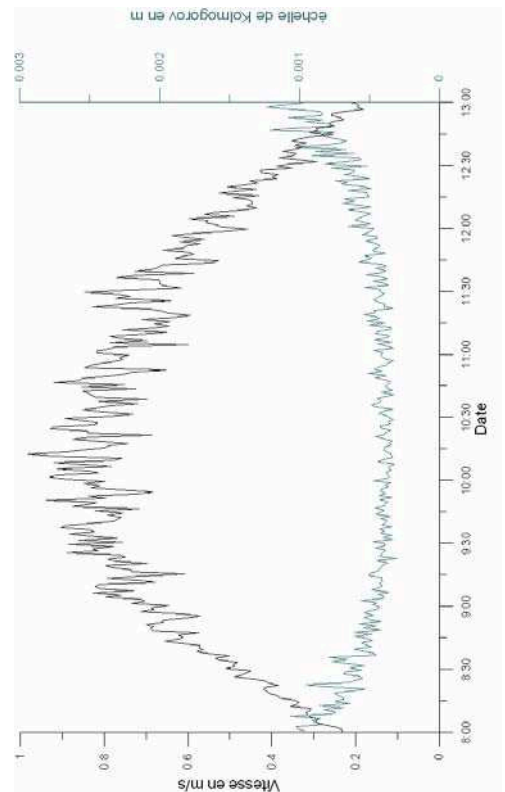
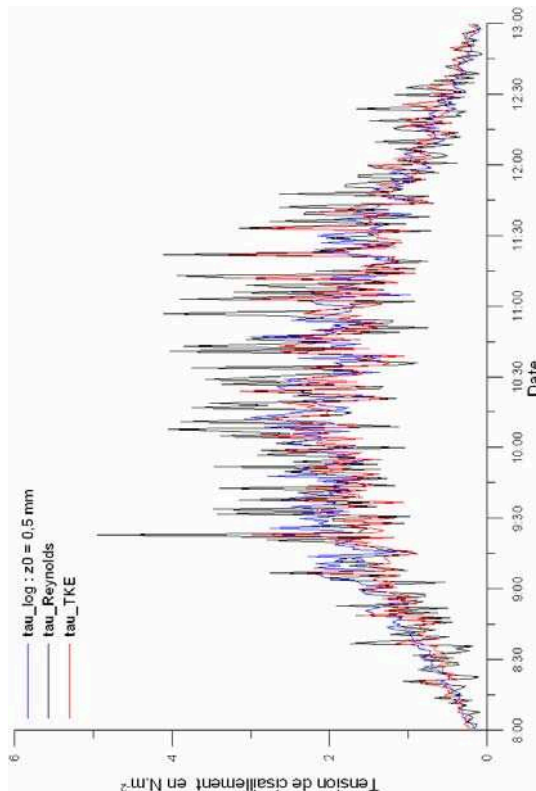
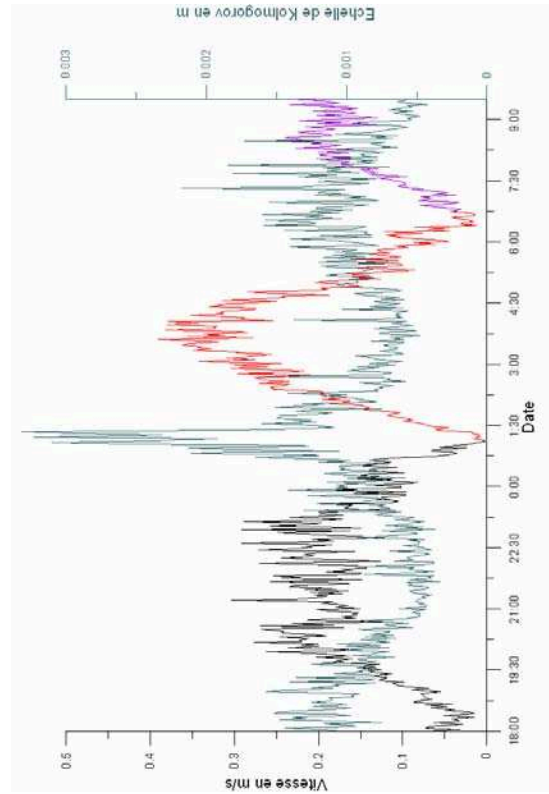
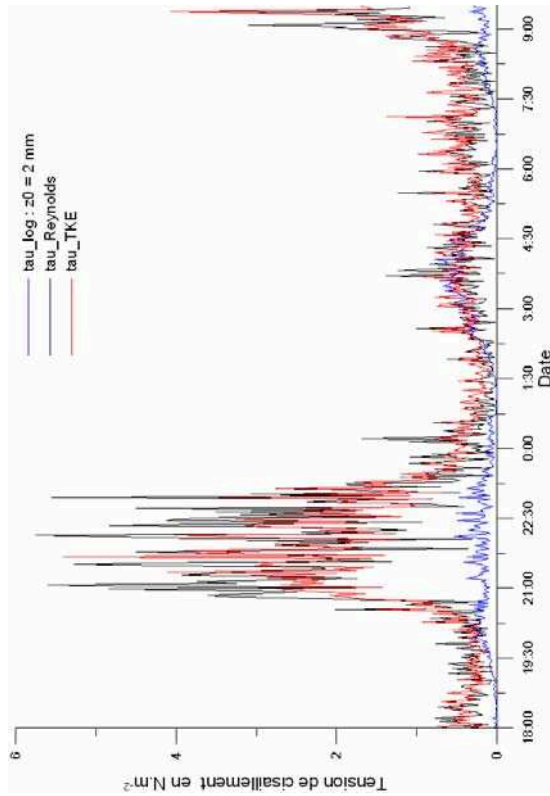


Figure 3.26 Séries temporelles de la tension de cisaillement (estimée selon trois méthodes) et série temporelle du module des vitesses horizontales et de l'échelle de Kolmogorov. Données issues des mesures réalisées à l'ADV à 30 cm du fond aux stations Job et FlaO, moyennées toutes les minutes.

Point FlaS



Point Jer

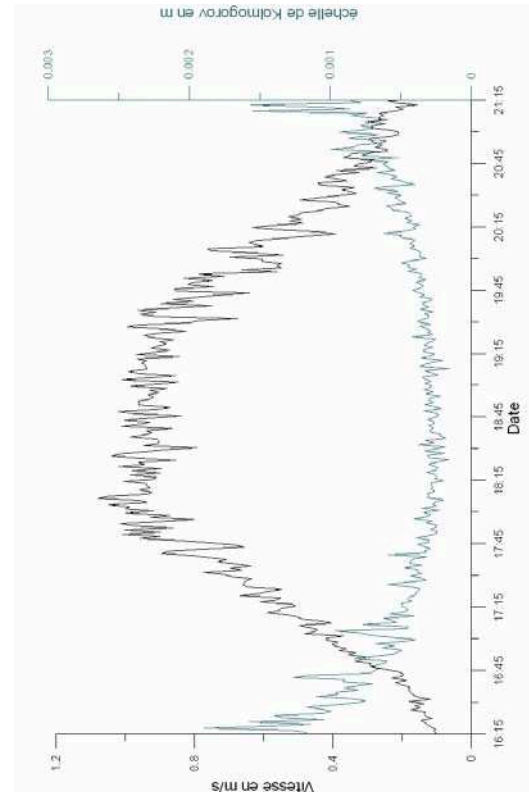
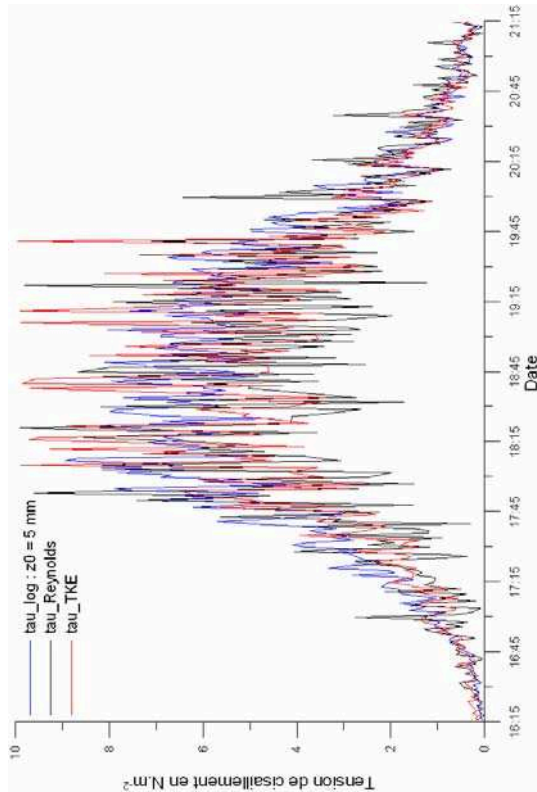


Figure 3.27 Séries temporelles de la tension de cisaillement (estimée selon trois méthodes) et séries temporelles du module des vitesses horizontales et de l'échelle de Kolmogorov. Données issues des mesures réalisées à l'ADV à 30 cm du fond aux stations FlaS et Jer, moyennées toutes les minutes.

Synthèse

Les conditions hydrodynamiques rencontrées aux quatre points ateliers sont synthétisées dans le tableau 3.7 :

	Job	FlaO	FlaS	Jer
onde de marée	progressive - dissymétrique	progressive	progressive - dissymétrique	stationnaire
direction flot	NNO	NNO	NNO - NNE	ESE
direction jusant	SSE	non mesuré	S - SSO	non mesuré
courant moyen maximal (m/s)	flot : 1,5	flot : 1,35	flot : 0,75	flot : 1,75
	jusant : 1,1		jusant : 0,55	
frottement maximal (N/m ²)	flot : 5	flot : 3	flot : non significatif	flot : 8
	jusant : 3		jusant : 1	
z0 (mm)	2	0,5	non significatif	5
houle	absente	absente	absente	absente

Tableau 3.7 *Caractéristiques hydrodynamiques des quatre stations ateliers.*

Le mauvais positionnement de la structure par rapport au courant au point FlaS n'a pas permis d'exploiter les données acquises par l'ADV en période de flot.

3.4.3. Estimation du charriage

L'estimation du charriage est basée sur les observations et l'analyse des images acquises avec le système DySPI décrit au paragraphe 3.2.2. La chaîne de traitement des images ayant abouti à la quantification des flux particulières en mouvement en fonction de la taille des grains sera détaillée au paragraphe 3.4.3.2.

3.4.3.1. Observation des processus

En chaque station le caméscope a été programmé pour acquérir des séquences de film de quelques minutes durant toute la durée de l'immersion de la structure. Le séquençage est indiqué sur les figures 3.23 et 3.24.

Point Job

Au point Job, la vue en coupe est très rapidement complètement masquée et donc inexploitable. Les images de la figure 3.28 couvrent une période de jusant suivie du flot.

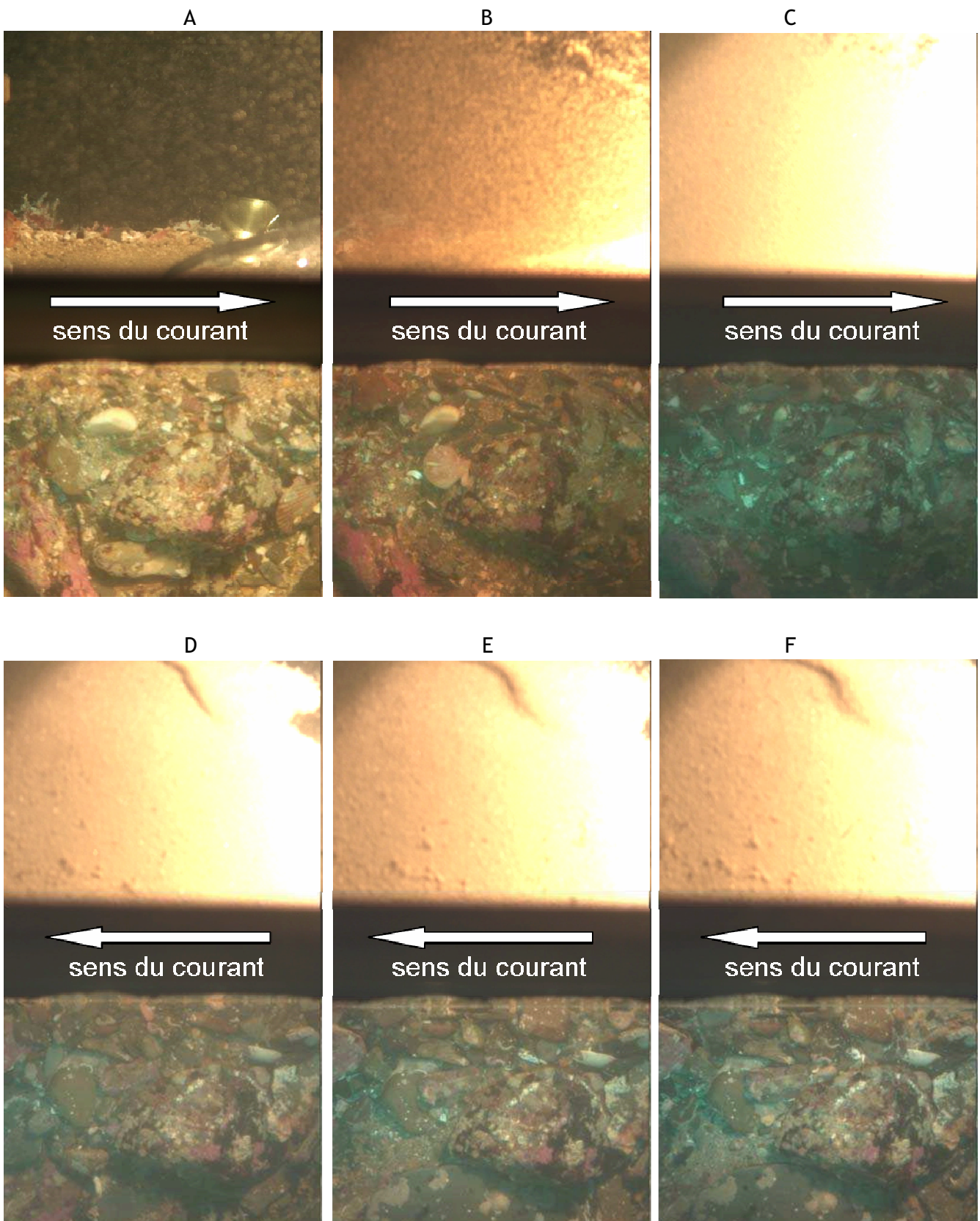


Figure 3.28 Images acquises par le système DySPI au point Job. Vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse, la bande noire au milieu est une partie du boîtier périscopie étanche.

Bien que l'on observe une dynamique, la granulométrie, très grossière en surface, ne varie pas lors de ce cycle de marée. La présence d'un galet de 10 cm de long sur 6 cm de large au milieu de la zone d'observation a sans doute tendance à modifier le transport local en créant des cellules de recirculation à son aval et en orientant ou en stoppant le transport venant de l'amont. Ainsi, la zone dans laquelle le transport le plus important est détecté est située dans le coin inférieur gauche de la fenêtre d'observation.

La valeur de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue est indiquée sur la figure 3.29.

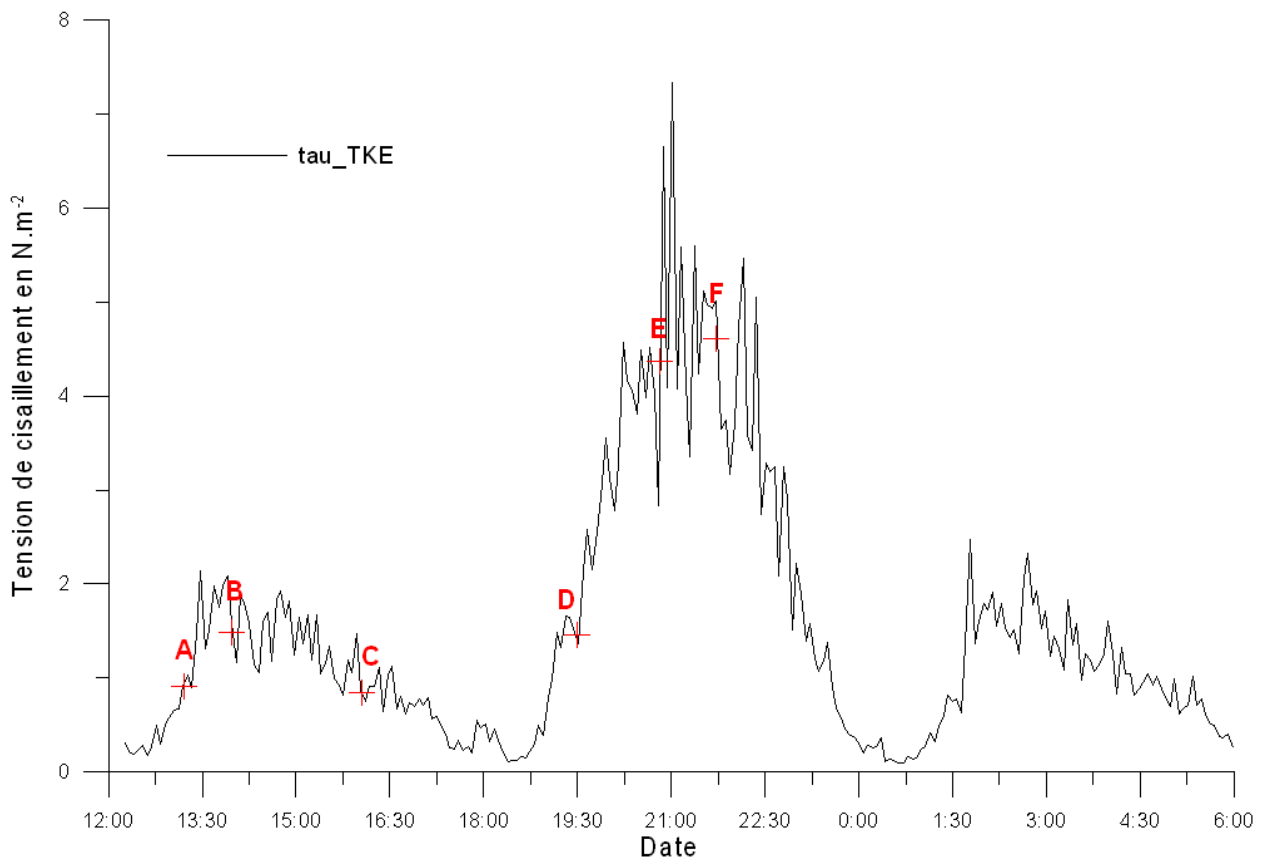


Figure 3.29 Série temporelle de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue.

Point FlaO

Lors des enregistrements vidéo à la station FlaO, la seule source lumineuse disponible était le faisceau de lumière verte. Cette source n'éclaire pas la coupe sédimentaire de manière satisfaisante mais permet de voir la vue de dessus (moitié basse de l'image). Un dépôt de particules sur la face horizontale de la boîte contenant le miroir a rapidement masqué la vue en coupe. Néanmoins, une rapide accrétion de sédiments a eu lieu entre l'image A et l'image C de la figure 3.30 : en 35 minutes, 3.10^{-3} m² de sédiments se sont accumulés au

droit de la fenêtre d'observation. Cette dynamique a sans doute été influencée par la pénétration du balancier du système DySPI. En effet, les images prises par les plongeurs lors de la pénétration montrent un entraînement des sédiments de surface qui aboutit à la formation d'une légère dépression en face du miroir (figure 3.31). C'est le comblement de cette dépression par les sédiments déstabilisés qui est observé pendant la première demi-heure d'acquisition d'images. Cette même raison est invoquée pour expliquer l'apparition d'un galet, dont la plus grande longueur fait 8 cm, sur la vue directe de l'image C alors que la tension de frottement mesurée n'est que de $0,7 \text{ N.m}^{-2}$! La valeur de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue est indiquée sur la figure 3.32. L'augmentation progressive du frottement jusqu'à sa valeur maximale (image E) produit une érosion nette qui est visible sur les parties non masquées de la vue en coupe. La vue directe fait apparaître le départ des grains les plus fins et l'arrivée de graviers et cailloutis qui vont former une couche de pavage. Pendant cette période de dynamique intense, des grains de plusieurs centimètres de diamètre équivalent sont mis en mouvement et la position du galet est modifiée. Le transport par charriage a principalement lieu sous forme de bouffées de quelques secondes, les sables se déplacent alors par « sheet flow ». Après le maximum de frottement, la texture de la couche de surface n'est plus modifiée alors que les valeurs de frottement sont identiques à la phase d'accélération du courant. Le faciès est stabilisé par la présence de la couche de pavage.

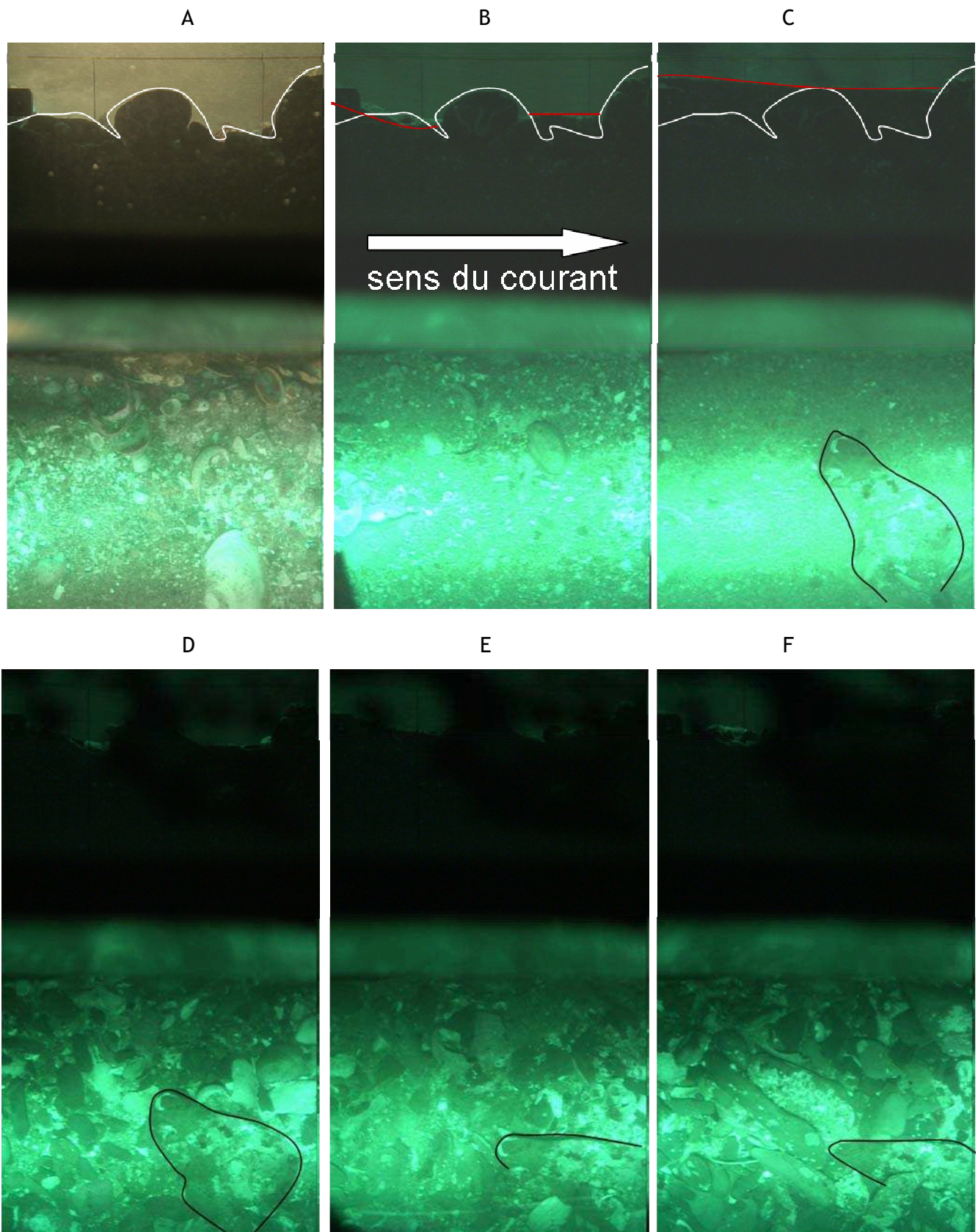


Figure 3.30 Images acquises par le système DySPI au point FlaO. Sur les images A, B et C, le trait blanc marque la position initiale de l'interface, le trait rouge sa position instantanée. Les contours du même galet sont marqués d'un trait noir sur les images C, D, E et F.

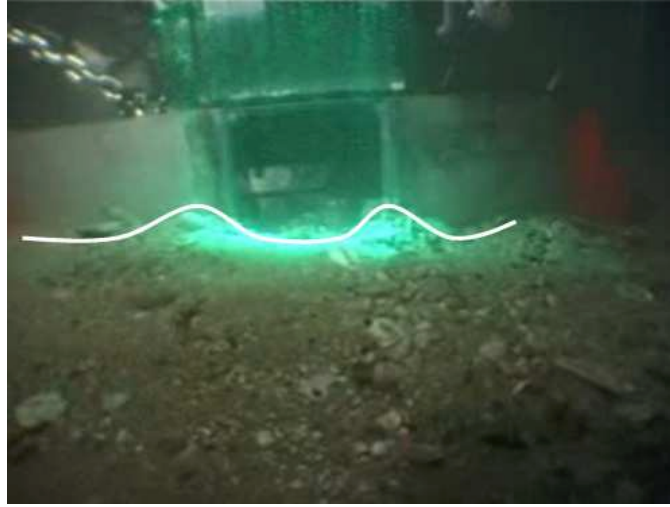


Figure 3.31 Système DySPI en position. Une accumulation de sédiments est visible de chaque côté de la fenêtre d'observation. L'interface eau-sédiment est matérialisée par un trait blanc.

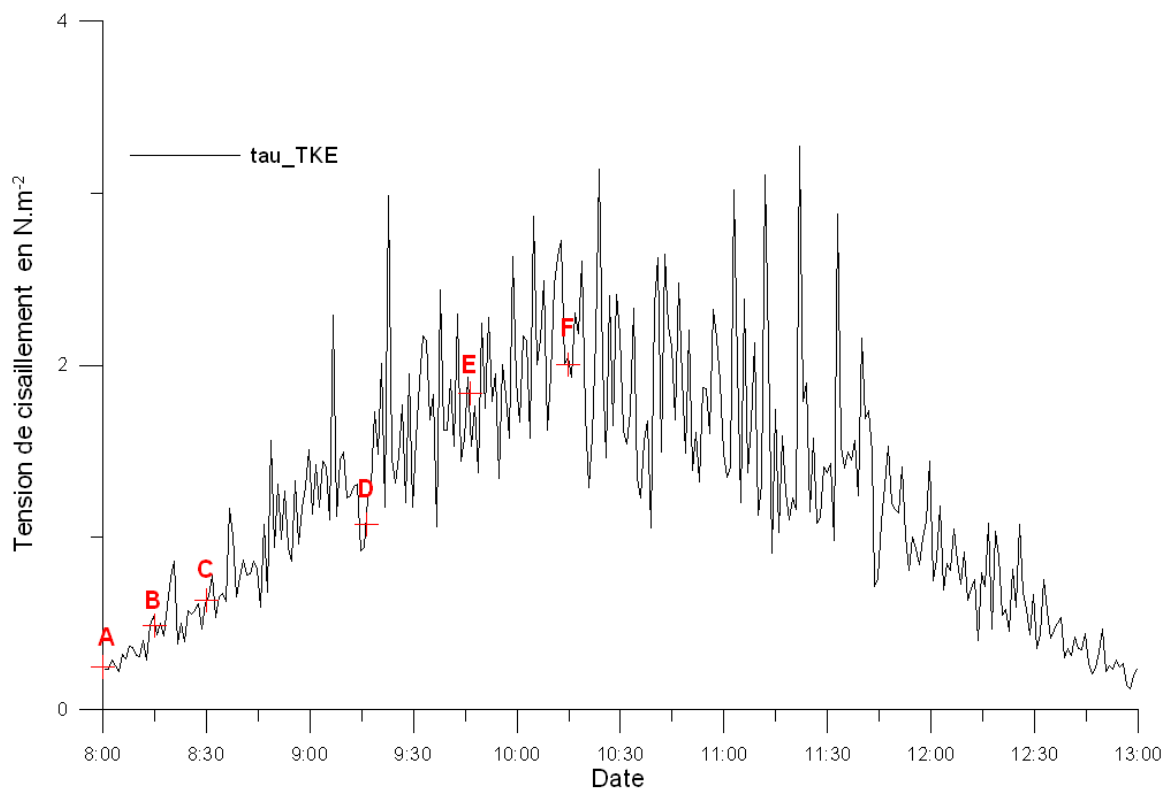


Figure 3.32 Série temporelle de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue.

Point FlaS

Les images de la figure 3.33 couvrent un cycle de marée complet. La vue directe nous permet d'observer un changement de la granulométrie de la couche de surface : pendant le flot (images A, B, C), il y a érosion des grains les plus fins, le faciès devient plus grossier ; pendant le jusant (images E et F) du sable vient se déposer, la couche de surface s'affine. Le mauvais positionnement de la structure par rapport au courant rend les images acquises au point FlaS difficiles à exploiter. Ainsi, les images ne sont pas reliées à la tension de cisaillement car les mesures ont été perturbées par la structure (paragraphe 3.4.2.).

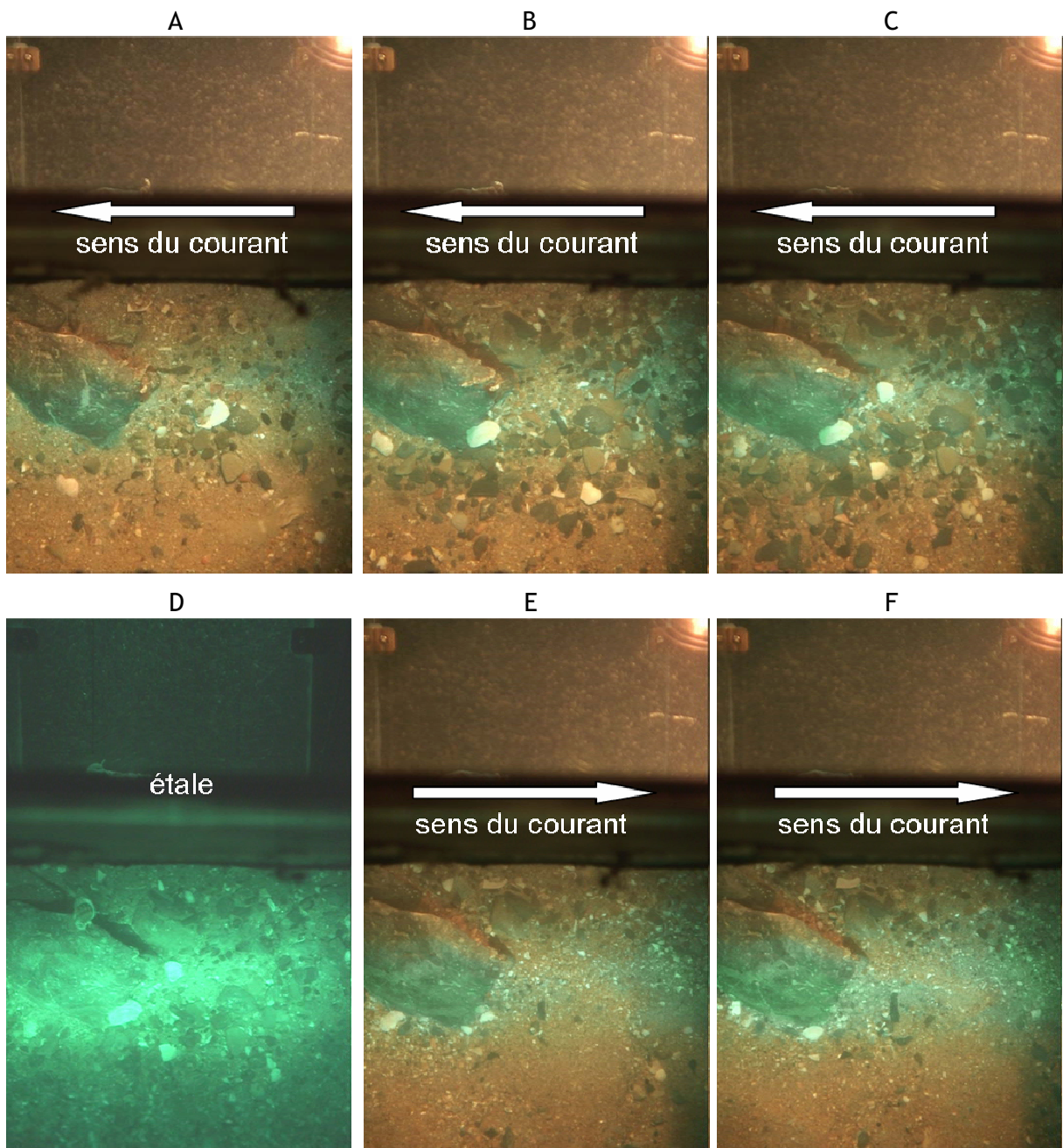


Figure 3.33 Images acquises par le système DySPI au point FlaS.

Point Jer

Suite à un défaut d'alimentation électrique de l'ordinateur embarqué, la programmation n'a pas fonctionné à la station Jer. Une heure de film a été enregistrée en continu en début de jusant et n'a révélé aucun flux de galets. Cependant, un mouvement de vibration, pouvant aller jusqu'à une déstabilisation des grains, est parfois observé. Ce mouvement a lieu à des valeurs de contrainte de frottement bien en dessous des valeurs critiques théoriques. Les figures 3.34.A et 3.34.C font apparaître le basculement d'un grain de 32 mm de diamètre équivalent, le frottement mesuré par l'ADV est de 3 N.m^{-2} . Selon Shields, à une telle tension de cisaillement, seuls les grains de diamètre inférieur à 3,5 mm se mettent en mouvement. **L'évolution du flux de matière en suspension peut être décrite comme un flux moyen auquel vient subitement s'ajouter des bouffées de particules d'une durée de quelques secondes.** L'augmentation de la turbidité qu'elles entraînent est visible sur la figure 3.34.B (la vue directe est floue).

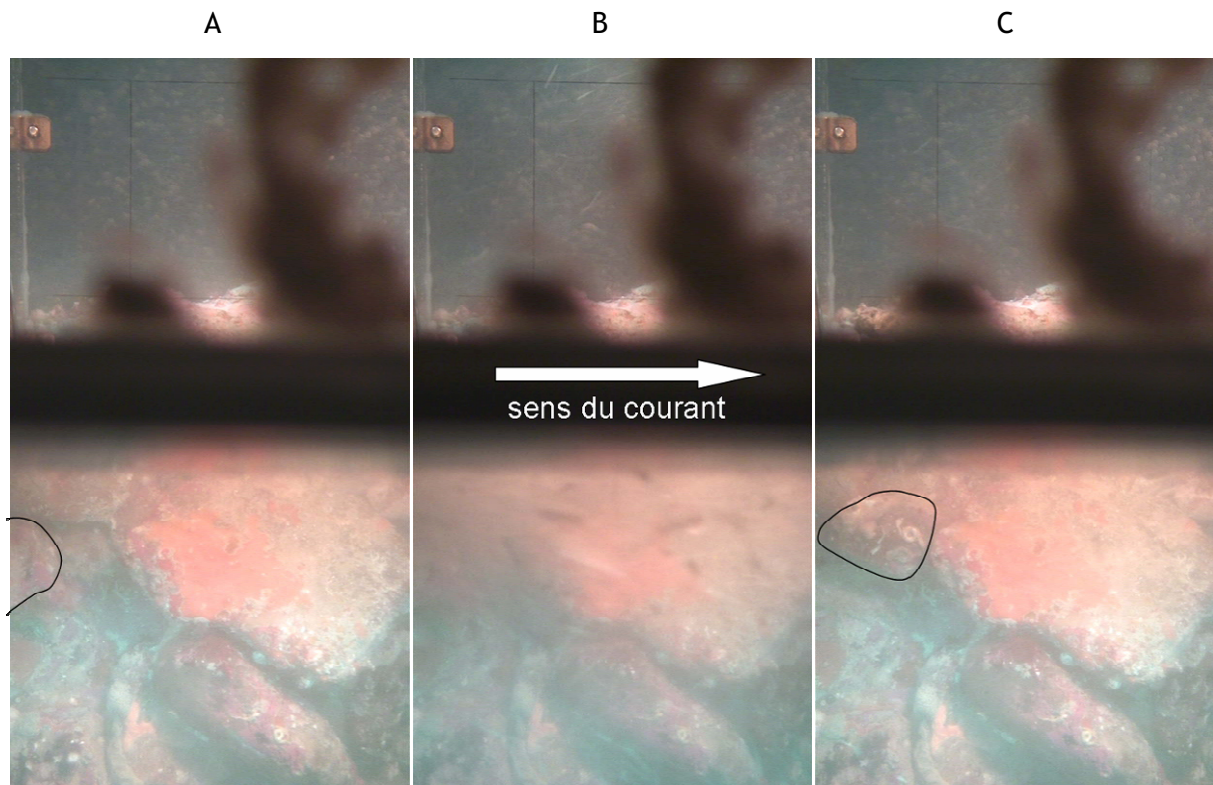


Figure 3.34 Images acquises par le système DySPI au point Jer à 17h30 (le laps de temps entre chaque image est de $1/25^{\text{ème}}$ de seconde). L'image en coupe est visible sur la moitié supérieure de l'image, la vue directe représente la moitié inférieure. On remarque le masquage partiel de la vue en coupe dû à un dépôt de particules.

Synthèse

L'analyse de ces quatre séries d'images fait ressortir deux points essentiels du transport sédimentaire de particules hétérométriques soumises à un forçage important :

- **Une dynamique par bouffée.** Le transport se rapproche d'un flux moyen auquel vient s'ajouter des périodes courtes de flux intense. Cette approche est à relier à la décomposition de Reynolds appliquée à la vitesse. Dans des conditions hydro-sédimentaires identiques, Williams (1990) a observé dans le Solent que 60 % de la charge totale se déplace pendant ces événements qui ne durent que 24% du temps. Ces phases sont suivies d'une période de réorganisation du lit pendant laquelle, le sédiment se stabilise. Ces observations ont amené plusieurs auteurs (Grass, 1970 ; Bridge et Bennet, 1992 ; Kleinhans et VanRijn, 2002 ; Holand et Battjes, 2006 ; Duan et Barkdoll, 2008) à voir le transport sédimentaire comme un phénomène stochastique à relier aux fluctuations turbulentes et donc aux variations à haute fréquence de la tension de cisaillement. Sur de tels faciès, il semblerait que les bouffées observées soient aussi liées au déséquilibre ou à la vibration des particules de surface plus grossières. En effet, le moindre mouvement de l'une d'entre elles provoque la remobilisation de particules plus fines qui étaient soit masquées, soit entravées.
- **L'incapacité de la formulation de mise en mouvement de Shields à reproduire les observations *in-situ* dans des conditions hydro-sédimentaires extrêmes.** Un mélange hétérogène (en taille et en nature des particules) est trop éloigné des conditions de validité de la loi de Shields (fond plat et homogène, particules parfaitement sphériques) pour qu'elle y soit appliquée sans ajustement. De nombreux mouvements de cailloutis et de galets ont été observés à des valeurs de contrainte de frottement bien inférieures aux valeurs critiques théoriques. Cette singularité a déjà été soulignée par Hammond *et al.* (1984) à partir d'enregistrements vidéo réalisés dans des conditions hydro-sédimentaires similaires. Ils l'expliquent par un espacement accru des particules les plus grossières, ce qui induit une surface exposée au fluide plus importante que dans les conditions de Shields. De plus, lorsque la dynamique est intense, l'impact des particules en mouvement sur les grains immobiles a tendance à accentuer la déstabilisation de ces dernières et facilite ainsi leur mise en mouvement.

3.4.3.2. Quantification

Le traitement des images en vue directe a permis d'établir la distribution de la taille des particules mobilisées, d'en déduire la taille maximale mise en mouvement et de calculer

le débit massique des sables et des graviers. Seules les images acquises au point Job ont été traitées.

Analyses et hypothèses

La donnée brute résultant du traitement des images est la surface projetée (S) des particules en mouvement entre deux images. La dimension verticale n'étant pas accessible sur des images en deux dimensions, le calcul du diamètre (D) et du volume (V) est basé sur l'hypothèse de parfaite sphéricité des particules :

$$D = 2 \sqrt{\frac{S}{\pi}}$$
$$V = \frac{1}{6} \pi D^3 = \frac{4}{3} \frac{S^{3/2}}{\pi^{1/2}}$$

Des informations permettant de caractériser la forme des particules en mouvement (à partir de longueurs caractéristiques) ont été collectées mais n'ont pas été exploitées dans un premier temps.

Le débit transporté, que l'on veut estimer, correspond au volume (ou à la masse) de particules traversant une unité de longueur par unité de temps. La méthode suivante a donc été utilisée pour obtenir des flux horizontaux à partir des mesures de surfaces mobilisées sur la zone d'observation entre deux images :

- Pour chaque classe i , la somme de la surface S_j de chaque particule j en mouvement pendant un temps donné, est calculée et ramenée à une unité de surface et une unité de temps :

$$P_{i,surface} = \frac{\sum_j S_j}{\beta_i \times L \times l \times \Delta t}$$

Avec :

- β_i la proportion surfacique initiale de particules de la classe i sur la zone d'observation ;
- L la longueur de la zone d'observation en m ;
- l la largeur de la zone d'observation en m ;
- Δt le temps écoulé entre les deux images en s ;

Le terme $P_{i,surface}$ (en $m^2.m^{-2}.s^{-1}$) représente donc la surface mobilisée en une seconde rapportée à la surface initiale occupée par les particules de la classe i (figure 3.35.A).

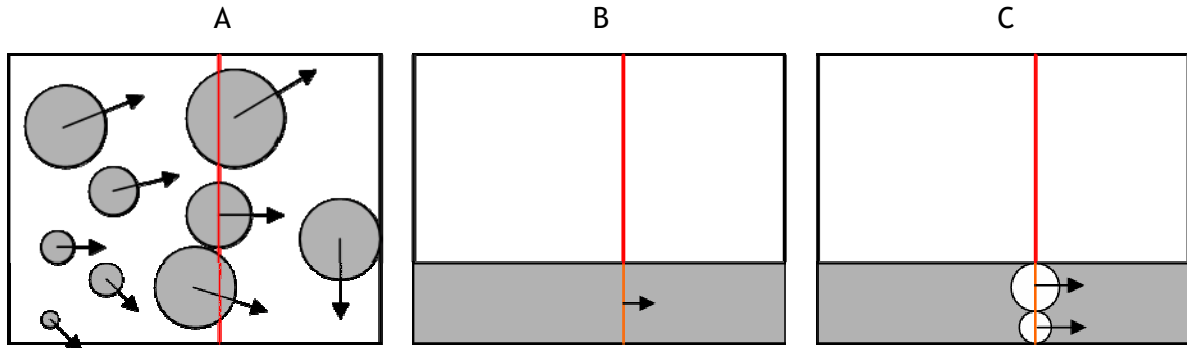


Figure 3.35 Schématisation de l'analyse et des hypothèses réalisées pour traiter les images acquises par le DySPI. A : Décompte de la surface en mouvement. B : La proportion de surface en mouvement égale la proportion de longueur en mouvement en chaque ligne de la surface. C : La proportion de longueur en mouvement est la somme des diamètres des particules.

- Si l'on considère que le transport est homogène sur l'image, cette proportion surfacique est égale à la proportion de « longueur en mouvement » sur chaque ligne de la surface considérée. On fait l'hypothèse que cette longueur en mouvement par unité de longueur, correspond à la somme des diamètres des particules en mouvement et que chaque particule traverse la ligne (figure 3.35.B) :

$$P_{i,longueur} = P_{i,surface}$$

Le terme $P_{i,longueur}$ (en $m.m^{-1}.s^{-1}$) représente ainsi la somme des diamètres des particules traversant une unité de longueur en une unité de temps (figure 3.35.C).

Les hypothèses associées à cette étape du calcul ont tendance à la fois :

- A surestimer le terme $P_{i,longueur}$ lorsque l'on considère que toutes les particules traversent la ligne. En effet, l'observation des images nous a appris que l'ensemble des particules ne se déplace pas dans le sens du courant moyen, certaines d'entre elles progressent même dans le sens contraire lorsqu'elles sont prises dans des cellules de recirculation.
- A minimiser l'estimation de $P_{i,longueur}$ en considérant que la longueur en mouvement est la somme des diamètres des particules. En réalité, c'est la somme de cordes des particules (le diamètre étant la plus grande corde d'un cercle), la surface correspondante des grains est donc sous-estimée.

- L'expression du transport, en termes de volume déplacé, ne peut se faire à partir de la somme des diamètres sans connaître la répartition diamètres/volumes de la population de particules. On considère que le rapport $\sum_j V_j / \sum_j D_j$ obtenu sur l'ensemble de la surface d'observation est identique en chaque ligne de l'image. Ainsi le débit solide de la classe i transporté par charriage $Q_{i, char}$ (en $m^3.m^{-1}.s^{-1}$) peut être exprimé par :

$$Q_{i, char} = P_{i, longueur} \times \frac{\sum_j V_j}{\sum_j D_j}$$

$$\Rightarrow Q_{i, char} = \frac{\sum_j S_j}{\beta_i \times L \times l \times \Delta t} \times \frac{\sum_j V_j}{\sum_j D_j}$$

$$\Rightarrow Q_{i, char} = \frac{\sum_j S_j}{\beta_i \times L \times l \times \Delta t} \times \frac{2}{3} \frac{\sum_j S_j^{3/2}}{\sum_j S_j^{1/2}}$$

Chaîne de traitement des images

Le caméscope utilisé acquiert 25 images par seconde (formées de 2 trames entrelacées) de 1440 pixels x 1080 pixels au format 16 : 9. Le temps de pose pour l'acquisition d'une trame a été réglé à $1/50^{\text{ème}}$ de secondes. Les images brutes possèdent donc des pixels rectangulaires et sont composées de deux demi-images prises à $1/50^{\text{ème}}$ de seconde d'intervalle. Le premier traitement de la vidéo a consisté en deux interpolations :

- une première spatiale, pour convertir les 1440 x 1080 pixels rectangulaires en 1920 X 1080 pixels carrés ;
- la seconde à la fois spatiale et temporelle, pour désentrelacer les deux trames et former une image complète correspondant à $1/25^{\text{ème}}$ de secondes.

Chaque image des séquences de film sélectionnées est ensuite enregistrée et transformée en noir et blanc. La chaîne de traitement suivante est appliquée à une série d'images :

- Une image référence (la première en général) est soustraite à chaque image de la série. Sur les « images différences » obtenues n'apparaissent que les positions initiales

et finales des particules qui ont bougé (le principe est détaillé dans Blanpain *et al.*, 2009).

- Sur chaque image différence, les positions sont dénombrées et les surfaces mesurées en pixels. La répartition granulométrique (en pixels) des grains ayant bougé est ainsi connue. Les limites entre les classes de taille sont fixées par l'utilisateur.
- A partir de la répartition de chaque image, une série de paramètres est calculée : le diamètre maximal (D_{max}), le diamètre caractéristique 95 (D_{95}) et les termes de surface

mobilisée pour chaque classe i ($\sum_j S_j$, $\sum_j S_j \times \frac{2}{3} \frac{\sum_j S_j^{3/2}}{\sum_j S_j^{1/2}}$ pour le calcul du débit

charrié et $\frac{\pi^{1/2}}{2} \frac{\sum_j S_j}{\sum_j S_j^{1/2}}$ pour le calcul de la vitesse de charriage).

Les séquences de film sélectionnées durent typiquement deux secondes et comprennent donc 50 images. La première sert d'image référence, la chaîne de traitement fournit donc 49 séries de paramètres. Les proportions de surfaces mobilisées sont assez faibles (de l'ordre de 1%). Les séquences sélectionnées présentent un mouvement homogène sur l'ensemble de la surface. La figure 3.36 représente les données issues de deux séquences de film différentes (A et B).

Le débit volumique et la taille maximale des particules en mouvement varient en fonction du laps de temps qui s'écoule entre deux images. Deux raisons peuvent être avancées pour expliquer l'augmentation de la taille maximale lorsque l'on prolonge la période d'observation :

- il y a statistiquement plus de chance que les fluctuations de la turbulence soient suffisantes pour faire bouger une particule plus grosse ;
- au minimum, une particule doit parcourir une distance équivalente à sa taille entre l'image finale et l'image initiale pour apparaître en entier sur l'image différence. Donc, plus le laps de temps entre les deux images est long, plus la probabilité de mesurer la totalité de la surface de la particule est importante.

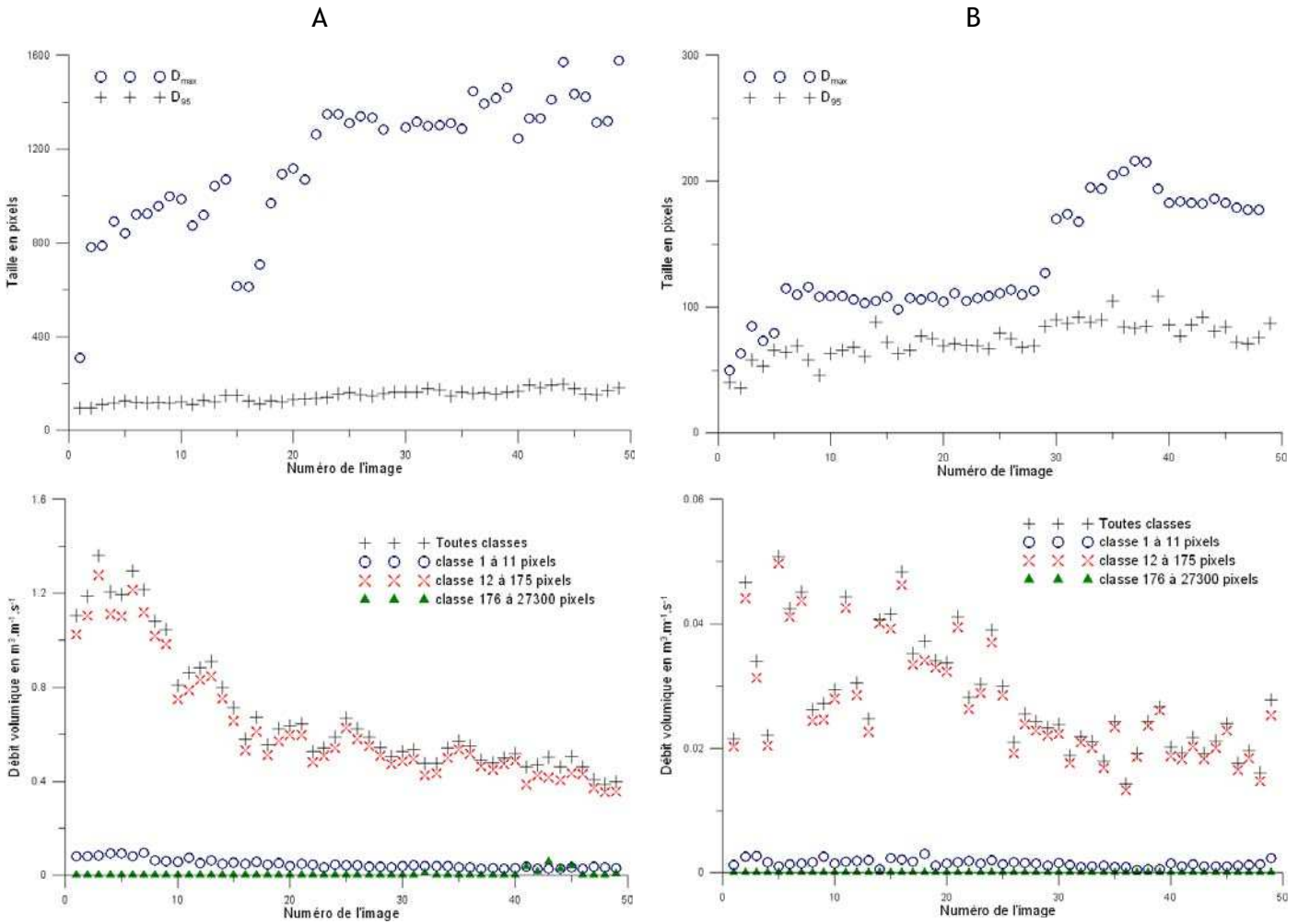


Figure 3.36 Séries temporelles sur 50 images du diamètre maximal mis en mouvement, du D_{95} en mouvement et du débit volumique transporté pour trois classes de taille lors de deux séquences filmées.

Les observations de la vidéo ont montré que la taille maximale des grains en mouvement est souvent atteinte par des particules organiques (débris d’algues passant devant la zone d’observation), des coquilles particulièrement exposées au fluide ou encore des artefacts de mesures (plusieurs grains considérés comme une seule particule lors du traitement des images). Pour éviter de prendre en compte ces particules « extraordinaires », le **diamètre caractéristique 95 (D_{95}) est considéré comme le diamètre maximal remobilisé**. Les grains d’une taille supérieure ne rentrent pas dans le calcul du débit transporté. Le diamètre maximal déterminé correspond à un grain qui est présent dans la zone d’observation, or la répartition granulométrique n’étant pas continue, on ne peut affirmer que le fluide n’est pas en capacité de transporter une particule de taille plus importante. Ces deux dernières considérations font que la **valeur de diamètre maximal retenue est sans doute sous estimée**.

Contrairement à l'évolution de la taille maximale mise en mouvement, les valeurs de débit transporté diminuent au cours du temps. Ceci peut s'expliquer par la méthodologie de traitement des images :

- Le débit est surestimé sur les premières images car le moindre mouvement décelé est multiplié pour ramener la mesure à une seconde. L'incertitude sur la mesure est elle aussi démesurément amplifiée (jusqu'à un facteur 25 pour l'image qui succède à celle de référence).
- Plus le laps de temps écoulé entre deux images est long, plus la probabilité que deux positions de particules se chevauchent sur l'image différence est importante. En effet, la position finale d'une particule correspond à tout ou partie de la position initiale d'une autre. Ainsi, le débit transporté est sous estimé lorsqu'il est calculé à partir de deux images trop éloignées. Pour éviter ce phénomène, la proportion de surface en mouvement est de l'ordre de 1% sur les images sélectionnées.

Ces considérations dépendent des conditions hydro-sédimentaires qui sont investiguées. La période durant laquelle ces incertitudes, liées à la technique de traitement, sont minimisées est à déterminer à chaque nouveau point de mesure. Pour cette étude, il a été choisi de ne considérer que les données issues des images 35 à 49. En effet, pour l'éventail de débits charriés et de tailles de particules mises en mouvement rencontrés (dynamique forte lors de la séquence A, dynamique faible lors de la séquence B), les images 35 à 49 présentent des résultats qui semblent stabilisés. Ainsi, pour chaque séquence de film analysée, **la valeur du débit et de la taille maximale mise en mouvement retenue est la moyenne des valeurs issues des images 35 à 49 pendant une demi-seconde** (laps de temps compris entre 1,4 seconde et 1,96 seconde).

La calibration de la taille des pixels réalisée *in-situ* par plongeurs est utilisée pour convertir les données issues du traitement en unité métrique. Sur le point Job, il a été calculé que 1 pixel = 0,018 mm². En considérant une sphéricité parfaite, une particule qui couvre la surface d'un pixel a un diamètre de 0,15 mm. Cependant, cette mesure n'est pas le diamètre minimum détectable lors du traitement de l'image. En effet, celui-ci étant basé sur la différence de luminosité des pixels entre deux images, une particule plus petite peut suffisamment impressionner un pixel pour qu'il ressorte sur l'image différence. La classe de taille la plus fine n'a donc pas de borne inférieure en unité métrique. Néanmoins, on peut estimer que les particules dix fois inférieures à la taille d'un pixel (diamètre inférieur à 50 µm) ne seront pas visibles (communication personnelle de P. Bailly du Bois).

La répartition granulométrique initiale β_i est estimée manuellement sur l'image référence de chaque séquence. Pour cette étude, trois classes de tailles ont été distinguées :

- les sables : $D \leq 2 \text{ mm}$ (175 pixels)
- les graviers : $2 \text{ mm} < D \leq 25 \text{ mm}$
- les cailloutis : $D > 25 \text{ mm}$ (27300 pixels)

Résultats

Seules les séquences de film acquises au point Job ont été exploitées car l'absence de charriage significatif ou les soucis techniques rencontrés sur les autres points n'ont pas permis de réaliser une analyse correcte des images.

Les données issues du traitement des images ont été reliées à la tension de frottement estimée avec l'ADV (τ_{TKE}). Ainsi, la dynamique observée sur les images pendant une demi-seconde est associée au forçage moyen sur la même période de temps.

La comparaison des données obtenues avec une sélection de formulations de la littérature est réalisée au chapitre 6.3.1.1.

La figure 3.37 lie le diamètre maximal mis en mouvement à la tension de cisaillement et à la composition de surface du lit sédimentaire.

Aucune tendance forte ne ressort de la figure 3.37.A, les mesures sont dispersées autour des valeurs théoriques issues de la formulation de Shields pour une répartition granulométrique unimodale. Pour un même frottement, il existe une grande disparité entre les tailles maximales mises en mouvement. Ainsi, pour un forçage compris entre 1,2 N.m⁻² et 1,4 N.m⁻², la taille mise en mouvement varie entre 1,20 mm à 2,65 mm.

Le comportement des sables semble se différencier de celui des graviers : le frottement mesuré est toujours supérieur à celui nécessaire pour la mise en mouvement dans le cas d'un mélange homogène (Shields) et il a tendance à augmenter avec la taille des grains. Une même taille de gravier ($D = 2,4 \text{ mm}$) par contre, peut être mise en mouvement à 1,25 N.m⁻² ou 2 N.m⁻². Bien qu'on ne puisse exclure qu'aucun grain de taille supérieure soit mobilisable, la tension de cisaillement mesurée est assimilée à la contrainte de frottement critique de mise en mouvement $\tau_{cr,i}$ de la population de particule de diamètre $D_i = D_{95}$.

Dans un faciès fortement hétérogène, la variabilité observée sur la figure 3.37.A peut provenir des interactions entre particules de taille différente. La prise en compte de la

répartition granulométrique du sédiment est donc primordiale. Celle ci est traduite par un coefficient de masquage-exposition ξ_i exprimé sous la forme générale :

$$\xi_i = \left(\frac{D_i}{D_{ref}} \right)^b$$

Avec :

- D_i le diamètre de la particule considérée en m ;
- D_{ref} un diamètre caractéristique du mélange qui varie selon les auteurs en m ;
- b un coefficient généralement compris entre 0 et -1.

Ce coefficient s'applique généralement au paramètre de mobilité critique θ_{cr} :

$$\begin{aligned} \theta_{i,cr} &= \xi_i \theta_{D_{ref},cr} \\ \Leftrightarrow \frac{\tau_{i,cr}}{\rho_e (s-1) g D_i} &= \xi_i \frac{\tau_{D_{ref},cr}}{\rho_e (s-1) g D_{ref}} \\ \Leftrightarrow \tau_{i,cr} &= \xi_i \frac{D_i}{D_{ref}} \tau_{D_{ref},cr} \\ \Leftrightarrow \frac{\tau_{i,cr}}{\tau_{D_{ref},cr}} &= \left(\frac{D_i}{D_{ref}} \right)^{b+1} \\ \Leftrightarrow \log \left(\frac{\tau_{i,cr}}{\tau_{D_{ref},cr}} \right) &= (b+1) \log \left(\frac{D_i}{D_{ref}} \right) \end{aligned}$$

Avec :

- ρ_e la masse volumique de l'eau de mer en kg.m^{-3} ;
- s la densité du sédiment ;
- g l'accélération de la pesanteur en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$;
- $\tau_{i,cr}$ la contrainte de frottement critique de la particule considérée en N.m^{-2} ;
- $\tau_{D_{ref},cr}$ la contrainte de frottement critique de la particule caractéristique du mélange en N.m^{-2} .

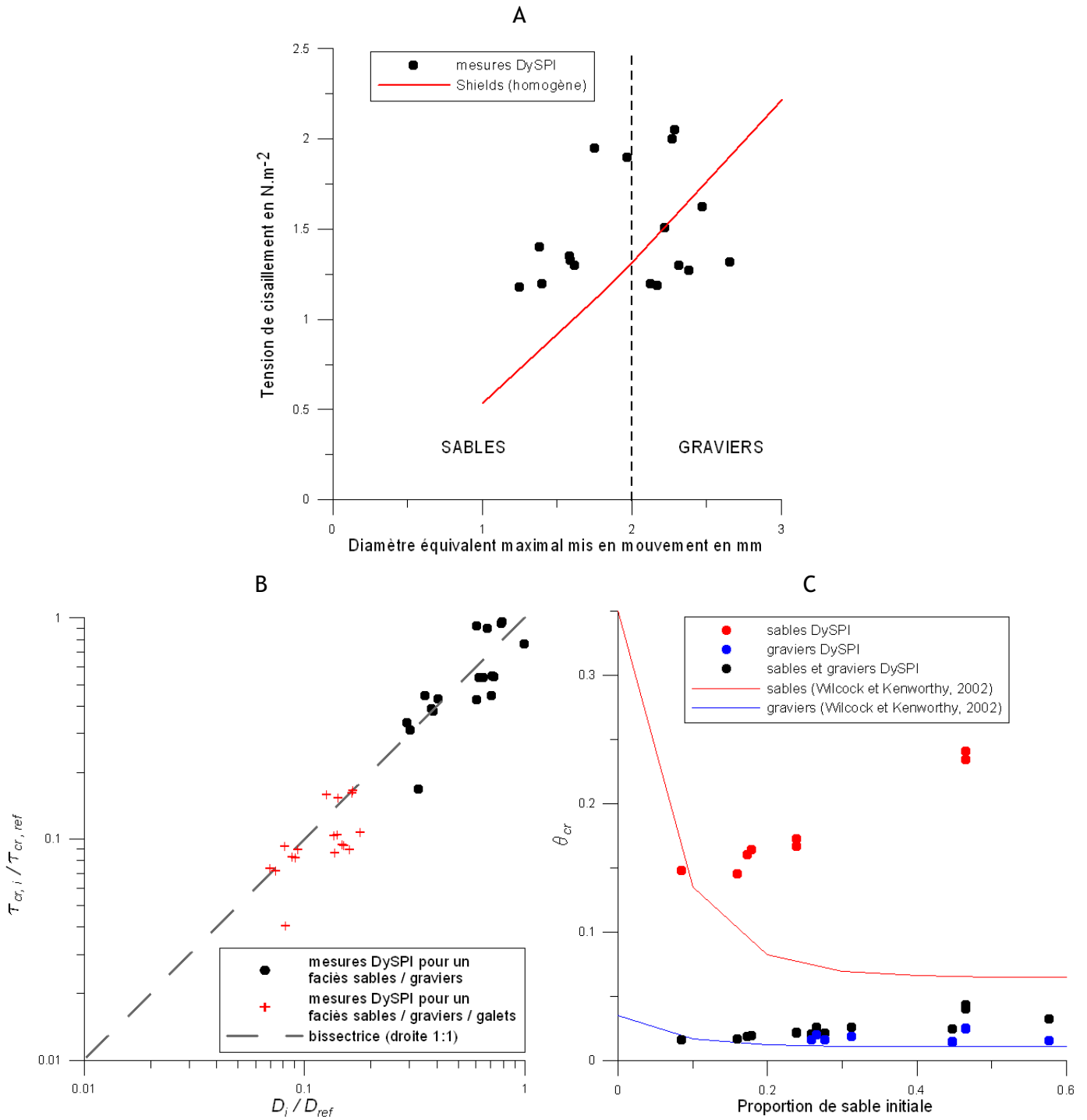


Figure 3.37 Forçage en fonction du diamètre maximal mis en mouvement et de la composition de surface du lit sédimentaire. A : Tension de cisaillement en fonction du diamètre maximal mis en mouvement. B : Rapport de la tension de cisaillement critique du grain sur la tension de cisaillement critique de la taille représentative du faciès en fonction du rapport du diamètre du grain en mouvement sur le diamètre représentatif du faciès. C : Paramètre de mobilité de Shields en fonction de la proportion de sable présente en surface de la couverture sédimentaire.

La figure 3.37.B représente le rapport des contraintes de frottement en fonction du rapport des diamètres. Les valeurs de référence ont été déterminées dans deux cas :

- un faciès composé de sables, de graviers et de galets tel qu'il est observé sur les images ;
- un faciès composé uniquement de sables et de graviers en considérant qu'aucun transport n'a lieu sur la surface occupée par les galets.

Le diamètre de référence est la moyenne des diamètres de référence de chaque classe (0,5 mm pour les sables, 5 mm pour les graviers, 50 mm pour les galets) pondérée par leur proportion surfacique (β_i). Pour ce diamètre, la contrainte de frottement critique de référence est estimée selon Shields.

Tous les points de mesure se distribuent autour de la bissectrice (droite 1:1), ce qui signifie que le paramètre $b = 0$, et donc le coefficient de masquage-exposition $\xi_i = 1$. **La modification du critère de mise en mouvement de Shields par la prise en compte d'un coefficient de masquage-exposition n'a donc pas lieu d'être sur cette série de données même lorsque l'on considère un diamètre de particule bien plus faible que le diamètre de référence du mélange (cas du faciès sable, gravier et galet).**

L'influence de la teneur en sable sur le comportement dynamique d'un mélange sable-gravier a initialement été mentionnée par Jackson et Beschta (1984). Les travaux de Wilcock (Wilcock *et al.*, 2001 ; Wilcock et Kenworthy, 2002 ; Wilcock et Crowe, 2003) et de Wu et Yang (2004) ont permis de la caractériser et de la formuler. De Linares et Belleudy (2007) ont étendu leur formulation au cas multiclases de sables et de graviers en s'appuyant sur la composition de surface du lit. Les deux courbes légendées Wilcock et Kenworthy (2002) de la figure 3.37.C traduisent leurs observations :

- Quand la proportion de sable est faible, les graviers sont en contact les uns les autres et le sable s'est infiltré dans la matrice de gravier. Le gravier n'est pas influencé par le sable et ce dernier ne peut bouger que si le gravier est entraîné : les deux populations de particules ont une mobilité similaire, équivalente à celle du gravier seul. Parker et Toro-Escobar (2002) ont qualifié ce phénomène d'equi-mobilité.
- Quand la proportion de sable augmente, les interstices entre les grains de gravier se remplissent, la matrice est saturée pour une proportion de sable comprise entre 10% et 30%. Il peut se produire un transport différencié pour des contraintes capable d'entraîner seulement le sable même si son entraînement est gêné par les graviers.
- Quand la proportion de sable augmente encore (au-delà de 30%), les grains de gravier ne sont plus en contact. Le sable se comporte alors comme s'il n'y avait pas de

gravier. La présence de sable dans le mélange augmente la mobilité du gravier : l'érosion du sable qui entoure un grain de gravier facilite l'entraînement de celui-ci, et le transport du grain en mouvement sur un lit de sable moins rugueux est facilité. Les effets de mélange, qui sont responsables de la tendance à l'égalité des contraintes seuils dans le cas unimodal, ne jouent plus. Ainsi, le transport du gravier est sélectif : la contrainte critique dépend de la taille du grain.

Trois séries de points sont représentés sur la figure 3.37.C. Le paramètre de mobilité de Shields θ_{cr} est calculé de la manière suivante :

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_{cr}}{\rho_e (s-1) g D_{ref}}$$

On considère que le faciès observé est composé de sables et de graviers uniquement. Pour le sable, le diamètre représentatif est $D_{ref} = 0,5 \text{ mm}$, pour les graviers, $D_{ref} = 5 \text{ mm}$. Pour la série « sables + graviers », D_{ref} est la moyenne de ces deux valeurs pondérée par la surface occupée par chaque classe.

Contrairement aux observations de Wilcock et Kenworthy (2002) pour les sables, la mise en mouvement est retardée lorsque la proportion de sable augmente. La contrainte nécessaire à la mise en mouvement des graviers demeure constante en fonction de la teneur en sable. Si l'on ne différencie pas les classes de sables et de graviers, une légère augmentation du paramètre de mobilité est observée avec la proportion de sable. L'ensemble des grains a un comportement qui se rapproche de celui décrit par Wilcock et Kenworthy (2002) pour les graviers. Cette observation peut s'expliquer par le fait que les particules sableuses considérées sont très grossières (supérieure à 1,25 mm) et que la méthodologie de traitement a tendance à en sous estimer la taille.

Les figures 3.38 et 3.39 lient le débit solide transporté par charriage $Q_{i, char}$ au forçage et à la composition de surface du lit sédimentaire.

Sur la figure 3.38.A, la dispersion des points de mesures est importante aussi bien pour les sables que pour les graviers : aucune tendance forte ne se dégage. La figure 3.38.B, présente le débit charrié en fonction de la proportion de sable initiale. Le débit de la classe de sable augmente fortement pour une proportion de sable comprise entre 0,1 et 0,2 puis semble être constant.

Comme détaillé dans le paragraphe 1.6.3., les formules de transport proposées dans la littérature (Kleinhans et Grasmeijer, 2006) relient généralement le débit volumique adimensionnel ϕ_i au paramètre de mobilité de Shields θ_i :

$$\phi_i = \alpha (f(\theta_i))^\delta$$

$$\phi_i = \frac{Q_{i, char}}{\sqrt{(s-1) g D_i^3}}$$

$$\theta_i = \frac{\tau}{\rho_e (s-1) g D_i}$$

Avec α et δ des paramètres empiriques qui nécessitent une calibration et $f(\theta_i)$ une fonction pouvant dépendre du paramètre de mobilité critique $\theta_{i, cr}$.

Les figures 3.38.C-D et 3.39 représentent le débit volumique adimensionnel ϕ_i respectivement en fonction, du paramètre de mobilité de Shields θ_i , du rapport $\frac{\tau}{\tau_{i, cr}}$

(équivalent à $\frac{\theta_i}{\theta_{i, cr}}$) et du rapport $\frac{\tau - \tau_{i, cr}}{\tau_{i, cr}}$ (équivalent à $\frac{\theta_i - \theta_{i, cr}}{\theta_{i, cr}}$), pour la classe des

sables ($D_i = 0,5 \text{ mm}$) et pour les graviers ($D_i = 2 \text{ mm}$).

Pour un même forçage, certains écarts de débits adimensionnels mesurés varient de deux ordres de grandeur. Cette variabilité ne permet pas de tracer une droite de régression afin de déterminer les paramètres empiriques α et δ .

En plus des incertitudes inhérentes à la mesure, cette dispersion atteste de l'insuffisance des paramètres pris en compte dans les formulations. La composition du mélange de particules n'est pas considérée dans ces expressions alors qu'elle joue sans doute un rôle clé dans l'intensité du transport.

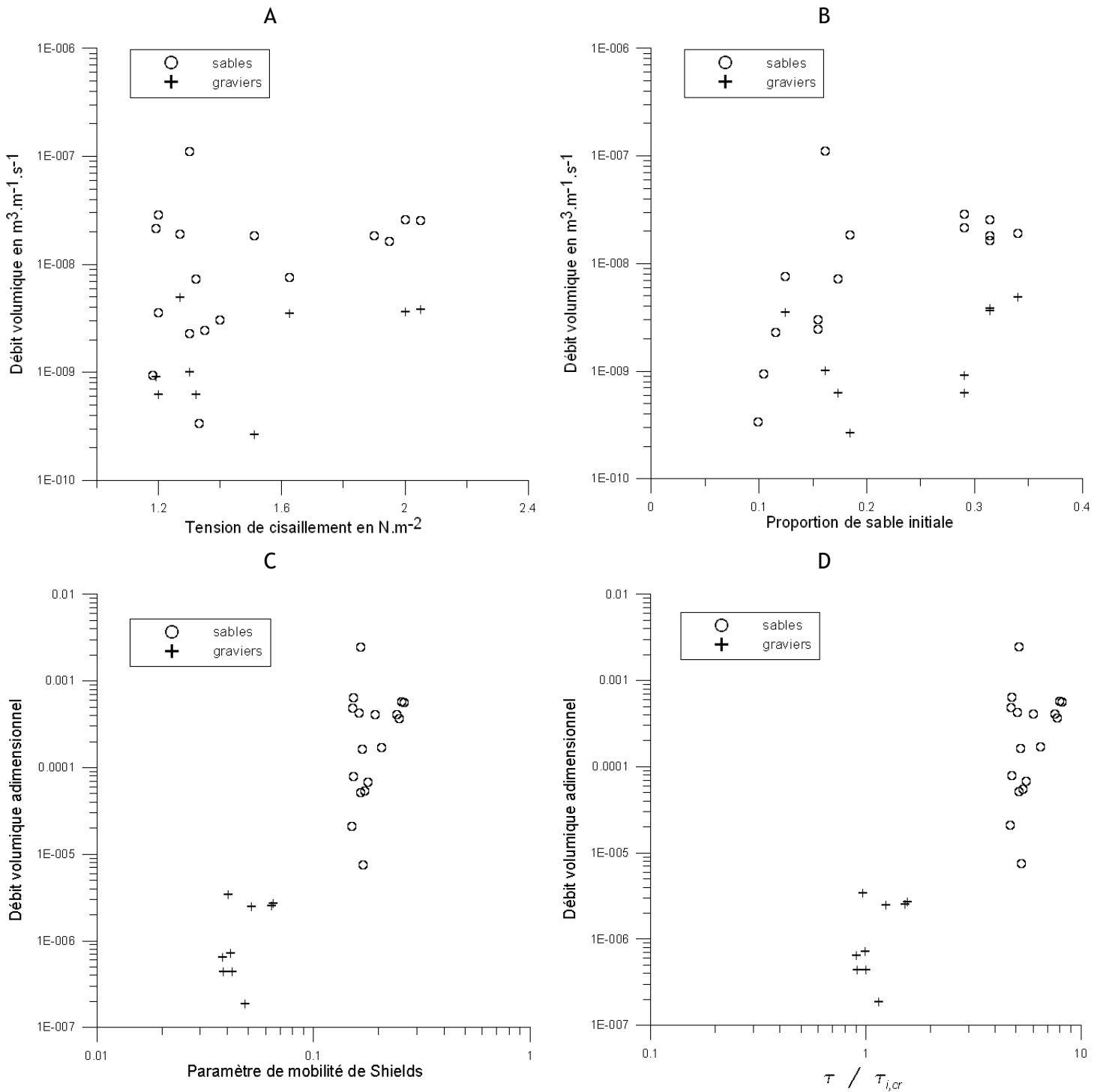


Figure 3.38 Débit volumique de sables et de graviers transportés par charriage en fonction du forçage et de la composition de la surface sédimentaire. A : Débit volumique en fonction de la tension de cisaillement. B : Débit volumique en fonction de la proportion de sable. C : Débit volumique adimensionnel en fonction du paramètre de mobilité de Shields. D : Débit volumique adimensionnel en fonction du rapport de la tension de cisaillement à la tension de cisaillement critique de chaque classe.

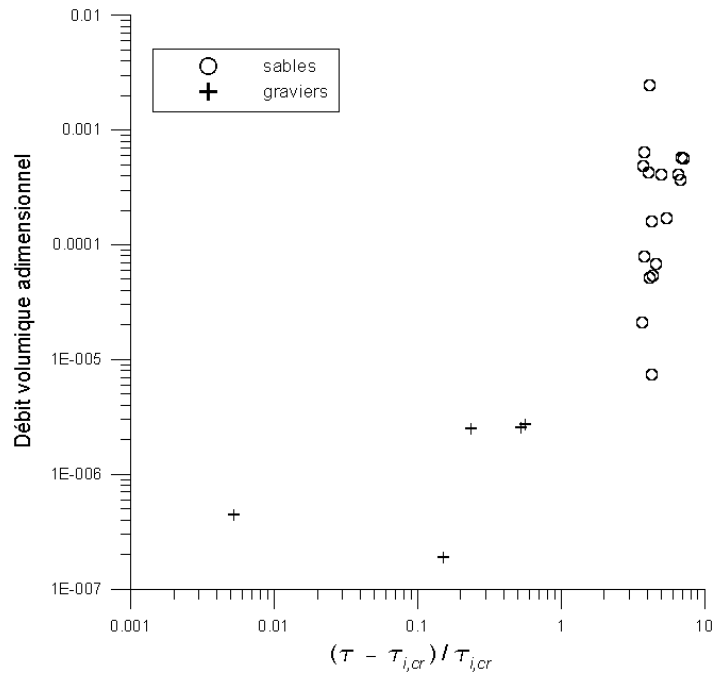


Figure 3.39 Débit volumique adimensionnel en fonction du rapport de l'excès de tension de cisaillement à la tension de cisaillement critique pour chaque classe.

Synthèse

La méthodologie adoptée et le traitement d'images développé ont permis de quantifier deux aspects primordiaux liés au charriage de particules hétérométriques sur un faciès grossier :

- la mesure de la taille maximale de particules mobilisées donne une estimation du seuil critique de mise en mouvement ;
- le débit solide transporté par classe de taille a été déduit de la distribution des particules en mouvement.

L'analyse a considéré trois classes de taille : les sables, les graviers et les cailloutis (immobiles sur les images sélectionnées). Malgré la variabilité des résultats obtenus, les mesures sont cohérentes avec ce qui a été décrit dans la littérature, ce qui accorde du crédit à ce nouveau système d'étude du transport par charriage.

Sur cette série de données, la modification du critère de mise en mouvement de Shields par la prise en compte d'un coefficient de masquage-exposition ne semble pas pertinente. La prise en compte de la composition du mélange permettrait sans doute de mieux caractériser les flux transportés.

La comparaison de ces données avec une sélection de formulations de la littérature est réalisée au chapitre 6.3.1.1.

3.4.4. Caractérisation des flux en suspension

3.4.4.1. Charge particulaire

Plusieurs capteurs installés sur la structure du DySPI (ADV, OBS et granulomètre laser) ont permis d'estimer la charge particulaire en suspension. Le fluorimètre a servi à différencier la part de la turbidité due aux particules phytoplanctoniques de celle due aux particules minérales. Des prélèvements à la bouteille Niskin ont été effectués pour calibrer les signaux des capteurs. Le signal rétrodiffusé de l'ADP n'a pas pu être exploité pour estimer la charge particulaire car sa puissance était trop faible.

La figure 3.40 présente les résultats des charges en MES obtenus à partir des filtrations d'eau prélevée à la bouteille Niskin. Deux constats ressortent clairement de ces représentations :

- la concentration en MES est faible (environ 5 mg.L^{-1} pour les points Job, FlaS et FlaO et 10 mg.L^{-1} pour le point Jer) ;
- il y a très peu de variation de la charge particulaire que ce soit dans le temps ou sur la profondeur. Les profils réalisés au transmissiomètre confirment ce dernier point : seule une légère augmentation de la charge au fond est observée sur la plupart des profils.

Les forts coefficients de marée et les trois jours de brassage intense dû à la tempête qui a précédé les mesures, sont sans doute responsables de cette relative homogénéité de la colonne d'eau. La concentration en MES est deux fois plus importante au Sud de Jersey (point Jer) que dans le Nord Cotentin (points Job, FlaO et FlaS) alors que le faciès de surface y est le plus grossier (mais la proportion de particules fines en profondeur y est plus importante). Cette déconnexion entre la couverture sédimentaire superficielle et la charge en suspension a déjà été signalée dans cette zone (communication personnelle de Francis Gohin) à la suite de mauvaises conditions météorologiques.

Au vu de ces résultats, deux calibrations des capteurs installés sur la structure ont été réalisées : une pour les points FlaO, Job, FlaS et une autre pour le point Jer. Le granulomètre rend accessible une valeur de charge particulaire exprimée en concentration volumique, la calibration d'une concentration massique à partir de prélèvements filtrés (poids sec) peut donc être biaisée si les particules ne sont pas de même nature (agrégats peu denses contenant beaucoup d'eau interstitielle).

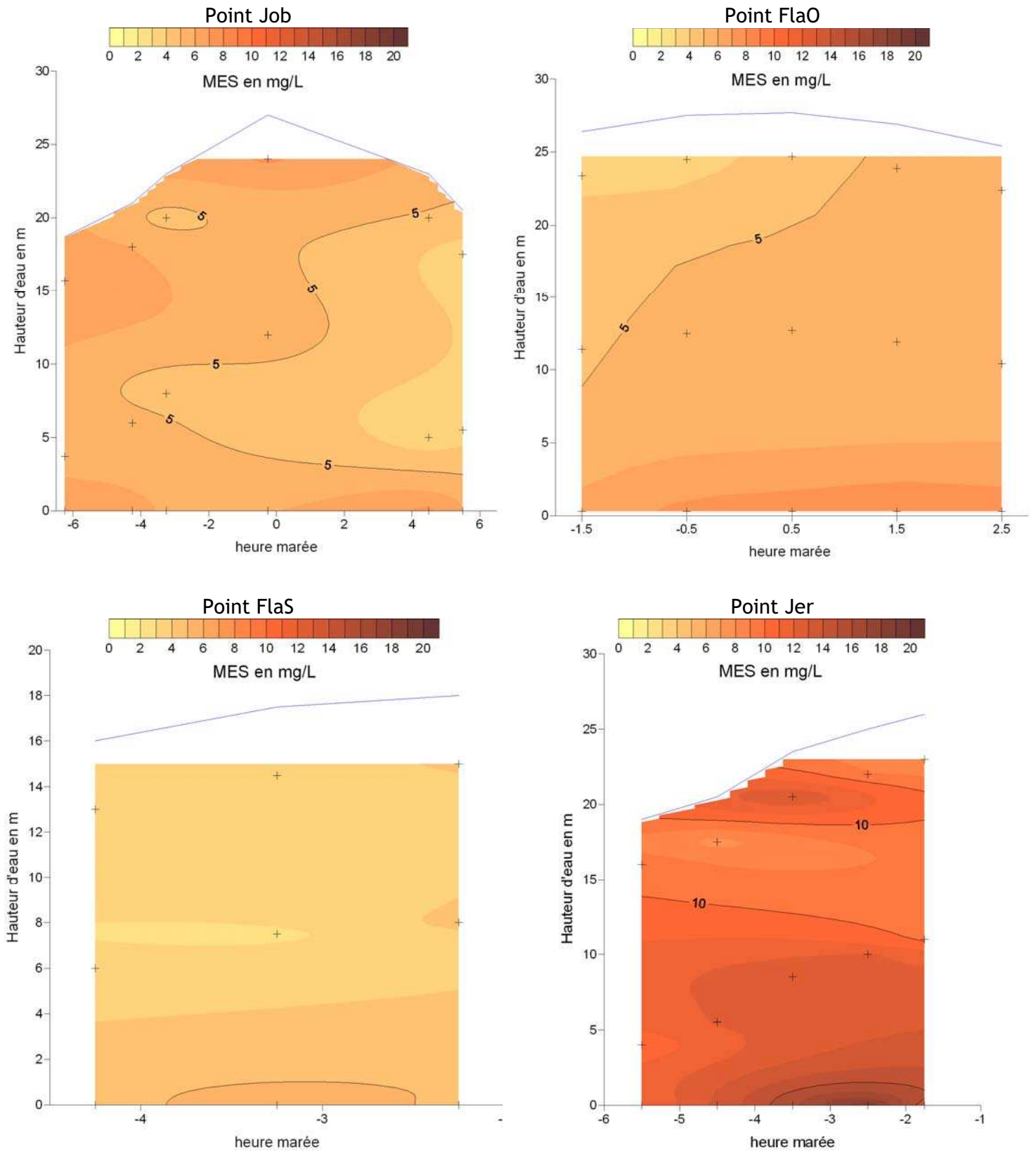


Figure 3.40 Répartition de la concentration massique en MES dans le temps et sur la profondeur obtenues par interpolation des valeurs issues des prélèvements aux quatre stations.

Les séries temporelles de charge particulaire à 30 cm du fond sont présentées sur la figure 3.41. Les valeurs absolues des charges obtenues pour les différents capteurs sont similaires même si régulièrement, l'écart entre deux modes de mesures est supérieur à 1 mg.L^{-1} .

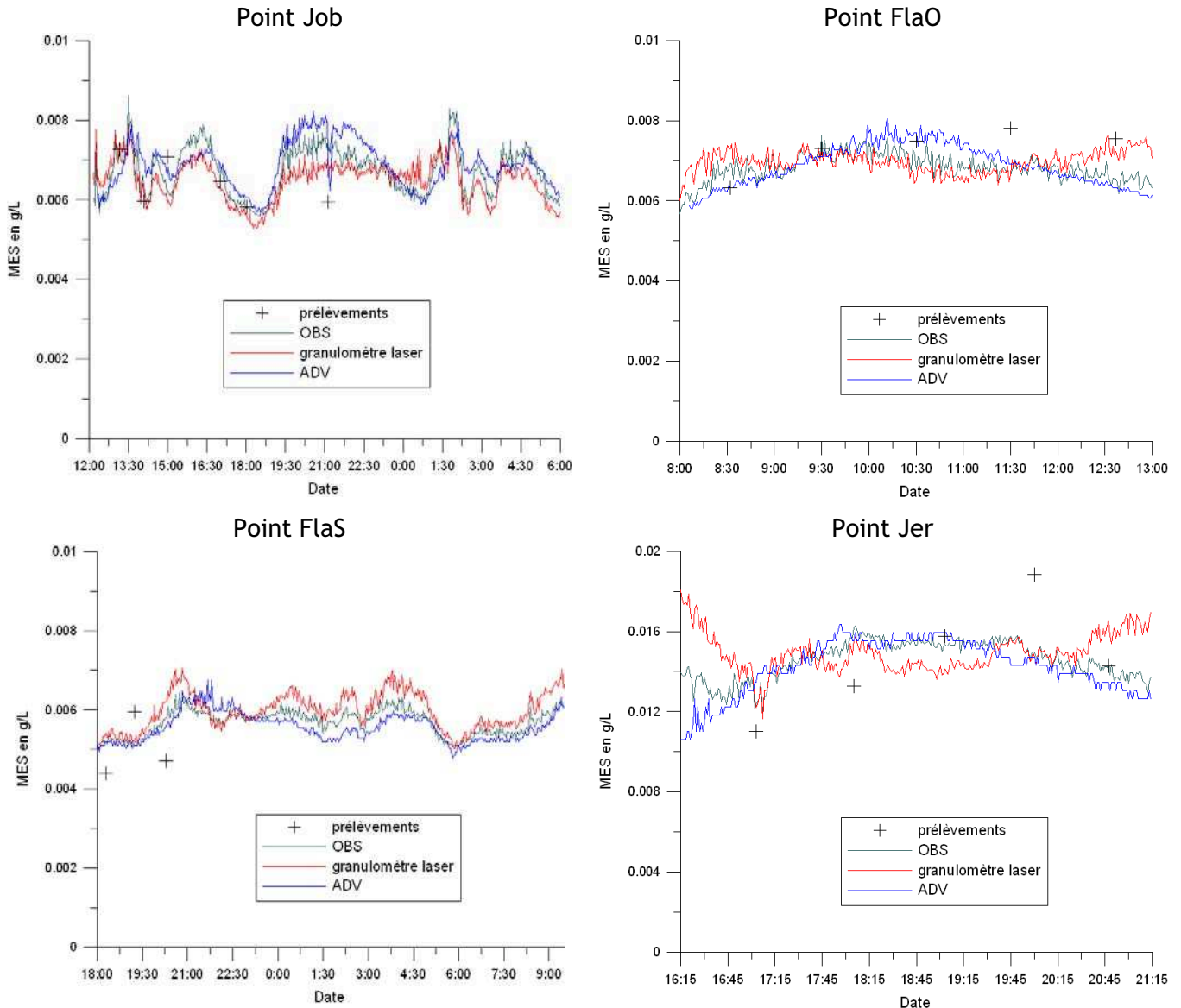


Figure 3.41 *Séries temporelles de la concentration massique en MES obtenues avec le granulomètre laser, l'OBS, l'ADV et par prélèvements aux quatre stations.*

Cependant, la concentration en MES ne varie pas toujours de la même manière selon les capteurs : au début de la série temporelle du point Jer, la charge mesurée par l'OBS est relativement constante alors qu'elle diminue selon le granulomètre et augmente pour l'ADV. Cet écart traduit la différence de sensibilité des capteurs en fonction de la population de particules en suspension. Celle-ci s'explique par les différents principes de

mesures mis en œuvre : la rétrodiffusion optique pour l'OBS, la diffraction optique pour le granulomètre et la rétrodiffusion acoustique pour l'ADV. Lunven et Gentien (2000) ont noté que les agrégats sont détectés par le granulomètre et invisibles à l'OBS, plus sensible aux grains plus fins. L'ADV utilisé est sensible aux particules dont la taille est comprise entre 10 μm et 200 μm (Voulgaris et Meyers, 2004).

Le granulomètre laser permet de différencier la contribution de 30 classes de taille à la charge volumique totale. Les figures 3.42 et 3.43 présentent les répartitions granulométriques en quelques instants remarquables (écart important entre les différents capteurs, creux ou pics de charge) des séries temporelles de la figure 3.41. Aux quatre stations ateliers, deux modes prédominent : le premier à 100 μm et le second supérieur à 400 μm (la classe supérieure du granulomètre laser). Leur proportion relative est plus ou moins marquée en fonction du moment de la marée. Un pic de concentration centré sur les particules de 30 μm est observé aux quatre stations. L'étroitesse de la classe granulométrique concernée par la hausse de concentration témoigne d'une population de particules spécifiques qui sera caractérisée au paragraphe 3.4.4.2.

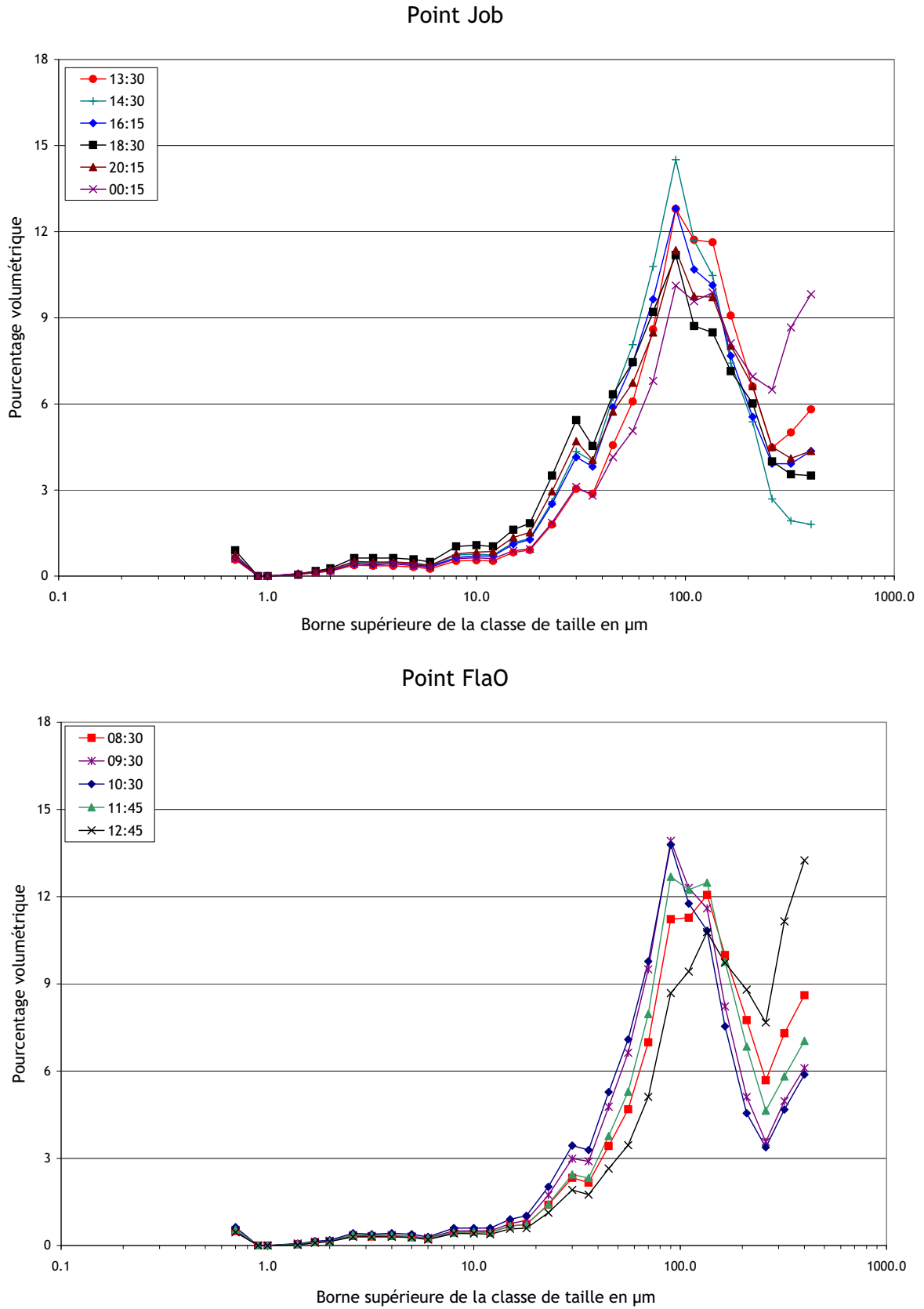


Figure 3.42 Répartition granulométrique des particules en suspension détectées par le granulomètre laser en différentes heures de la marée aux stations Job et FlaO.

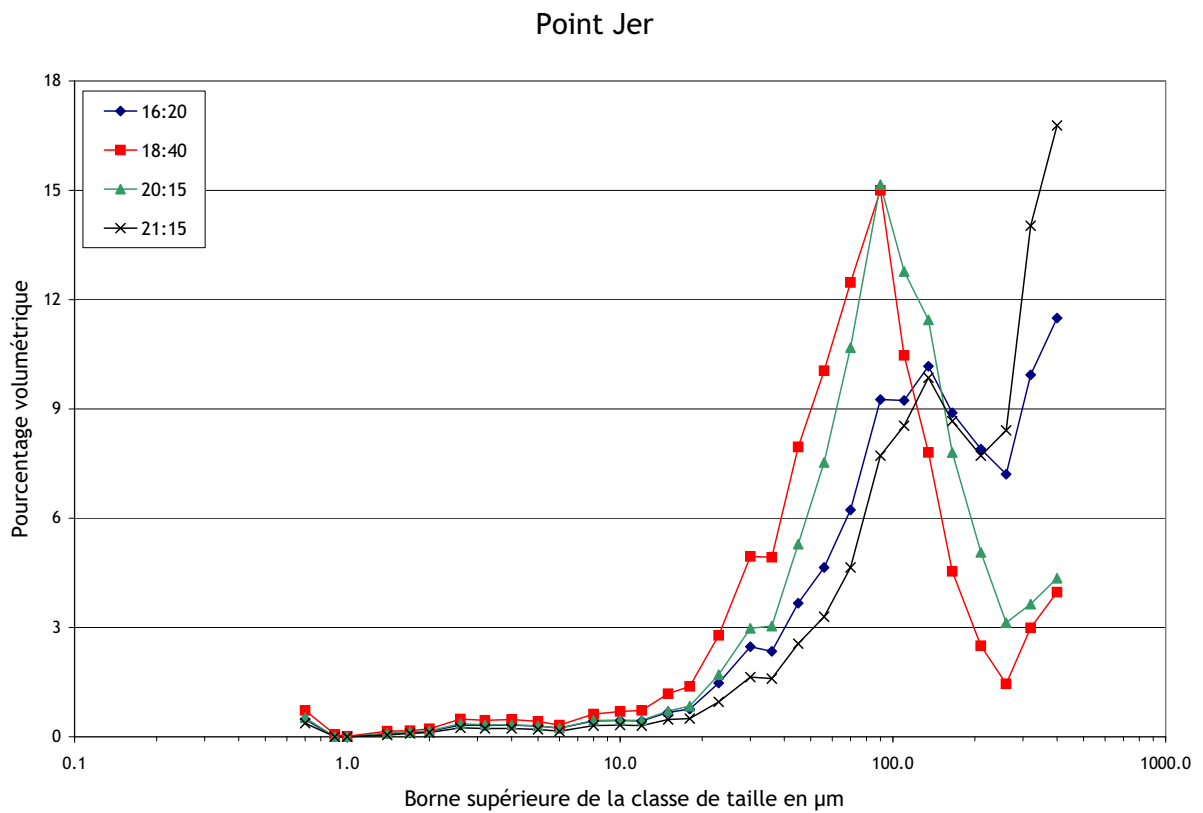
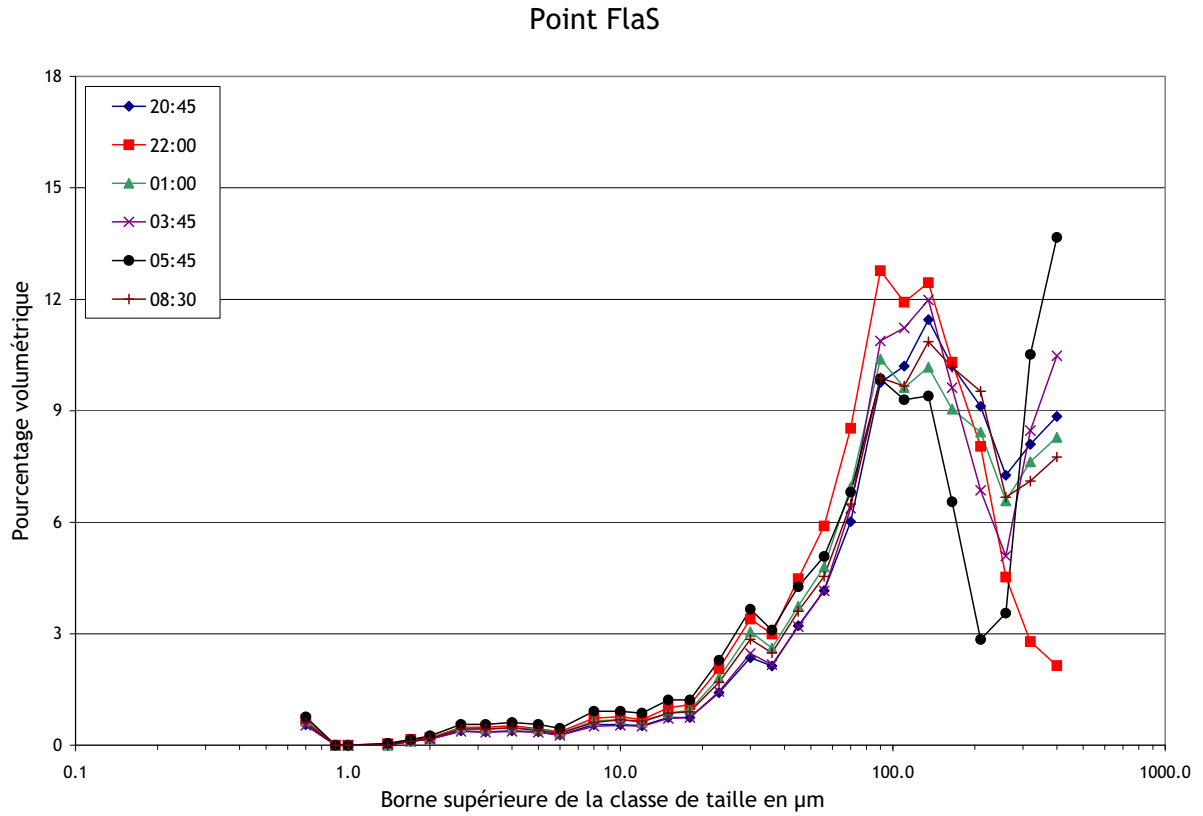


Figure 3.43 Répartition granulométrique des particules en suspension détectées par le granulomètre laser en différentes heures de la marée aux stations FlaS et Jer.

Au vu des ces répartitions granulométriques, les données issues du granulomètre laser ont été regroupées en trois classes de taille sur les figures 3.44 et 3.45 : [0 μm ; 56 μm] (vase),]56 μm ; 260 μm] (sables fins) et]260 μm ; 400 μm] (sables moyens). La série temporelle du pourcentage de la contribution de chaque classe à la charge totale y est représentée pour chaque station ainsi que l'évolution du diamètre médian D_{50} . D'une manière générale, cette figure met en évidence le transfert de la charge d'une classe de particules à une autre. La contribution de la classe 56 - 260 μm est prépondérante et reste relativement constante au cours du cycle de mesure (environ 60% de la charge totale). Il n'en est pas de même pour les classes 0 - 56 μm et 260 - 400 μm qui ont des variations anti-corrélées. La série temporelle du point Jer en est la meilleure illustration : l'évolution de la proportion de particules de vase compense exactement celle de la classe des sables moyens alors que la contribution des sables fins ne varie pas. Trois hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce phénomène de transfert :

- une même population de grains est soumise à un cycle d'agrégation-désagrégation au rythme des fluctuations de l'intensité turbulente ;
- la capacité érosive du fluide diminue et ne permet plus la mise et le maintien en suspension des grains dont la taille est inférieure à une valeur critique, alors que les plus grossiers se déposent (la concentration en MES toutes tailles confondues diminue);
- la capacité érosive du fluide augmente, des particules de taille de plus en plus importante sont entraînées en suspension, les grains les plus fins ne participent pas à l'augmentation de la charge car ils ont été lessivés précédemment (la concentration en MES toutes tailles confondues augmente).

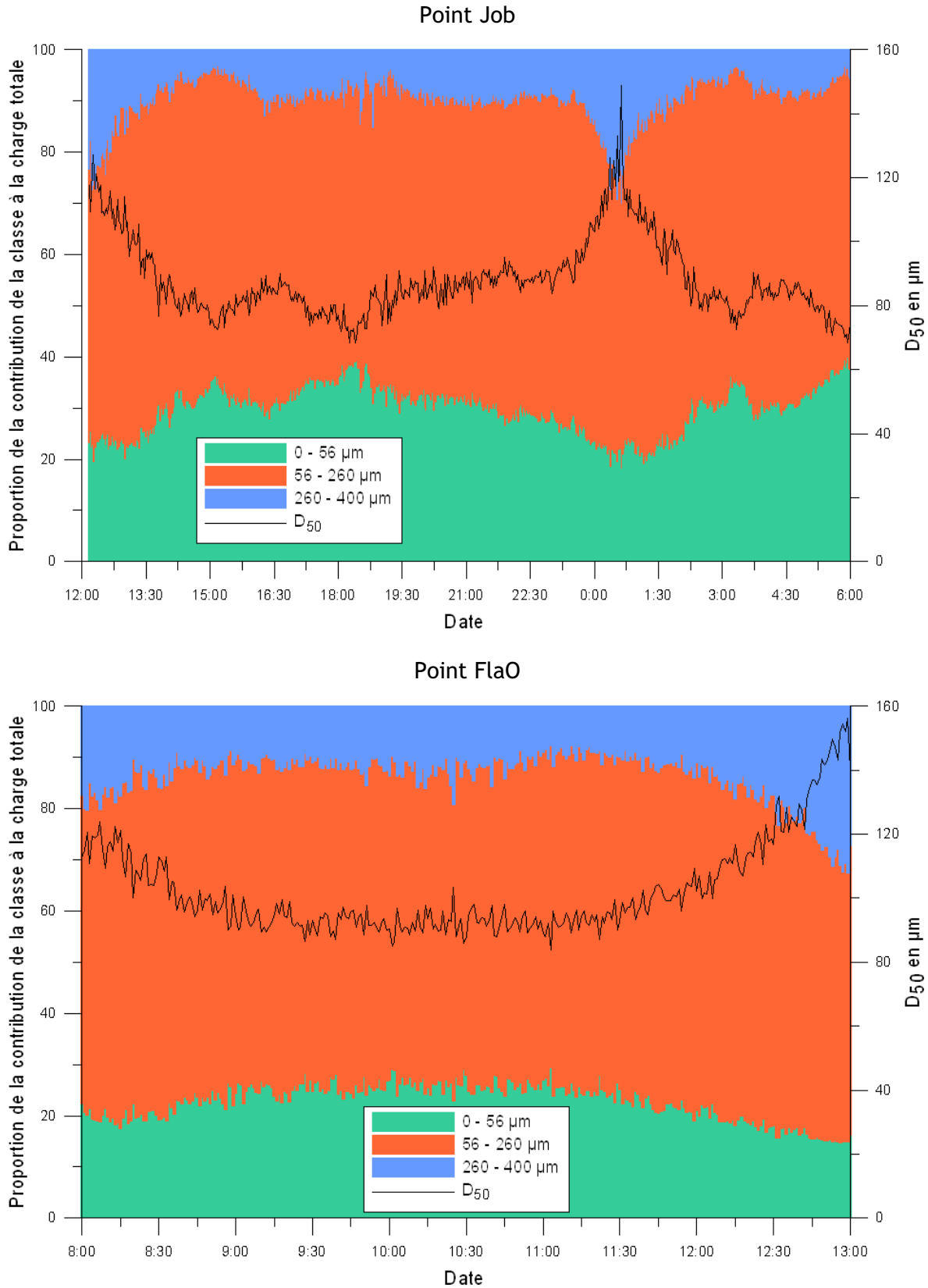


Figure 3.44 Série temporelle de la contribution (en pourcentage) de trois intervalles de classes granulométriques à la concentration en MES mesurée avec le granulomètre laser et série temporelle du diamètre médian D_{50} des particules en suspension aux stations Job et FlaO.

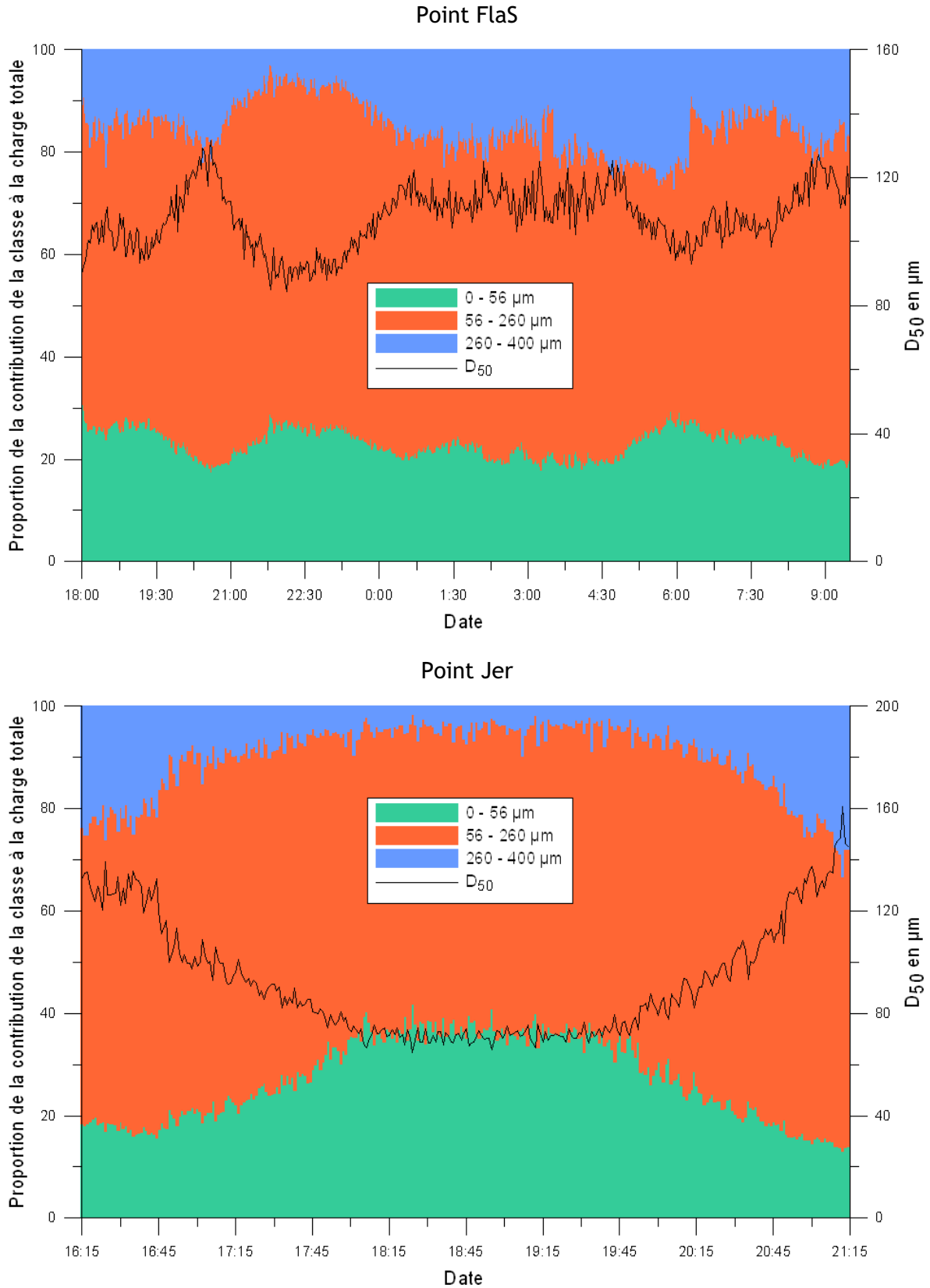


Figure 3.45 Série temporelle de la contribution (en pourcentage) de trois intervalles de classes granulométriques à la concentration en MES mesurée avec le granulomètre laser et série temporelle du diamètre médian D_{50} des particules en suspension aux stations FlaS et Jer.

Ces dernières figures associées à la charge totale (figure 3.41) et aux paramètres hydrodynamiques (figures 3.23-3.24, 3.25 et 3.26-3.27) permet de caractériser la dynamique des particules en suspension.

Les figures nécessaires à l'analyse sont regroupées par station en annexe C et en feuilles volantes.

Point Job

Alors que la tension de cisaillement diminue régulièrement de 2 N.m² à 0,2 N.m² lorsque le courant porte au SSE (autour de la basse mer), une succession de trois pics de concentration en MES est observée. Cette succession se retrouve à l'identique, tant en durée qu'en amplitude, à la seconde basse mer investiguée. A l'étalement de courant précédente, la proportion de particules de taille supérieure à 260 µm augmente de manière importante au détriment des particules inférieures à 56 µm, ceci est traduit par un net accroissement du D_{50} . Ce transfert de charge d'une classe fine à une classe plus grossière est dû à la formation d'agrégats de particules. En effet, la forte hausse de l'échelle de Kolmogorov reflète la faible intensité de la turbulence ce qui favorise l'agrégation. Les particules ainsi formées sont moins denses que les grains pris séparément, leur vitesse de chute est donc inférieure à celle d'un grain minéral de même taille. Ceci explique leur capacité à rester en suspension alors que le forçage est faible. Les trois capteurs réagissent différemment à cet épisode : alors que le granulomètre détecte une concentration en MES constante, l'OBS et l'ADV la voient diminuer (de manière plus marquée pour l'ADV). Suite à cette période d'étalement, le premier des trois pics de charge est probablement dû à la remobilisation des particules déposées et à la décomposition des agrégats qui produisent des particules plus fines, mieux détectées par l'ADV et l'OBS. Les deux pics suivants sont sans doute le fait de matériel non local qui est advecté par des masses d'eau différentes. L'étalement qui fait suite à la basse mer est marqué par une baisse de la concentration en MES attribuable au dépôt des particules les plus importantes. Contrairement à l'étalement précédant la basse mer, les trois capteurs réagissent de concert et le D_{50} diminue : il n'y a pas d'agrégation. Cette dissymétrie entre les deux étalements peut être expliquée à la fois par la nature des particules en suspension mais aussi par l'intensité de la turbulence (amplitude de l'échelle de Kolmogorov). Lorsque le frottement maximal est atteint (6 N.m²) à la pleine mer, la charge en suspension augmente. C'est la classe 56 - 260 µm qui y contribue le plus, la proportion de la classe 260 - 400 µm reste stable alors que celle de la classe 0 - 56 µm diminue. Ce résultat laisse à penser que les grains les plus fins sont progressivement lessivés de la surface lorsque le forçage augmente (phénomène de pavage).

Afin de distinguer la partie de la charge en MES due à l'érosion locale, la meilleure corrélation entre la tension de cisaillement et la charge de classes continues cumulées du granulomètre laser a été recherchée. Sur l'ensemble de la série temporelle c'est le cumul des classes de 15 μm à 23 μm qui est le mieux expliqué par le frottement. Pendant le flot (le courant porte au NNO), lorsque le forçage est le plus important, les classes de 15 μm à 30 μm sont les mieux corrélées. Pendant le jusant, seule la classe 90 μm répond le mieux au forçage. En flot, ces valeurs de classes de tailles sont faibles au vu du forçage appliqué par le courant à cette station. Le fait que pour un forçage moins important ce soit une classe de taille supérieure qui soit la mieux corrélée, indique que la tension de cisaillement n'est pas suffisante pour expliquer les concentrations en suspension.

Point FlaO et Jer

La dynamique des particules en suspension est similaire aux points FlaO et Jer bien que les faciès soient différents : le point Jer présente une stratification marquée avec une surface très grossière par rapport à des couches sous jacentes plus fines tandis que le faciès du point FlaO est homogène sur la profondeur (grossier : $D_{50} = 1 \text{ mm}$).

Le D_{50} en suspension est fortement corrélé à l'échelle de Kolmogorov : les particules de taille importante sont présentes en suspension lorsque la tension de cisaillement est moins forte ce qui traduit une dynamique d'agrégation et de désagrégation. Seul le granulomètre laser est sensible à la charge que représente les particules de taille supérieure à 260 μm . La concentration en MES issue des mesures à l'ADV présente la même évolution que la tension de cisaillement.

La meilleure corrélation entre le frottement et la charge de classes continues cumulées du granulomètre laser est obtenue pour l'intervalle 23 μm - 36 μm à la station Jer et pour la classe 56 μm au point FlaO.

Point FlaS

L'analyse des paramètres hydrodynamiques (paragraphe 3.4.2.) a montré que les capteurs ont été perturbés par le mauvais positionnement de la structure sur cette station. Les résultats sont donc à interpréter avec précaution. Bien que l'intensité du forçage soit moins importante sur ce point (courant maximal moyenné sur la verticale de $0,75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), les valeurs absolues de charge en suspension et les valeurs de D_{50} restent similaires à celles rencontrées aux stations situées dans la même zone (Job et FlaO).

Synthèse

De par leur principe de mesure, les trois capteurs utilisés réagissent différemment à la concentration en MES en fonction de la granulométrie des particules en suspension. En se basant sur les trois classes de taille sélectionnées pour cette étude, l'ADV semble le plus apte à traduire les variations de charge de la classe la plus fine (0 - 56 µm), l'OBS est plus sensible aux fluctuations de la classe 0 - 260 µm alors que le granulomètre laser est capable de détecter les particules supérieures à 260 µm. Ces observations sont en accord avec les conclusions de Lunven et Gentien (2000) et de Voulgaris et Meyers (2004). Une étude précise de ces données a permis d'affiner l'intervalle des classes sensibles de l'OBS et de l'ADV. Le tableau 3.8 présente les résultats de la meilleure corrélation obtenue en chaque station entre le signal de l'ADV et de l'OBS (avant calibration) et la meilleure association de classes continues du granulomètre laser. Ces étendues granulométriques plus restreintes confirment les conclusions tirées de la répartition en trois classes. Les différences obtenues entre les quatre stations ne sont pas importantes et peuvent sans doute être expliquées par la nature des particules en suspension. Pour tester cette hypothèse, une différenciation a été faite entre la période de flot (courant portant au NNO) et de jusant (courant portant au SSE) pour la station Job. Les différents intervalles de classes granulométriques les mieux corrélées attestent de l'importance à accorder à la nature des particules.

	OBS	ADV
Job	45 - 165 µm	0,7 - 10 µm
FlaO	30 - 90 µm	0,7 - 12 µm
FlaS	135 µm	3,2 - 23 µm
Jer	0,7 - 135 µm	2 - 8 µm
Job flot	18 - 45 µm	0,7 - 90 µm
Job jusant	56 - 400 µm	0,9 - 12 µm

Tableau 3.8 *Intervalles de classes granulométriques du granulomètre laser pour lesquelles la meilleure corrélation est obtenue avec les signaux de l'OBS et de l'ADV.*

Sur les quatre points investigués, il est difficile de corréler le forçage à la concentration de MES ou à une population de grains caractérisée uniquement par sa granulométrie. La relation qui lie la charge particulaire en suspension (que ce soit en quantité ou en qualité) à la granulométrie de surface et à l'intensité de la turbulence doit intégrer d'autres facteurs tels que :

- la capacité des grains à s'agréger pour former des particules de taille plus importante mais moins dense ;
- la quantité de grains de chaque classe présente à la surface de la couverture sédimentaire qui sont disponibles à la mise en suspension (phénomène de lessivage des particules fines jusqu'à la formation d'une couche pavée) ;
- l'advection de populations de particules de nature et/ou de granulométrie différentes.

3.4.4.2. Composition des matières en suspension

Trois méthodes ont été mises en œuvre pour caractériser la nature des particules en suspension :

- la perte au feu a permis de différencier la matière en suspension organique (POM) des particules inorganiques (PIM) (tableau 3.9) ;
- le fluorimètre a fourni en chaque station une série temporelle de la biomasse de phytoplancton présente en suspension à 30 cm du fond (figure 3.46) ;
- le microscope électronique à balayage (MEB) associé à un spectromètre de masse a permis d'apprécier la forme, la texture, la topographie et la composition chimique des grains (figures 3.47 et 3.48).

Il ressort du tableau 3.9 que le rapport POM/MES est toujours décroissant de la surface vers le fond.

	Job	FlaO	FlaS	Jer
surface	18,2 (5,3)	18,4 (4,7)	35,3 (4,6)	12,5 (3,9)
mi-profondeur	16,7 (3,4)	18,6 (4,8)	34,2 (6,5)	11,5 (1,5)
fond	15,6 (3,9)	13,0 (4,2)	33,0 (4,5)	10,2 (0,3)
moyenne	16,8 (4,4)	16,7 (5,2)	34,2 (5,4)	11,4 (2,6)

Tableau 3.9 Moyenne du rapport POM/MES en pourcentage et écart type (valeurs entre parenthèse) aux différentes heures de la marée en trois profondeurs.

La production de phytoplancton ayant lieu dans la couche photique principalement en surface, il est classique de trouver un gradient de matière organique négatif vers le fond. Les points Job et FlaO présentent des compositions similaires alors que les mesures réalisées au point FlaS, situé dans la même zone, mettent en évidence des matières en suspension riches en matière organique (proportions supérieures à 30%). Le point FlaS a été investigué pendant une période hydrodynamique moins intense, ce qui peut expliquer le

déficit de la contribution de la matière minérale (plus dense) à la charge en MES. Les particules en suspension du point Jer présentent une moindre proportion de matière organique que celles des autres stations. Ce point est celui qui présente les plus fortes valeurs de tension de cisaillement. Il semble une nouvelle fois que la proportion de matière organique dans la turbidité soit anti-corrélée à l'intensité du forçage moyen.

La figure 3.46 présente la série temporelle de la biomasse de chlorophylle-a mesurée à 30 cm du fond en chaque station. Les valeurs absolues de teneur en chlorophylle-a sont faibles (de l'ordre de $1 \mu\text{g.L}^{-1}$), elles correspondent bien à la production primaire relevée en fin de mois de mars (communication personnelle de M. Lunven). Cette faible charge en phytoplancton intervient très peu dans la concentration en MES, entre 5000 et 10000 fois plus importante. Les variations de la contribution d'une certaine classe de taille à la charge en MES ne peuvent donc pas être expliquées par la concentration en cellules phytoplanctoniques.

En chaque point, la teneur en chlorophylle-a augmente lorsque le forçage diminue. Ces pics de concentration ne sont donc pas dus à la mise en suspension du microphytobenthos mais plutôt à la sédimentation dans la colonne d'eau des organismes phytoplanctoniques produits dans les couches photiques de surface.

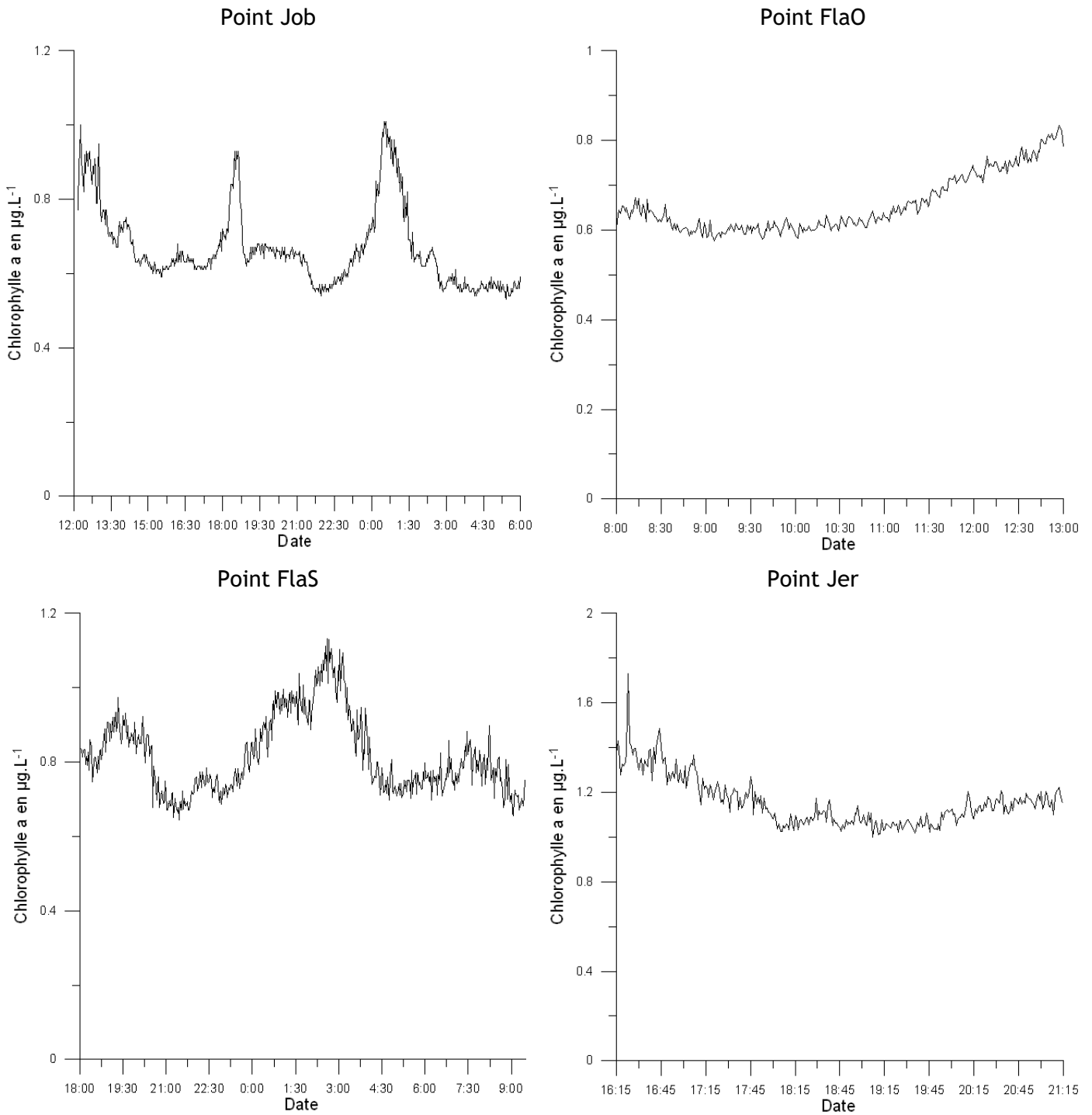


Figure 3.46 Série temporelle de la concentration massique en chlorophylle-a aux quatre stations.

Des observations au MEB ont été effectuées sur des prélèvements d'eau réalisés à 30 cm du fond au point Job et FlaO. Elles ont permis de caractériser les principales populations de particules repérées sur les distributions granulométriques issue du granulomètre laser (figures 3.42 et 3.43) : grains de 30 μm de diamètre et de 100 μm . Ceux de taille supérieure à 400 μm n'ont pas été observés au MEB mais à la loupe binoculaire, il s'agit de

grains bio- ou litho-clastiques et d'agrégats indurés. En terme de nature des particules, aucune différence marquante n'a été observée entre les échantillons prélevés aux différents moments de la marée (étale ou maximum de courant).

La figure 3.47 présente quatre vues d'ensemble représentatives des échantillons prélevés. On y retrouve à la fois des grains minéraux (quartz ou calcaires) et des floccs jusqu'à 200 µm, des diatomées (figure 3.48.A) et des foraminifères de tailles plus petites ou des spicules d'éponges et des pelotes fécales (figure 3.48.B). La figure 3.48.B présente des grains caractéristiques de ces échantillons : une pelote fécale (B1), un spicule (B2), un grain bioclastique (B3), un grain lithoclastique (B4). Des diatomées sont fixées sur ces deux derniers grains, elles attestent qu'ils ont séjourné dans la couverture sédimentaire et ont donc subi une remise en suspension. La figure 3.48.A montre plusieurs diatomées que l'on retrouve en grand nombre dans les échantillons. Ces particules sont calibrées à 30 µm, ce sont donc ces dernières qui constituent le pic de répartition relevé par le granulomètre. De plus, elles sont régulièrement présentes dans les floccs.

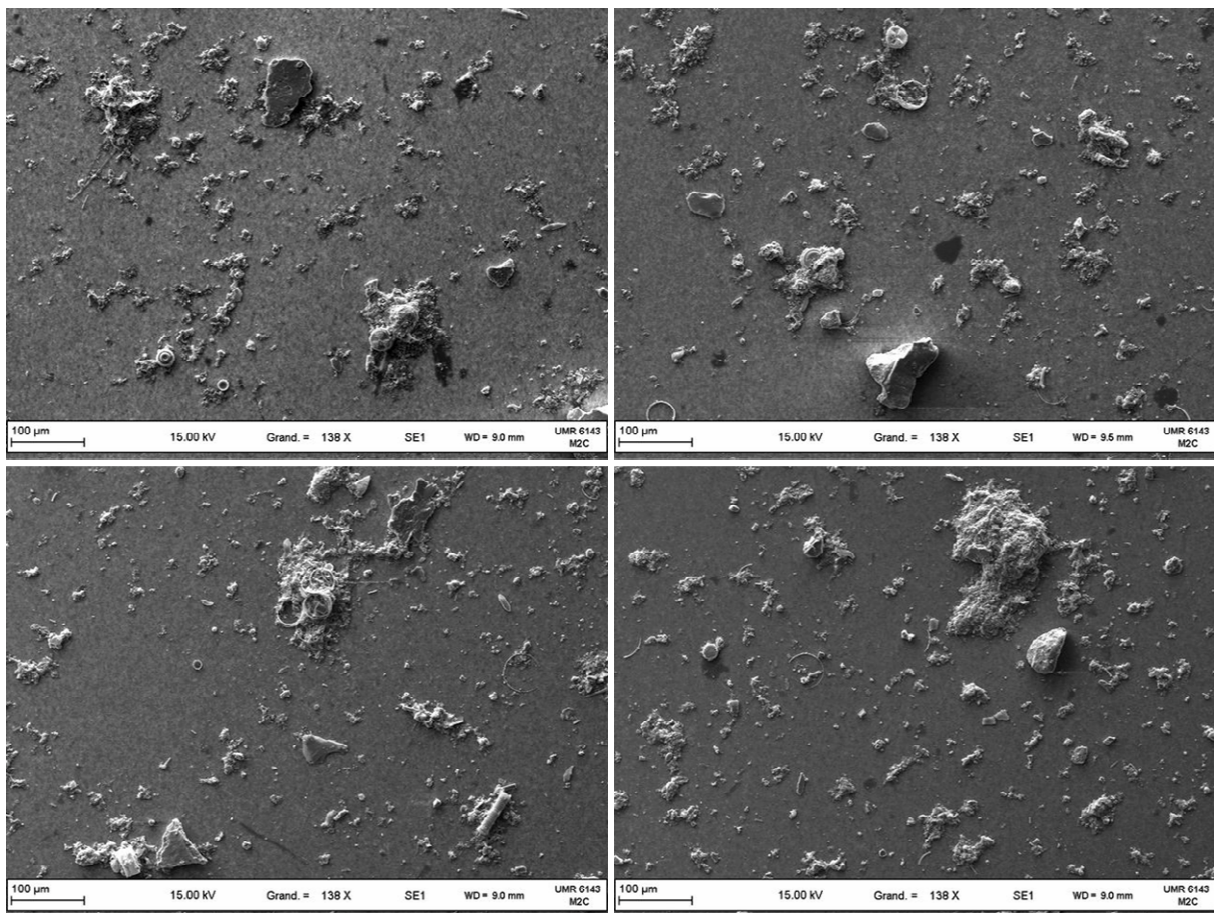
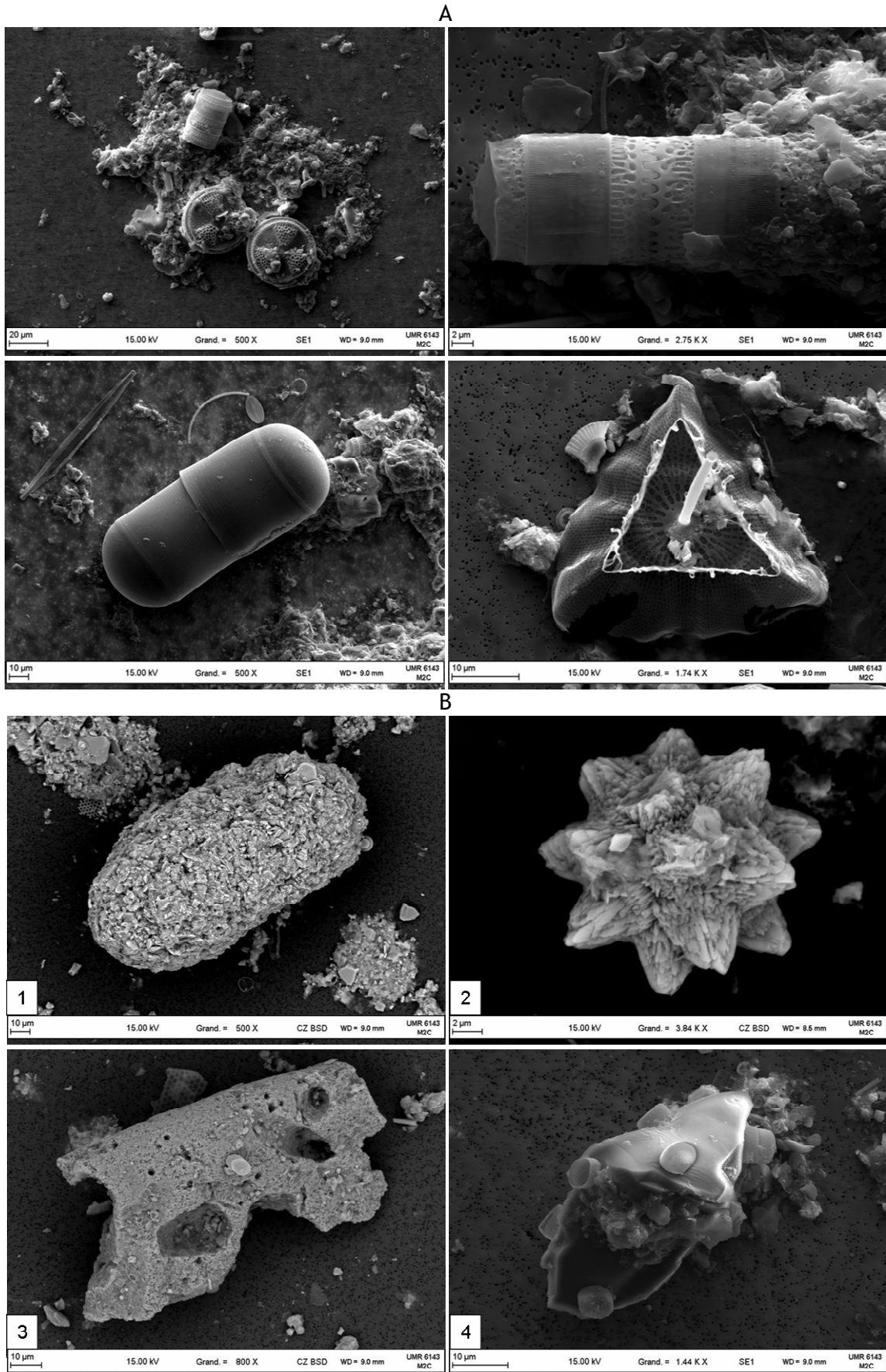


Figure 3.47 Photographies au microscope électronique à balayage (MEB) de particules prélevées à 30 cm du fond. Vues d'ensemble.



3.4.5. Apports des profils de radioéléments

Des comptages de l'activité radioactive des sédiments ont été effectués sur les prélèvements non perturbés des dix premiers centimètres de la couverture sédimentaire. Les protocoles de prélèvement et de mesure ont été décrits au paragraphe 3.3.3.3. Les résultats de ces mesures et leurs exploitations sont développés ici.

3.4.5.1. Principe du traçage radioactif des particules : application au Cap de la Hague

Introduction

Cette introduction est inspirée de Laguionie (2006).

Un radioélément environnemental est un isotope instable d'un élément chimique, qui se désintègre spontanément, émettant une ou des radiations mesurables (définition IRSN). Une désintégration se produit après un temps moyen connu, ce qui confère à l'isotope des propriétés radiochronométriques remarquables. L'élément résultant peut également être radioactif, sous la forme d'un isotope de son élément parent ou sous la forme d'un élément chimique différent. Dans l'environnement, on distingue principalement deux types de radioéléments : les naturels et les artificiels (d'origine anthropique). Ils sont présents sous la forme d'éléments traces associés à la fois aux particules terrigènes et aux matières organiques, mais également sous forme dissoute au sein de la phase liquide.

Depuis la fin des années 1950, les radioéléments sont abondamment utilisés en sédimentologie. Ils ont à la fois montré leur intérêt dans :

- Des études de transport localisées pour la facilité de traçage qu'ils offrent. Une quantité de grains aux caractéristiques connues est irradiée (pour générer des éléments instables) et introduite dans le système hydro-sédimentaire à étudier. Le suivi régulier de la dispersion des grains marqués fournit des informations sur le débit transporté et sur l'épaisseur de la couche sédimentaire impliquée dans le transport. Les revues de synthèse de White (1998) et Black *et al.* (2007) montrent que cette méthode a principalement été appliquée aux grains de sable. Les autorisations de rejet d'éléments radioactifs artificiels se durcissant du fait des préoccupations environnementales, cette méthode est maintenant abandonnée.
- Des études de transfert de sédiments marqués par une source naturelle ou artificielle connue (Talbot et Andren, 1984 ; Dibb et Rice, 1989 ; Vogler *et al.*, 1996 ; Bonté *et al.*, 2000).

- Des études de datation ou de taux de sédimentation à grande échelle de temps, en s'appuyant sur la propriété radiochronométrique de radionucléides naturels (Larsen et Cutshall, 1981, Anderson *et al.*, 1987 ; Joshi *et al.*, 1992 ; Carvalho, 1997 ; Ciffroy *et al.*, 2003). Cette méthode est valable lorsque les phénomènes de turbulence locale peuvent être négligés (Brown *et al.*, 1989 ; Canuel *et al.*, 1990). C'est le cas de systèmes hydro-sédimentaires peu perturbés comme les lacs ou les mers profondes.

Dans cette étude, les radioéléments sont rejetés dans la masse d'eau par une source proche et connue. Ils vont permettre de tracer le transfert vertical des particules marquées dans les couches sédimentaires. L'approche se veut intégratrice des processus hydro-sédimentaires sur une période de temps de 1 à 50 ans : on ne se place pas à l'échelle des cycles d'événements de dépôt, de charriage et de remise en suspension.

Choix des radioéléments à étudier

Les radioéléments doivent respecter plusieurs critères pour être adaptés à l'étude des processus hydro-sédimentaires (Laguionie, 2006) :

- avoir une demi-vie adaptée : les variations de radioactivité doivent être comparables aux échelles de temps des processus hydro-sédimentaires étudiés ;
- être présents dans les milieux aquatiques ;
- être exogènes à la particule ou présents en excès par rapport à un radioélément endogène (dont on est capable de connaître la concentration sur la particule) ;
- émettre un rayonnement gamma lors de leur désintégration pour faciliter la métrologie ;
- être présents en concentration suffisante de manière à ce que la radioactivité mesurée soit supérieure au seuil de détection des spectromètres gamma (avec un intervalle de confiance à 95%) ;
- avoir une forte affinité vis-à-vis de la phase particulaire ($K_d \gg 1$).

Les radioéléments environnementaux répondants à ces critères ont des origines variées. Ils peuvent être d'origine artificielle (accident de Tchernobyl pour le Césium-137, affluent de l'usine de retraitement de combustibles usés de la Hague), ou naturelle (formation du Béryllium-7 dans la haute atmosphère, Plomb-210 et Thorium-234 présents dans la minéralogie des particules).

En Manche, les principales sources de radioéléments sont (Gouzy, 2004) :

- les retombées atmosphériques à la surface de la mer ;
- les eaux de la Seine et de ses affluents (principal mode de retour en mer d'une partie des retombées atmosphériques qui se sont effectuées sur les bassins versants) ;

- l'entrée des eaux atlantiques (elles-mêmes marquées par les retombées à la surface de l'Atlantique) ;
- les rejets industriels contrôlés (effluents de l'usine de retraitement de combustible de la Hague pour l'essentiel).

Les mesures ont été réalisées dans le golfe Normand-Breton (station FlaO, Job, FlaS et Jer), non loin de l'émissaire de l'usine de la Hague. Cette source présente l'avantage d'être parfaitement connue : la position du point de rejet (au Sud-Ouest du Nez de Jobourg), la date et la durée des rejets ainsi que leurs natures et leurs quantités sont renseignées depuis la création de l'usine en 1965 (figure 3.49).

Trois radioéléments rejetés par l'usine ont été sélectionnés sur la base des critères énoncés :

- le ruthénium 106 (Ru-106) de demi-vie 373 jours (environ 1 an) ;
- le cobalt 60 (Co-60) de demi-vie 1925 jours (environ 5 ans) ;
- le césium 137 (Cs-137) de demi-vie 11012 jours (environ 30 ans).

Pour ce dernier, l'apport des retombées atmosphériques ne peut pas être négligé. Ils sont dus aux tests nucléaires, menés de 1951 à 1962, et à l'accident de Tchernobyl en 1986. Les rejets de l'usine sont donc augmentés de la valeur du bruit de fond mesuré dans l'eau (2 Bq : Bailly du Bois *et al.*, 2002).

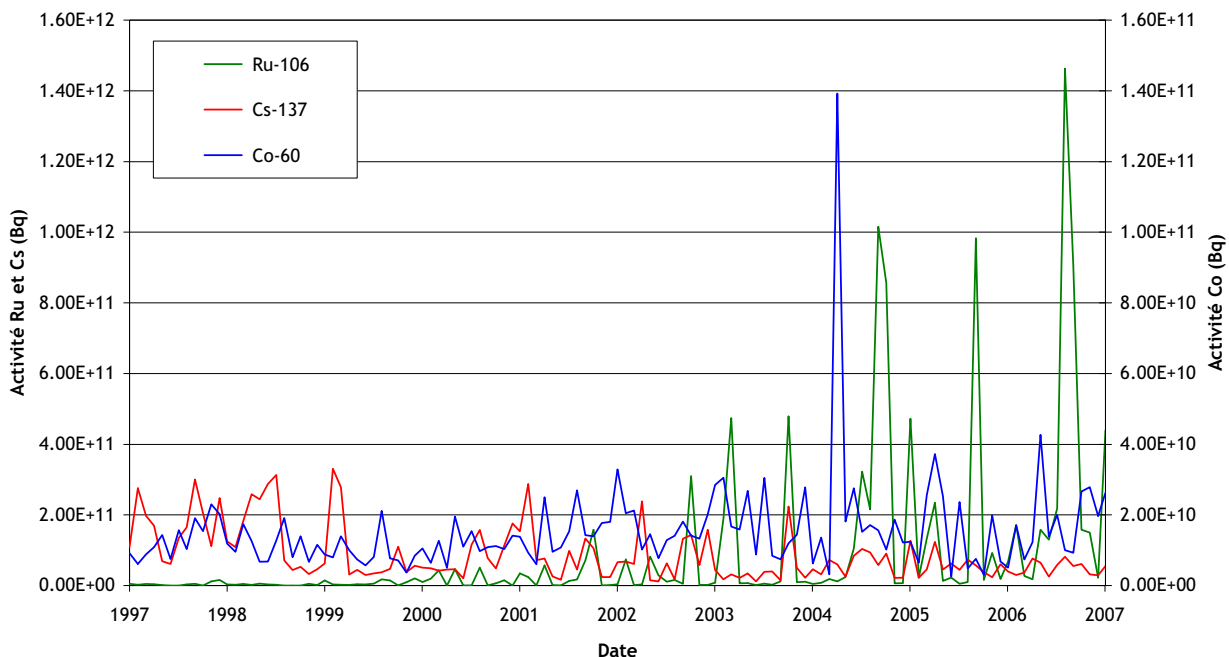


Figure 3.49 Rejets mensuels de Ru-106, Cs-137 et de Co-60 par l'usine de retraitement de combustible de la Hague corrigés de la décroissance radioactive à compter de mars 2007.

Les mesures de radioactivités ont été réalisées sur la fraction la plus marquée des échantillons (taille inférieure à 63 μm) pour augmenter la probabilité que la concentration en radioélément soit supérieure au seuil de détection des spectromètres gamma. Des analyses au granulomètre laser (Coulter LS) sur les cinq échantillons composant un prélèvement ont montré une homogénéité granulométrique de la fraction vaseuse sur la profondeur ($D_{50} = 12,5 \mu\text{m}$ au point Job). Les variations du profil d'activité ne peuvent donc être attribuées à la granulométrie des particules.

La figure 3.50 présente les profils d'activité de ces trois éléments mesurés à proximité de l'émissaire. Les profils obtenus sont semblables sur les deux séries de prélèvements réalisées. En première approximation, la présence de Ru-106 (période radioactive de 1 an) à 10 cm de fond sur une seule de deux séries indique que les dix premiers centimètres sont remaniés en moins de 10 ans. En effet, au bout de 10 ans, l'activité résiduelle du Ru-106 est 2^{10} fois moins importante (soit un facteur 1000).

Les différents profils d'activité sur la profondeur sont à relier aux fluctuations temporelles du terme source. La méthodologie pour y parvenir est développée au paragraphe suivant.

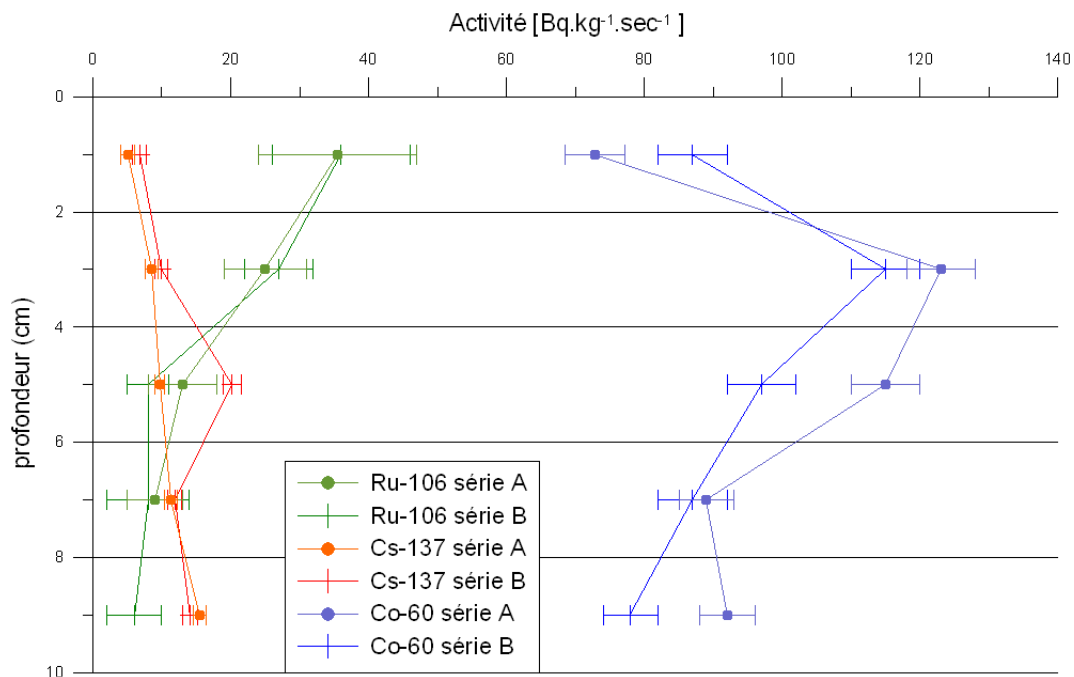


Figure 3.50 Profils d'activité de Ru-106, Cs-137 et Co-60 mesurés au point Job (au Sud du Nez de Jobourg). L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%). Les séries A et B correspondent à deux séries d'échantillons.

Les figures 3.51 et 3.52 présentent les profils d'activité en Cs-137 et Co-60 mesuré aux trois autres stations.

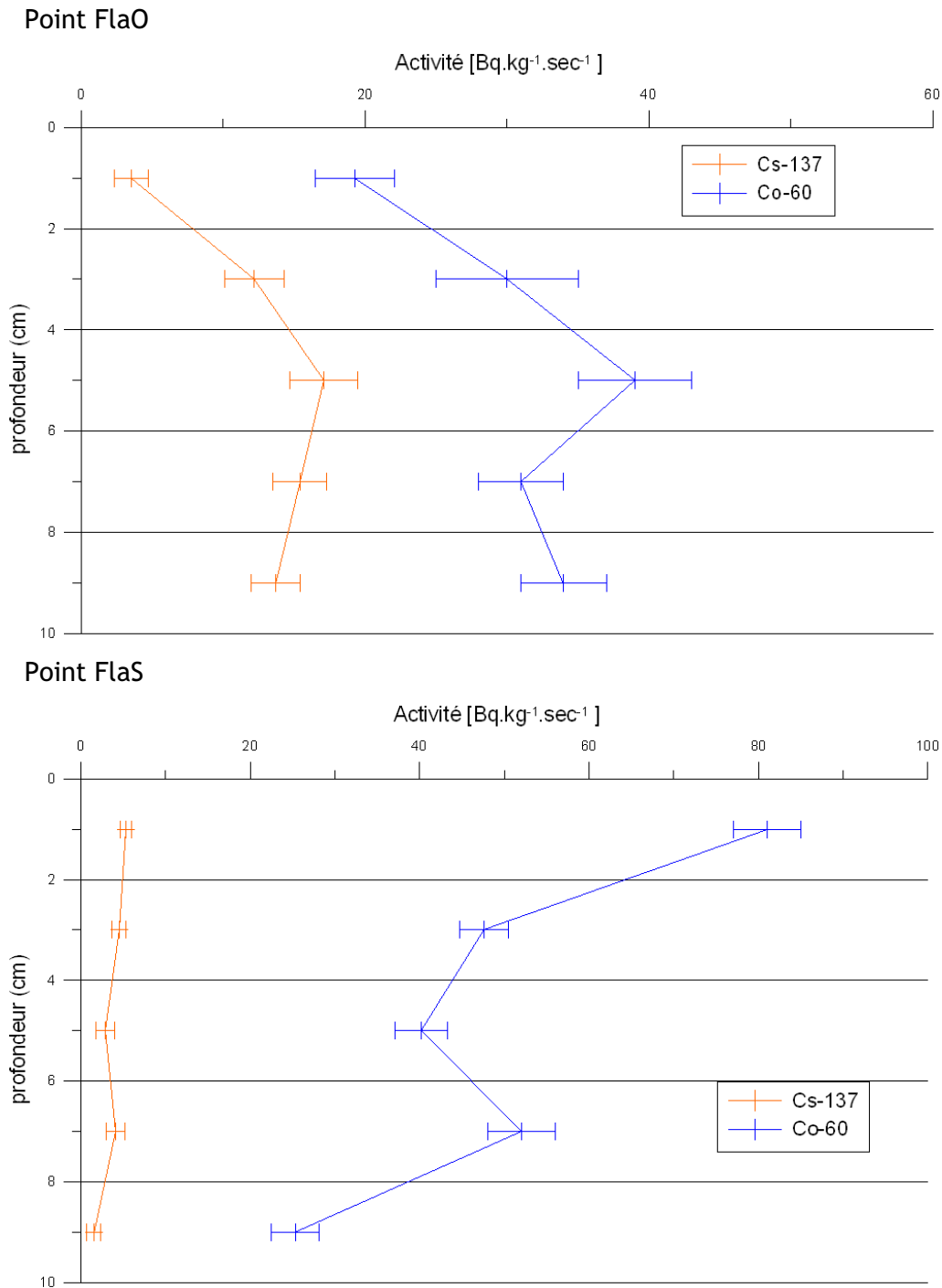


Figure 3.51 Profils d'activité en Cs-137 et Co-60 mesurés aux points FlaO et FlaS. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%).

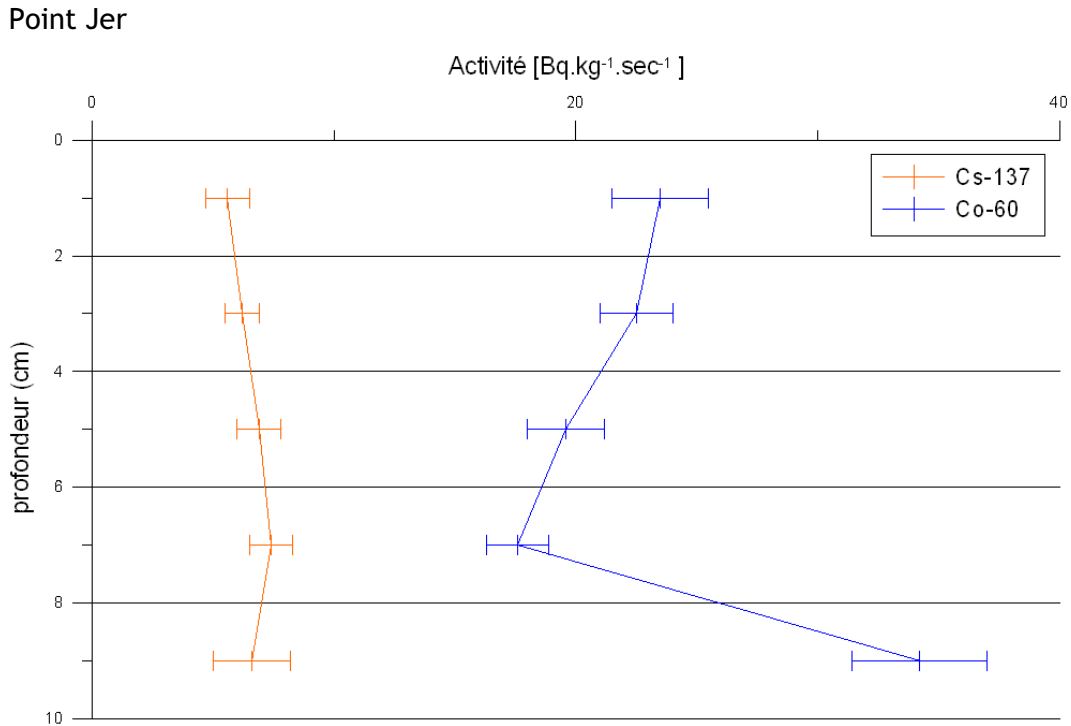


Figure 3.52 Profils d'activité en Cs-137 et Co-60 mesurés au point Jer. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%).

Le Ru-106 n'a pas été détecté sur ces stations. Les activités mesurées, moins importantes que celles observées au point Job, traduisent la dilution spatiale due à l'éloignement du point de mesure à la source. Les gradients observés sur la profondeur ne sont pas toujours identiques. Ceci peut être attribué à la variabilité de la dynamique sédimentaire locale entre les quatre points et à l'incertitude inhérente au mode de prélèvement.

Le coefficient de partage

Les rejets de l'usine se font sous forme dissoute, une partie des radioéléments vont se fixer (par sorption) sur les particules présentes en suspension. A l'état d'équilibre, le ratio de radioactivité entre ces deux phases est appelé « coefficient de partage » (ou de distribution). Il est noté k_d et s'obtient en divisant l'activité par kilogramme de particules (en Bq.kg⁻¹) par l'activité par mètre cube d'eau (en Bq.m⁻³). Ce coefficient de partage est caractéristique d'un élément et dépend de nombreux facteurs environnementaux (voir Laguionie, 2006 pour une revue de synthèse détaillée) :

- les propriétés physico-chimiques de la phase dissoute (pH, conductivité, température, concentration d'autres éléments) ;

- la nature de la phase particulaire (concentration en colloïdes, teneur en matière organique, minéralogie) ;
- la granulométrie de la phase particulaire : plus le diamètre des particules est petit, plus leur surface spécifique augmente et plus les capacités de sorption sont grandes.

Le potassium est principalement associé aux argiles. Ainsi, pour s'affranchir des variations apparentes de radioactivité dues aux modifications de la teneur en argile entre les échantillons, les résultats peuvent être normalisés par l'activité du K-40 radioactif. La figure 3.53 présente les profils de K-40 aux quatre stations de prélèvement. La concentration varie peu en fonction de la profondeur aux stations Job et Jer alors qu'un gradient vers le fond est observé au point FlaO et que le point FlaS présente une démarcation à 4 cm de profondeur avec des couches de surfaces plus riches en potassium. Les profils normalisés sont représentés sur la figure 3.54, ils sont peu différents des profils bruts (figures 3.51 et 3.52).

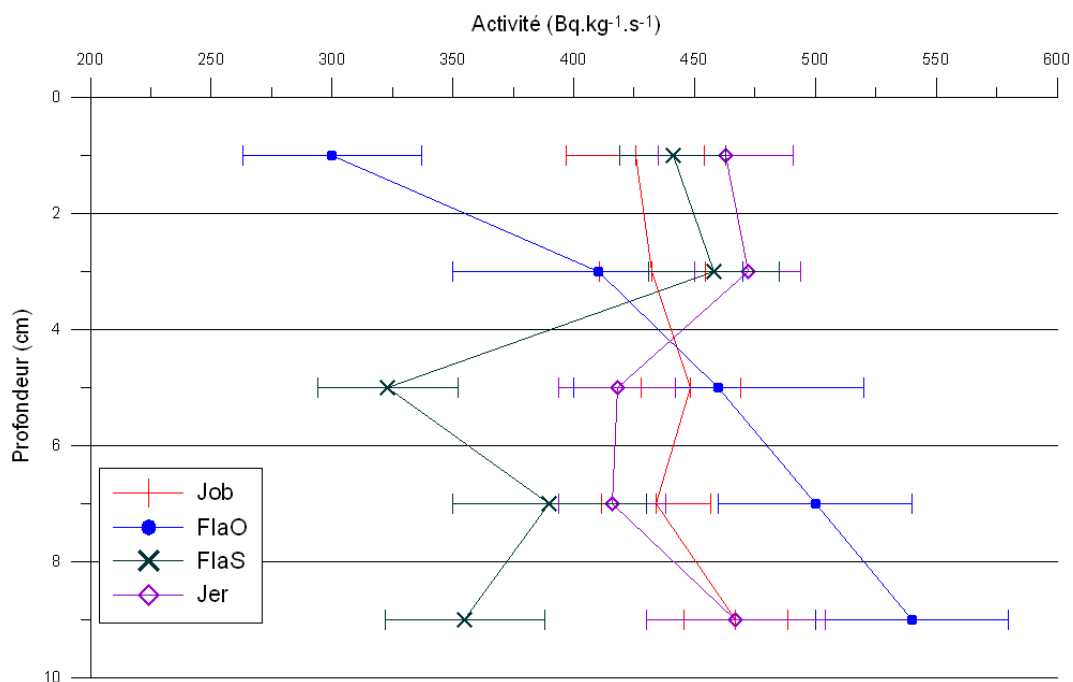


Figure 3.53 Profils d'activité de K-40 mesurés aux quatre stations. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée. Les séries A et B du point Job correspondent à deux séries d'échantillons.

La complexité des interactions *in-situ* entre les facteurs influençant le coefficient de partage rend son expression analytique difficile. Laguionie (2006) conclut sa revue de synthèse en affirmant que le K_d est hautement dépendant du site d'étude. La variabilité des données disponibles dans le golfe Normand-Breton ne permet pas d'avancer une valeur

suffisamment précise des coefficients de partage pour la fraction vaseuse du Ru-106, du Cs-137 et du Co-60. Ces coefficients seront autant de paramètres que l'on cherchera à estimer au travers de la modélisation des profils d'activités mesurées.

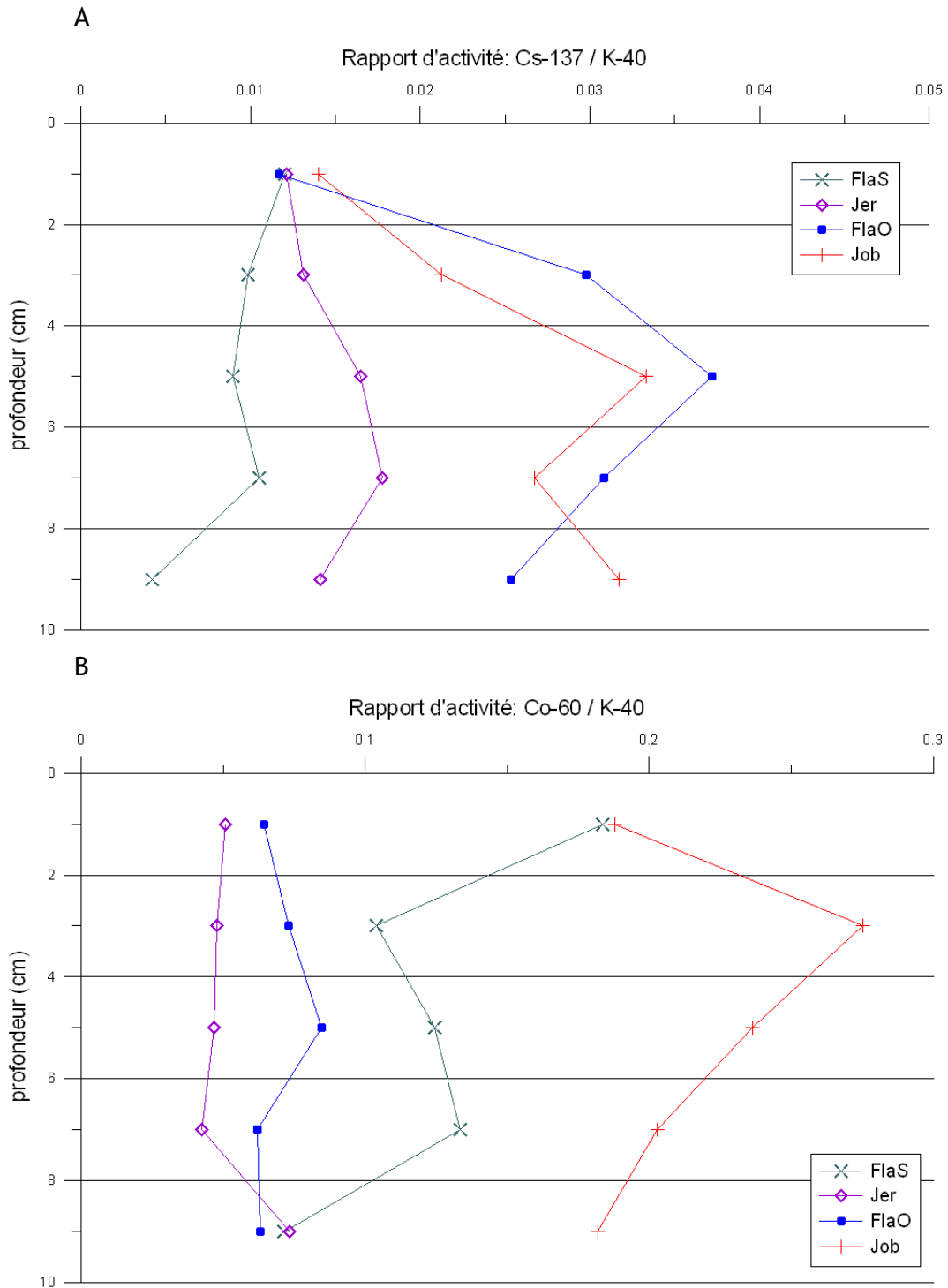


Figure 3.54 Profils d'activité du Cs-137 (A) et du Co-60 (B) normalisés par l'activité du K-40.

3.4.5.2. Principe de modélisation du traçage des particules fines dans la couverture sédimentaire.

L'objectif poursuivi est de caractériser la dynamique de répartition des particules fines (inférieures à 63 μm) dans la profondeur d'une couverture sédimentaire composée majoritairement de grains grossiers. Les observations réalisées avec le système DySPI (paragraphe 3.4.3.1.) ont permis d'évaluer l'évolution de la surface du faciès à l'échelle d'un cycle de marée, les profils granulométriques ont fourni une image de la répartition des particules (paragraphe 3.4.1.). La mise en relation des profils instantanés de radioactivité associée aux particules fines avec l'évolution temporelle du terme source de radioéléments permet de proposer un schéma de mélange vertical qui intègre les processus hydro-sédimentaires sur une période de temps longue.

Schématisation du comportement des radioéléments du point de rejet au piégeage dans la couverture sédimentaire

Pour pouvoir simuler la distribution verticale des radioéléments dans la couverture sédimentaire à partir de la seule connaissance du terme source plusieurs hypothèses doivent être faites. Le comportement des radioéléments sélectionnés (Ru-106, Cs-137 et Co-60) est basé sur le modèle conceptuel suivant :

- La position de la source est fixe, la fréquence et la concentration des rejets sont connues mensuellement. La quantité de radioéléments rejetés est corrigée de la décroissance radioactive à la date du prélèvement puisque c'est l'activité gamma résiduelle qui est mesurée dans le sédiment.
- Une partie des radioéléments en phase dissoute vont se fixer sur les particules fines en suspension selon un coefficient de partage K_d dépendant des conditions environnementales. Sur l'échelle de temps considérée, on admet que l'équilibre entre phase particulaire et phase aqueuse est atteint, le K_d ne change donc pas. Ce coefficient est une variable d'ajustement du modèle.
- A partir du point de rejet, seule une partie des radioéléments fixés vont pouvoir marquer la station de prélèvement sédimentaire : il y a dilution spatiale de la quantité rejetée. Cette fraction est dépendante de la distance source - point de mesure. Pour s'affranchir de l'estimation d'un coefficient de dilution, on considère qu'il est le même pour toutes les particules marquées en un lieu donné, et on s'intéresse à des rapports d'activité en radioéléments et à leur rapport de K_d respectif. Pour éviter les confusions, le rapport des K_d de deux éléments sera appelé rapport de partage RK_d .

- La particule marquée va subir des cycles dépôt - immobilité en surface ou infiltration (et peut être piégeage) - érosion, jusqu'à ce que le prélèvement soit effectué. L'importance relative de chaque étape du cycle est dépendante des conditions hydro-sédimentaires locales. La présence de Ru-106 à 10 cm de fond nous apprend que cette épaisseur de sédiment est marquée par des rejets âgés au maximum de 10 ans. Ce sont donc les 120 derniers mois de rejets cumulés qui sont susceptibles de se trouver dans le sédiment au moment du prélèvement. Ce cumul est pondéré par un facteur de décroissance exponentiel. En effet, une dilution temporelle s'opère : à chaque remise en suspension une partie des particules risque de ne plus venir se déposer au point de prélèvement parce qu'elles se font piéger ailleurs (elles quittent le stock). Ainsi, plus un rejet est âgé, moins il a de chance de marquer le sédiment prélevé. Ce facteur de décroissance est un indicateur du temps de résidence des particules marquées. C'est sous ce dernier nom que l'on s'y référera désormais.
- Le système sédimentaire dans lequel les prélèvements ont été faits est considéré à l'équilibre : malgré sa dynamique importante, la zone n'est ni en érosion ni en engraissement (Walker, 2001). L'enfouissement et le mélange des particules marquées dans les couches sédimentaires n'est donc pas dû à de la sédimentation (qui supposerait une augmentation de l'épaisseur de sédiments) mais à un mécanisme assimilable à de la diffusion (Nittrouer *et al.*, 1983/1984). En effet, l'ensemble des processus de mélange peut être apparenté à de la diffusion étant donné qu'un nombre important d'événements non diffusifs est intégré dans le temps et dans l'espace (Boudreau, 1986). Ainsi, les mouvements de particules sont considérés aléatoires, le modèle ne privilégie aucune direction de déplacement. Les processus à l'origine de l'enfouissement et du mélange ne sont donc pas simulés séparément. Ils sont peu renseignés sur les faciès investigués. Ils sont en général attribués à des perturbations d'ordre biologiques (bioturbation) ou physiques : force de gravité réduite, dilatation du lit sous l'action du courant (Allan et Frostick, 1999), advection par l'eau interstitielle, variation de la pression interstitielle (Lebunetel-Levaslot, 2008 ; Panfilov *et al.*, 2008).

La comparaison des distributions verticales calculées selon ce modèle avec les profils mesurés a permis de calibrer les rapports de partage RK_d , l'indicateur du temps de résidence f et le coefficient de mélange D en minimisant l'écart par la méthode des moindres carrés.

Mise en équations et paramétrisation

La porosité étant considérée constante sur la verticale, l'évolution du rapport d'activité dans les couches sédimentaires répond à l'équation unidimensionnelle suivante (équation de Fick) :

$$\frac{\partial RC}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial RC}{\partial z} \right)$$

Avec :

- RC le rapport d'activité de deux radioéléments ;
- D le coefficient de mélange en $m^2 \cdot s^{-1}$;
- t le temps en s ;
- z la dimension verticale en m.

On considère que le coefficient de mélange peut varier sur la profondeur.

La discrétisation de l'équation se fait par différences finies selon un schéma numérique semi-implicite en temps et centré en espace. Ainsi :

$$\frac{\partial RC}{\partial t} = \frac{RC_i^{n+1} - RC_i^n}{\Delta t}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial RC}{\partial z} \right) = \frac{D_{i+1} \frac{RC_{i+1}^{n+1} - RC_i^{n+1}}{\Delta z} - D_i \frac{RC_i^{n+1} - RC_{i-1}^{n+1}}{\Delta z}}{\Delta z}$$

La condition à la limite de surface est une condition sur la concentration (condition de Dirichlet) :

$$RC_{surface}^n = RK_d \times R^n \times \Delta t$$

Avec :

- $RC_{surface}^n$ le rapport d'activité de deux radioéléments dans la couche de surface au pas de temps n ;
- RK_d le rapport des coefficients de partage de deux radioéléments :

$$RK_d = \frac{K_d(\text{élément A})}{K_d(\text{élément B})}$$

- Δt l'intervalle de temps associé à l'apport R^n . Le terme source est connu mensuellement, Δt est donc constant et égal à 1 mois ;

R^n l'apport en surface à la date n , qui correspond au rejet cumulé du rapport de radioéléments corrigé de la décroissance radioactive S . Le cumul est pondéré par un facteur de décroissance (indicateur du temps de résidence) f . La période de cumul P est égale à 120 mois :

$$R^n = \sum_{j=n}^{n-P} S_j \times e^{-(n-j)/f}$$

La condition à la limite de fond est une condition de flux nul (condition de Neumann) :

$$D_{fond} = 0$$

La condition initiale traduit un sédiment vierge de tout marquage (de la surface au fond) :

$$RC_i^{t=0} = \infty$$

Suite à une étude de sensibilité, la colonne sédimentaire a été discrétisée en 15 couches de 1 cm ($\Delta z = 1 \text{ cm}$). Une interpolation linéaire permet de comparer les résultats du modèle avec les mesures réalisées dans 5 couches de 2 cm.

3.4.5.3. Validation du modèle numérique

Afin d'éprouver la validé du modèle, il a été appliqué préalablement à un cas décrit par Fornes *et al.* (1999). Ils ont effectués un marquage *in-situ* et ont suivi l'évolution du profil d'activité. Ainsi, le profil d'activité de Pb-210 est connu initialement, aucun autre apport vient s'ajouter par la suite. Au bout de 90 jours un nouveau profil d'activité est mesuré. L'enfouissement du Pb-210 se fait sous l'action de la bioturbation. La figure 3.55 est une comparaison des données mesurées et des résultats calculés pour un coefficient de mélange constant sur la profondeur de $10 \text{ cm}^2.\text{an}^{-1}$. Le modèle développé simule correctement la bio-diffusion.

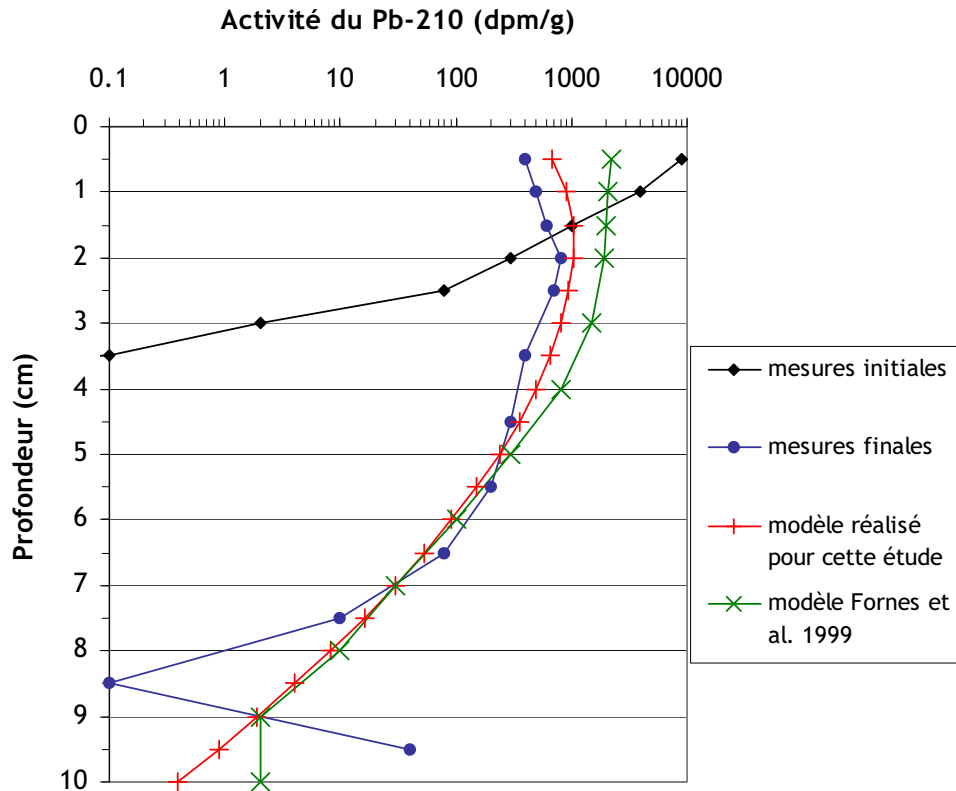


Figure 3.55 Profil d'activité du Pb-210 : état initial mesuré, état final mesuré, état final calculé par le modèle de Fornes et al. (1999) et état final calculé par la modèle présenté dans cette étude.

3.4.5.4. Résultats et discussion

Le modèle a été appliqué aux deux rapports de radioéléments suivants : Co-60/Cs-137 et Ru-106/Cs-137. Seules les mesures du point Job ont révélé des teneurs en Ru-106 suffisantes pour être détectées à 10 cm de fond. Les trois variables d'ajustement (coefficient de mélange, rapport de partage et indicateur du temps de résidence) ont donc été calibrés sur ce jeu de données. Le coefficient de mélange et l'indicateur du temps de résidence ne sont pas dépendants de la nature des radioéléments mais des conditions hydro-sédimentaires de la zone. Leur valeur est donc identique pour les deux rapports de radioéléments. Afin de les déterminer, les jeux de trois variables qui minimisent l'écart entre les mesures et le calcul ont été conservés pour chaque rapport. La figure 3.56 présente les couples [indicateurs du temps de résidence ; coefficient de mélange] pour lesquels l'erreur est minimisée.

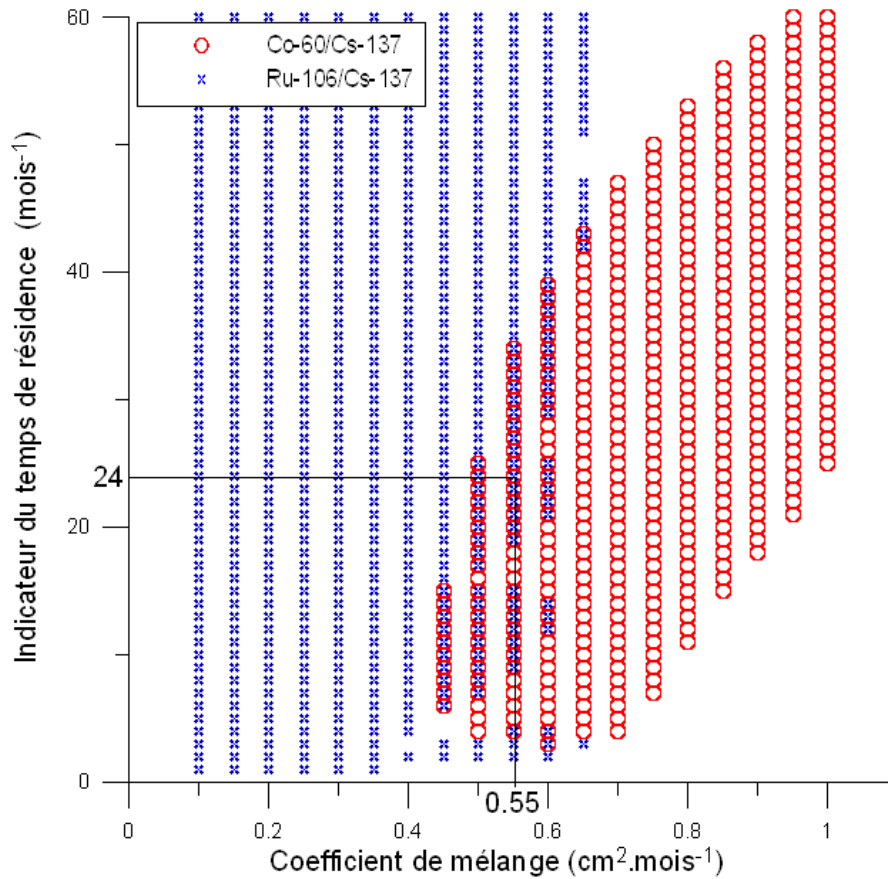


Figure 3.56 Représentation des couples coefficient de mélange-indicateur du temps de résidence pour lesquels le modèle est en meilleur adéquation avec les mesures.

Pour les deux rapports de radioéléments, une bonne adéquation mesures-modèle est observée pour un indicateur du temps de résidence de 24 mois⁻¹ (demi-vie dans le sédiment de deux ans) et un coefficient de mélange de 0,55 cm².mois⁻¹ (6,6 cm².an⁻¹) sur les dix premiers centimètres de la couverture sédimentaire. Cette valeur de coefficient de mélange due à un brassage physique correspond à ceux obtenus dans une couverture sédimentaire soumise à une bioturbation peu intense (Fornes *et al.*, 1999 ; Meysman *et al.*, 2003).

Pour chacun des rapports de radioéléments, à ce couple de valeurs correspond un rapport des coefficients partage et un profil d'activité calculé. La figure 3.57 est une comparaison des profils d'activité mesurés et calculés par le modèle.

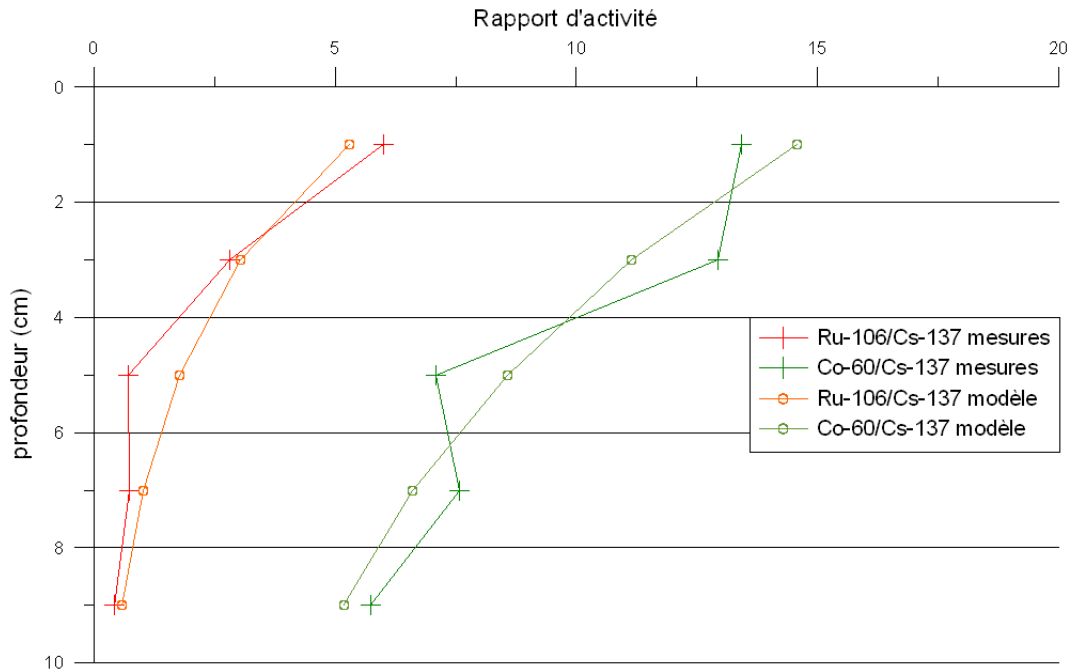


Figure 3.57 Comparaison des profils verticaux d'activité mesurés et calculés au point Job pour un indicateur du temps de résidence de 24 mois^{-1} et un coefficient de mélange de $0,55 \text{ cm}^2.\text{mois}^{-1}$.

Les rapports des coefficients partage correspondant sont les suivants :

- pour Co-60/Cs-137 : $RK_d = 59$
- pour Ru-106/Cs-137 : $RK_d = 2,1$

Ces rapports de partage obtenus pour des rapports de radioélément ne permettent pas de déduire le coefficient de partage K_d de chaque élément. Néanmoins, le K_d des rapports est égal au rapport des K_d , ainsi :

$$RK_d = K_d(Co - 60 / Cs - 137) = \frac{C_{Co-60}^{eau} / C_{Cs-137}^{eau}}{C_{Co-60}^{sed} / C_{Cs-137}^{sed}} = \frac{K_d(Co - 60)}{K_d(Cs - 137)}$$

$$RK_d = K_d(Ru - 106 / Cs - 137) = \frac{C_{Ru-106}^{eau} / C_{Cs-137}^{eau}}{C_{Ru-106}^{sed} / C_{Cs-137}^{sed}} = \frac{K_d(Ru - 106)}{K_d(Cs - 137)}$$

On peut donc en déduire les différences d'affinité relatives de chaque élément :

$$K_d(Co - 60) = 59 \times K_d(Cs - 137)$$

$$K_d(Ru - 106) = 2,1 \times K_d(Cs - 137)$$

$$K_d(Co - 60) = 28,1 \times K_d(Ru - 106)$$

Ces résultats sont comparables aux valeurs trouvées dans la littérature. A partir d'une compilation de données acquises dans le Nord Cotentin, le GRNC (1999) préconise les valeurs de coefficients de partage suivantes :

$$K_d(Co - 60) = 40000 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$$

$$K_d(Ru - 106) = 5000 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$$

$$K_d(Cs - 137) = 1000 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$$

soit:

$$K_d(Co - 60) = 40 \times K_d(Cs - 137)$$

$$K_d(Ru - 106) = 5 \times K_d(Cs - 137)$$

$$K_d(Co - 60) = 20 \times K_d(Ru - 106)$$

Cette calibration a été réalisée pour un coefficient de mélange D considéré constant sur la verticale. Afin de prendre en compte une éventuelle décroissance du brassage en profondeur, l'adéquation mesures-résultats de modèle a été étudiée pour un profil linéaire du coefficient de mélange :

$$D = D_{\text{surface}} - D_{\text{pente}} \times z$$

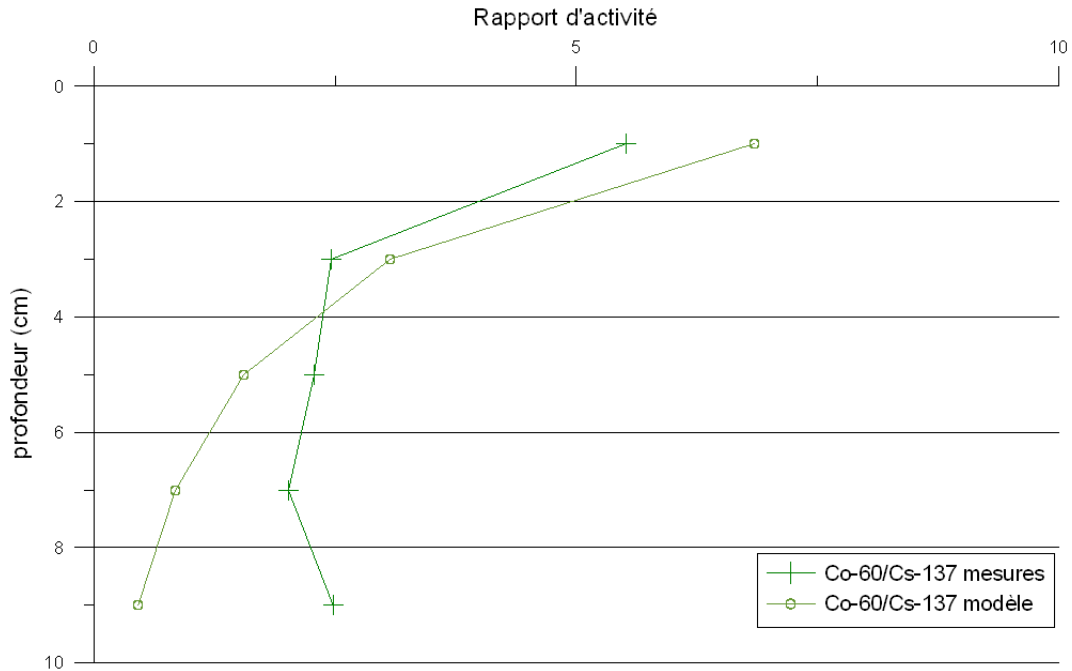
Les valeurs de cette dernière calibration ne sont pas présentées, celle-ci ayant abouti à de moins bons résultats que ceux obtenus avec un coefficient de mélange homogène.

Aux trois autres stations de mesures, le modèle a été confronté aux mesures pour le seul rapport Co-60/Cs-137 car le Ru-106 n'a pas été détecté. Si le rapport de partage déterminé au point Job peut être considéré identique aux autres points (similitude des propriétés physico chimique de l'eau et de la nature des particules), il n'en est à priori pas de même du coefficient de mélange et de l'indicateur du temps de résidence qui dépendent des conditions hydro-sédimentaires locales et de l'éloignement à la source. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.58. et 3.59.

Point FlaO

Coefficient de mélange = $0,08 \text{ cm}^2.\text{mois}^{-1}$

Indicateur du temps de résidence = 60 mois^{-1}



Point FlaS

Coefficient de mélange = $1 \text{ cm}^2.\text{mois}^{-1}$

Indicateur du temps de résidence = 60 mois^{-1}

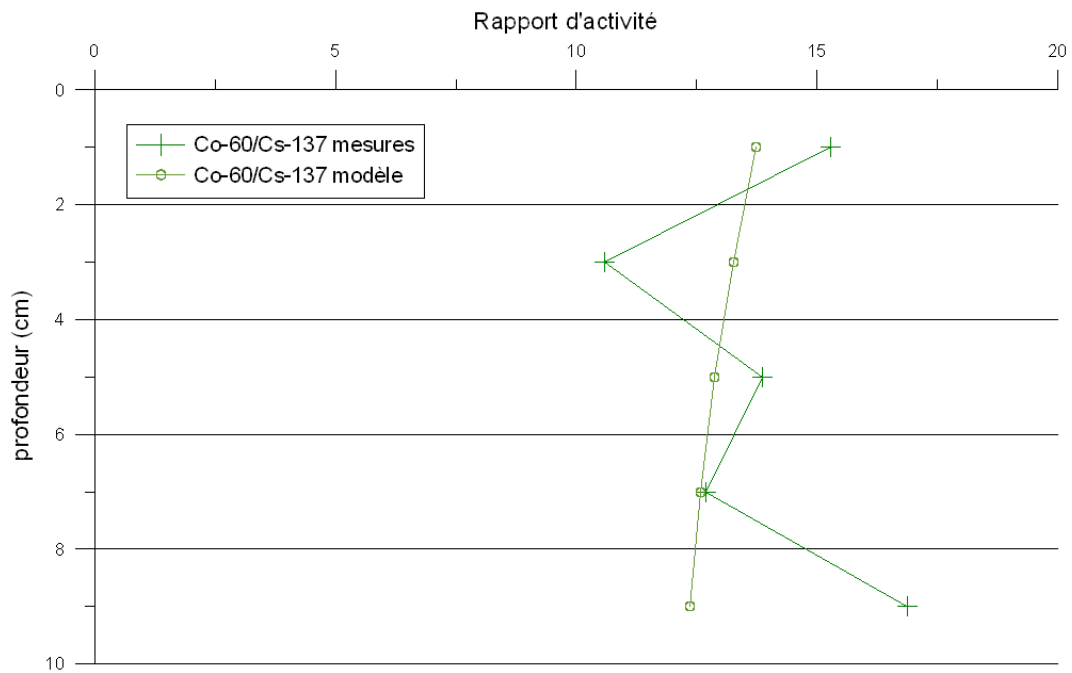


Figure 3.58 Comparaison des profils d'activité mesuré et calculé par le modèle pour le rapport Co-60/Cs-137 aux points FlaO et FlaS. Le rapport de partage RK_d est fixé à 59.

Point Jer

Coefficient de mélange = $0,12 \text{ cm}^2.\text{mois}^{-1}$

Indicateur du temps de résidence = 100 mois^{-1}

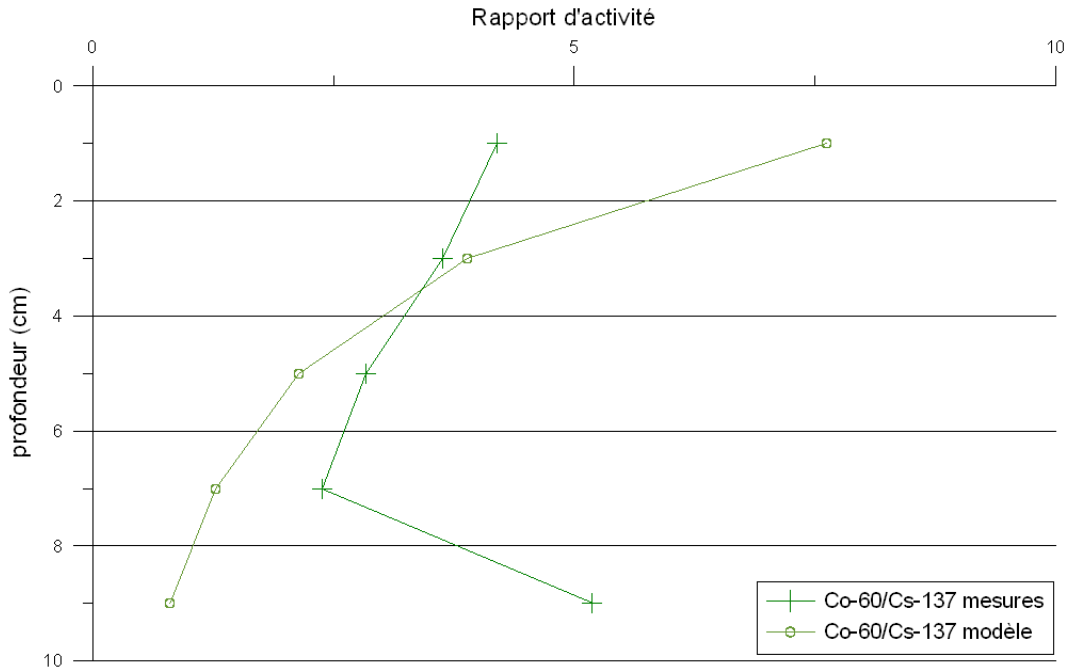


Figure 3.59 Comparaison des profils d'activité mesuré et calculé par le modèle pour le rapport Co-60/Cs-137 au point Jer. Le rapport de partage RK_d est fixé à 59.

Les indicateurs du temps de résidence de ces trois points sont supérieurs à celui de la station Job, ce qui traduit une rétention plus longue des particules. Ces indicateurs sont corrélés à la distance point de mesure - point de rejet : plus la mesure est éloignée de la source, plus l'indicateur du temps de résidence augmente. L'influence relative des rejets anciens devient significative lorsque l'on s'éloigne de la source. Les coefficients de mélange, qui traduisent l'intensité du brassage de la couverture sédimentaire en profondeur, sont plus faibles au point FlaO et Jer. Celui du point FlaS, le seul faciès ne présentant pas de couche de surface pavée, est le plus élevé.

3.5. Synthèse des nouvelles données - intérêt pour la modélisation

La campagne en mer SEDHETE a été réalisée en mars 2007 dans le golfe Normand-Breton. Elle a permis de décrire et de quantifier la dynamique sédimentaire de quatre faciès caractéristiques de la Manche. Un nouvel instrument a été développé et a montré son intérêt pour étudier les processus liés au charriage sur des fonds hétérométriques grossiers.

Sur les quatre stations investiguées, **des données nécessaires au développement d'un modèle de transport sédimentaire ont été acquises :**

- **les caractéristiques granulométriques des faciès et leur classement vertical ;**
- **la nature et l'amplitude du forçage ;**
- **la dynamique et la nature des particules en suspension ;**
- **le transport des particules de sables et de graviers à la surface (charriage) ;**
- **l'infiltration des particules fines (inférieures à 63 μm) dans les couches profondes (jusqu'à 10 cm).**

Les quatre faciès présentent divers niveaux de classement granulométrique vertical : du pavage quasi permanent (la couche de surface, de taille plus grossière, est quasiment immobile) à une distribution homogène en profondeur, en passant par un pavage transitoire ou dynamique (la couche de surface est remobilisée lors d'évènements de courtes durées). L'état du faciès est directement fonction de l'intensité du forçage et de la granulométrie disponible. La proportion de particules fines en profondeur est plus importante dans les faciès au pavage marqué. La quantité de petits grains piégée dans la couverture sédimentaire est donc accrue lorsque les couches sous-jacentes sont protégées par des grains grossiers et peu mobiles en surface. Ce piégeage n'est cependant pas permanent, un brassage des particules en profondeur existe sur des faciès stabilisés :

- d'une part, la concentration en MES est corrélée à la quantité de particules fines présente dans les quelques premiers centimètres de la couverture sédimentaire plutôt qu'à celle contenue dans la seule couche de surface ;
- d'autre part, les couches profondes (jusqu'à 10 cm) sont composées de particules marquées quelques années plus tôt et ayant un coefficient de mélange vertical qui a été quantifié. Le brassage de la couverture sédimentaire en profondeur est plus intense sur le faciès ne présentant pas de couche de pavage.

Pendant la période de mesure, le forçage relevé est dû au courant seul. Dans ces conditions la tension de cisaillement a été exprimée en fonction d'une valeur de longueur

de rugosité z_0 avec succès. Cette valeur est liée à la granulométrie de surface des faciès investigués : plus la granulométrie est élevée et plus la longueur de rugosité augmente. La dynamique de charriage observée est marquée par un flux moyen auquel viennent s'ajouter des périodes de transport intense (dynamique par « bouffées »). Ce phénomène est à relier aux fluctuations turbulentes et donc aux variations à haute fréquence de la tension de cisaillement. Des grains de taille importante peuvent alors être déséquilibrés, entrer en vibration ou être transportés, avec pour conséquence la libération des particules qu'ils masquaient ou entravaient. Les formulations classiques se sont montrées incapables de prédire la mise en mouvement de ces grains grossiers soumis à un forçage stochastique. Par contre, lors des périodes de flux stable, la modification du critère de mise en mouvement de Shields par la prise en compte d'un coefficient de masquage-exposition n'apporte pas de réelle amélioration à la prévision des tailles mises en mouvement. Les débits solides transportés ont été calculés au travers d'un traitement quantitatif des images. Leur dépendance aux paramètres classiques (diamètre et densité des particules, tension de cisaillement, tension de cisaillement critique) et à la composition du faciès permettra de sélectionner et d'adapter les formulations de la littérature les plus pertinentes en vue de la modélisation du transport sédimentaire en Manche.

PARTIE 2 :
MODELISATION
APPLICATION A LA MANCHE

PARTIE 2
MODELISATION :
APPLICATION A LA MANCHE

CHAPITRE 4
CARACTERISTIQUES
HYDROSEDIMENTAIRES DE LA
MANCHE

CARACTÉRISTIQUES HYDRO-SÉDIMENTAIRES DE LA MANCHE

La Manche est une mer épicontinentale située sur le plateau continental Nord-Ouest Européen. C'est une zone maritime de transition entre l'océan Atlantique et la mer du Nord. Elle est bordée par l'Angleterre au Nord et par la France au Sud. D'Ouest en Est, elle s'étend sur environ 500 km, d'une ligne joignant la pointe Ouest de la Cornouaille au Finistère jusqu'au détroit du Pas-de-Calais (figure 4.1). Sa largeur décroît de 180 km à l'Ouest jusqu'à 35 km à l'Est. La presqu'île du Cotentin sépare la Manche en deux sous-bassins aux caractéristiques spécifiques, ainsi nous distinguerons la Manche Occidentale de la Manche Orientale.

Les principales caractéristiques morphologiques, hydrodynamiques et sédimentologiques de la Manche sont évoquées dans ce chapitre. Une description plus détaillée des agents forçant la dynamique sédimentaire et des transports particuliers engendrés est réalisée au chapitre 6.

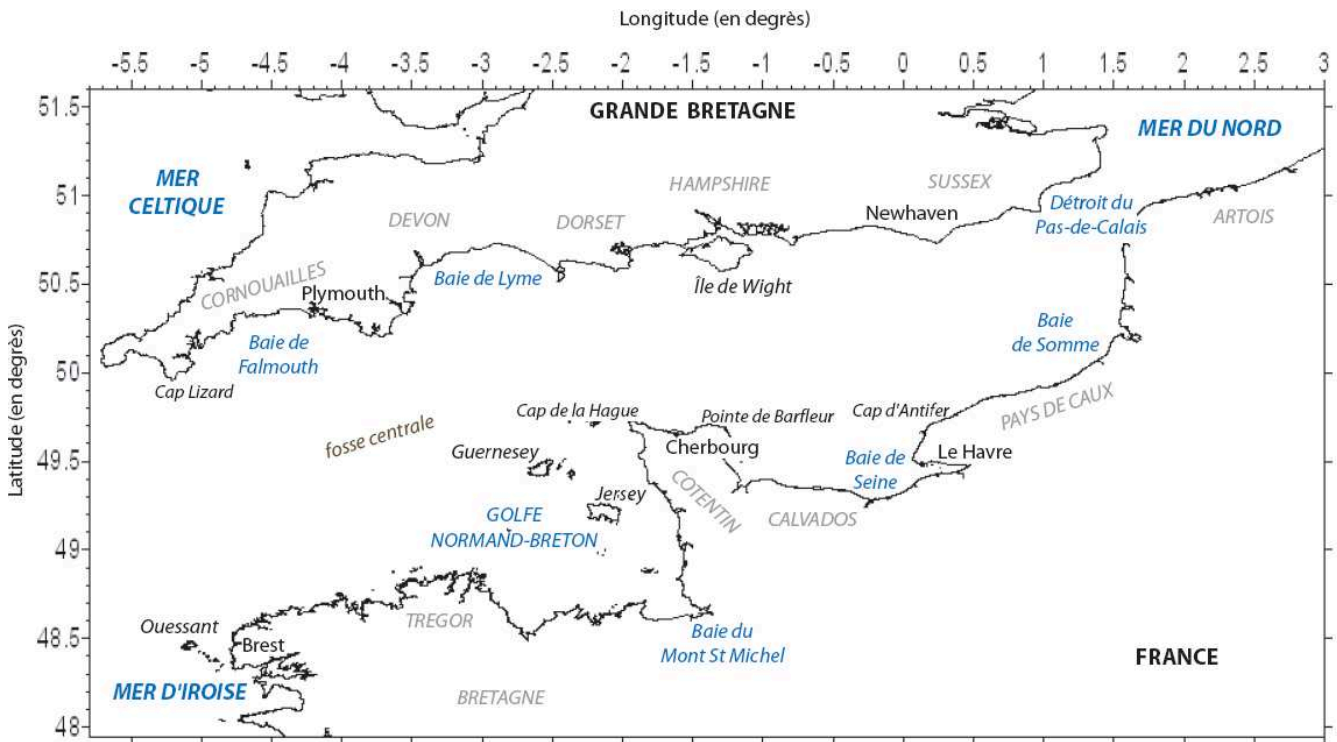


Figure 4.1 Situation géographique de la Manche.

4.1. Les caractéristiques morphologiques

4.1.1. L'évolution morphologique

Sa morphologie résulte des alternances des transgressions et des régressions marines du Quaternaire. Ces dernières ont permis l'émersion du fond actuel de la Manche et la formation d'un «fleuve Manche» qui, avec ces principaux affluents (l'Orne, la Seine, la Somme et le Solent), drainait le bassin de Paris et de Londres en s'écoulant vers l'Atlantique (Lesueur, 2003). Son histoire est fortement liée aux récurrences des glaciations, aux variations globales du niveau de la mer et au régime fluvial local qui en résulte. Lors des périodes glaciaires, le recul de la mer entraîne l'exondation des fonds et la genèse de systèmes fluviaux. L'érosion du substrat par le réseau hydrographique est alors conséquent (jusqu'à -70 m sous le zéro des cartes marines au Nord-Est du Cotentin). Le débit des fleuves est en effet considérable, et la pente moyenne d'écoulement vaut dix fois celle de la Seine actuelle. La figure 4.2 présente l'évolution de la bathymétrie et du trait de côte des derniers 20 000 ans. Durant la dernière période froide (20 000 BP), le niveau de la mer est situé 120 à 130 m plus bas que le niveau marin actuel. Le rivage est repoussé à une centaine de kilomètres à l'Ouest de Brest. A partir de 18 000 BP, lors de la transgression Flandrienne, le niveau marin commence à remonter pour atteindre un niveau situé 50 m en dessous de l'actuel au début de l'Holocène (10 000 BP). La progression connaît un ralentissement depuis 7500 BP avant d'atteindre le trait de côte actuel. Suite à la décroissance des forçages hydrodynamiques avec l'élévation de la hauteur d'eau, de nombreuses structures sédimentaires ont persisté à l'état fossile (structures reliques).

4.1.2. Les données bathymétriques actuelles

La Manche est une mer peu profonde caractérisée par de nombreux accidents bathymétriques. Sa profondeur n'excède la centaine de mètres qu'au sein des dépressions de sa partie occidentale telles que la fosse d'Ouessant (profonde de 200 m), la fosse centrale (175 m), la fosse de l'île Vierge (130 m). En Manche Occidentale, la profondeur moyenne est de 100 m, en Manche Orientale la profondeur d'eau décroît régulièrement jusqu'à atteindre 30 m dans le détroit du Pas de Calais. Cette zone est marquée par la présence de grandes figures sédimentaires sableuses (bancs et dunes) dynamiques.

La carte bathymétrique de la figure 4.3 a été réalisée à partir de la compilation des données effectuées par Bailly du Bois (2004). La résolution du modèle numérique de terrain est de 1000 mètres.

Les caractéristiques bathymétriques associées à la géométrie des côtes interfèrent sur la circulation des masses d'eau mises en mouvement par les différents forçages physiques présentés dans les paragraphes suivants.

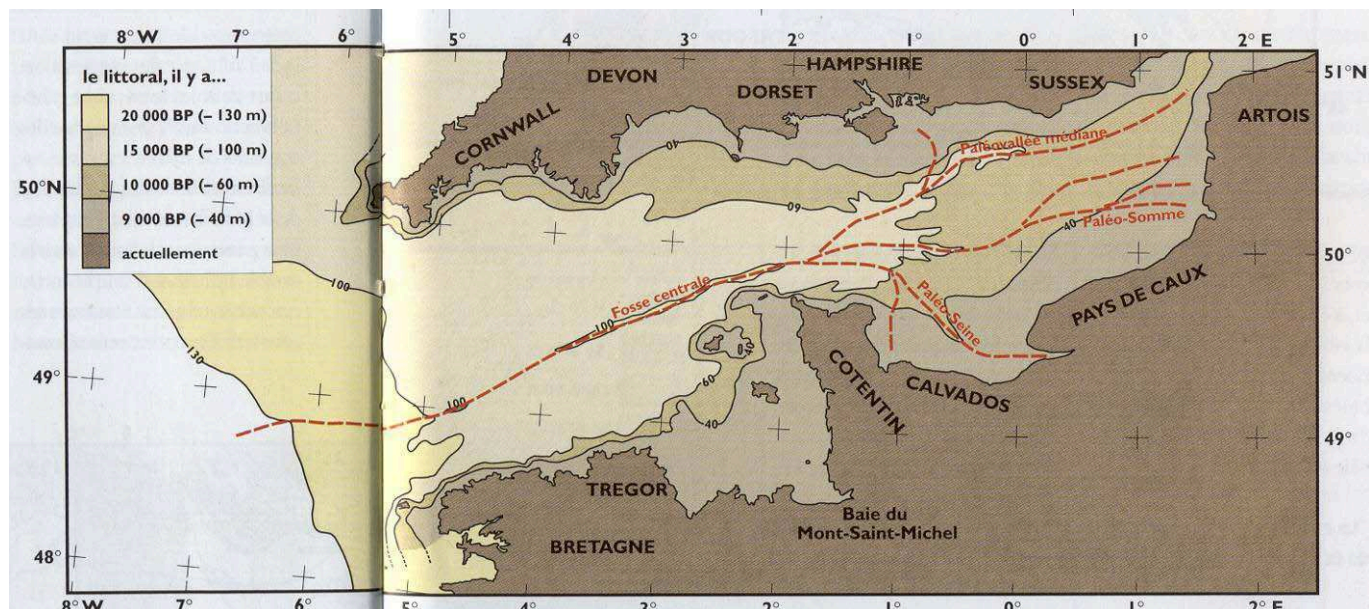


Figure 4.2 Situation de la ligne de rivage dans la Manche au cours des derniers 20 000 ans (extraite de Lesueur, 2003).

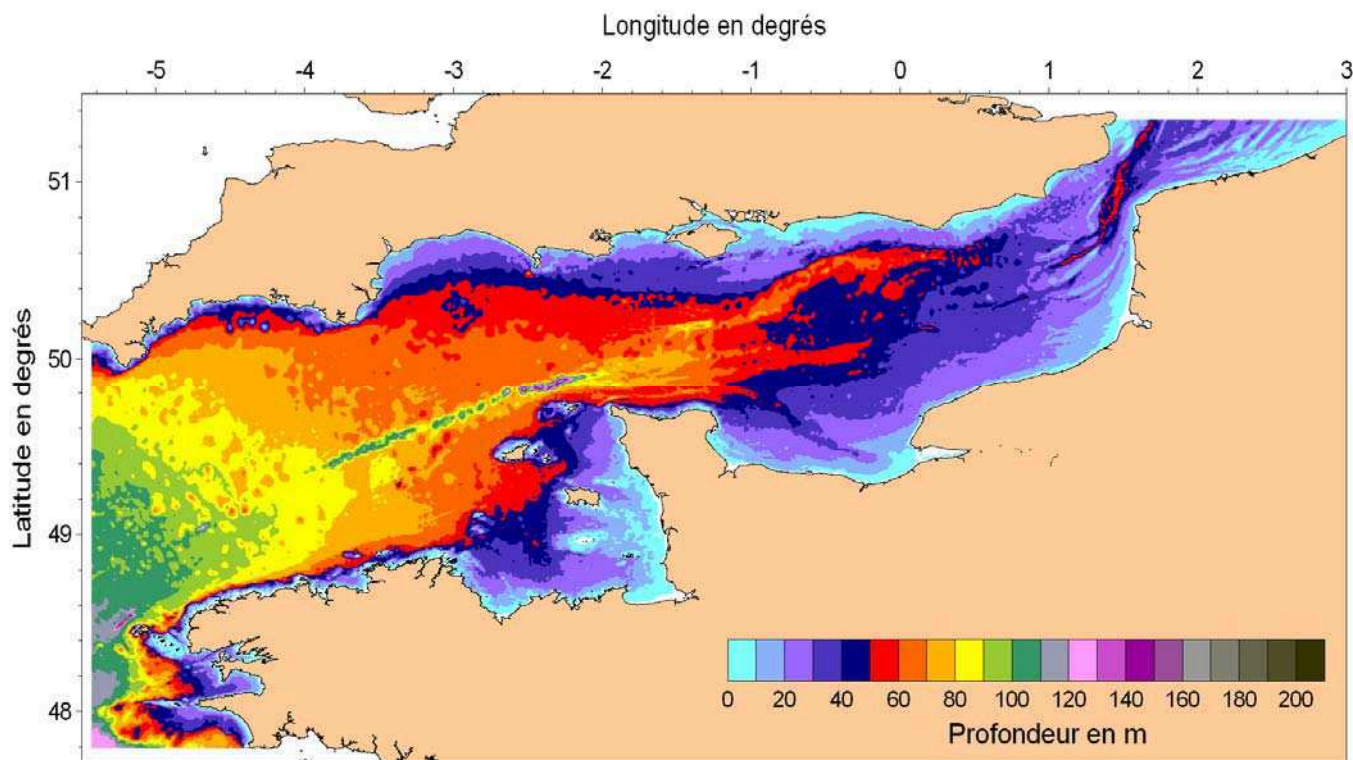


Figure 4.3 Carte bathymétrique de la Manche.

4.2. Les caractéristiques hydrodynamiques

4.2.1. Le forçage de la marée

La Manche est une mer macrotidale caractérisée par de très fortes marées. Si le marnage varie de 1 à 3 m sur les côtes anglaises, il atteint généralement 6 à 10 m avec des valeurs extrêmes pouvant aller jusqu'à 15 m en vives eaux dans la baie du Mont Saint Michel. De telles marées impliquent des courants très rapides, ainsi, au large du Cotentin et dans l'axe du Pas-de-Calais, leurs vitesses moyennes maximales en vives eaux dépassent $1,5 \text{ m.s}^{-1}$; atteignant même les 5 m.s^{-1} au niveau du Cap de la Hague. Ailleurs, des vitesses maximales plus faibles sont enregistrées : de l'ordre de 2 m.s^{-1} en baie de Seine ou de $0,7$ à $0,8 \text{ m.s}^{-1}$ en baie de Lyme, par exemple.

L'onde la plus importante est l'onde semi-diurne lunaire M_2 de période 12h24 min. Sa phase progresse d'Ouest en Est alors que les lignes d'égale amplitude se resserrent autour d'un point amphidromique situé à l'Ouest de l'île de Wight. La différence de phase entre le Nord de la Bretagne et le Pas-de-Calais est de 180° , la mer est ainsi basse à Boulogne-sur-Mer lorsqu'elle est haute en Bretagne Nord.

4.2.2. Le forçage du vent

En plus de générer de la houle (voir paragraphe 4.2.3.), le vent créé un courant de surface permanent dirigé dans son sens. De proche en proche, les couches plus profondes sont à leur tour entraînées. En Manche, la profondeur affectée (appelée couche d'Ekman) atteint une vingtaine de mètres (Garreau, 1997).

Les vents dominants sont principalement des vents de secteurs Sud-Ouest (figure 4.4). sur l'ensemble de la Manche, P. Bailly du Bois (communication personnelle) a estimé un vent moyen de 7 m.s^{-1} , de direction 195° à partir des résultats du modèle ECMWF pour la période 1980 - 2004. Ce régime dominant associé à l'orientation Ouest-Est de la Manche, favorise l'intensification du flux d'eau vers la Mer du Nord. D'après Salomon *et al.* (1993), le vent est responsable des trois quart du transport des masses d'eau à travers le détroit du Pas-de-Calais. Le débit qui y transite est donc soumis à une forte variabilité annuelle ainsi qu'à d'importantes fluctuations saisonnières (le débit moyen annuel varie de 90 à $150 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$). Il est généralement plus faible en été et peut même s'inverser en cas de persistance des vents de Nord-Est en situation anticyclonique.

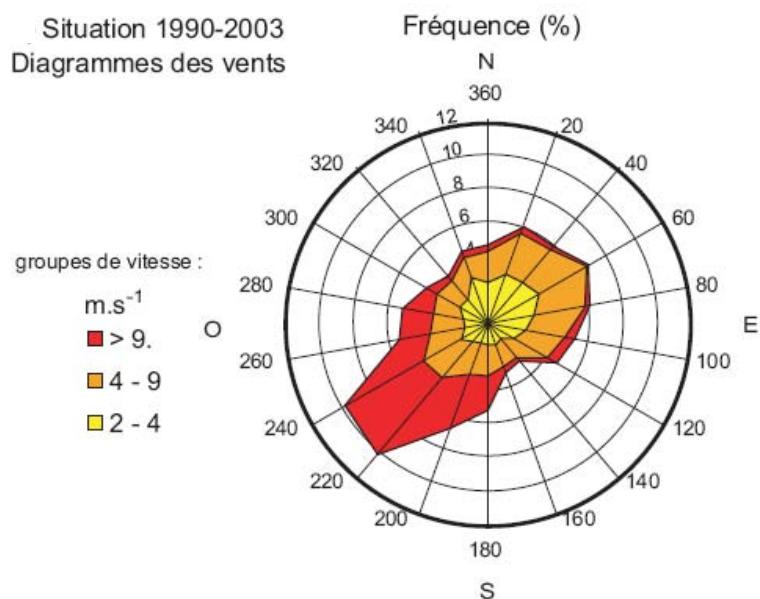


Figure 4.4 Rose des vents réalisée à partir de relevés tri-horaires effectués par METEO-FRANCE au sémaphore de La Hève (Seine-Maritime) sur la période 1990-2003.

4.2.3. Le forçage de la houle

Les houles dominantes en Manche sont de secteurs Sud-Ouest à Nord-Ouest. Les houles d'origine océanique de secteur Ouest peuvent atteindre 7 à 8 mètres de hauteur significative en entrée de Manche. Elles s'atténuent à l'approche des côtes et lorsque la hauteur d'eau diminue en Manche Centrale. Les vagues générées localement par l'action du vent viennent se superposer au régime des houles océaniques. La hauteur et la période des vagues générées par le vent dépendent essentiellement de trois facteurs : la vitesse et la durée du vent ainsi que la longueur du fetch.

L'action de la houle se fait surtout ressentir au niveau des petits fonds excepté en périodes de tempête où l'agitation qu'elle induit peut atteindre plusieurs dizaines de mètres de profondeur. A l'approche des côtes, la houle peut engendrer un courant littoral parallèle au rivage qui est susceptible de générer un transport sédimentaire important.

4.2.4. La circulation générale

En Manche, le déplacement à long terme des masses d'eau est imposé par les cycles de marée.

La figure 4.5 représente les trajectoires résiduelles lagrangiennes issue du modèle MARS (Bailly du Bois et Dumas, 2005). Les principales caractéristiques de la circulation résiduelle mises en évidence sont :

- un flux central Ouest-Est qui fait transiter les masses d'eau depuis l'Atlantique vers la Mer du Nord à faible vitesse (moins de 2 cm.s^{-1}) ;
- la présence de tourbillons à proximité des côtes et dans les baies (golfe Normand-Breton, Baie de Seine) qui entraînent une homogénéisation locale des masses d'eaux et des temps de transit plus longs.

A moyen terme, les substances en solution ou en suspension durable dans l'eau de mer se déplaceront en fonction de ces trajectoires.

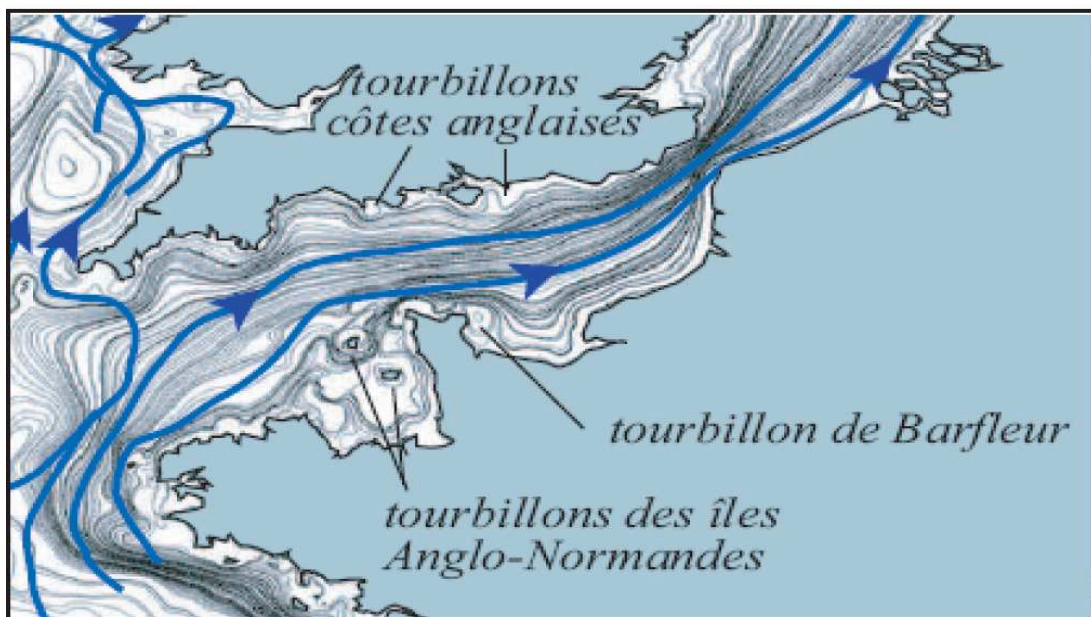


Figure 4.5 Trajectoires résiduelles lagrangiennes issue de modélisation hydrodynamique (Bailly du Bois et Dumas, 2004).

4.2.5. La structure des masses d'eau

Les différences de densité au sein de la masse d'eau constituent un forçage interne qui influence la circulation. Elles peuvent être dues à un différentiel de température, de salinité ou de charge en MES qui a tendance à isoler verticalement les masses d'eau (stratification de la colonne d'eau).

La majeure partie de la Manche présente une masse d'eau bien mélangée tout au long de l'année. La turbulence créée par le frottement sur le fond des forts courants de marée empêchent l'installation permanente d'une thermocline pendant l'été.

Une stratification thermique saisonnière s'établit en Manche occidentale entre le mois d'avril et le mois de juin. Lorsque le réchauffement de la couche d'eau de surface est suffisant, celle-ci va être isolée des couches profondes plus dense (car plus froides) par une thermocline. La stratification est maximale au mois de juillet lorsque le gradient de température surface-fond atteint 4°C. La thermocline se situe alors à 20 m de la surface (Pingree, 1975). La colonne d'eau est homogène du mois de novembre au mois de mars.

Des stratifications thermo-halines peuvent apparaître dans les estuaires et les panaches des fleuves, notamment en baie de Seine où sont localisés les apports d'eau douce les plus importants de la Manche (le débit annuel moyen de la Seine est de $450 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

4.3. Les caractéristiques sédimentaires

4.3.1. La couverture sédimentaire superficielle

La connaissance du substrat superficiel repose en grande partie sur la caractérisation de la nature et des répartitions granulométriques des matériaux dispersés sur le fond ainsi que sur la localisation des affleurements rocheux. La carte de synthèse la plus aboutie se base sur l'analyse de 12000 échantillons auxquels s'ajoutent des informations tirées de publications britanniques, de renseignements extraits des cartes marines, de carottages de roches et de profils sismiques (Vaslet *et al.*, 1978). Deux informations principales y figurent :

- La caractérisation du faciès en fonction de sa distribution granulométrique. Onze faciès sont ainsi distingués. La figure 4.6 représente les quatre principaux.
- La caractérisation du faciès en fonction de sa teneur en calcaire selon quatre catégories (figure 4.7).

La description des caractéristiques principales de la couverture sédimentaire est basée sur les travaux de Larsonneur *et al.* (1982) sur l'origine, la nature, la distribution et le transport des sédiments meubles de la Manche.

La Manche Centrale est marquée par une vaste zone de cailloutis à partir de laquelle un gradient sédimentaire décroissant s'étend progressivement à la fois vers l'entrée Ouest de la Manche et à l'Est jusqu'au Pas-de-Calais. Les dépôts fins sont rares et concentrés dans les fonds de baies (baie du Mont Saint Michel, baie de Seine et baie de Lyme pour les principales) et les nombreux petits estuaires qui représentent des zones abritées favorables à la décantation des matières en suspensions. Le golfe Normand-Breton se caractérise par une grande diversité de dépôts qui dépendent de l'énergie locale des courants de marée, de l'exposition aux houles et de la morphologie de la côte et des fonds. La roche affleure en de nombreux endroits, aussi bien dans la partie Ouest (Bretagne Nord, îles Anglo-Normandes) que dans la partie Est (Nord du Pays de Caux, Pas-de-Calais).

Sur la figure 4.7, on constate une différence marquée entre la partie occidentale largement composée de matériel bioclastique, et la partie orientale, dont les dépôts sont surtout terrigènes. Les apports sédimentaires actuels se limitent à de fines particules terrigènes (silts et argiles) apportées par les fleuves ou provenant de l'érosion littorale (silex du Pays de Caux, pélites des falaises argileuses du Calvados). La partie orientale de la Manche présente des sites d'accumulation sédimentaire sous la forme d'imposants bancs sableux dont l'épaisseur peut atteindre 10 à 40 m (Lesueur, 2003). Ailleurs, l'épaisseur de sédiments reste majoritairement faible (environ 1m maximum) à l'exception d'endroits localisés en Baie du Mont-Saint-Michel, le banc du Cardonnet ou celui de la Schôle par exemple. Dans cette couche de surface, les prélèvements réalisés lors de la campagne SEDHETE ont mis en évidence l'existence d'un classement granulométrique vertical sur des faciès de cailloutis et de graviers du golfe Normand-Breton.

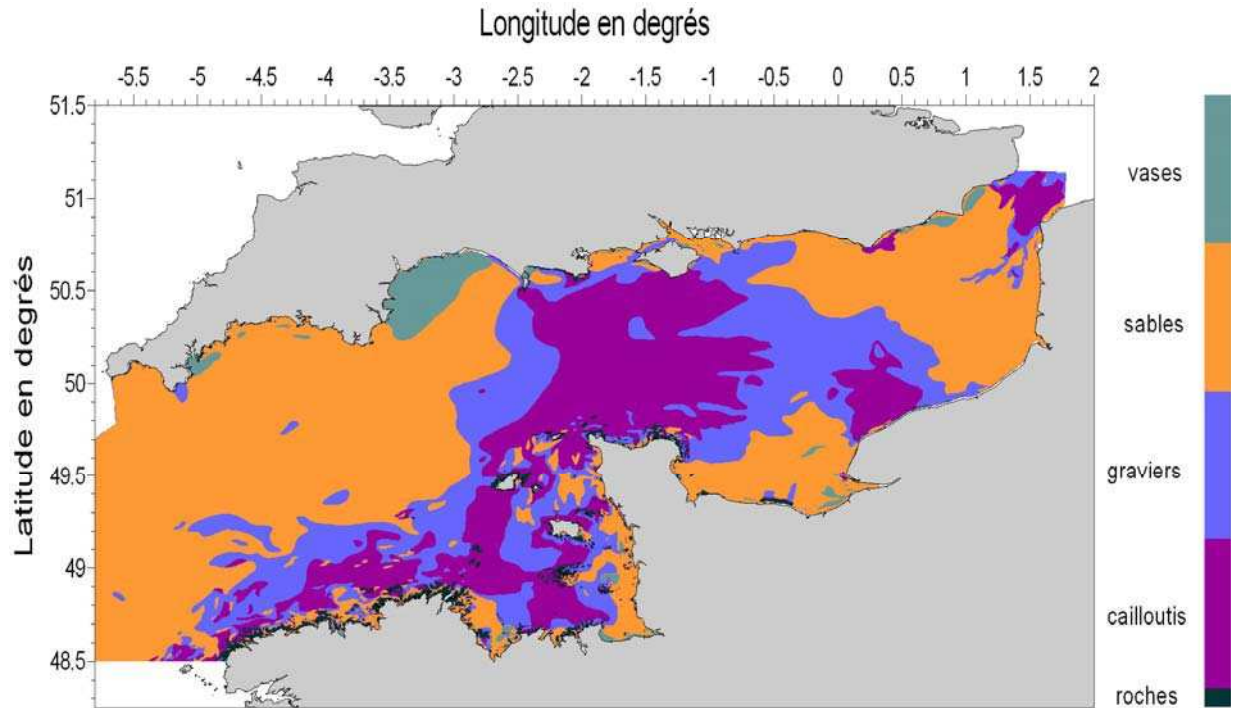


Figure 4.6 Répartition des sédiments superficiels en Manche obtenue à partir de la carte de Vaslet et al., 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001).

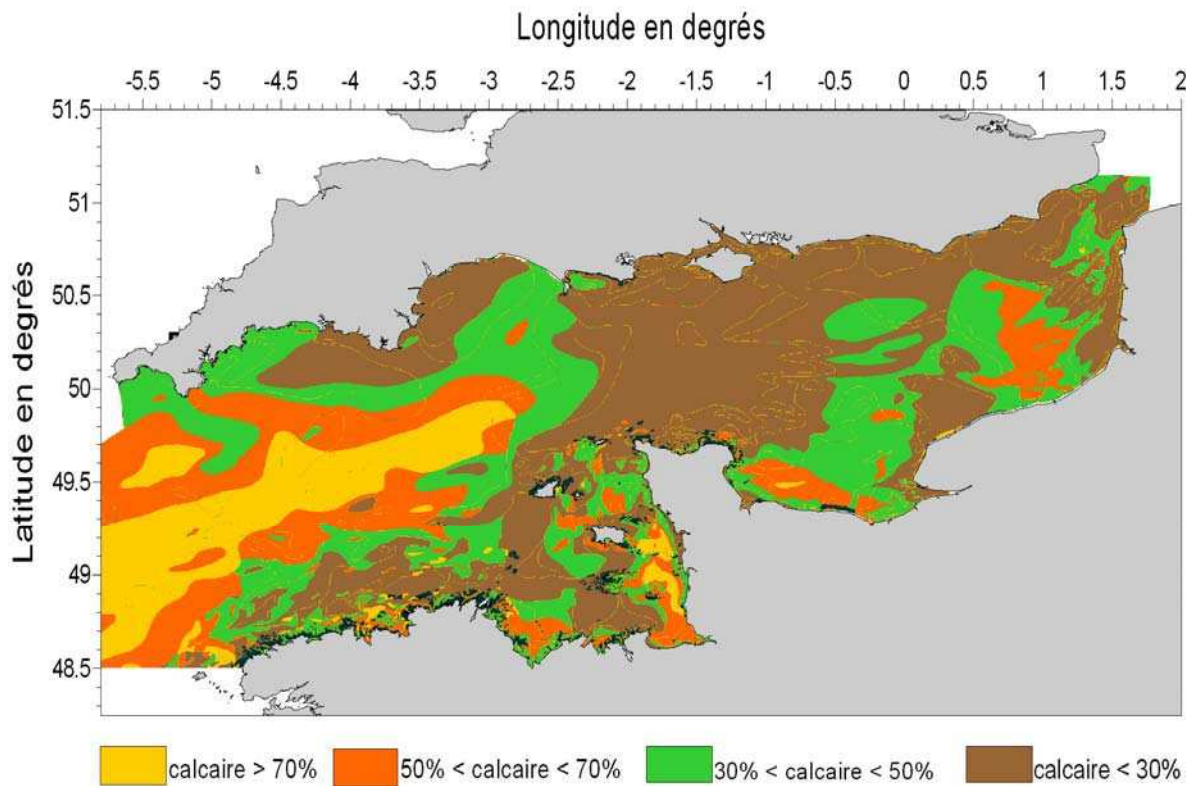


Figure 4.7 Teneur en calcaire de la couverture sédimentaire superficielle de la Manche obtenue à partir de la carte de Vaslet et al., 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001).

4.3.2. Les matières en suspension

Les MES englobent du matériel minéral et du matériel organique détritique (pelotes fécales) ou vivant (phytoplancton). La part liée au phytoplancton sera surtout importante durant les périodes productives au printemps et en été. A partir d'études dans le Pas-de-Calais, Dupont *et al.* (1993) et Lafite *et al.* (2000) ont montré que le flux de MES provient essentiellement de l'Atlantique, de l'érosion des fonds ou de la côte, de l'activité biologique et de la remise en suspension des sédiments intertidaux. La contribution liée aux fleuves semble peu importante, de l'ordre de 5% selon Vélégrakis *et al.* (1997).

Comme le montre la figure 4.8, les concentrations les plus élevées s'observent principalement près des côtes et dans les baies, notamment au débouché des fleuves (Vélégrakis *et al.*, 1997). Dans ces zones les concentrations atteignent plusieurs dizaines de milligrammes par litre. Les apports terrigènes de la Seine, notamment en baie de Seine orientale (Avoine, 1986), et du Solent (au Nord de l'île de Wight) contribuent à atteindre ces valeurs de concentrations. La charge solide expulsée de la Seine chaque année a été estimée à $500 \cdot 10^3$ T par Avoine (1981). Dans les zones plus profondes au centre de la Manche, les remises en suspension sont nettement moins importantes (Velegrakis *et al.*, 1997). Ceci s'explique en partie par la faible présence de matériel fin susceptible d'être remis en suspension. Les eaux de la côte anglaise sont, de manière générale, plus turbides que les zones françaises. Ceci est confirmé par la campagne de mesures *in-situ* réalisée par Vélégrakis *et al.* (1999) le long de la radiale Cherbourg - Ile de Wight : $35 \text{ mg} \cdot \text{L}^{-1}$ sont relevés côté anglais contre $7 \text{ mg} \cdot \text{L}^{-1}$ côté français et $5 \text{ mg} \cdot \text{L}^{-1}$ en Manche centrale. D'après Ménesguen et Gohin (2006), la turbidité assez élevée autour de l'île de Wight ne peut être expliquée uniquement par des apports continentaux locaux. Elle serait liée à l'action des houles de Sud-Ouest sur les côtes du Devon. Les particules fines remobilisées dans la baie de Lyme seraient ensuite piégées dans le tourbillon situé au Sud de l'île.

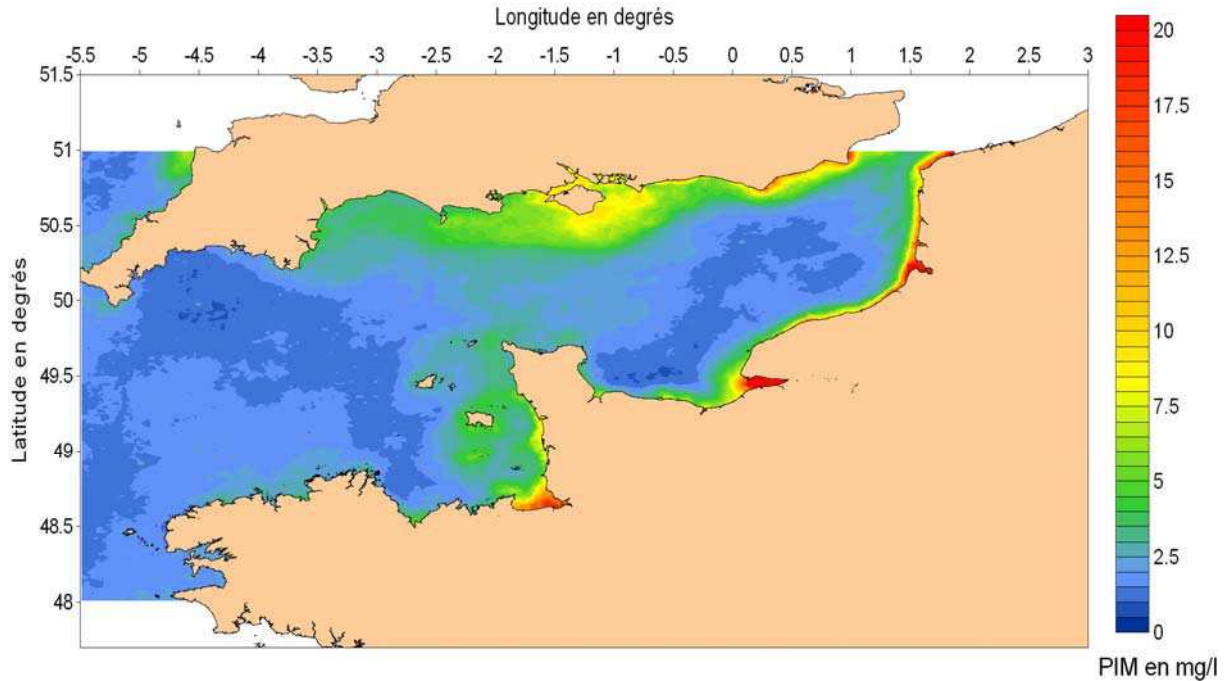


Figure 4.8 *Moyenne annuelle de la turbidité associée aux particules inorganiques calculée d’après les images claires du satellite MODIS enregistrées en 2007 (Gohin et al., 2005).*

4.4. Synthèse

La Manche est une mer peu profonde, macrotidale avec des forts courants de marée qui représentent le forçage principal de la dynamique sédimentaire. Les houles d’Ouest générées en Atlantique peuvent avoir un effet significatif sur le transport particulaire de manière ponctuelle et locale. La couverture sédimentaire est façonnée par ces forçages intenses : les faciès de cailloutis et de graviers dominant. Ces faciès sont caractérisés par leur hétérogénéité en taille et en nature des particules. La présence de petits grains au milieu de particules plus grossières prépondérantes s’explique par le classement vertical de la couverture sédimentaire qui peut présenter une couche de pavage.

PARTIE 2

MODELISATION :

APPLICATION A LA MANCHE

CHAPITRE 5

STRATEGIE DE MODELISATION DU

TRANSPORT SEDIMENTAIRE

MULTICLASSE

STRATÉGIE DE MODÉLISATION DU TRANSPORT SÉDIMENTAIRE MULTICLASSE

5.1. Introduction

Les mesures analysées dans le chapitre précédent ont fait ressortir des traits caractéristiques de la dynamique sédimentaire sur des faciès hétérogènes grossiers de la Manche et ont mis en évidence la complexité des phénomènes la régissant. Des données originales ont été acquises, notamment avec le système DySPI ; cette nouvelle capacité d'observation a été exploitée pour choisir et calibrer les jeux de formulations et évaluer leur capacité à reproduire la dynamique sédimentaire en Manche (paragraphe 6.3.1.).

La plupart des modèles de transport sédimentaire multiclassés ont été développés pour des applications en milieu fluvial (on peut citer Wu, 2004 ; Cui, 2007 ou De Linares 2007 pour les plus récents). Leurs spécificités dépendent des conditions hydro-sédimentaires du domaine d'application et des processus principaux qui s'y rattachent. Ils se différencient principalement par le choix de quelques caractéristiques sensibles :

- les classes sédimentaires considérées et la discrétisation de la courbe granulométrique ;
- les types de forçages pris en compte et la paramétrisation de la tension de cisaillement ;
- les formulations de transport et de seuil de mise en mouvement utilisées ;
- le mode de gestion des couches sédimentaires notamment par la paramétrisation de l'épaisseur de la couche active.

De nombreux modèles existants se trouvent décrits dans la revue de synthèse récente réalisée par Papanicolaou *et al.* (2008).

Le modèle hydrodynamique utilisé pour cette étude est le modèle MARS (Lazure et Dumas, 2008) sous sa forme bidimensionnelle horizontale (2DH), auquel a été couplé un module de transport sédimentaire. Un module de dynamique sédimentaire de particules fines (vase ou mélange vase et sable fin) a déjà été intégré dans MARS et a été appliqué sur la Bretagne Sud (Tessier, 2006) et le Golfe du Lion (Dufois, 2008).

Le module sédimentaire développé durant cette thèse ne s'appuie pas sur ces routines, il est basé sur celles de Cugier (2000) qui sont plus adaptées aux processus rencontrés sur les faciès hétérométriques grossiers de la Manche.

La forte hétérogénéité de ces faciès nécessite de simuler le transport de plusieurs classes de grains simultanément en prenant en compte leurs interactions. Abdel-Fattah *et al.* (2004) notent que la modélisation multiclasse est la meilleure alternative lorsque les mélanges granulométriques sont fortement non uniformes : l'utilisation d'un diamètre médian et d'un coefficient de dispersion (Balayn, 2001) ne suffit pas à traduire les caractéristiques de la dynamique. Les autres facteurs d'hétérogénéité des particules ayant une influence sur leur comportement hydraulique (densité et forme) n'ont pas été considérés dans cette étude.

La couverture sédimentaire est discrétisée en plusieurs couches. Cela permet de traduire les caractéristiques de la dynamique qui ont été observées sur les faciès présentant un classement vertical. Le forçage n'agit que sur la couche de surface.

Les forces de cohésions, qui peuvent devenir importantes entre des particules de moins de 0,1 mm de diamètre (Herrmann, 2001), ne sont pas prises en compte dans le modèle. Il est considéré ici que les grains n'ont que des interactions mécaniques entre eux. Cette hypothèse est justifiée par le fait que, sur le domaine de simulation, la plupart des faciès ne contiennent que très peu de vase. Or, Panagiotopoulos *et al.* (1997) ont évalué expérimentalement qu'un mélange sable-vase peut être considéré comme non cohésif pour une fraction massique de vase inférieure à 30%. La capacité des vases à flocculer lorsqu'elles sont en suspension et à se consolider lorsqu'elles sont déposées n'est donc pas simulée.

Le modèle traite et distingue le transport par charriage du transport en suspension. Les formulations à l'équilibre sont modifiées par la disponibilité en particules et les éventuelles interactions entre les grains. La prise en compte d'une longueur d'adaptation pour traduire la mise à l'équilibre progressive du flux transporté n'a pas été jugée nécessaire dans cette application. En effet, la résolution du modèle et les mouvements sédimentaires considérés ne sont pas suffisants pour que la longueur d'adaptation soit supérieure à la taille de la maille de calcul.

Le forçage est une combinaison des contraintes de frottement dues aux courants et à la houle.

Les évolutions de la couverture sédimentaire n'influent pas sur les paramètres hydrodynamiques calculés par le modèle MARS : il n'y a pas de rétroaction comme dans un modèle morphodynamique, la bathymétrie n'est pas réactualisée. Cette simplification est

justifiée car les variations de niveau du lit sédimentaire peuvent être négligées par rapport aux profondeurs rencontrées sur le domaine d'application.

5.2. Le modèle hydrodynamique MARS 2DH

Le modèle hydrodynamique fournit la vitesse du courant et le niveau de la surface libre en chaque maille du domaine, à chaque pas de temps. Ces résultats permettent de calculer la contrainte de cisaillement due aux courants qui agit sur la couverture sédimentaire.

5.2.1. Equations

Le modèle résout les équations fondamentales de la dynamique des fluides à surface libre : l'équation de continuité, qui assure une conservation de la masse du fluide, et les équations de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes). Ces dernières sont simplifiées par :

- l'approximation de Boussinesq : les variations de densité sont considérées négligeables, elles ne sont donc prises en compte que lorsqu'elles sont multipliées par l'accélération de pesanteur ;
- l'hypothèse d'équilibre hydrostatique car les accélérations horizontales sont considérées largement supérieures à celles verticales, la pression est alors égale au poids de la colonne d'eau située au-dessus.

La résolution des équations est faite en coordonnées sphériques pour pouvoir prendre en compte la sphéricité de la terre et la variabilité du paramètre de Coriolis. Cependant, pour notre application à une zone d'étude restreinte, le paramètre de Coriolis varie peu et les mailles sont quasiment orthogonales. Les équations présentées ici sont donc celles obtenues dans un repère cartésien.

En deux dimensions horizontales (2DH), elles sont intégrées sur la verticale (Saint-Venant) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial (H_0 + \bar{\zeta}) \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial (H_0 + \bar{\zeta}) \bar{v}}{\partial y} &= 0 && \text{continuité} \\ \left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} &= f \bar{v} - g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho_e} \frac{\delta P_a}{\delta x} + \frac{(\tau_{surf,x} - \tau_{fond,x})}{\rho_e (H_0 + \bar{\zeta})} + \pi_x + F_x \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} &= - \underbrace{f \bar{u}}_3 - g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho_e} \frac{\delta P_a}{\delta y} + \frac{(\tau_{surf,y} - \tau_{fond,y})}{\rho_e (H_0 + \bar{\zeta})} + \underbrace{\pi_y}_7 + \underbrace{F_y}_8 \end{aligned} \right\} && \text{quantité de mouvement} \end{aligned}$$

(1) l'évolution temporelle ;

(2) l'advection ;

(3) la force de Coriolis ;

(4) le gradient de pression induit par la pente de la surface libre (barotrope) ;

(5) le gradient de la pression atmosphérique (barotrope) ;

(6) la diffusion verticale turbulente :

- le frottement sur le fond est exprimé selon la formulation de Strickler :

$$\tau_{fond,x} = g \frac{\bar{u} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}}{k^2 (H_0 + \bar{\zeta})^{1/3}} \quad \text{et} \quad \tau_{fond,y} = g \frac{\bar{v} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}}{k^2 (H_0 + \bar{\zeta})^{1/3}} ;$$

- la contrainte de cisaillement de surface due au vent est quadratique :

$$\tau_{surf,x} = \rho_a C_d u_v \sqrt{u_v^2 + v_v^2} \quad \text{et} \quad \tau_{surf,y} = \rho_a C_d v_v \sqrt{u_v^2 + v_v^2} ;$$

(7) le gradient de pression interne :

$$\pi_x = \frac{(H_0 + \bar{\zeta})}{2} \frac{\delta b}{\delta x} \quad \text{et} \quad \pi_y = \frac{(H_0 + \bar{\zeta})}{2} \frac{\delta b}{\delta y} ;$$

(8) la diffusion horizontale. Si l'on considère le coefficient de diffusion horizontal ν constant et uniforme (Smagorinsky, 1963), elle peut être exprimée selon:

$$F_x = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \quad \text{et} \quad F_y = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \right) ;$$

Avec :

ζ	l'élévation de la surface libre en m ;
H_0	la hauteur d'eau de référence (zéro hydrographique) en m ;
\bar{u}, \bar{v}	les composantes horizontales de la vitesse moyennées sur la verticale en $m.s^{-1}$;
x, y	les axes horizontaux en m ;
t	le temps en s ;
f	le paramètre de Coriolis en s^{-1} : $f = 2 \times \frac{2\pi}{86164} \times \sin \phi$, avec ϕ la latitude ;
g	l'accélération de la pesanteur en $m.s^{-2}$;
ρ_e	la masse volumique de référence de l'eau en $kg.m^{-3}$;
ρ_a	la masse volumique de l'air en $kg.m^{-3}$;
P_a	la pression atmosphérique en $N.m^{-2}$;
k	le coefficient de frottement sur le fond selon Strickler en $m^{1/3}.s^{-1}$;
C_d	le coefficient de frottement du vent en surface ;
u_v, v_v	les composantes horizontales du vent à 10 m de la surface en $m.s^{-1}$;
ν	le coefficient de diffusion horizontale en $m^2.s^{-1}$;
b	la flottabilité (ou poussée de Boussinesq) en $m.s^{-2}$: $b = -g(\rho - \rho_e) / \rho_e$.

L'évolution de la concentration d'un traceur C dans le système est résolue par l'équation d'advection-dispersion suivante :

$$\frac{\partial(H_0 + \zeta)C}{\partial t} + \frac{\partial(H_0 + \zeta)\left(\bar{u}C - \nu \frac{\partial C}{\partial x}\right)}{\partial x} + \frac{\partial(H_0 + \zeta)\left(\bar{v}C - \nu \frac{\partial C}{\partial y}\right)}{\partial y} - E + De = 0$$

Avec :

E	le flux d'érosion en $kg.m^{-2}.s^{-1}$;
De	le flux de dépôt en $kg.m^{-2}.s^{-1}$.

5.2.2. Conditions aux limites

Aux limites ouvertes, seule l'élévation de la surface libre résultant de la propagation de l'onde de marée et des forçages atmosphériques est imposée. Aucune condition n'est appliquée sur les vitesses. Le niveau de la surface libre est calculé par un modèle d'emprise supérieure. Chaque modèle d'emprise supérieure fournit donc les conditions aux limites pour le modèle d'emprise immédiatement inférieure. Le modèle de plus grande emprise (rang 0) est forcé à ses limites par les huit composantes principales de la marée issues de l'atlas des constantes harmoniques FES99 (Finite Element Solution ; Lefèvre *et al.*, 2002). Les limites de ce dernier modèle ont été repoussées au-delà de la marge continentale afin que le vent n'y affecte que très peu les dénivellations de la surface libre. Aux limites fermées (lorsque la profondeur est nulle), les composantes normales de la vitesse du courant sont imposées nulles.

En surface, les conditions météorologiques (vent et pression atmosphérique) sont fournies par le modèle européen ECMWF (résolution de 1°) pour le rang 0, et par le modèle Météo-France Aladin (résolution de $0,1^\circ$) pour les rangs inférieurs. Elles sont utilisées pour calculer le terme de friction à la surface libre et évaluer le gradient de pression atmosphérique.

Au fond, le coefficient de frottement de Strickler est constant et uniforme sur tout le domaine de simulation. Bailly du Bois (2006) n'observe pas d'amélioration significative des résultats du modèle lorsque le frottement sur le fond est paramétré en fonction de la granulométrie des faciès décrits par Vaslet *et al.* (1978).

5.2.3. Discrétisation - principe de résolution

Les équations différentielles sont résolues par la méthode des différences finies. La discrétisation des équations dans l'espace s'opère suivant une grille de type C (Arakawa et Lamb, 1977). Dans celle-ci, les calculs de l'élévation de la surface libre et des concentrations en traceurs sont réalisés au centre des mailles tandis que les composantes du courant le sont sur leurs bords (figure 5.1).

Dans le temps, les équations du mouvement sont découplées selon une méthode de type ADI (Alternating Direction Implicit, Leendertse et Gritton, 1971) : les équations sont résolues suivant l'axe des x (ligne par ligne) au premier demi pas de temps et suivant l'axe des y (colonne par colonne) au demi pas de temps suivant. L'équation d'advection-diffusion est résolue à chaque demi pas de temps selon un schéma de type TVD (Total Variance Diminishing) au centre des mailles. Il combine la méthode explicite Quick

(Leonard, 1979) et un schéma décentré amont. Le schéma Quick n'est pas défini positif, il présente donc des instabilités lors de gradients importants. Dans ce dernier cas seulement, un décentrage amont est effectué.

Le pas de temps Δt est variable pour optimiser le temps de calcul. Il est ajusté selon la vitesse du courant horizontal maximum afin de le maximiser tout en respectant le critère de stabilité CFL (Courant Friedrichs Levy) qui est contraint par le schéma d'advection explicite :

$$\max(u, v) \frac{\Delta t}{\Delta x} < a$$

Avec a inférieur à 1 (typiquement $a = 0,7$).

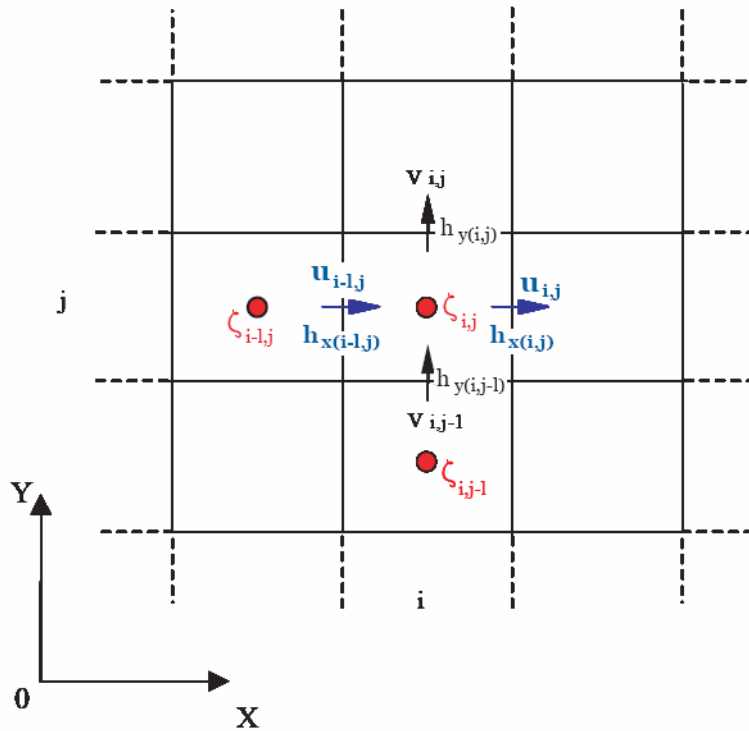


Figure 5.1 Position des points de calcul sur le maillage.

5.3. Le modèle de vagues

Dans cette étude, l'effet des vagues n'a été considéré qu'au travers de la modification de la valeur de la tension de cisaillement exercée sur le fond. Ainsi, les vagues ont un effet sur l'intensité du transport mais n'influent pas sur sa direction. Elles ne sont pas génératrice de courant, le transport littoral qu'elles peuvent engendrer n'est donc pas pris en compte. Ce phénomène localisé n'est pas prépondérant dans une étude des mouvements sédimentaires à l'échelle de la Manche. Néanmoins, l'interprétation des résultats de transport à la côte devra être prudente en cas de périodes de vagues prononcées.

Les paramètres de vagues nécessaires pour calculer la contrainte de cisaillement due à l'action combinée de la houle et du courant sont : leur hauteur significative, leur période et leur direction.

Ils sont fournis par le modèle WaveWatch III (WW3) développé par Tolman (2002) et modifié par Ardhuin *et al.* (2007). C'est un modèle spectral en fréquence et en direction, il prend en compte la génération des vagues par le vent et leur dissipation par divers processus dont le déferlement et le moutonnement. La hauteur et la période des vagues générées par le vent dépendent essentiellement de trois facteurs : la vitesse et la durée du vent ainsi que la longueur du fetch (distance sur laquelle le vent souffle). Les vagues résultent de la superposition de la houle et de l'agitation locale. Ainsi, l'emprise du modèle doit être importante pour pouvoir simuler les houles provenant des dépressions atlantiques. Le modèle Golfe de Gascogne qui a été utilisé (résolution de $0,1^\circ$ intégrant la Manche, forçage vents ALADIN, Météo France) est emboîté dans un modèle de l'Atlantique Nord (résolution de $0,5^\circ$, forçage vents ECMWF).

Les maillages et les pas de temps des modèles WW3 et Mars sont différents. Les résultats du modèle WW3 sont donc interpolés dans le temps et dans l'espace pour alimenter le modèle de transport sédimentaire.

5.4. Le modèle de transport sédimentaire

5.4.1. Principe général

Le module de transport sédimentaire est basé sur celui développé par Cugier (2000). Bien que sa structure n'ait pas été modifiée, l'ensemble des caractéristiques est tout de même décrit ici par soucis de compréhension. Les principaux apports de ce travail se situent au niveau des nouvelles formulations programmées et de la stabilité du module dans son nouvel environnement numérique (couplage avec le modèle hydrodynamique, entrées des paramètres et sorties des résultats).

Le module prend en compte le forçage combiné de la houle et du courant selon la formulation de Soulsby (1997) (le calcul de la tension de cisaillement a été décrit au paragraphe 1.5.1.). Il permet d'aborder le transport simultané de plusieurs classes granulométriques de particules considérées comme non-cohésives. Les formules de transport par charriage et en suspension sont adaptées pour tenir compte des interactions entre les grains. La couverture sédimentaire est discrétisée sur la verticale pour permettre de traduire le tri granulométrique. Le transport ne concerne que la couche de surface dont l'épaisseur est déterminée en fonction des conditions hydro-sédimentaires. L'épaisseur et la répartition granulométrique au sein des couches sédimentaires sont adaptées au cours des cycles d'érosion et de dépôt. La variation du niveau de la surface du lit sédimentaire et sa composition sont ainsi calculées à chaque pas de temps. Le calcul du transport est basé sur la résolution d'une équation de conservation du sable pour le fond sédimentaire et sur la résolution d'une équation d'advection-dispersion pour le transport en suspension (présentée au paragraphe 5.2.1.).

Les principales caractéristiques du module de transport sédimentaire sont détaillées dans cette partie, l'attention est portée sur la traduction numérique des processus physiques et des formulations mathématiques.

5.4.2. La discrétisation du sédiment et la notion de couche active

La couverture sédimentaire est discrétisée en plusieurs couches sur la verticale (figure 5.2).

Chaque couche est caractérisée par son épaisseur E_p et par la proportion de chacune des classes sédimentaires i considérées β_i . La cote du plafond de chaque couche sédimentaire (Z_s) ainsi que la cote du fond sédimentaire (Z_{fond} qui représente également le plafond de la couche superficielle) sont référencées par rapport au niveau du zéro des plus basses mers (les Z sont négatifs).

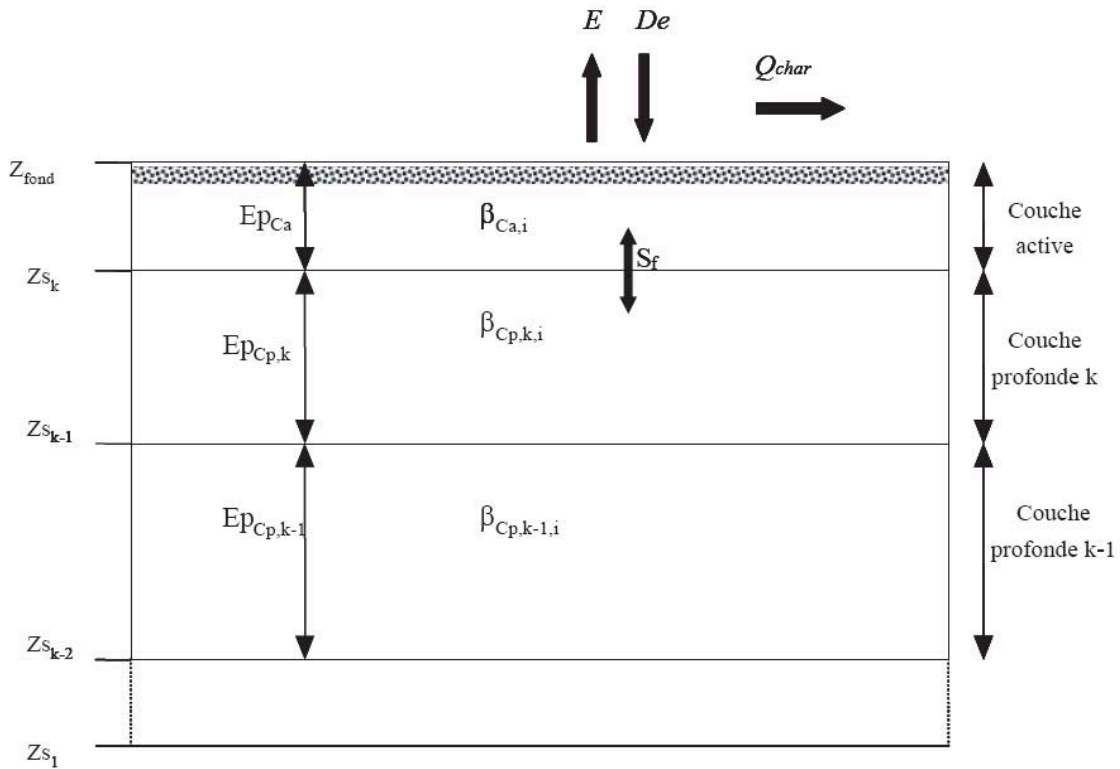


Figure 5.2 Représentation des couches sédimentaires et définition des variables (d'après Cugier, 2000).

Seule la couche située à l'interface eau-sédiment est considérée être en contact avec l'écoulement. Cette couche unique sujette au remaniement (transport, érosion ou dépôt) est généralement appelée « couche active ». Les couches sous-jacentes (appelées couches profondes) forment le substrat qui est non mobilisable immédiatement : il n'y a pas de transfert direct entre les particules transportées dans la couche active et le substrat. Cette notion, introduite par Hirano (1971), est couramment utilisée en

modélisation multiclasse bien que son existence physique soit sujette à caution. En effet, l'épaisseur de sédiment qui subit un remaniement varie constamment en fonction de l'intensité du forçage, du mode de transport, de la granulométrie et de l'arrangement des grains (situation de pavage permanent, cas de la propagation des rides ou du dépôt des particules fines directement en profondeur d'une matrice grossière...). **La couche active définit donc un volume de contrôle, dans lequel toutes les classes présentes sont bien mélangées**, permettant de calculer des variations temporelles de composition de la surface sédimentaire. Son épaisseur doit représenter la quantité de sédiments mobilisables à un instant donné. Elle est donc un paramètre sensible des modèles (Villaret, 2003b) :

- elle doit être la plus faible possible afin de limiter les mélanges avec le substrat non mobilisé (surtout en cas d'effet de pavage) ;
- elle doit être suffisante pour ne pas limiter abusivement les évolutions de chaque composante du mélange.

Sa définition et son calcul varient beaucoup d'un auteur à l'autre. Bennet et Nordin (1977) l'évaluent comme proportionnelle à la profondeur maximale érodable, Karim et Kennedy (1982) comme proportionnelle à la hauteur des rides, Borah *et al.* (1982) la définissent comme étant égale à la taille des plus petits grains qui ne bougent pas, Parker (1990) égale au D_{90} (le diamètre pour lequel 90% des grains ont un diamètre inférieur), sur des rivières de gravier De Vries (2002) conclut que les sédiments peuvent être mobilisés sur une épaisseur de $2 D_{90}$ ou bien $1,5 D_{max}$, tandis que Lyne et al (1990) et De Linares (2007) lui attribuent une valeur constante. Une revue de synthèse sur les formulations de la couche active et sur les différentes méthodes de discrétisation de la couche sédimentaire est proposée par Blom et Parker (2004). Certains auteurs considèrent que le concept d'une stratification du lit par couches n'est pas toujours adapté (pour simuler le tri lors de la propagation de rides par exemple) et ont proposé de le remplacer par une représentation continue assortie d'une probabilité de présence des particules (Parker *et al.*, 2000 ; Blom et Parker, 2004).

L'expression de l'épaisseur de la couche active utilisée dans ce modèle est basée sur la formulation de Gessler *et al.* (1999) et de Cugier (2000).

En cas d'érosion, elle est considérée comme étant égale à la somme de la profondeur maximale érodable et du diamètre maximal du mélange:

$$Ep_{ca}^{n+1} = -\Delta Z_{fond}^n + D_{max}^n$$

Avec :

Ep_{ca}^{n+1} l'épaisseur de la couche active au pas de temps $n+1$ en m ;

$\Delta Z_{fond}^n = Z_{fond}^{n+1} - Z_{fond}^n$ l'épaisseur de sédiment érodable au pas de temps n en m (négatif en cas d'érosion).

Le diamètre maximal du mélange au temps n , D_{max}^n , est le diamètre correspondant à la classe la plus grossière dont la proportion dans la couche active est au moins supérieure à 10%. Cette approche permet d'éviter que l'épaisseur de la couche active soit conditionnée par une taille de classe quasiment absente (et donc non représentative) du mélange situé dans la maille. De plus, l'addition de D_{max}^n permet de conserver une valeur significative d'épaisseur de couche active même lorsque l'érosion tend vers zéro au cours d'un pas de temps de calcul. La couche active a donc au minimum l'épaisseur de la classe de particules la plus grossière qui la constitue : ces grains sont considérés actifs puisqu'ils subissent l'effet du fluide.

En cas de dépôt, l'épaisseur de sédiments déposés (ΔZ_{fond}^n , positif en cas de dépôt) vient engraisser l'ancienne couche active :

$$E_{ca}^{n+1} = E_{ca}^n + \Delta Z_{fond}^n$$

L'épaisseur de la couche active est limitée afin de pouvoir conserver l'historique des dépôts dans les zones où ils sont importants :

$$E_{caMax} = c_{caMax} D_{max}$$

Avec c_{caMax} , un coefficient d'ajustement.

Dans les cas où E_{ca} dépasse E_{caMax} , une partie de la couche active est fusionnée avec la couche sédimentaire sous-jacente de telle manière que $E_{ca} = E_{caMax}$.

5.4.3. L'équation de conservation de la masse sédimentaire

L'évolution de la cote du fond est calculée par l'équation de conservation de la masse (Exner). Elle est appliquée à la couche active où ont lieu tous les échanges.

Pour la classe particulière i , elle s'écrit :

$$(1-p) \frac{\partial(\beta_{ca,i} E_{ca})}{\partial t} + \frac{\partial Q_{charx,i}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{chary,i}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_s} (E_i - De_i) - S_{f,i} = 0$$

Avec:

p la porosité du sédiment (considérée constante sur la verticale) ;

ρ_s la masse volumique du sédiment en kg.m^{-3} ;

$Q_{charx,i}$ et $Q_{chary,i}$ les débits solides selon x et y en $\text{m}^3.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$;

E_i et De_i les flux verticaux d'érosion (du fond vers la colonne d'eau) et de dépôt (de la colonne d'eau vers le fond) en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$;

$S_{f,i}$ le terme source pour la couche active traduisant les échanges entre la couche active et la première couche sous-jacente.

L'équation de conservation de la masse totale d'écrit :

$$(1-p) \frac{\partial Z_{fond}}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial Q_{charx,i}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{chary,i}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_s} (E_i - De_i) \right) = 0$$

Avec :

Z_{fond} la cote du fond sédimentaire en m ;

N le nombre de classes particulières.

Le terme d'échange par le fond entre la couche active et la couche sédimentaire sous-jacente $S_{f,i}$, nécessite également la résolution d'une équation de conservation :

$$(1-p) \frac{\partial(\beta_{cp,ks \max,i} E_{cp,ks \max})}{\partial t} + S_{f,i} = 0$$

Les termes d'échange par flux d'érosion et de dépôt à l'interface ainsi que le terme d'échange par le fond sont détaillés par la suite (paragraphe 5.4.5.2).

5.4.4. Estimation du débit solide charrié

5.4.4.1. Principes et choix des formules

Les débits massiques charriés $Q_{charx,i}$ et $Q_{chary,i}$ sont calculés pour chaque classe granulométrique selon une formule de transport à l'équilibre. Les composantes en x et en y sont obtenues en projetant le module du transport dans les directions des vecteurs vitesses du courant :

$$Q_{charx} = \frac{\bar{u}}{U} Q_{char} \quad \text{et} \quad Q_{chary} = \frac{\bar{v}}{U} Q_{char}$$

avec $U = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$

La modélisation multiclasse impose de tenir compte des interactions entre les particules. Ainsi, la formulation utilisée s'éloigne de la capacité de transport de plusieurs manières (paragraphe 1.6.2.):

- Elle est multipliée par la fraction de chaque classe dans la couche active $\beta_{ca,i}$ pour tenir compte de la disponibilité en particules.
- Un coefficient d'entrave CE lui est appliqué pour traduire la diminution du débit transporté en présence de grains immobiles qui forment des obstacles au transport. La formulation adoptée a été proposée par Kleinhans et Van Rijn (2002) :

$$CE = 1 - \exp \left[-7,2 \left(\frac{D_{90,charrié}}{D_{90,lit}} \right)^2 \right]$$

- La contrainte de frottement critique est affectée d'un coefficient de masquage-exposition ξ_i qui module la capacité de mise en mouvement en fonction de la répartition granulométrique de la couche active.

Plusieurs formulations ont été programmées, elles ont été sélectionnées parmi celles qui présentent une gamme de validité élargie, estiment le charriage seul, permettent

l'intégration d'un coefficient de masquage-exposition et qui sont applicables à une couche active (paragraphe 1.6.1.). Van der Scheer *et al.* (2002) ont comparé dix-sept formulations en termes de domaine de validité, de comportement et de prédiction de transport. Les débits solides charriés et la composition du transport sont confrontés à dix séries d'expérimentations en canaux à courant. En se basant sur leurs conclusions, trois formulations ont été sélectionnées pour leurs bonnes adéquations aux mesures : Wu *et al.* (2000b), Wilcock et Crowe (2003) et Ackers et White (1973). La formulation de Van Rijn (1984a) a été sélectionnée par Cugier (2000) suite à l'étude comparative de Grochowski *et al.* (1993b) dans le détroit du Pas-de-Calais. Bien que la formule de Van Rijn semble la plus appropriée, Cugier remarque que le site d'étude n'est pas représentatif de l'ensemble de la Manche et que, par conséquent, la même étude dans une zone aux caractéristiques hydro-sédimentaires différentes aurait pu conduire au choix d'une autre formulation. La dernière formule de transport programmée est celle de Yalin (1963) modifiée par Olivier (2004). Elle s'est montrée la plus représentative du transport des classes sédimentaires caractéristiques de la Manche lors de tests en canal à courant continu réalisés par Olivier (2004).

5.4.4.2. Wu *et al.* (2000b)

La formule de Wu *et al.* différencie le transport par charriage du transport en suspension. Seule la formulation du transport par charriage est décrite dans ce paragraphe. Elle est inspirée de la formulation de Meyer-Peter et Müller (1948) et a été calibrée sur un nombre conséquent de données issues d'expérimentations en canal et de données acquises en rivières. Son domaine de validité est ainsi particulièrement étendu que ce soit en terme de granulométrie (D_{50} compris entre 0,2 mm à 50 mm) ou d'intensité de forçage (paramètre de mobilité de Shields θ_{50} compris entre 0,009 et 4,076).

La particularité de cette formulation tient dans l'intégration d'un coefficient de masquage-exposition exprimé de manière probabiliste : le coefficient est le rapport des probabilités d'exposition et de masquage de chaque grain en considérant que la surface d'exposition d'un grain a une distribution normale. La formule a été adaptée pour être exprimée directement en fonction de la contrainte de frottement de peau :

$$Q_{char,i} = CE \cdot \beta_i \cdot 0,0053 \cdot \left[\frac{\tau}{\tau_{cr,i}} - 1 \right]^{2,2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\rho_s}{\rho_e} - 1 \right) \cdot g \cdot D_i^3}$$

Avec :

$Q_{char,i}$	le débit solide de la classe i en $m^3 \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$;
CE	le coefficient d'entrave ;
τ	la contrainte de frottement de peau en $N \cdot m^{-2}$;
$\tau_{cr,i} = (\rho_s - \rho_e) \cdot g \cdot D_i \cdot \theta_{cr} \cdot \xi_i$	la contrainte de frottement critique en $N \cdot m^{-2}$;
$\xi_i = \left(\frac{p_{e,i}}{p_{m,i}} \right)^{-0,6}$	le coefficient de masquage-exposition ;
$p_{e,i} = \sum_{j=1}^N \beta_j \frac{D_i}{D_i + D_j}$	la probabilité d'exposition ;
$p_{m,i} = \sum_{j=1}^N \beta_j \frac{D_j}{D_i + D_j}$	la probabilité de masquage ;
$\theta_{cr} = 0,03$	le paramètre de mobilité critique ;
g	l'accélération de la pesanteur en $m \cdot s^{-2}$;
ρ_s	la masse volumique des grains en $kg \cdot m^{-3}$;
ρ_e	la masse volumique de l'eau en $kg \cdot m^{-3}$;
$\beta_i ; \beta_j$	la proportion de la classe i (ou j) dans la couche de surface ;
$D_i ; D_j$	la taille moyenne des grains de la fraction i (ou j).

Le paramètre de mobilité critique est pris constant pour toutes les classes de particules ; le coefficient de masquage-exposition est donc primordial pour permettre de distinguer la mise en mouvement des différentes classes d'un mélange.

5.4.4.3. Wilcock et Crowe (2003)

La formulation de Wilcock et Crowe (2003) est basée sur des études de transport partiel de mélanges sables/graviers réalisées en canal à courant (Wilcock et Mc Ardell, 1993 ; Wilcock *et al.*, 2001). Le D_{50} de chaque mélange est contenu dans un intervalle réduit compris entre 4,5 mm et 10,2 mm, les valeurs du paramètre de mobilité de Shields investiguées sont faibles ($< 0,2$). Le débit solide et la composition granulométrique du transport ont été

mesurés à la fin de chaque test. Ces expérimentations ont fait ressortir l'influence de la teneur en sable dans la couche de surface sur le comportement dynamique du mélange (Wilcock et Kenworthy, 2002) (paragraphe 3.4.3.2. - résultats).

Cette formulation a la particularité de ne pas faire apparaître de seuil de mise en mouvement : un débit solide très faible est calculé même pour $\tau < \tau_{cr,i}$.

La formulation ayant été calibrée spécifiquement pour évaluer le transport d'un mélange de sables et de graviers, l'application d'un coefficient d'entrave n'est pas justifiée.

$$Q_{char,i} = \beta_i \times \frac{u_*^3}{((\rho_s / \rho_e) - 1) \cdot g} \times \begin{cases} 0,002 \cdot T_i^{7,5} & \text{pour } T_i < 1,35 \\ 14 \cdot \left(1 - \frac{0,894}{T_i^{0,5}}\right)^{4,5} & \text{pour } T_i \geq 1,35 \end{cases}$$

Avec :

u_* la vitesse de frottement en $m \cdot s^{-1}$;

$T_i = \frac{\tau}{\tau_{cr,i}}$ le rapport entre la contrainte de peau et la contrainte critique.

La contrainte de frottement critique de la classe i est une modulation (par le biais d'un coefficient de masquage-exposition ξ_i) de la contrainte seuil du diamètre médian du mélange (D_{50}). Suivant les observations de Wilcock et Kenworthy (2002), celle-ci est estimée en fonction de la proportion de sable β_{sable} contenue dans la couche active et non selon la paramétrisation classique proposée par Shields :

$$\tau_{cr,i} = \tau_{cr,50} \cdot \xi_i \quad \text{avec} \quad \xi_i = \left(\frac{D_i}{D_{50}}\right)^B \quad \text{et} \quad B = \frac{0,67}{1 + \exp\left(1,5 - \frac{D_i}{D_{50}}\right)}$$

$$\tau_{cr,50} = \theta_{cr,50} \cdot D_{50} \cdot (\rho_s - \rho_e) \cdot g$$

$$\theta_{cr,50} = 0,021 + 0,015 \cdot \exp(-20 \cdot \beta_{sable})$$

De Linares et Belleudy (2007) soulignent que l'utilisation du diamètre médian du mélange n'est pas pertinente dans le cas d'une granulométrie fortement hétérogène. Ils étendent la formulation de Wilcock et Kenworthy (2002) à plusieurs classes de sables et de graviers, et

proposent une adaptation du calcul de la contrainte de frottement critique de la classe i basée sur le diamètre moyen de chaque mode : sable ($D_{m,sable}$) et gravier ($D_{m,gravier}$).

$$\tau_{cr,i} = \theta_{cr,i} \cdot D_i \cdot (\rho_s - \rho_e) \cdot g$$

Pour les classes de sables :

$$\theta_{cr,i,sable} = \frac{1}{D_i} \left[0,066 D_{m,sable} + \left(0,043 D_{m,gravier} - 0,066 D_{m,sable} \right) \cdot \exp(-14\beta_{sable}) \right]$$

Pour les classes de graviers :

$$\theta_{cr,i,gravier} = 0,066 \left(\frac{2,2}{\ln(9D_i / D_{m,sable})} \right)^2 + \left[0,043 \frac{D_{m,gravier}}{D_i} - 0,066 \left(\frac{2,2}{\ln(9D_i / D_{m,sable})} \right)^2 \right] \cdot \exp(-14\beta_{sable})$$

Sur le même jeu de donnée, cette méthode permet de mieux reproduire les caractéristiques de la dynamique que le modèle empirique initialement proposé par Wilcock et Crowe (2003). Les évolutions des contraintes traduites par cette formulation sont schématisées sur la figure 5.3.

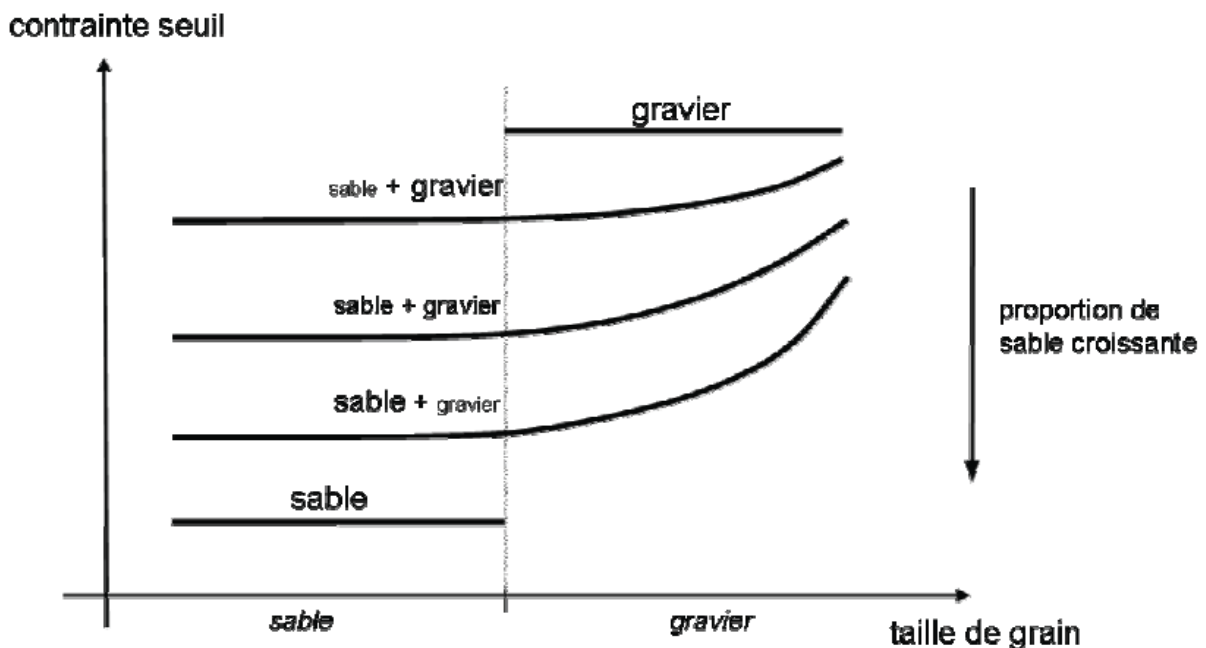


Figure 5.3 Contraintes seuil pour un mélange bimodal sable gravier : tendances schématiques (De Linares, 2007).

5.4.4.4. Ackers et White (1973)

Ackers et White (1973) ont proposé une formule pour calculer le transport total (charriage et suspension) d'une couverture sédimentaire de granulométrie uniforme représentée par le diamètre caractéristique D_{35} . Cette formulation a été ajustée à partir de tests réalisés en canaux à courant sur des particules de taille comprises entre 0,04 mm et 4 mm.

Day (1980) ainsi que Proffitt et Sutherland (1983) ont élargi le domaine d'application de la formule au cas multiclasse par le biais d'un coefficient de masquage et d'exposition. Ils l'ont validé pour des estimations du charriage sur des granulométries s'étendant de $D_{50} = 1$ à 30 mm pour Proffitt et Sutherland (1983), et de $D_{50} = 0,4$ à $13,9$ mm pour Day (1980).

$$Q_{char,i} = CE \cdot \beta_i \cdot K_i \cdot U \cdot D_i \cdot \left(\frac{U}{u_*}\right)^{n_i} \cdot \left(\frac{Y_i}{\xi_i \cdot Y_{cr,i}} - 1\right)^{m_i}$$

Avec Y_i , le paramètre de mobilité :

$$Y_i = \frac{u_*^{n_i}}{\sqrt{(s-1)gD_i}} \left(\frac{U}{5,66 \cdot \log(10h/D_i)}\right)^{1-n_i}$$

La valeur critique du paramètre de mobilité, $Y_{cr,i}$ et les constantes K_i , n_i et m_i dépendent du diamètre adimensionnel D_i^* (tableau 5.1) :

Pour $D_i^* < 60$	si $D_i^* \geq 60$
$K_i = 10^{-3.53+2.86 \cdot \log(D_i^*) - (\log(D_i^*))^2}$	$K_i = 0,025$
$Y_{cr} = \frac{0,23}{\sqrt{D_i^*}} + 0,14$	$Y_{cr} = 0,17$
$n_i = 1 - 0,56 \cdot \log(D_i^*)$	$n_i = 0$
$m_i = \frac{9,66}{D_i^*} + 1,34$	$m_i = 1,5$

Tableau 5.1. Valeurs des paramètres de la formulation de Ackers et White (1973).

Le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) s'écrit :

$$\xi_i = 0,4 \cdot \sqrt{\frac{D_a}{D_i}} + 0,6$$

Avec D_a , le diamètre de grain défini comme :

$$D_a = 1,6 \cdot D_{50} \cdot \left(\frac{D_{16}}{D_{84}} \right)^{0,28}$$

Le coefficient de masquage-exposition de Proffit et Sutherland (1983) s'écrit :

$$\xi_i = \begin{cases} 0,769 & \text{pour } \frac{D_i}{D_u} \geq 3,7 \\ \left(0,53 \cdot \log \left(\frac{D_i}{D_u} \right) + 1 \right)^{-1} & \text{pour } 0,075 < \frac{D_i}{D_u} < 3,7 \\ 2,5 & \text{pour } \frac{D_i}{D_u} \leq 0,075 \end{cases}$$

Avec D_u , le diamètre de grain qui ne requiert pas de correction (il ne subit ni masquage ni exposition). Proffit et Sutherland exprime D_u en fonction du paramètre de mobilité de Shields du diamètre médian θ_{50} :

$$\frac{D_u}{D_{50}} = \begin{cases} 1,08 & \text{pour } \theta_{50} \leq 0,04 \\ -21,6 \cdot \theta_{50} + 1,944 & \text{pour } 0,04 < \theta_{50} \leq 0,046 \\ -9,73 \cdot \theta_{50} + 1,4 & \text{pour } 0,046 < \theta_{50} \leq 0,097 \\ 0,456 & \text{pour } 0,097 < \theta_{50} \end{cases}$$

5.4.4.5. Van Rijn (1984a)

La formulation de Van Rijn (1984a) a été établie pour une granulométrie uniforme avec un diamètre médian D_{50} compris entre 200 et 2000 μm . Cugier (2000) l'a utilisée sous sa forme originale en l'appliquant aux différentes classes présentes dans la couche active.

Kleinhans et Van Rijn (2002) proposent quelques adaptations afin de traduire les interactions entre les grains :

$$Q_{char,i} = CE \cdot \beta_i \cdot D_i^{1,5} \cdot \sqrt{(s-1)g} \cdot \begin{cases} 0,053 \cdot Tr_i^{2,1} \cdot D_{50}^{*-0,3} & \text{pour } Tr < 3 \\ 0,1 \cdot Tr_i^{1,5} \cdot D_{50}^{*-0,3} & \text{pour } Tr \geq 3 \end{cases}$$

Avec :

$$Tr_i = \frac{\theta_i - \xi_i \theta_{cr,50}}{\theta_{cr,i}} \quad \text{l'excès de contrainte de frottement normalisé ;}$$

$$D_{50}^* = D_{50} \sqrt[3]{\frac{(s-1)g}{\nu^2}} \quad \text{le diamètre de grain adimensionnel ;}$$

ν la viscosité cinématique du fluide en $m^2 \cdot s^{-1}$.

Le paramètre de mobilité critique est estimé d'après la paramétrisation de la courbe définie par Shields (Van Rijn, 1984a) :

$$\theta_{cr} = \begin{cases} 0,24 \cdot D^*^{-1} & \text{pour } D^* \leq 4 \\ 0,14 \cdot D^*^{-0,64} & \text{pour } 4 < D^* \leq 10 \\ 0,04 \cdot D^*^{-0,1} & \text{pour } 10 < D^* \leq 20 \\ 0,013 \cdot D^*^{0,29} & \text{pour } 20 < D^* \leq 150 \\ 0,055 & \text{pour } D^* > 150 \end{cases}$$

Le coefficient de masquage-exposition utilisé est celui de Egiazaroff (1965). Il est basé sur des considérations théoriques d'équilibre des grains :

$$\xi_i = \left[\frac{\log 19}{\log(19D_i / D_{50})} \right]^2$$

Cette formulation n'est pas satisfaisante pour les faibles valeurs du rapport $\frac{D_i}{D_{50}}$. Ashida et

Michue (1973) ont proposé une correction à la formulation d'Egiazaroff, dans ce cas :

$$\xi_i = 0,85 \cdot \frac{D_{50}}{D_i} \quad \text{pour } \frac{D_i}{D_{50}} < 0,4$$

Ribberink (1981) note toutefois que cette modification est sujette à caution car elle est basée sur une seule mesure réalisée dans cette gamme de rapport de tailles.

5.4.4.6. Yalin (1963)

La formulation proposée par Yalin (1963) et modifiée par Olivier (2004) est valable pour un écoulement rugueux sur fond plat. Olivier (2004) a paramétré la formule à partir d'essais en canal à courant continu sur un mélange tri modal caractéristique de la Manche. La granulométrie s'étend de 0,1 mm à 4 cm.

$$Q_{char,i} = CE \cdot \beta_i \cdot \frac{0,5 \cdot U^{6,5} \cdot (\tau - \xi \cdot \tau_{cr,i})}{\rho_e (s-1) g}$$

Avec : $\tau_{cr,i} = \theta_{cr,i} \cdot D_i \cdot (\rho_s - \rho_e) \cdot g$ et $\theta_{cr,i}$ estimé selon Shields.

La valeur du coefficient de masquage-exposition est identique pour toutes les classes et calibré à $\xi = 0,59$. L'effet de mélange induit donc une mise en mouvement retardée pour toutes les particules.

5.4.4.7. Modification du transport sous l'effet de la pente du fond

Ces formules sont valables sur fonds plats. Or, le transport sédimentaire sera aussi influencé par la topographie du fond : une pente dans le sens du courant va modifier l'intensité du transport, une pente transversale va provoquer une déviation du transport par rapport à la direction de l'écoulement. Le rôle de la pente peut être pris en compte de deux manières (voir Cayocca, 1996 pour une revue de synthèse) :

- La méthode la plus simple consiste à modifier directement l'amplitude du transport solide en fonction de la pente. Comme il est difficile de caractériser physiquement ce processus, les formulations de ce type sont empiriques.
- La seconde est basée sur des considérations d'équilibre du grain qui affectent la contrainte critique d'érosion.

Les premières méthodes sont numériquement les moins coûteuses mais elles sont d'une précision moindre que celles fondées sur l'équilibre des grains. Cependant, Cayocca (1996) a montré que les différences sur les résultats obtenus entre ces deux types de méthodes étaient du même ordre de grandeur que la variabilité induite par l'utilisation des différentes formules de transport.

Conformément à Cugier (2000), la formulation adoptée est celle de De Vriend (1993), elle modifie le transport calculé sur fond selon :

$$Q_{charx} = Q_{charx}^0 - \varepsilon_s \left| Q_{char}^0 \right| \frac{\partial z}{\partial x}$$

$$Q_{chary} = Q_{chary}^0 - \varepsilon_s \left| Q_{char}^0 \right| \frac{\partial z}{\partial y}$$

Avec :

$Q_{char}^0, Q_{charx}^0, Q_{chary}^0$

le transport par charriage calculé sur fond plat : respectivement le transport total et le transport suivant x et y en $m^3.m^{-1}.s^{-1}$;

ε_s

une constante positive ou nulle déterminée empiriquement. Struiksmas *et al.* (1985) lui donnent une valeur de 4, ce qui revient à annuler un transport opposé à la pente du fond lorsque celle-ci est de 14° .

5.4.5. Estimation des échanges avec la colonne d'eau et évaluation de la concentration en PIM

L'estimation des termes d'échanges entre la couche active et la colonne d'eau entre dans l'évaluation des variations de la cote du fond au même titre que les termes de charriage (via l'équation de conservation de la masse sédimentaire, paragraphe 5.4.3.). Ils permettent également de calculer la concentration en PIM. Les deux approches couramment utilisées ont été discutées au paragraphe 1.6.4. Elles consistent, soit à imposer une concentration de référence à l'interface eau-sédiment en considérant l'équilibre établi entre le fluide et la couche active, soit d'y appliquer une condition de flux pour permettre de simuler une érosion ou un dépôt résiduel.

A l'exception des estuaires et de certains fonds de baie, les charges particulières rencontrées en Manche ne nécessitent pas de prendre en compte l'amortissement de la turbulence due à une stratification de densité au fond, ni de traduire la réduction de la vitesse de chute due à l'entravement. Ces deux processus ne sont donc pas modélisés.

Les quatre modes de résolution programmés sont décrits dans les paragraphes suivants : deux supposent l'équilibre établi et deux simulent des situations hors équilibres.

5.4.5.1. Situation à l'équilibre

La situation à l'équilibre se justifie à la fois par la faible résolution spatiale du modèle (imposée par l'étendue du domaine, paragraphe 6.1.1.) et par les faibles concentrations en PIM relevées en Manche (paragraphe 4.3.2.). Un écart à la situation d'équilibre se crée lorsque la charge du fluide dans la maille considérée ne correspond pas à la capacité de mise en suspension locale de l'écoulement. La longueur d'adaptation La_i de la charge aux conditions hydro-sédimentaires a été évaluée par Parker (2006) :

$$La_i = \frac{Q_{susp,i} \cdot c_i}{w_{s,i} \cdot c_{a,i}}$$

Avec :

- $Q_{susp,i}$ le débit solide transportée en suspension en $m^3 \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$;
- c_i la concentration moyennée sur la verticale en $kg \cdot m^{-3}$;
- $c_{a,i}$ la concentration au niveau de référence a en $kg \cdot m^{-3}$ (voir sa signification au paragraphe 1.6.4., son évaluation est détaillée plus bas) ;
- $w_{s,i}$ la vitesse de chute en $m \cdot s^{-1}$.

Dans le cas où La_i est inférieure à la taille des mailles pour toutes les classes, il n'est pas nécessaire de résoudre l'équation de transport de sédiment par advection-dispersion dans la colonne d'eau, le débit solide en suspension étant uniquement dépendant des conditions hydro-sédimentaires locales. L'équation de conservation de la masse sédimentaire s'écrit alors :

$$(1-p) \frac{\partial Z_{fond}}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial Q_{charx,i}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{chary,i}}{\partial y} + \frac{\partial Q_{susp,x,i}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{susp,y,i}}{\partial y} \right) = 0$$

Les termes d'érosion E_i et de dépôt De_i ont laissé la place aux termes de débit solide en suspension $Q_{susp,i}$. Celui-ci est estimé en prenant l'intégrale de la vitesse multiplié par la concentration en matières en suspension inorganique sur toute la colonne d'eau :

$$Q_{i,susp} = \int_{z=a}^{z=h} U(z)c_i(z)dz$$

Avec :

- $Q_{i,susp}$ le débit (ou flux) solide transporté en suspension en $\text{kg}^3 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$;
 $U(z)$ la vitesse de l'écoulement en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$;
 $c_i(z)$ la concentration en PIM de la classe i à la hauteur z au dessus du fond en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$;
 h la hauteur d'eau en m ;
 a la hauteur de référence en m.

En deux dimensions : $Q_{susp,i} = c_i \cdot U \cdot h$

Avec c_i , la concentration moyennée sur la verticale de la classe i (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$).

Notre intérêt est de connaître le couple $(Q_{susp,i} ; c_i)$.

Estimation de la concentration à partir du débit solide en suspension

Si le terme de débit solide $Q_{susp,i}$ est connu, la concentration c_i est solution de l'équation de conservation des PIM dans la colonne d'eau :

$$c_i \cdot \frac{h}{t} = \frac{\partial Q_{susp,i}}{\partial x} + \frac{\partial Q_{susp,i}}{\partial y}$$

Wu *et al.* (2000b) ont proposé la formulation de $Q_{susp,i}$ suivante :

$$Q_{susp,i} = \beta_i \cdot \sqrt{(s-1)gD_i^3} \cdot 0,0000262 \cdot \left[\left(\frac{\tau}{\tau_{cr,i}} - 1 \right) \cdot \frac{U}{w_{s,i}} \right]^{1,74}$$

Avec :

$$w_{s,i} = \sqrt{\left(13,95 \cdot \frac{\nu}{D_i} \right)^2 + 1,09 \cdot (s-1) \cdot g \cdot D_i} - 13,95 \cdot \frac{\nu}{D_i}$$

ν la viscosité cinématique du fluide en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

La contrainte de frottement critique $\tau_{cr,i}$ est estimée en tenant compte d'un coefficient de masquage-exposition comme expliqué au paragraphe 5.4.4.2.

Les composantes x et y sont obtenues en projetant $Q_{susp,i}$ suivant les vecteurs vitesses du courant.

Estimation du débit solide en suspension à partir de la concentration

Une fois la concentration moyenne sur la verticale de la classe i connue, le flux en suspension est déduit suivant :

$$Q_{susp x,i} = c_i \cdot \bar{u} \cdot h$$

$$Q_{susp y,i} = c_i \cdot \bar{v} \cdot h$$

La concentration moyenne c_i peut être calculée par intégration du profil de concentration qui s'établit lorsque l'équilibre est généralisé à l'ensemble de la colonne d'eau (Rouse, dans Van Rijn, 1993) :

$$c_i(z) = c_{a,i} \left(\frac{h-z}{z} \frac{a}{h-a} \right)^{w_{s,i} / (\kappa u_*)}$$

Avec :

$c_i(z)$	la concentration de la classe i au niveau z en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$;
z	la hauteur dans la colonne d'eau par rapport au fond en m ;
h	la hauteur d'eau en m ;
a	niveau de référence en m ;
κ	la constante de Von Karman ;
u_*	vitesse de frottement en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

La concentration de référence $c_{a,i}$ a été exprimée par McLean (1991, 1992) pour un mélange de particules non-cohésives :

$$c_{a,i} = \beta_{s,i} \cdot c_{a,T}$$

Avec $c_{a,T}$, la concentration de référence toutes classes confondues et $\beta_{s,i}$, la proportion de la classe i en suspension :

$$c_{a,T} = \frac{\gamma_0 \cdot Tr}{1 + \gamma_0 \cdot Tr} \cdot (1 - p)$$

$$\beta_{s,i} = \frac{\varphi_i \cdot \beta_i}{\sum_1^N \varphi_i \cdot \beta_i} \quad \text{avec} \quad \varphi_i = \begin{cases} 1 & \text{pour } u_* > w_{s,i} \\ \frac{u_* - u_{*,cr}}{w_{s,i} - u_{*,cr}} & \text{pour } u_* < w_{s,i} \end{cases}$$

$$Tr = \frac{\tau}{\tau_{cr}} - 1 \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_e}}$$

Avec γ_0 un coefficient empirique estimé à 0,004.

La formulation de McLean est basée sur une unique contrainte critique τ_{cr} (et donc une unique vitesse de frottement critique $u_{*,cr}$) calculée à partir du D_{50} du mélange et appliquée à toutes les classes. Il n'y a donc pas de mise en suspension pour $\tau < \tau_{cr,50}$. Cette hypothèse est sans doute injustifiée dans un mélange fortement hétérométrique.

La hauteur de référence a est estimée de la manière suivante :

$$a = \max \left\{ \begin{array}{l} 0,12 \cdot D_{84} \\ 0,056 \cdot D_{84} \cdot \frac{0,68 \cdot Tr}{1 + b \cdot Tr} \end{array} \right.$$

Avec $b = 0,0204(\ln D_{84})^2 + 0,022(\ln D_{84}) + 0,0709$ (D_{84} est exprimé en mm).

Van Rijn (1984b) a pour sa part proposé une formulation de la concentration de référence adimensionnelle pour un mélange unimodal représenté par le D_{50} :

$$c_a^* = 0,015 \cdot \frac{D}{a} \cdot \frac{Tr^{1.5}}{D^{*0.3}}$$

Avec $a = \text{valeur max}(0.01h, k_s)$.

En considérant que toutes les classes d'un mélange sont indépendantes lors de la mise en suspension et en prenant en compte la disponibilité des particules dans le mélange, la concentration de référence (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) de chaque classe $c_{a,i}$ peut être exprimée selon :

$$c_{a,i} = \beta_i \cdot \rho_s \cdot 0,015 \cdot \frac{D_i}{a} \cdot \frac{Tr_i^{1.5}}{D_i^{*0.3}}$$

Comme l'ont proposé Kleinhans et Van Rijn (2002) (paragraphe 5.4.4.5.), un coefficient de masquage-exposition peut être introduit pour moduler l'expression de l'excès de cisaillement normalisé Tr_i .

5.4.5.2. Situation hors équilibre

Pour les particules les plus fines, la longueur d'adaptation La_i devient importante (le rapport $c_i/c_{a,i}$ est proche de 1 et la vitesse de chute est faible) et les conditions d'équilibre sont plus difficilement atteintes. C'est généralement le cas des vases (particules inférieures à 63 μm) qui ne transitent que rarement par le lit sédimentaire (terme anglo-saxon de washload), leur concentration dans l'eau n'est donc pas directement fonction de leur présence dans la couche active. Il convient alors de résoudre une équation d'advection-dispersion permettant de simuler correctement le transport des particules dans la masse d'eau.

Limitation de l'érosion

Cugier (2000) propose de définir l'expression du flux d'érosion de manière à approcher la capacité du fluide au transport en suspension. L'approche employée consiste à :

- Faire l'hypothèse que, dans chaque maille et à chaque instant, les PIM présentes initialement (provenant de l'advection) $c_{ini,i}$ sont distribuées selon le profil de Rouse (paragraphe 1.6.4.). L'intégration de ce profil permet d'estimer la concentration de chaque classe $c_{aR,i}$ à la hauteur de référence à partir de la concentration moyenne dans la colonne d'eau :

$$c_{aR,i} = \frac{h \cdot c_{ini,i}}{\int_a^h \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{a-h}{a} \right)^{w_{s,i}/(K \cdot \varepsilon_i \cdot u_*^*)} dz}$$

Le calcul numérique de l'intégrale est réalisé en discrétisant la colonne d'eau selon un raffinement géométrique depuis le haut vers le bas, afin de mieux décrire les gradients croissants de la concentration vers le fond.

- Calculer la concentration de référence $c_{aVR,i}$ à partir de la formulation de Van Rijn (1984b) pour un régime établi.
- Déterminer un flux d'érosion afin d'égaliser les concentrations de référence et de compenser ainsi le déficit de concentration dans la colonne d'eau. Ce flux correspond à la quantité de matière provenant du sédiment, qui conduira à amener la concentration $c_{aR,i}$ vers la valeur de $c_{aVR,i}$. Pour $c_{aR,i} > c_{aVR,i}$, il n'y a que du dépôt, le flux d'érosion est nul.

$$\begin{cases} E_i = (c_{aVR,i} - c_{aR,i}) \cdot \frac{a}{dt} & \text{pour } c_{aR,i} < c_{aVR,i} \\ E_i = 0 & \text{pour } c_{aR,i} > c_{aVR,i} \end{cases}$$

- Le flux de dépôt pour la classe i est représenté de manière classique par :

$$De_i = w_{s,i} \cdot c_{aR,i}$$

Avant advection, la concentration moyenne de la classe i est calculée selon l'équation de conservation des PIM dans la colonne d'eau qui prend alors la forme :

$$\begin{aligned} (c_i - c_{ini,i}) \cdot \frac{h}{dt} &= E_i - De_i \\ \Leftrightarrow c_i &= \begin{cases} \frac{a}{h} \cdot (c_{aVR,i} - c_{aR,i}) + c_{ini,i} - w_{s,i} \cdot c_{aR,i} \cdot \frac{dt}{h} & \text{pour } c_{aVR,i} > c_{aR,i} \\ c_{ini,i} - w_{s,i} \cdot c_{aR,i} \cdot \frac{dt}{h} & \text{pour } c_{aVR,i} < c_{aR,i} \end{cases} \end{aligned}$$

Cette méthode a l'inconvénient de faire dépendre le flux d'érosion de la concentration en PIM présentes initialement dans la colonne d'eau (au début du pas de temps de calcul) et non des caractéristiques hydro-sédimentaires locales. De plus, le flux d'érosion est dépendant du pas de temps (E_i tend vers l'infini lorsque dt tend vers 0) alors que le flux de dépôt ne l'est pas.

Limitation du dépôt

Pour éviter ces hypothèses, une autre méthode de calcul des paramètres E_i , De_i , c_i est proposée :

- Le régime est supposé établi. Une fois que la capacité érosive du fluide est satisfaite pour atteindre la concentration de référence $c_{a,i}$, le flux d'érosion pour chaque classe de particules est déduit de l'équation de conservation des PIM :

$$\begin{aligned} \frac{dc_i}{dt} &= E_i - De_{i,équilibre} = 0 \\ \Leftrightarrow E_i &= De_{i,équilibre} \\ \Leftrightarrow E_i &= c_{a,i} \cdot w_{s,i} \end{aligned}$$

La concentration de référence est estimée selon McLean (1991, 1992) ou selon Van Rijn (1984b).

- Le dépôt n'affecte que les particules initialement présentes dans la maille que le fluide n'aurait pas eu la capacité de mettre en suspension :
 - De la même manière que Cugier (2000), on considère que les PIM présentes initialement $c_{ini,i}$ sont distribuées selon le profil de Rouse. Son intégration permet d'estimer la concentration de chaque classe $c_{aR,i}$ à la hauteur de référence.
 - Pour ces mêmes classes, une concentration de référence potentielle $c_{aPOT,i}$ est estimée à la hauteur de référence a . Elle est calculée selon l'expression originale de la capacité érosive du fluide à l'équilibre proposée par Van Rijn (1984b). Aucune contrainte ne vient la moduler : le calcul ne tient pas compte de la présence ou non de la classe dans le faciès, de sa disponibilité relative ou d'une quelconque interaction entre les classes. On obtient ainsi une estimation de la concentration de référence des classes présentes initialement si elles avaient été mises en suspension par les conditions hydrauliques locales.
 - Le flux de dépôt est exprimé de manière à égaliser les concentrations de référence et ainsi à limiter la quantité de PIM présentes initialement seulement à celle que le fluide aurait été capable de mettre en suspension :

$$\begin{cases} De_i = (c_{aR,i} - c_{aPOT,i}) \cdot w_{s,i} & \text{pour } c_{aR,i} > c_{aPOT,i} \\ De_i = 0 & \text{pour } c_{aR,i} \leq c_{aPOT,i} \end{cases}$$

Cette expression a la particularité de faire chuter uniquement les particules que le fluide n'a pas la capacité de maintenir en suspension. Elle présente donc un double seuil : d'une part il n'y a pas de dépôt si la capacité érosive du fluide est suffisante pour maintenir les particules initialement présentes en suspension et d'autre part le dépôt est limité pour que la quantité de particules initialement en suspension soit au minimum à l'équilibre avec les conditions hydrodynamiques locales.

Avant advection, la concentration moyenne de la classe i est calculée selon l'équation de conservation des PIM :

$$c_i = \begin{cases} w_{s,i} \cdot \frac{dt}{h} \cdot (c_{a,i} - c_{aR,i} + c_{aPOT,i}) + c_{ini,i} & \text{pour } c_{aR,i} > c_{aPOT,i} \\ w_{s,i} \cdot \frac{dt}{h} \cdot c_{a,i} + c_{ini,i} & \text{pour } c_{aR,i} \leq c_{aPOT,i} \end{cases}$$

5.4.5.3. Calcul de la vitesse de chute des particules

La vitesse de chute des particules est un paramètre sensible qui affecte les grains en suspension. Elle résulte d'un équilibre entre la force de traînée et le poids immergé des particules. La force de traînée dépend du type d'écoulement autour des particules (laminaire ou turbulent) qui est directement lié à leur taille. Conformément à Cugier (2000), trois expressions différentes ont été utilisées en fonction de la taille des grains concernés (Van Rijn, 1984b) :

$$\text{si } D_i \leq 100 \mu\text{m} (\text{écoulement laminaire}) \quad w_{s,i} = \frac{(s-1)g D_i^2}{18\nu} \quad (\text{loi de Stokes})$$

$$\text{si } 100 \mu\text{m} < D_i < 1000 \mu\text{m} \quad w_{s,i} = \frac{10\nu}{D_i} \left[\left(1 + \frac{0,01(s-1)g D_i^3}{\nu^2} \right)^{0,5} - 1 \right] (\text{Zanke})$$

$$\text{si } D_i \geq 1000 \mu\text{m} (\text{écoulement turbulent}) \quad w_{s,i} = 1,1[(s-1)g D_i]^{0,5} \quad (\text{Van Rijn})$$

Ces vitesses sont valables pour des particules parfaitement sphériques, tombant en chute libre sans être gênées par la présence d'autres particules.

5.4.6. Détermination des échanges entre la couche active et la couche sous-jacente

Au cours des cycles d'érosion et de dépôt qui se produisent en surface, l'épaisseur de la couche active varie et le niveau de la base de la couche (ou encore le plafond de la couche sédimentaire sous-jacente) voit sa position Z_{ksmax} modifiée. Ces évolutions génèrent des échanges entre la couche active et la couche sous-jacente. Elles traduisent soit un flux ascendant soit un flux descendant (infiltration) de particules dans le lit sédimentaire. Ces flux peuvent être qualifiés de passifs car ils résultent directement de la dynamique de la couche active en termes d'épaisseur, de cote et de composition. Aucune infiltration de particules fines, due par exemple à une différence de porosité entre les couches, n'est simulée (Cui, 2007).

Les trois cas de figure qui peuvent se présenter sont décrits ci-dessous.

1/ La position du fond de la couche active n'évolue pas :

Lors d'une phase de dépôt, si l'épaisseur de la couche active ne dépasse pas E_{caMax} , il y a engraissement de la couche active et le fond de cette couche est immobile. Il n'y a aucun échange entre les deux couches ce qui conduit à :

$$S_{f,iv} = 0$$

2/ La position du fond de la couche active s'enfonce (figure 5.4) :

La couche sous-jacente alimente alors la couche active en matériaux et le terme d'échange s'écrit :

$$S_{f,i} = -\frac{(1-p)}{\Delta t} \left[(Z_{fond}^{n+1} - E_{ca}^{n+1}) - (Z_{fond}^n - E_{ca}^n) \right] \beta_{cp,ks\max,i}^n$$

$S_{f,i}$ est positif.

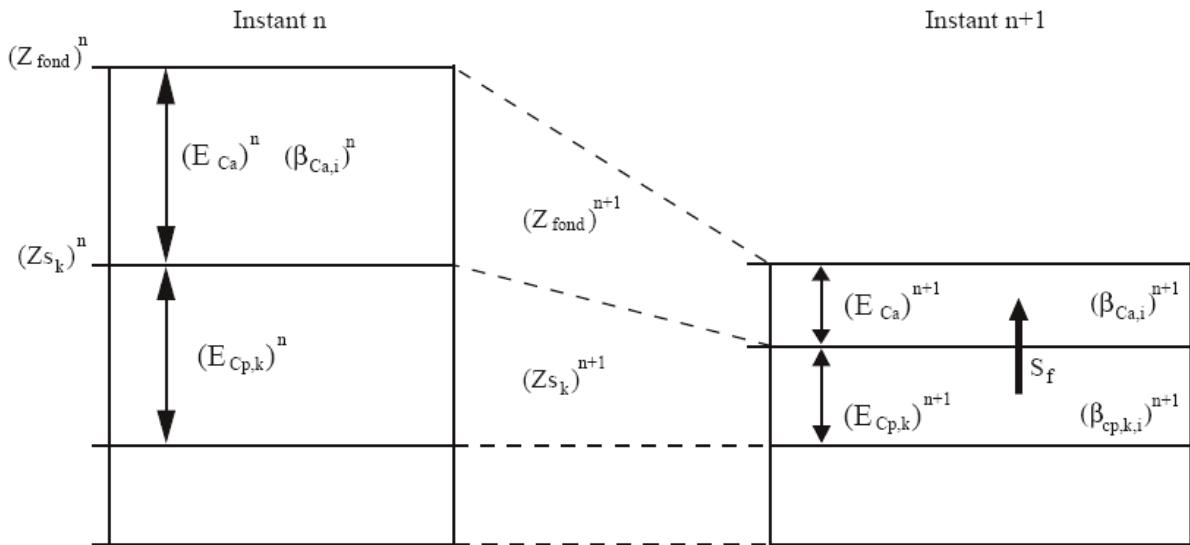


Figure 5.4 Érosion avec enfoncement du fond de la couche active (d'après Cugier, 2000).

3/ Le fond de la couche active remonte :

Deux cas se présentent dans les quels la couche active alimente la couche sous-jacente en matériaux et le terme d'échange s'écrit alors :

$$S_{f,i} = -\frac{(1-p)}{\Delta t} \left[(Z_{fond}^{n+1} - E_{ca}^{n+1}) - (Z_{fond}^n - E_{ca}^n) \right] \beta_{ca,i}^{n+1}$$

$S_{f,i}$ est négatif.

- pendant une phase d'érosion si l'épaisseur potentiellement érodable diminue fortement entre deux pas de temps de calcul (figure 5.5) :

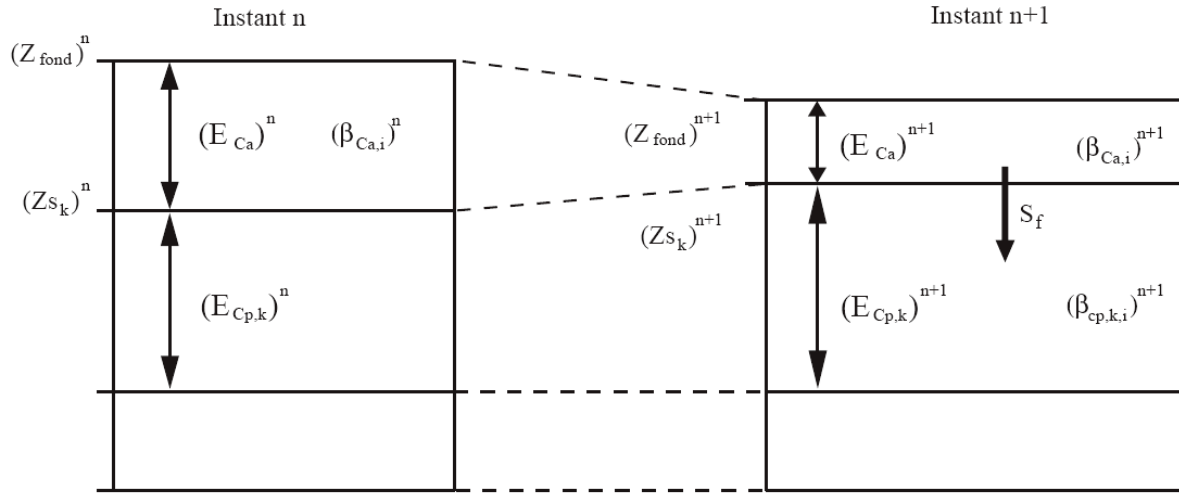


Figure 5.5 Érosion avec remontée du fond de la couche active (d'après Cugier, 2000).

- lors d'une phase de dépôt conduisant l'épaisseur de la couche active à dépasser E_{CaMax} (figure 5.6) :

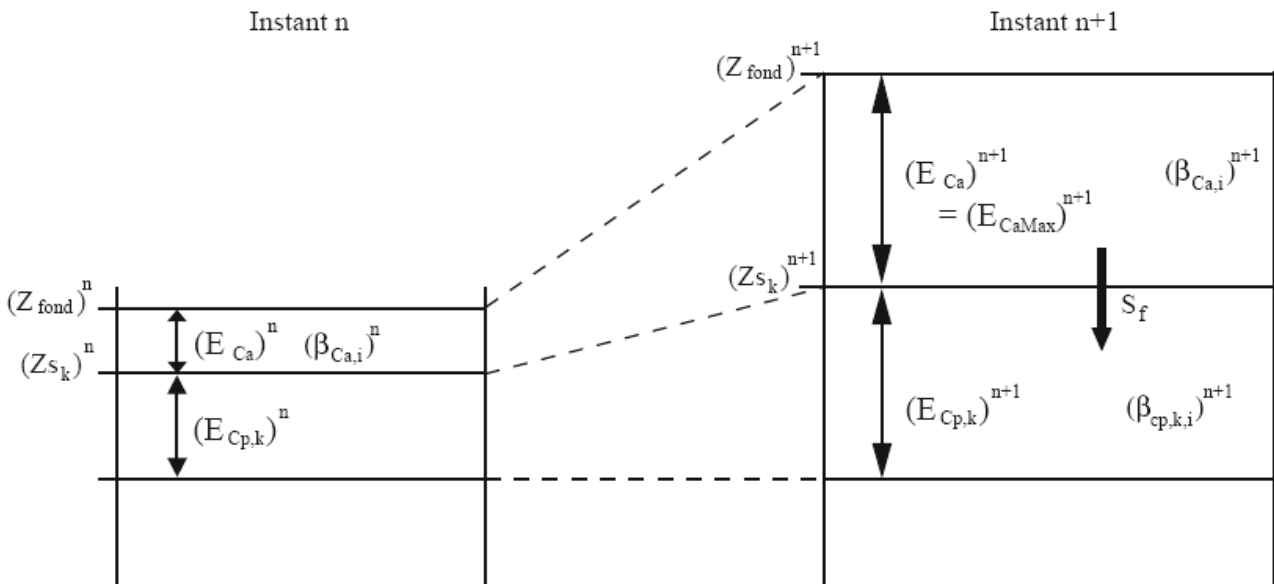


Figure 5.6 Remontée du fond de la couche active suite à une épaisseur déposée supérieur à E_{CaMax} .

5.4.7. Gestion de l'épaisseur des couches

Comme il a été vu précédemment, l'épaisseur de la couche active est limitée pour éviter qu'elle ne devienne irréaliste dans les zones où les dépôts sont forts. Dans ce cas, la couche active est réduite en fusionnant l'excès d'épaisseur avec la couche sédimentaire sous-jacente. C'est alors l'épaisseur de cette couche sédimentaire qui augmente (figure 5.7.A). De la même manière, son épaisseur est contrôlée et limitée à une épaisseur maximale prédéterminée E_{cpMax} (épaisseur initiale des couches par défaut). Si cette épaisseur maximale est dépassée, une nouvelle couche sédimentaire est alors créée (figure 5.7.B). Il peut ainsi y avoir génération d'événements en chaîne pour toutes les couches sédimentaires sous-jacentes.

Le nombre de couches susceptibles d'être créées peut rapidement augmenter lorsque les dépôts sont importants. Il existe donc un nombre maximum de couches sédimentaires prédéterminé dans les paramètres de simulation. Si ce nombre de couches est atteint, et que la création d'une nouvelle couche en surface s'impose, les deux couches les plus profondes sont alors fusionnées pour ne former qu'une seule couche, réduisant ainsi le nombre total de couches et permettant la création de la couche de surface. La couche de fond peut ainsi voir son épaisseur augmenter de façon considérable mais la discrétisation fine en surface est préservée.

5.4.8. Résolution pas à pas

L'objectif de ce paragraphe est de présenter le principe de fonctionnement de la résolution du transport par le modèle. Les étapes principales sont décrites chronologiquement telles qu'elles sont effectuées au cours d'un pas de temps en chaque maille :

- la contrainte de frottement due aux vagues et au courant sur fond plat (description au paragraphe 1.5.1.) est calculée à partir :
 - des vitesses du courant et de la hauteur d'eau fournies par le modèle hydrodynamique ;
 - des paramètres de houle issus du modèle WW3 ;
 - de la répartition granulométrique de la couche active ;

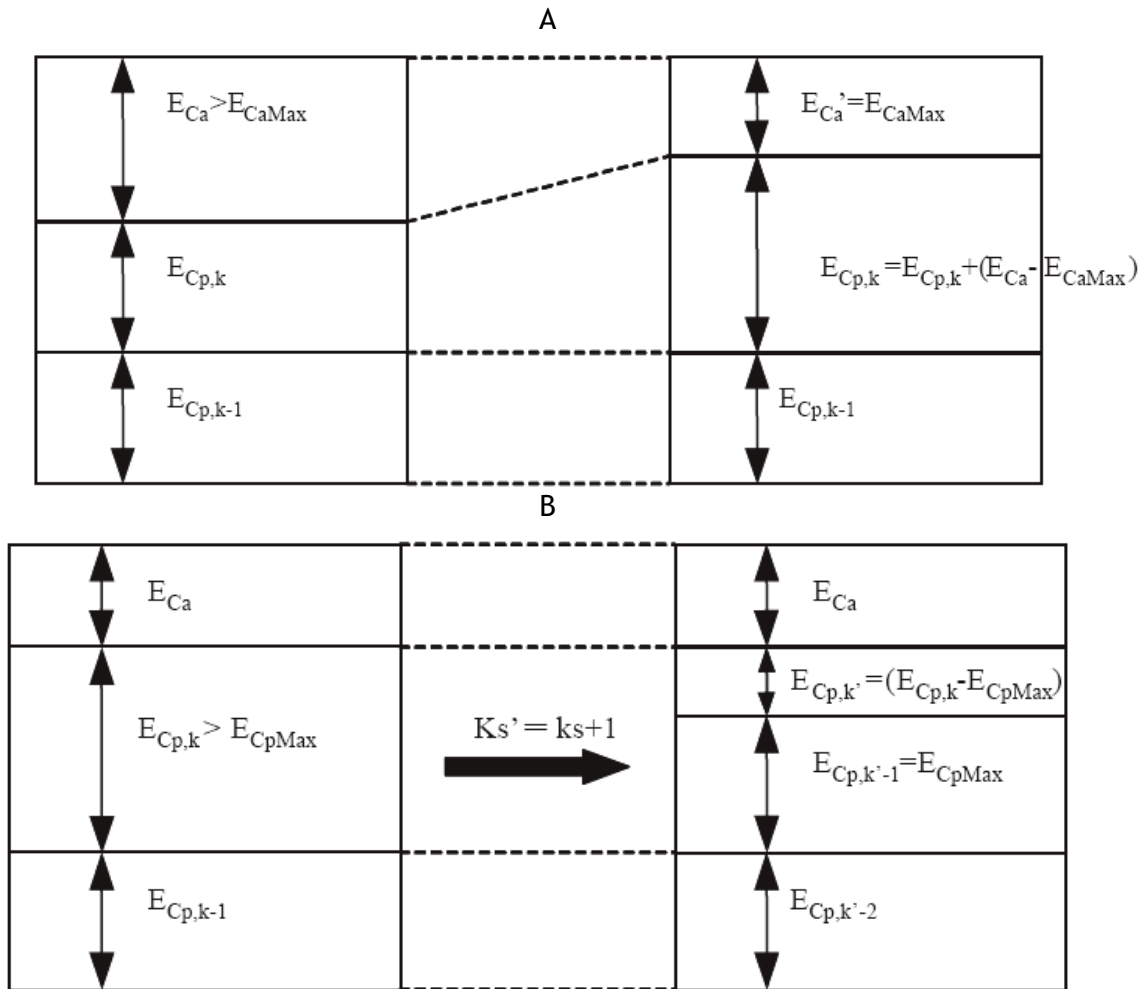


Figure 5.7 Création de couches sédimentaires en surface. A : Sans augmentation du nombre total de couches. B : Avec augmentation du nombre total de couches (d'après Cugier, 2000).

- le coefficient de masquage-exposition, calculé en fonction de la répartition granulométrique de la couche active, est appliqué au seuil de mise en mouvement de chaque classe granulométrique (contrainte de frottement critique ou paramètre de mobilité critique en fonction des formulations) ;
- le débit massique charrié est calculé pour chaque classe granulométrique selon une formule de transport à l'équilibre qui est restreinte par :
 - la disponibilité de chaque classe dans la couche active ;
 - un coefficient d'entrave qui traduit la diminution du débit transporté en présence de grains immobiles ;
 Ce débit charrié, dirigé selon les composantes de la vitesse du courant, est modulé par la pente du fond.
- le terme d'échange avec la colonne d'eau est estimé pour chaque classe

granulométrique soit sous forme de débit solide transporté en suspension soit sous forme de flux d'érosion et de dépôt (paragraphe 5.4.5.) ;

- l'épaisseur qui est susceptible de quitter une maille (épaisseur potentiellement érodable) est calculée toutes classes confondues à partir du flux d'érosion et des composantes des débits massiques ;
- l'épaisseur de la couche active est étendue à la profondeur de l'érosion potentielle, des couches profondes sont fusionnées jusqu'au fond non érodable si nécessaire ;
- pour chaque classe, un coefficient de correction est appliqué aux débits massiques et au flux d'érosion pour ne pas sortir plus de particules qu'il n'y en a dans la nouvelle couche active. Ce cas se présente lorsque :
 - l'épaisseur de la nouvelle couche active n'a pas pu être étendue jusqu'à la profondeur érodable (le fond non érodable a été atteint) ;
 - l'épaisseur de la nouvelle couche active (calculée en intégrant toutes les classes) n'est constituée que de peu de particules érodables ;
- l'évolution de la cote du fond (et l'épaisseur totale de sédiment) est calculée en résolvant l'équation de conservation de la masse de sédiments ;
- l'épaisseur et les proportions de chaque couche (couche active et couches profondes) sont recalculées, des couches profondes sont fusionnées jusqu'au fond non érodable si nécessaire ;
- l'épaisseur de chaque couche est limitée à une valeur maximale, lorsqu'elle est dépassée, cela entraîne la création de nouvelles couches ;
- la concentration en MES résulte de la divergence des débits solides en suspension ou est calculée comme étant la concentration advectée au pas de temps précédent ajoutée à la différence des termes de flux d'érosion et de dépôt (paragraphe 5.4.5.) ;
- les MES sont advectées dans le domaine, un nouveau pas de temps peut avoir lieu.

PARTIE 2

MODELISATION :

APPLICATION A LA MANCHE

CHAPITRE 6

MODELISATION MULTICLASSE EN
MANCHE : MISE EN PLACE,
VALIDATION ET EXPLOITATION

MODÉLISATION MULTICLASSE EN MANCHE : MISE EN PLACE, VALIDATION ET EXPLOITATION

6.1. Configuration du modèle

6.1.1. Emprises et maillages

Le choix de l'emprise et de la taille des mailles de calcul relève d'un compromis entre l'échelle des processus étudiés et les temps de calcul engendrés sur le domaine de simulation. Dans cette étude, le module de transport sédimentaire a été appliqué à trois maillages différents :

- Deux couvrent la Manche dans son ensemble, du Sud du Finistère à la pointe de la Cornouailles jusqu'au Nord Est du Détroit du Pas-de-Calais. Si leur emprise sont strictement identiques, ils diffèrent par leur résolution spatiale : le modèle appelé « M10 » est constitué de mailles carrées de 1 km de côté alors qu'elles mesurent 4 km dans le modèle « M40 ».
- Le troisième maillage, appelé « GNB », est appliqué au golfe Normand-Breton avec une résolution spatiale de 400 m.

Ces maillages sont imbriqués dans des modèles de plus grande emprise au sein desquels le transport sédimentaire n'est pas résolu (figure 6.1). Leur rôle est de fournir l'évolution de la hauteur d'eau aux frontières (paragraphe 5.5.2.). L'hydrodynamique du modèle GNB est ainsi forcée à ses limites par le modèle M15 de résolution 1,6 km. Les trois modèles M10, M15 et M40 sont eux forcés par le modèle M0 qui couvre l'Atlantique Nord Est.

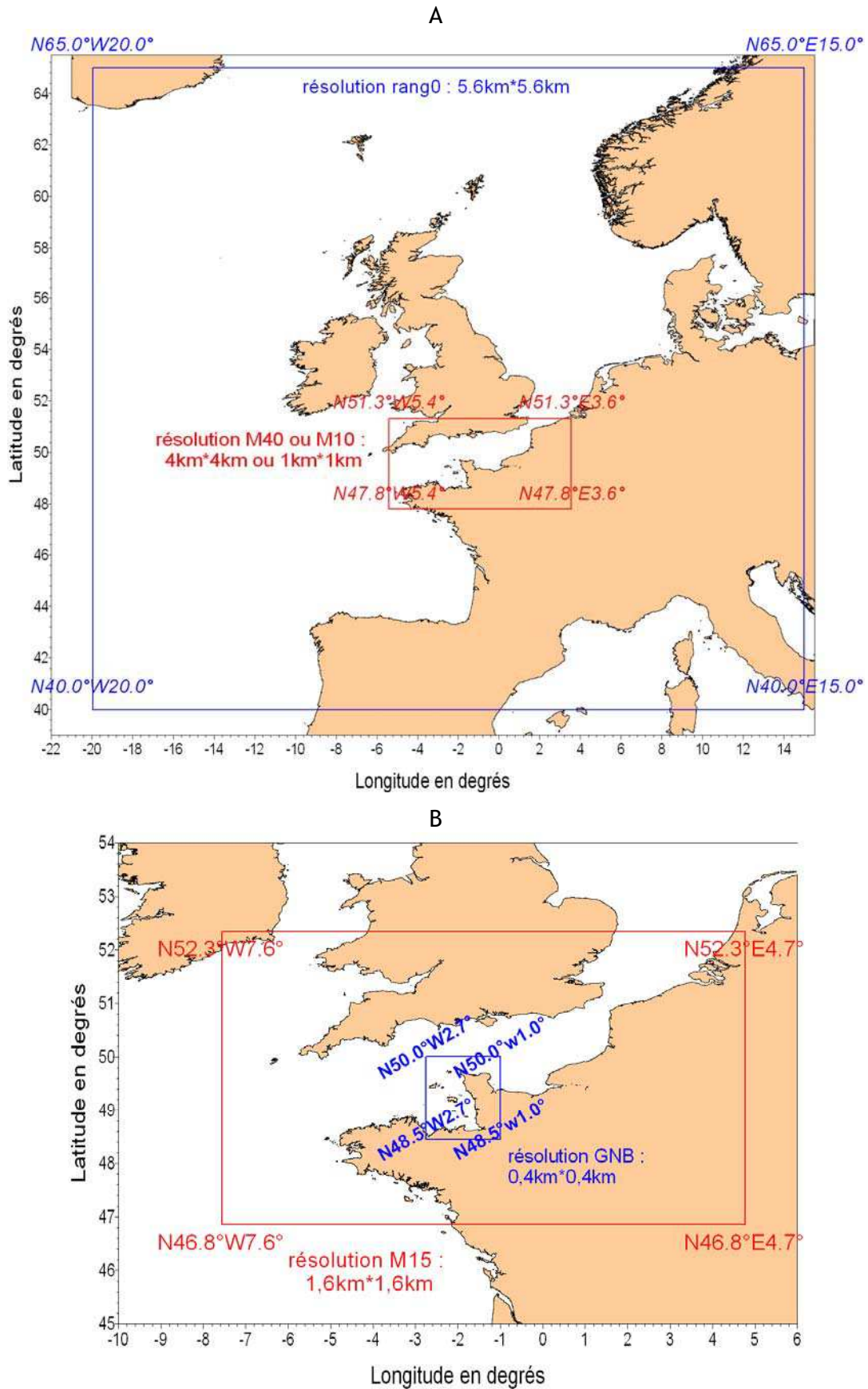


Figure 6.1 Emprise et résolution des différents modèles. A : Emboîtement M0 / M40 ou M10. B : Emboîtement M15 / GNB.

Le tableau 6.1 récapitule les caractéristiques des différents maillages. Le temps de calcul nécessaire pour six mois de simulation avec un processeur de 3,6 GHz y est indiqué. Il n'est pas directement proportionnel au nombre de mailles, le pas de temps étant adaptatif, plus les mailles seront petites et la vitesse du courant élevée : plus le pas de temps de calcul sera court (paragraphe 5.2.3.).

	nom du modèle	taille de la maille	nombre de mailles suivant x	nombre de mailles suivant y	nombre de mailles	pas de temps moyen	temps de calcul pour 6 mois de simulation (PC - 3,6 GHz)
rang 0	M0	5,6 km	422	502	211844	570 s	2h (hydro seule)
rang 1	M40	4 km	165	101	16665	721 s	2h (hydro et TS*)
	M15	1,6 km	535	369	197415	227 s	4h15 (hydro seule)
	M10	1 km	650	396	257400	136 s	4,7 jours (hydro et TS*)
rang 2	GNB	0,4 km	321	430	138030	55 s	2,6 jours (hydro seule)

Tableau 6.1 Caractéristiques des différents modèles. Seul le temps de calcul des modèles dont la ligne est grisée correspond à une simulation du transport sédimentaire. TS* signifie transport sédimentaire.

6.1.2. Conditions aux limites

Le transport sédimentaire n'étant calculé que sur le dernier rang de l'emboîtement (M10, M40 ou GNB), aucune condition de flux variable dans le temps n'est imposée à leurs limites.

Aux limites ouvertes les flux entrants sont imposés nuls et aucune condition ne vient contraindre les flux sortants. La plus grande précaution doit donc être prise lors de l'interprétation des résultats en bordure du domaine de simulation. Un déficit de matière peut en effet y apparaître suite au flux et au reflux de la marée. Ce phénomène est plus sensible et étendu pour les matières en suspension inorganique (PIM) qui sont transportées à la même vitesse que l'eau.

En conditions initiales, tous les flux ainsi que la concentration en MES dans la colonne d'eau sont imposés nuls. L'initialisation de la répartition granulométrique du fond sédimentaire est décrite dans le paragraphe suivant.

6.1.3. Initialisation du fond sédimentaire

La couverture sédimentaire superficielle de la Manche n'est pas homogène. Les travaux de Vaslet *et al.* (1978) ont permis de distinguer onze faciès différenciés par leur composition granulométrique. La carte, numérisée par Struski (1999), a été réinterprétée à partir des données originales par Nozière (2001) (figure 6.2). A partir de celle-ci, il est possible d'affecter un faciès spécifique à chaque maille du modèle. Les mailles du modèle situées en dehors des limites de la carte se sont vues affecter le faciès appelé « sable b » qui est le plus représenté en Manche.

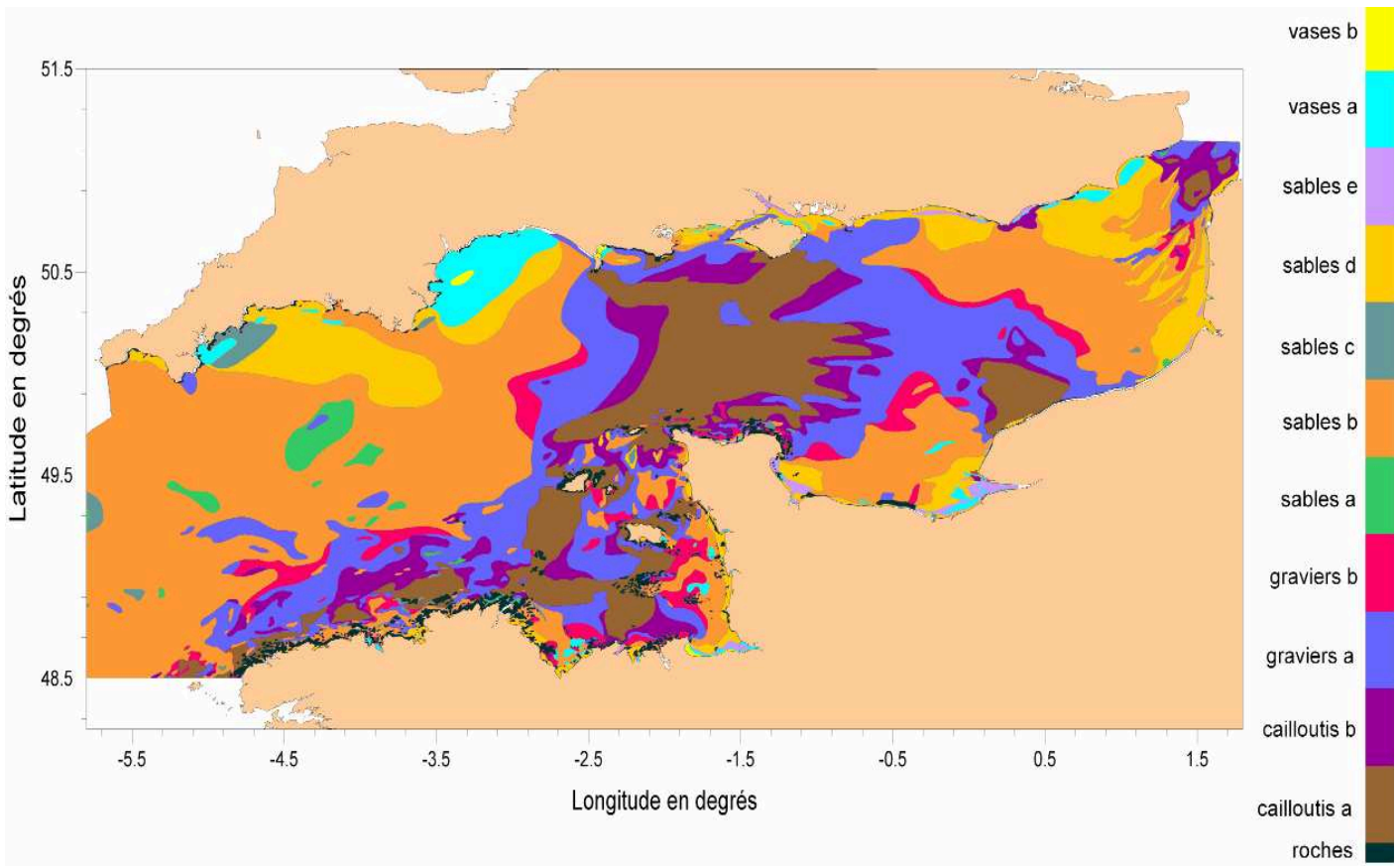


Figure 6.2 Carte de la répartition des sédiments superficiels de la Manche en 11 faciès obtenue à partir de la carte de Vaslet *et al.*, 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001) représentée sur le maillage M10.

Vaslet *et al.* (1978) n'attribuent pas de répartition granulométrique précise à chacun des faciès qu'ils ont définis. A partir des courbes granulométriques établies par Larsonneur (1971) en Baie de Seine pour des faciès correspondants, Bailly du Bois (2000) a formulé une distribution continue pour chaque faciès de la figure 6.2. Il fait l'hypothèse que tous les faciès identiques de la Manche ont la même origine hydrodynamique et justifie ainsi le fait d'appliquer une répartition granulométrique unique à tous les faciès semblables. Pour les

quatre faciès investigués lors de la campagne SEDHETE (cailloutis a, cailloutis b, gravier a, sable b), les courbes granulométriques moyennes obtenues sur les 10 premiers centimètres (paragraphe 3.4.1.) ont été préférées aux répartitions de Larssonneur (1971).

La discrétisation de la courbe granulométrique en un nombre de classes finies représentées par un diamètre unique est un point sensible des modèles de transport sédimentaire multiclasse. Il faut à la fois minimiser le nombre de classes pour simplifier les processus d'interactions entre les grains et éviter de décupler le temps de calcul tout en conservant suffisamment pour permettre de représenter les caractéristiques dynamiques du mélange. Conformément aux études de sensibilité réalisées par Hassan (2003) et aux travaux de Basile (2001), six classes granulométriques ont été définies dans cette étude (tableau 6.2) : vase ($D = 0,03$ mm) ; sables très fins à fins ($D = 0,15$ mm), sables moyens à grossiers ($D = 1$ mm), graviers ($D = 10$ mm), cailloutis ($D = 50$ mm) et galets ($D = 100$ mm). Le diamètre représentatif de chaque classe a été déterminé aléatoirement.

	dénomination	galet	cailloutis	gravier	sable moyen et grossier	sable fin	vase
	taille en mm	> 64	64 - 32	32 - 2	0,25 - 2	0,063 - 0,25	< 0,063
Nom du faciès	D en mm	100	50	10	1	0,15	0,03
	Cailloutis a	34.8	14.7	14.8	24.5	5.6	5.6
	Cailloutis b	8.4	10.6	17.7	51.5	10.3	1.5
	Graviers a	3.9	3.9	20.4	60.0	11.3	0.5
	Graviers b	1.2	2.5	70.0	15.8	8.8	1.6
	Sables a	10.4	12.2	40.5	36.9	0.0	0.0
	Sables b	0.4	2.3	48.4	44.1	4.1	0.8
	Sables c	0.0	0.0	7.7	69.4	19.1	3.8
	Sables d	0.0	0.0	5.7	55.5	35.3	3.5
	Sables e	0.0	0.0	1.7	15.8	82.3	0.2
	Vase a	0.0	0.0	3.2	10.9	73.7	12.2
	Vase b	0.0	0.0	0.0	11.5	52.5	35.9

Tableau 6.2 Discrétisation des 11 faciès définis par Vaslet et al. (1978) en six classes granulométriques. Les fractions sont exprimées en pourcentage.

La discrétisation des courbes granulométriques a permis de déterminer la distribution de ces six classes dans chacune des mailles du modèle afin d'établir les conditions initiales de simulation (figure 6.3).

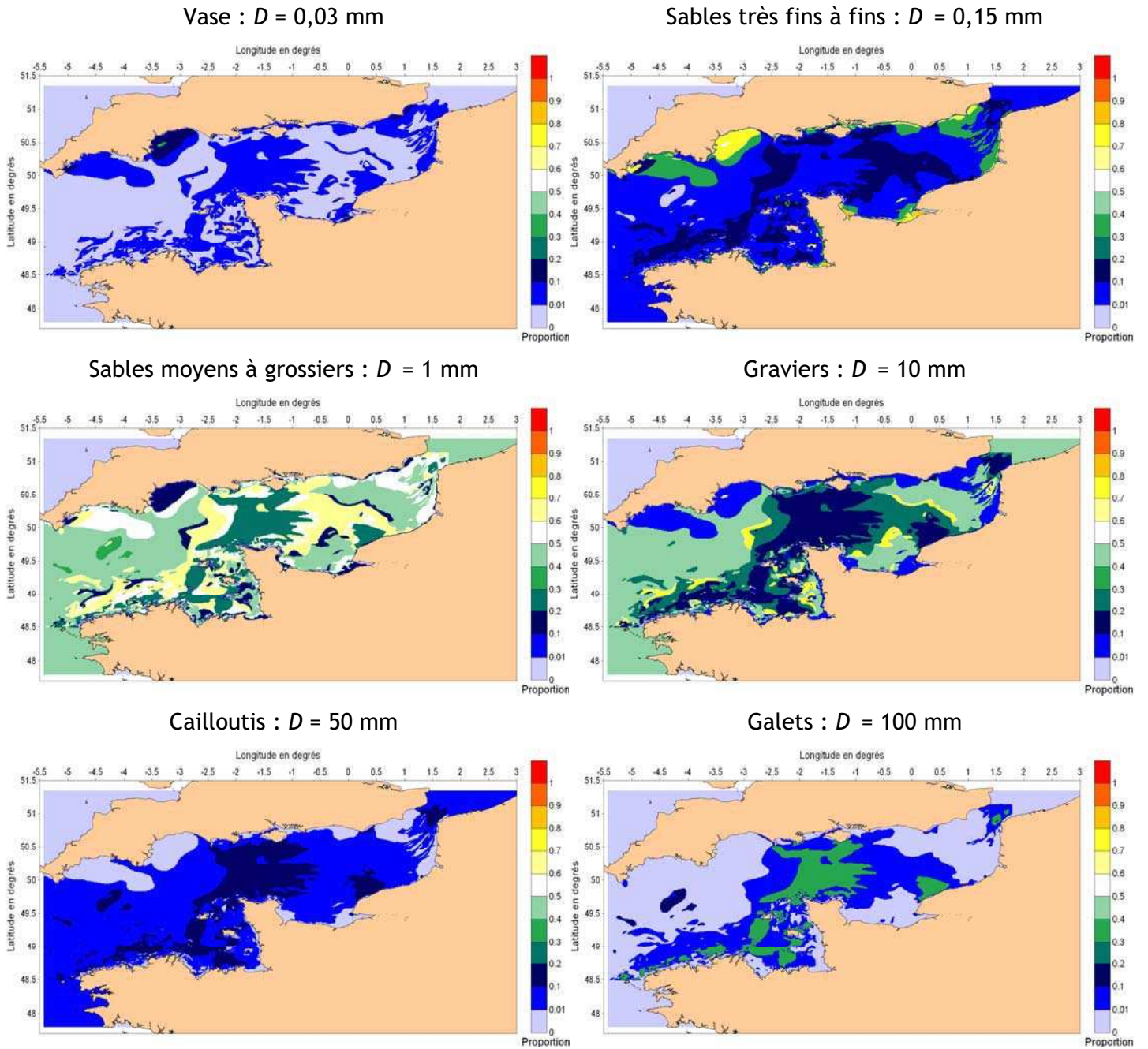


Figure 6.3 Proportion de chacune des classes granulométriques représentée sur le maillage M10.

6.2. Validation du modèle hydrodynamique

6.2.1. Élévation de la surface libre et hauteur d'eau

Plusieurs jeux de données ont été utilisés pour connaître la précision de la représentation de la marée par le modèle.

La figure 6.4 présente une comparaison des données des marégraphes situés sur les côtes anglaises et françaises de la Manche avec les résultats du modèle de plus faible résolution (M40) lors d'un cycle vives-eaux/mortes-eaux. Le modèle reproduit correctement les cycles de marée avec toutefois une tendance à sous estimer à la fois les niveaux de pleine mer en vives-eaux et les niveaux de basse mer en mortes-eaux. La phase de la marée est globalement bien reproduite. Les écarts que l'on peut observer en termes de niveaux d'eau sont inférieurs à 10%, ils ne dépassent pas quelques dizaines de centimètres. L'erreur maximale est de quelques dizaines de minutes sur la phase.

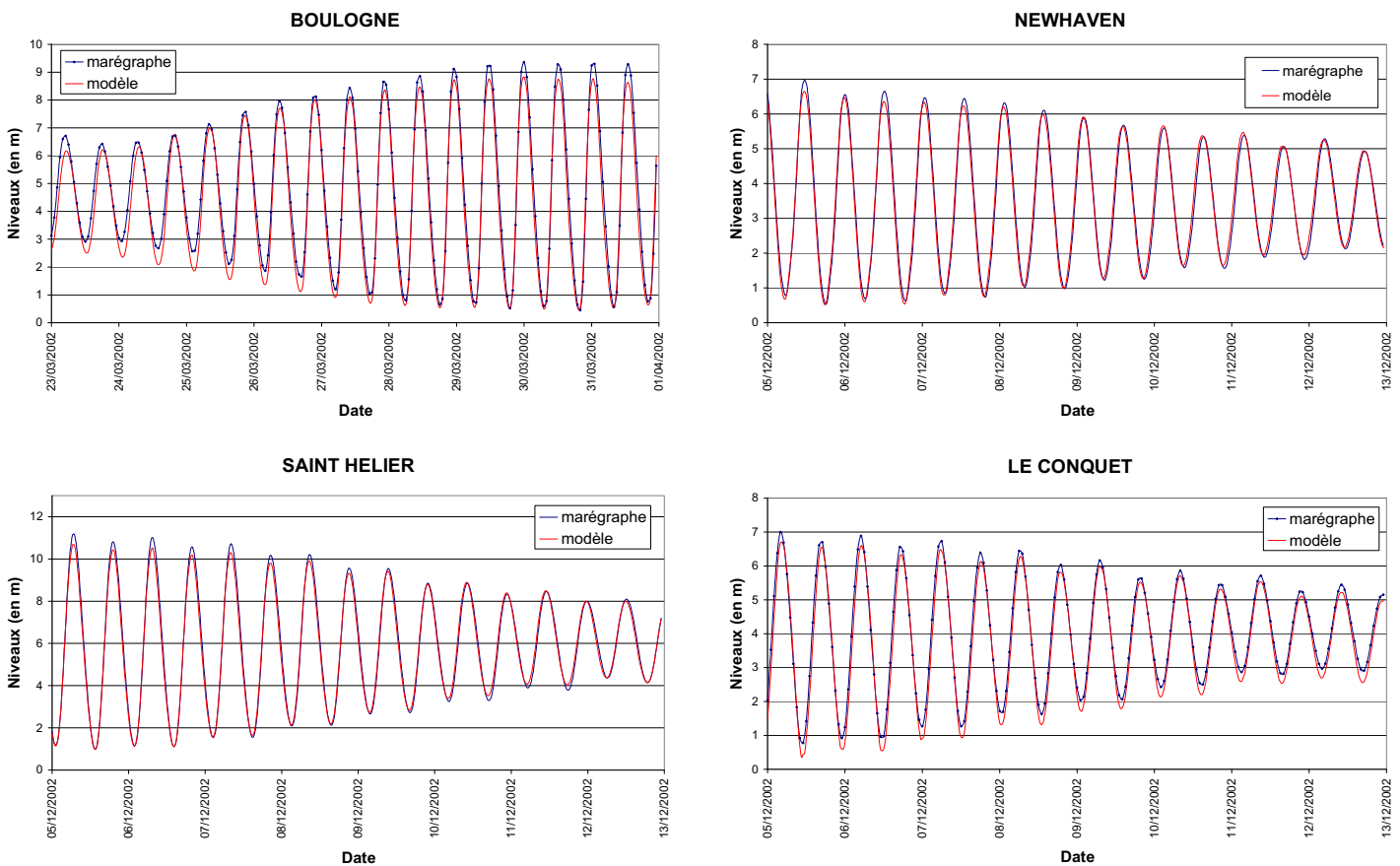


Figure 6.4 Niveaux d'eau : comparaison des résultats du modèle M40 et des mesures en 4 points de la Manche, d'Est en Ouest [origine des données : BODC (British Oceanographic Data Centre) et SONEL (Système d'Observation du Niveau des Eaux Littorales)].

Les variations du niveau d'eau présentées sur la figure 6.4 ont pour référence de hauteur le zéro hydrographique et non le fond océanique. Les calculs de flux de MES nécessitent l'intégration de leur profil sur la hauteur totale de la colonne d'eau. La figure 6.5 est une comparaison des hauteurs d'eau mesurées lors de la campagne SEDHETE dans le golfe Normand-Breton et des résultats des modèles.

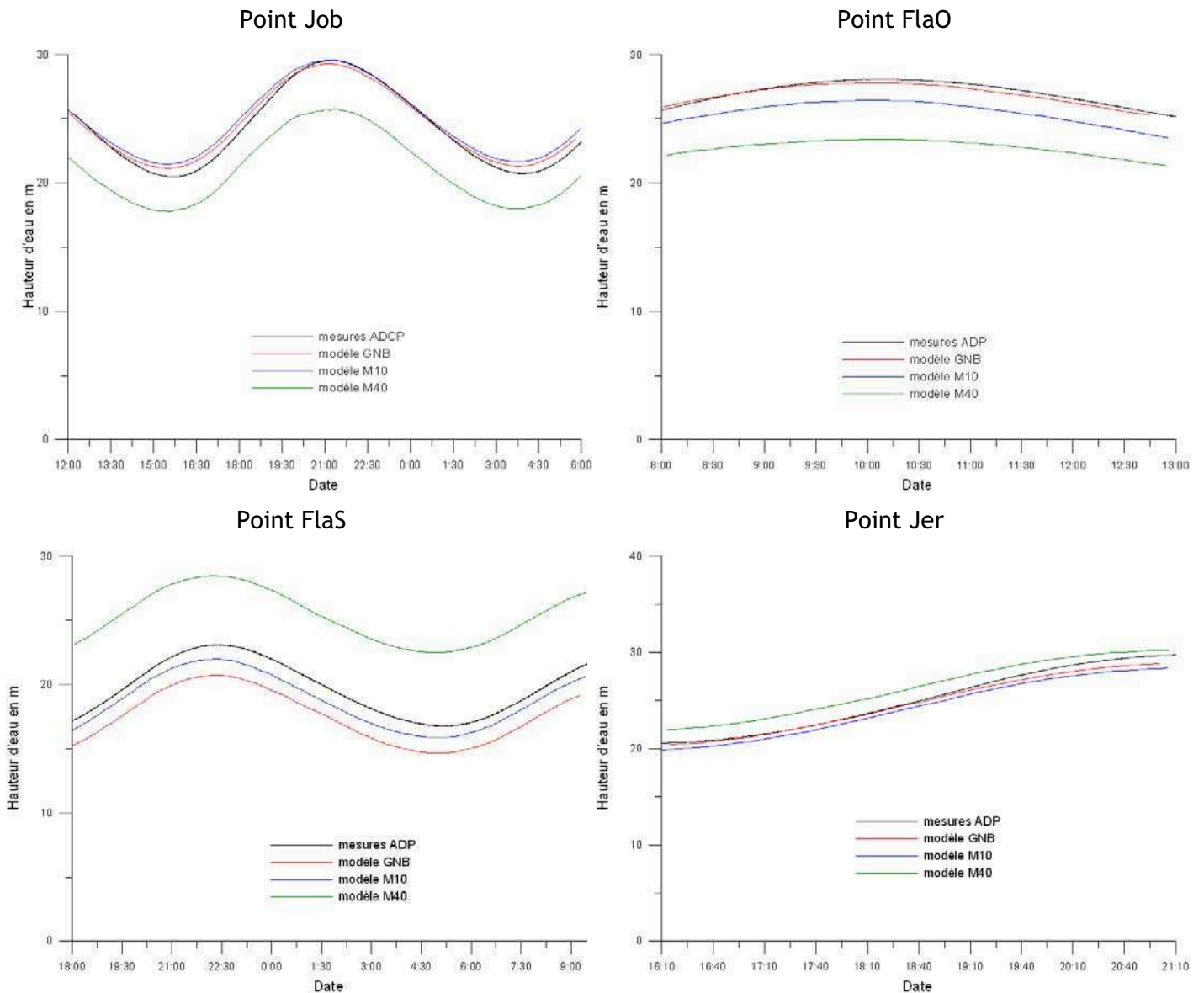


Figure 6.5 Hauteur d'eau : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADP.

Que ce soit en termes de hauteur ou de phase, l'erreur du calcul augmente lorsque la résolution du modèle est dégradée. Elle peut être importante pour le modèle M40 (supérieure à 30% au point FlaS). A l'incertitude sur l'estimation du niveau d'eau s'ajoute celle de la définition de la bathymétrie, nettement plus importante près des côtes. Les

mesures ponctuelles sont influencées par les accidents locaux de la morphologie du fond, ceux-ci ne peuvent pas être représentés par des maillages lâches pour lesquels une valeur moyenne est attribuée à une zone étendue.

Sur une série de données de 15 mois, en trois points situés autour du cap de la Hague, Bailly du Bois (2006) constate que l'écart type entre les mesures de hauteur d'eau et les résultats du modèle GNB est inférieur à 14 cm pour les amplitudes et à 20 minutes pour les phases.

Sur l'ensemble de la Manche, la figure 6.6 représente les niveaux d'eau et les vitesses atteints lors d'une marée de vives eaux moyennes (coefficient 95) en quatre moments de la marée (le port de référence est Cherbourg) :

- à mi-marée de flot (PM-3h) ;
- à la pleine mer (PM) ;
- à mi-marée de jusant (PM+3h) ;
- aux environs de la basse mer (PM+6h).

Le modèle M10 simule bien la propagation de l'onde de marée d'Ouest en Est en Manche. Les niveaux les plus élevés sont simulés au fond de la baie du Mont Saint-Michel. C'est effectivement dans cette zone que les marnages les plus importants sont observés en nature.

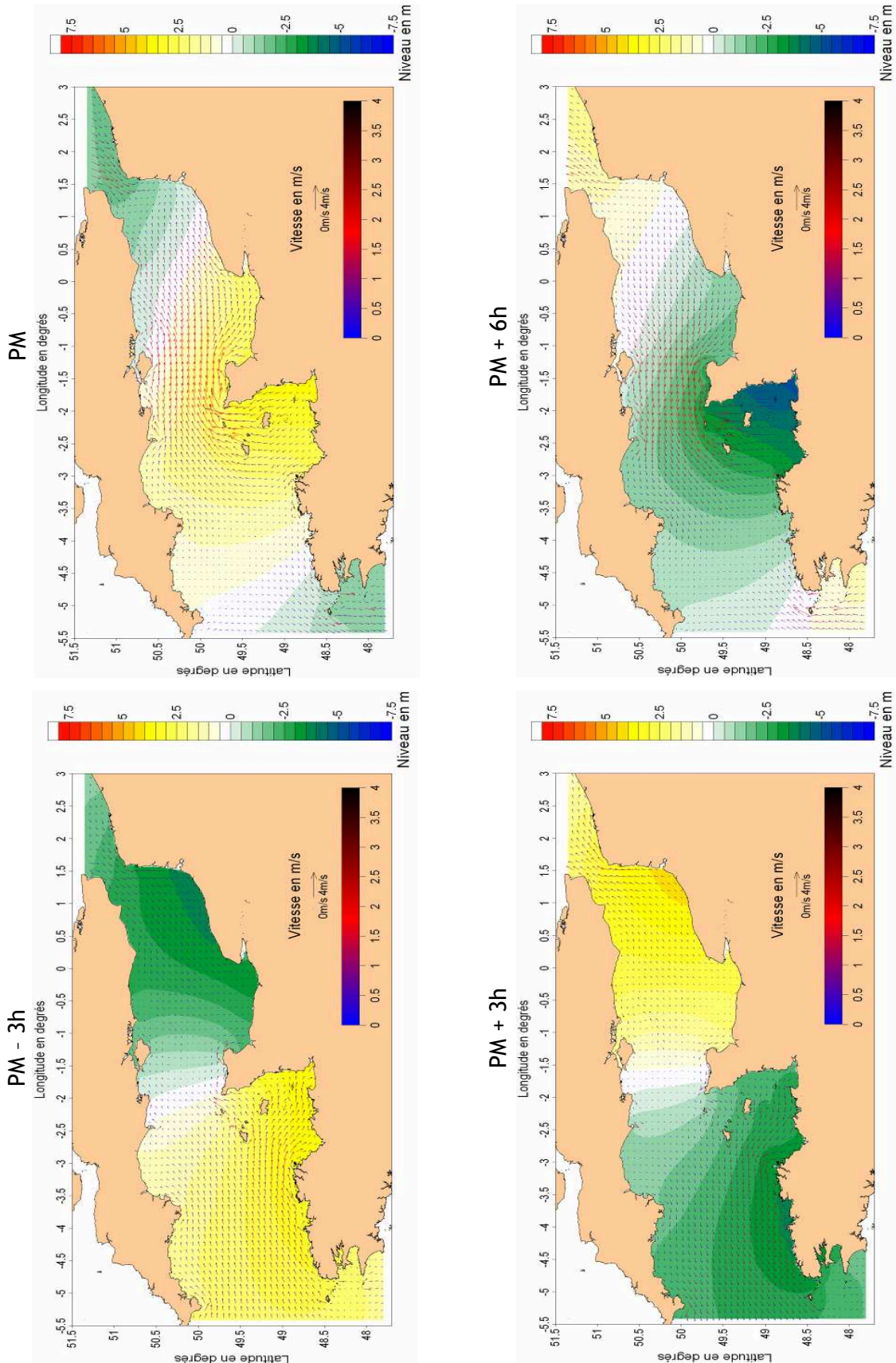


Figure 6.6 Niveaux d'eau et vitesses instantanés simulés par le modèle M10 pour les situations de PM - 3h, PM, PM + 3h, PM + 6h à Cherbourg (coefficient de marée de 95).

6.2.2. Courants

Les mesures courantologiques acquises aux quatre stations ateliers de la campagne SEDHETE ont été comparées aux vitesses du courant calculées par les modèles. Le profil de vitesses mesuré par l'ADP a été intégré sur la hauteur d'eau pour obtenir la vitesse moyenne sur la verticale. Ces données sont directement comparables aux sorties des modèles (figure 6.7 et 6.8).

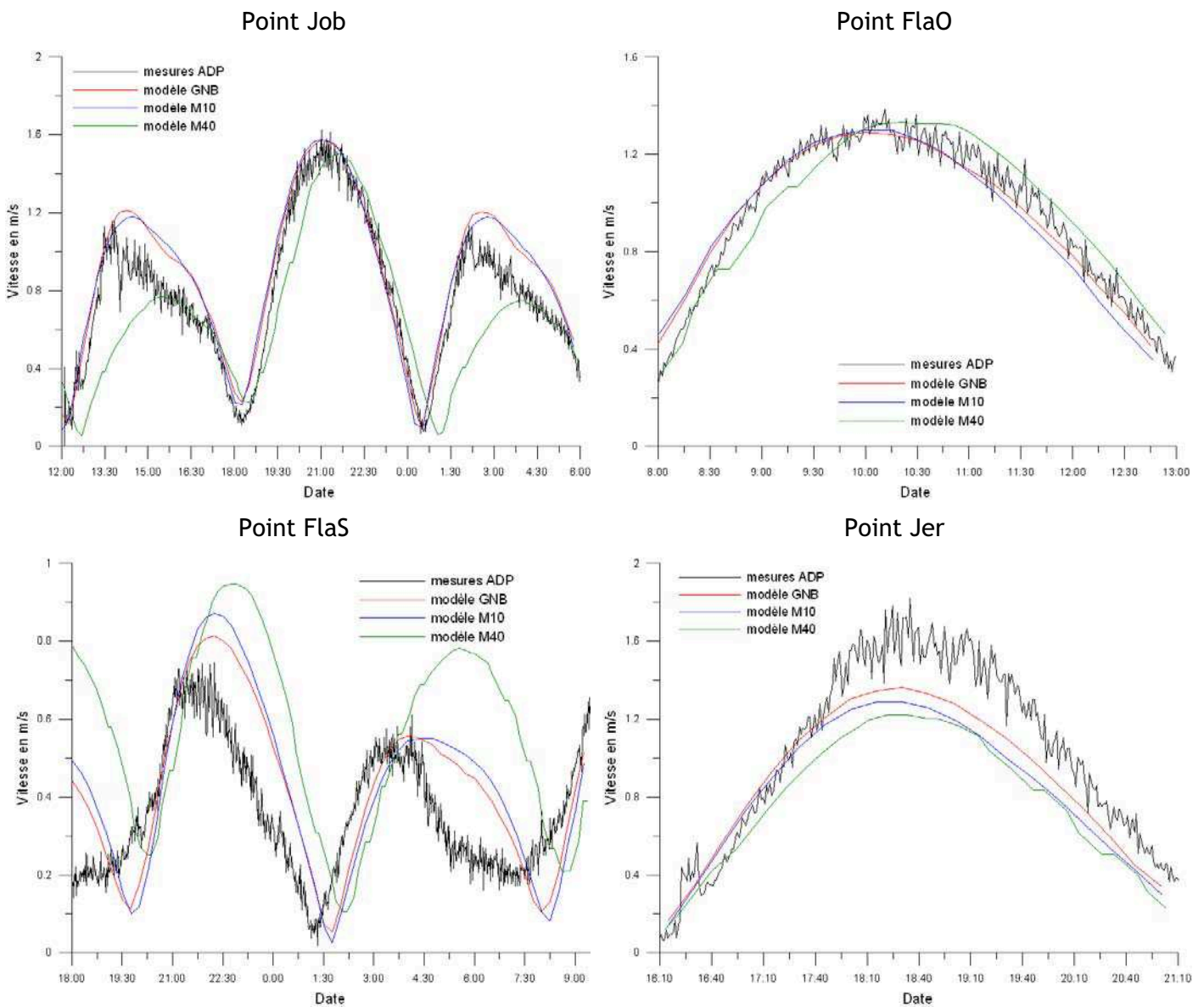


Figure 6.7 Vitesse du courant moyennée sur la verticale : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADP.

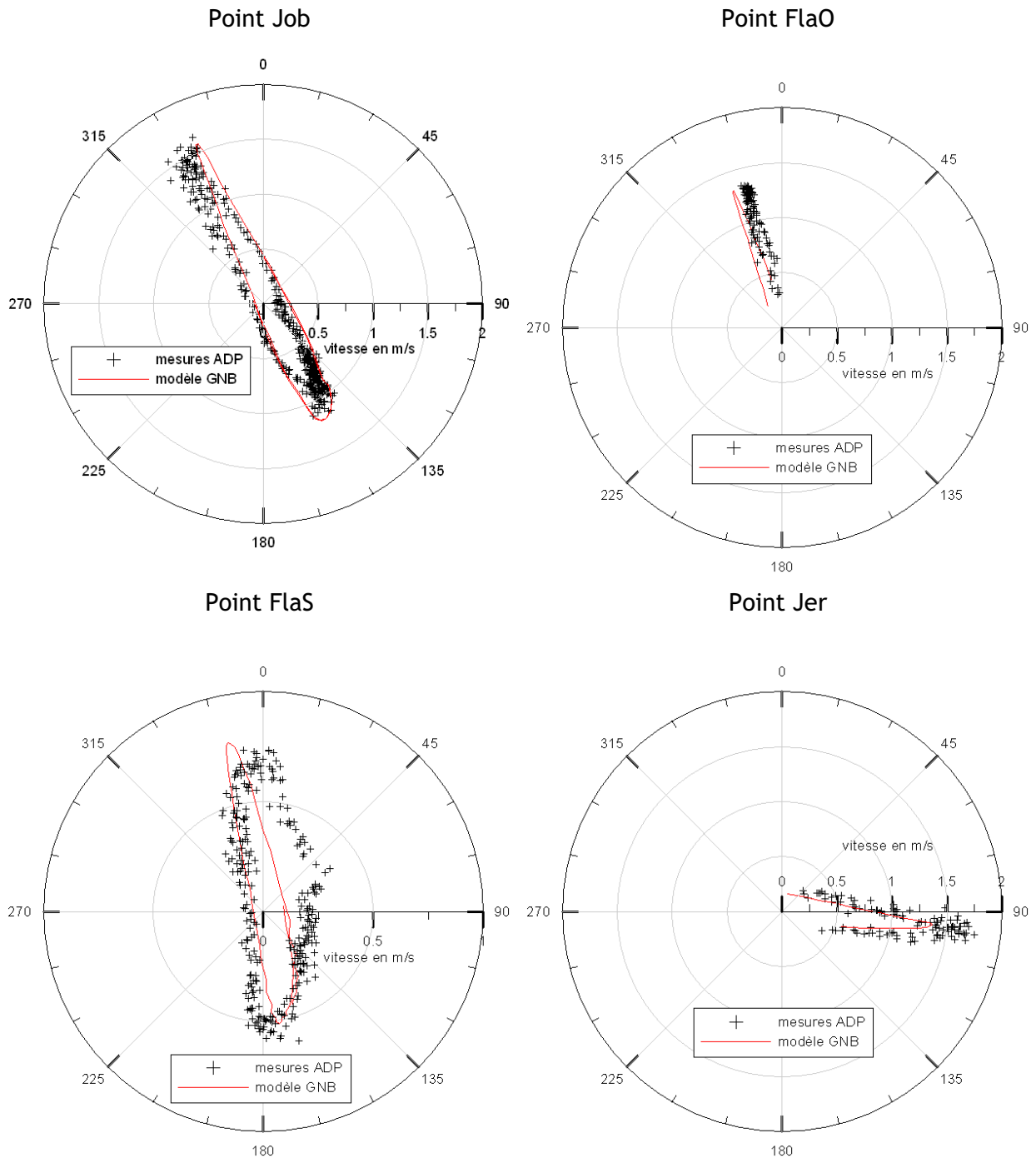


Figure 6.8 *Roses de courant : comparaison des résultats du modèle GNB et des mesures à l'ADP.*

Des écarts sont observés à la fois en amplitude, en phase et en direction. Aucun biais systématique ne ressort de ces séries temporelles de courte durée. L'erreur est minimisée lorsque le maillage est raffiné : les résultats fournis par les modèles M10 et GNB sont très proches et reproduisent de manière satisfaisante les variations du courant alors que la corrélation mesure-calcul pour le modèle M40 est moins convenable (du fait de la moins bonne définition bathymétrique). Sur une série de données plus longue acquise en deux

points de la même zone, Bailly du Bois (2005) estime que l'écart type entre les mesures et les résultats du modèle GNB varie entre 10% et 20% sur les amplitudes et entre $6,4^\circ$ et 12° en direction.

La figure 6.9 représente le module et la direction des vitesses maximales atteintes en Manche durant l'année 2007. La carte ne peut être rattachée à une date précise, c'est le maximum absolu de vitesses qui est représenté en chaque maille du modèle.

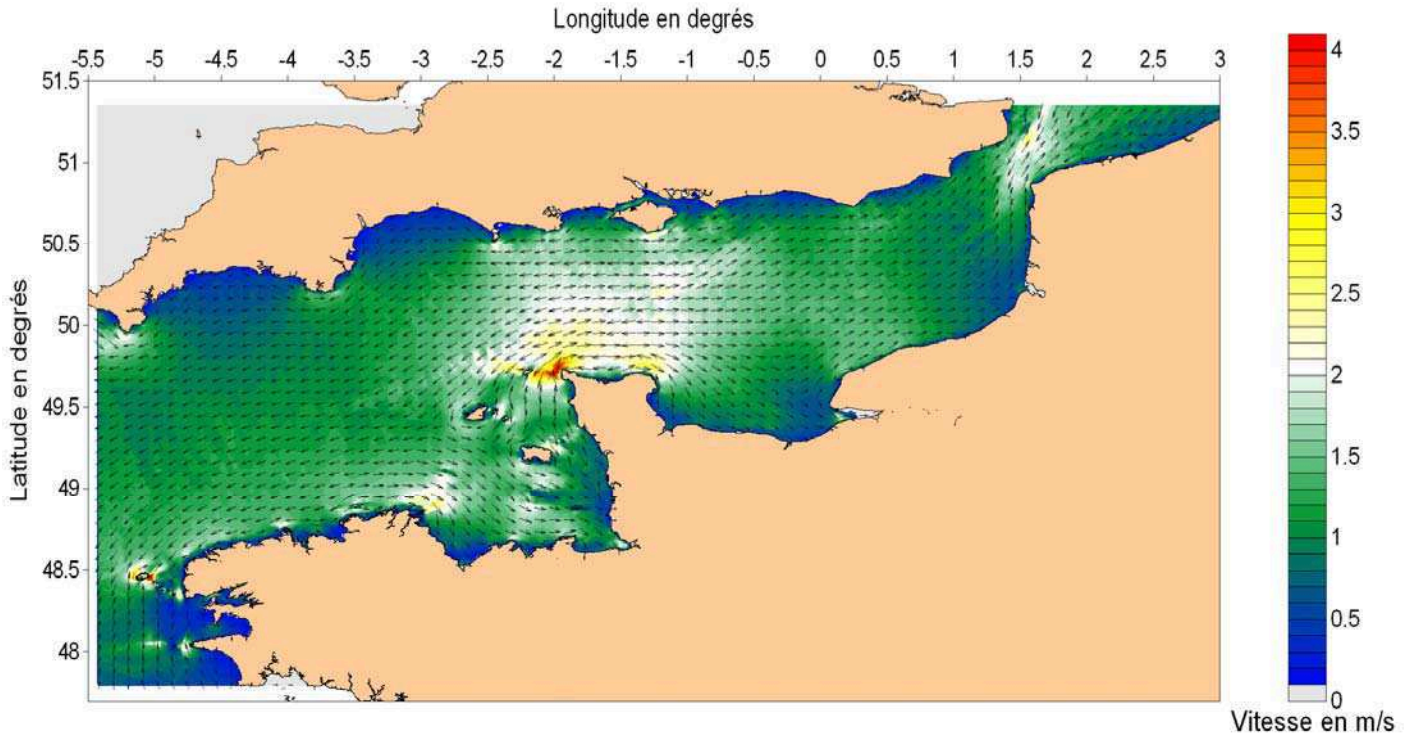


Figure 6.9 Carte des vitesses maximales (moyennées sur la verticale) atteintes en Manche durant l'année 2007, représentée sur le maillage M10. Les flèches ne représentent que le sens du courant, non son intensité.

Conformément à ce qui a été décrit dans le paragraphe 4.2.1., les vitesses maximales calculées sont élevées. Elles sont supérieures à $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (4 nœuds) dans le détroit du Pas-de-Calais, aux principaux caps de la Manche occidentale et en Manche centrale où l'on observe un gradient positif de la côte anglaise à la côte française. Elles atteignent des valeurs rarement rencontrées en mer (supérieures à $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) dans le Raz Blanchard (Cap de la Hague) et dans le passage du Fromveur (île d'Ouessant).

L'étude du maximum des vitesses est une première approche des mécanismes responsables du déplacement des sédiments. Le déplacement des masses d'eau génère une tension de cisaillement sur le fond qui va être le moteur de la dynamique sédimentaire. La représentation du maximum de frottement permet de faire ressortir les zones où les

tensions critiques sont les plus susceptibles d'être atteintes. Dans le modèle hydrodynamique, le frottement sur le fond n'est pas relié à la granulométrie, il est exprimé par la formulation de Strickler :

$$\tau = \rho_e \frac{g U^2}{k^2 h^{1/3}}$$

Ce frottement est censé représenter la dissipation de l'énergie du fluide par la rugosité de peau et par la rugosité de forme. Dans les faits, le coefficient de Strickler k est ajusté de manière à reproduire correctement la propagation de la marée sur tout le domaine d'étude. Il est imposé de manière homogène et constante à la valeur de $31 \text{ m}^{1/3} \cdot \text{s}^{-1}$. La figure 6.10 représente la contrainte maximale atteinte durant l'année 2007.

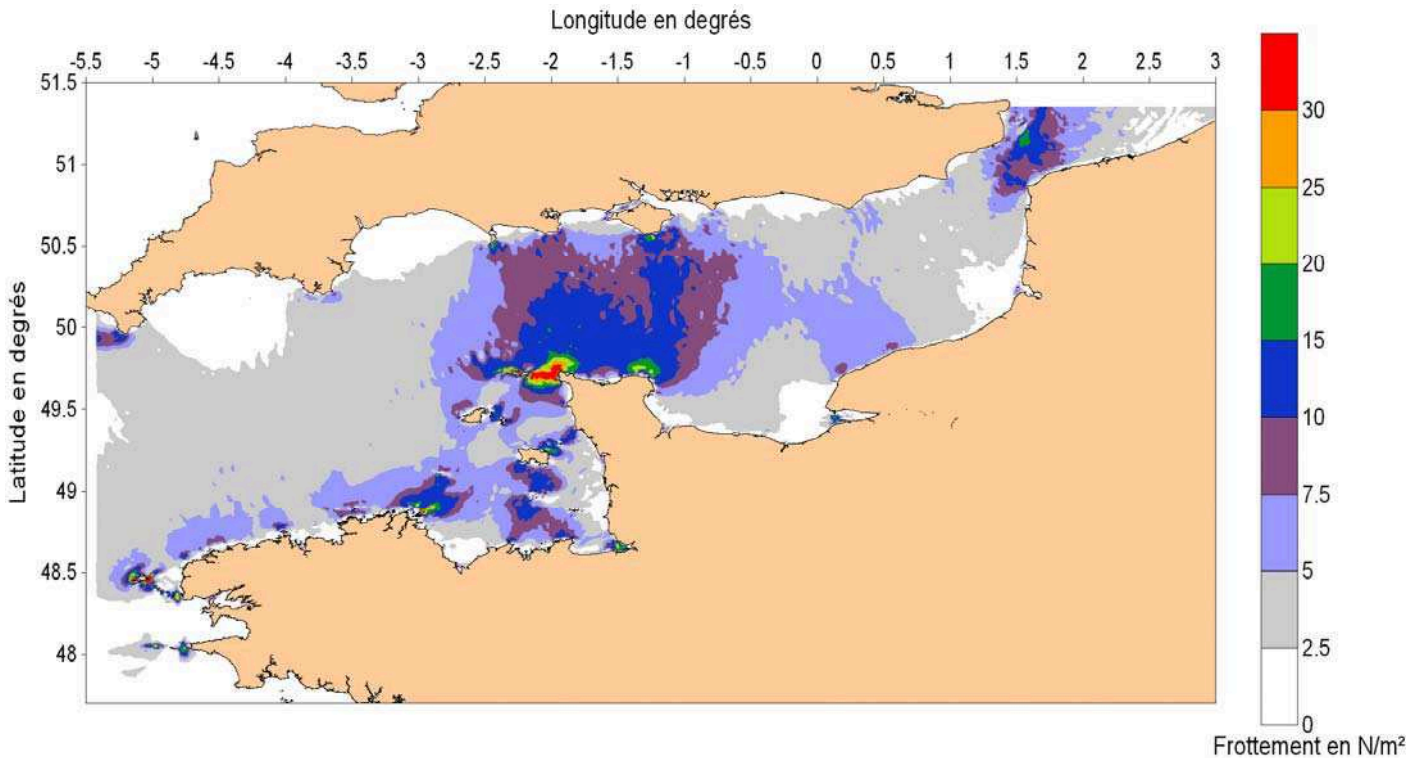


Figure 6.10 Carte de la contrainte de frottement maximale sur le fond (selon Strickler) atteinte durant l'année 2007 représentée sur le maillage M10.

Plusieurs auteurs ont souligné le fait que la distribution spatiale des sédiments superficiels en Manche est en équilibre avec les conditions hydrodynamiques actuelles (Kenyon et Stride, 1971 ; Larssonneur *et al.* 1982). En effet, la comparaison de cette carte (figure 6.10) avec celle de la distribution sédimentaire (figure 6.2) montre qu'il existe une corrélation très nette entre l'intensité des courants et le classement granulométrique observé. Les zones où les conditions hydrodynamiques sont les plus intenses correspondent aux zones où

la granulométrie est la plus grossière (entre Cherbourg et l'île de Wight, dans le golfe Normand-Breton, le long des côtes de Bretagne Nord, le long de la côte du Pays de Caux et au niveau du détroit du Pas de Calais). Les distributions sédimentaires observées sont donc façonnées par les courants maximum rencontrés localement. L'observation de la direction des courants maximum (figure 6.9) fait ressortir les tourbillons (Guernesey, pointe de Barfleur) ainsi que plusieurs zones de divergence (Manche centrale, large du Trégor) et de convergence (détroit du Pas-de-Calais, Nord de la mer d'Iroise). Les trajectoires des particules de 1 mm déplacées par charriage sous l'action du courant ont été modélisées par Cugier (2000), elles font ressortir le schéma de circulation imposé par le courant maximal (figure 6.11).

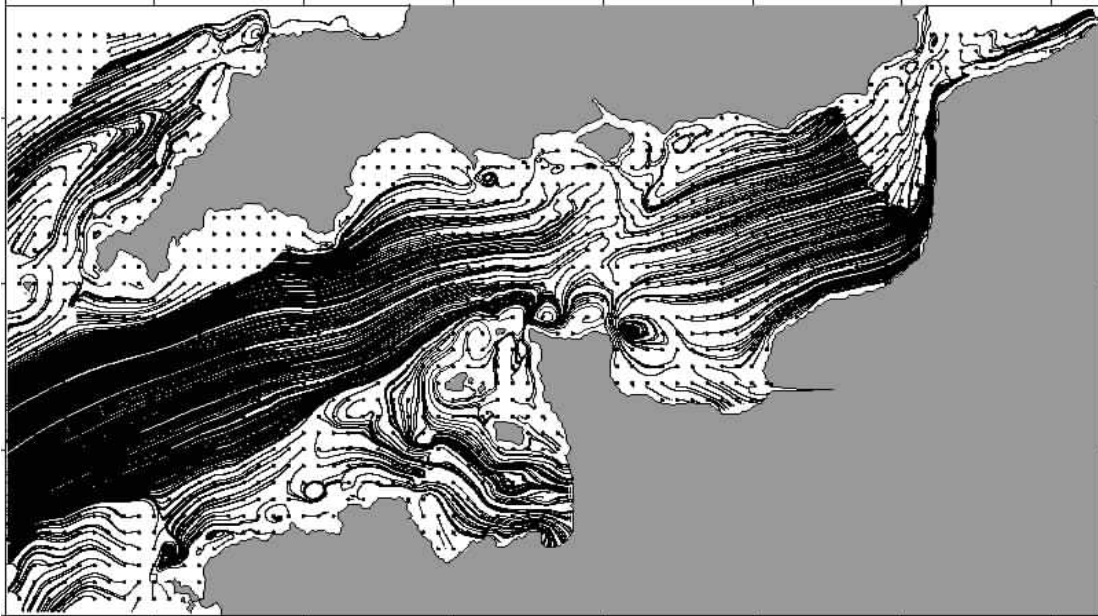


Figure 6.11 Trajectoires des particules de diamètre 1 mm déplacées par charriage.

Ces caractéristiques se retrouvent dans le schéma de circulation sédimentaire général proposé par Kenyon et Stride (1971) à partir d'observations au sonar latéral (figure 6.12).

La divergence des vitesses maximales observées au centre de la Manche est remarquable car elle s'accompagne d'un gradient symétrique dans la distribution granulométrique. Cugier (2000) a montré que les courants de marée maximum à la limite des faciès granulométriques sont plus faibles vers l'Est que vers l'Ouest. Il explique cette différence par le rôle accru joué par les vagues dans la mobilisation du fond sédimentaire en Manche orientale.

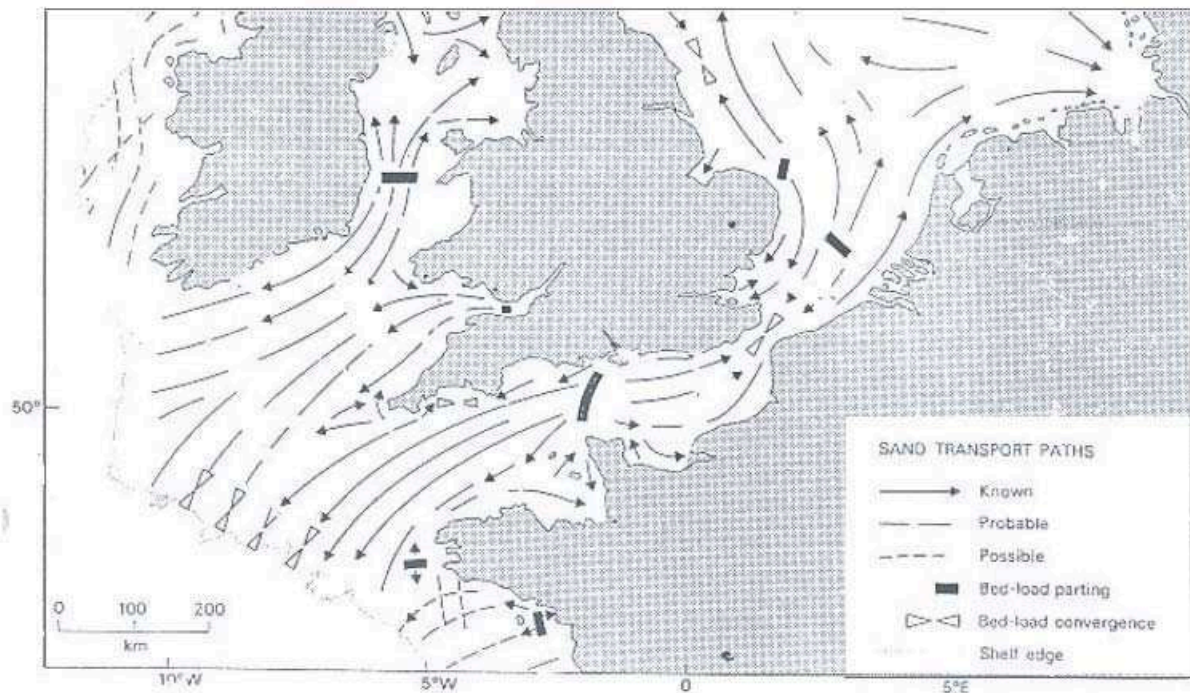


Figure 6.12 Schéma de transport des sédiments en Manche (Kenyon et Stride, 1971)

6.2.3. Contrainte de frottement de peau

La tension de cisaillement de peau qui va être le moteur de la dynamique sédimentaire est différente de la tension totale imposée dans le modèle hydrodynamique (paragraphe 1.5. et paragraphe 5.2.2.).

L'estimation de la contrainte de frottement de peau est réalisée en considérant un fond plat sur tout le domaine de simulation. Cette hypothèse est imposée par le manque de connaissances actuel des caractéristiques des rides formées sur une couverture sédimentaire fortement hétérogène (paragraphe 1.4.2.). L'utilisation d'une formulation établie à l'équilibre sur un lit de granulométrie homogène basée sur le D_{50} ne paraît pas pertinente sur les faciès de la Manche. La formation de figures sédimentaires intra maille et la modulation de la rugosité qu'elles induisent n'ont donc pas été simulées.

Le calcul de la contrainte de frottement de peau, liée aux courants et/ou aux vagues, est fortement sensible à la valeur de longueur de rugosité z_0 (paragraphe 1.5.). Celle-ci s'exprime en fonction de la rugosité équivalente de Nikuradse k_s :

$$z_0 = \frac{k_s}{30}$$

De nombreux auteurs ont cherché à relier le coefficient de Nikuradse aux diamètres des grains composant le lit dans une formulation de la forme :

$$k_s = m D_x$$

Avec :

- D_x un diamètre de grain représentatif de la couverture sédimentaire en m ;
- m un coefficient empirique.

Durant la campagne SEDHETE, une valeur de z_0 constante a été déterminée à partir de la tension de cisaillement mesurée à l'ADV pour les trois faciès grossiers suivants : cailloutis a (point Jer), cailloutis b (point Job) et sable b (point FlaO) (paragraphe 3.4.2). Pour chacun des faciès, cette valeur a été reliée au D_{max} de la couche sédimentaire de surface. D_{max} est le diamètre correspondant à la classe la plus grossière dont la proportion dans la couche active est au moins supérieure à 10%. Ce choix permet d'éviter une valeur de rugosité excessive imposée par une classe grossière peu représentée dans le mélange. La figure 6.13 présente la corrélation obtenue entre les valeurs de k_s issues des mesures à l'ADV et le D_{max} correspondant au faciès investigué (à partir de la distribution granulométrique issue des prélèvements effectués pendant la campagne SEDHETE et imposé dans le modèle).

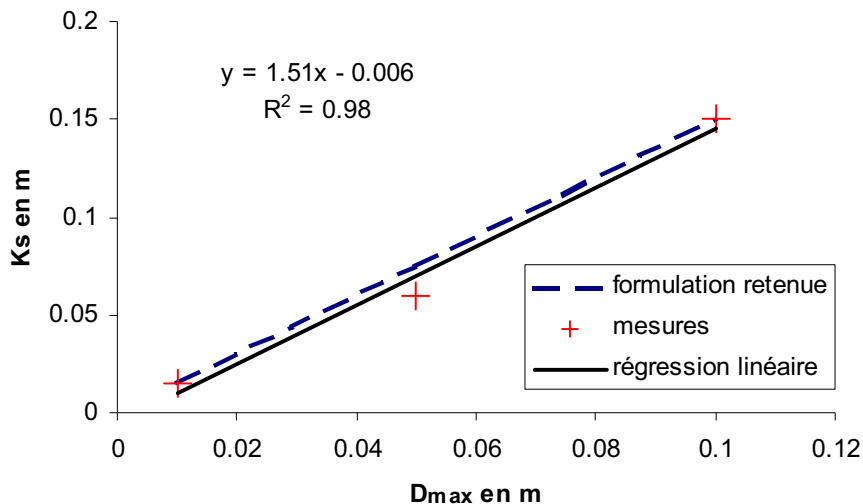


Figure 6.13 Corrélation entre la longueur de rugosité mesurée et le D_{max} du faciès investigué.

Dans un souci de simplification, la valeur du coefficient m a été arrondie à 1,5 pour les faciès dont le D_{max} est supérieur à 10 mm. Pour les diamètres inférieurs, aucune mesure

ne permet de relier m à la granulométrie du faciès. Il a été choisi d'imposer $m = 3$ pour les faciès les plus fins (Van Rijn, 1993) et de faire varier le coefficient linéairement pour $0,5 \text{ mm} < D_{\max} < 10 \text{ mm}$.

Ainsi, la formulation de la longueur de rugosité z_0 prend la forme suivante :

$$\begin{cases} z_0 = \frac{3 \cdot D_{\max}}{30} & \text{pour } D_{\max} < 0,0005 \text{ m} \\ z_0 = \frac{(-158 \cdot D_{\max} + 3) \cdot D_{\max}}{30} & \text{pour } 0,0005 \text{ m} \leq D_{\max} < 0,01 \text{ m} \\ z_0 = \frac{1,5 \cdot D_{\max}}{30} & \text{pour } D_{\max} \geq 0,01 \text{ m} \end{cases}$$

L'augmentation de la tension de cisaillement induite par le transport de particules par charriage n'a pas été prise en compte.

A titre de comparaison, Bailly du Bois (2006) a montré que le frottement hydrodynamique paramétré avec un coefficient de Strickler uniforme de $31 \text{ m}^{1/3} \cdot \text{s}^{-1}$ peut être approché par une longueur de rugosité z_0 de 15 mm. Celle-ci correspond à une rugosité équivalente k_s de 45 cm. Si l'on considère que seule la contrainte de peau dissipe l'énergie de l'écoulement, un placage sédimentaire uniforme de galets de 30 cm de diamètre est nécessaire pour créer une telle rugosité.

A l'échelle de la Manche, la valeur de la longueur de rugosité est représentée sur la figure 6.14. En manche Orientale, Guillou (2007) estime la longueur de rugosité sur une échelle allant de 0 à 26 mm en la paramétrant suivant la formule $z_0 = D_{90} / 10$.

La figure 6.15 présente une comparaison entre les contraintes de frottement déduites des mesures à l'ADV par la méthode TKE (paragraphe 3.4.2.) et les résultats des modèles. Les contraintes mesurées et calculée sont dues au courant seul. Les modèles M10 et GNB reproduisent correctement les tensions de cisaillement. Au point Job, les écarts d'amplitude observés sont dus à l'amplification de l'erreur sur les vitesses (le frottement est une fonction quadratique de la vitesse du courant), mais aussi au changement de texture de la couverture sédimentaire (et donc de la longueur de rugosité) observée mais mal reproduite par le modèle. Au point FlaS, le premier pic de tension de cisaillement est dû à un artefact de mesure (paragraphe 3.4.2.). Les résultats obtenus avec le modèle M40 s'écartent plus largement des mesures. A l'amplification de l'erreur sur les vitesses de courant, il faut rajouter la faible résolution spatiale qui augmente l'imprécision dans la définition de la bathymétrie et des limites des faciès sédimentaires. Ainsi, au point FlaO,

alors que les vitesses de courant sont correctement représentées (figure 6.7.), la tension de cisaillement est surévaluée car la longueur de rugosité a été calculée à partir d'une distribution granulométrique qui ne correspond pas à celle du point investigué.

La formulation déterministe utilisée ne permet pas de reproduire les fluctuations de la tension autour de la valeur moyenne. Cet écart peut avoir des conséquences lorsque le frottement simulé est légèrement plus faible que le frottement critique d'une classe de particules. Selon le modèle, elles ne sont pas mises en mouvement alors que les excès momentanés de frottement mesurés sont capables de les mobiliser.

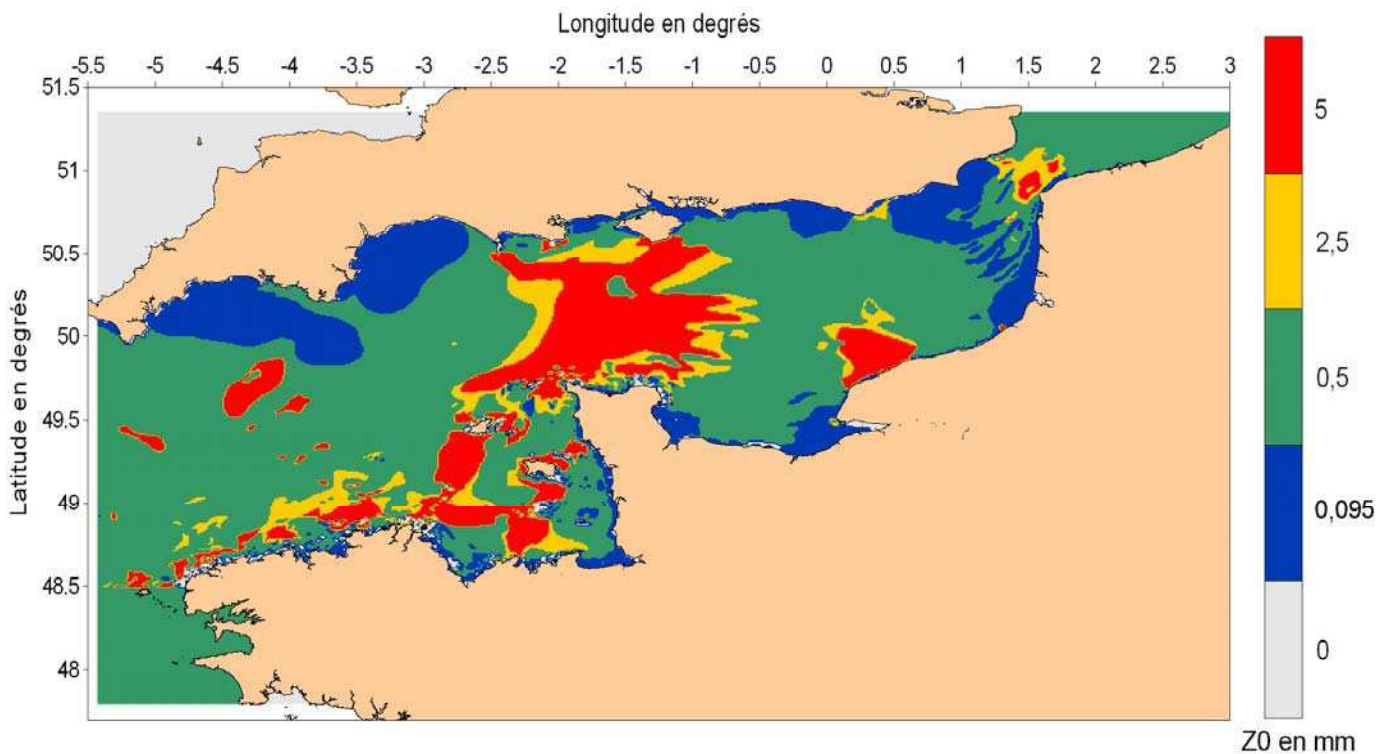


Figure 6.14 Carte de la longueur de rugosité initialisée en Manche représentée sur le maillage M10.

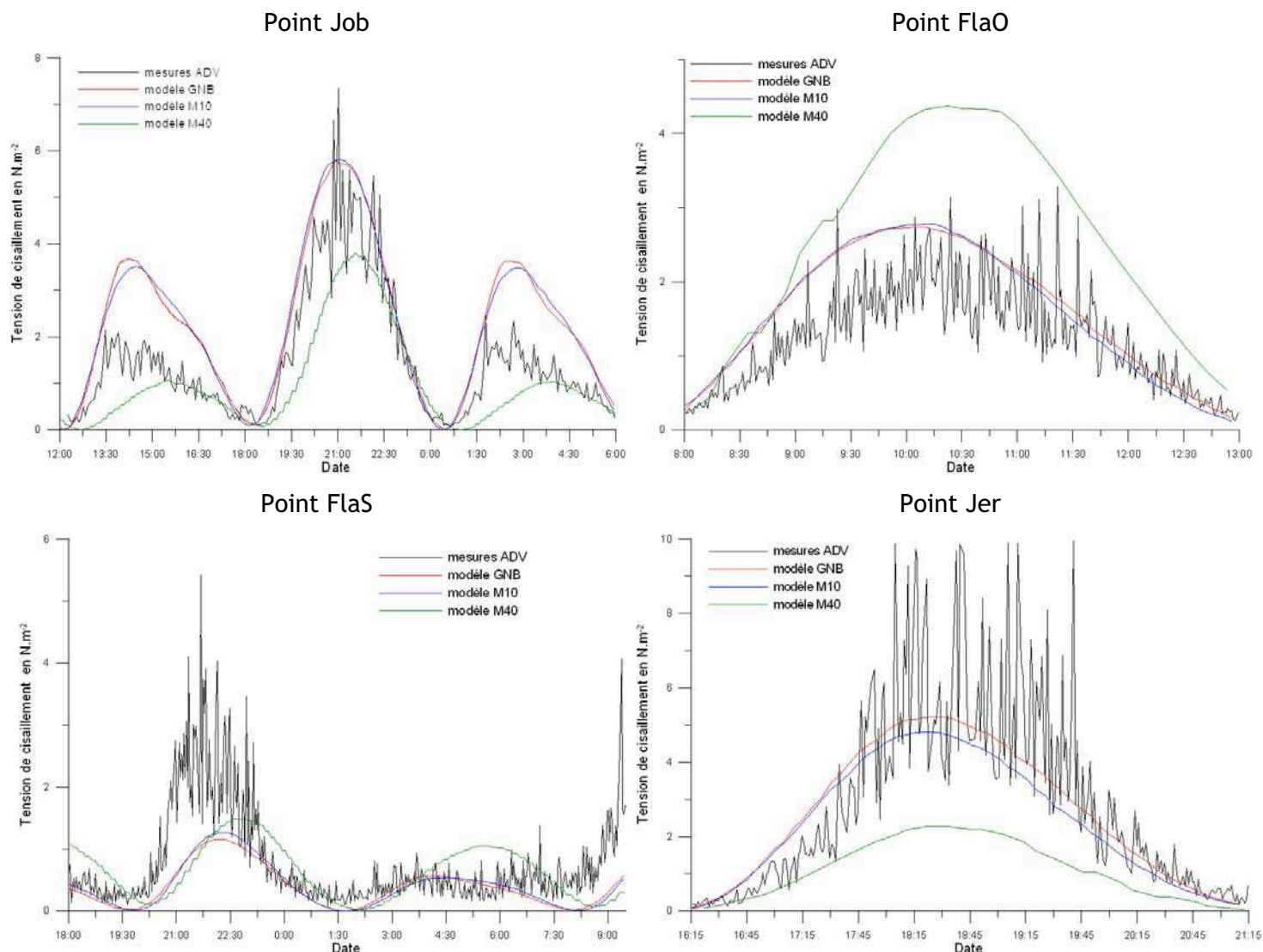


Figure 6.15 *Contrainte de frottement de peau : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADV.*

Afin d'illustrer l'importance des vagues dans la modulation de la contrainte exercée sur le fond, la figure 6.16 expose les contraintes maximales obtenues en 2007, avec et sans prise en compte des vagues. L'augmentation de contrainte entraînée par la houle d'ouest combinée aux courants de flots est importante même dans les zones profondes de la Manche occidentale. Elle se fait principalement sentir en Bretagne Nord et dans le golfe Normand-Breton, mais également en Manche centrale le long des côtes anglaises.

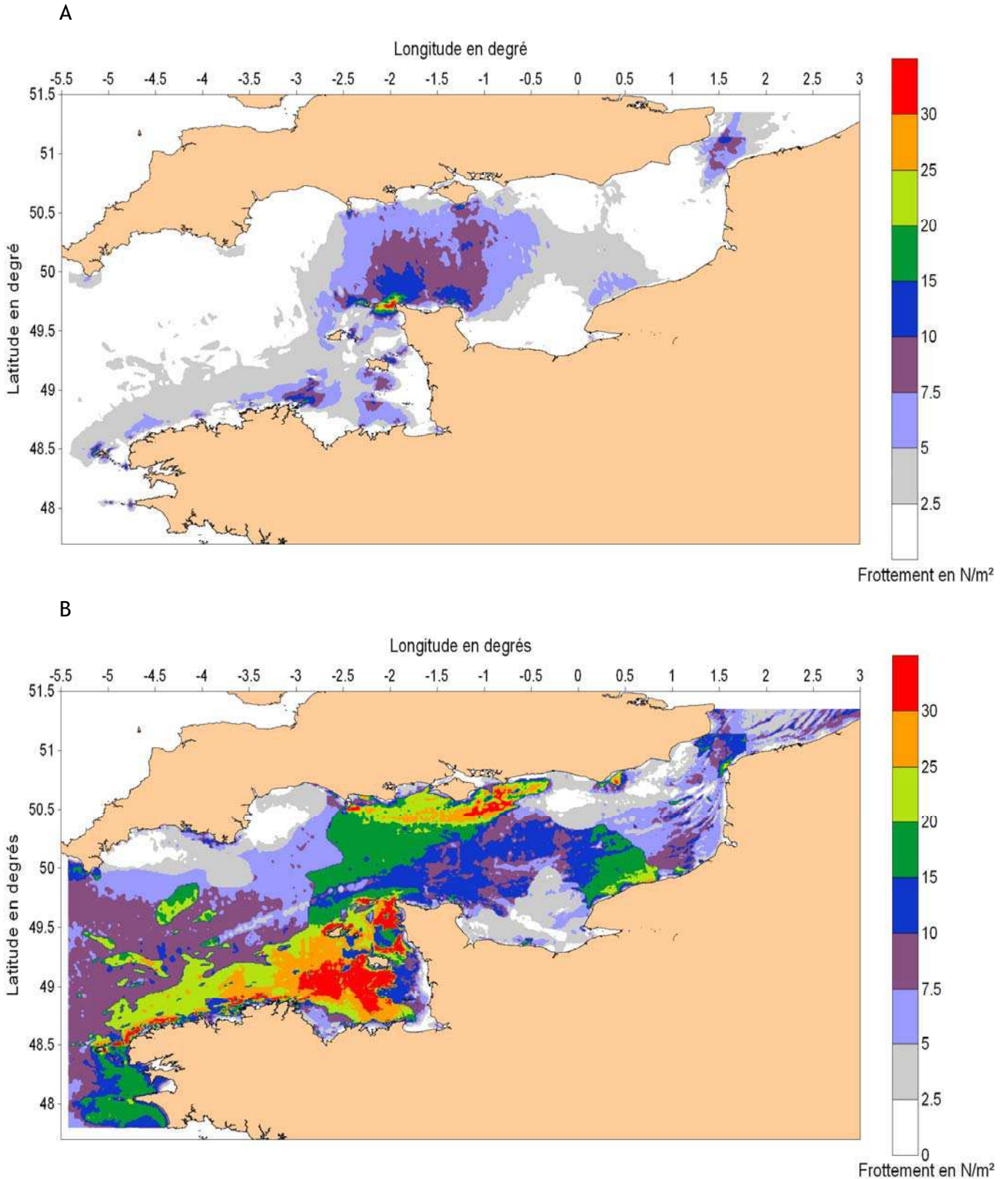


Figure 6.16 Cartes des contraintes de frottement de peau maximales atteintes en Manche durant l'année 2007 issue du modèle M10. A : Contraintes dues au courant seul. B : Contraintes dues à l'action des vagues et du courant.

L'épisode de houle qui a généré de telles contraintes de frottement est exceptionnel. A l'Ouest de l'Irlande, des bouées météo britanniques ont mesuré des hauteurs de vagues supérieures à 16,5 mètres, avec un maximum à 18,3 mètres le 8 décembre à 21 heure. Ces hauteurs sont très proches de la hauteur significative centennale estimée à 22 mètres pour cette région de l'Atlantique (Aviso, 2009). Des vagues supérieures à 10 mètres se sont présentées à l'entrée de la Manche (figure 6.17).

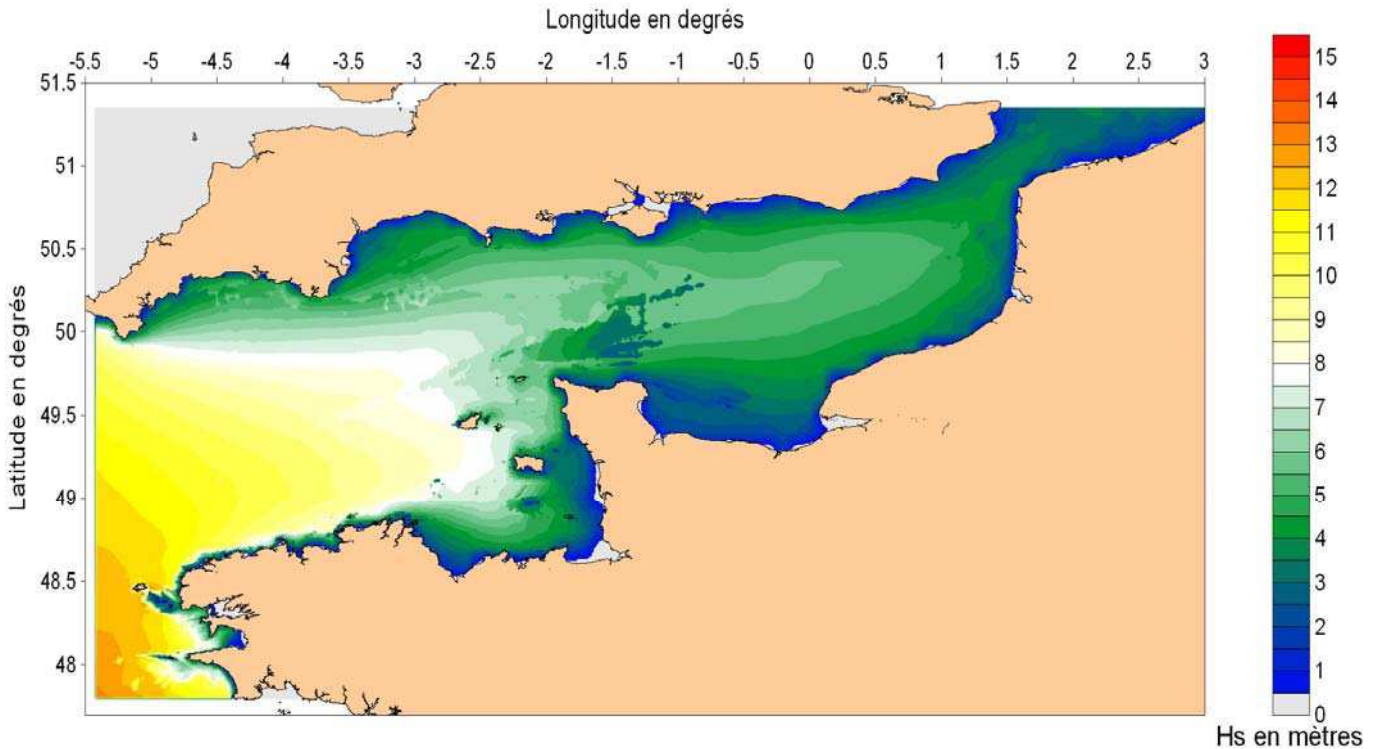


Figure 6.17 Carte des hauteurs significatives maximales atteintes par les vagues durant l'année 2007.

6.2.4. Synthèse

Les grandeurs hydrodynamiques qui déterminent le transport sédimentaire par charriage et en suspension ont été étudiées. La comparaison des mesures et des résultats des trois modèles mis en place a prouvé la capacité des configurations M10 et GNB à reproduire le forçage principal de la dynamique sédimentaire en Manche.

Les résultats du modèle M40 sont dégradés du fait de la faible résolution spatiale de la bathymétrie et de la couverture sédimentaire initialisée. L'écart peut devenir important en terme de contrainte de frottement de peau. Or, les débits solides transportés sont fonction de cette contrainte élevée à une puissance qui varie selon les auteurs

(paragraphe 1.6.3. et 5.4.4.), l'erreur sera donc nettement amplifiée. Les résultats fournis par ce modèle ne seront pas présentés, néanmoins sa rapidité de calcul a été mise à profit pour tester les algorithmes programmés.

Malgré la résolution spatiale et temporelle deux fois et demie plus élevée du modèle GNB, l'amélioration de la précision des résultats n'est pas importante par rapport au modèle M10. Ce dernier sera donc utilisé par la suite pour étudier la dynamique sédimentaire sur l'ensemble de la Manche.

6.3. Paramétrisation du modèle de transport sédimentaire

6.3.1. Apports des données de la campagne SEDHETE

6.3.1.1. Caractéristiques du charriage

Le traitement des images acquises par le système DySPI a permis d'estimer la taille maximale des particules mobilisées et le débit solide transporté par charriage pour deux classes de tailles (sables et graviers) (paragraphe 3.4.3.2. - résultats). Ces données ont été reliées à la tension de cisaillement mesurée avec l'ADV et à la composition de la couche sédimentaire de surface estimée au même instant.

Les formulations présentées au paragraphe 5.4.4. ont été appliquées dans des conditions hydro-sédimentaires identiques afin de tester leur validité en termes de granulométrie et de flux transportés. La confrontation des mesures et des résultats des calculs pour les différentes formulations est présentée ci-dessous.

Composition du mélange granulométrique

L'observation des images a permis de discerner la proportion de trois classes de particules composant la surface du lit sédimentaire : les sables, les graviers et les cailloutis. Plutôt que d'appliquer les formules à un diamètre représentatif de chaque classe, la composition du mélange observée sur les images a été discrétisée aléatoirement en dix classes granulométriques :

- cinq classes de sables représentées par les diamètres suivants : 0,15 mm ; 0,25 mm ; 0,5 mm ; 1 mm et 2 mm ;
- quatre classes de graviers représentées par les diamètres suivants : 4 mm ; 8 mm ; 16 mm et 25 mm ;
- une classe de cailloutis représentée par le diamètre 50 mm.

Au sein de chacune des classes formant la couverture sédimentaire observée (sable, gravier, cailloutis), une fraction identique à été attribuée à chacune des sous-classes constitutives du mélange auquel sont appliquées les formules. Un exemple de la discrétisation est proposé dans le tableau 6.3 :

classes observées	SABLE					GRAVIER				CAILLOUTIS
proportions observées (en %)	20					60				20
classes pour le calcul (en mm)	0,15	0,25	0,5	1	2	4	8	16	25	50
proportion pour le calcul (en %)	4	4	4	4	4	15	15	15	15	20

Tableau 6.3 *Discrétisation de la proportion des trois classes observées en dix classes utilisées pour le calcul.*

Des prélèvements sédimentaires ont été effectués au point où les images ont été acquises (paragraphe 3.4.1.1.). Les formules ne peuvent pas être appliquées directement à la courbe granulométrique issue de leur traitement car les observations ont montré que la composition de surface varie au cours du cycle de marée. Néanmoins, si l'on considère que seule la proportion de sables ou de graviers fluctue mais que la population d'ensemble demeure identique, les prélèvements peuvent être utilisés pour affiner la discrétisation au sein de chaque classe. Les caractéristiques granulométriques du sable et du gravier seront ainsi mieux reproduites. L'apport de ce raffinement sur les résultats obtenus n'a pas été testé.

Seuil de mise en mouvement

Connaissant la composition du mélange et la tension de cisaillement, on a cherché à connaître la taille maximale de particule pouvant être mise en mouvement par les différentes formulations.

Le calcul détermine le diamètre équivalent maximal d'un grain parfaitement sphérique virtuellement présent dans le mélange. Les tailles testées ne correspondent pas aux dix diamètres des classes qui composent le mélange, les formules ont été appliquées successivement à des particules de 0,05 mm à 50 mm par intervalles de 0,05 mm. Sur le terrain, la répartition granulométrique n'est pas continue, le diamètre maximal mesuré correspond donc à un grain qui est présent dans la zone d'observation et non au grain le plus grossier que le fluide est capable de mettre en mouvement. Les observations vidéo nous ont amenés à considérer le D_{95} en mouvement comme étant le diamètre maximal

mobilisable (paragraphe 3.4.3.2. - chaîne de traitement des images). Pour les valeurs de frottement les plus importantes, le diamètre maximal mesuré D_{max} a également été représenté.

La formulation de Wilcock et Crowe (2003) ne présente pas de seuil de mise en mouvement des particules. La tension de cisaillement critique a donc été assimilée à la tension permettant d'obtenir un débit solide adimensionnel supérieur à 0,002 (Parker *et al.*, 1982) :

$$\phi_i = \frac{(s-1) \cdot g \cdot Q_{i,char}}{\beta_i \cdot u_*^3}$$

Avec :

$Q_{i,char}$ le débit solide transporté par charriage en $\text{m}^3 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ($= \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) ;

β_i la proportion de grain de la classe i dans le mélange en surface ;

u_* la vitesse de frottement en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Il en est de même pour la formulation de De Linares et Belleudy (2007), variante de celle proposée par Wilcock et Crowe (2003).

La formule de Kleinhans et Van Rijn (2002), qui inclut le coefficient de masquage-exposition de Egiazaroff (1965), ne permet la mise en mouvement d'aucun grain dans de telles conditions hydro-sédimentaires. La formulation initiale de Van Rijn (1984a) a alors été testée sans modification du paramètre de mobilité critique de Shields due à l'interaction des grains.

La figure 6.18 présente les résultats obtenus.

Le diamètre maximal dépend à la fois de la composition du mélange et de la tension de cisaillement. Il est donc logique que pour une valeur de frottement similaire, les tailles mobilisées ne soient pas identiques. La différence traduit l'influence des interactions entre particules de tailles différentes.

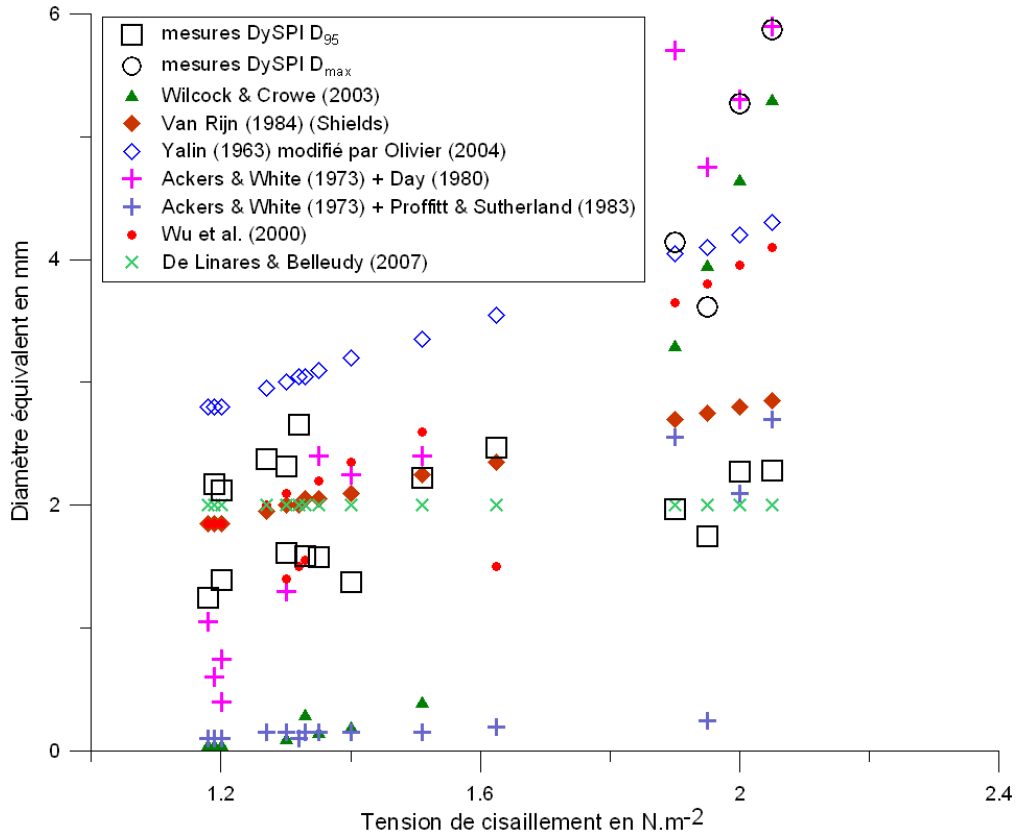


Figure 6.18 *Seuil de mise en mouvement : comparaison entre les tailles mesurées et celles calculées par différentes formulations.*

Une grande variabilité des diamètres mis en mouvement apparaît en fonction des formulations. Seules les formules de Wu *et al.* (2000b) et de Shields (dans Van Rijn, 1984a) prédisent des tailles comprises dans le nuage de points de mesures, quelque soit la tension de cisaillement. Lorsque le frottement est proche du frottement critique, ces deux formules sont donc les plus adéquates pour représenter la fraction granulométrique en mouvement. La formule de Shields a été établie à partir d'observations de mélanges unimodaux, par conséquent très éloignés des compositions de mélanges investigués. Le fait que les résultats qu'elle fournit soient meilleurs que la plupart de ceux issus des formules spécifiquement adaptées aux granulométries hétérogènes atteste de la difficulté de la modélisation du transport en granulométrie étendue.

Flux charrié

Le traitement des images acquises par le système DySPI a permis d'estimer les flux charriés pour les trois classes de taille considérées. La comparaison avec les résultats des formulations obtenus dans les mêmes conditions hydro-sédimentaires est présentée sur la

figure 6.19 pour les sables et les graviers. Les flux de cailloutis mesurés et calculés sont nuls pour la gamme de tension de cisaillement investigué.

La figure 6.19 montre les résultats issus des formulations telles qu'elles ont été proposées par les auteurs. Le coefficient d'entrave n'y est pas appliqué, par conséquent, une fois qu'elles sont en mouvement les particules se comportent comme si elles évoluaient sur un lit homogène de leurs tailles respectives.

Malgré leur forte variabilité (jusqu'à sept ordres de grandeur !), les résultats des diverses formulations encadrent les mesures, ce qui permet d'accorder du crédit à ces dernières. Au vu du comportement des formulations et de leur adéquation avec les mesures, il est possible de sélectionner les plus pertinentes. Parmi celles qui prédisent un flux de graviers, les formulations de Ackers et White avec le coefficient de masquage-exposition de Day, Van Rijn, Wu *et al.* ainsi que Wilcock et Crowe paraissent les plus adaptées aux conditions hydro-sédimentaires rencontrées. A l'exception de celle de Wilcock et Crowe, elles ont toutes tendance à surestimer le flux transporté. La formulation de Wilcock et Crowe a été conçue pour être appliquée à un mélange de sables et de graviers, à priori les interactions entre ces deux classes, lors de leurs déplacements, sont donc prises en compte de manière intrinsèque. Pour les autres formulations, il est nécessaire de traduire la diminution du flux transporté en présence de grains immobiles (paragraphe 1.6.2.). La figure 6.20 reproduit les résultats des formules sélectionnées auxquelles un coefficient d'entrave a été appliqué. L'adéquation flux mesuré/flux calculé en est améliorée sans conteste. Finalement, les équations de Wilcock et Crowe (2003) et celles de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002) semblent les plus appropriées. Une préférence est accordée à la première en cas de faible excès de cisaillement pour la classe des graviers.

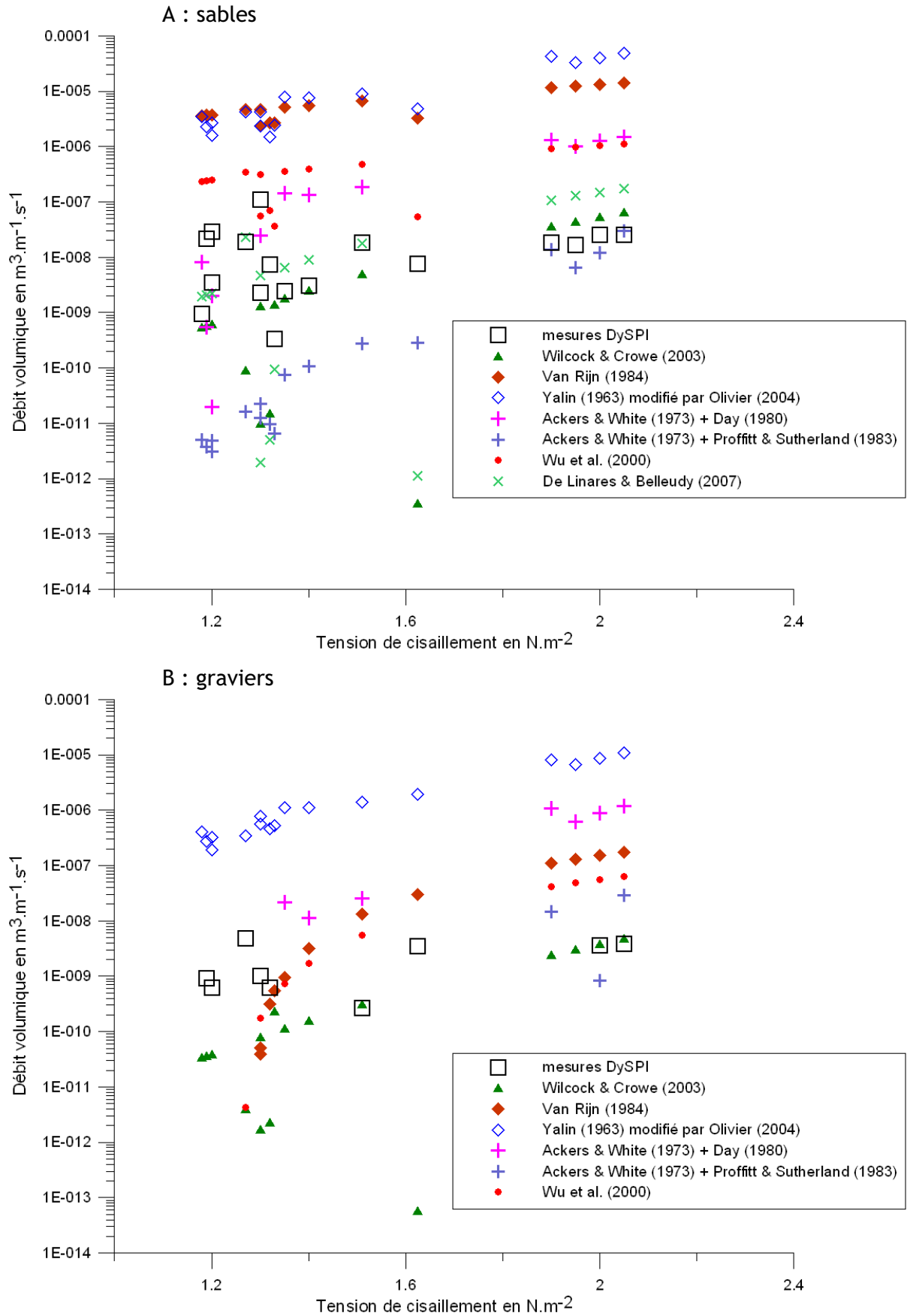


Figure 6.19 Flux charriés : comparaison des mesures et des résultats de différentes formulations. A : Flux de sables. B : Flux de graviers.

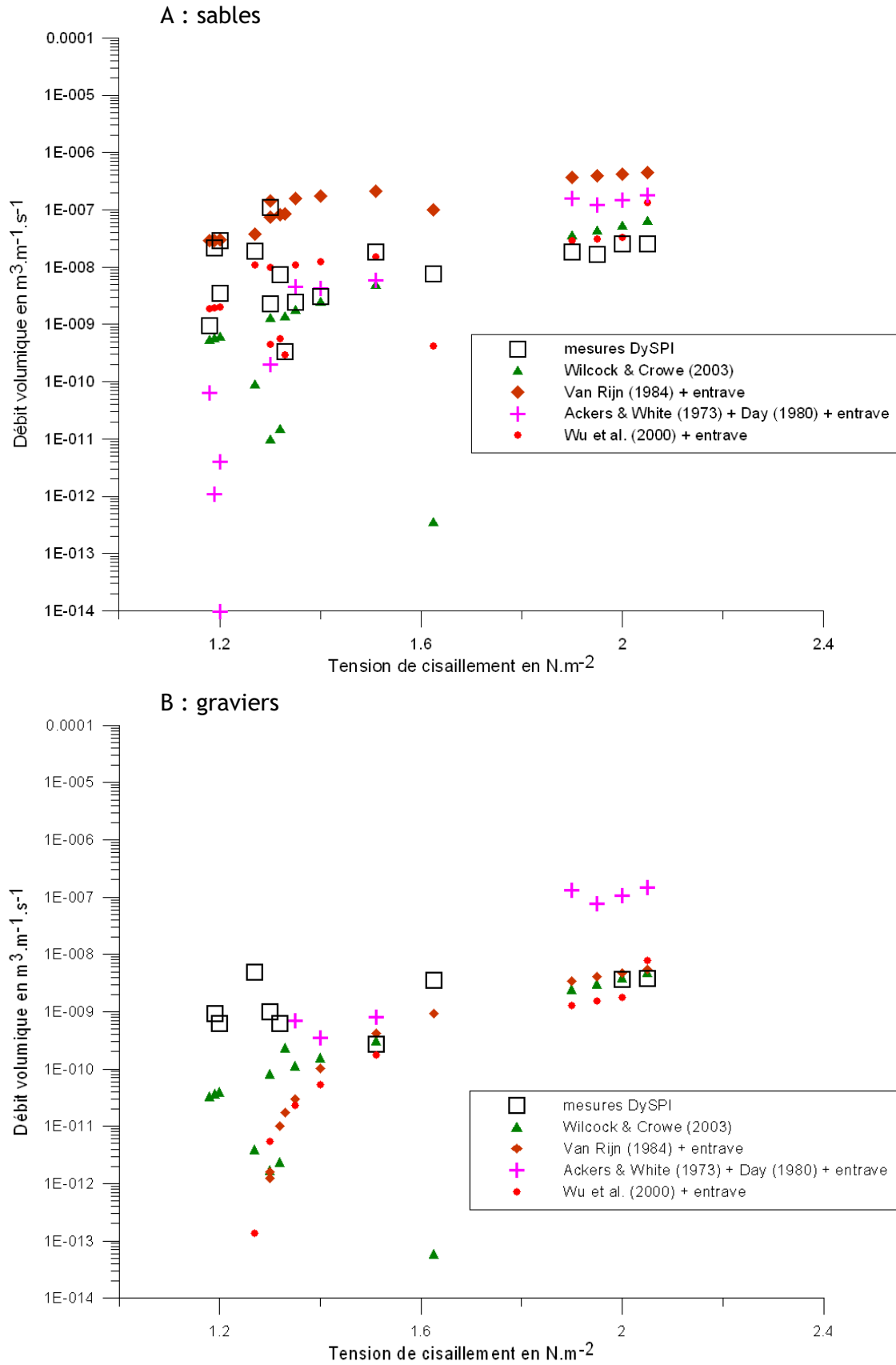


Figure 6.20 Flux charriés avec prise en compte du coefficient d'entrave (sauf pour Wilcock et Crowe) : comparaison des mesures et des résultats des formulations sélectionnées. A : Flux de sables. B : Flux de graviers.

6.3.1.2. Matières en suspension inorganiques

Les quatre méthodes d'estimation de la charge particulaire présentées au paragraphe 5.4.5. ont été testées dans le modèle et comparées aux concentrations mesurées par l'OBS pendant la campagne SEDHETE (figure 6.21). Seule la fraction minérale des MES mesurées (PIM) est considérée dans la comparaison. En effet, le matériel organique détritique (pelotes fécales) ou vivant (phytoplancton) qui participe à la turbidité n'est pas pris en compte par le modèle. Ce dernier estime la concentration moyenne dans la colonne d'eau. En faisant l'hypothèse que le profil de Rouse est établi, la concentration a été déterminée à 30 cm du fond pour pouvoir être comparée aux mesures.

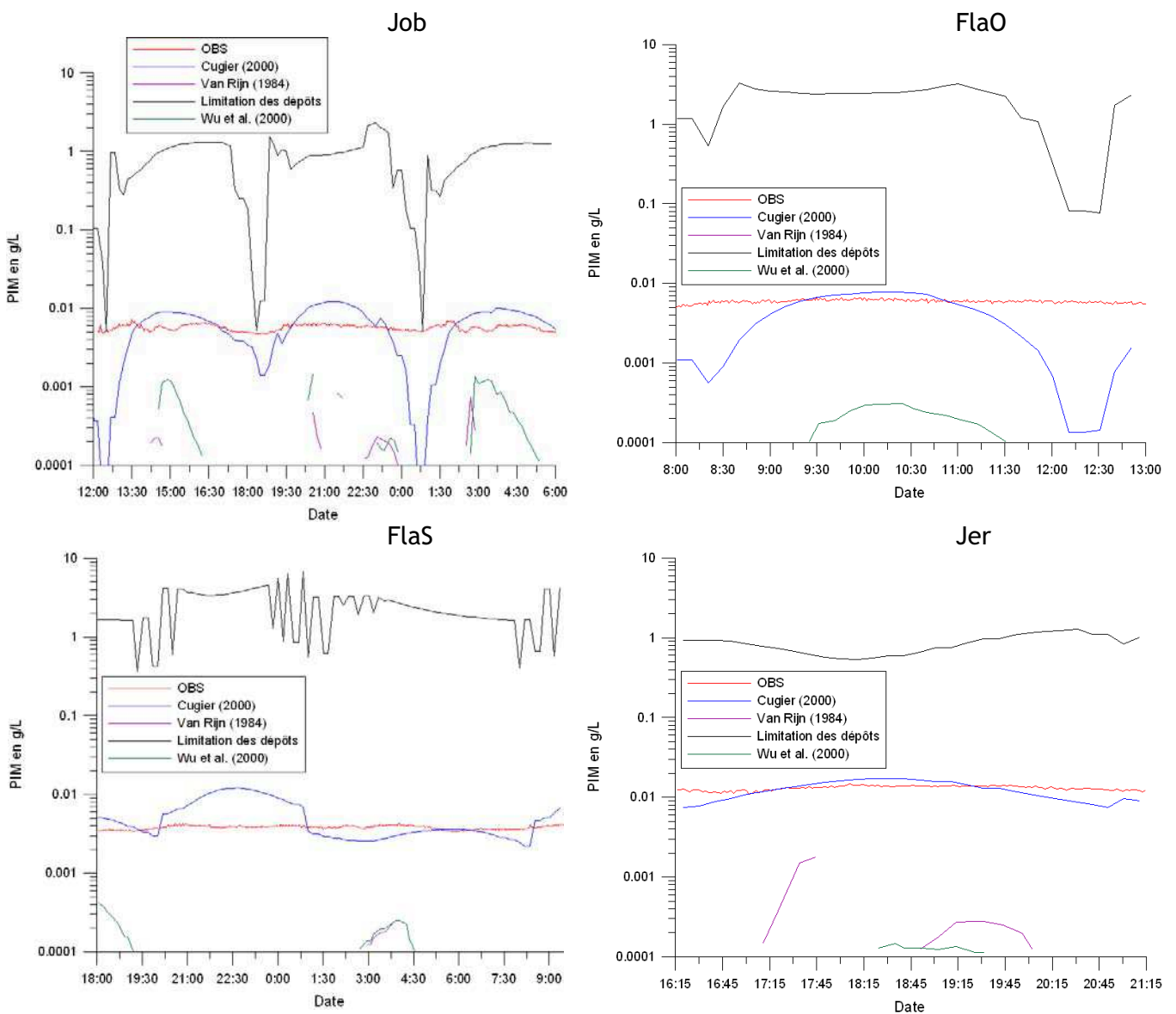


Figure 6.21 Matières en suspension inorganiques à 30 cm du fond : comparaison des mesures à l'OBS et des résultats des diverses formulations.

Les deux formulations qui supposent que la charge particulaire en suspension est en équilibre avec les conditions hydro-sédimentaires du fluide à chaque instant (Wu *et al.*, 2000b et Van Rijn, 1984b) ne permettent pas de représenter les concentrations mesurées. Elles sont systématiquement sous-estimées. Etant donné l'absence d'advection, lorsque la tension de cisaillement est trop faible pour permettre la mise en suspension, la concentration simulée est nulle. Ces méthodes de calcul des concentrations de PIM est inadaptée à un environnement soumis à des conditions hydrodynamiques rapidement variables telles que celles imposées par les marées et les vagues en Manche.

Parmi les méthodes qui considèrent une situation hors-équilibre, celle dénommée « limitation des dépôts » surestime largement les concentrations en suspension que ce soit en période d'étalement ou de courant maximal. Cet écart est sans doute dû à un flux d'érosion ($E_i = c_{a,i} \cdot w_{s,i}$) évalué de manière excessive. Les concentrations de référence $c_{a,i}$ de chaque classe de particules i sont calculées selon la formule de Van Rijn (1984b) sans tenir compte de la modification du frottement critique impliquée par la présence d'autres classes. Or, les particules susceptibles d'être mise en suspension sont celles qui subissent le plus le phénomène de masquage par les grains plus grossiers. Les concentrations de référence sont ainsi surestimées par cette méthode de calcul.

La charge en PIM calculée par la méthode de « limitation de l'érosion » (Cugier, 2000) fluctue autour des valeurs mesurées. Elle est légèrement trop importante lorsque le frottement est suffisant pour permettre la mise en suspension, et nettement trop faible en période de calme. Au cours d'un cycle de marée, la masse totale en suspension est sous-évaluée. Le fait de limiter le flux d'érosion permet de s'opposer à la surestimation de la concentration de référence de Van Rijn (1984b) que l'on vient d'évoquer. Néanmoins, les fluctuations de la concentration calculée laissent à penser que les termes d'érosion et de dépôt sont tous deux surévalués. Il faut noter qu'une limitation du dépôt permettrait de diminuer le flux d'érosion car la quantité de particules exposées à une remise en suspension serait moindre.

La figure 6.22 présente les contributions de chaque classe particulaire à la concentration totale en PIM calculée par la méthode de Cugier (2000). Les deux classes les plus fines (représentées par $D = 30 \mu\text{m}$ et par $D = 150 \mu\text{m}$) sont mises en suspensions. La classe de sables fins ($D = 150 \mu\text{m}$) est largement prépondérante. Ces résultats sont en accord avec les mesures réalisées au granulomètre laser (paragraphe 3.4.4.1.) qui montrent qu'environ 60% de la charge totale en MES est due aux particules comprises entre $56 \mu\text{m}$ et $260 \mu\text{m}$ sur les quatre stations. La faible proportion de vase en suspension est attribuée à leur relative indisponibilité dans la couverture sédimentaire.

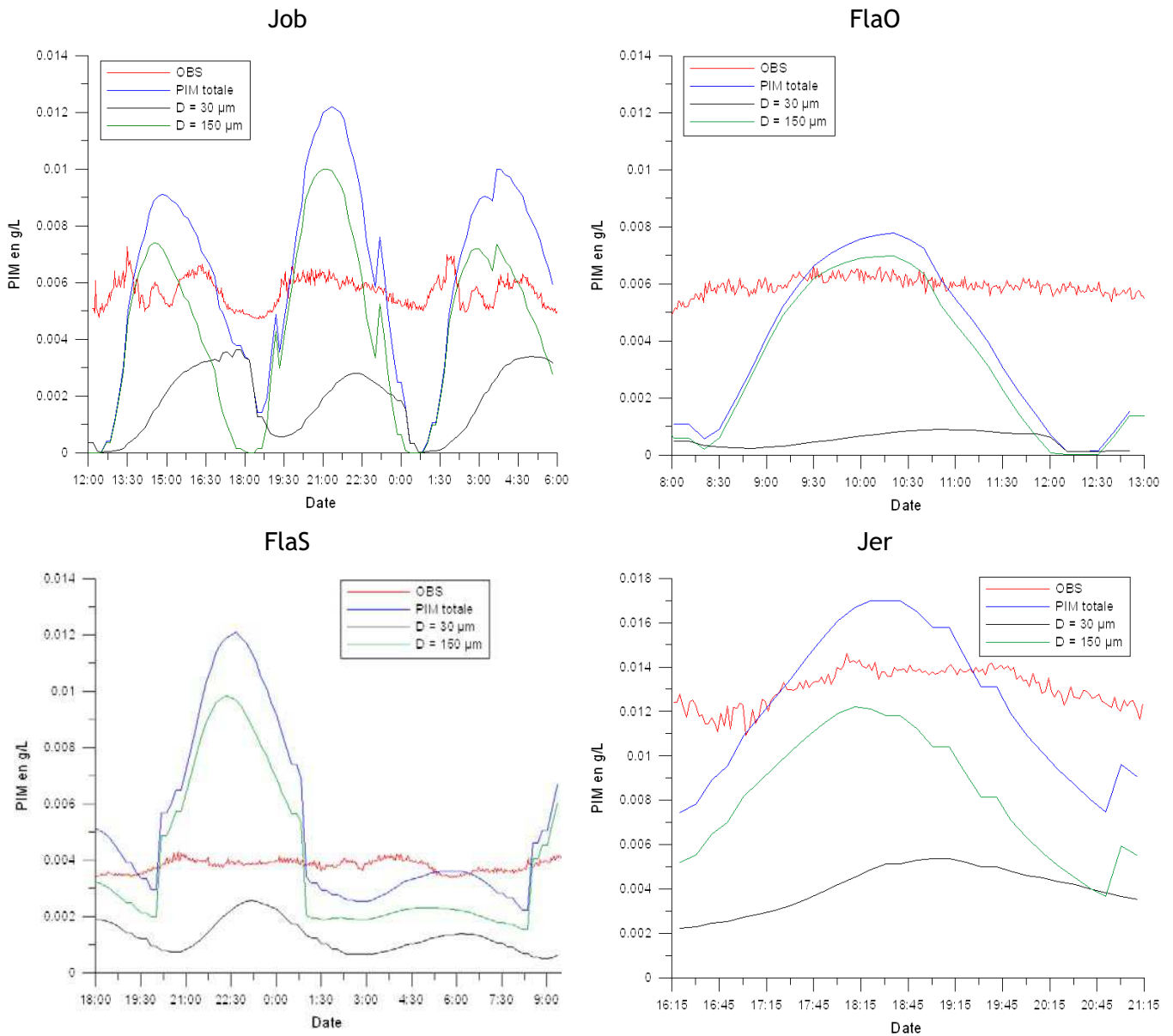


Figure 6.22 *Matières en suspension inorganiques à 30 cm du fond : comparaison des mesures à l'OBS et des résultats du modèle avec la formulation de Cugier (2000). Contribution des différentes classes granulométriques du modèle.*

6.3.2. Apport des expérimentations à l'érodimètre

Les mesures d'érodimétrie ont été acquises dans des conditions contrôlées qui diffèrent de celles obtenues en nature. Le mélange est parfaitement connu en termes de granulométrie et de proportion. Les écarts de taille entre les grains sont moins importants que ceux rencontrés lors de la campagne SEDHETE. L'écart maximum est de dix entre les sables fins (SF : $D = 0,18$ mm) et les sable grossiers (SG : $D = 1,8$ mm). La gamme des tensions de frottement expérimentale s'étend de $0,15$ N.m² à 2 ou 3 N.m² selon les tests, alors qu'elle est comprise entre $1,2$ N.m² et $2,1$ N.m² pour les données issues du DySPI.

La validité des formulations précédemment sélectionnées (Ackers et White avec le coefficient de masquage-exposition de Day et le coefficient d'entrave, Van Rijn et le coefficient d'entrave, Wu *et al.* et le coefficient d'entrave et Wilcock et Crowe) a été testée dans ces nouvelles conditions hydro-sédimentaires. L'analyse des mesures ayant fait ressortir un comportement similaire des classes SF et SM ($D = 0,57$ mm) mélangées, les comparaisons présentées sont basées sur les mélange SG/SF et SG/SM.

6.3.2.1. Seuil de mise en mouvement

Les formulations ont été appliquées à tous les mélanges bimodaux. Pour chacune des classes, la tension de cisaillement critique est calculée puis comparée aux mesures. Les figures 6.23 et 6.24, représentent les seuils de mise en mouvement obtenus pour les mélanges SG/SF et SG/SM. La formulation de Shields ne considère pas la présence d'autres classes de grain dans le mélange ; le frottement critique d'une classe particulière est donc constant quelque soit la composition du lit. Lorsque le lit n'est composé que d'une seule classe (proportion de SG = 0 ou proportion de SG = 1), les figures 6.23 et 6.24 font ressortir la différence de tension critique entre les formulations pour un mélange mono dispersé.

Les expressions de Wu *et al.*, de Wilcock et Crowe et de Shields reproduisent mieux la contrainte critique des classes fines (figures 6.23.A et 6.24.A) que celle de Ackers et White avec le coefficient de masquage-exposition de Day pour laquelle la mise en mouvement est trop retardée. Pour les mélanges comportant 80% de particules SG, le seuil est toujours largement sous-estimé. Ces mélanges présentent une couche de pavage (paragraphe 2.2.2.1.), les particules fines sont donc quasiment absentes de la surface de l'échantillon qui va subir le forçage. Ainsi, il est abusif d'appliquer les formulations à la proportion de grains fins compris dans l'ensemble de l'échantillon. Ce cas met en évidence l'intérêt de discrétiser la couverture sédimentaire et d'appliquer les formulations à la seule couche de surface dans les modèles de transport multiclasse.

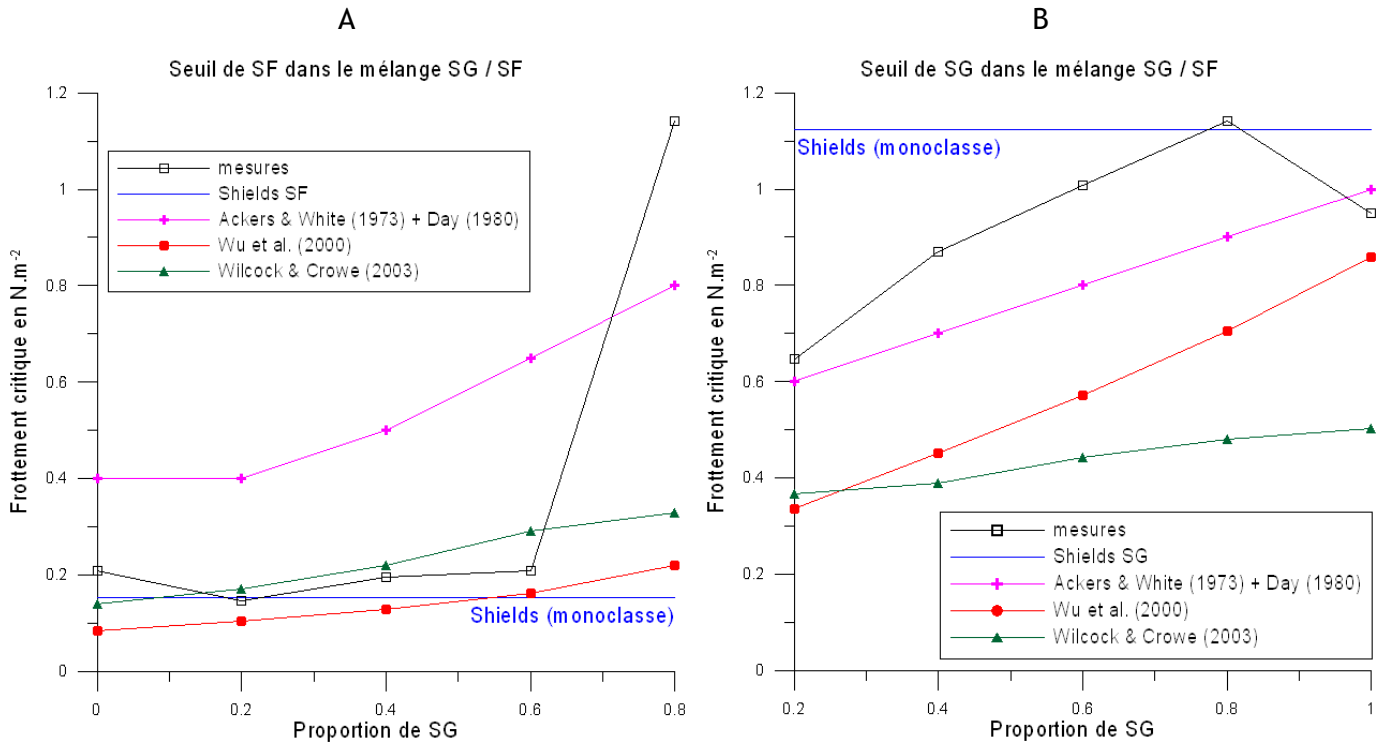


Figure 6.23 *Friction critique des deux classes d'un mélange SG/SF : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Seuil de la classe SF. B : Seuil de la classe SG.*

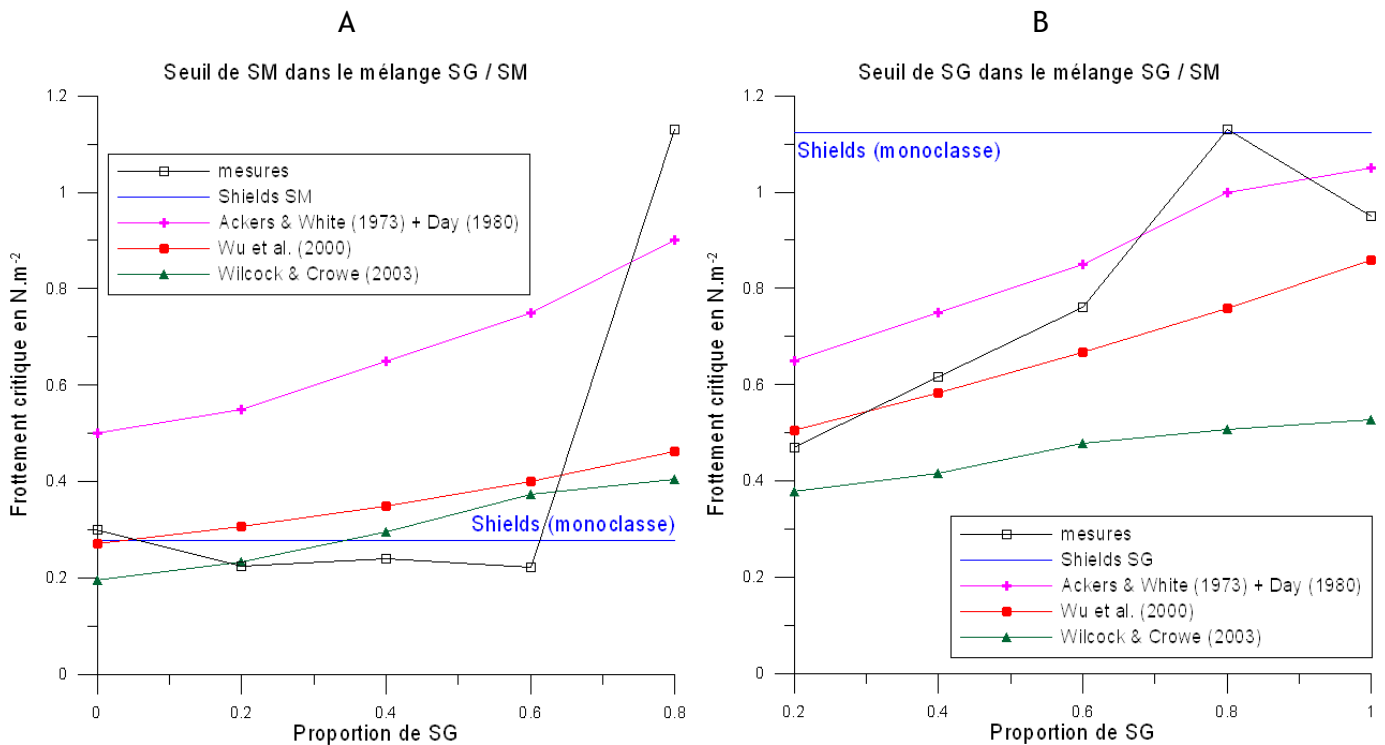


Figure 6.24 *Friction critique des deux classes d'un mélange SG/SM : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Seuil de la classe SM. B : Seuil de la classe SG.*

Les valeurs de frottement critique de la classe la plus grossière du mélange (SG) sont moins bien représentées par le calcul lorsque la taille de la classe fine diminue (figures 6.23.B et 6.24.B). Le fait que la mise en mouvement soit facilitée à mesure que la proportion de particules fines augmente est correctement reproduit par les formules lorsque l'échantillon n'est pas pavé. Par contre, leur comportement en fonction de la taille des classes fines est opposé à ce qui a été observé en canal, à savoir : pour les rapports de taille expérimentés, le seuil diminue lorsque le rapport $D_{grossier}/D_{fin}$ augmente (paragraphe 2.2.3.1.). La formulation de Wilcock et Crowe fournit des valeurs de frottement critique de SG similaires quelque soit la taille du grain fin mélangé.

6.3.2.2. Flux charriés

Pour chacune des classes des différents mélanges bimodaux, le débit solide charrié est calculé selon les différentes formulations retenues, puis comparé aux mesures. Seuls quelques résultats remarquables des mélanges SG/SF sont présentés. Tous les résultats sont reproduits en annexe C sous forme de graphiques. Les flux sont généralement mieux reproduits par les expressions de Wu *et al.* (2000b) et de Wilcock et Crowe (2003) avec une préférence pour cette dernière. La figure 6.25 présente les flux charriés des deux classes du mélange SG40/SF60 (40% en masse de grains SG et 60% de grains SF).

Il faut garder à l'esprit que lors des mesures à l'érodimètre, le fluide est en sous-saturation, les valeurs de flux sont donc sans doute sous-estimées (paragraphe 2.2.2.2.). L'effet du coefficient d'entrave est visible sur la figure 6.25.A. La « marche » présente sur les courbes de Van Rijn et de Wu *et al.*, marque le début d'entraînement de la classe la plus grossière. Aux valeurs de contrainte de frottement plus élevées, les deux classes sont en mouvement, le coefficient d'entrave prend alors la valeur 1. Aux valeurs de frottement plus faible, le transport est partiel et le flux de la classe la plus fine est diminué du fait de la présence de grains immobiles. Bien qu'il soit nettement moins marqué, ce décrochement est également visible sur la série de points de mesure.

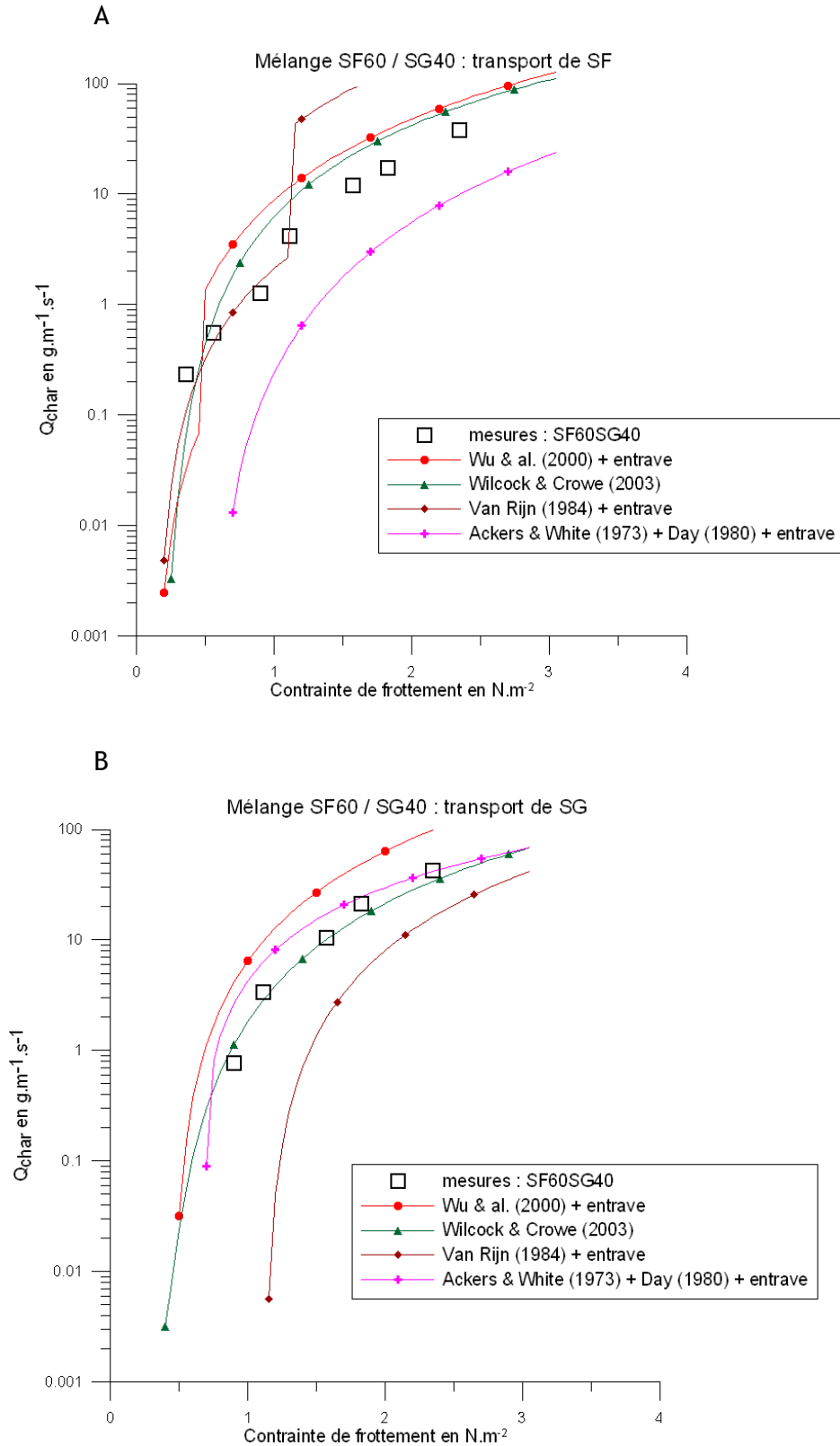


Figure 6.25 Flux charriés des deux classes du mélange SG40/SF60 : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Flux de SF. B : Flux de SG.

La figure 6.26 présente le flux charriés de la classe SF dans le mélange pavé SG80/SF20. Les grains SF sont mis en mouvement lorsque la couche de surface composée de particules plus grossières (SG) est déstabilisée. Cette figure souligne la nécessité d'appliquer les formulations à la granulométrie de la couche de surface, non pas à celle représentative de l'ensemble du substrat dans le cas de mélanges non saturés en fines.

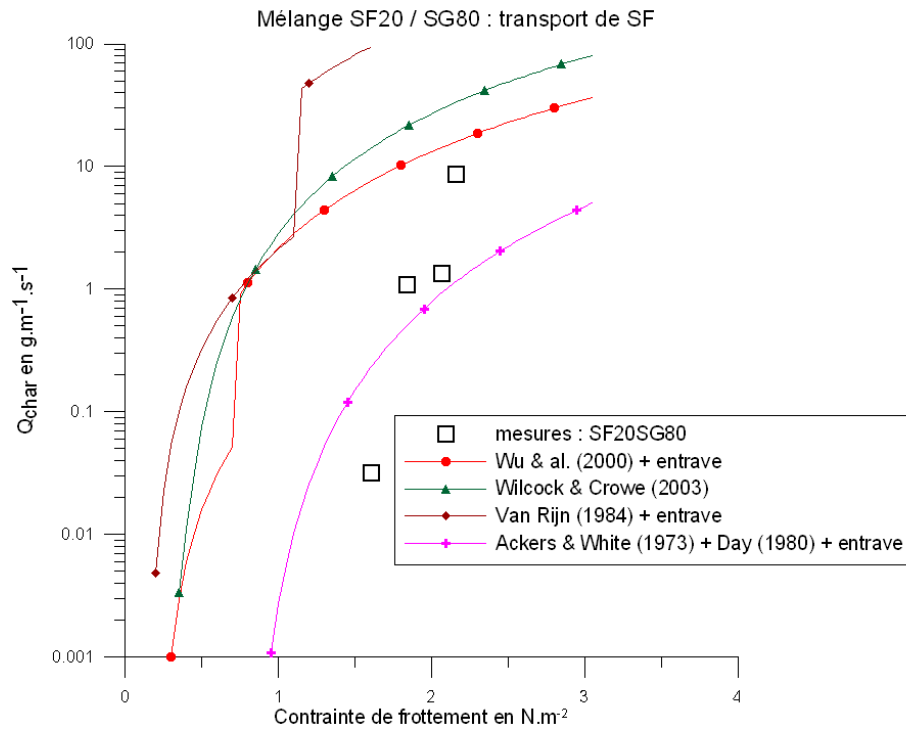


Figure 6.26 Flux charriés de la classe SF dans le mélange pavé SG80/SF20 : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations.

6.3.3. Synthèse - choix d'un jeu de paramètres

Les données acquises lors de la campagne SEDHETE et lors des essais d'érodabilité ont permis de sélectionner un jeu de formulations adapté aux conditions rencontrées en Manche.

En terme de flux charriés, les prédictions de Wilcock et Crowe (2003) et de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002) sont très proches avec une préférence pour la première en cas de faible excès de cisaillement pour la classe des graviers. Par contre, la capacité de la formulation de Wu *et al.* a reproduire la granulométrie transportée dans la classe des sables est supérieure à celle de Wilcock et Crowe. Cette dernière sous-estime nettement les tailles en mouvement. Pour une granulométrie homogène, le frottement critique estimé est inférieur à celui de Shields, en

granulométrie étendue, un poids trop important est attribué au phénomène de masquage-exposition.

Pour cette dernière raison, le choix a été fait de privilégier la formulation de Wu *et al.* (2000b) associée au coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002).

Les comparaisons mesures/formules ont mis en évidence la difficulté de prédire le seuil de mise en mouvement des particules d'un mélange hétérométrique. Par conséquent, l'incertitude sur la granulométrie transportée s'accroît lorsque le frottement est proche du frottement critique d'une certaine classe de taille. Au vu de l'étendue granulométrique des faciès en Manche et de l'amplitude des valeurs de contrainte de frottement au cours des cycles de marée et des épisodes de houle, ce cas se présente quasiment constamment en Manche.

Le tableau 6.4 récapitule les paramètres du modèle de transport sédimentaire tel qu'il a été appliqué en Manche. Des résultats de simulations sont présentés au paragraphe suivant.

marée	FES 99	diamètre de chaque classe (mm)	0,03 ; 0,15 ; 1 ; 10 ; 50 ; 100
conditions atmosphériques	modèle Météo-France Aladin	épaisseur initiale de sédiment (m)	0,2
houle	modèle Wave Watch 3	épaisseur initiale de chaque couche (m)	0,02
frottement courant	profil logarithmique de la vitesse, longueur de rugosité	nombre de couches maximal	10
frottement houle	Soulsby <i>et al.</i> (1993)	formulation de transport par charriage	Wu <i>et al.</i> (2000)
longueur de rugosité	non homogène, non constante, en fonction de Dmax	formulation du transport en suspension	Cugier (2000)
frottement combiné houle et courant	Soulsby (1997)	vitesse de chute	Van Rijn (1984b)
pas de temps du transport sédimentaire	5 fois le pas de temps hydrodynamique	épaisseur de couche active	en fonction de l'érosion potentielle et du Dmax ou de l'épaisseur de dépôt
couverture sédimentaire homogène	non		
distribution spatiale des faciès	carte de Vaslet <i>et al.</i> (1978) modifiée	masse volumique des grains (kg.m ⁻³)	2650
nombre de faciès	11 + terre/roche	porosité	0,4
nombre de classes granulométriques	6	forme des grains	parfaitement sphérique

Tableau 6.4 Paramètres du module de transport sédimentaire multicouche multiclasse appliqué en Manche.

6.4. Exploitation du modèle

Le modèle a été appliqué à l'ensemble de la Manche, avec les paramètres répertoriés dans le tableau 6.4. Trois objectifs ont guidé le choix des simulations effectuées :

- l'estimation des flux résiduels (moyennes annuelles) à l'échelle de la Manche et la mise en évidence de zones potentiellement en érosion ou en engraissement ;
- la reproduction des caractéristiques de la dynamique des particules fines en suspension ;
- le suivi de particules marquées par un rejet radioactif au Cap de la Hague.

Pour les deux premières applications, l'effet des vagues sur la dynamique sédimentaire a été évalué en comparant les résultats des deux forçages hydrodynamiques suivants :

- les courants de marée seuls ;
- les courants de marée et les vagues.

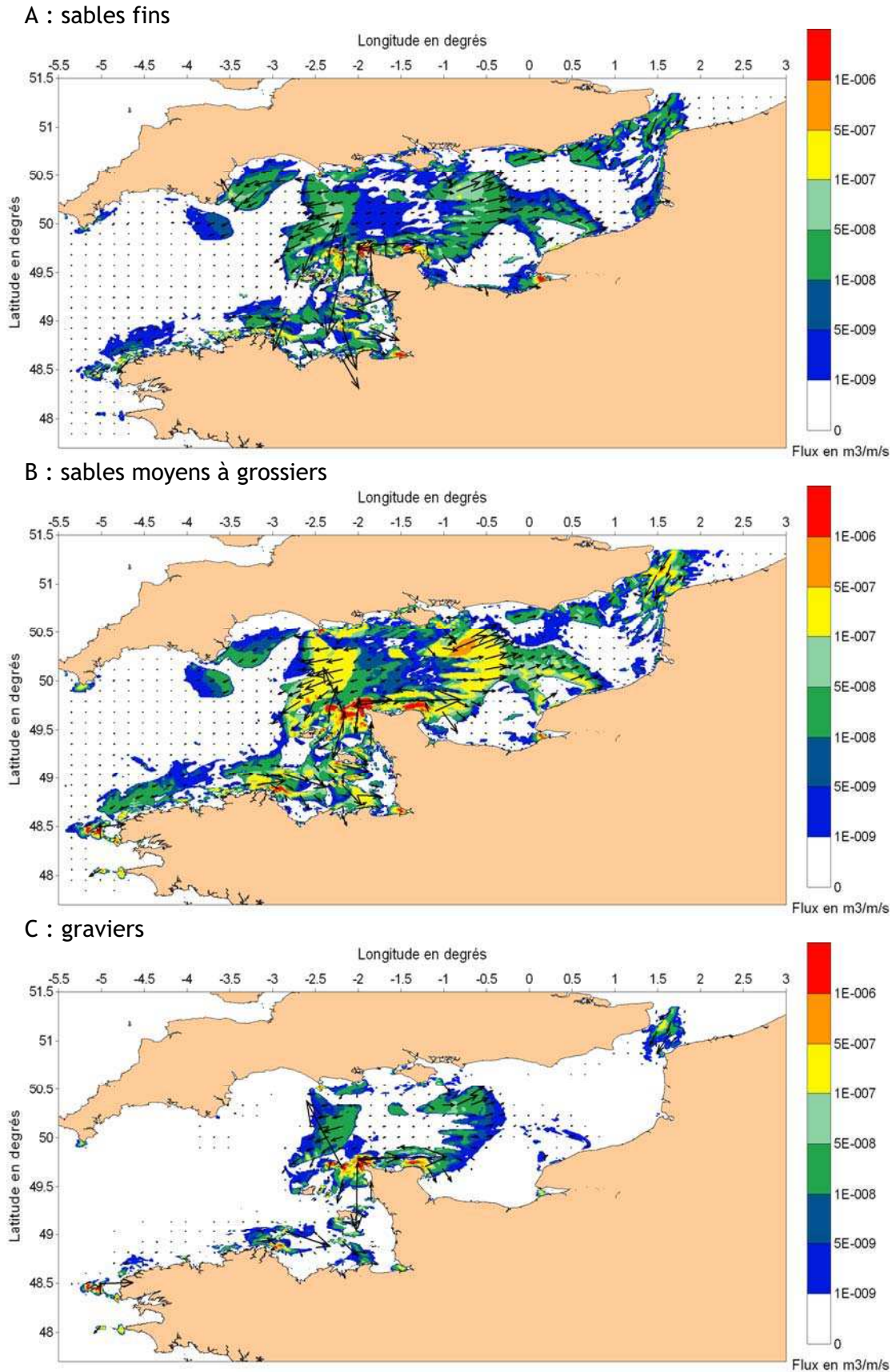
Les simulations ont été effectuées sur une année pour les conditions rencontrées en 2007.

Les résultats présentés n'intègrent pas les apports par les fleuves que ce soit en terme hydraulique ou en terme de charge particulaire. Même si ils ne sont pas prépondérants, ils peuvent néanmoins influencer les conditions hydro-sédimentaires locales notamment à l'embouchure de la Seine, du Solent ou de la Somme (paragraphe 4.3.2.).

6.4.1. Prédiction du transport à long terme par charriage

Les flux résiduels des différentes classes granulométriques représentés sur la figure 6.27 ont été obtenus en l'absence de vagues. La classe la plus fine (vase : $D = 0,03$ mm) de même que les deux classes les plus grossières (cailloutis : $D = 50$ mm et galets : $D = 100$ mm) ne sont pas représentées car la première se déplace préférentiellement en suspension tandis qu'aucun transport n'est prédit pour les deux dernières.

Les flux les plus importants ne sont pas obtenus systématiquement dans les zones où le frottement sur le fond est maximum, leur intensité dépend aussi de la disponibilité des classes sédimentaires mobilisables. En Manche centrale ou le long de la côte du Pays de Caux les fonds sont dominés par des sédiments très grossiers (gravier, cailloutis) et les fractions potentiellement plus mobiles ne sont pas ou peu représentées à la surface du sédiment. Les flux de transport calculés dans ces zones sont donc faibles voire nuls. Par ailleurs, les particules plus grossières présentes en surface limitent la remobilisation des particules fines sous-jacentes.



Le schéma général de transport décrit au paragraphe 6.2.2. à partir des vitesses maximales peut être affiné en fonction des classes granulométriques :

- une zone de divergence en Manche centrale avec un transport de toutes les classes orienté vers l'Est entre le Cotentin et la baie de Somme, et vers l'Ouest entre le Cotentin et l'Atlantique ;
- un transport de sables (fins à grossiers) depuis la pointe de Barfleur vers l'embouchure de la Seine ;
- un transport orienté vers l'Ouest-Sud-Ouest entre le Pas-de-Calais et la baie de Somme, à l'exception de la frange côtière française pour les sables fins où le transport se fait préférentiellement vers le Nord ;
- une zone de convergence du transport, située entre la baie de Somme et la côte anglaise ;
- une zone de divergence au large du Trégor plus étroite pour les sables moyens à grossiers que pour les sables fins ;
- une dynamique résiduelle complexe dans le golfe Normand-Breton avec un transport dirigé vers la baie du Mont Saint-Michel depuis l'Ouest et le Sud des îles Anglo-Normandes qui affecte toutes les classes.

La figure 6.28 propose une estimation des débits solides résiduels de toutes les classes confondues au travers de quelques radiales. La flèche indique le sens du flux net, les couleurs représentent la contribution spatiale au flux. Outre le fait de quantifier les débits solides transportés, ce mode de représentation fait ressortir la distribution des flux aux limites de quelques systèmes hydro-sédimentaires. Ainsi, au Nord de la baie de Somme, le flux vers le Nord s'intensifie à la côte. Ce transport côtier se retrouve dans le détroit du Pas-de-Calais alors que le flux net, sur toute la longueur de la radiale, est dirigé vers le Sud. En Baie de Seine, même si la majeure partie de la radiale, au centre, voit un flux orienté vers l'embouchure, le flux net est dirigé vers le Nord sous l'influence majoritaire du transport à la pointe de Barfleur mais également au large du cap d'Antifer. De la même manière, dans la zone de divergence en Manche centrale, la direction du flux net est imposée par le transport plus important situé à la pointe de Barfleur. Les flux sédimentaires qui viennent engraisser la baie du Mont Saint-Michel proviennent à la fois du Nord et de l'Ouest.

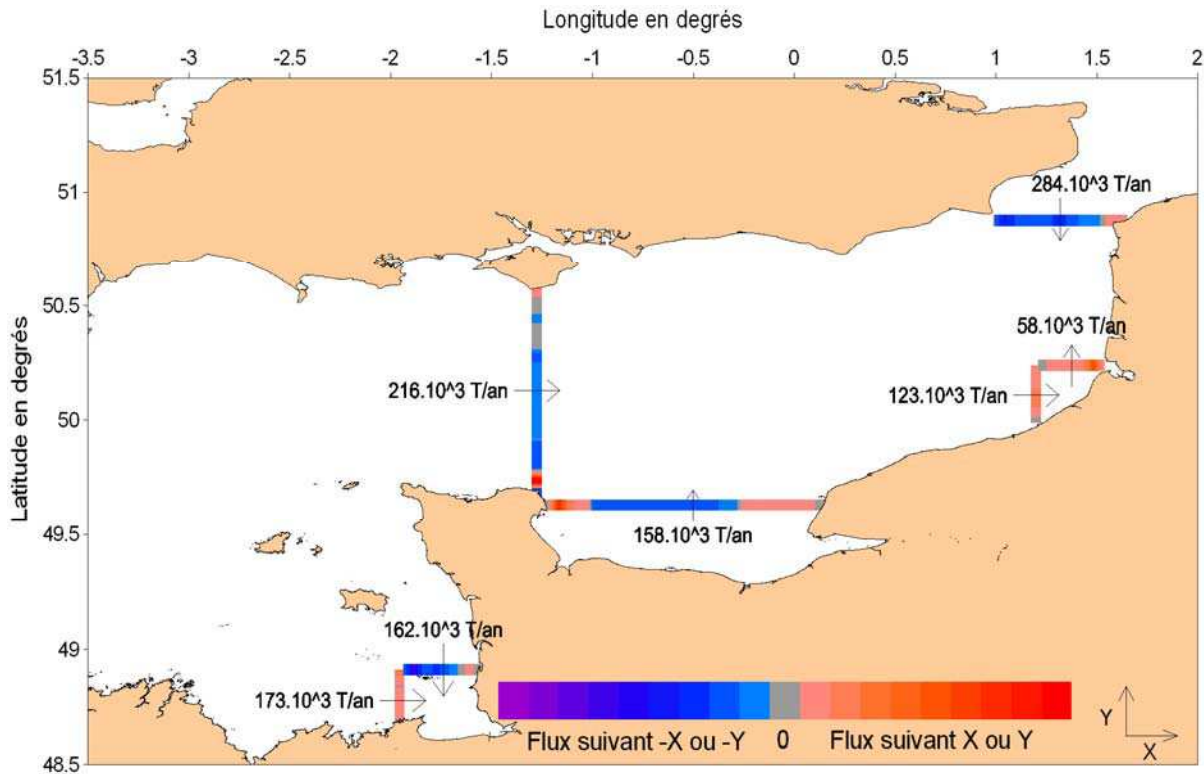


Figure 6.28 Flux résiduel de toutes les classes de tailles confondues, sans prise en compte de l'effet des vagues. Les valeurs représentent le flux net traversant la section dans le sens indiqué par la flèche. Les couleurs indiquent la contribution spatiale au flux : les tons rouges révèlent une contribution dans le sens positif (X ou Y), les tons bleus une contribution négative.

Les figures 6.29, 6.30 et 6.31 représentent les flux de transport obtenus lorsque les vagues sont prises en compte. Ces dernières ne sont considérées qu'au travers de la modification de la valeur de la tension de cisaillement exercée sur le fond. Ainsi, les vagues ont un effet sur l'intensité des flux instantanés mais ne génèrent pas de courant capable de transporter les particules. En décembre 2007, des hauteurs significatives décennales ont été enregistrées (paragraphe 6.2.3.). Cette tempête a sans doute joué un rôle prépondérant dans la dynamique résiduelle calculée tout au long de l'année. Les flux simulés en 2007 ne sont donc pas représentatifs d'une année ordinaire.

L'intensité des flux résiduels augmente notablement quelle que soit la classe granulométrique. Le modèle prédit notamment un transport de graviers et de galets autour de l'île de Wight, sur les côtes de Bretagne Nord et dans le golfe Normand-Breton qui n'apparaît pas lorsque la houle n'est pas prise en compte (figure 6.30). L'importance de ces flux est accrue par la grande disponibilité de ces classes granulométriques sur le fond. La carte des contraintes maximales sur le fond (figure 6.16.B) montre effectivement que l'effet de la houle est important dans ces trois zones.

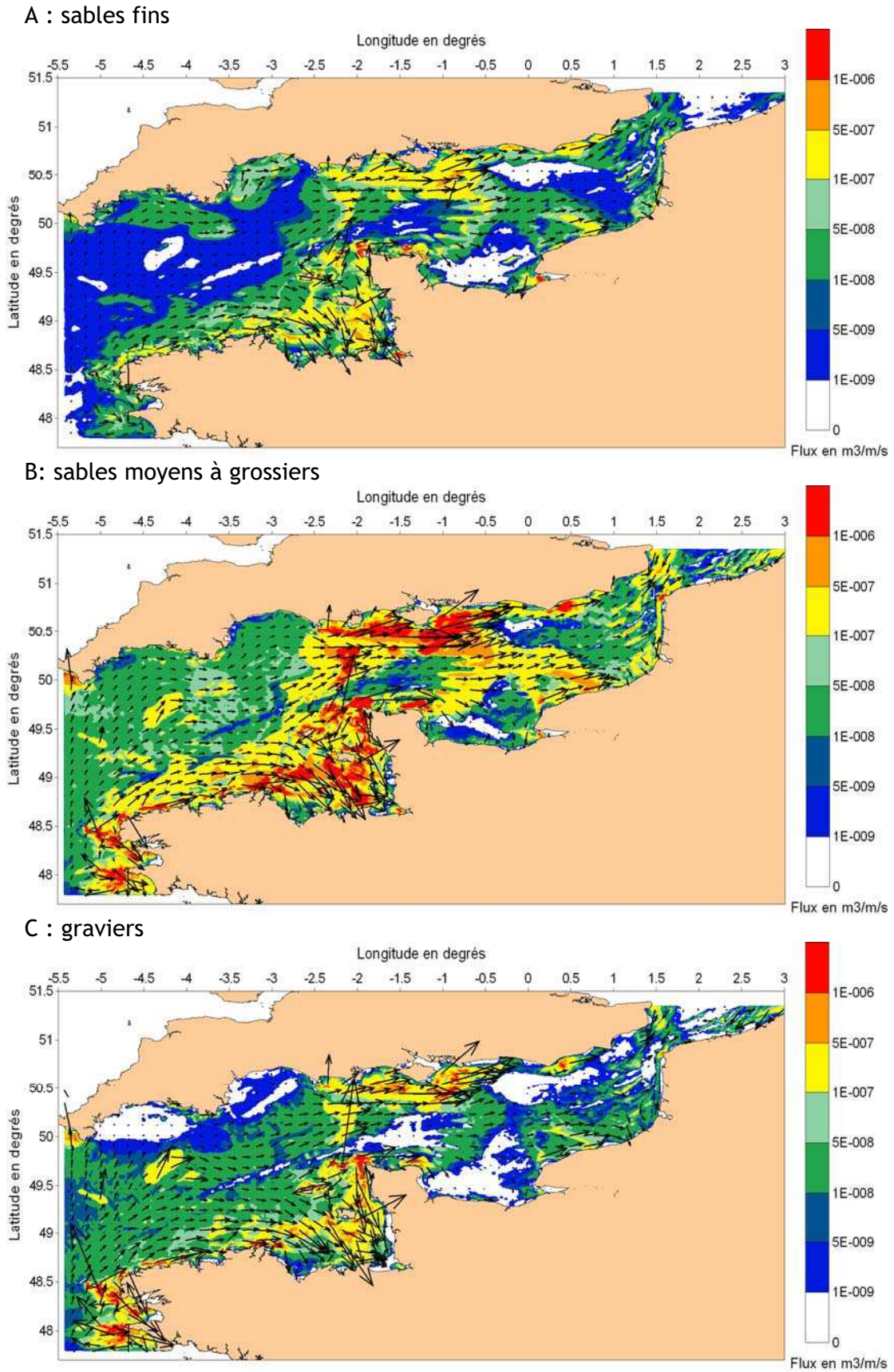


Figure 6.29 Flux résiduels (moyenne annuelle) des différentes classes granulométriques avec prise en compte des vagues. A : Sables fins. B : Sables moyens à grossiers. C : Graviers

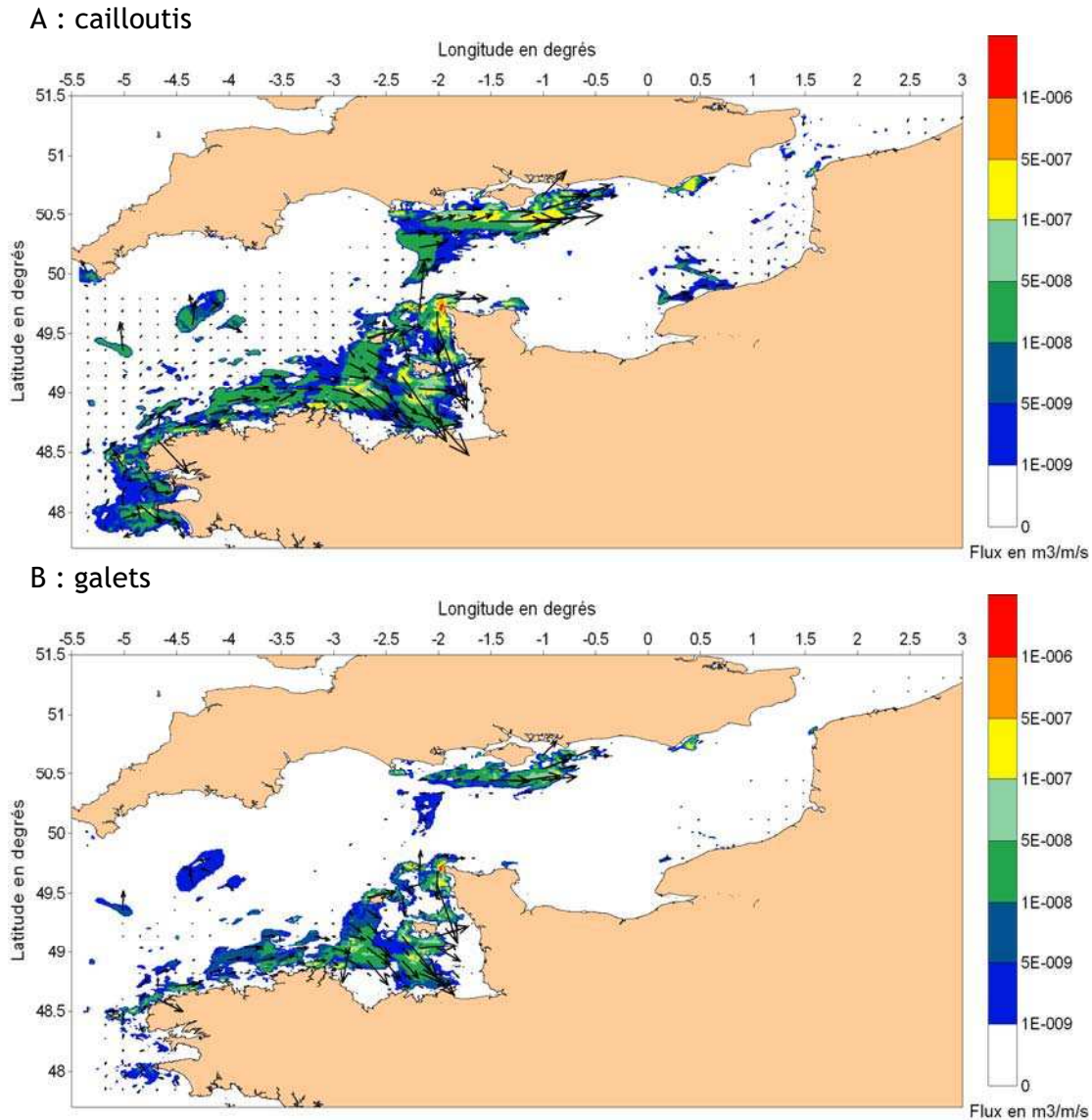


Figure 6.30 Flux résiduels (moyenne annuelle) des différentes classes granulométriques avec prise en compte de la houle. A : Cailloutis. B : Galets.

Les directions de transport décrites précédemment ne sont globalement pas modifiées en Manche orientale si ce n'est en Baie de Somme, où les fortes houles vont avoir tendance à provoquer un transport du matériel grossier vers le Sud (figure 6.29.B-C). En effet, la figure 6.31 montre que le transport côtier vers le Nord ne suffit pas à compenser la composante Sud du flux sur le reste du transect. Cette inversion du flux net lors de la prise en compte des vagues peut s'expliquer par l'augmentation de la contrainte de frottement à marée basse, quand les courants de marée portent au Sud. Le long de la radiale de la Baie de Seine, le flux est toujours dirigé vers le Nord sous l'influence du transport à la pointe de Barfleur mais apparaît nettement affaibli. Au large du cap d'Antifer, le transport résiduel est désormais orienté vers le Sud.

La zone de convergence, située entre la baie de Somme et la côte anglaise, se trouve légèrement décalée vers le Nord. Ce décalage se traduit par une valeur de flux estimée sur la radiale du détroit du Pas-de-Calais moins importante lorsque les vagues sont prises en compte. Ceci reflète sans doute la dominance des houles d'Ouest qui, superposées aux courants de flot, renforce le transport vers l'Est. La position de la zone de convergence semble donc fluctuer en fonction du régime de houle. Il en est de même en Manche occidentale où l'ensemble des classes se voient transportées vers l'Est, les zones de divergence au large du Trégor et en Manche centrale ont disparue. Ce phénomène est très marqué pour les sables moyen à grossiers et les graviers dont le flux résiduel dû au courant seul est très faible. L'effet des fortes houles d'Ouest, accru en période de flot, va donc être prépondérant dans la détermination de la direction du flux résiduel. Cette simulation prouve le rôle majeur joué par les événements extrêmes dans la mise en place de la circulation particulière à l'échelle de la Manche. La figure 6.32 met en évidence l'effet de la tempête exceptionnelle de début décembre 2007. Elle représente le flux résiduel de galets, calculé entre début janvier et fin novembre 2007. La comparaison avec la figure 6.30.B fait ressortir que le transport de galets sur les côtes de Bretagne Nord a eu lieu pendant les quelques heures de forçage exceptionnel dû à la houle d'Ouest.

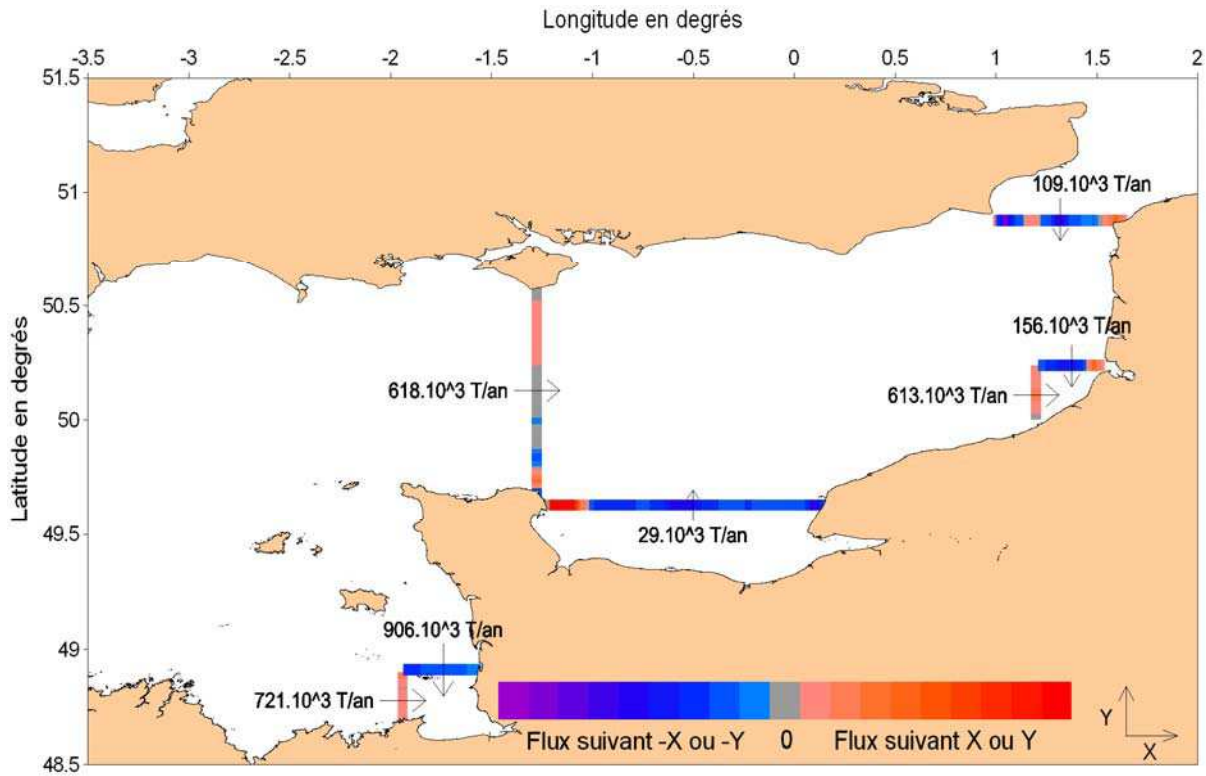


Figure 6.31 Flux résiduel de toutes les classes de tailles confondues, avec prise en compte de l'effet des vagues. Les valeurs représentent le flux net traversant la section dans le sens indiqué par la flèche. Les couleurs indiquent la contribution spatiale au flux : les tons rouges révèlent une contribution dans le sens positif (X ou Y), les tons bleus une contribution négative.

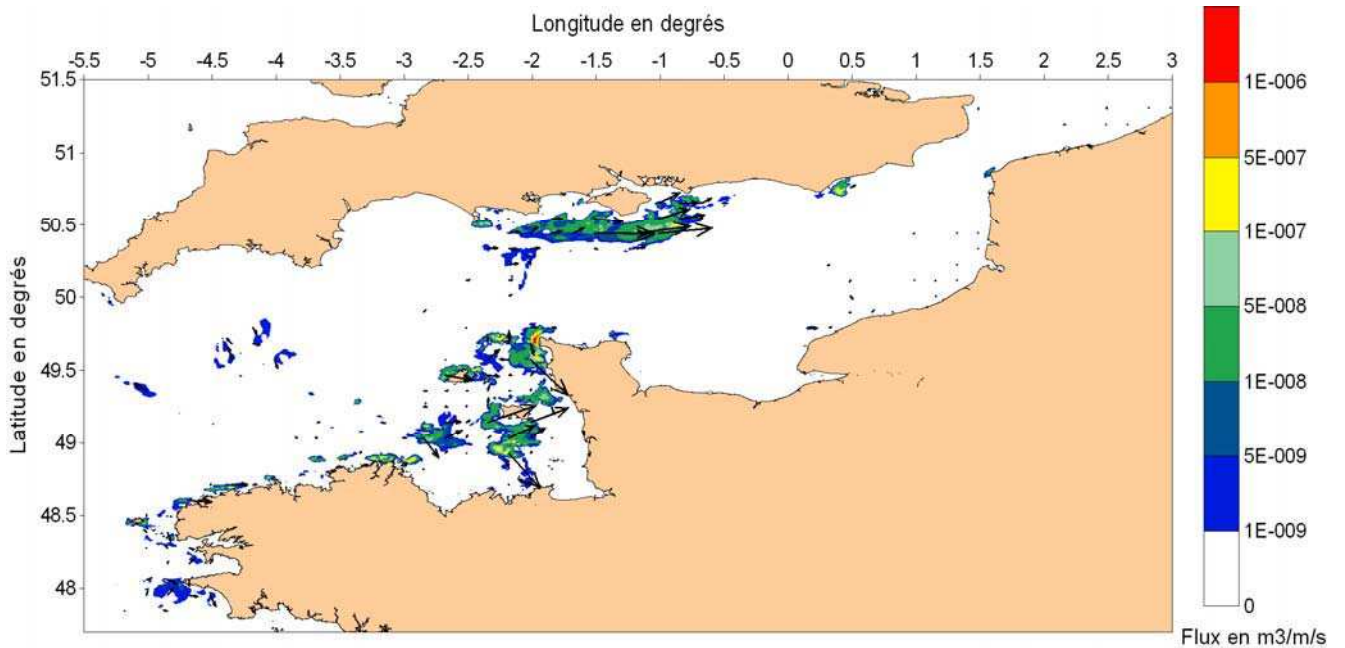


Figure 6.32 Flux résiduels de la classe de galet avant la tempête de début décembre 2007.

Les mesures de flux charriés sont particulièrement rares et difficiles à obtenir. Il est donc délicat de valider le modèle en terme d'intensité des flux. Toutefois, des estimations du taux de transport par charriage ont été effectuées en utilisant des marquages radioactifs en trois points situés le long de la côte française de part et d'autre du Pas-de-Calais (Grochowski *et al.*, 1993a et 1993b). Ils ont été obtenus sur des couvertures sédimentaires ayant une granulométrie comprise entre 0,2 et 0,315 mm. Les valeurs mesurées varient entre $3,7 \cdot 10^{-7}$ et $3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. En ces trois points, les flux charriés moyens estimés par le modèle pour les deux classes de sables ($D = 0,15 \text{ mm}$ et $D = 1 \text{ mm}$) sont compris entre $1 \cdot 10^{-7}$ et $8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Ils sont donc comparables aux observations *in-situ*.

La figure 6.33 présente la variation de l'épaisseur du lit sédimentaire au bout de un an et cinq ans de simulation. A cette échelle, la Manche ne présente pas de zones en franche érosion ou en franche accrétion. Si ce n'est en baie du Mont Saint-Michel et à l'Est de l'île de Wight, les variations d'épaisseurs dépassent rarement quelques centimètres. Il est probable que l'état d'équilibre n'ait pas été atteint pour cette durée de simulation. La proximité des zones ayant subi une évolution, positive ou négative, de leur épaisseur en témoigne. A plus long terme, on peut s'attendre à un élargissement de ces zones et/ou à un renforcement de l'évolution amorcée.

Malgré des contraintes importantes (fort courants de marée et fortes houles) qui engendrent un transport particulière, il s'établit un équilibre dynamique stable sur tout le domaine. Toutes modifications du stock sédimentaire (dans le cadre de l'exploitation des granulats, par exemple) risquent donc de perturber le schéma de circulation local. La création d'une souille peut avoir comme conséquence possible l'apparition de zones en déficit situées en aval. Elle peut aussi modifier la structure verticale d'un faciès pavé en exposant des grains plus fins à sa surface. Du fait de son faible degré de résolution spatiale, le modèle ne permet pas de déterminer ces zones à risque. Pour cela il serait nécessaire d'affiner à la fois le maillage du modèle de transport, la résolution du modèle numérique de terrain bathymétrique et la caractérisation des faciès sédimentaires.

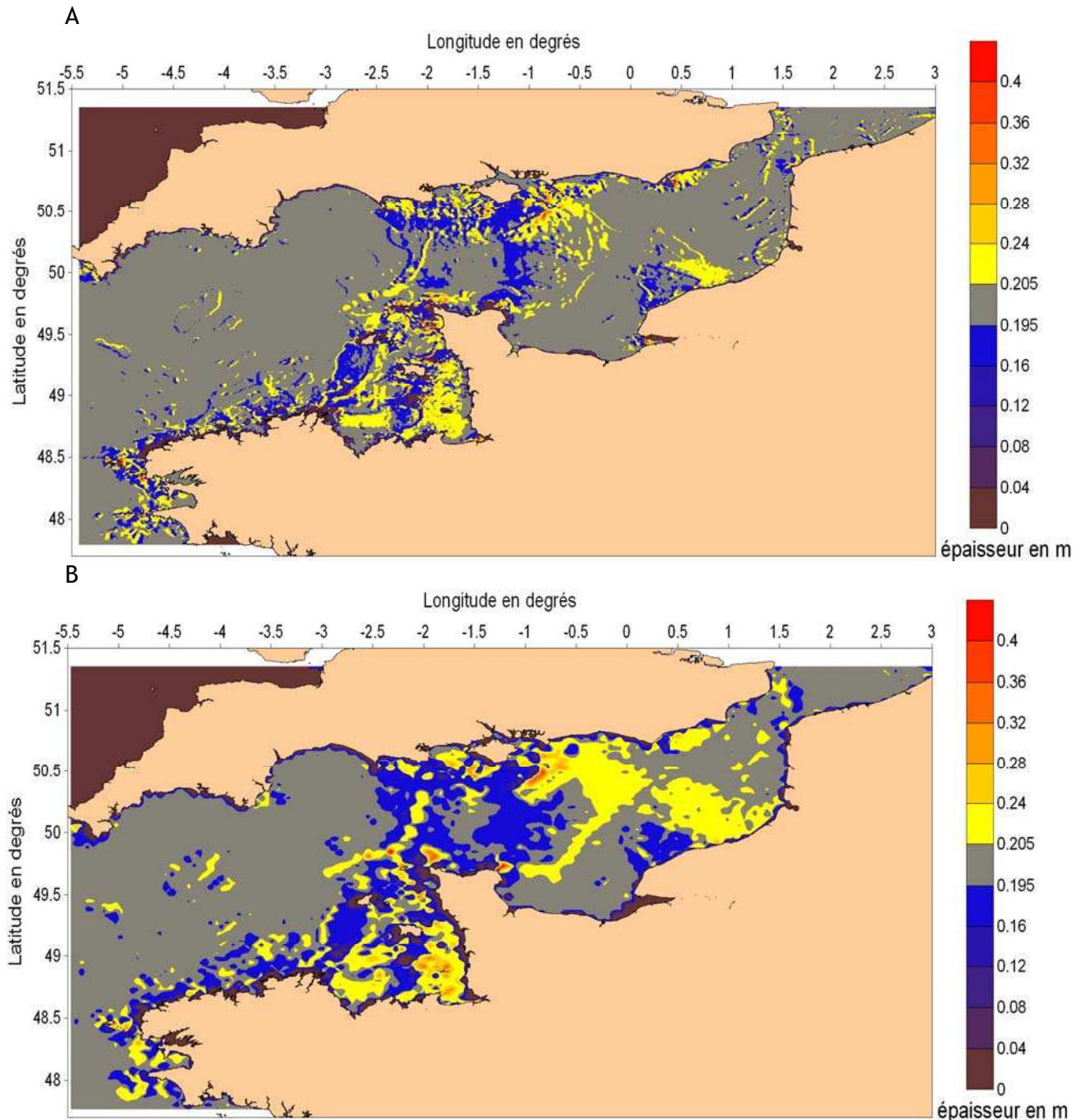


Figure 6.33 Evolution de l'épaisseur de la couche sédimentaire (l'épaisseur initiale a été fixée à 20 cm). A : Au bout de un an (modèle M10). B : Au bout de cinq ans (modèle M40).

6.4.2. Distribution des matières en suspension inorganiques

La distribution des PIM calculée par le modèle a été comparée avec les valeurs issues du traitement des images du satellite MODIS (Gohin *et al.*, 2005) pour l'année 2007.

La figure 6.34 présente la moyenne annuelle de concentration en PIM obtenue au cours d'une simulation avec et sans vague et obtenue par le biais des images satellites. La prise en compte du frottement généré par les vagues a pour effet de doubler les concentrations simulées dans les zones exposées aux houles de secteurs Ouest (principalement en Bretagne Nord, dans le golfe Normand-Breton et au Sud de l'île de Wight). Malgré cela, les concentrations sont sous-estimées d'un facteur deux à trois par le modèle. Au large, les principales caractéristiques de la structure sont reproduites : les valeurs les plus fortes sont simulées dans le golfe Normand-Breton et en Manche centrale à la côte anglaise. Dans les zones côtières, les concentrations élevées rencontrées dans le panache de la Seine et le long de la côte, depuis le cap d'Antifer jusqu'au détroit du Pas-de-Calais, sont surtout dues aux apports terrigènes. Les apports du Solent alimentent également la charge particulaire située autour de l'île de Wight sans totalement l'expliquer. En baie du Mont Saint-Michel, les fortes valeurs sont principalement attribuées aux remises en suspension sur l'estran vaseux.

Les simulations ne reproduisent pas ces caractéristiques car les apports côtiers ne sont pas pris en compte à ce stade du développement du modèle, ce qui interdit les comparaisons entre images satellites et modèle dans les zones côtières.

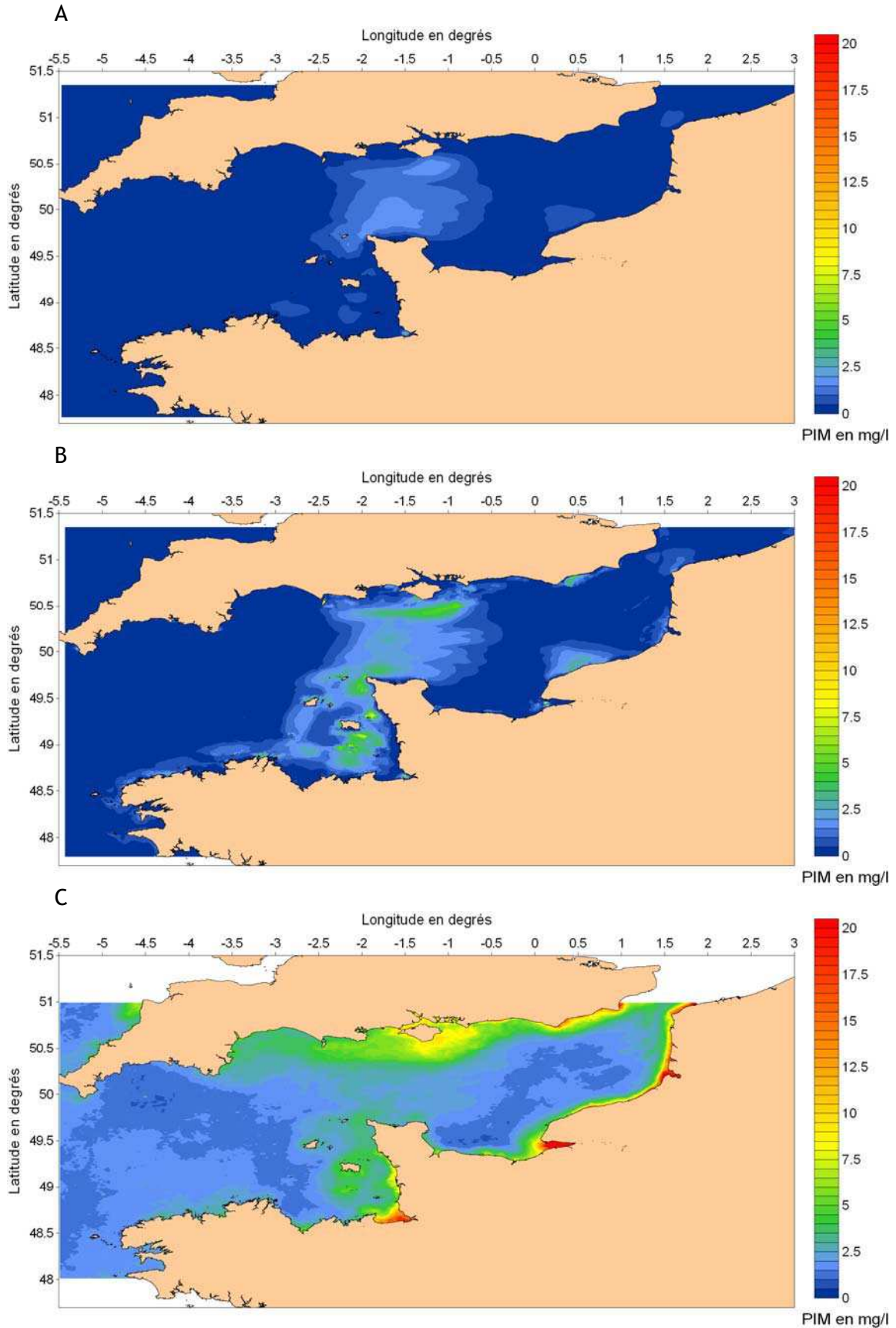


Figure 6.34 Moyenne annuelle en PIM en 2007 : comparaison des résultats du modèle et des valeurs issues du traitement des images du satellite MODIS (Gohin et al., 2005). A : Simulation sans vagues. B : Simulation avec vagues. C : Image satellite.

Les figures 6.35 et 6.36 permettent une comparaison de la variabilité annuelle de la distribution des PIM en Manche. Les moyennes mensuelles des mois de janvier, février, mars, octobre, novembre et décembre simulées et déduites des images satellite y sont représentées. En faisant abstraction des valeurs absolues de concentration, le modèle permet de retrouver les variations temporelles à l'échelle mensuelle.

Il faut toutefois nuancer la sous-estimation des concentrations par le modèle. En effet, le traitement des images satellites tend à surestimer les valeurs de PIM (communication personnelle de F.Gohin) : l'algorithme utilisé fait l'hypothèse que la rétrodiffusion est une fonction linéaire de la masse des particules en suspension, or les particules les plus fines présentes en surface, provoquent une rétrodiffusion plus importante par unité de masse.

Toutefois, cette tendance ne suffit pas à expliquer les écarts de concentrations constatés.

Plusieurs pistes sont à explorer pour réduire l'erreur d'estimation du modèle :

- La prise en compte des sources extérieures de PIM paraît primordiale. Si les apports fluviaux sont assez bien renseignés dans le temps et dans l'espace, il n'en est pas de même pour l'érosion côtière (apports des falaises, des estrans) et les apports de l'Atlantique.
- La formulation des échanges entre la colonne d'eau et le fond est à améliorer. La comparaison de la formule sélectionnée (Cugier, 2000) avec des mesures ponctuelles (paragraphe 6.3.1.2.) a montré sa tendance à la sous-estimation de la charge en suspension. Les concentrations simulées sont trop tributaires du forçage local, le maintien des particules en suspension n'est pas suffisant pour permettre d'atteindre les charges mesurées que ce soit au fond (mesures SEDHETE) ou en surface (satellite). Ceci peut s'expliquer par une estimation du flux de dépôt trop importante. De plus, un maintien accru des particules en suspension permettrait d'augmenter le flux advecté et ainsi de mieux distribuer la charge en fonction des caractéristiques hydrodynamiques.

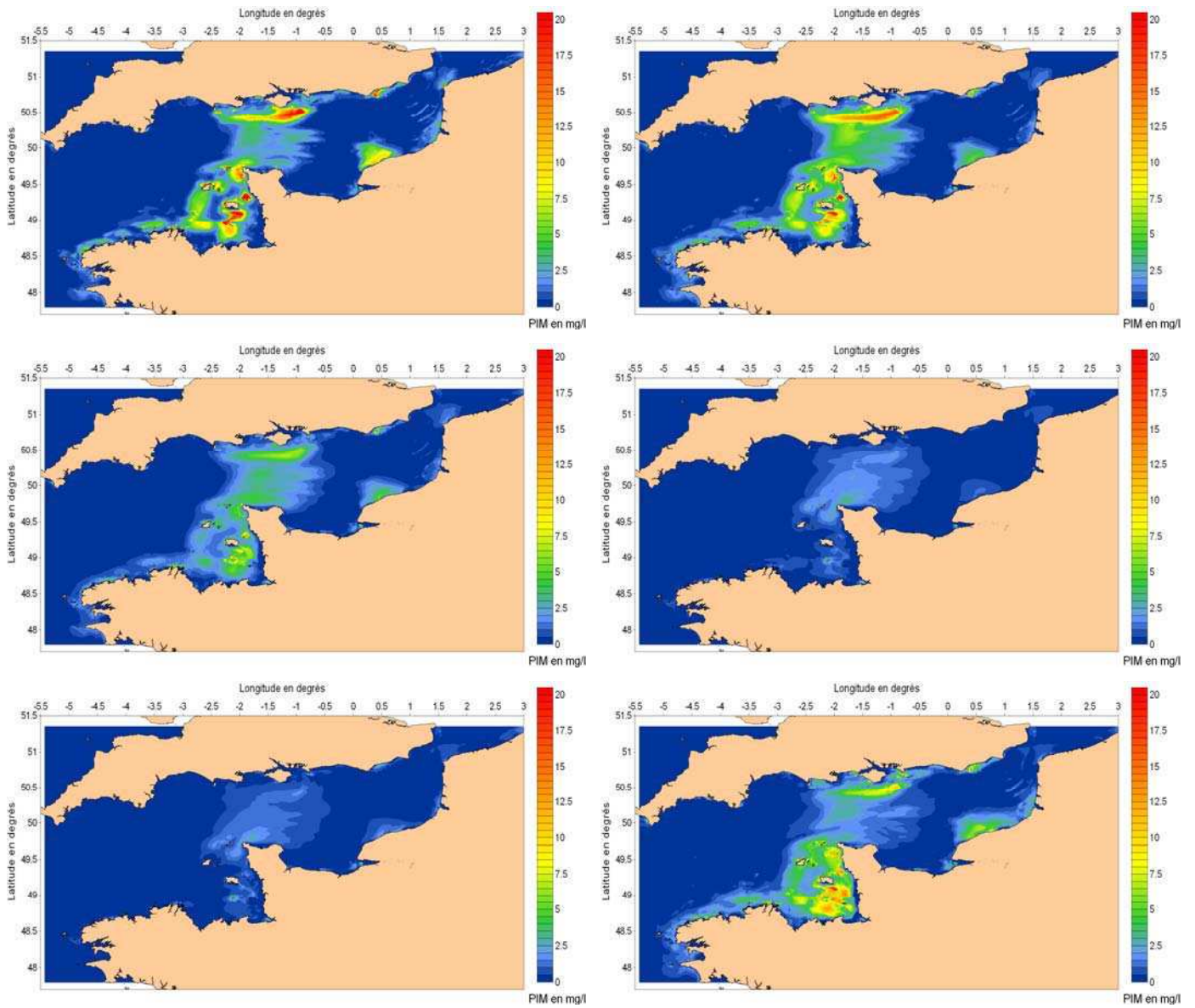


Figure 6.35 Moyennes mensuelles en PIM calculées par le modèle pour une simulation avec vagues en janvier, février, mars, octobre, novembre et décembre 2007.

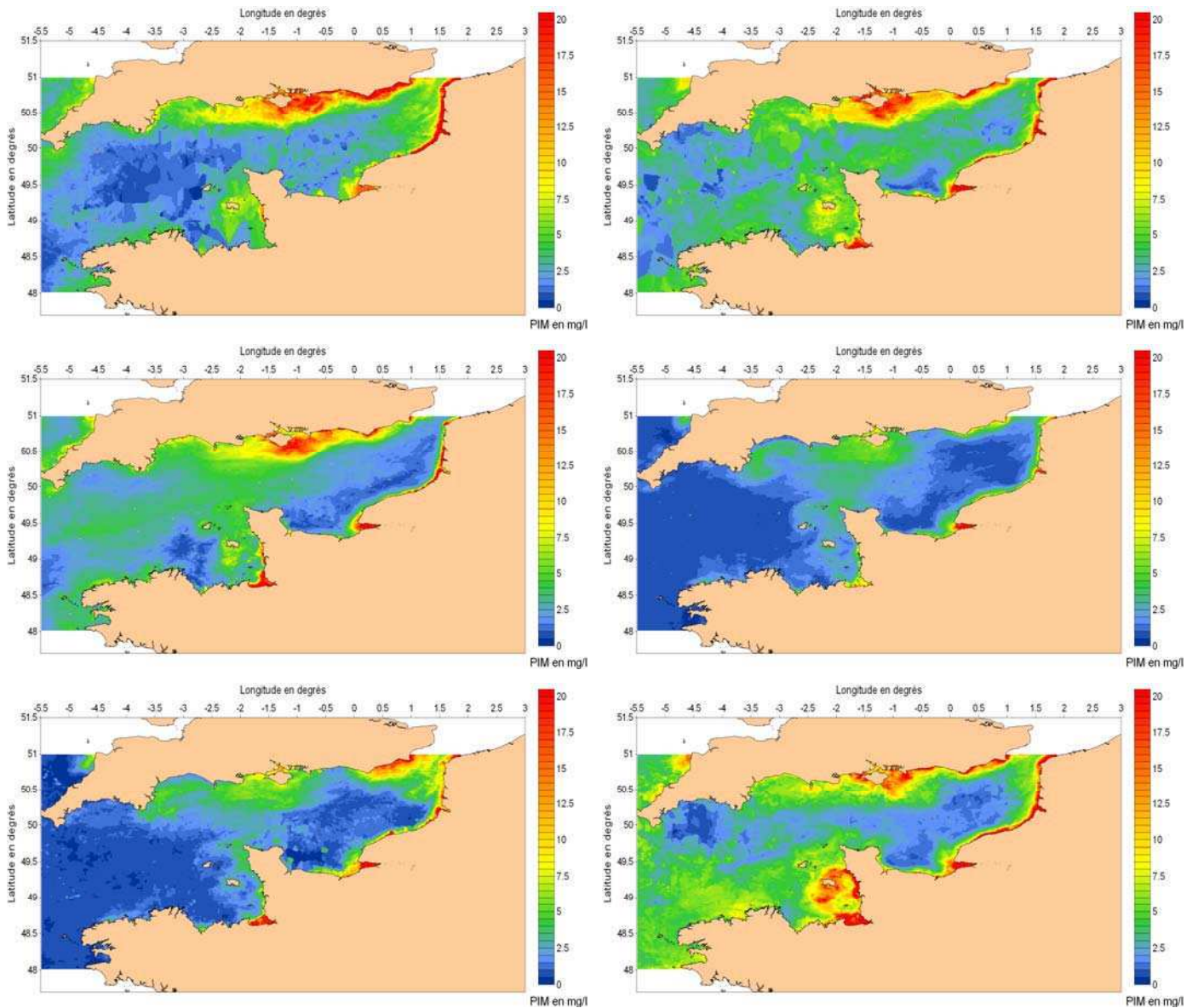


Figure 6.36 Moyennes mensuelles en PIM issues du traitement des images du satellite MODIS (Gohin et al., 2005) en janvier, février, mars, octobre, novembre et décembre 2007.

6.4.3. Distribution des particules marquées au Cap de la Hague

La simulation suivante a été réalisée afin de suivre le déplacement des particules potentiellement marquées par les rejets de l'usine de retraitement des déchets radioactifs située au Cap de la Hague. Seules les particules les plus fines ont été suivies car elles présentent la plus forte affinité de sorption des éléments rejetés sous forme dissoute. Ainsi, chaque particule de vase qui transite (par charriage ou en suspension) par la maille dans laquelle se situe le point de rejet est considérée comme marquée.

La figure 6.37 présente la dispersion des particules marquées à la surface du sédiment au bout d'un an et de cinq ans de simulation.

Les figures 6.38 et 6.39 présentent les temps de transit moyens des particules depuis Cherbourg (Boust *et al.*, 1997 et Bertrand, 2002). Ces données sont issues de mesures de radioactivité réalisées sur quelques dizaines de prélèvements sédimentaires de surface réalisés à la benne Shipeck. Les écarts observés entre les deux figures sont imputables aux différents radiotraceurs utilisés. Les temps de transit représentés sur la figure 6.38 sont calculés à partir des rapports isotopiques du plutonium (Pu-238/Pu-239,240) rejeté par l'usine de retraitement des déchets nucléaires située au Cap de la Hague. Ceux de la figure 6.39 sont basés sur le rapport Co-60/Cs-137.

Les résultats de la simulation ne sont pas directement comparables aux marquages mesurés car le modèle ne tient pas compte de la décroissance radioactive. Il simule donc la dispersion d'un traceur conservatif de durée de vie infinie. Ainsi, le panache simulé représente la zone maximale d'influence du rejet. Pour le qualifier dans la durée, il manque une information sur l'échelle de temps de la dispersion. La simulation de deux traceurs de demi-vies différentes permettrait d'estimer l'âge du marquage des sédiments déposés en faisant le rapport de concentration des deux traceurs.

La tendance est néanmoins bien reproduite. Le panache de particules marquées se disperse vers le Sud, dans le golfe Normand-Breton et s'accumule au centre de la baie de Seine. Sur cette période de temps, la dispersion est restreinte aux côtes françaises (la dispersion vers le Nord est lente), ce qui correspond bien aux mesures effectuées. Le panache simulé est confiné au sein de la ligne d'iso-valeurs 13 ans de la figure 6.38. Les résultats du modèle font apparaître une accumulation de particules marquées dans la fosse centrale qui n'est pas détectée par les mesures. Du fait des grandes profondeurs, l'action des fortes houles ne se fait pas ressentir dans la fosse, une fois déposées, les particules sont donc moins mobilisables. Aucune mesure n'a été effectuée dans la fosse pour établir les temps de transit illustrés sur les figures 6.38 et 6.39. puisque tout prélèvement y est

interdit du fait de la présence d'explosifs immergés. La capacité du modèle à fournir une forte densité de résultats spatialisés montre ici tout l'intérêt de son utilisation en complément des mesures (que ce soit en amont ou en aval).

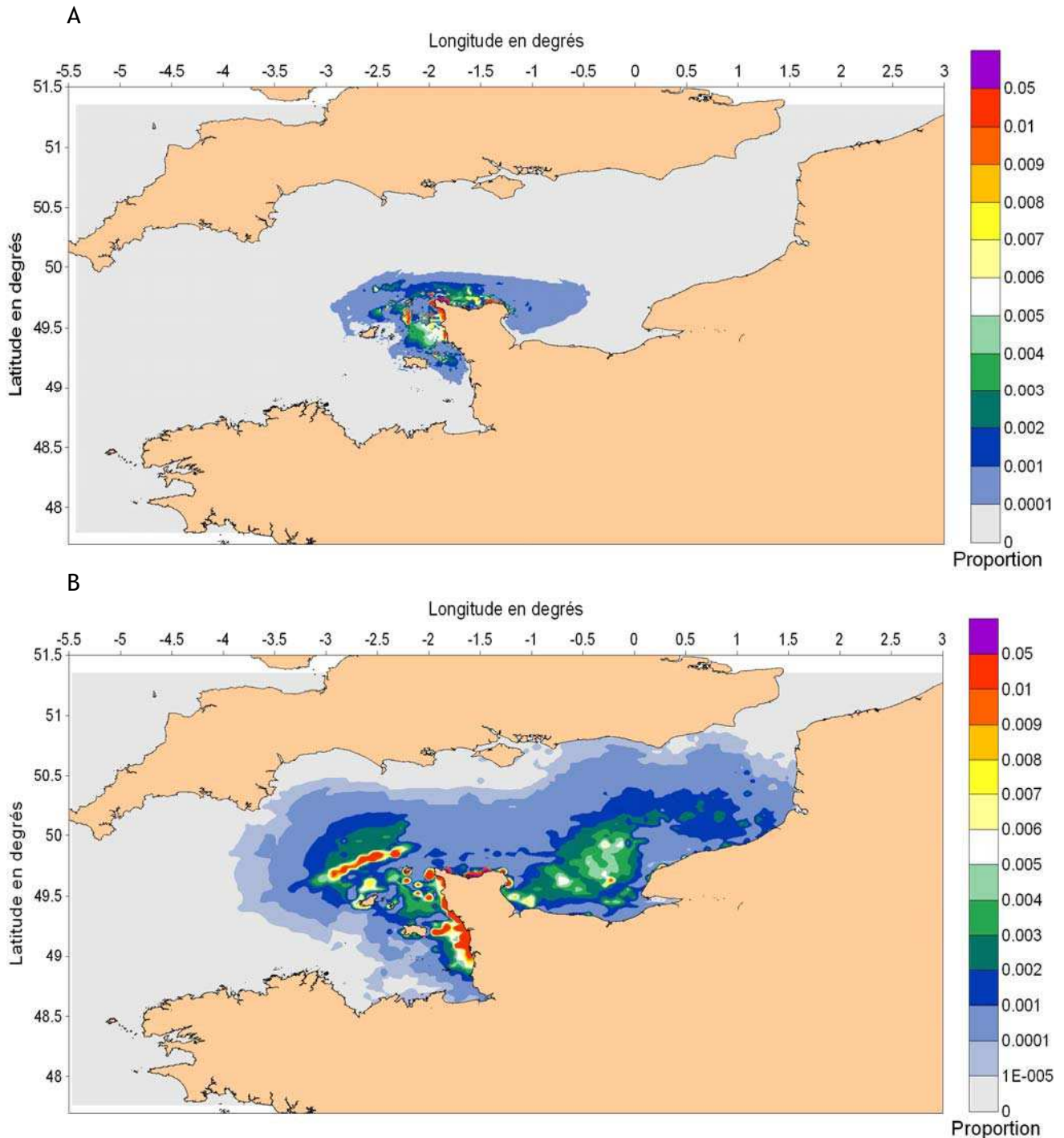


Figure 6.37 Simulation du panache de dispersion de particules de vase ($D = 0.03$ mm) potentiellement marquées au Cap de la Hague. Proportion de particules marquées dans la couche active. A : Au bout d'un an (modèle M10). B : Au bout de cinq ans (modèle M40).

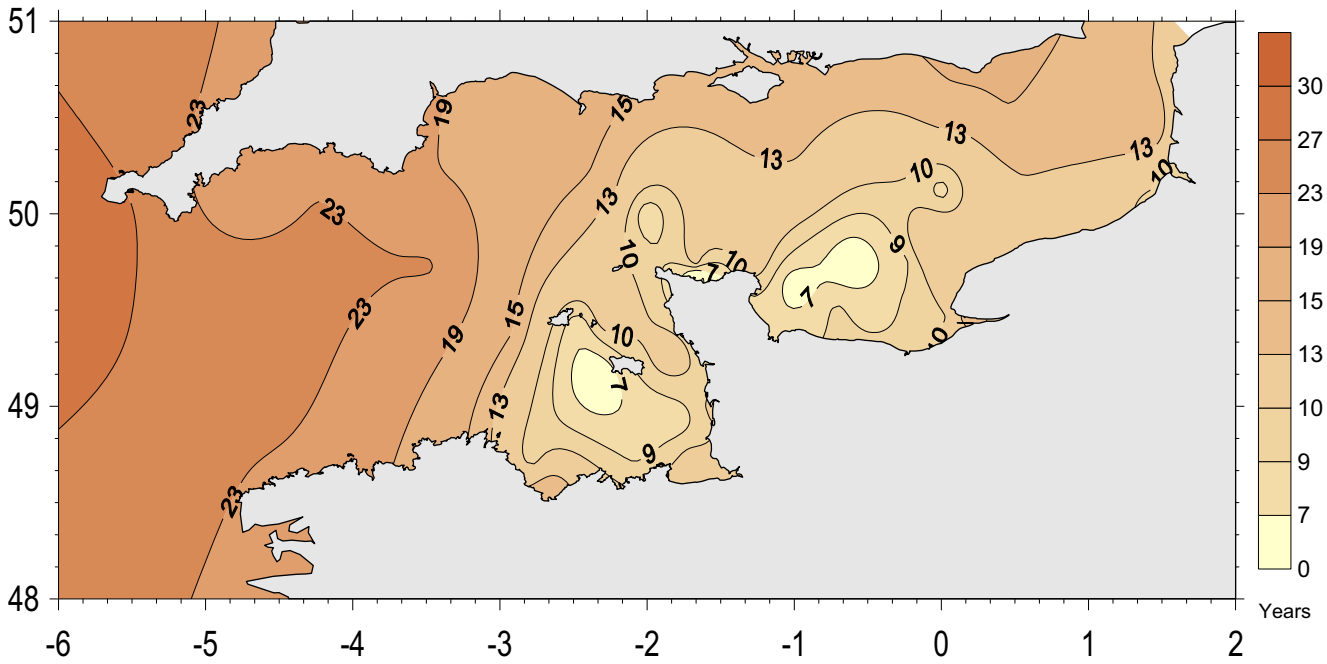


Figure 6.38 Temps de transit moyen des sédiments superficiels depuis Cherbourg établi à partir des rapports isotopiques du plutonium (Boust et al., 1997).

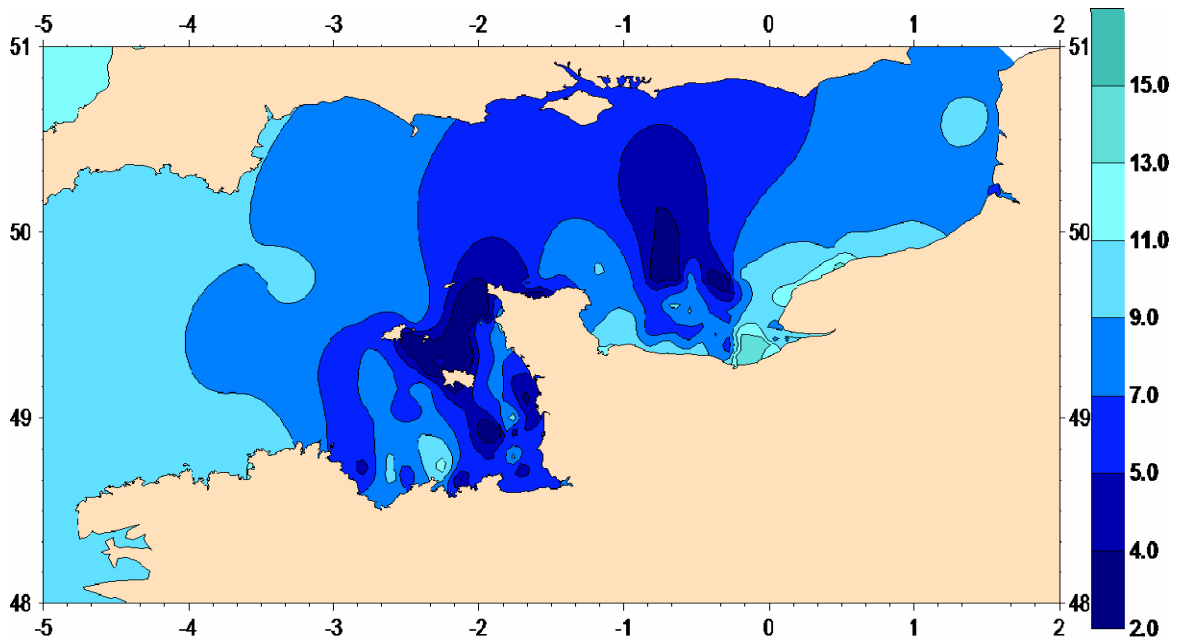


Figure 6.39 Temps de transit moyen des sédiments superficiels depuis Cherbourg en années établi à partir des rapports Co-60/Cs-137 (Bertrand, 2002).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La finalité de ce travail était d'enrichir la compréhension de la dynamique sédimentaire en Manche afin de l'approcher de manière représentative à l'aide d'un modèle numérique.

La conception d'un modèle de transport sédimentaire passe par la caractérisation des processus physiques déterminants, leur modélisation numérique et leur validation *in-situ*. Au cours de cette étude, chacune des étapes a été partiellement réalisée. Les actions entreprises, abouties ou non, sont synthétisées ci-dessous. Les questions qui restent en suspens sont également évoquées.

La Manche est une mer peu profonde, macrotidale avec des forts courants de marée qui représentent le forçage principal de la dynamique sédimentaire. Les fortes houles d'Ouest générées en Atlantique peuvent avoir un effet significatif local et ponctuel. Les faciès sédimentaires sont façonnés par ces forçages : les sédiments grossiers et hétérométriques y sont prépondérants. Cependant plusieurs évidences de la présence de particules fines ont été observées : les concentrations en PIM les plus importantes en dehors des zones côtières sont détectées au droit des faciès les plus grossiers, les images en coupe de la couverture sédimentaire et les prélèvements par carottage ont révélé certains faciès pavés qui couvrent des particules fines en profondeur. Le piégeage de ces particules est cependant non permanent : la dynamique des transferts de radionucléides qui y sont fixés et leur profondeur de pénétration ont pu être appréhendées. Le brassage des grains fins dans un sédiment grossier soumis à un forçage hydrodynamique intense a ainsi été mis en évidence.

Pour représenter la dynamique des grandes répartitions sédimentaires à l'échelle de la Manche, il s'avère donc nécessaire de simuler le transport de plusieurs classes de tailles de grains simultanément tout en tenant compte de leurs interactions. L'attention a été portée sur la dynamique des mélanges fortement hétérométriques de grains non cohésifs. Si ceux-ci sont majoritaires en Manche, les forces de cohésion entre particules au sein de certains faciès de grains fins ne peuvent être négligées. L'amélioration du modèle passe donc par la prise en compte des processus spécifiques à ces mélanges (Waeles, 2005 ; Waeles *et al.*, 2006). D'autre part, les particules considérées dans le modèle sont supposées parfaitement sphériques, or les grains bioclastiques ont généralement une forme qui s'en éloigne considérablement. Cette autre source d'hétérogénéité est

particulièrement présente sur notre domaine d'étude. Le comportement dynamique de ces particules a récemment été caractérisé en Manche par Weill *et al.* (2008). Leur proportion étant renseignée en fonction des différents faciès (Vaslet *et al.*, 1978), l'incertitude sur le transport né de l'hypothèse simplificatrice de parfaite sphéricité pourra être évaluée dans le modèle.

Les données acquises en matière de tri des particules et de dynamique à l'interface eau-sédiment dans des conditions hydro-sédimentaires comparables à celle rencontrées en Manche sont très rares. Elles sont cependant indispensables à la conception d'un modèle numérique de transport réaliste sur ce domaine. Dans cette optique, l'attention a été portée au niveau des processus, ce qui implique d'obtenir des données à haute résolution, à la fois spatiale et temporelle, c'est à dire se mettre à l'échelle du grain et de la turbulence. Pour y parvenir, un nouvel instrument, le DySPI, a été conçu et a prouvé sa capacité à fournir des données originales *in-situ* durant la campagne SEDHETE. Les images obtenues ont été mises en relation avec les caractéristiques granulométriques des faciès et les amplitudes du forçage pour estimer le transport par charriage d'un mélange grossier hétérométrique. Les prélèvements d'eau, associés aux mesures à haute fréquences de la charge particulaire pour différentes tailles de grains, ont permis de décrire la dynamique et la nature des particules en suspension. Les carottes de sédiments grossiers réalisées ont permis de caractériser le classement granulométrique vertical et de mesurer un marquage radioactif des couches profondes dont le coefficient de mélange vertical a été quantifié. Depuis la campagne SEDHETE, le système DySPI a été fiabilisé : les améliorations apportées au niveau de l'étanchéité de la boîte miroir, de l'éclairage, du volume de stockage des images et de la récupération des données quand la structure est immergée demande une deuxième validation en mer.

L'état des connaissances en matière de transport multiclasse ainsi que les données acquises *in-situ* et en canal ont permis de distinguer les processus clés liés à la présence de plusieurs tailles de particules. Ils interviennent dans les différentes étapes de prédiction du transport sédimentaire :

- La caractérisation du lit sédimentaire rend compte de l'hétérogénéité du sédiment.
 - Les onze faciès distingués ont été discrétisés en six classes granulométriques. Un diamètre unique a été attribué à chaque classe. Le choix de ce diamètre est un point sensible qui demande à être affiné à partir des paramètres caractéristiques de la répartition granulométrique au

sein de chaque classe. Pour chaque faciès, une étude de sensibilité sur le nombre de classes et leur diamètre représentatif permettrait d'estimer l'erreur associée à cette représentation simplifiée de la courbe granulométrique.

- Les observations en nature et en canal ont confirmé que la structure verticale du lit peut modifier la dynamique des grains. Afin de traduire le tri particulière en profondeur, la couverture sédimentaire modélisée est composée de plusieurs couches distinctes. Le transport ne concerne que la couche de surface. En cas d'érosion, l'épaisseur de cette couche active conditionne la quantité de matière mobilisable par le fluide. Son épaisseur dépend à la fois de la taille des grains grossiers qui la composent et de la capacité érosive du fluide. La sensibilité des résultats à ce paramètre du modèle est à estimer.
 - La porosité dépend de l'étendue des tailles de grains présents dans le mélange et de leur arrangement. Elle est actuellement imposée constante et uniforme sur tout le domaine de simulation. Les couches sédimentaires modélisées ne sont donc pas distinguées vis-à-vis de ce paramètre susceptible d'influencer la dynamique de surface, l'infiltration des fines en profondeur ou encore l'évolution de la cote du fond.
- L'estimation de la rugosité de peau est uniquement fonction de la granulométrie des grains grossiers composant la surface sédimentaire. En effet, la turbulence et les recirculations créées par les fortes aspérités que représentent les grains les plus grossiers, vont être prépondérantes dans l'estimation de la contrainte de frottement. Sur les stations investiguées *in-situ*, les valeurs calculées reproduisent convenablement celles mesurées. Pour estimer sa gamme de validité, cette relation doit être testée en présence de vagues ainsi que sur des faciès présentant des rides.
- La détermination des contraintes critiques est apparue comme le point le plus sensible à l'étendue granulométrique du sédiment. Les mesures en canal et *in-situ* ont permis d'approcher la mise en mouvement d'un grain au sein d'un mélange. En plus de l'influence de la taille des particules adjacentes, les mesures d'érodimétrie ont fait ressortir l'effet de la porosité. Généralement, les formulations de la littérature rendent compte de l'hétérogénéité du sédiment par le biais d'un coefficient de masquage et d'exposition. Celles qui ont été confrontées aux données reproduisent difficilement les granulométries en mouvement pour tous les cas de figures

rencontrés. La déstabilisation des grains les plus grossiers (cailloutis et galets) observés avec le DySPI n'est pas prédite par les formulations. La simulation d'une tension de cisaillement stochastique, plus conforme aux fluctuations mesurées dans le milieu, devrait permettre de diminuer les écarts entre les tailles calculées et observées. En l'état, les performances du modèle sont diminuées lorsque la contrainte de frottement du fluide est proche de la valeur critique de mise en mouvement des grains.

- Le choix d'une méthode de calcul du transport pour le charriage a été effectué en confrontant les formulations de la littérature aux données acquises en canal et *in-situ*. Dans les deux situations, la formule de transport à l'équilibre de Wu *et al.* (2000b) (incluant un facteur de masquage et d'exposition) modifiée par le facteur d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002) s'avère la mieux adaptée. La dynamique par bouffée observée avec le système DySPI ne peut être représentée par ces formules tant que la contrainte de frottement est calculée de manière déterministe. Néanmoins, le débit charrié prédit par le modèle n'en est pas affecté étant donné que les fluctuations de la turbulence sont nettement plus courtes que le pas de temps de calcul.

La discrétisation du lit sédimentaire en plusieurs couches permet de restreindre le transport aux seules particules de surface. Les mesures d'érodimétrie réalisées sur des échantillons pavés ont prouvé la nécessité d'une telle paramétrisation.

- Pour estimer les échanges avec la colonne d'eau et évaluer la concentration en PIM (matières en suspension minérales), les conditions hydrodynamiques en constante évolution rencontrées en Manche, imposent de considérer une situation hors équilibre. La paramétrisation de la formulation utilisée dans le modèle ne permet pas de reproduire toutes les caractéristiques des mesures réalisées au fond, ou des données obtenues en surface. Certains processus importants ne sont pas pris en compte à l'heure actuelle, notamment les apports côtiers et océaniques, le masquage des particules fines de surface ou l'agrégation.
- La forte hétérométrie de la couverture sédimentaire implique des échanges entre la couche de surface et le substrat. La fraction fine contenue dans la matrice grossière est rendue plus mobile du fait de sa faible taille par rapport aux interstices de la matrice. Les mesures de radioéléments fixés aux particules de vase en profondeur ont permis de quantifier la cinétique de cette dynamique en fonction de la granulométrie du faciès. Une loi de mélange a ainsi été déterminée. Dans le modèle, la discrétisation

de la couverture sédimentaire permet de reproduire le classement granulométrique vertical. Cependant, en l'état actuel, les échanges entre les couches sédimentaires peuvent être qualifiés de passifs puisqu'ils résultent simplement de la dynamique de la couche active en termes d'épaisseur, de cote et de composition. L'infiltration des fines en profondeur n'est donc pas directement simulée. La loi de mélange déterminée à partir des radiotraceurs devra être intégrée dans le modèle.

Les quelques applications du modèle réalisées ont prouvé le potentiel d'un tel outil. Des résultats encourageants ont été obtenus, notamment en terme de dispersion de traceur ou de quantification de flux particulaires résiduels en fonction de la granulométrie. Les limites du modèle ont également été déterminées. D'autres processus doivent être pris en compte afin de traduire la dynamique des particules en suspension et les échanges dans la couche sédimentaire. Ces processus ont été identifiés et les données d'observation existent, elles permettront de sélectionner la meilleure paramétrisation des formulations. Le modèle doit ensuite être mis à l'épreuve notamment en le confrontant à des réalités terrains qui couvrent une plus longue période de temps. Les indicateurs de temps de résidence, déterminés à partir des radiotraceurs durant cette thèse, ou les données de temps de transit acquises ultérieurement permettront d'estimer la validité des cinétiques simulées. En actualisant la bathymétrie en fonction de l'évolution de la cote du fond calculée, une simulation longue durée sur une zone dynamique comprenant des figures sédimentaires permettra de tester les capacités morphodynamiques du modèle.

La valorisation de ce travail pourra se faire par le couplage du modèle sédimentaire avec les modèles de transfert de radionucléides existant à l'IRSN et les modèles de productions primaires développés à l'Ifremer.

REFERENCES

- Abdel-Fattah, S., Amin, A. & Van Rijn, L. C. 2004. Sand transport in Nile River, Egypt. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 130, 488-500.
- Aberle, J., Nikora, V. & Walters, R. 2004. Effects of bed material properties on cohesive sediment erosion. *Marine Geology*, 207.
- Ackers, P. & White, W. R. 1973. Sediment transport: new approach and analysis. *Journal of the Hydraulics Division of the American Society of Civil Engineering*, 99, 2041 - 2060.
- Allan, A. F. & Frostick, L. 1999. Framework dilatation, winnowing, and matrix particle size: the behavior of some sand-gravel mixtures in a laboratory flume. *Journal of Sedimentary Research*, 69, 21-26.
- Aminot, A. & Chaussepied, M. 1983. *Manuel des analyses chimiques en milieu marin*.
- Amos, C. L., Bergamasco, A., Umgiesser, G., Cappucci, S., Cloutier, D., DeNat, L., Flindt, M., Bonardi, M. & Cristante, S. 2004. The stability of tidal flats in Venice lagoon - The results of in-situ measurements using two benthic, annular flumes. *Journal of Marine Systems*, 51, 211-241.
- Amos, C. L., Grant, J., Daborn, G. R. & Black, K. 1992. Sea Carousel - a benthic, annular flume. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 34.
- Ancey, C., Davison, A. C., Bohm, T., Jodeau, M. & Frey, P. 2008. Entrainment and motion of coarse particles in a shallow water stream down a steep slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 595, 83-114.
- Anderson, R. F., Schiff, S. L. & Hesselein, R. H. 1987. Determining sediment accumulation and mixing rates using ²¹⁰Pb ¹³⁷Cs and other tracers: Problems due to postdepositional mobility or coring artifacts. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, 44, 231-250.
- Ardhuin, F., Herbers, T. H. C., Van Vledder, G. P., Watts, K. P., Jensen, R. & Graber, H. C. 2007. Swell and slanting-fetch effects on wind wave growth. *J. Phys. Oceanog.*, 37, 908-931.
- Ashida, K. & Michiue, M. 1973. Studies on bed load transport rate in alluvial streams. *Trans. JSCE*, 4.
- Augris, C., Clabaut, P., Costa, S., Gourmelon, F. & Latteux, B. 2004. *Evolution morpho-sédimentaire du domaine littoral et marin de la Seine-Maritime*: Ifremer, Conseil général de la Seine-Maritime, EDF.
- Aviso, CNES, CLS & France, M. 2009. Avis de forte houle sur les côtes bretonnes. In: <http://www.aviso.oceanobs.com/fr/applications/atmosphere-vent-vagues/vents-et-vagues/tempe-te-atlantique/index.html>.
- Avoine, J. 1981. L'estuaire de la Seine : sédiments et dynamique sédimentaire. Thèse de Doctorat, Université de Caen.

- Avoine, J.** 1986. Evaluation des apports fluviaux dans l'estuaire de la Seine. In: *La Baie de Seine (GRECO-MANCHE)* (Ed. by IFREMER), pp. 117-124. Université de Caen.
- Bagnold, R. A.** 1956. The flow of cohesionless grains in fluids. *Proc. Royal Soc. Philos. Trans.*, 249.
- Bagnold, R. A.** 1966. An approach to the sediment transport problem from general physics. *Geological Survey*, paper 422-I.
- Bailly du Bois, P.** 2000. Représentation continue des classes granulométriques des sédiments superficiels de la Manche à partir des travaux de C. Larssonneur, 1971. p. 13: IPSN/DPRE/SERNAT.
- Bailly du Bois, P.** 2004. Construction du fichier bathymétrique du modèle hydrodynamique DISPRO., p. 17: IRSN/DEI/SECRE.
- Bailly du Bois, P.** 2005. Qualification du modèle de dispersion dans le champ proche de l'émissaire de rejet en mer de l'établissement COGEMA La Hague, DisPro V.1., p. 69: IRSN/DEI/SECRE.
- Bailly du Bois, P.** 2006. Qualification du modèle de dispersion dans le champ proche de l'émissaire de rejet en mer de l'établissement AREVA-NC La Hague, mise à jour DISPRO V.2., p. 26: IRSN/DEI/SECRE.
- Bailly du Bois, P. & Dumas, F.** 2005. Fast hydrodynamical model for medium- and long-term dispersion in seawater in the English Channel and southern North Sea, qualitative and quantitative validation by radionuclide tracers. *Ocean Modelling*, 9, 169-210.
- Bailly du Bois, P., Dumas, F. & Solier, L.** 2004. Hydrodynamic modelling of short-term dispersion in a macro-tidal sea, validation by high-resolution radionuclide tracer measurements. In: *ECORAD 2004 : The scientific basis for environment protection against radioactivity* (Ed. by Barescut, J. C., Gariel, J. C. & Péres, J. M.), pp. 563-568. Aix-en-Provence (France): Radioprotection.
- Bailly du Bois, P., Germain, P., Rozet, M. & Solier, L.** 2002. Water masses circulation and residence time in the Celtic Sea and English Channel approaches, characterisation based on radionuclides labelling from industrial releases. In: *International Conference on Radioactivity in Environment* (Ed. by Peer Borretzen, T. J., Per Strand), pp. 395 - 399. Monaco
- Balayn, P.** 2001. Contribution à la modélisation de l'évolution morphologique des cours d'eau aménagés lors de crues. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1.
- Basile, P. A.** 2001. On the number of fractions to compute transport of sediment mixtures. *International journal of sediment research*, 16, 399-407.
- Belderson, R. H., Johnson, M. A. & Kenyon, N. H.** 1982. *Bedforms in offshore tidal sands*. London: Chapman and Hall.

- Bell, P. S. & Thorne, P. D. 1997. Measurements of sea bed ripple evolution in an estuarine environment using a high resolution acoustic sand ripple profiling system. In: *Oceans '97*, pp. 339-343. Washington DC.
- Belleudy, P. 2000. Numerical simulation of sediment mixture deposition part 1: analysis of a flume experiment. *Journal of Hydraulic Research*, 38.
- Belleudy, P. 2001a. Numerical simulation of sediment mixture deposition part 2: a sensitivity analysis *Journal of Hydraulic Research*, 39.
- Belleudy, P. 2001b. Le transport solide en rivière : lacunes de connaissance et besoins méthodologiques. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches.
- Bennett, J. P. & Nordin, C. F. 1977. Simulation of sediment transport and armouring. *Hydrological Sciences Bulletin*, vol. XXII, 555-569.
- Bernal, J. D. & Mason, J. 1960. Co-ordination of randomly packed spheres. *Nature*, 188, 910 - 911.
- Bertrand, A. 2002. Dispersion en manche des particules sédimentaires marquées par le Co-60 rejeté par l'usine de retraitement COGEMA-La Hague. IPSN/DPRE/SERNAT.
- Black, K. & Paterson, D. M. 1997. Measurement of the erosion potential of cohesive marine sediment: a review of current in situ technology. *Journal of Marine Environmental Engineering*, 4, 43-83.
- Black, K. S., Athey, S., Wilson, P. & Evans, D. 2007. The use of particle tracking in sediment transport studies: a review. *Geological Society, London, Special Publications*, 274, 73-91.
- Blanpain, O., Bailly du Bois, P., Cugier, P., Lafite, R., Lunven, M., Dupont, J., Legrand, J., Le Gall, E. & Pichavant, P. 2009. Dynamic sediment profile imagery (DySPI): a new field device for the study of dynamic processes at the sediment-water interface. *Limnology and Oceanography: Methods*, 7, 8-20.
- Blom, A. & Kleinhans, M. 1999. Non-uniform sediment in morphological equilibrium situations - data report sand flume experiments 97/98. Civil Engineering and management, Twente University, The Netherlands.
- Blom, A. & Parker, G. 2004. Vertical sorting and the morphodynamics of bed form-dominated rivers: a modeling framework. *Journal of Geophysical Research*, 109.
- Blom, A. & Ribberink, J. S. 1999. Non-uniform sediment in rivers: vertical sediment exchange between bed layers. In: *IHAR Symposium on river, Coastal and Estuarine Morphodynamics* (Ed. by Seminara, G.), pp. 45 - 54. New York: Springer.

- Bonté, P., Mouchel, J. M., Thomas, A. J., Le Cloarec, M. F., Dumoulin, J. P., Sogon, S. & Tessier, L. 2000. Buffering of suspended sediment transport in lowland river during low water stages: quantification in river Seine using environmental radionuclides. *Acta Geologica Hispanica*, 35, 339-355.
- Borah, D. K., Alonso, C. V. & Prasad, S. N. 1982. Routing graded sediments in streams: Formulations. *Journal of the Hydraulic Division*, 108, 1486-1503.
- Boudreau, B. P. 1986. Mathematics of tracer mixing in sediments: I. Spatially-dependent, diffusive mixing. *Am. J. Sci*, 286, 161-198.
- Boust, D., Colin, C., Leclerc, G. & Baron, Y. 1997. Distribution and transit times of plutonium-bearing particles throughout the Channel. In: *RADOC 96-97* (Ed. by P. Germain, J. C. G., P. Guéguénat and H. Métivier), pp. 123-128. Cherbourg-Octeville (France): Radioprotection. Radionuclides in the Oceans. Part 1: Inventories, behaviour and processes.
- Bridge, J. S. & Bennett, S. J. 1992. A model for the entrainment and transport of sediment grains of mixed sizes, shapes, and densities. *Water Resources Research*, 28, 337-363.
- Brown, L., Stensland, G. J., Klein, J. & Middleton, R. 1989. Atmospheric deposition of ⁷Be and ¹⁰Be. *Geochimica et Cosmochemica Acta*, 53.
- Buffington, J. M. & Montgomery, D. R. 1997. A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33.
- Bunt, J. A. C., Larcombe, P. & Jago, C. F. 1999. Quantifying the response of optical backscatter devices and transmissometers to variations in suspended particulate matter. *Continental Shelf Research*, 19, 1199-1220.
- Camenen, B. & Larroudé, P. 2003. Comparison of sediment transport formulae for the coastal environment. *Coastal Engineering*, 48, 111- 132.
- Camenen, B. & Larson, M. 2006. Phase-lag effects in sheet flow transport. *Coastal Engineering*, 53, 531-542.
- Canuel, E. A., Martens, C. S. & Benninger, L. K. 1990. Seasonal variations in Be-7 activity in the sediments of Cape Lookout Bight, North Carolina. *Geochimica et Cosmochemica Acta*, 54, 237-245.
- Carling, P. A. 1999. Subaqueous Gravel Dunes. *Journal of Sedimentary Research*, 69, 534 - 545.
- Carling, P. A. & Breakspear, R. M. D. 2006. Placer formation in gravel-bedded rivers: A review. *Ore Geology Reviews*, 28, 377-401.
- Carling, P. A., Gözl, E., Orr, H. G. & Radecki-Pawlik, A. 2000. The morphodynamics of

- fluvial sand dunes in the river Rhine, near Mainz, Germany. I : sedimentology and morphology. *Sedimentology*, 47, 227 - 252.
- Carvalho, F. P. 1997. Distribution, cycling and mean residence time of ²²⁶Ra, ²¹⁰Pb and ²¹⁰Po in the Tagus estuary. *The Science of the Total Environment*, 196, 151-161.
- Chamley, H. 2006. *Base de sédimentologie.*, 2^{ème} édition edn: Dunod.
- Cheng, N. S. & Law, A. W. 2003. Fluctuations of turbulent bed-shear stress. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 129, 126 - 130.
- Ciffroy, P., Reyss, J. L. & Siclet, F. 2003. Determination of the residence time of suspended particles in the turbidity maximum of the Loire Estuary by ⁷Be analysis. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, 57.
- Coco, G., Murray, A. B. & Green, M. O. 2007. Sorted bed forms as self-organized patterns: 1. Model development. *Journal of Geophysical Research-Earth Surface*, 112, 18.
- Corey, A. T. 1949. Influence of shape on the fall velocity of sand grains., p. 102. Colorado: A and M College.
- Cugier, P. 2000. Développement d'un modèle numérique multicouche hétérométrique pour la simulation du transport sédimentaire en manche ; caractérisation des principaux processus. IRSN/DPRE/SERNAT/LERFA.
- Cui, Y. 2007. The Unified Gravel-Sand (TUGS) model: simulating sediment transport and gravel/sand grain size distribution in gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 43.
- Damgaard, J. S., Soulsby, R. L., Peet, A. H. & Wright, S. 2003. Sand transport on steeply sloping plane and rippled beds. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 129, 706 - 719.
- Davies, A. G., Van Rijn, L. C., Damgaard, J. S., Van de Graaff, J. & Ribberink, J. S. 2002. Intercomparison of research and practical sand transport models. *Coastal Engineering*, 46 1 -23.
- Day, T. J. 1980. A study of the transport of graded sediments. HRS Wallingford.
- De Linares, M. 2007. Modélisation numérique bidimensionnelle du transport solide et de la dynamique fluviale. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- De Linares, M. & Belleudy, P. 2007. Critical shear stress of bimodal sediment in sand-gravel rivers. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 133, 555-559.
- De Vriend, H. J., Zyserman, J., Nicholson, J., Roelvink, J. A., Pechon, P. & Southgate, H. N. 1993. Medium-term 2DH coastal area modelling. *Coastal Engineering*, 21, 193-224.
- DeVries, P. 2002. Bedload layer thickness and disturbance depth in gravel bed streams. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128.
- Di Silvio, G. 1991. Sediment exchange between stream and bottom: a four layer model. In: *Int. grain sorting seminar*. Ascona-Switzerland.

- Dibb, J. & Rice, D. L. 1989. The Geochemistry of Beryllium-7 in Chesapeake Bay. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 28.
- Dillon, W. P. 1964. Flotation technique for separating fecal pellets and small marine organisms from sand. *Limnology and Oceanography*, 9, 601 - 602.
- Downing, J. P., Sternberg, R. W. & Lister, C. R. B. 1981. New instrumentation for investigation of sediment suspension processes in the shallow marine-environment. *Marine Geology*, 42, 19-34.
- Drake, T. G., Shreve, R. L., Dietrich, W. E., Whiting, P. J. & Leopold, L. B. 1988. Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. *Journal of Fluid Mechanics*, 192, 193-217.
- Duan, J. G. & Barkdoll, B. D. 2008. Surface-based fractional transport predictor: Deterministic or stochastic. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 134, 350-353.
- Dufois, F. 2008. Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône. Thèse de doctorat, Université du Sud Toulon Var.
- Dupont, J.-P., Collins, M., Lafite, R., Nash, L., Huault, M.-F., Shimwell, S., Chaddock, S., Brunet, C., Wartel, M. & Lamboy, M. 1993. Annual variations in suspended particulate matter within the Dover Strait. In: *Channel symp. : Fluxes and processes within a microtidal sea*. (Ed. by Chardy P. C. L., E.), pp. 507-516. Brest (France): Oceanol. Acta.
- Dyer, K. R. 1986. *Coastal and estuarine sediment dynamics*. Chichester: John Wiley and Sons.
- Egiazaroff, I. V. 1965. Calculation of nonuniform sediment concentrations. *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, 91, 225 - 247.
- Einstein, H. A. 1950. The bed-load function for sediment transport in open channel flow. Washington, D.C.: U.S. Dept. of Agriculture, Soil Conservation Service.
- Einstein, H. A. & Chien, N. 1955. Effects of heavy sediment concentration near the bed on velocity and sediment distribution. Berkely, California, USA: University of California.
- Engelund, F. 1965. A criterion for the occurrence of suspended load. *La Houille Blanche*, 8.
- Engelund, F. & Fredsoe, J. 1982. Sediment ripples and dunes. *Annual review of Fluid Mechanics*, 14, 13 - 37.
- Foti, E. & Blondeaux, P. 1995. Sea ripple formation : the heterogeneous sediment case. *Coastal Engineering*, 25, 237 -253.
- Gaeuman, D. & Jacobson, R. B. 2006. Acoustic bed velocity and bed load dynamics in a large sand bed river. *Journal of Geophysical Research-Earth Surface*, 111, 14.
- Garreau, P. 1997. Caractéristiques hydrodynamiques de la Manche. *Océanis*, 23, 65-87.
- Gentien, P., Lunven, M., Lehaitre, M. & Duvent, J. L. 1995. In-situ depth profiling of

- particle sizes. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 42, 1297-1312.
- Gessler, D., Hall, B., Spasojevic, M., Holly, F., Pourtaheri, H. & Raphelt, N. 1999. Application of 3D mobile bed, hydrodynamic model. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125, 737-749.
- Glud, R. N., Tengberg, A., Kuhl, M., Hall, P. O. J., Klimant, I. & Host, G. 2001. An in situ instrument for planar O-2 optode measurements at benthic interfaces. *Limnology and Oceanography*, 46, 2073-2080.
- Gohin, F., Loyer, S., Lunven, M., Labry, C., Froidefond, J.-M., Delmas, D., Huret, M. & Herbland, A. 2005. Satellite-derived parameters for biological modelling in coastal waters: Illustration over the eastern continental shelf of the Bay of Biscay. *Remote Sensing of Environment*, 95, 29-46.
- Gomez, B. & Church, M. 1989. An assessment of bed load sediment transport formulae for gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 25, 1161 - 1186.
- Gouzy, A. 2004. Etude du comportement du plutonium au cours de la diagénèse précoce des sédiments marins : application à deux environnements marins marqués par les rejets issus d'usines de retraitement de combustibles usés. Thèse de Doctorat, Université de Caen.
- Grass, A. J. 1970. Initial instability of fine sand bed. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*, 96.
- Green, R. E., Sosik, H. M., Olson, R. J. & DuRand, M. D. 2003. Flow cytometric determination of size and complex refractive index for marine particles: comparison with independent and bulk estimates. *Applied Optics*, 42, 526-541.
- Grochowski, N. T. L., Collins, M. B., Boxall, S. R. & Salomon, J. C. 1993b. Sediment transport predictions for the English Channel, using numerical models. *Journal of the Geological Society, London*, 150, 683-695.
- Grochowski, N. T. L., Collins, M. B., Boxall, S. R., Salomon, J. C., Breton, M. & Lafite, R. 1993a. Sediment transport pathways in the eastern English Channel. *Oceanologica Acta*, 16, 531-537.
- Groupe Radioécologie Nord Cotentin (GRNC), Ledenvic, P., Calmet, D., Amiard, J. C., Bailly du Bois, P., Boilley, D., Bordier, J. C., Bretheau, F., Dello, N., Desbordes, R., Dubois, G., Le Corre, A., Leclerc-Cessac, E., Lissorgues, G., Marchand, O., Merle-Szeremeta, A., Rommens, C. & Siclet, F. 1999. Rapport du sous-groupe n° 3 : Modèles de transfert des radionucléides dans l'environnement. p. 500p: IPSN - Clamart
- Guillaumont, B., Auffret, J. P., Berné, S., Gresselin, F. & Walker, P. 1987. Surveillance écologique du site de Flamanville. Le domaine benthique. Rapport ifremer-DERO-87.05-EL pour le compte d'EDF.

- Guilloux, N.** 2007. Rôles de l'hétérogénéité des sédiments de fond et des interactions houle-courant sur l'hydrodynamique et la dynamique sédimentaire en zone subtidale - applications en Manche orientale et à la pointe de la Bretagne. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- Hammond, F. D. C., Heathershaw, A. D. & Langhorne, D. N.** 1984. A comparison between Shield's threshold criterion and the movement of loosely packed gravel in a tidal current. *Sedimentology*, 31, 51-62.
- Harris, C. K. & Wiberg, P. L.** 2001. A two-dimensional, time-dependent model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves. *Computers & Geosciences*, 27, 675-690.
- Herrmann, H. J.** 2001. Granular matter. In: *10th International Summer School on Fundamental Problems in Statistical Physics*, pp. 188-210. Altenberg, Germany: Elsevier Science Bv.
- Hofland, B. & Battjes, J. A.** 2006. Probability density function of instantaneous drag forces and shear stresses on a bed. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 132, 1169-1175.
- Instrument, D. A.** 2004. OBS-3A Manual. p. 60: D&A Instrument Co.
- Jackson, W. L. & Beschta, R. L.** 1984. Influences of increased sand delivery on the morphology of sand and gravel channels. *Water Resources Bulletin*, 20, 527-533.
- Jonsson, I. G.** 1966. Wave boundary layer and friction factors. In: *10th Conference on Coastal Engineering*, pp. 127 - 148. Tokyo, Japan.
- Joshi, S. R., Shukla, B. S. & Bobba, A. G.** 1992. Lead-210 sedimentation in Lake Ontario. *Environmental geology and water sciences*, 19, 121-126.
- Kachel, N. V. & Sternberg, R. W.** 1971. Transport of bedload on ripples during an ebb current. *Marine Geology*, 10, 229-244.
- Karim, M. F. & Kennedy, J. F.** 1982. A computer based flow and sediment routing modelling for streams and its application to the Missouri River. University of Iowa.
- Kawanisi, K. & Yokosi, S.** 1997. Characteristics of suspended sediment and turbulence in a tidal boundary layer. *Continental Shelf Research*, 17, 859-875.
- Kennedy, R.** 2006. Special issue - Sediment Profile Imagery Colloquium of Experts (SPICE) - 5-7 April 2004, NUI, Galway, Ireland - Introduction. *Journal of Marine Systems*, 62, 121-123.
- Kenyon, N. H. & Stride, A. H.** 1971. The tide-swept continental shelf sediments between the Shetlands Isles and France. *Sedimentology*, 14, 169-173.
- Keshavarzy, A. & Ball, J. E.** 1999. An application of image processing in the study of sediment motion. *Journal of Hydraulic Research*, 37, 559-576.

- Kim, S.-C., Friedrichs, C. T., Maa, J. P.-Y. & Wright, L. D. 2000. Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 126, 399-406.
- Kleinhans, M. G. & Grasmeijer, B. T. 2006. Bed load transport on the shoreface by currents and waves. *Coastal Engineering*, 53, 983 - 996.
- Kleinhans, M. G. & Van Rijn, L. C. 2002. Stochastic prediction of sediment transport in sand-gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128, 412-425.
- Komar, P. D. & Cui, B. 1984. The analysis of grain-size measurements by sieving and settling-tubes techniques. *Journal of Sedimentary Petrology*, 54, 603 - 614.
- Komar, P. D., Morse, A. P., Small, L. F. & Fowler, S. W. 1981. An analysis of sinking rates of natural copepod and euphausiid fecal pellets. *Limnology and Oceanography*, 26, 172 - 180.
- Komura, S. 1963. Discussion of "Sediment transportation mechanics: introduction and properties of sediment". *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, 89, 263 - 266.
- Laguionie, P. 2006. Mesures in-situ et modélisation du transport des sédiments en rivière. Application au bassin versant de la Vilaine. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1.
- Larsen, I. L. & Cutshall, N. H. 1981. Direct determination of ⁷Be in sediments. *Earth and Planetary Science Letters*, 54.
- Larsonneur, C. 1971. Manche centrale et baie de Seine : géologie du substratum et des dépôts meubles. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- Larsonneur, C., Bouysse, P. & Auffret, J. P. 1982. The superficial sediments of the English Channel and its western approaches. *Sedimentology*, 29, 851-864.
- 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, 233-250.
- Le Bot, S. 2001. Morphodynamique de dunes sous-marines sous influence des marées et des tempêtes. Processus hydro-sédimentaires et enregistrement. Exemple du Pas-de-Calais. Thèse de doctorat, Université de Lille 1.
- Le Hir, P. 2008. Aide mémoire de dynamique sédimentaire. 7ème édition.
- Le Hir, P., Cann, P., Jestin, H. & Bassoullet, P. 2006. Instrumentation légère pour la mesure de l'érodabilité des sédiments vaseux ou sablo-vaseux. In: *IX^e Journées Nationales Génie Civil - Génie Côtier*, pp. 539 - 546. Brest.
- Le Hir, P., Cann, P., Waeles, B., Jestin, H. & Bassoullet, P. 2008. Erodibility of natural sediments: experiments on sand/mud mixtures from laboratory and field erosion tests. In: *Sediment and Ecohydraulics: INTERCOH 2005* (Ed. by T. Kusuda, H. Y., J. Spearman and J.Z. Gailani (Eds)), pp. 137 - 153. Saga: Marine Science.

- Le Roux, J. P. 2005. Grains in motion: A review. *Sedimentary Geology*, 178, 285-313.
- Le Roux, J. P. & Brodalka, M. 2004. An Excel - VBA program for the analysis of current velocity profiles. *Computer & Geosciences*, 30, 867 - 879.
- Lebunetel-Levaslot, J. 2008. Dynamique de formation des réseaux de rides de sable en canal à houle. Thèse de doctorat de l'Université du Havre.
- Leendertse, J. J. & Gritton, E. C. 1971. A water-quality simulation model for well-mixed estuaries and coastal seas. In: *Computation Procedures*, p. 53: New York City Rand Institute.
- Lefevre, F., Yard, F. H., Le Provost, C. & E.J.O., S. 2002. FES99: a global tide finite element solution assimilating tide gauge and altimetric information. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19, 1345-1356.
- Leonard, B. P. 1979. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Comp. Methods Appl. Mech. Eng.*, 19, 59-98.
- Lesueur, P. 2003. La Mer de la Manche et la Seine. In: *La Normandie. La géologie, les milieux, la faune, la flore, les hommes (sous la direction de A. Guérin). La Bibliothèque du Naturaliste*. (Ed. by Niestlé, D. e.), pp. 88-103.
- Li, M. Z. & Amos, C. L. 2001. SEDTRANS96: the upgraded and better calibrated sediment-transport model for continental shelves. *Computers & Geosciences*, 27, 619 - 645.
- Li, Z. & Komar, P. D. 1986. Laboratory measurements of pivoting angles for applications to selective entrainment of gravel in a current. *Sedimentology*, 33, 413-423.
- Lunven, M. & Gentien, P. 2000. Suspended sediments in a macrotidal estuary: comparison and use of different sensors. *Oceanologica Acta*, 23, 245-260.
- Lyne, V. D., Butman, B. & Grant, W. D. 1990. Sediment movement along the U.S. east coast continental shelf—II. Modelling suspended sediment concentration and transport rate during storms. *Continental Shelf Research*, 10, 429-460.
- Manning, A. J. & Dyer, K. R. 1999. A laboratory examination of floc characteristics with regard to turbulent shearing. *Marine Geology*, 160.
- McLean, S. R. 1991. Depth-integrated suspended-load calculations. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117, 1440-1458.
- McLean, S. R. 1992. On the calculation of suspended load for non-cohesive sediments. *Journal of Geophysical Research*, 97, 1-14.
- McLean, S. R., Wolfe, S. R. & Nelson, J. M. 1999. Predicting boundary shear stress and sediment transport over bed forms. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 125, 725-736.
- Ménesguen, A. & Gohin, F. 2006. Observation and modelling of natural retention structures in the English Channel. *Journal of Marine Systems*.
- Meyer-Peter, E. & Müller, R. 1948. Formulas for bed load transport. In: *Second*

International IAHR Congress. Stockholm, Sweden.

Meysman, F. J. R., Boudreau, B. P. & Middelburg, J. J. 2003. Relations between local, nonlocal, discrete and continuous models of bioturbation. *Journal of Marine Research*, 61, 391-410.

Nelson, J. M., Shreve, R. L., McLean, S. R. & Drake, T. G. 1995. Role of near-bed turbulence structure in bedload transport and bed form mechanics. *Water Resources Research*, 31, 2071-2086.

Nittrouer, C. A., DeMaster, D. J., McKee, B. A., Cutshall, N. H. & Larsen, I. L. 1983/1984. The effect of sediment mixing on Pb-210 accumulation rates for the Washington continental shelf. *Marine Geology*, 54.

Nowell, A. R. & Jumars, P. A. 1987. Flumes: theoretical and experimental considerations for simulations of benthic environments. *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, 25.

Nozière, F. 2001. Caractérisation granulométrique des faciès sédimentaires de la Manche dans le but de contribuer à l'élaboration d'un inventaire quantitatif des radionucléides dans les sédiments de la Manche. p. 64: IPSN-LERFA - INTECHMER

Olivier, C. 2004. Développement d'un modèle numérique multicouche hétérométrique pour la simulation du transport sédimentaire en Manche ; détermination de l'équation de transport par des mesures en canal de laboratoire. IRSN/DEI/SECRE.

Paintal, A. S. 1971. Concept of critical shear stress in loose boundary open channels. *Journal of Hydraulic Research*, 9, 91 - 109.

Panagiotopoulos, I., Voulgaris, G. & Collins, M. B. 1997. The influence of clay on the threshold of movement of fine sandy beds. *Coastal Engineering*, 32, 19-43.

Panfilov, M., Panfilova, I. & Stepanyants, Y. 2008. Mechanisms of particle transport acceleration in porous media. *Transp. Porous Med.*, 74, 49-71.

Papanicolaou, A. N., Bdour, A. & Wicklein, E. 2008. One-dimensional hydrodynamic/sediment transport model applicable to steep mountain streams. *Journal of Hydraulic Research*, 42, 357 - 375.

Paphitis, D., Collins, M. B., Nash, L. A. & Wallbridge, S. 2002. Settling velocities and entrainment thresholds of biogenic sands (shell fragments) under unidirectional flow. *Sedimentology*, 49, 211 - 225.

Parker, G. 1990. Surface-based bed-load transport relation on gravel rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 28, 417-436.

Parker, G. 1991. Some random notes on grain sorting In: *Int. grain sorting seminar*. Ascona-Switzerland.

Parker, G. 2006. 1d sediment transport morphodynamics with applications to rivers and turbidity currents. http://vtchl.uiuc.edu/people/parkerg/morphodynamics_e-book.htm.

- Parker, G., Klingeman, P. C. & McLean, D. G. 1982. Bedload and size distribution in paved gravel-bed streams. *Journal of the Hydraulics Division - Asce*, 108, 544 - 571.
- Parker, G., Paola, C. & Leclair, S. 2000. Probabilistic Exner sediment continuity equation for mixtures with no active layer. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126, 818-826.
- Parker, G. & Toro-Escobar, C. M. 2002. Equal mobility of gravel in streams: the remains of the day. *Water Resources Research*, 38.
- Parker, G. & Wilcock, P. R. 1993. Sediment feed and recirculating flumes - fundamental difference. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 119, 1193 - 1204.
- Patterson, A., Kennedy, R., O'Reilly, R. & Keegan, B. F. 2006. Field test of a novel, low-cost, scanner-based sediment profile imaging camera. *Limnology and Oceanography: Methods*, 4, 30-37.
- Phillips, B. C. & Sutherland, A. J. 1989. Spatial lag effects in bed load sediment transport. *J. Hydr. Res.*, 27, 115-133.
- Pingree, R. 1975. The advance and retreat of the thermocline on the continental shelf. *J. Mar. Biol. Ass. U.K.*, 55.
- Proffitt, G. T. & Sutherland, A. J. 1983. Transport of non-uniform sediments. *J. of Hydr. Res.*, 21, 33-43.
- Rahuel, J. L., Holly, F. M., Chollet, J. P., Belleudy, P. J. & Yang, G. 1989. Modeling of riverbed evolution for bedload sediment mixtures. *J. Hydr. Engrg.*, 115, 1521-1542.
- Recking, A., Frey, P., Paquier, A., Belleudy, P. & Champagne, J. Y. 2008. Feedback between bed load transport and flow resistance in gravel and cobble bed rivers. *Water Resources Research*, 44.
- Rhoads, D. C. & Cande, S. 1971. Sediment profile camera for in situ study of organism sediment relations. *Limnology and Oceanography*, 16, 100-114.
- Rhoads, D. C. & Young, D. K. 1970. Influence of deposit-feeding organisms on sediment stability and community trophic structure. *Journal of Marine Research*, 28, 150-178.
- Ribberink, J. S. 1981. Bed-load formulae for non-uniform sediment. Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, Fluid Mechanics Group.
- Roarty, H. J. & Bruno, M. S. 2006. Laboratory measurements of bedload sediment transport dynamics. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 132, 199-211.
- Roberts, J., Jepsen, R., Gotthard, D. & Lick, W. 1998. Effects of particle size and bulk density on erosion of quartz particles. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124 1261-1267.
- Salomon, J.-C., Breton, M. & Guegueniat, P. 1993. Computed residual flow through the Dover Strait. In: *Channel symp. : Fluxes and processes within a microtidal sea*. (Ed. by Chardy P. C. L., E.), pp. 449-455. Brest (France): Oceanol. Acta.

- Schaaff, E., Grenz, C. & Pinazo, C. 2002. Erosion of particulate inorganic and organic matter in the Gulf of Lion. *Compte Rendu Geosciences*, 334, 1071 - 1077.
- Schlichting, H. 1987. *Boundary-layer theory*, 7th edn: McGraw-Hill Book Compagny, Inc.
- Shields, A. 1936. Application of similarity principles and turbulence research to bedload movement. (Traduction anglaise du manuscrit d'origine en Allemand). Hydrodynamics Laboratory, California Institute of Technology.
- Shlingerland, R. 1984. Role of hydraulic sorting in the origin of fluvial placers. *Journal of Sedimentary Petrology*, 54, 137-150.
- SHOM. 1998. *Courants de marée dans le golfe Normand-Breton de Cherbourg à Paimpol*.
- Smagorinsky, J. 1963. General circulation experiments with the primitive equations - 1: the basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91, 99-165.
- Smart, G. M. 1999. Turbulent velocity profiles and boundary shear in gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 125, 106 - 116.
- Smith, D. A. & Cheung, K. F. 2003. Settling characteristics of calcareous sand. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 129, 479-483.
- Smith, D. A. & Cheung, K. F. 2004. Initiation of motion of calcareous sand. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 130, 467 - 472.
- Smith, J. D. & McLean, D. G. 1977. Spatially averaged flow over a wavy surface. *Journal of Geophysical Research*, 82, 1735 - 1746.
- Smith, W. 2008. A submersible three-dimensional particle tracking velocimetry system for flow visualization in the coastal ocean. *Limnology and Oceanography-Methods*, 6, 96-104.
- Sontek. 2000. Acoustic Doppler Profiler principles of operation.
- Soulsby, R. L. 1983. The bottom boundary layer of shelf seas. *Physical oceanography of coastal and shelf seas*, 189-266.
- Soulsby, R. L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R. R. & Thomas, G. P. 1993. Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Engineering* 21.
- Soulsby, R. L. & Whitehouse, R. J. S. 2005a. Prediction of ripple properties in shelves sea. Mark 1 Predictor. HR Wallingford.
- Soulsby, R. L. & Whitehouse, R. J. S. 2005b. Prediction of ripple properties in shelves sea. Mark 2 Predictor for time evolution. HR Wallingford.
- Spasojevic, M. & Holly, F. M. 1990. 2-D bed evolution in natural watercourses - New simulation approach. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering-Asce*, 116, 425-443.
- Sternberg, R. 2005. Sediment transport in the coastal ocean: a retrospective evaluation of the benthic tripod and its impact, past, present and future. *Scientia Marina*, 69, 43-54.

- Stramski, D. B., A. Morel, A. 2001. Modeling the inherent optical properties of the ocean based on the detailed composition of planktonic community. *Applied Optics*, 40, 2929 - 2945.
- Straub, L. G. 1935. Some observations of sorting of river sediments. *Transactions : American Geophysical Union Annual Meeting*, 16.
- Struiksma, N., Olewesen, K. W., Flokstra, C. & De Vriend, H. J. 1985. Bed deformation in curved alluvial channels. *Journal of Hydraulic Research*, 23.
- Struski, C. 1999. Création d'une base de données cartographiques de la répartition des espèces vivantes et de l'exploitation du milieu marin de la manche. p. 66: IPSN-LERFA.
- Talbot, R. W. & Andren, A. W. 1984. Seasonal variations of ^{210}Pb and ^{210}Po concentrations in an oligotrophic lake. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 48, 2053-2063.
- Tessier, C. 2006. Caractérisation et dynamique des turbidités en zone côtière : exemple de la région marine Bretagne Sud. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1.
- Thorne, P. D. 1986. An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Marine Geology*, 72, 11-31.
- Thorne, P. D., Heathershaw, A. D. & Troiano, L. 1984. Acoustic detection of seabed gravel movement in turbulent tidal currents. *Marine Geology*, 54, M43-M48.
- Tolhurst, T. J., Black, K. S., Paterson, D. M., Mitchener, H. J., Termaat, G. R. & Shayler, S. A. 2000. A comparison and measurement standardisation of four in situ devices for determining the erosion shear stress of intertidal sediments. *Continental Shelf Research*, 20, 1937-1418
- Tolman, H. L. 2002. User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22. p. 133: NOAA/NWS/NCEP/MMAB.
- Toro-Escobar, C. M., Parker, G. & Paola, C. 1996. Transfer function for the deposition of poorly sorted gravel in response to streambed aggradation. *Journal of Hydraulic Research*, 34, 35-53.
- Tsai, C.-H. & Lick, W. 1986. A portable device for measuring sediment resuspension. *Journal of Great Lakes Research*, 12, 314 - 321.
- Tsutsumi, D., Fujita, M. & Sulaiman, M. 2005. Changes in the void ratio and void structure of riverbed material with particule size distribution. In: *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics* (Ed. by Garcia, P.): Taylor & Francis Group.
- Van der Meulen, A. 1988. Fall velocity of coral Sand (in Dutch). Utrecht: Departement of Physical Geography, University of Utrecht.
- Van der Scheer, P., Ribberink, J. S. & Blom, A. 2002. Transport formulas for graded sediment - Behaviour of transport formulas and verification with data. Enschede: Civil Engineering University of Twente, The Netherlands.

- Van der Werf, J. J., Ribberink, J. S., O'Donoghue, T. & Doucette, J. S. 2006. Modelling and measurement of sand transport processes over full-scale ripples in oscillatory flow. *Coastal Engineering*, 53, 657-673.
- Van Ledden, M. & Wang, Z. B. 2001. Sand-mud morphodynamics in an estuary. In: *2nd symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics Conference*, pp. 505 - 514. Obihiro, Japan.
- Van Rijn, L. C. 1984a. Sediment transport, part 1: bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110, 1431 - 1456.
- Van Rijn, L. C. 1984b. Sediment transport, part 2: suspended load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110, 1613 - 1641.
- Van Rijn, L. C. 1984c. Sediment transport, part 3: bed forms and alluvial roughness. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110, 1733 - 1754.
- Van Rijn, L. C. 1989. Handbook of sediment transport by currents and waves. Delft, The Netherlands: Delft Hydraulics.
- Van Rijn, L. C. 1993. *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*. Amsterdam: Aqua publications.
- Vaslet, D., Larssonneur, C. & Auffret, J. P. 1978. Les sédiments superficiels de la Manche 1/500000. Carte géologique de la marge continentale Française. Bureau de Recherches Géologiques et Minières, Centre National pour l'Exploitation des Océans.
- Velegarakis, A. F., Gao, S., Lafite, R., Dupont, J.-P., Huault, M. F., Nash, L. A. & Collins, M. B. 1997. Resuspension and advection processes affecting suspended particulate matter concentrations in the central English Channel. *Journal of Sea Research*, 38, 17-34.
- Velegarakis, A. F., Michel, D., Collins, M. B., Lafite, R., Oikonomou, E. K., Dupont, J.-P., Huault, M.-F., Lecouturier, M., Salomon, J.-C. & Bishop, C. 1999. Sources, sinks and resuspension of suspended particulate matter in the eastern English Channel. *Cont. Shelf Res.*, 19, 1933-1957.
- Verney, R., Brun Cottan, J. C., Lafite, R., Deloffre, J. & Taylor, J. A. 2006. Tidally-induced shear stress variability above intertidal mudflats. Case of the macrotidal Seine estuary. *Estuaries and Coasts*, 29, 653-664.
- Villaret, C. 2003a. Intercomparaison des formules de transport solide. p. 47: Rapport EDF-LNHE.
- Villaret, C. 2003b. Modélisation du transport sédimentaire en granulométrie étendue : étude bibliographique. p. 51: Rapport EDF-LNHE.
- Vogler, S., Jung, M. & Mangini, A. 1996. Scavenging of ²³⁴Th and ⁷Be in Lake Constance. *Limnology and Oceanography*, 41, 1384-1393.

- Voulgaris, G. & Meyers, S. T. 2004. Temporal variability of hydrodynamics, sediment concentration and sediment settling velocity in a tidal creek. *Continental Shelf Research*, 24, 1659-1683.
- Voulgaris, G. & Trowbridge, J. H. 1998. Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 272-289.
- Waeles, B. 2005. Modélisation morphodynamique de l'embouchure de la Seine. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse Normandie.
- Waeles, B., Le Hir, P., Lesueur, P. & Delsinne, N. 2006. Modelling sand/mud transport and morphodynamics in the Seine river mouth (France): an attempt by using a process-based approach. *Hydrobiologia*.
- Walker, P. 2001. Dynamique sédimentaire dans le golf Normand - Breton. Intérêt de l'imagerie par sonar à balayage latéral. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse Normandie.
- Weill, P., Mouazé, D. & Tessier, B. 2008. Coarse shelly cheniers in the Mont-Saint-Michel Bay, France: a coupled sedimentological and flume experiment study. In: *7th International Conference on Tidal Environment (Tidalites 2008)* Qingdao, China.
- Wentworth, C. K. 1922. A scale of grade and class terms for clastic sediments. *Journal of Geology*, 30, 377 - 392.
- Wenzhofer, F. & Glud, R. N. 2004. Small-scale spatial and temporal variability in coastal benthic O-2 dynamics: Effects of fauna activity. *Limnology and Oceanography*, 49, 1471-1481.
- Wheatcroft, R. A. 2002. In situ measurements of near-surface porosity in shallow-water marine sands. *Journal of Oceanic Engineering*, 27, 561-570.
- White, T. E. 1998. Status of measurement techniques for coastal sediment transport. *Coastal Engineering*, 35, 17-45.
- Wiberg, P. L. & Rubin, D. M. 1989. Bed roughness produced by saltating sediment. *Journal of Geophysical Research*, 94, 5011 - 5016.
- Wiberg, P. L. & Sherwood, C. R. 2008. Calculating wave-generated bottom orbital velocities from surface-wave parameters. *Computers & Geosciences*, 34, 1243-1262.
- Wiberg, P. L. & Smith, J. D. 1989. Model for calculating bed load transport of sediment. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 115, 101 - 123.
- Wilcock, P. R. & Crowe, J. C. 2003. Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 129, 120-128.
- Wilcock, P. R. & Kenworthy, S. T. 2002. A two-fraction model for the transport of sand/gravel mixtures. *Water Resources Research*, 38, 12.

- Wilcock, P. R., Kenworthy, S. T. & Crowe, J. C. 2001. Experimental study of the transport of mixed sand and gravel. *Water Resources Research*, 37, 3349-3358.
- Wilcock, P. R. & Mc Ardell, B. W. 1993. Surface-based fractional transport rates : Mobilization thresholds and partial transport of a sand-gravel sediment *Water Resources Research*, 29, 1297-1312.
- Wilcox, D. C. 1998. *Turbulence modeling for CFD*, 2nd edn. La Cañada, Caifornia: DCW Industries, Inc.
- Williams, J. J. 1990. Video observations of marine gravel transport. *Geo-Marine Letters*, 10, 157-164.
- Wilson, K. C. 1989. Mobile-bed friction at high shear stress. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 115, 825 - 830.
- Winterwerp, J. C., De Groot, M. B., Mastbergen, D. R. & Verwoert, H. 1990. Hyperconcentrated sand-water mixture flows over flat bed. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 116.
- Wu, F. C. & Yang, K. H. 2004. A stochastic partial transport model for mixed-sized sediment: Application to assessment of fractional mobility. *Water Resources Research*, 40, 18p.
- Wu, W. 2004. Depth-averaged 2-D numerical modeling of unsteady flow and nonuniform sediment transport in open channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130, 1013-1024.
- Wu, W., Rodi, W. & Wenka, T. 2000a. 3D numerical modelling of flow and sediment transport in open channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126, 4-15.
- Wu, W. & Wang, S. S. Y. 2003. Selection and evaluation of nonuniform sediment transport formulas for river modeling. In: *XXXth IAHR Congress*, pp. 831-838.
- Wu, W., Wang, S. S. Y. & Jia, Y. 2000b. Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 38, 427 - 434.
- Wu, W. M. & Wang, S. S. Y. 2006. Formulas for sediment porosity and settling velocity. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 132, 858-862.
- Yalin, M. S. 1963. An expression for bedload transportation. *Journal of the Hydraulics Division of the American Society of Civil Engineering*, 90, 105 - 119.
- Yalin, M. S. 1972. *Mechanics of sediment transport*. New York.

PRINCIPALES NOTATIONS

Principales notations

a	hauteur de référence	m
A	amplitude du mouvement orbital au fond	m
C_d	coefficient de frottement du vent en surface	
c_i	concentration en PIM de la classe i	$m^3 \cdot m^{-3}$
CE	coefficient d'entrave	
De	flux vertical de dépôt	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
$D, D_{50}, D_{90} \dots$	diamètre représentatif des particules	m
D^*	diamètre adimensionnel des particules	
E	flux vertical d'érosion	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
Ep	épaisseur des couches sédimentaires modélisées	m
f	paramètre de Coriolis	s^{-1}
f_w	facteur de frottement liée aux vagues	
g	accélération de la pesanteur	$m \cdot s^{-2}$
H_s	hauteur significative de la houle	m
h	hauteur d'eau	m
H_0	hauteur d'eau de référence (zéro hydrographique)	m
k	coefficient de frottement sur le fond selon Strickler	$m^{1/3} \cdot s^{-1}$
k_s	rugosité équivalente (ou rugosité de Nikuradse)	m
N_z	coefficient de diffusion turbulente	$m^2 \cdot s^{-1}$
L_h	longueur d'onde de la houle	m
p	porosité	
Q_{char}	débit (ou flux) solide transporté par charriage	$m^3 \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ (= $m^2 \cdot s^{-1}$)
Q_{susp}	débit (ou flux) solide transporté en suspension	$m^3 \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ (= $m^2 \cdot s^{-1}$)
Re_f	nombre de Reynolds de l'écoulement	
Re_g	nombre de Reynolds de grain	
Re_w	nombre de Reynolds de vague	
s	densité du sédiment (rapport des masses volumiques : $s = \rho_s / \rho_e$)	
T	rapport entre la contrainte de peau et la contrainte critique	
T_h	période de la houle	s
u, v	vitesses horizontales selon les axes x et y	$m \cdot s^{-1}$
\bar{u}, \bar{v}	vitesses moyennes de l'écoulement horizontal	$m \cdot s^{-1}$
u', v'	vitesses turbulentes horizontales	$m \cdot s^{-1}$
U	module des vitesses	$m \cdot s^{-1}$

Principales notations

U_b	maximum de la vitesse orbitale au fond	$m.s^{-1}$
u_*	vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
u_{*cr}	vitesse de frottement critique pour la mise en mouvement	$m.s^{-1}$
w'	vitesse turbulente verticale	$m.s^{-1}$
w_s	vitesse de chute d'un grain dans l'eau claire	$m.s^{-1}$
Z_s	cote du plafond des couches profonde	m
Z_{fond}	cote du fond sédimentaire	m
z_0	longueur de rugosité	m
β_i	proportion de grain de la classe i dans le mélange	
ρ_a	masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_e	masse volumique de l'eau	$kg.m^{-3}$
ρ_s	masse volumique du sédiment	$kg.m^{-3}$
σ	écart type	
ν	viscosité cinématique du fluide	$m^2.s^{-1}$
τ	contrainte de frottement de peau	$N.m^{-2}$
τ_c	contrainte de frottement due aux courants	$N.m^{-2}$
τ_{cr}	contrainte de frottement critique (seuil de mise en mouvement)	$N.m^{-2}$
τ_w	contrainte de frottement due aux vagues	$N.m^{-2}$
τ_{max}	contrainte maximale due à la houle et au courant sur une période de houle	$N.m^{-2}$
τ_{moy}	contrainte moyenne due à la houle et au courant sur une période de houle	$N.m^{-2}$
K	constante de Von Karman	
θ	paramètre de mobilité de Shields	
θ_{cr}	paramètre de mobilité de Shields critique pour la mise en mouvement	
φ	angle formé entre la direction de la houle et la direction du courant	
ξ_i	coefficient masquage - exposition pour la classe i	
ζ	élévation de la surface libre	m
ν	coefficient de diffusion horizontale	$m^2.s^{-1}$

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Représentations de courbes granulométriques (Chamley, 2006). A : La courbe de fréquence (obtenue à partir du pourcentage massique de chaque classe) fait apparaître le mode. B : La courbe granulométrique obtenue à partir des fréquences cumulées permet de déterminer les diamètres caractéristiques. C : Courbes de fréquence d'un échantillon mal classé, bien classé et d'un échantillon bimodal.	14
Figure 1.2	Échantillon de sédiment naturel composé de particules siliceuses et bioclastiques de diverses formes.	15
Figure 1.3	Arrangement de sphères parfaites. A : Assemblage cubique. B : Assemblage rhomboédrique.	16
Figure 1.4	Forces agissant sur un grain situé dans un lit sédimentaire.	18
Figure 1.5	Profil de vitesse du courant en régime turbulent lisse et en régime turbulent rugueux.	20
Figure 1.6	Sillages générés à l'aval de grains immobiles (Olivier, 2004).	21
Figure 1.7	Illustration des différents modes de transport (Cugier, 2000).	22
Figure 1.8	Illustration schématique des phénomènes de masquage et d'exposition (De Linares, 2007).	23
Figure 1.9	Approche stochastique de la mise en mouvement (Grass, 1970). A : Pas de mouvement, les fonctions de probabilités des contraintes ne se chevauchent pas. B et C : Mise en mouvement. D : L'excès de frottement est important, le transport est général.	25
Figure 1.10	Mise en mouvement et en suspension d'une particule soumise à un courant continu (Van Rijn, 1989). Paramètre de mobilité de Shields en fonction du diamètre adimensionnel du grain.	26
Figure 1.11	Principales formes sédimentaires en fonction du régime d'écoulement d'un courant unidirectionnel. Les flèches représentent le sens de déplacement du fluide (Chamley, 2006). La taille des structures n'est pas à l'échelle.	28
Figure 1.12	Levé au sondeur multifaisceaux du Banc de la Schôle (SHOM). Des dunes de différentes tailles sont superposées au banc.	28
Figure 1.13	Morphologie des rides dues aux courants (A) et à la houle (B) (Soulsby, 1997).	29
Figure 1.14	Evolution de la contrainte totale (somme de la composante de peau et de la composante de forme) en fonction de la vitesse du fluide (Engelund et Fredsoe, 1982).	31
Figure 1.15	Variation du facteur de frottement f_w en fonction du nombre de Reynolds lié aux vagues et de l'excursion relative des particules au fond A/k_s (d'après Jonsson, 1966 dans Dyer, 1986). k_s est le coefficient de Nikuradse.	34

Figure 1.16	Contrainte combinée vagues et courant en fonction de la répartition de chaque composante pour différents angles houle-courant (d'après l'expression de Soulsby, 1997).	36
Figure 1.17	Distribution de la contrainte de peau et de la pression du fluide le long d'une ride (Van Rijn, 1993). Les valeurs des axes sont à prendre en relatif.	37
Figure 1.18	Évolution du coefficient d'entrave en fonction du rapport de taille entre les particules en mouvement et les grains immobiles.	44
Figure 1.19	Schématisation du calcul du flux transporté en suspension (Van Rijn, 1993).	47
Figure 1.20	Mécanisme de tri de particules hétérogènes (Carling et Breakspear, 2006)	49
Figure 1.21	Mécanisme de formation d'une couche de pavage (Belleudy, 2001b)	50
Figure 2.1	Principe de fonctionnement de l'érodimètre (d'après Le Hir et al., 2006). 1 : échantillon de sédiment. 2 : piège à sédiment.	57
Figure 2.2	Contrainte de frottement critique en fonction du diamètre moyen du grain D_m .	59
Figure 2.3	Contrainte de frottement critique d'une classe en fonction de la composition du mélange bimodal. A : Pour la classe SG ($D_m = 1,80$ mm). B : Pour la classe SM ($D_m = 0,57$ mm). C : Pour la classe SF ($D_m = 0,18$ mm). Les droites vertes représentent la contrainte critique pour un échantillon monoclasse.	60
Figure 2.4	Contrainte de frottement critique des deux classes d'un même mélange en fonction de la composition du mélange. A : Pour le mélange SG/SM. B : Pour le mélange SG/SF. C : Pour le mélange SM/SF. Les droites vertes représentent la contrainte critique pour un échantillon monoclasse.	61
Figure 2.5	Schémas d'arrangements de mélanges bimodaux A : Mélange saturé de sables fins et grossiers (mélange SG/SF). B : Mélange saturé de sables moyens et grossiers (mélange SG/SM). C : Mélange non saturé (et pavé) de sables fins et grossiers (mélange SG/SF). D : Mélange non saturé (et pavé) de sables moyens et grossiers (mélange SG/SM).	62
Figure 2.6	Évolution de la porosité en fonction de la composition du mélange.	63
Figure 2.7	Débit massique d'échantillons de sables monoclasses en fonction de la contrainte de frottement.	66
Figure 2.8	Débit charrié en fonction du diamètre moyen pour différentes contraintes de frottement.	67
Figure 2.9	Différents modes de transport en fonction de la granulométrie. A : Déplacement par propagation de figure sédimentaire (échantillon	68

	SF100). B : Déplacement des grains individuellement (échantillon SG40SM60).	
Figure 2.10	Débit charrié en fonction de la contrainte de frottement pour chaque classe de grain dans les mélanges bimodaux SG/SM et SG/SF.	70
Figure 2.11	Débit charrié en fonction de la contrainte de frottement pour chaque classe de grain dans le mélange bimodal SM/SF.	71
Figure 2.12	Echantillons présentant des taux de saturation différents. A : Echantillon non saturé en fines ne présentant pas de grain fin en surface (pavage) (SG80SF20). B : Echantillon saturé en grains fins (SG60SF40).	72
Figure 2.13	Schématisation conceptuelle issue de l'observation de l'évolution du seuil de mise en mouvement de la classe grossière d'un mélange dans le cas d'un échantillon non pavé en fonction du rapport des tailles pour deux proportions de particules grossières.	72
Figure 2.14	Évolution de la contrainte critique de la classe la plus grossière d'un mélange saturé en fines en fonction de la porosité.	73
Figure 2.15	Formation d'une couche de pavage suite au lessivage des particules fines de surface. A : Echantillon avant le test. B : Echantillon pendant le test. C et D : Echantillon en fin de test.	75
Figure 3.1	Répartition des granulométries dans le golfe Normand-Breton obtenue à partir de la carte des sédiments superficiels de la Manche (Vaslet et al., 1978; Struski, 1999; Nozière, 2001).	82
Figure 3.2	Bathymétrie du golfe Normand-Breton.	83
Figure 3.3	Bipolarisation des courants maximums dans les zones ateliers. Simulation du modèle MARS pour un coefficient de marée de 115.	83
Figure 3.4	Déroulement de la campagne SEDHETE.	84
Figure 3.5	Deux sonars à balayage latéral Edgetech DF1000.	86
Figure 3.6	Mode de formation des images sonar (sonogrammes).	87
Figure 3.7	Benne Shipeck (prélèvement sédimentaire). A : benne armée. B : benne déclenchée après prélèvement.	88
Figure 3.8	Bâti supportant et protégeant la caméra.	89
Figure 3.9	Principe de réalisation du profil de vitesse par un ADP : position et portée des cellules de mesures (d'après Sontek, 2000).	93
Figure 3.10	Bouteille Niskin utilisée pour les prélèvements d'eau au fond.	94
Figure 3.11	Prélèvement non perturbé d'une couche sédimentaire de 2cm d'épaisseur.	95

Liste des figures

Figure 3.12	Sonogramme au Sud du nez de Jobourg. L'étoile rouge marque le point de mouillage, l'étoile jaune est le point de prélèvement à la benne et d'observation à la vidéo tractée.	98
Figure 3.13	Faciès sédimentaire de la station atelier Job. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B : Image prise par le DySPI (vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse).	99
Figure 3.14	Point Job. Courbes granulométriques cumulées des 10 premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2cm.	99
Figure 3.15	Sonogramme à l'Ouest du cap de Flamanville. L'étoile rouge marque le point de mouillage, les étoiles jaunes sont les points de prélèvement à la benne et d'observation à la vidéo tractée.	101
Figure 3.16	Faciès sédimentaire de la station atelier FlaO. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B et C : Vues en coupe prises par le DySPI à deux moments différents du cycle de marée.	102
Figure 3.17	Point FlaO. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2cm.	102
Figure 3.18	Faciès sédimentaire de la station atelier FlaS. Image prise par le DySPI (vue du dessus).	103
Figure 3.19	Point FlaS. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2cm.	104
Figure 3.20	Sonogramme au Sud de Jersey. L'étoile rouge marque le point de mouillage, les étoiles jaunes sont les points de prélèvement à la benne et d'observation à la vidéo tractée.	105
Figure 3.21	Faciès sédimentaire de la station atelier Jer. A : Prélèvement à la benne Shipeck. B : Image prise par le DySPI (vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse).	106
Figure 3.22	Point Jer. Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2cm.	106
Figure 3.23	Profils de vitesse et séries temporelles de la vitesse moyenne sur la verticale et de la hauteur d'eau aux stations Job et FlaO. Les séquences de prise d'images vidéo sont indiquées.	109
Figure 3.24	Profils de vitesse et séries temporelles de la vitesse moyenne sur la verticale et de la hauteur d'eau aux stations FlaS et Jer. Les séquences de prises d'images vidéo sont indiquées.	110
Figure 3.25	Roses de courant aux quatre stations ateliers.	111
Figure 3.26	Séries temporelles de la tension de cisaillement (estimée selon 3 méthodes) et série temporelle du module des vitesses horizontales et de l'échelle de Kolmogorov. Données issues des mesures réalisées à l'ADV à	114

	30 cm du fond aux stations Job et FlaO, moyennées toutes les minutes.	
Figure 3.27	Séries temporelles de la tension de cisaillement (estimée selon 3 méthodes) et séries temporelles du module des vitesses horizontales et de l'échelle de Kolmogorov. Données issues des mesures réalisées à l'ADV à 30 cm du fond aux stations FlaS et Jer, moyennées toutes les minutes.	115
Figure 3.28	Images acquises par le système DySPI au point Job. Vue en coupe dans la partie haute de l'image, vue de dessus dans la partie basse, la bande noire au milieu est une partie du boîtier périscope étanche.	117
Figure 3.29	Série temporelle de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue.	118
Figure 3.30	Images acquises par le système DySPI au point FlaO. Sur les images A, B et C, le trait blanc marque la position initiale de l'interface, le trait rouge sa position instantanée. Les contours du même galet sont marqués d'un trait noir sur les images C, D, E et F.	120
Figure 3.31	Système DySPI en position. Une accumulation de sédiments est visible de chaque côté de la fenêtre d'observation. L'interface eau-sédiment est matérialisée par un trait blanc.	121
Figure 3.32	Série temporelle de la tension de cisaillement au moment des différentes prises de vue.	121
Figure 3.33	Images acquises par le système DySPI au point FlaS.	122
Figure 3.34	Images acquises par le système DySPI au point Jer à 17h30 (le laps de temps entre chaque image est de 1/25ème de seconde). L'image en coupe est visible sur la moitié supérieure de l'image, la vue directe représente la moitié inférieure. On remarque le masquage partiel de la vue en coupe dû à un dépôt de particules.	123
Figure 3.35	Schématisation de l'analyse et des hypothèses réalisées pour traiter les images acquises par le DySPI. A : Décompte de la surface en mouvement. B : La proportion de surface en mouvement égale la proportion de longueur en mouvement en chaque ligne de la surface. C : La proportion de longueur en mouvement est la somme des diamètres des particules.	126
Figure 3.36	Séries temporelles sur 50 images du diamètre maximal mis en mouvement, du D95 en mouvement et du débit volumique transporté pour trois classes de taille lors de deux séquences filmées.	129
Figure 3.37	Forçage en fonction du diamètre maximal mis en mouvement et de la composition de surface du lit sédimentaire. A : Tension de cisaillement en fonction du diamètre maximal mis en mouvement. B : Rapport de la tension de cisaillement critique du grain sur la tension de cisaillement critique de la taille représentative du faciès en fonction du rapport du diamètre du grain en mouvement sur le diamètre représentatif du faciès. C : Paramètre de mobilité de Shields en fonction de la proportion de sable présente en surface de la couverture sédimentaire.	133

Figure 3.38	Débit volumique de sables et de graviers transportés par charriage en fonction du forçage et de la composition de la surface sédimentaire. A : Débit volumique en fonction de la tension de cisaillement. B : Débit volumique en fonction de la proportion de sable. C : Débit volumique adimensionnel en fonction du paramètre de mobilité de Shields. D : Débit volumique adimensionnel en fonction du rapport de la tension de cisaillement à la tension de cisaillement critique de chaque classe.	137
Figure 3.39	Débit volumique adimensionnel en fonction du rapport de l'excès de tension de cisaillement à la tension de cisaillement critique pour chaque classe.	138
Figure 3.40	Répartition de la concentration massique en MES dans le temps et sur la profondeur obtenues par interpolation des valeurs issues des prélèvements aux quatre stations.	140
Figure 3.41	Séries temporelles de la concentration massique en MES obtenues avec le granulomètre laser, l'OBS, l'ADV et par prélèvements aux quatre stations.	141
Figure 3.42	Répartition granulométrique des particules en suspension détectées par le granulomètre laser en différentes heures de la marée aux stations Job et FlaO.	143
Figure 3.43	Répartition granulométrique des particules en suspension détectées par le granulomètre laser en différentes heures de la marée aux stations FlaS et Jer.	144
Figure 3.44	Série temporelle de la contribution (en pourcentage) de trois intervalles de classes granulométriques à la concentration en MES mesurée avec le granulomètre laser et série temporelle du diamètre médian D ₅₀ des particules en suspension aux stations Job et FlaO.	146
Figure 3.45	Série temporelle de la contribution (en pourcentage) de trois intervalles de classes granulométriques à la concentration en MES mesurée avec le granulomètre laser et série temporelle du diamètre médian D ₅₀ des particules en suspension aux stations FlaS et Jer.	147
Figure 3.46	Série temporelle de la concentration massique en chlorophylle-a aux quatre stations.	153
Figure 3.47	Photographies au microscope électronique à balayage (MEB) de particules prélevées à 30 cm du fond. Vue d'ensemble.	154
Figure 3.48	Photographies au microscope électronique à balayage (MEB) de particules prélevées à 30 cm du fond. Vue détaillée.	155
Figure 3.49	Rejets mensuels de Ru-106, Cs-137 et de Co-60 par l'usine de retraitement de combustible de la Hague corrigés de la décroissance radioactive à compter de mars 2007.	158
Figure 3.50	Profils d'activité de Ru-106, Cs-137 et Co-60 mesurés au point Job (au Sud du Nez de Jobourg). L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%). Les séries A et B	159

correspondent à deux séries d'échantillons.

Figure 3.51	Profils d'activité en Cs-137 et Co-60 mesurés aux points FlaO et flaS. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%).	160
Figure 3.52	Profils d'activité en Cs-137 et Co-60 mesurés au point Jer. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée (intervalle de confiance de 95%).	161
Figure 3.53	Profils d'activité de K-40 mesurés aux quatre stations. L'erreur sur la mesure au spectromètre gamma est indiquée. Les séries A et B du point Job correspondent à deux séries d'échantillons.	162
Figure 3.54	Profils d'activité du Cs-137 (A) et du Co-60 (B) normalisés par l'activité du K-40.	163
Figure 3.55	Profil d'activité du Pb-210 : état initial mesuré, état final mesuré, état final calculé par le modèle de Fornes et al. (1999) et état final calculé par la modèle présenté dans cette étude.	168
Figure 3.56	Représentation des couples coefficient de mélange-indicateur du temps de résidence pour lesquels le modèle est en meilleur adéquation avec les mesures.	169
Figure 3.57	Comparaison des profils verticaux d'activité mesurés et calculés au point Job pour un indicateur du temps de résidence de 24 mois ⁻¹ et un coefficient de mélange de 0,55 cm ² .mois ⁻¹ .	170
Figure 3.58	Comparaison des profils d'activité mesuré et calculé par le modèle pour le rapport Co-60/Cs-137 aux points FlaO et FlaS. Le rapport de partage RKd est fixé à 59.	172
Figure 3.59	Comparaison des profils d'activité mesuré et calculé par le modèle pour le rapport Co-60/Cs-137 au point Jer. Le rapport de partage RKd est fixé à 59.	173
Figure 4.1	Situation géographique de la Manche.	182
Figure 4.2	Situation de la ligne de rivage dans la Manche au cours des derniers 20 000 ans (extraite de Lesueur, 2003).	183
Figure 4.3	Carte bathymétrique de la Manche	183
Figure 4.4	Rose des vents réalisée à partir de relevés tri-horaires effectués par METEO-FRANCE au sémaphore de La Hève (Seine-Maritime) sur la période 1990-2003.	185
Figure 4.5	Trajectoires résiduelles lagrangiennes issue de modélisation hydrodynamique (Bailly du Bois et Dumas, 2004).	186
Figure 4.6	Répartition des sédiments superficiels en Manche obtenue à partir de la carte de Vaslet et al., 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001).	189

Liste des figures

Figure 4.7	Teneur en calcaire de la couverture sédimentaire superficielle de la Manche obtenue à partir de la carte de Vaslet et al., 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001).	189
Figure 4.8	Moyenne annuelle de la turbidité associée aux particules inorganiques calculée d'après les images claires du satellite MODIS enregistrées en 2007 (Gohin et al. 2005).	191
Figure 5.1	Position des points de calcul sur le maillage.	201
Figure 5.2	Représentation des couches sédimentaires et définition des variables (d'après Cugier, 2000).	204
Figure 5.3	Contraintes seuil pour un mélange bimodal sable gravier : tendances schématiques (De Linares, 2007)	212
Figure 5.4	Érosion avec enfoncement du fond de la couche active (d'après Cugier, 2000).	226
Figure 5.5	Érosion avec remontée du fond de la couche active (d'après Cugier, 2000).	227
Figure 5.6	Remontée du fond de la couche active suite à une épaisseur déposée supérieur à E_{CaMax} .	227
Figure 5.7	Création de couches sédimentaires en surface. A : Sans augmentation du nombre total de couches. B : Avec augmentation du nombre total de couches (d'après Cugier, 2000).	229
Figure 6.1	Emprise et résolution des différents modèles. A : Emboîtement M0 / M40 ou M10. B : Emboîtement M15 / GNB.	234
Figure 6.2	Carte de la répartition des sédiments superficiels de la Manche en 11 faciès obtenue à partir de la carte de Vaslet et al., 1978 (Struski, 1999 ; Nozière, 2001) représentée sur le maillage M10.	236
Figure 6.3.	Proportion de chacune des classes granulométriques représentée sur le maillage M10.	238
Figure 6.4	Niveaux d'eau : comparaison des résultats du modèle M40 et des mesures en 4 points de la Manche, d'Est en Ouest [origine des données : BODC (British Oceanographic Data Centre) et SONEL (Système d'Observation du Niveau des Eaux Littorales)].	239
Figure 6.5	Hauteur d'eau : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADP.	240
Figure 6.6	Niveaux d'eau et vitesses instantanés simulés par le modèle M10 pour les situations de PM - 3h, PM, PM + 3h, PM + 6h à Cherbourg (coefficient de marée de 95).	242
Figure 6.7	Vitesse du courant moyennée sur la verticale : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADP.	243

Figure 6.8	Roses de courant : comparaison des résultats du modèle GNB et des mesures à l'ADP.	244
Figure 6.9	Carte des vitesses maximales (moyennées sur la verticale) atteintes en Manche durant l'année 2007 représentée sur le maillage M10. Les flèches ne représentent que le sens du courant, non son intensité.	245
Figure 6.10	Carte de la contrainte de frottement maximale sur le fond (selon Strickler) atteinte durant l'année 2007 représentée sur le maillage M10.	246
Figure 6.11	Trajectoires des particules de diamètre 1 mm déplacées par charriage.	247
Figure 6.12	Schéma de transport des sédiments en Manche (Kenyon et Stride, 1971) Corrélation entre la longueur de rugosité mesurée et le D90 du faciès investigué.	248
Figure 6.13	Corrélation entre la longueur de rugosité mesurée et le Dmax du faciès investigué.	249
Figure 6.14	Carte de la longueur de rugosité initialisée en Manche représentée sur le maillage M10.	251
Figure 6.15	Contrainte de frottement de peau : comparaison des résultats des modèles et des mesures à l'ADV.	252
Figure 6.16	Cartes des contraintes de frottement de peau maximales atteintes en Manche durant l'année 2007 issue du modèle M10. A : Contraintes dues au courant seul. B : Contraintes dues à l'action des vagues et du courant.	253
Figure 6.17	Carte des hauteurs significatives maximales atteintes par les vagues durant l'année 2007.	254
Figure 6.18	Seuil de mise en mouvement : comparaison entre les tailles mesurées et celles calculées par différentes formulations.	258
Figure 6.19	Flux charriés : comparaison des mesures et des résultats de différentes formulations. A : Flux de sables. B : Flux de graviers.	260
Figure 6.20	Flux charriés avec prise en compte du coefficient d'entrave : comparaison des mesures et des résultats des formulations sélectionnées. A : Flux de sables. B : Flux de graviers.	261
Figure 6.21	Matières en suspension inorganiques à 30 cm du fond : comparaison des mesures à l'OBS et des résultats des diverses formulations.	262
Figure 6.22	Matières en suspension inorganiques à 30 cm du fond : comparaison des mesures à l'OBS et des résultats du modèle avec la formulation de Cugier (2000). Contribution des différentes classes granulométriques du modèle.	264

Figure 6.23	Frottement critique des deux classes d'un mélange SG/SF : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Seuil de la classe SF. B : Seuil de la classe SG.	266
Figure 6.24	Frottement critique des deux classes d'un mélange SG/SM : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Seuil de la classe SM. B : Seuil de la classe SG.	266
Figure 6.25	Flux charriés des deux classes du mélange SG40/SF60 : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations. A : Flux de SF. B : Flux de SG.	268
Figure 6.26	Flux charriés de la classe SF dans le mélange pavé SG80/SF20 : comparaison des mesures et des résultats de plusieurs formulations.	269
Figure 6.27	Flux résiduels (moyenne annuelle) des différentes classes granulométriques sans prise en compte de la houle. A : Sables fins. B : Sables moyens à grossiers. C : Graviers.	272
Figure 6.28	Flux résiduel de toutes les classes de tailles confondues, sans prise en compte de l'effet des vagues. Les valeurs représentent le flux net traversant la section dans le sens indiqué par la flèche. Les couleurs indiquent la contribution spatiale au flux : les tons rouges révèlent une contribution dans le sens positif (X ou Y), les tons bleus une contribution négative.	274
Figure 6.29	Flux résiduels (moyenne annuelle) des différentes classes granulométriques avec prise en compte des vagues. A : Sables fins. B : Sables moyens à grossiers. C : Graviers	275
Figure 6.30	Flux résiduels (moyenne annuelle) des différentes classes granulométriques avec prise en compte de la houle. A : Cailloutis. B : Galets.	276
Figure 6.31	Flux résiduel de toutes les classes de tailles confondues, avec prise en compte de l'effet des vagues. Les valeurs représentent le flux net traversant la section dans le sens indiqué par la flèche. Les couleurs indiquent la contribution spatiale au flux : les tons rouges révèlent une contribution dans le sens positif (X ou Y), les tons bleus une contribution négative.	278
Figure 6.32	Flux résiduels de la classe de galet avant la tempête de début décembre 2007.	278
Figure 6.33	Evolution de l'épaisseur de la couche sédimentaire (l'épaisseur initiale a été fixée à 20 cm). A : Au bout de un an (modèle M10). B : Au bout de cinq ans (modèle M40).	280
Figure 6.34	Moyenne annuelle en PIM en 2007 : comparaison des résultats du modèle et des valeurs issues du traitement des images du satellite MODIS (Gohin et al., 2005). A : Simulation sans vagues. B : Simulation avec vagues. C : Image satellite.	282

Figure 6.35	Moyennes mensuelles en PIM calculées par le modèle pour une simulation avec vagues en janvier, février, mars, octobre, novembre et décembre 2007.	284
Figure 6.36	Moyennes mensuelles en PIM issues du traitement des images du satellite MODIS (Gohin et al., 2005) en janvier, février, mars, octobre, novembre et décembre 2007.	285
Figure 6.37	Simulation du panache de dispersion de particules de vase ($D = 0.03$ mm) potentiellement marquées par les rejets de l'usine de retraitement des déchets radioactifs située au Cap de la Hague. Proportion de particules marquées dans la couche active. A : Au bout d'un an (modèle M10). B : Au bout de cinq ans (modèle M40).	287
Figure 6.38	Temps de transit moyen des sédiments superficiels depuis Cherbourg établie à partir des rapports isotopiques du plutonium (Boust et al., 1997).	288
Figure 6.39	Temps de transit moyen des sédiments superficiels depuis Cherbourg en années établie à partir des rapports Co-60/Cs-137 (Bertrand, 2002).	288

LISTE DES TABLEAUX

Liste des tableaux

Tableau 1.1	Echelle granulométrique de Wentworth (Wentworth, 1922) modifiée par Udden.	13
Tableau 3.1	Pourcentages de la surface associée aux faciès granulométriques de la carte sédimentaire de la Manche.	82
Tableau 3.2	Classes de taille des particules du microgranulomètre laser in-situ CILAS/IFREMER (diamètre D en μm).	90
Tableau 3.3	Point Job. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des 10 premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2 cm.	100
Tableau 3.4	Point FlaO. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des 10 premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2 cm.	103
Tableau 3.5	Point FlaS. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des 10 premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2 cm.	104
Tableau 3.6	Point Jer. Proportion massique de chaque classe de taille (en pourcentage) des 10 premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2 cm.	107
Tableau 3.7	Caractéristiques hydrodynamiques des quatre stations ateliers.	116
Tableau 3.8	Intervalles de classes granulométriques du granulomètre laser pour lesquelles la meilleure corrélation est obtenue avec les signaux de l'OBS et de l'ADV.	150
Tableau 3.9	Moyenne du rapport POM/MES en pourcentage et écart type (valeurs entre parenthèse) aux différentes heures de la marée en trois profondeurs.	151
Tableau 5.1	Valeurs des paramètres de la formulation de Ackers et White (1973).	213
Tableau 6.1.	Caractéristiques des différents modèles. Seul le temps de calcul des modèles dont la ligne est grisée correspond à une simulation du transport sédimentaire. TS* signifie transport sédimentaire.	235
Tableau 6.2	Discrétisation des 11 faciès définis par Vaslet et al. (1978) en six classes granulométriques. Les fractions sont exprimées en pourcentage.	237
Tableau 6.3	Discrétisation de la proportion des trois classes observées en dix classes utilisées pour le calcul.	256
Tableau 6.4.	Paramètres du module de transport sédimentaire multicouche multiclasse appliqué en Manche.	270

ANNEXES

Annexe A :

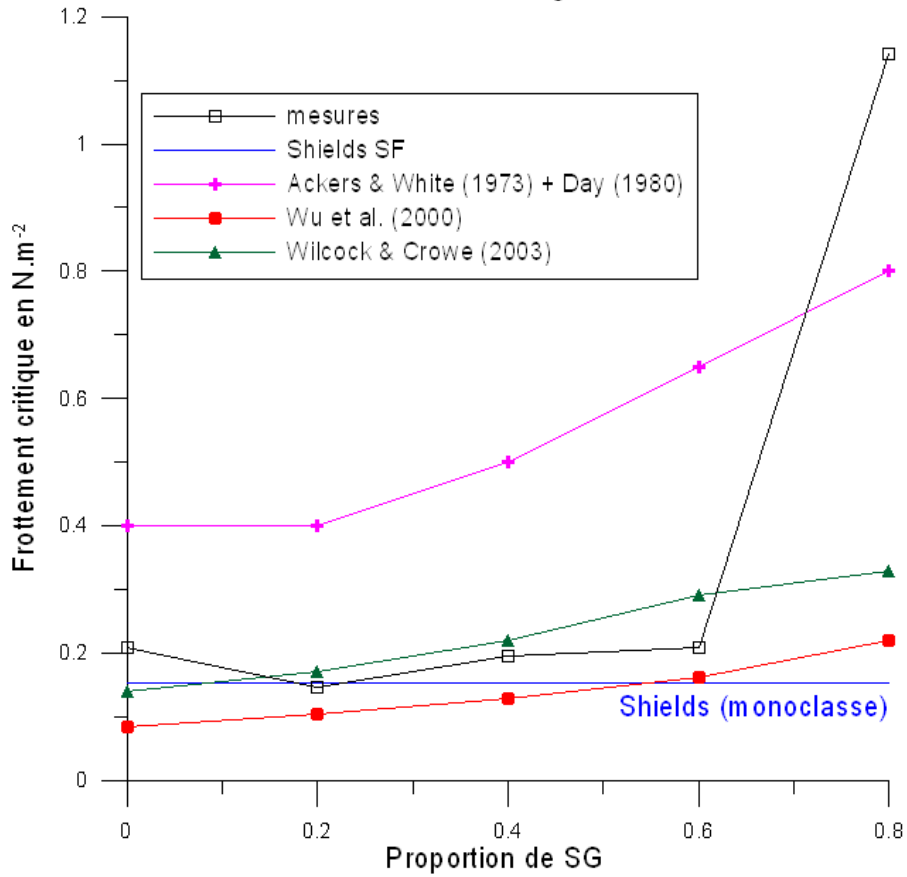
Résultats d'érodimétrie

Seuils de mise en mouvement

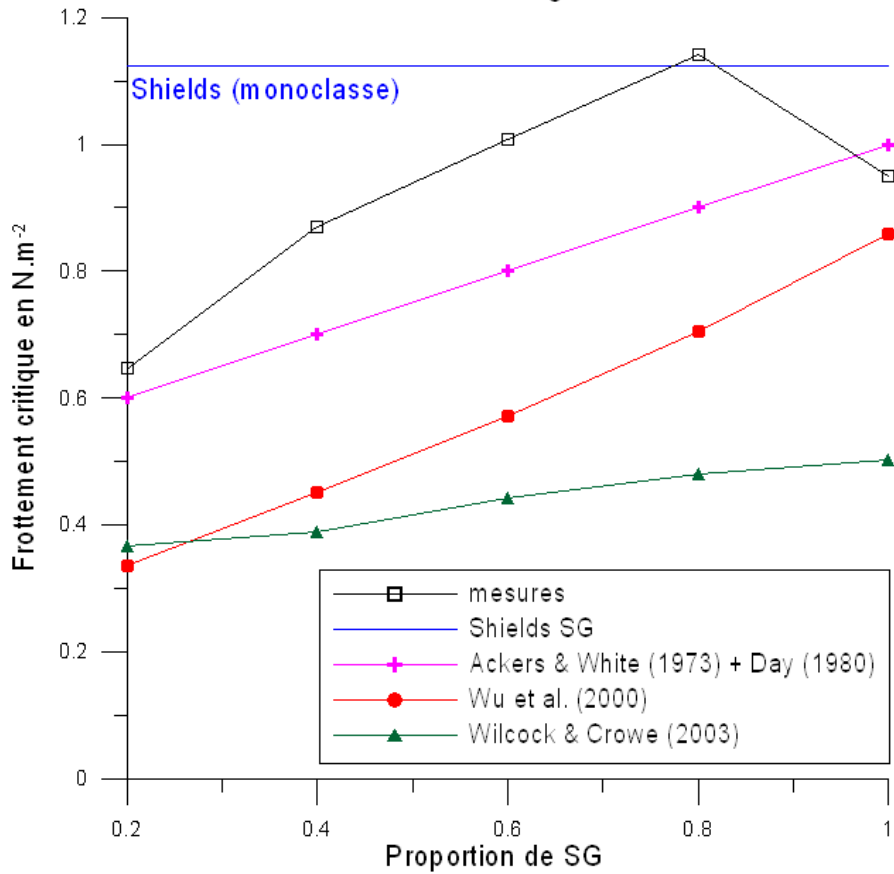
Les quatre figures suivantes représentent la contrainte de frottement critique des deux classes d'un mélange bimodal SG/SF et d'un mélange bimodal SG/SM en fonction de la proportion de la classe la plus grossière SG.

Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Physed). Pour de tels mélanges granulométriques, les prédictions de mise en mouvement des formules de Wu *et al.* (2000b), de Wilcok et Crowe (2003), de Shields (dans Van Rijn, 1984a) et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) y sont comparées.

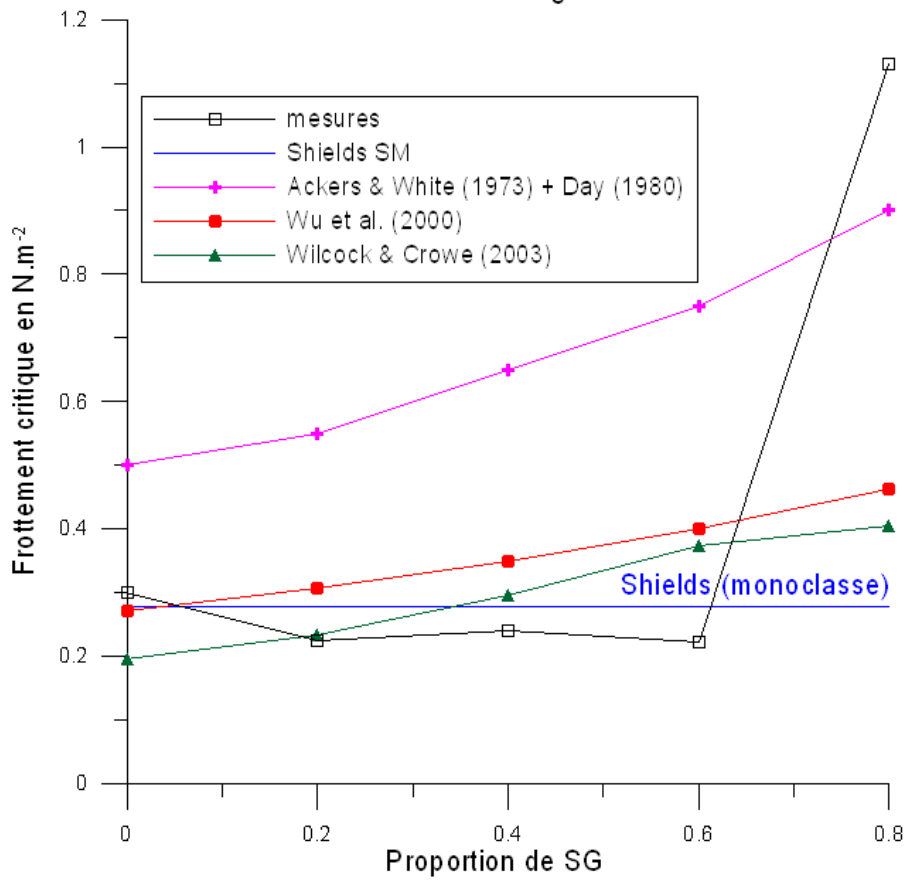
Seuil de SF dans le mélange SG / SF



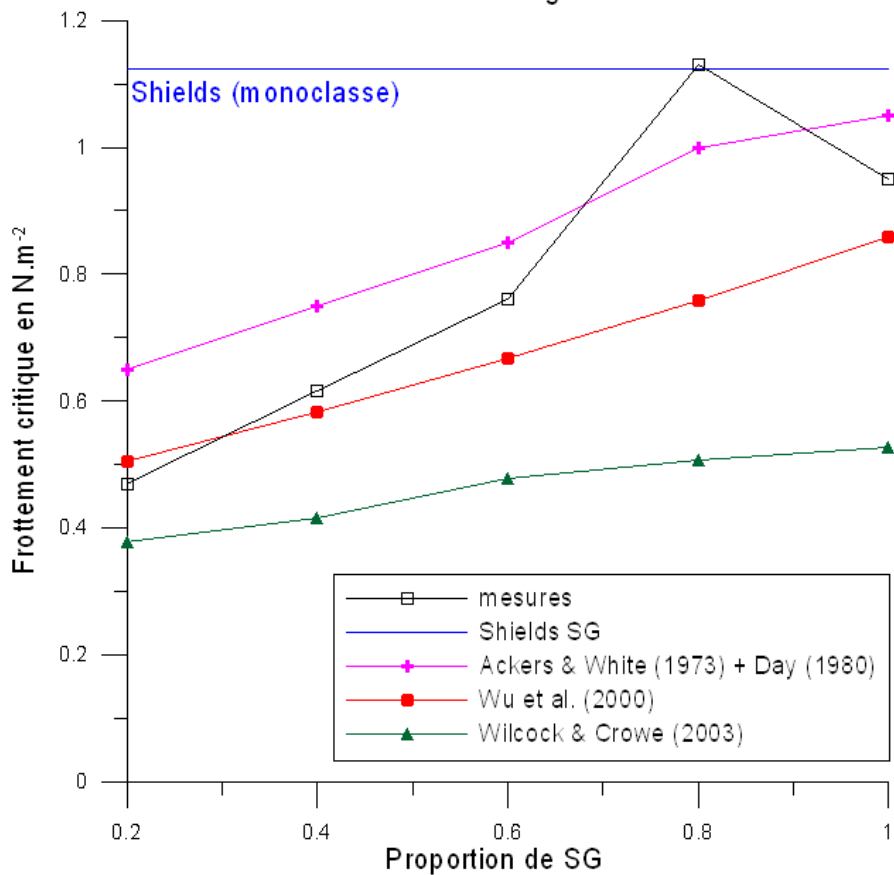
Seuil de SG dans le mélange SG / SF



Seuil de SM dans le mélange SG / SM



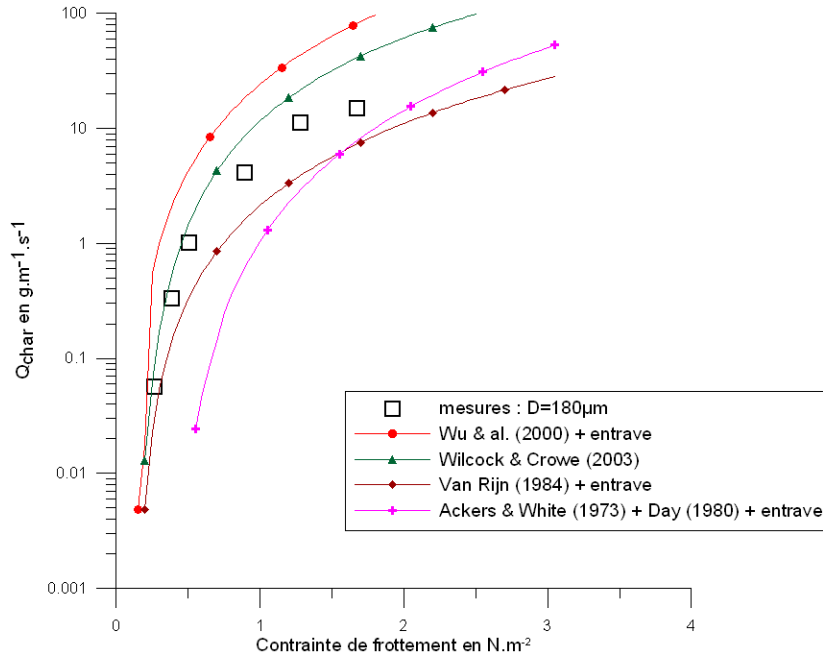
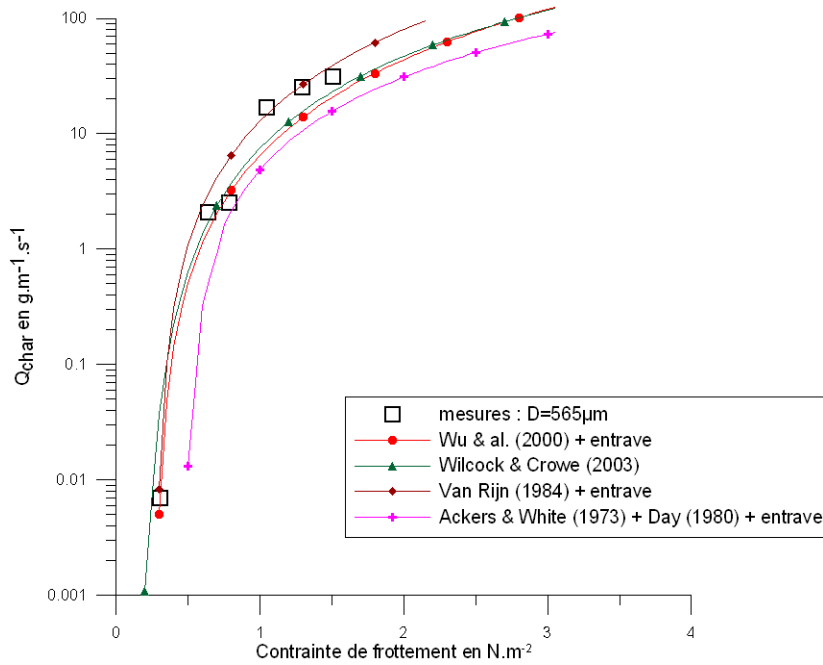
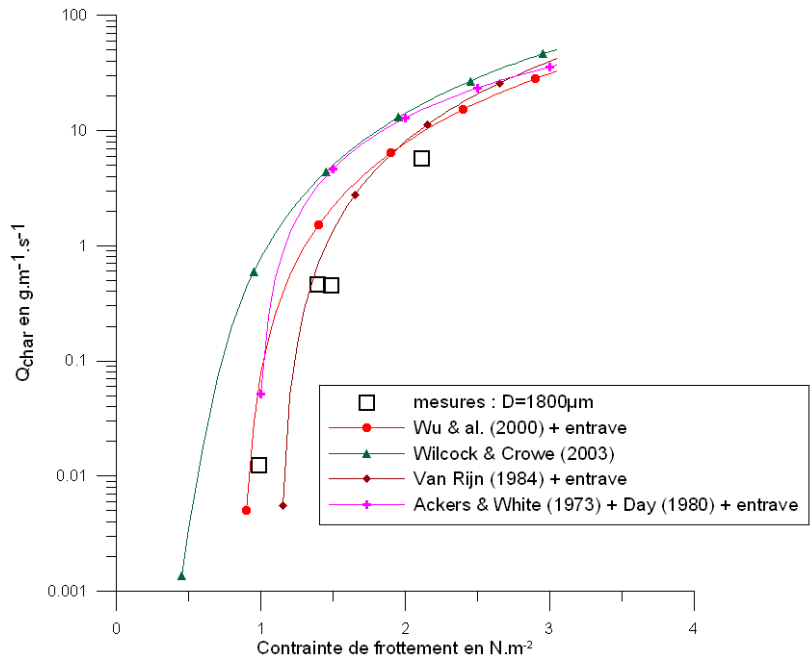
Seuil de SG dans le mélange SG / SM



Flux charriés monoclasses

Les trois figures suivantes représentent le flux charrié d'un **mélange unimodal** de la classe SF ($D = 0,18$ mm), SM ($D = 0,565$ mm) et SG ($D = 1,8$ mm) en fonction de la contrainte de frottement.

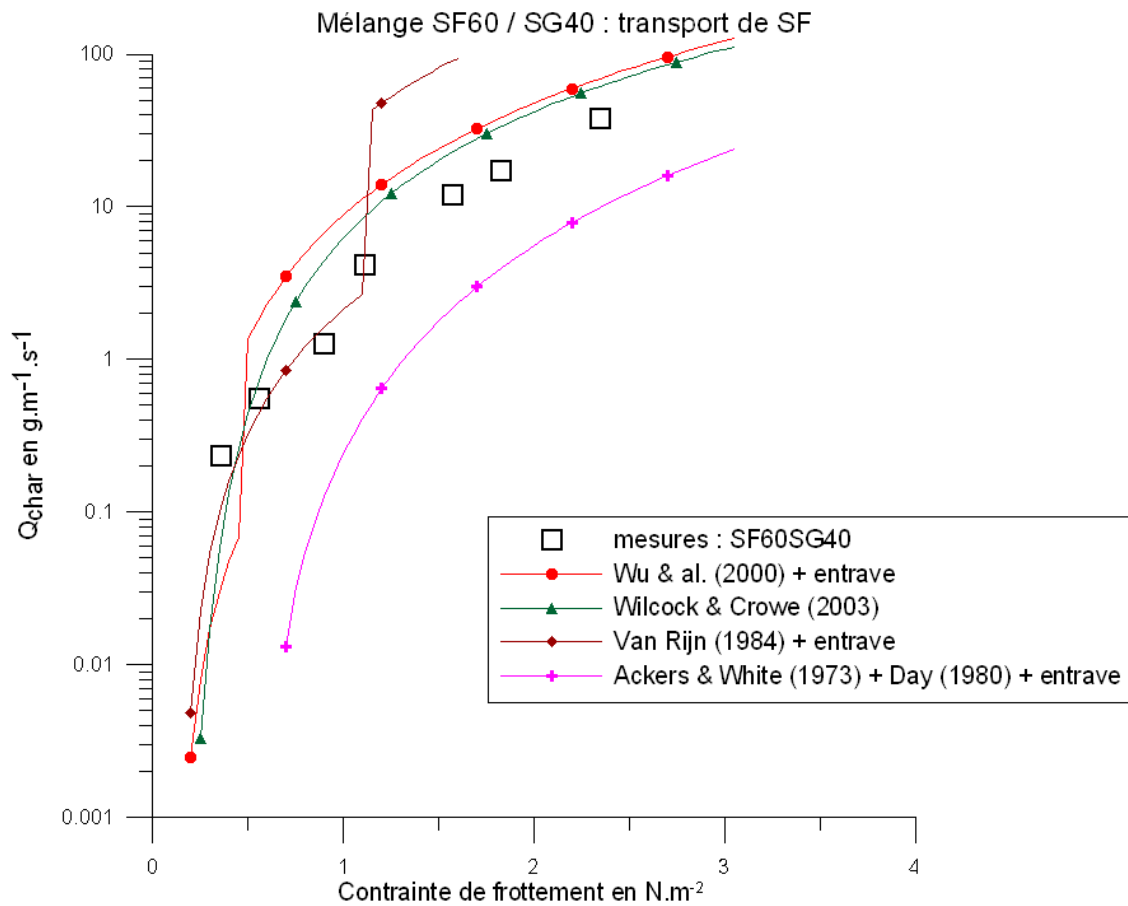
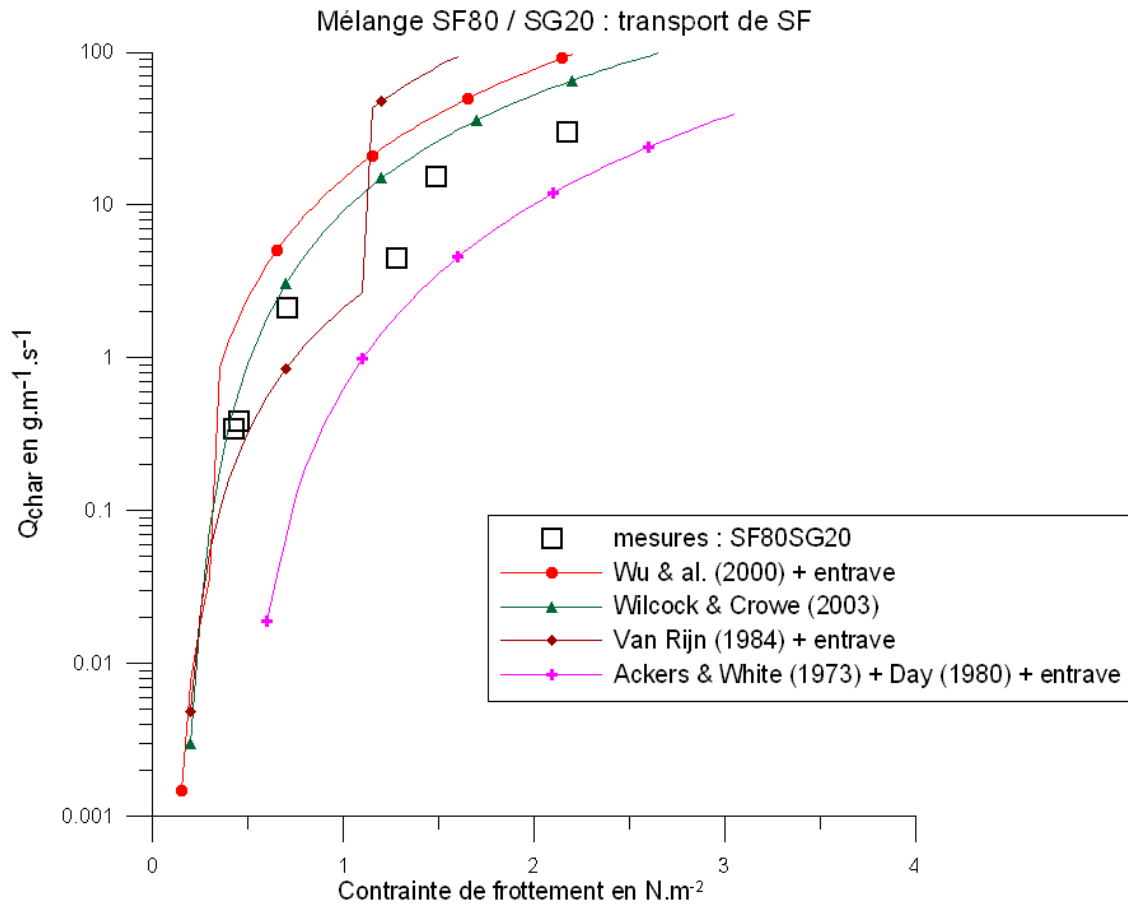
Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Phyсед). Pour la même granulométrie et la même gamme de contrainte de frottement, les prédictions des formules de charriage de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002), de Wilcok et Crowe (2003), de Van Rijn (1984a) avec le coefficient d'entrave et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) et le coefficient d'entrave γ sont comparées.

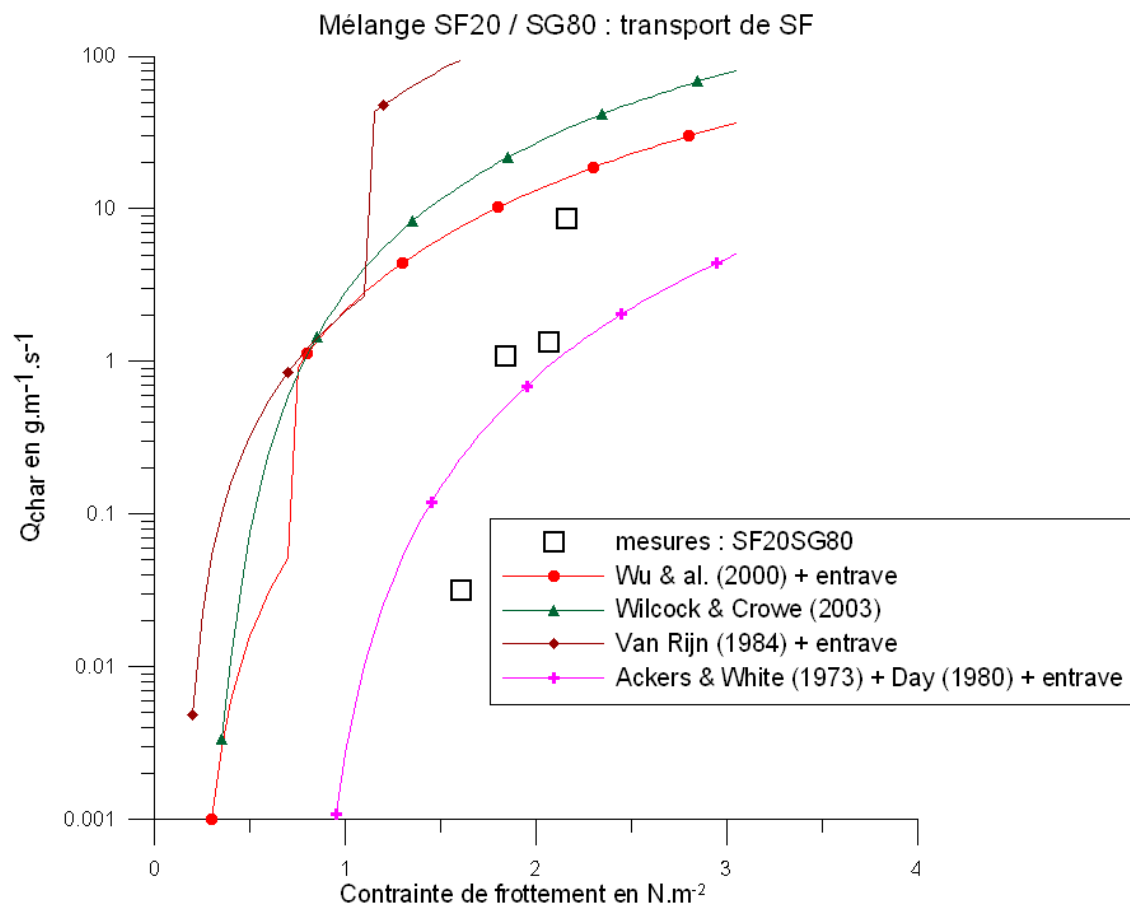
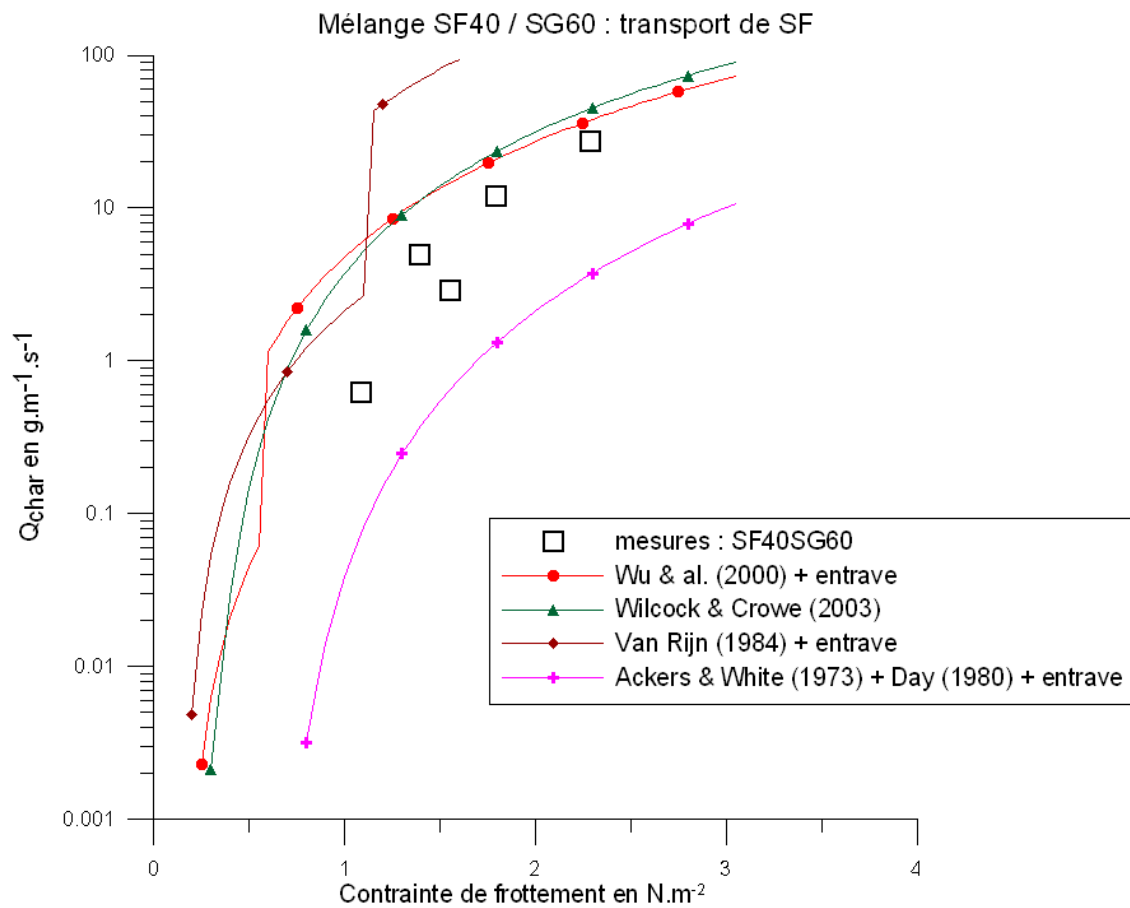
SF**SM****SG**

Flux charriés de la classe SF dans le mélange SF/SG

Les quatre figures suivantes représentent le flux charrié de la **classe SF** ($D = 0,18$ mm) au sein d'un **mélange bimodal SF/SG** en fonction de la contrainte de frottement. Le mélange est composé respectivement de 80%, 60%, 40% et 20% en masse de particules SF.

Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Physed). Pour la même granulométrie et la même gamme de contrainte de frottement, les prédictions des formules de charriage de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002), de Wilcok et Crowe (2003), de Van Rijn (1984a) avec le coefficient d'entrave et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) et le coefficient d'entrave γ sont comparées.

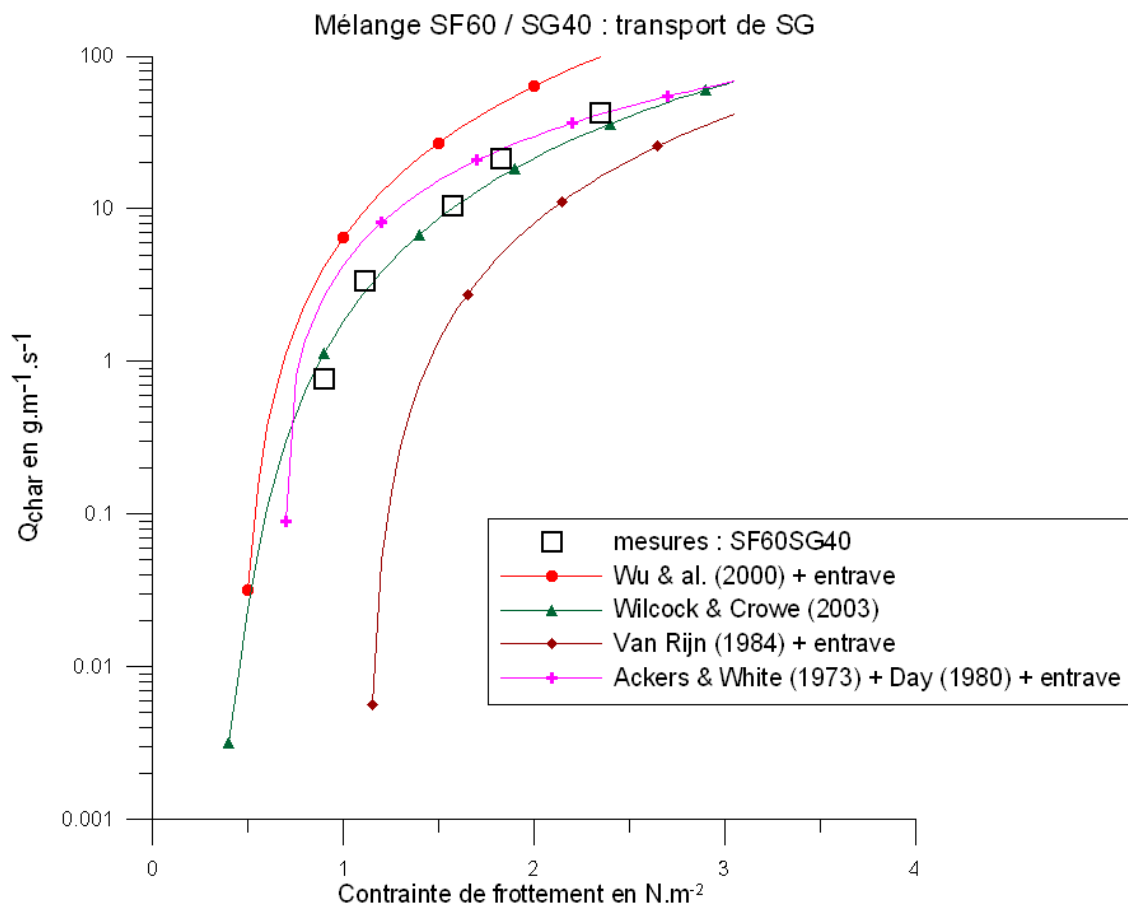
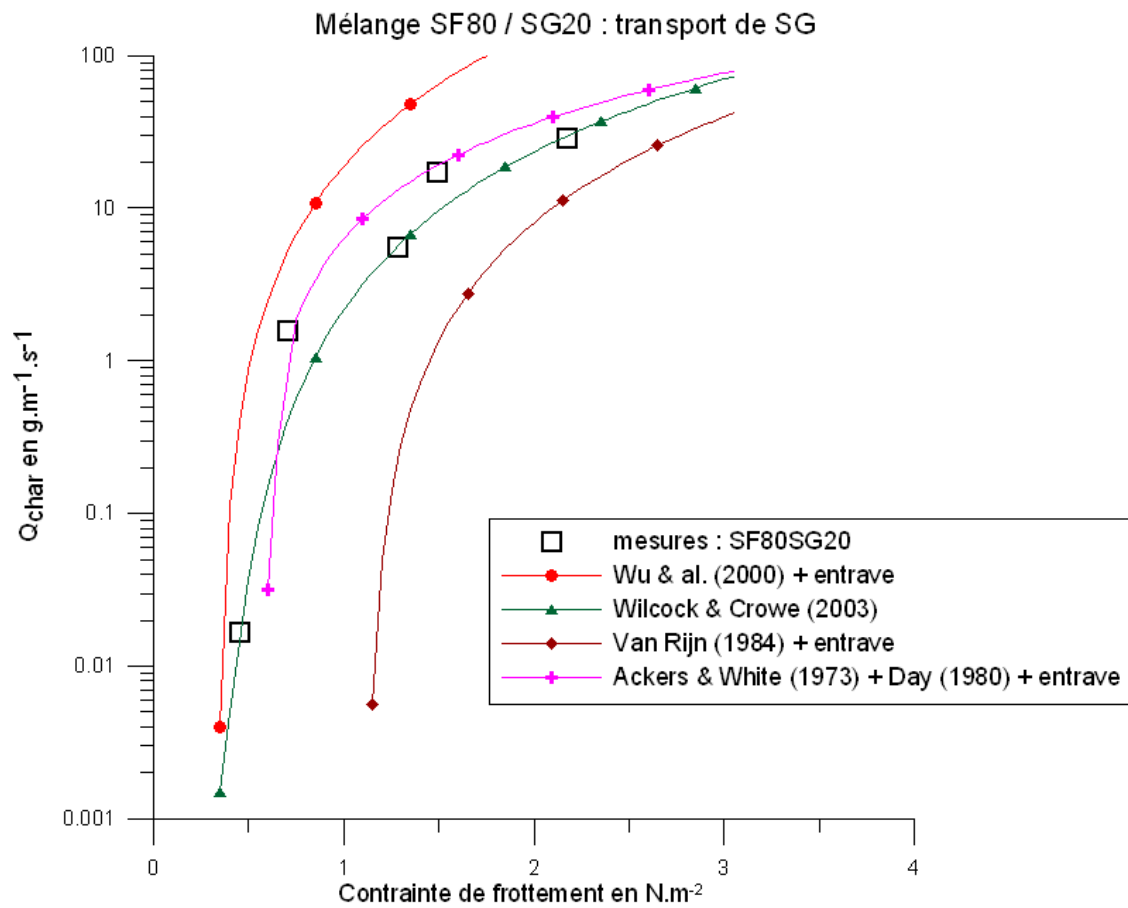




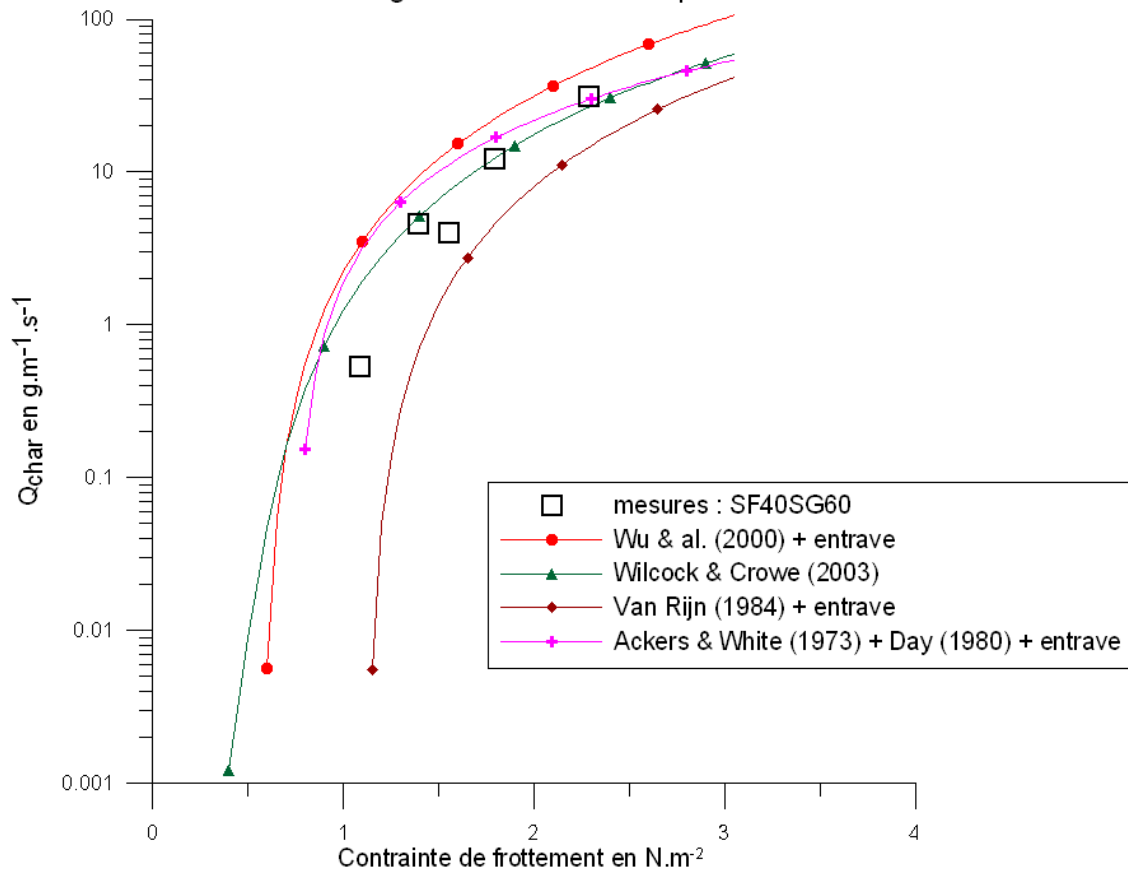
Flux charriés de la classe SG dans le mélange SF/SG

Les quatre figures suivantes représentent le flux charrié de la **classe SG** ($D = 1,8$ mm) au sein d'un **mélange bimodal SF/SG** en fonction de la contrainte de frottement. Le mélange est composé respectivement de 80%, 60%, 40% et 20% en masse de particules SF.

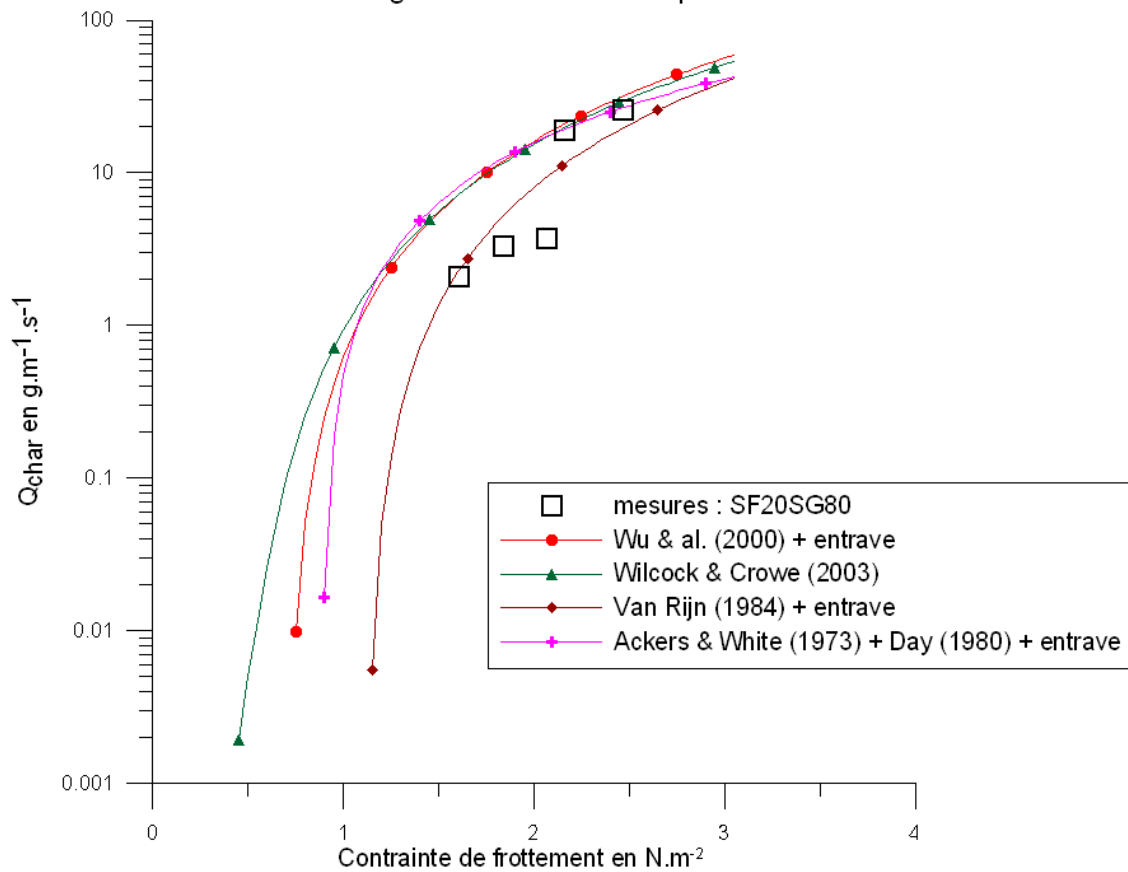
Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Physed). Pour la même granulométrie et la même gamme de contrainte de frottement, les prédictions des formules de charriage de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002), de Wilcok et Crowe (2003), de Van Rijn (1984a) avec le coefficient d'entrave et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) et le coefficient d'entrave y sont comparées.



Mélange SF40 / SG60 : transport de SG



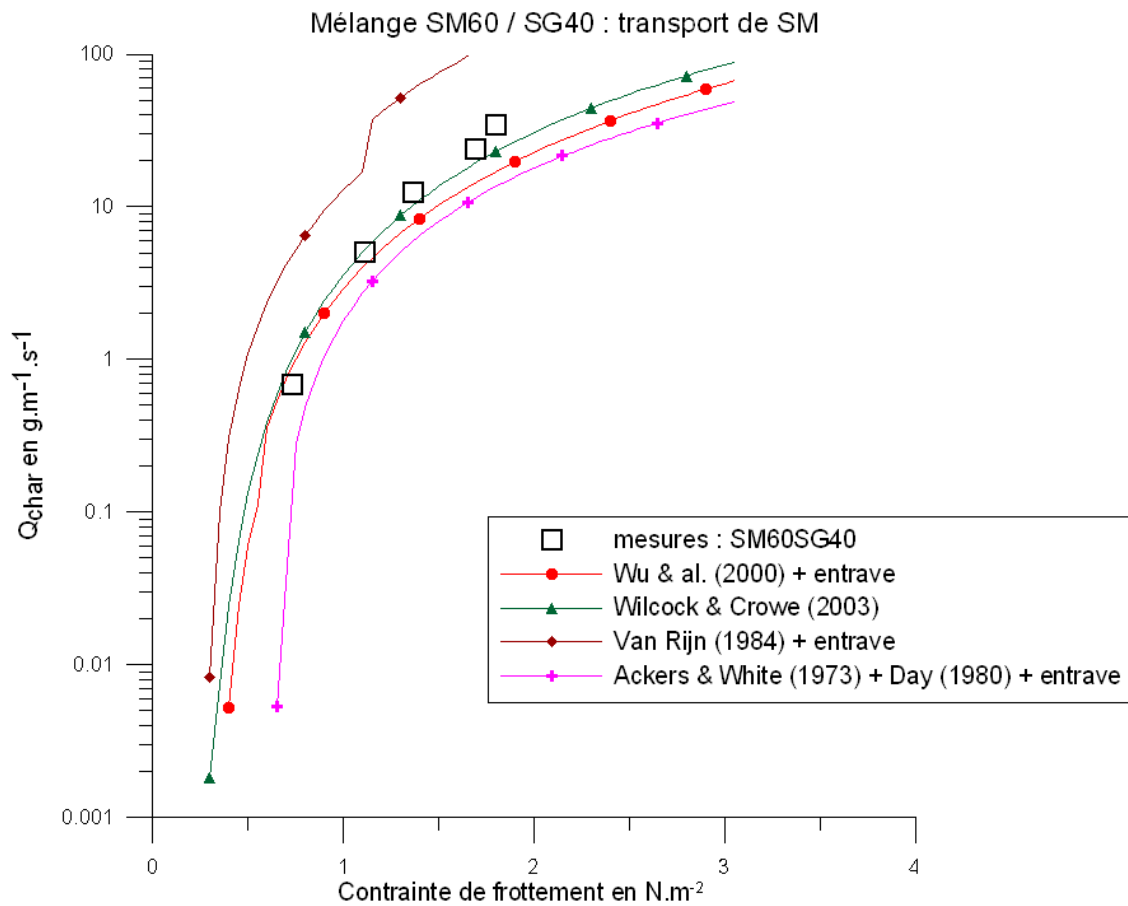
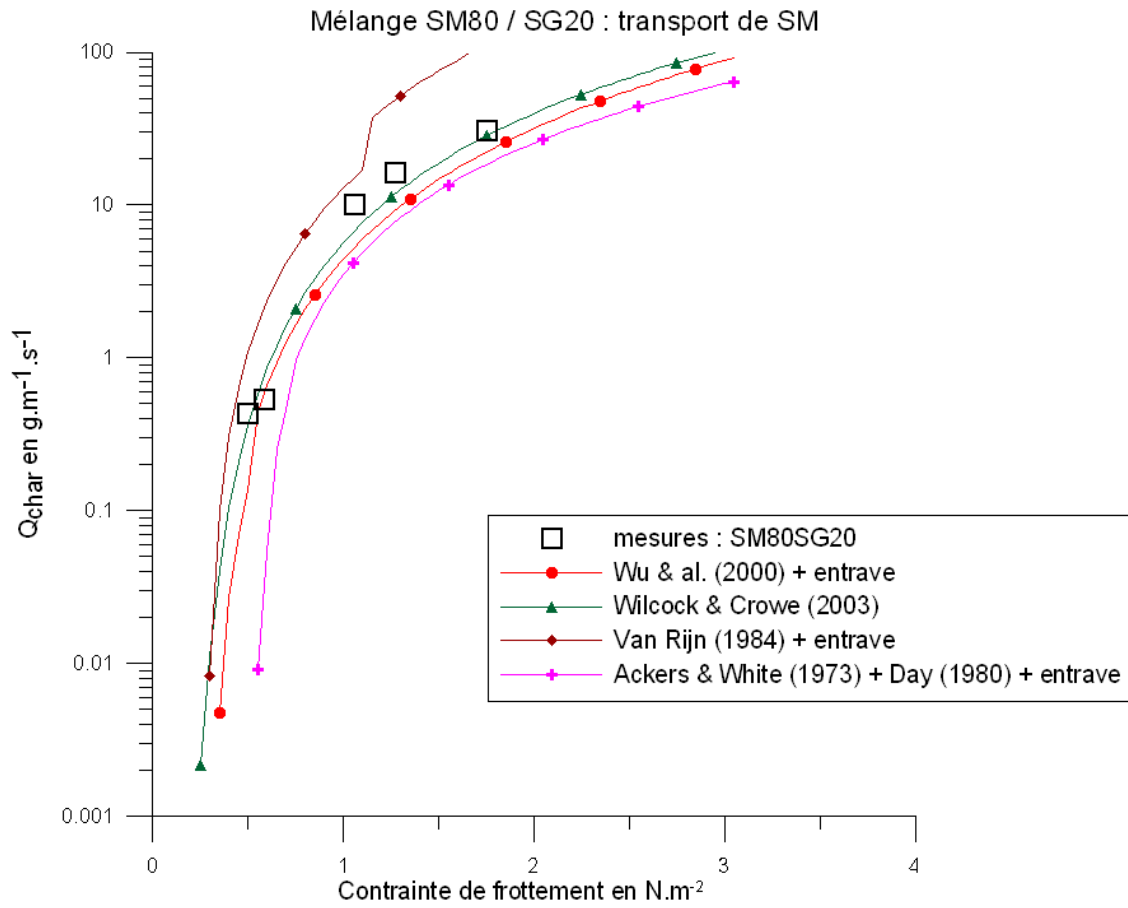
Mélange SF20 / SG80 : transport de SG



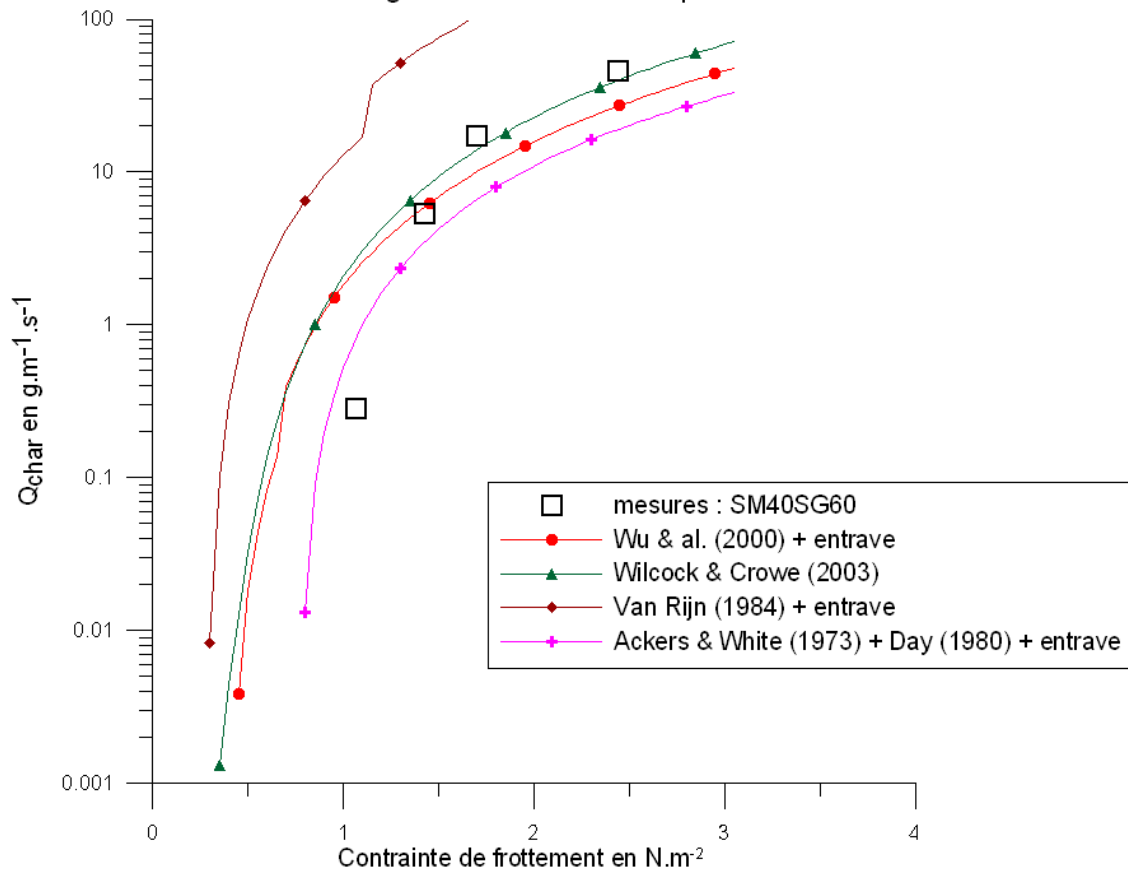
Flux charriés de la classe SM dans le mélange SM/SG

Les quatre figures suivantes représentent le flux charrié de la **classe SM** ($D = 0,565$ mm) au sein d'un **mélange bimodal SM/SG** en fonction de la contrainte de frottement. Le mélange est composé respectivement de 80%, 60%, 40% et 20% en masse de particules SM.

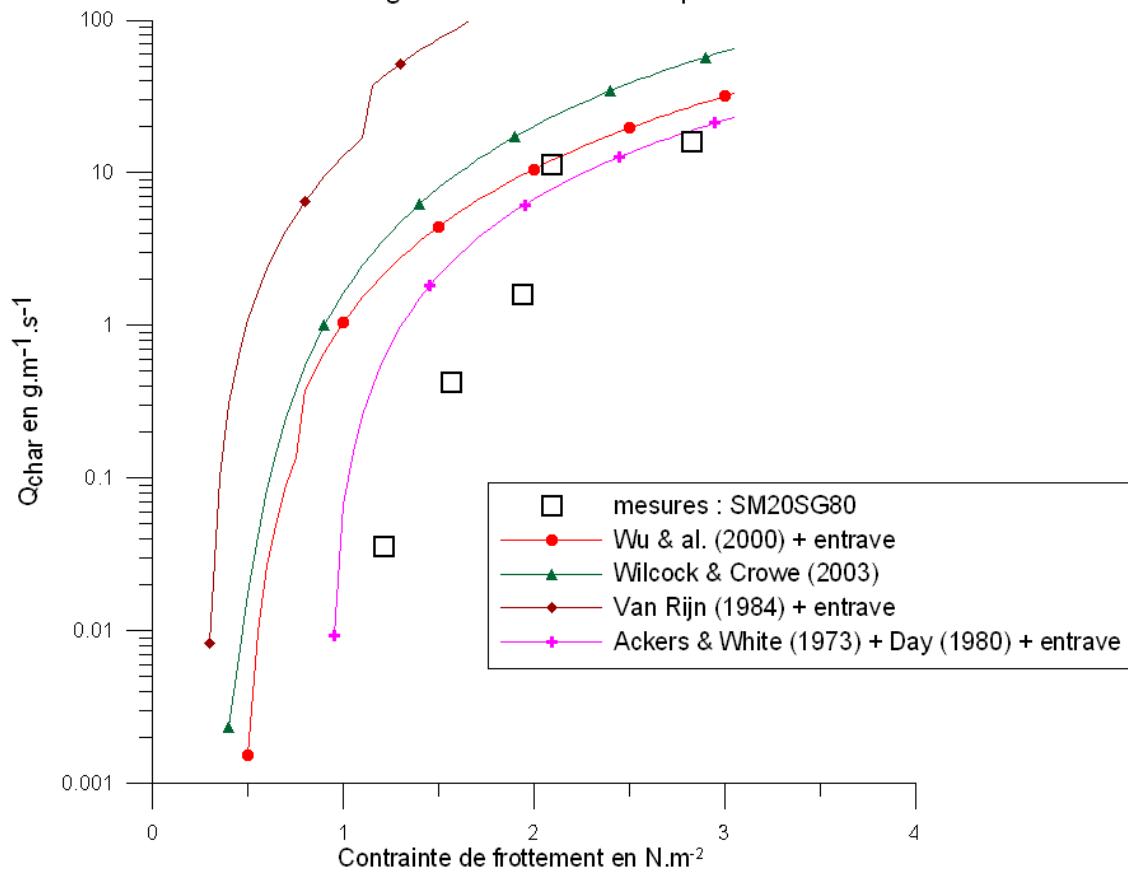
Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Physed). Pour la même granulométrie et la même gamme de contrainte de frottement, les prédictions des formules de charriage de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002), de Wilcok et Crowe (2003), de Van Rijn (1984a) avec le coefficient d'entrave et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) et le coefficient d'entrave γ sont comparées.



Mélange SM40 / SG60 : transport de SM



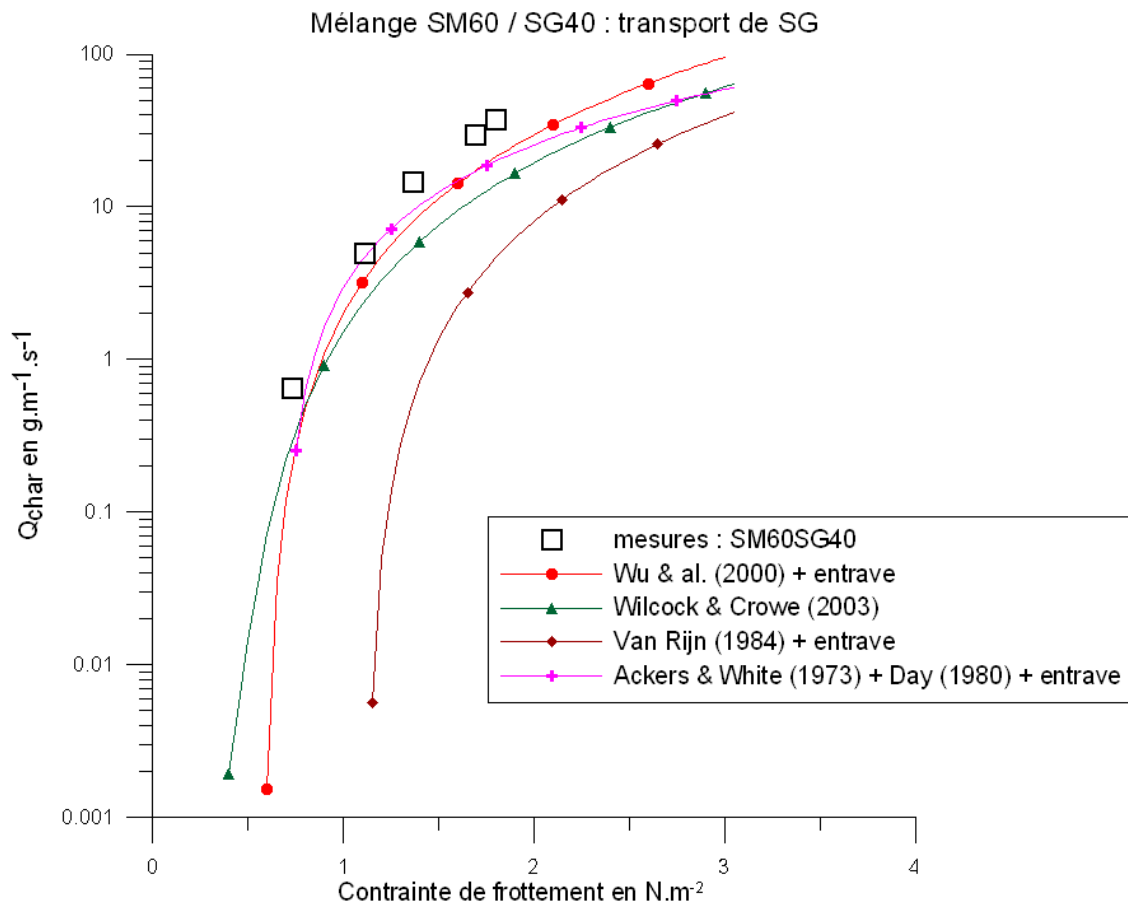
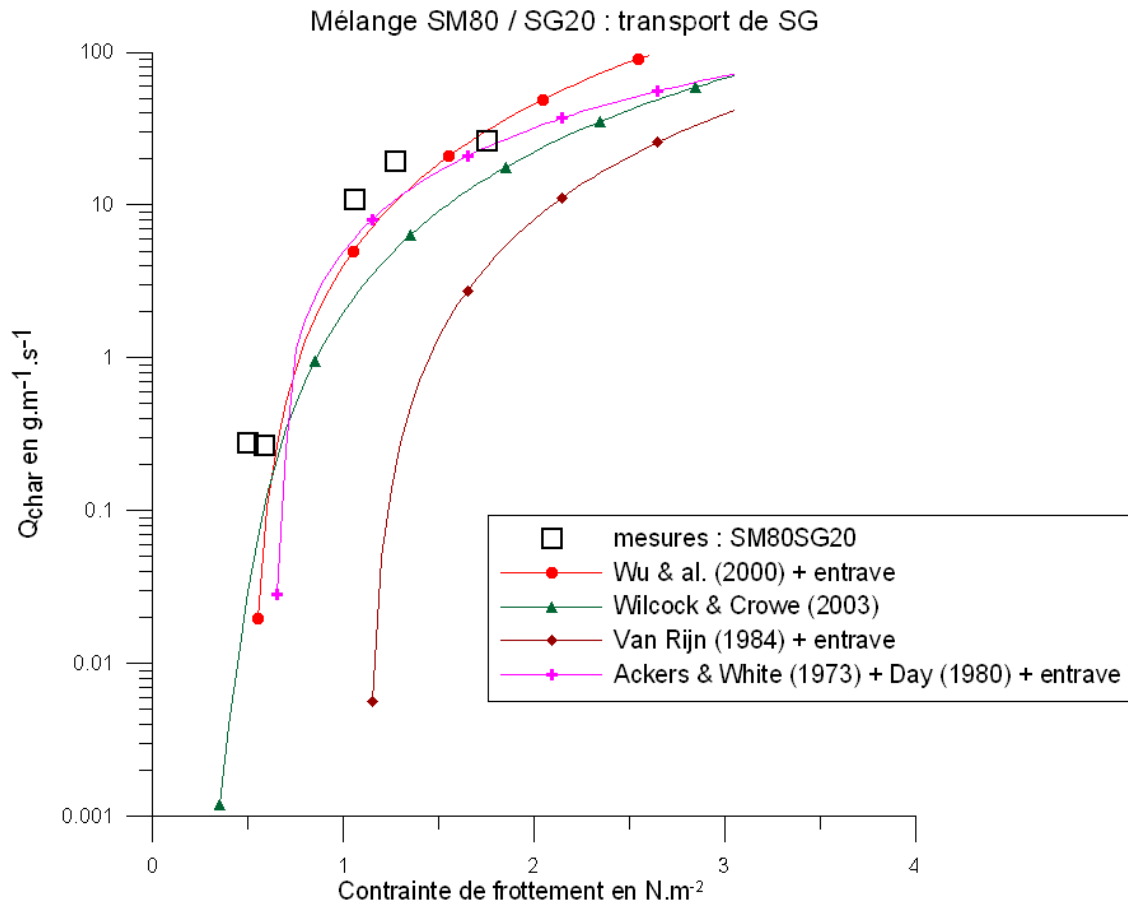
Mélange SM20 / SG80 : transport de SM



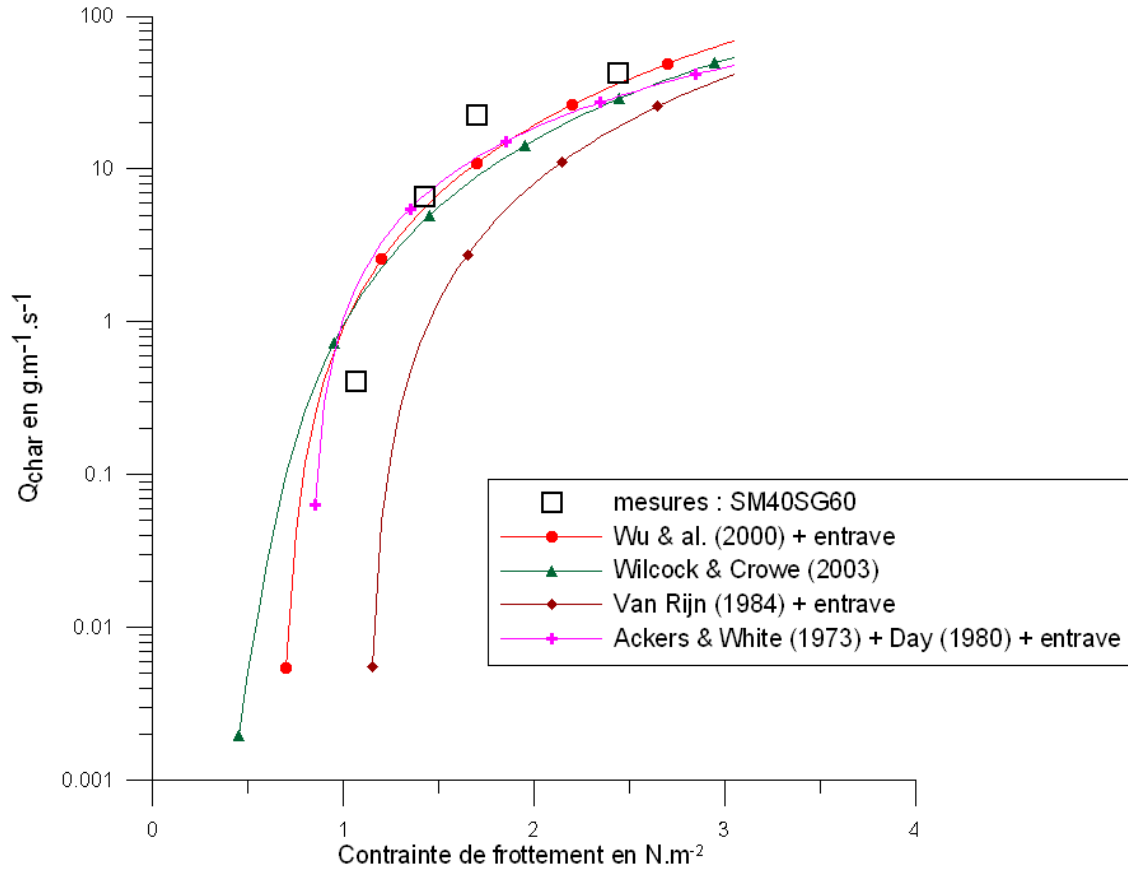
Flux charriés de la classe SG dans le mélange SM/SG

Les quatre figures suivantes représentent le flux charrié de la classe SG ($D = 1,8$ mm) au sein d'un mélange bimodal SM/SG en fonction de la contrainte de frottement. Le mélange est composé respectivement de 80%, 60%, 40% et 20% en masse de particules SM.

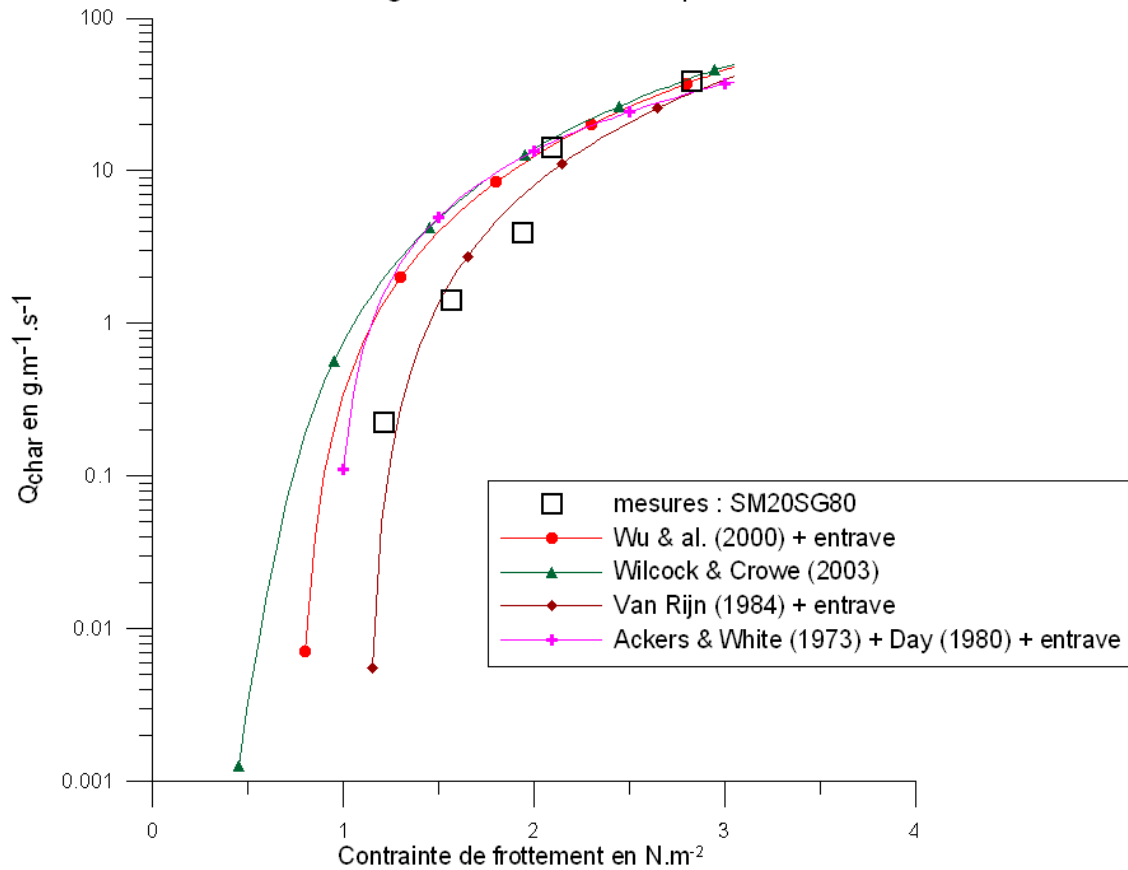
Les mesures sont issues de tests en canal à courant continu (érodimètre - Ifremer/Dyneco/Physed). Pour la même granulométrie et la même gamme de contrainte de frottement, les prédictions des formules de charriage de Wu *et al.* (2000b) avec le coefficient d'entrave de Kleinhans et Van Rijn (2002), de Wilcok et Crowe (2003), de Van Rijn (1984a) avec le coefficient d'entrave et de Ackers et White (1973) avec le coefficient de masquage-exposition de Day (1980) et le coefficient d'entrave γ sont comparées.



Mélange SM40 / SG60 : transport de SG



Mélange SM20 / SG80 : transport de SG



Annexe B :

Publication

BLANPAIN, O., BAILLY DU BOIS, P., CUGIER, P., LAFITE, R., LUNVEN, M., DUPONT, J., LEGRAND, J., LE GALL, E. & PICHAVANT, P. 2009. Dynamic sediment profile imagery (DySPI): a new field device for the study of dynamic processes at the sediment-water interface. *Limnology and Oceanography: Methods*, 7, 8-20.

Dynamic sediment profile imaging (DySPI): a new field method for the study of dynamic processes at the sediment-water interface

Olivier Blanpain^{1,2,3*}, Pascal Bailly du Bois¹, Philippe Cugier², Robert Lafite³, Michel Lunven², Jacky Dupont², Erwan Le Gall², Julien Legrand², and Pascal Pichavant²

¹Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Laboratoire de Radioécologie de Cherbourg-Octeville, BP10, 50130 Cherbourg-Octeville, France

²Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la MER, center de Brest, BP70, 29280 Plouzané, France

³Laboratoire M2C, Université de Rouen, UMR CNRS/INSU 6143, 76821 Mont-Saint-Aignan

Abstract

Sediment transport processes at the sediment-water interface are usually studied using flume tests. Due to technical limitations, extreme hydro-sedimentary conditions are then rarely considered. Sediment profile imaging (SPI) is a widely used technique for mapping benthic habitat quality in soft sediments but several limitations exist that make the system ineffective for coarse or indurated sediment investigations and for transport processes studies. To address this problem, a modified system was designed to investigate these processes *in situ*, on a grain-size scale, with high temporal resolution. A dynamic sediment profile imaging (DySPI) system was constructed with a new mode of penetration, an appropriate design and an imaging system based on high-definition video recording. The supporting frame was instrumented with autonomous sensors to monitor boundary layer characteristics along with video observations. This system was deployed during spring tide on sediment characterized by a mixture of particle sizes dominated by coarse grains. Appropriate image processing allowed determination of the area of sediment entrained, movement threshold, size of moving particles, instantaneous transport rate and interface profile changes, in addition to usual SPI parameters. However, DySPI is a prototype and further development of the instrument and the image processing are possible to enlarge the scope presented in this study.

Introduction

The need for in situ data—Bedload sediments and particulate suspended matter play an important part in the structure and function of coastal ecosystems: 1) They affect the trophic web by controlling turbidity, which acts on primary production; 2) they can fix and carry chemical components such as nutrients and pollutants. Thus, bottom sediments can represent both a

sink and a source for dissolved and particulate elements upon exchange with the water column. And 3) bottom sediments form a wide range of habitats or spawning grounds for fish and invertebrates. To understand these physical, chemical, and biological processes, it is necessary to accurately study sediment characteristics (particle size distribution and particle nature) and dynamics. In this perspective, the need for detailed *in situ* data are crucial, especially when the seabed is composed of grain mixture. White (1998) highlighted that despite the numerous available methods, it is still not possible to make detailed or accurate field measurements of bedload, suspension of mixed sizes, or suspension very close to the seabed.

The lack for high resolution transport process studies at the interface—Bedload transport is difficult to measure since sediment movement takes place within a few centimeters of the bed. As a result, field studies usually focus on grain and flow parameters governing average transport rates to derive and test expressions for bedload transport. Few *in-situ* techniques have been adjusted to estimate average transport processes. 1) The particle tracking method, which offers a solution to investigate

*Corresponding author: E-mail: olivier.blanpain@ifremer.fr

Acknowledgments

We are grateful to everyone involved in TEC-SEDHETE, SEDHETE, and TECSSED2 campaigns for their constructive collaboration and their enthusiasm. We would like to thank the crews of the *Côtes de la Manche* (Centre National de la Recherche Scientifique) and the *Thalia* (Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la MER) for technical assistance. This study is part of a research project sponsored by the Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la MER and the Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.

transport pathways of a variety of sediment over wide temporal and spatial scales, is well suited for pathway determination and can be used in the calculation of transport thickness and integrated transport rate, if the sampling strategy is appropriate. Black et al. (2007) provided a comprehensive review of the method and highlighted its technical limitations, mainly due to the high recovery rate of tracer needed. 2) Ripple progression monitoring uses a camera-based technique (Kachel and Sternberg 1971) or an echo-sounder based technique (Bell and Thorne 1997). The volume of sediment involved in ripple migration allows the bedload transport rate to be assessed. It can only be applied where hydraulic and sedimentary conditions allow ripple formation. 3) Finally, bedload traps are of very variable efficiency due to the difficulties of restricting the sampling to the movable layer (Dyer 1986).

The above methods yield averaged transport, hence providing poor individual or collective grain motion resolution in time and space. The two techniques, on the other hand, establish a detailed link between boundary layer turbulence and sediment mixture dynamics. The first one is self-generating noise measurements due to particles hitting against each other as they move (Thorne et al. 1984). Sound frequency is related to the grain size allowing the determination of the threshold of movement and the size of the moving grain. Sound intensity is a measure of the instantaneous transport rate. This method is most suitable for coarse grains but presents acoustic signal calibration problems (Thorne 1986). Second, video observations have previously been used to observe gravel transport (Williams 1990). This latter determined individual transport velocities and distances for 1680 particles while investigating bedload response to momentarily high bed shear stresses.

Dynamic sediment profile imaging (DySPI) concept and objectives—DySPI is an improvement of a thirty year-old technique called sediment profile imaging (SPI). SPI is a remote sampling technique for mapping superficial sediment properties along with observing and quantifying animal sediment interactions in aquatic systems (Rhoads and Young 1970; Rhoads and Cande 1971). A remotely operated camera is used to obtain profile photographs of the sediment-water interface. SPI is an effective technique for the assessment of soft sea floor habitat quality. Over the years, the original SPI concept has been adapted to specific needs. Planar optodes (gels that produce an optical response to dissolved oxygen concentration) have been fitted to SPI prisms to produce two-dimensional maps of pore water dissolved oxygen concentrations (Glud et al. 2001; Wenzhofer and Glud 2004). Patterson et al. (2006) described a low-cost sediment profile camera based on an A4 scanner, which allows greater penetration depth.

DySPI extends the scope of SPI by allowing bedload processes to be studied with video imagery even on a coarse bed. Indeed, thanks to its streamlined shape and horizontal penetration, the sediment-water interface remains undisturbed, and the main flow is not modified during video acquisition. Thus, in addition to usual SPI parameters (Kennedy

2006), DySPI intends to investigate sediment transport processes on a grain-size scale with high temporal resolution. Indeed, it allows characterization of sediment response to turbulent fluctuations in terms of mode of transport, threshold of movement, individual grain velocity, instantaneous transport rate, transport thickness, and sorting and armouring processes. Coupled with conventional sensors, this new apparatus enables in-situ sediment processes investigation in a large range of hydro-sedimentary conditions.

Image processing—With the addition of an appropriate image-processing system (Keshavarzy and Ball 1999, Roarty and Bruno 2006), original and detailed information about dynamic processes at the sediment-water interface can be obtained. The use of imagery to observe and measure sediment particle motion has been considered for approximately 30 years in laboratory flumes (Nelson et al. 1995, Keshavarzy and Ball 1999, Roarty and Bruno 2006). Few authors have observed bedload in natural rivers or shelf seas (Drake et al. 1988, Williams 1990). Recent developments in digital imagery, computing technologies and image-processing techniques have greatly improved the utility of motion pictures to obtain quantitative parameters from interface dynamical processes. Image-processing remarkably allows the determination of moving area ratio, the size of the largest particle in motion, instantaneous transport rate, and interface evolution. With the capture and collection of these data, it is possible to develop a statistical description of standard particle transport processes at the sediment-water interface.

Materials and procedures

Although SPI is itself a versatile technique for acquiring sediment profile images, two main limitations have led to the development of a new device termed DySPI. The primary consideration was to modify the mode of penetration and the design of the imaging module to allow successful profile image acquisition even in coarse sediments, without disturbing the interface or the current dynamic. The second requirement was to observe the transport dynamical features with a high degree of temporal resolution. This consideration led to the use of a digital camcorder rather than a camera.

The whole system is made operational thanks to several units mounted on a supporting frame: 1) the DySPI module itself, 2) the video system and the light sources, 3) the additional sensors, and 4) the embedded computer.

Lander frame—DySPI is mounted on a sturdy benthic frame. During beam penetration, the frame must be stable enough not to fall over and strong enough not to bend. These constraints led to the development of a tetrapod design (2 meters long, 1.75 meters wide and 1.35 meters high) construction, with thick square-shaped tubes and angle reinforcements. The whole frame is built using stainless steel to avoid magnetic disturbance of the additional sensor compass. Lead ballasts can be introduced into the foot tubes to stabilize the frame on the bottom (up to 120 kg in each foot).

Imaging module design and penetration—The imaging module is horizontally sliced through the sediment with a walking beam movement (Fig. 1 A and B). The penetration depth can be adjusted to a maximum of 10 cm inside the sedimentary layers. Depending on sediment strength, penetration can generate an important tractive force. A motorized winch (Project

× 2 windlass, 1000Watts, Lofrans) has been made waterproof. It is designed to pull up to 950 kg. The beam is made from stainless steel. Its overall length is 105 cm, its maximal height is 33 cm, and its curvature radius is equal to the axis length (120 cm). Its half hull shape has been designed to fulfill several objectives:

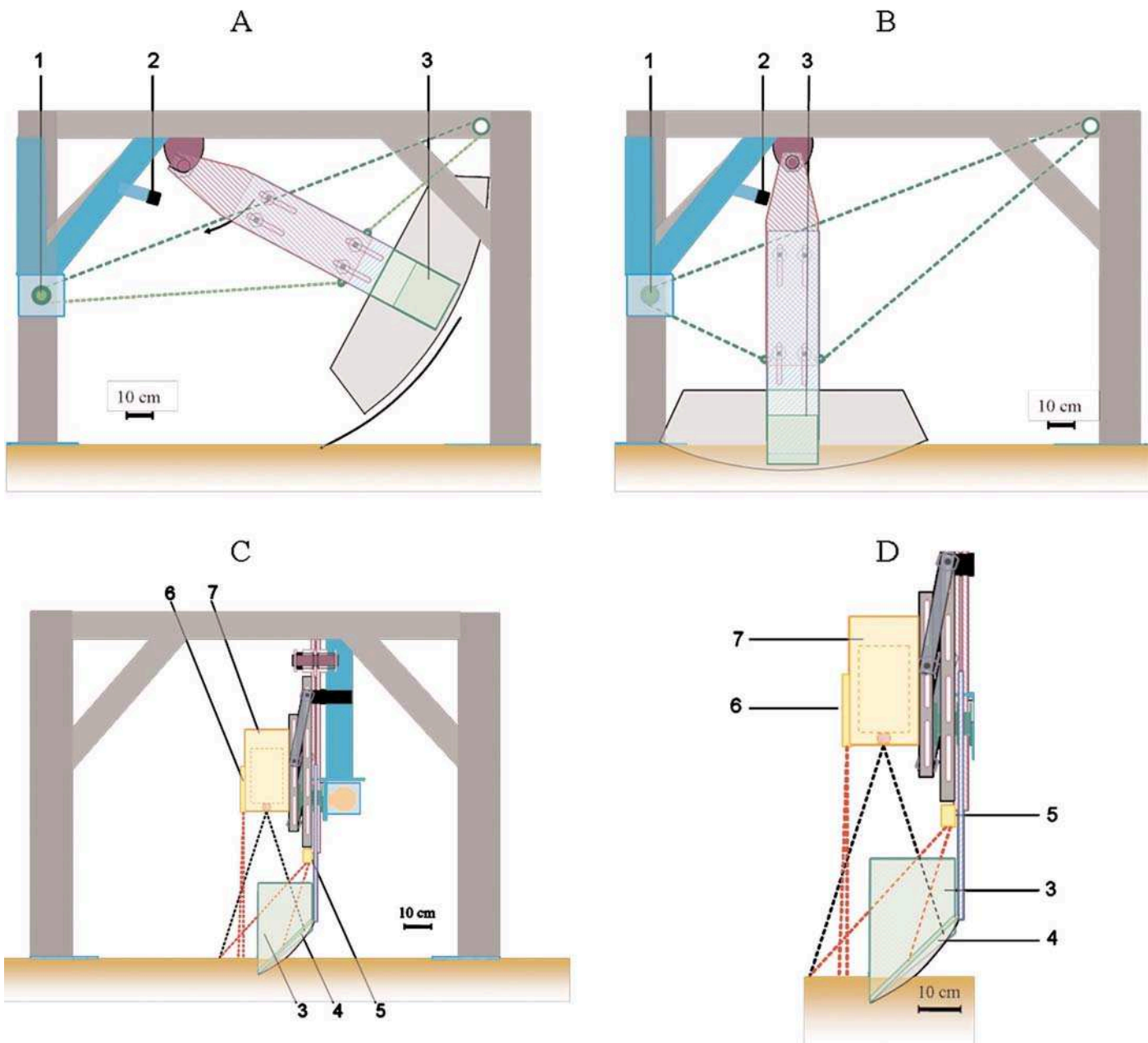


Fig. 1. Diagram of the DySPI system mounted on its lander frame. (A) Side view: The beam is up before the landing. (B) Side view: The beam has penetrated the sediment; DySPI is in position to start acquiring images. (C) Front view: The mirror in the periscope box reflects the interface profile up to the camera. (D) Front view: Zoom on the imaging module. The camera field of view (black dotted lines) and the lighting areas (red dotted lines) are displayed. The upper part of the periscope box is not drawn here to improve the figure readability. 1 = motorized winch, 2 = magnetic switch to stop the winch, 3 = periscope box in the middle of the beam, 4 = mirror, 5 = spotlight, 6 = array of LEDs to produce a light pencil, 7 = waterproof video camera housing.

1) To support and protect the periscope box. An inverted periscope is placed at the middle of the walking beam (Fig. 1). The profile of the sediment-water interface is reflected up to the camera through the mirror. The periscope consists of an optical mirror mounted at a 45° angle in a box fitted with 2 transparent Perspex faceplates. The vertical Perspex faceplate is 30 cm high and 20 cm wide. The Perspex box is filled with distilled water and sugar to prevent mirror corrosion and to achieve identical light diffraction to sea water, refraction, and/or distortion of light along the image pathway.

2) To preserve the surface sediment structure during penetration, the upstream end of the beam looks like a half-anchor with a blade cutting the sediment (Fig. 2). The following profile is a part of a cone section to minimize sediment reorganization after entrance of the end blade. A motorized winch ensures that penetration is sufficiently slow to minimize disturbance of the sediment-water interface. The winch release is programmed on board to be sure that penetration starts when the frame is landed. A magnetic switch ensures that the motorized winch is stopped when DySPI is in place.

3) To preserve current features. The part of the periscope facing the sediment is a strictly planar surface. To minimize flow disturbance, the beam must penetrate parallel to the current direction (or to the composition of current and wave orbital velocity). A drag anchor is mounted on the DySPI frame to ensure that it is trimmed right in the flow direction when it descends through the water column. Thus, the periscope vertical faceplate is set parallel to the flow direction without any disturbance from obstacles upstream. The drag anchor is automatically dropped by a mechanical system when DySPI is penetrating.

Image acquisition and light sources—A high-definition digital video camera (Sony HVR-A1E) is housed on the rotation axis on top of the mirror (Fig. 2). The recording format is HDV 1080/50i: frames are interlaced (50 half-frames are recorded per second), and image resolution is 1080 by 1440 pixels. The video frame is defined to have an aspect ratio of 16:9 thus achieving the correct resolution; actual pixels are stretched to an aspect ratio of 1.33:1 (rectangular pixels). Shutter speed can be set from 1/10000 s to 1/3 s; 1/50 s was chosen for this study. Power is supplied by internal batteries. Images are recorded on mini DV tape for 1 h. To cover the whole deployment period, movie sequences of only a few minutes each are acquired at a chosen interval. Recording is remotely turned on and off by the embedded computer via the LANC input of the Sony camcorder. The field of view is centered to see both the sediment vertical section reflected by the mirror and the sea floor directly (Fig. 1D). It may be noticed that the finest grain size to consider is determined by the camcorder resolution and the field of view investigated. The latter can be adjusted by setting the zoom to increase resolution or to enlarge the field of view. Because video frames are taken through the periscope box, the turbidity of the ambient water does not affect image quality.

Illumination of the area of interest is essential to obtain

high image quality and to allow further image analysis. Two different light sources were used (Fig. 3). Light was provided alternatively by a spotlight through the periscope box to illuminate the entire area of interest (direct sea floor and vertical section of bed) and by a light pencil when viewing a specific volume of water (direct sea floor and vertical section of water above the sediment). The spotlight was a 50-W halogen lamp. The light pencil was achieved using an array of 30 blue-green LEDs with a 6° viewing angle (Farnell). These produce a 3 cm wide and 30 cm long vertical beam of light on the seabed.

Additional instruments—To monitor boundary layer characteristics simultaneously with video observations, DySPI was coupled with several autonomous optical and/or acoustic sensors (Fig. 4). This kind of instrumented benthic frame has demonstrated its efficiency in many comprehensive field programs over the past 50 y (Sternberg 2005). For this study, an optical backscatter (OBS-3, D&A Instrument Company), a particle size analyser (PSA, CILAS), a chlorophyll fluorometer (Seapoint), an acoustic Doppler velocimeter (ADV Vector, Nortek) and an acoustic Doppler profiler (ADP 1MHz, SonTek) were used. Measurements from ADV, OBS, and PSA were performed 30 cm above the sea bed in the upstream part of the frame at a place where the hydraulic disturbance is minimum. ADP was looking upward to investigate velocity and turbidity profiles on the entire water column. All these sensors were controlled by the embedded computer. Thus, the whole tetrapod can be moored for data acquisition during a relatively long period. The frame is designed to support several types of instruments at different places or heights above the bottom. These choices depend on the aim of the study and the hydro sedimentary conditions. Contrary to what was done during this deployment, ADV gains to be placed so the sensing volume is coincident with the near-bed fluid within the video frame. Thus, response to individual turbulent fluctuations can be measured.

Embedded computer—A computer was embedded to control all the equipment. Custom software was designed, allowing the scheduling of each process: DySPI penetration, light control, sequential video recording, data acquisition, and storage.

Assessment

Several key questions arise concerning the design of the image module and the manner of achieving sediment penetration. What tractive force is needed for the beam to enter a coarse or indurate sediment cover? To what extent is sediment reworking during penetration? How can flow disturbance and the erosion pattern caused by the frame be minimized?

Flume tests—To address these questions, a 1/10 scale model of the lander frame and its imaging module was built and deployed in a flume (Fig. 5). Numerous penetration tests were conducted for different penetration depths, grain sizes ($d_{50} = 0.1$ mm and $d_{50} = 1.8$ mm), degrees of sediment packing, flow velocities (subcritical flow up to 0.35 m.s⁻¹), and angles between beam and current.

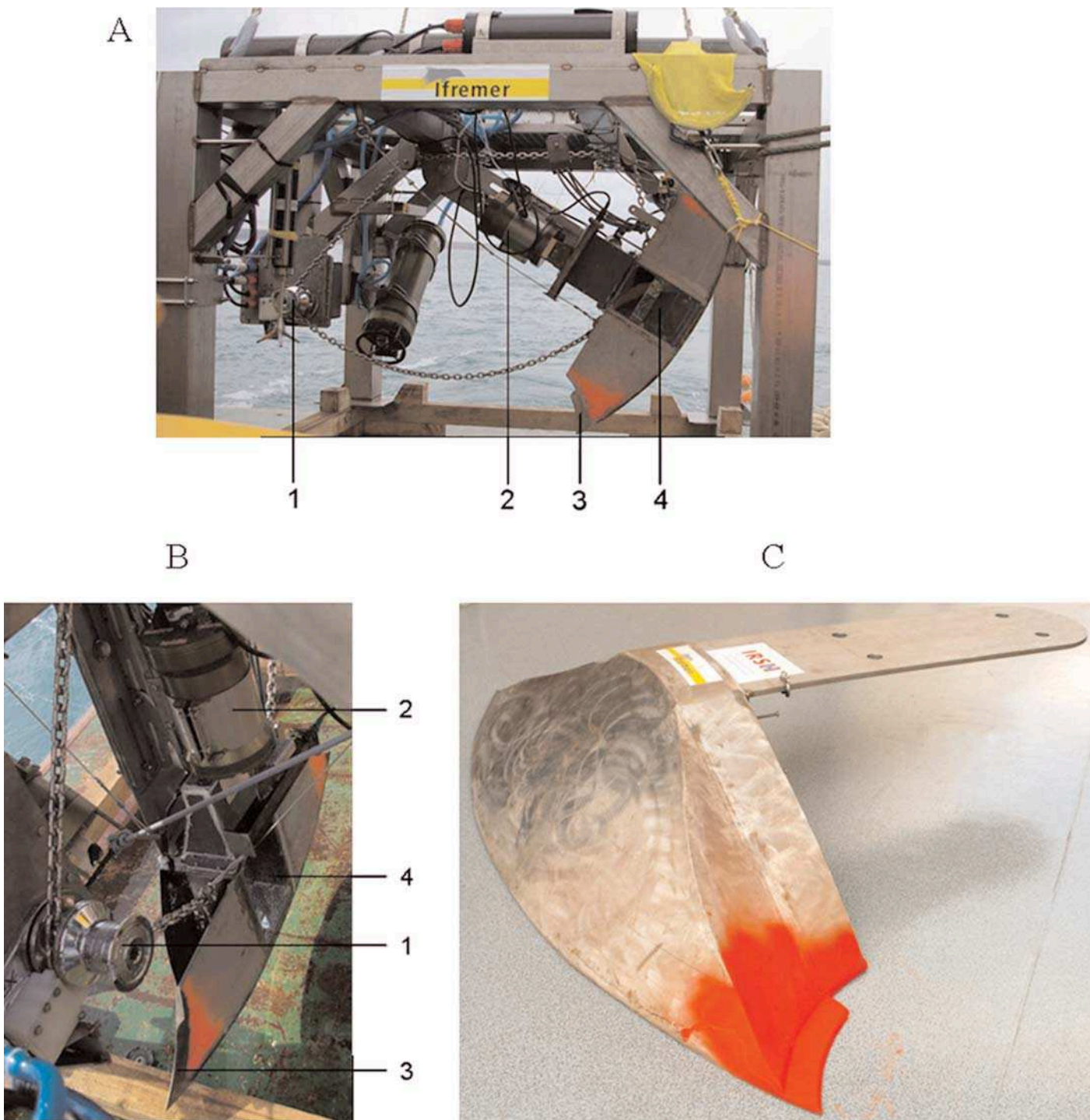


Fig. 2. Design of the walking beam. (A) General view of the beam mounted on its frame. (B) View from above: a strictly planar surface at the front, a cone section profile at the back. (C) Rear view. 1 = motorized winch, 2 = video camera housing, 3 = cutting blade, 4 = periscope box.

For the model, the maximum force measured using a dynamometer was 2 Newton. Thus, a windlass designed to pull up to 950 kg (9.3 kN) must produce a sufficient tractive force for the DySPI beam to penetrate any granular bed sub-

stratum. During penetration test, it was revealed that sediment cover is mainly disturbed when the beam starts to enter the bed. A slow speed of penetration should minimize reworking caused by the impact. Once the nose of the beam has

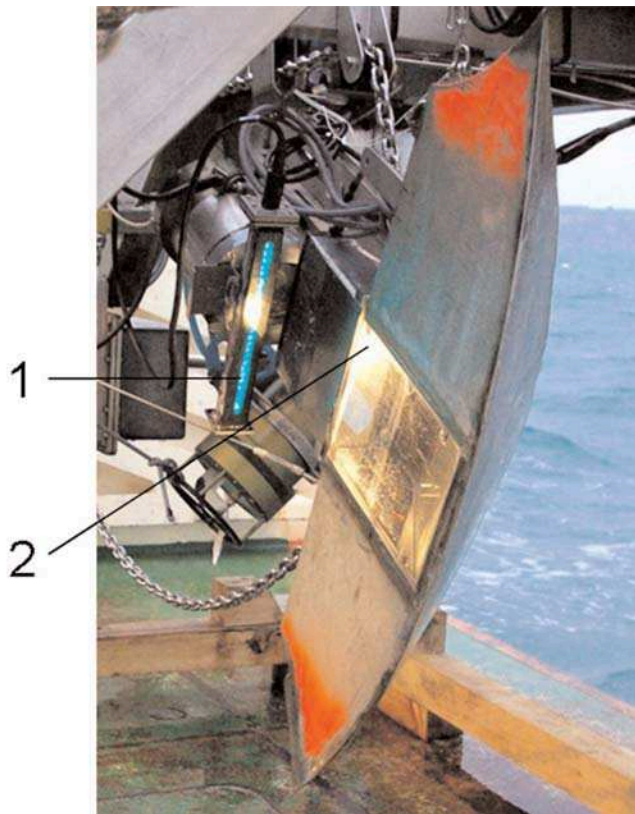


Fig. 3. Light sources on DySPI system: array of blue-green LEDs and white spotlight.

entered the sediment, no additional interface disturbance was observed at the periscope side. This is due to the half hull shape of the walking beam and its curvature radius that matches the axis length (the rest of the beam slices into the hole made by the nose).

Flow disturbance and erosion patterns due to the frame were studied for different angles between current and frame. To visualize flow features, small neutrally buoyant seeding particles were introduced upstream each current obstacle and were illuminated by a laser pencil light. These experiments highlighted that the leg's wake could disturb the flow pattern in front of the periscope. Particular attention must therefore be paid to local currents during DySPI deployment: the angle between flow and beam must be minimized. A drag anchor was able to trim the frame in the flow direction before landing. For restrictive hydro-sedimentary conditions (i.e., strong currents and small grain sizes), scouring occurred at the frame feet and at the ends of the beam. It appeared that sediment facing the periscope is never affected if the beam is long enough. Thus, the DySPI beam has been designed to be as long as possible for the supporting frame.

These flume tests served to validate both the beam design and mode of penetration and to highlight some device limitations. No attempt was made to scale up quantitative data.

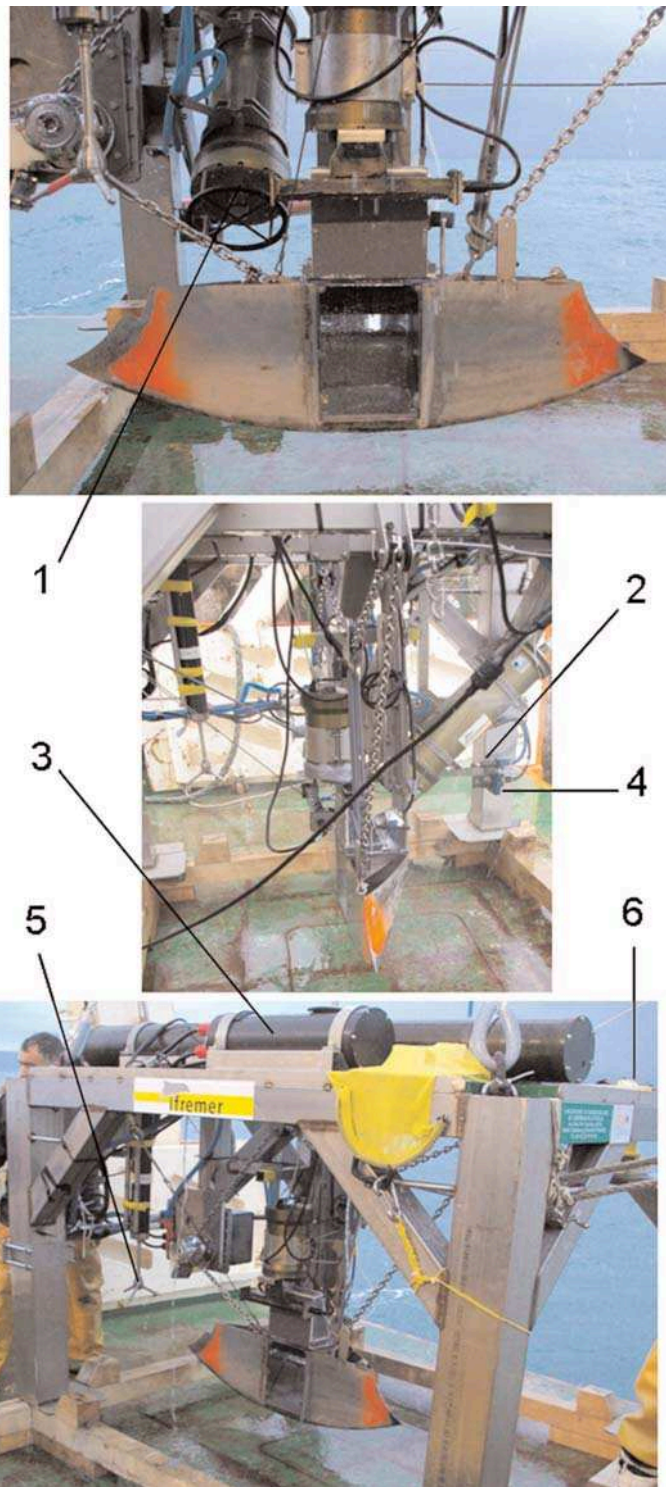


Fig. 4. Additional sensors on the DySPI supporting frame. 1 = PSA, 2 = fluorometer, 3 = embedded computer, 4 = OBS, 5 = ADV, 6 = ADP.

Wake calculation—Flow disturbance in front of the periscope is a major limit of the system. Flume tests demonstrate that



Fig. 5. 1/10 scale model of the walking beam deployed in a flume.

the angle between flow and beam is a critical parameter to minimize instrumental artifacts. To assess flow disturbance due to the instrument itself, the wake formed by parts of the frame situated upstream the region imaged was calculated. Wilcox (1998) proposed a way to calculate the half wake width δ formed by an object situated in an incompressible free shear flow:

$$\delta(x) \approx 0.805 \times \sqrt{\frac{D \times x}{\rho \times U^2}} \quad (1)$$

where D is the drag of the body per unit width, U the velocity of the free stream, ρ the fluid density, and x the distance from the body in the flow direction.

Drag of the body is expressed as

$$D = \frac{1}{2} \times \rho \times U^2 \times A \times C_d \quad (2)$$

with C_d , the dimensionless drag coefficient, and A , the frontal area exposed by a body to the flow direction.

To simplify the calculation, each foot is considered to be enclosed into a circular cylinder of diameter $d = 0.212$ m (feet are square of 0.15 m side length). If a two-dimensional wake is considered: $A = d$.

Finally we obtain:

$$\delta(x) \approx 0.57 \times \sqrt{C_d \times x \times d} \quad (3)$$

According to Schlichting (1987), C_d for circular cylinders is a function of Reynolds number:

$$C_d = F \left(\text{Re} = \frac{U \times d}{\gamma} \right) \quad (4)$$

with γ the fluid kinematic viscosity ($\gamma = 1.14 \text{E} - 6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ at 15°C). For the range of velocity, we consider (U between $2 \text{E} - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), maximum value of C_d is 1.2.

Thus, the wake of each tube can be evaluated. This calculation supports flume assessments, i.e., only the foot wake can impact on the observed region. Then, one can estimate the angle between current and beam from which observations are disturbed.

Fig. 6 shows the wake formed by the foot situated upstream from the beam for a zero-degree incidence current (gray) and

a 25° incidence current (red). For this last angle, the region imaged is impacted. The turbulence field in front of the periscope can be considered as disturbed for an angle greater than 20° between the current and the beam axis. The same method leads to a critical angle down to 10° when current is coming backward (i.e., after the turn of tide).

Boundary layer thickness calculation—The flow velocity immediately adjacent to the periscope is altered by the beam itself because a boundary layer develops from its upstream edge. In turbulent flow, near a smooth flat plate at zero degree incidence, the boundary layer thickness y is given by the following equation (Schlichting 1987):

$$y(l) = l \times 0.37 \times \left(\frac{U \times l}{\gamma} \right)^{-1/5} \quad (5)$$

with l the distance from the upstream end of the edge. According to Eq. 5, in turbulent flow, boundary layer thickness y decreases with increasing current velocity U . Progression of the boundary layer thickness is shown on Fig. 6 for a restrictive current velocity of $0.10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Downstream from the observed area ($l = 62.5$ cm), boundary layer is 2.6 cm thick. When analyzing images, the three first centimeters adjacent to the periscope should not be linked to the high frequency hydrodynamic quantities measured outside the boundary layer.

In situ deployments—DySPI was launched at several stations around 25 m depth in a macrotidal inner continental shelf in the English Channel. Deployment duration did not exceed a tidal cycle, during spring tide period. Mooring locations were chosen with bidirectional currents (according to the hydrodynamic model developed by Bailly du Bois et al. 2004) to minimize the time during which the angle between current and beam axis is greater than 20° and to make the study of sediment structure reorganization following turn of tide accessible. Before deployment, Shipeck grab samples, video observations, and side scan sonar investigations ensured that the seabed was homogeneous around the landing point: flat bed geometry with sediment characterized by a mixture of particle sizes dominated by coarse grains. Boundary layer dynamics were monitored simultaneously with video observations.

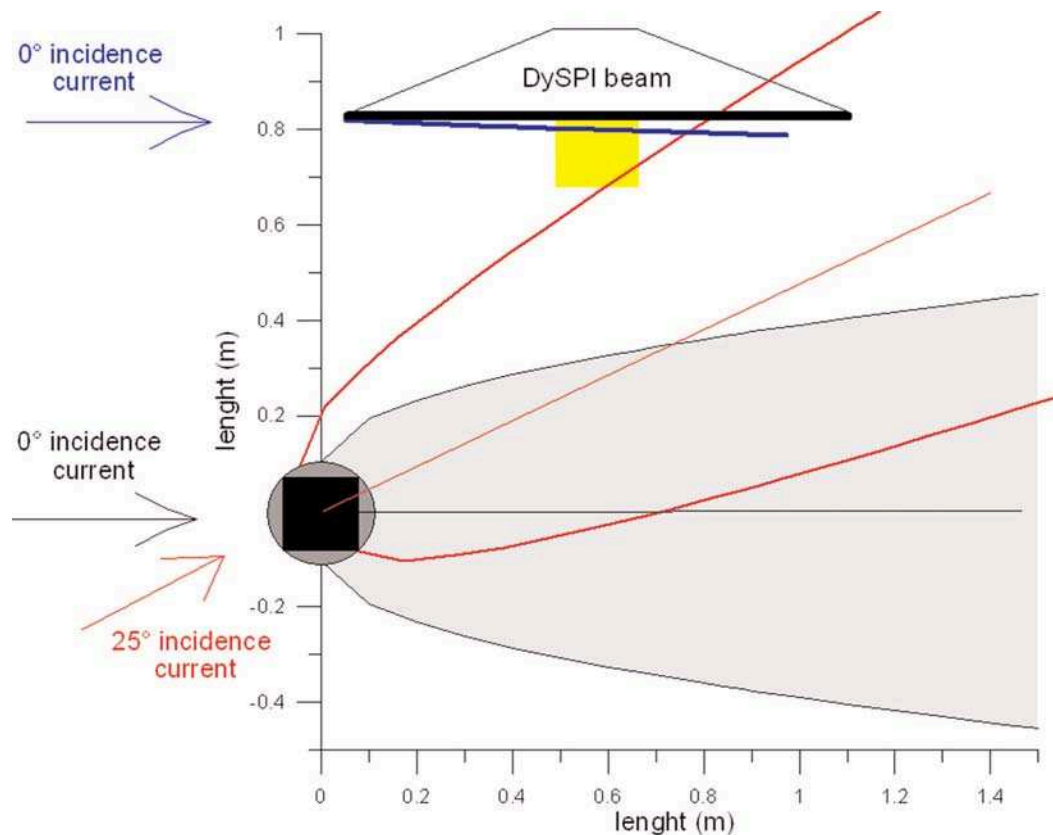


Fig. 6. Boundary layer thickness (blue) for a zero degree incidence current and foot wake pattern when DySPI is positioned right in the current direction (gray) and for a current-beam angle of 25° (red). The observation area (yellow) is impacted for this last angle.

Observed grain dynamics were thus linked to a high-resolution time series of velocity and turbulence, pressure, SPM, fluorescence, and particle size. Video images recorded by divers during beam positioning confirm that penetration was always easy even in coarse-grained sediments (cobbles of about ten centimeters on the top of sediment).

The disturbance of the interface was tested by manipulating the bed prior to penetration of the beam: several lines of colored sand ($d_{50} = 2$ mm) were added to natural sediment perpendicularly to the beam and the impact of the wedge on the interface shape was filmed by divers. Sea bed was composed of coarse sand partially colonized by slipper-limpet shells (*Crepidula fornicata*, Linné 1758). Fig. 7 highlights that very little sediment was reworked during beam penetration. On sandy bed, the beam swept sediments along for only 2 cm but kept the sediment structure entire (first line from the right). Low density shells with centimetric size are more easily shifted and then create a change in surface composition (third line from the right). Such a disturbance of the bed is acceptable because the interface shape is measured, and sediment transport will eventually redistribute shifted grains.

Time series of velocity measurements have been processed to display the angle between current direction and periscope

axis during the whole deployment period (Fig. 8). On one hand, these figures highlight the drag anchor's efficiency at placing the frame in the current direction. On the other hand, the flow-beam angle can be evaluated, and periods with undisturbed turbulence field can then be selected.

Image processing—The first step in video analysis consists in calculating pixel scale. Three different calibrations were performed for each deployment. 1) For the direct view, a millimetric grid was placed over the bed of sediment by scuba divers. For the entire set of images, a typical value for pixel resolution was about $125 \mu\text{m}^2$. 2) For the water part of the vertical section view, the millimetric grid placed in the LED light sheet, which indicated that 1 pixel measured $175 \mu\text{m}^2$. 3) At the sediment profile, a 10-cm line drawn on the Perspex faceplate showed that 1 pixel measured $160 \mu\text{m}^2$. No vertical or horizontal distortion was measured for such a small field of view (around 13.5 cm by 11 cm for the direct view and around 19 cm by 14 cm for the vertical section view).

The freeware applications XnView (P. Gougelet, <http://www.xnview.com/>) and Image J (National Institutes of Health, USA, <http://rsb.info.nih.gov/ij/>) were used in combination with Ulead VideoStudio 11 and FORTRAN routines to handle the digital images. Digital still pictures (array of 1080

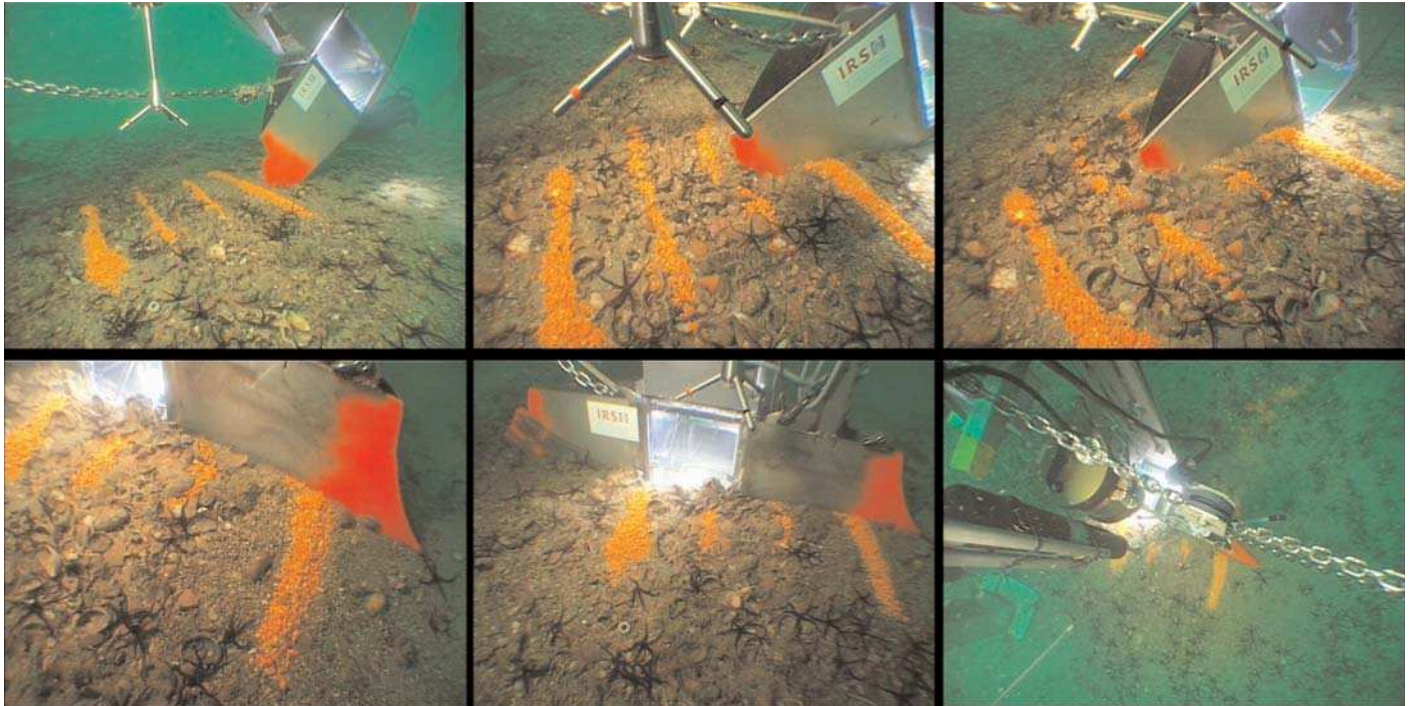


Fig. 7. Time series pictures of DySPI penetration. Colored sand allows interface disturbance assessment.

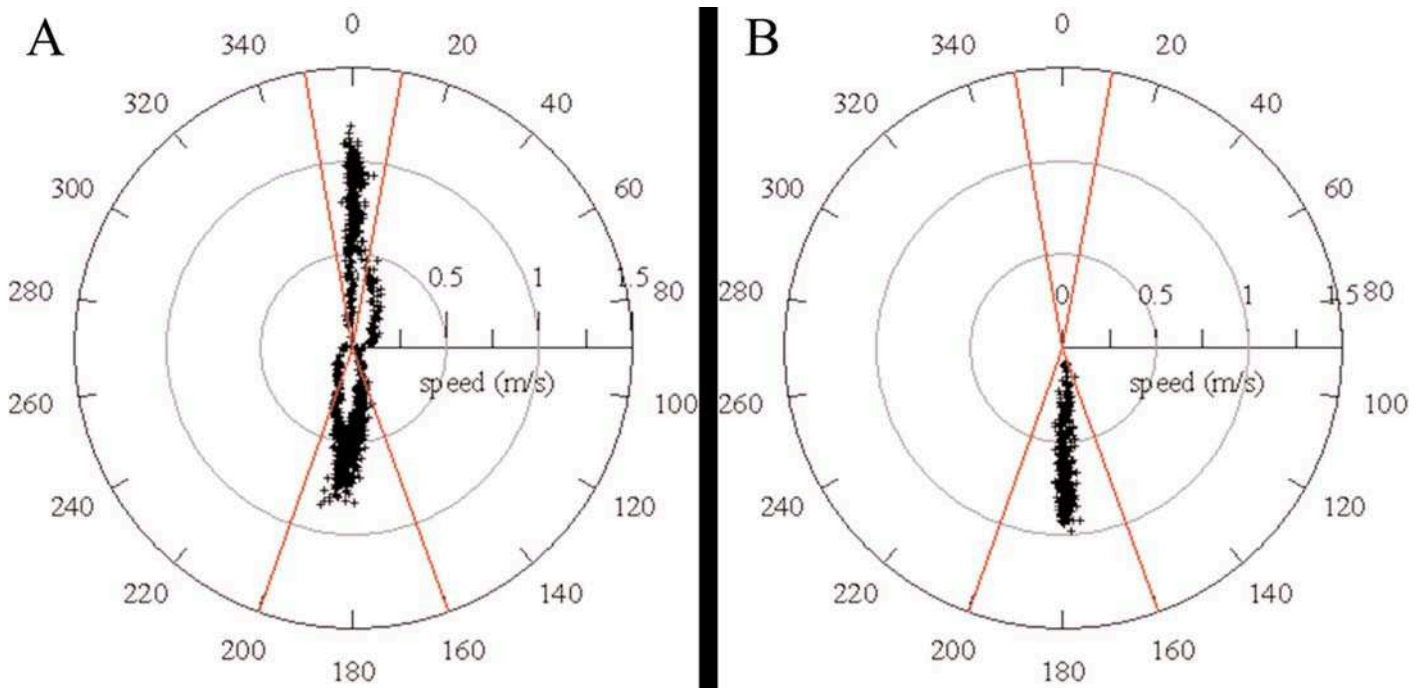


Fig. 8. Tidal current roses during 2 different deployment periods, measured 30 cm above bottom using an ADV. The 0°-180° axis is the beam axis. (A) DySPI has been deployed during a whole tidal cycle. (B) DySPI has been deployed during a whole ebb period. The frame was correctly positioned in the current direction.

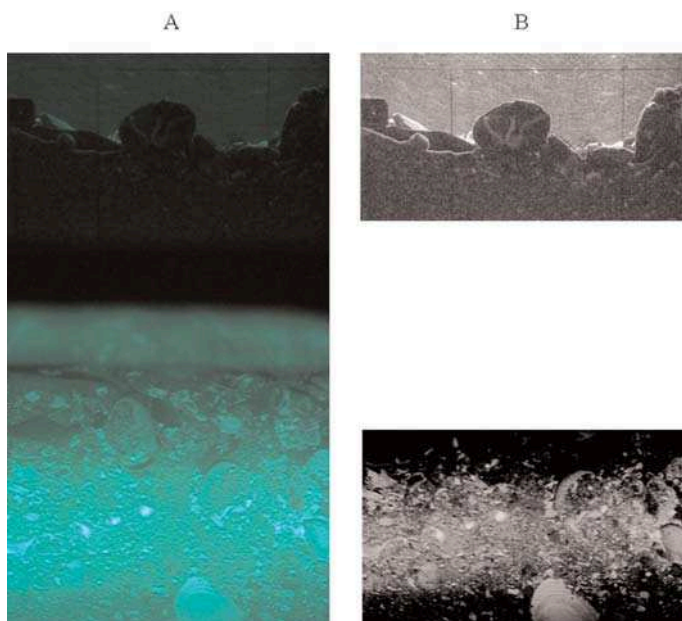


Fig. 9. Initial image processing. The vertical section view represents the upper half of the image; the direct view is the lower half. (A) Raw captured still image colored and interlaced. (B) Black and white image deinterlaced. The brightness and contrast of each part of the picture have been tuned separately for further analysis.

by 1440 pixels acquired at 25 Hz) were captured from the recorded video images using Ulead VideoStudio 11. These raw images are a combination of two successive 50 Hz half frames. The first processing step was to deinterlace them with XnView and to create missing lines by vertical interpolation to obtain 50 Hz images. The 1440 rectangular pixels were then converted to 1920 square ones by horizontal interpolation. This transformation was required to define an orthonormal pixel scale. Finally, colored images were converted to grayscale for further analysis. Thus, pixels are represented by 8 bit integers, ranging in intensity value from 0 (for black) to 255 (for white) (Fig. 9).

Two processing techniques will be introduced in this study. Each part of the captured images has been processed differently: subtraction and particle counting for the direct view; interface determination for the vertical section view. Each image presented here was taken during the same DySPI deployment. Current reaches $0.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 30 cm above seabed (Fig. 10).

The parameters obtained from the direct view are proportion of the moving grain surface and size of the largest moving particles. A region of interest (ROI) was defined based on brightness distribution analysis outside the first 3-cm-thick boundary layer adjacent to the periscope. Even and consistent illumination of the ROI is essential for coherent analysis. To remove non-moving background particles, a different image is obtained by the subtraction of two images. The derived image shows both grains that appear on the last image and grains that disappear from the previous one (Fig. 11). Thresholding is applied to the resulting image: after analysis of the histogram

for the ROI, only those pixels with a brightness variation of more than 20% are considered as moving pixels. The need for thresholding arises either from the potential for particles to be agitated but not moved, or from changes in light intensity due to suspended particulate matter. ImageJ software is then used to circumscribe and calculate the area of each particle (in pixels) of the derived image. The size distribution of moving particles is then known. From the distribution, the size of the largest moving particles, the moving surface for a specific class, and the total moving surface during a given elapsed time can be evaluated. It has to be noted that the time delay reaches an optimal value depending on flow and grain size. Too short or too long delay causes errors from a variety of potential sampling artifacts (too few particles in motion or particle overpass and replacement). Thus, the measured quantities per unit time are a function of the time delay between two images for a same series of images. At some time delay, a stable value is reached. For each deployment, the optimum is evaluated quickly. The above procedure is iterated for a batch of selected pictures. Thus, with the video calibration and an hypothesis on the grain shape (e.g., spherical particles), sediment entrainment can be expressed in volume per unit surface and unit time, and an equivalent diameter of the largest particle in motion can be evaluated. Then, shear stress measurements derived from ADV data (Voulgaris and Trowbridge 1998) allow to assess threshold of motion. Integrating the pixel area gives maximum estimates of moving grain surface. Indeed, each moving pixel represents a particle no larger than the pixel size. The potential inaccuracies of this method are likely compensated by the amount of images treated and by the thresholding.

The parameter obtained from the vertical section is the deposition/erosion rate through the study of interface level changes. Brightness and contrast are adjusted using ImageJ software to enhance the sediment-water interface. The value 1 is subtracted from each pixel to ensure that none are assigned the value 255 (white). The interface is manually labeled with the pencil tool set at 1 pixel thick and at the pixel value 255 (Fig. 12 A). The resulting image is saved as ASCII file containing pixel values. The interface position in pixels is obtained by selecting the 255 value pixels coordinates with a FORTRAN routine (Fig. 12 B). Then, successive interface levels can be plotted. Thanks to the video calibration and knowing the date of each interface profile, the deposition/erosion rate can be measured.

Discussion

The device presented in this study enlarges the scope of original SPI system for several reasons. First, the horizontal penetration mode allows the investigation of indurate or coarse sediment covers. Second, the HD digital camcorder allows the observation of dynamic phenomena on a grain-size scale with high temporal resolution. Finally the whole frame has been designed to minimize flow disturbance, allowing near-bed turbulent flow to be linked with observed dynamics.

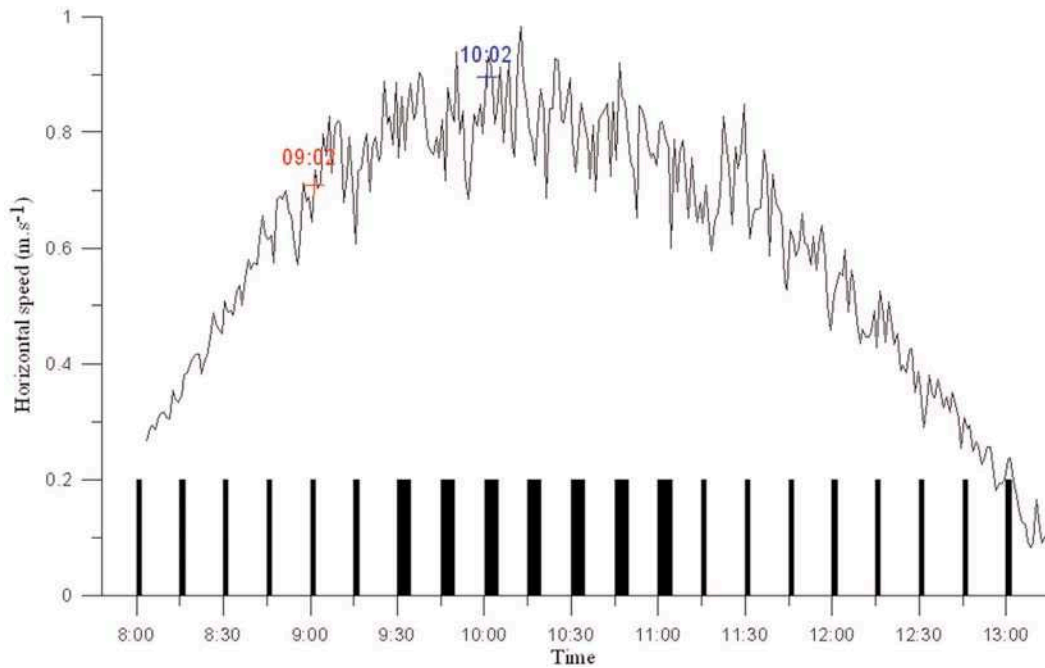


Fig. 10. Time series of horizontal velocity 30 cm above seabed (ADV) averaged every minute during the whole deployment period. Black bars represent video acquisition periods. The dates of image processing presented below (Fig. 11 and 12) have been highlighted.

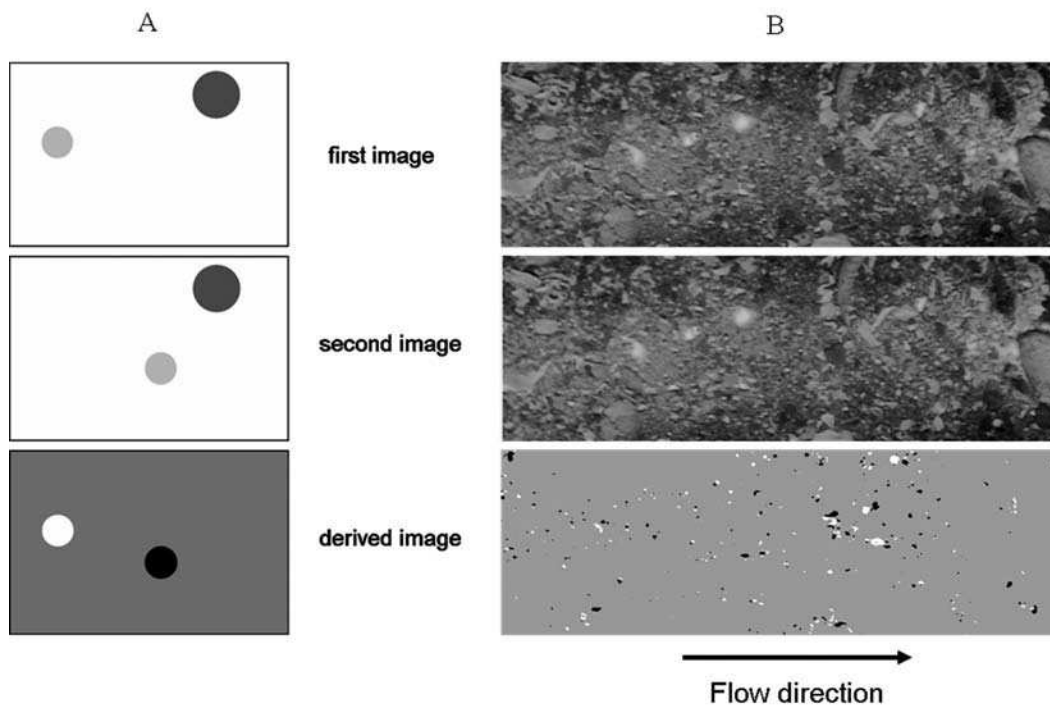


Fig. 11. Subtraction technique of two images to filter out non-moving particles. (A) Schematic illustration of the difference between two images with one moving and one nonmoving particle. (B) Application of the subtraction technique to images from DySPI acquired at 09:02. Time delay between these two images is 11/25 s, 0.45% of the surface has moved during this period.

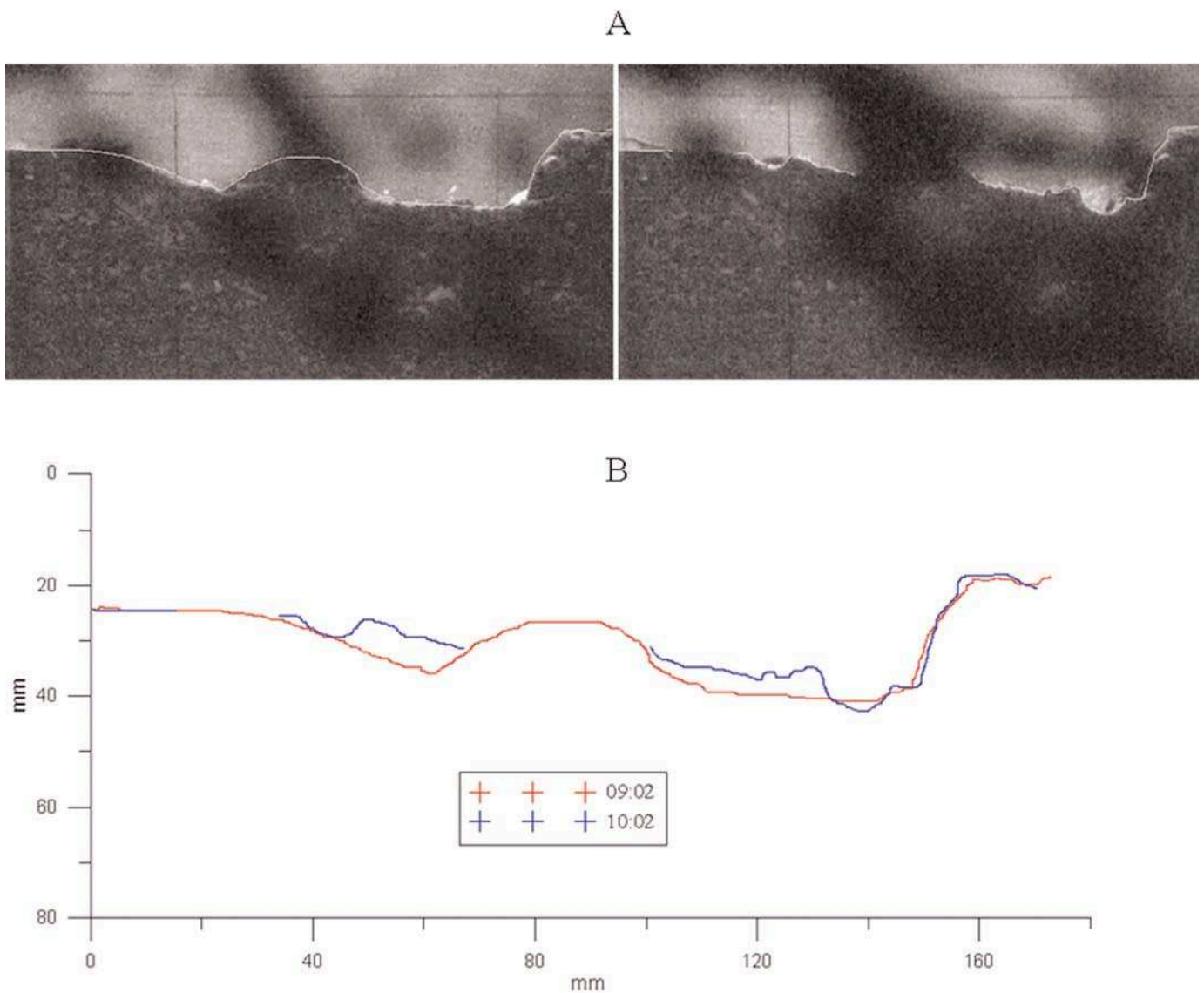


Fig. 12. (A) Images of the vertical section view at 09:02 (left) and 10:02 (right). Black clouds are particulate deposits covering the horizontal faceplate of the periscope box. (B) 2 interface levels corresponding to the images (A).

Thus, with the addition of appropriate image processing, DySPI provides a means of conducting detailed investigations of transport processes at the sediment-water interface. Threshold of movement, size of the moving grain, moving area ratio, transport thickness, and sorting processes can be studied in addition to usual SPI parameters (Kennedy 2006). The processing operations presented in this study are not exhaustive, but allow other possible uses of captured images such as turbidity gradient investigation in the water column just above the seabed, Particle Image Velocimetry or Particle Tracking Velocimetry (Smith 2008) techniques to examine the flow pattern close to mobile sediment boundaries. Furthermore, if

DySPI is moored at a bidirectional current location, study of sediment structure reorganization following turn of tide is made possible. No use was made of the vertical section of water illuminated by the LED light sheet in this study. Indeed, a thin particulate deposit on the horizontal Perspex faceplate hampered further analysis. This problem has been resolved by building a tight waterproof connection between the periscope box and the camcorder housing.

Mechanical features of this new apparatus shall enable in-situ investigation of sediment processes under a broad range of hydro-sedimentary conditions that can be monitored as accurately as during flume experiments.

Comments and recommendations

To minimize flow disturbance during video acquisition, care must be taken to place the periscope vertical faceplate parallel to the main current direction (or to the composition of current and wave orbital velocity). This can be easily ensured by a drag anchor mounted on the frame. In a tidal environment, current roses are an important parameter to consider. Indeed, they can be used to assess the validity of observed dynamics (flow features are considered to be disturbed for a current/frame axis angle of more than 20°). To link observed sediment dynamics to individual turbulent fluctuations, ADV sensing volume should be enclosed in the imaged region. If DySPI is moored at a bidirectional current location, surface sediment structure perturbation during the turn of tide is minimized. This point is essential for long-term observations.

The landing point has to be on level ground to stabilize the frame during penetration, to ensure that the desired penetration depth is achieved and to avoid fuzzy images. Side scan sonar investigations or video observations may be sufficient to assess the flat bed geometry. In the case of a soft bottom or if large boulders are present, divers can check the frame setting before penetration.

DySPI system and its frame represent a heavy and cumbersome device that requires a vessel equipped with a powerful crane (1 ton) and a calm sea to be deployed.

References

- Bailly Du Bois, P., F. Dumas, and L. Solier. 2004. Hydrodynamic modelling of short-term dispersion in a macro-tidal sea, validation by high-resolution radionuclide tracer measurements, p. 563-568. In J. C. Barescut, J. C. Gariel, and J. M. Péres [eds.].
- Bell, P. S., and P. D. Thorne. 1997. Measurements of sea bed ripple evolution in an estuarine environment using a high resolution acoustic sand ripple profiling system, p. 339-343. *Oceans '97*.
- Black, K. S., S. Athey, P. Wilson, and D. Evans. 2007. The use of particle tracking in sediment transport studies: a review. Geological Society, London, Special Publications 274:73-91.
- Drake, T. G., R. L. Shreve, W. E. Dietrich, P. J. Whiting, and L. B. Leopold. 1988. Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. *J. Fluid Mech.* 192:193-217.
- Dyer, K. R. 1986. *Coastal and estuarine sediment dynamics*. John Wiley and Sons.
- Glud, R. N., A. Tengberg, M. Kuhl, P. O. J. Hall, I. Klimant, and G. Host. 2001. An in situ instrument for planar O-2 optode measurements at benthic interfaces. *Limnol. Oceanogr.* 46:2073-2080.
- Kachel, N. V., and R. W. Sternberg. 1971. Transport of bedload on ripples during an ebb current. *Mar. Geol.* 10:229-244.
- Kennedy, R. 2006. Special issue—Sediment profile imagery colloquium of experts (SPICE) - 5-7 April 2004, NUI, Galway, Ireland—Introduction. *J. Mar. Syst.* 62:121-123.
- Keshavarzy, A., and J. E. Ball. 1999. An application of image processing in the study of sediment motion. *J. Hydraulic Res.* 37:559-576.
- Nelson, J. M., R. L. Shreve, S. R. Mclean, and T. G. Drake. 1995. Role of near-bed turbulence structure in bedload transport and bed form mechanics. *Water Resour. Res.* 31:2071-2086.
- Patterson, A., R. Kennedy, R. O'Reilly, and B. F. Keegan. 2006. Field test of a novel, low-cost, scanner-based sediment profile imaging camera. *Limnol. Oceanogr. Methods* 4:30-37.
- Rhoads, D. C., and S. Cande. 1971. Sediment profile camera for in situ study of organism sediment relations. *Limnol. Oceanogr.* 16:100-114.
- and D. K. Young. 1970. Influence of deposit-feeding organisms on sediment stability and community trophic structure. *J. Mar. Res.* 28:150-178.
- Roarty, H. J., and M. S. Bruno. 2006. Laboratory measurements of bedload sediment transport dynamics. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 132:199-211.
- Schlichting, H. 1987. *Boundary-layer theory*, 7th ed. McGraw-Hill Book Comp.
- Smith, W. 2008. A submersible three-dimensional particle tracking velocimetry system for flow visualization in the coastal ocean. *Limnol. Oceanogr. Methods* 6:96-104.
- Sternberg, R. 2005. Sediment transport in the coastal ocean: a retrospective evaluation of the benthic tripod and its impact, past, present and future. *Scientia Marina* 69:43-54.
- Thorne, P. D. 1986. An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Mar. Geol.* 72:11-31.
- , A. D. Heathershaw, and L. Troiano. 1984. Acoustic detection of seabed gravel movement in turbulent tidal currents. *Mar. Geol.* 54:M43-M48.
- Voulgaris, G., and J. H. Trowbridge. 1998. Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. *J. Atmos. Ocean. Technol.* 15:272-289.
- Wenzhofer, F., and R. N. Glud. 2004. Small-scale spatial and temporal variability in coastal benthic O-2 dynamics: Effects of fauna activity. *Limnol. Oceanogr.* 49:1471-1481.
- White, T. E. 1998. Status of measurement techniques for coastal sediment transport. *Coast. Engineer.* 35:17-45.
- Wilcox, D. C. 1998. *Turbulence modeling for CFD*, 2nd ed. DCW Industries.
- Williams, J. J. 1990. Video observations of marine gravel transport. *Geo-Mar. Lett.* 10:157-164.

Submitted 28 March 2008

Revised 4 October 2008

Accepted 15 November 2008

Annexe C :

Figures principales de la campagne SEDHETE

Pour chaque station atelier, les principales caractéristiques en termes de granulométrie du faciès, de conditions hydrodynamiques forçantes et de concentrations en matières en suspension sont regroupées. La légende des différentes figures est la suivante :

A : Courbes granulométriques cumulées des dix premiers centimètres du lit sédimentaire discrétisé tous les 2 cm.

B : Image du faciès sédimentaire prise par le DySPI.

C : Rose de courant.

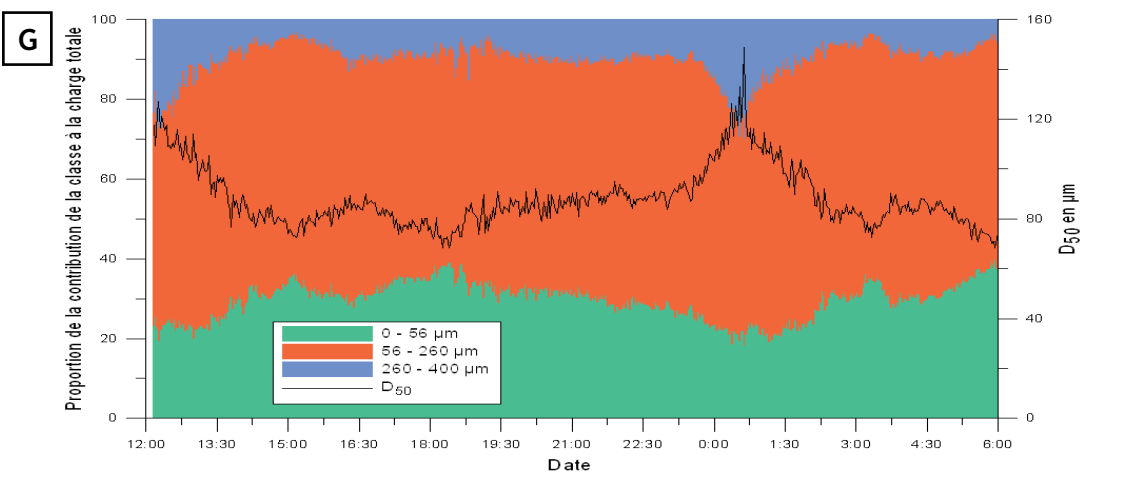
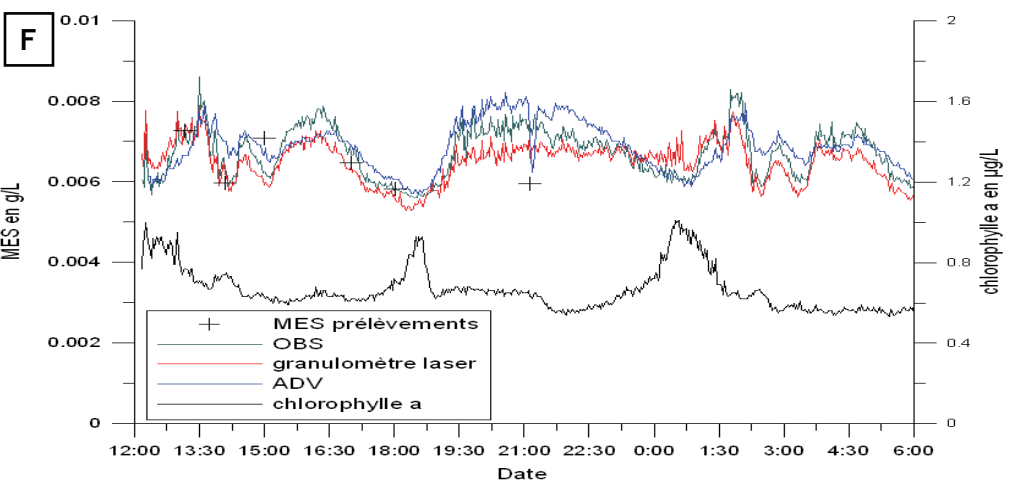
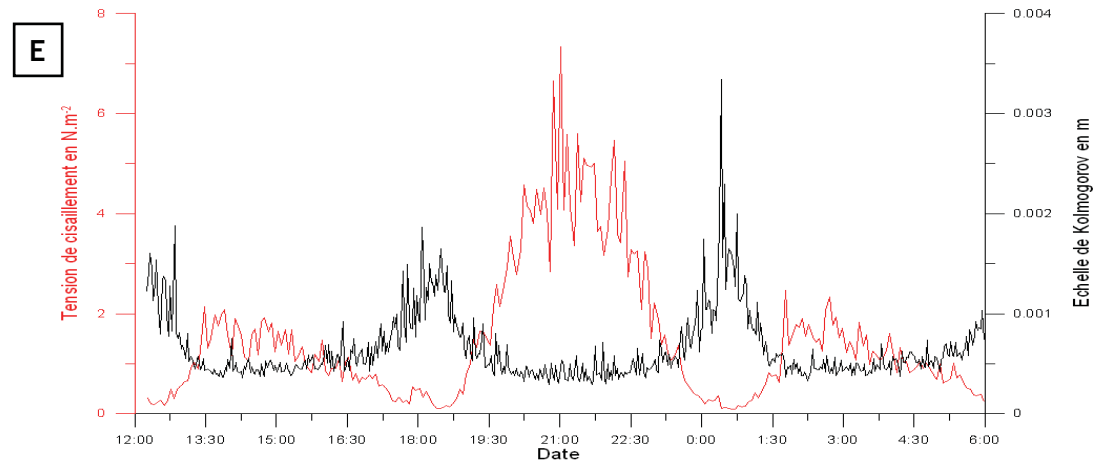
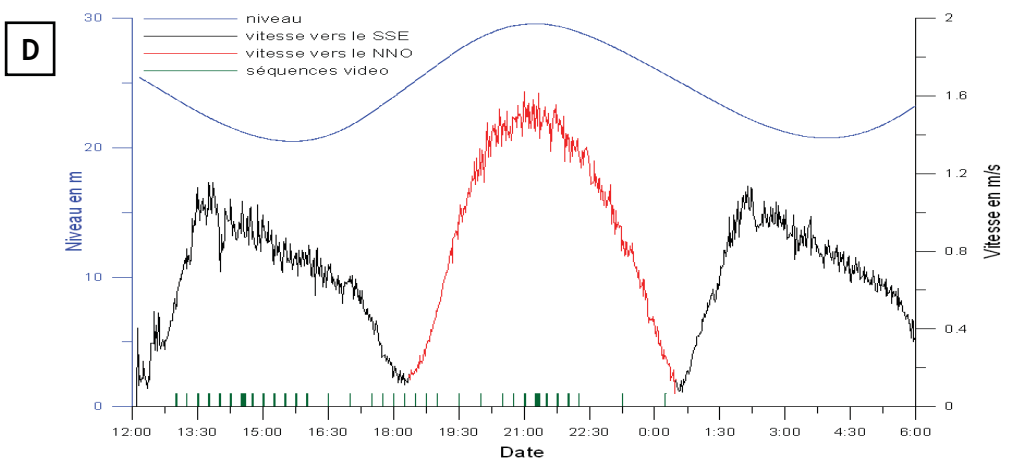
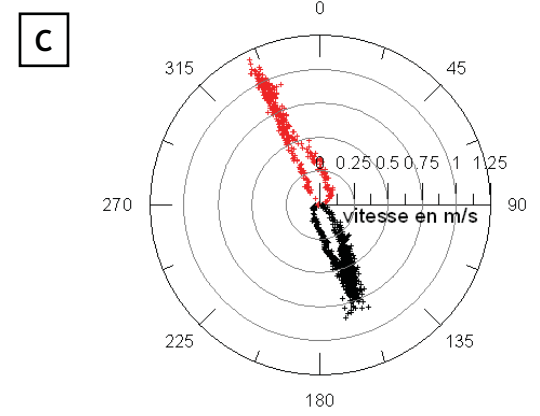
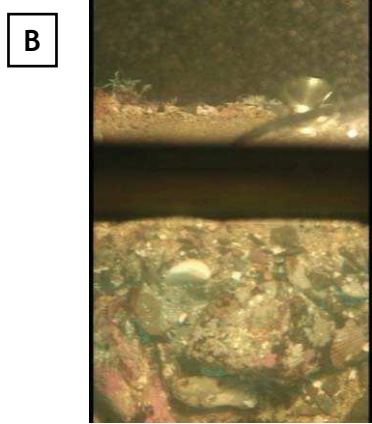
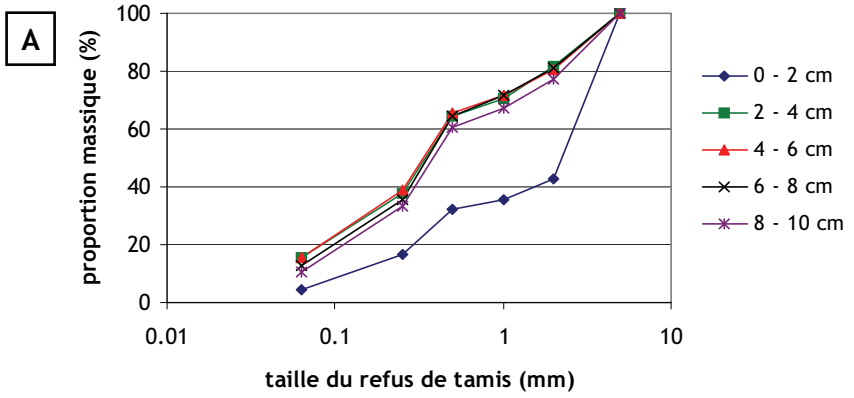
D : Séries temporelles de la vitesse moyenne sur la verticale et de la hauteur d'eau. Données issues des mesures réalisées à l'ADP moyennées toutes les minutes. Les séquences de prise d'images vidéo sont indiquées.

E : Séries temporelles de la tension de cisaillement et de l'échelle de Kolmogorov. Données issues des mesures réalisées à l'ADV à 30 cm du fond moyennées toutes les minutes.

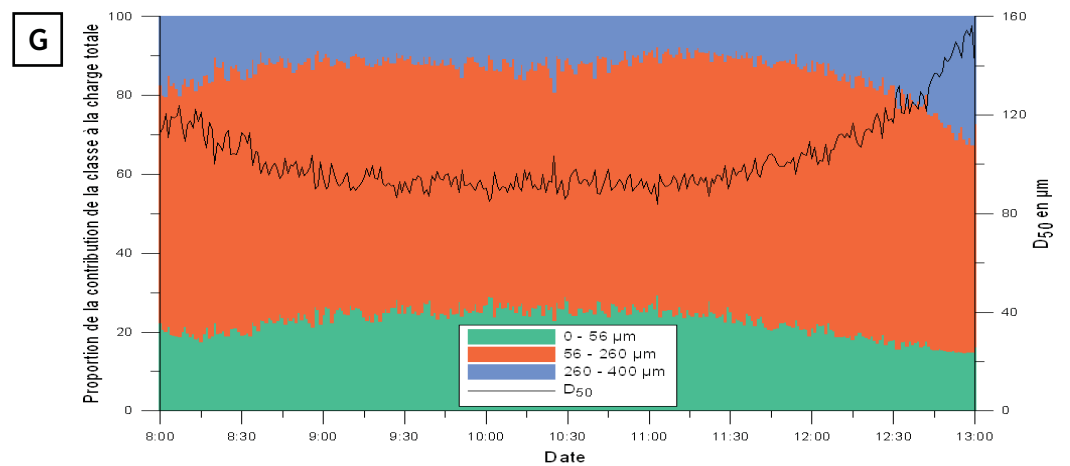
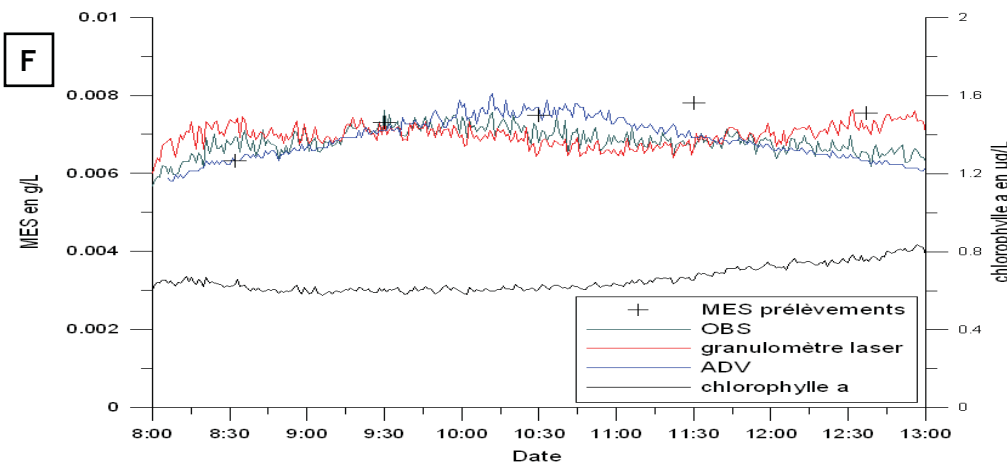
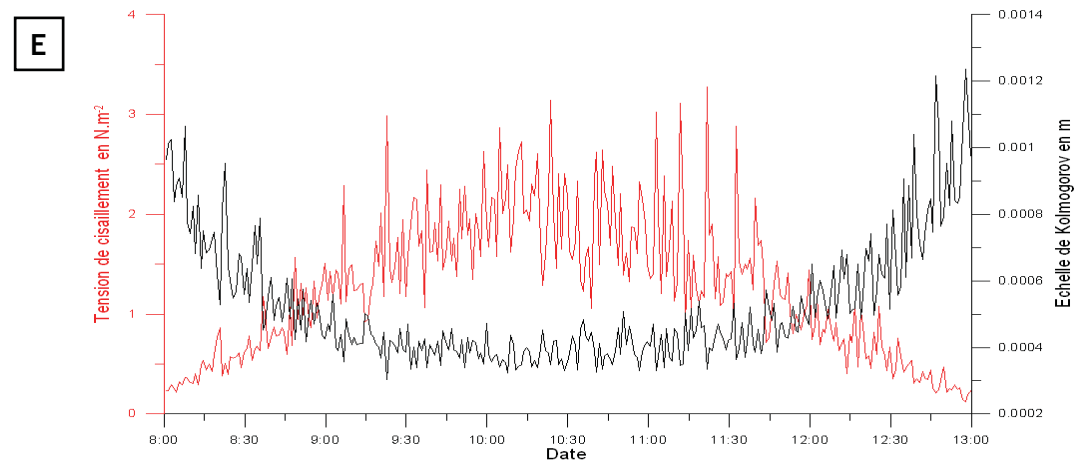
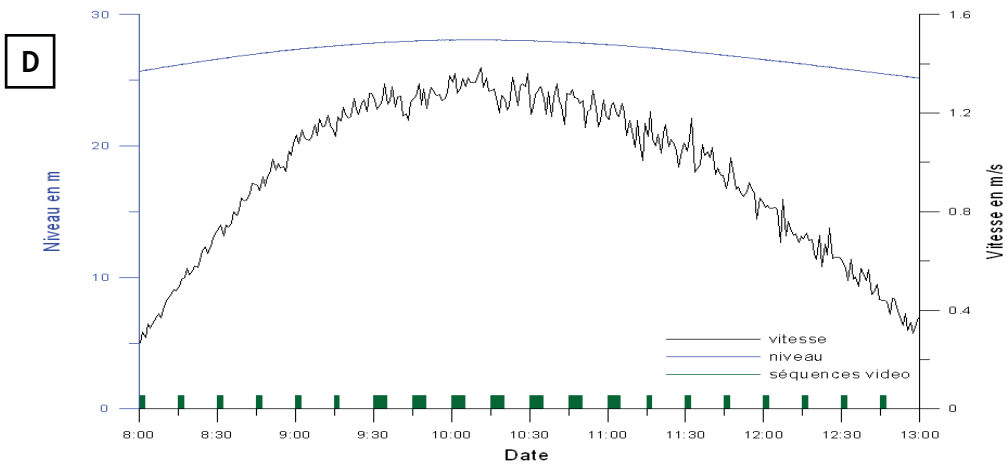
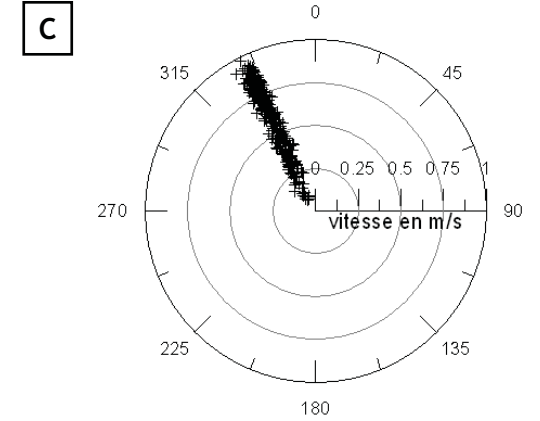
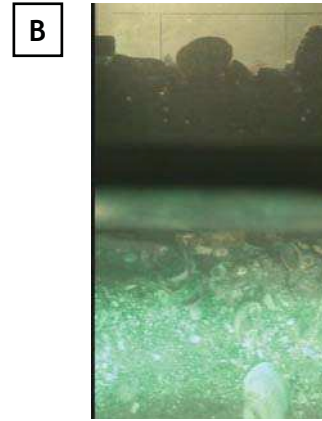
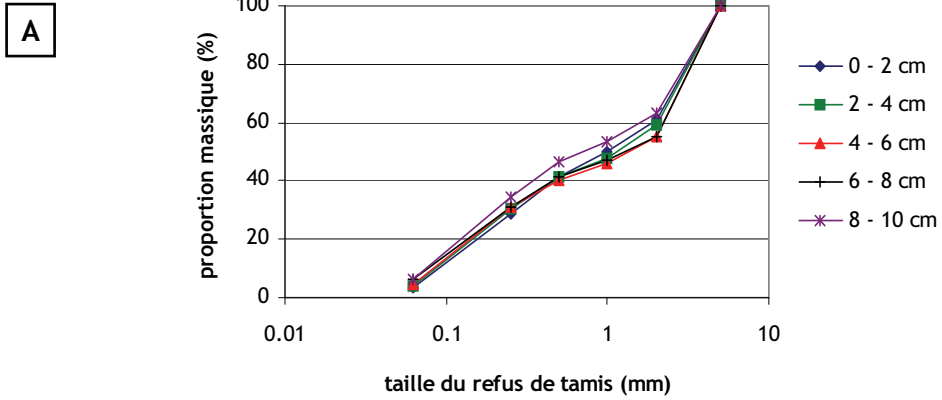
F : Séries temporelles de la concentration massique en MES obtenues avec le granulomètre laser, l'OBS, l'ADV et par prélèvements. Série temporelle de la concentration massique en chlorophylle-a issues de mesures réalisées au fluorimètre.

G : Série temporelle de la contribution (en pourcentage) de trois intervalles de classes granulométriques à la concentration en MES mesurée avec le granulomètre laser et série temporelle du diamètre médian D_{50} des particules en suspension.

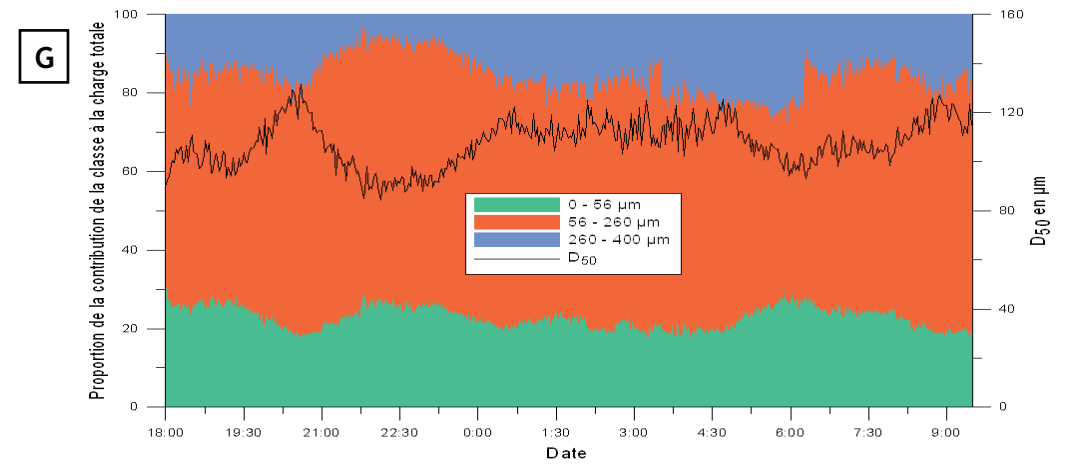
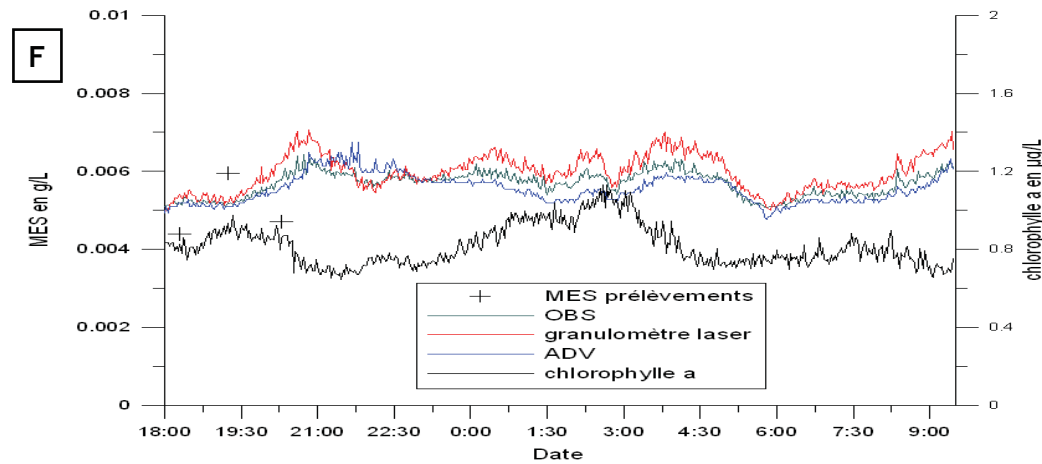
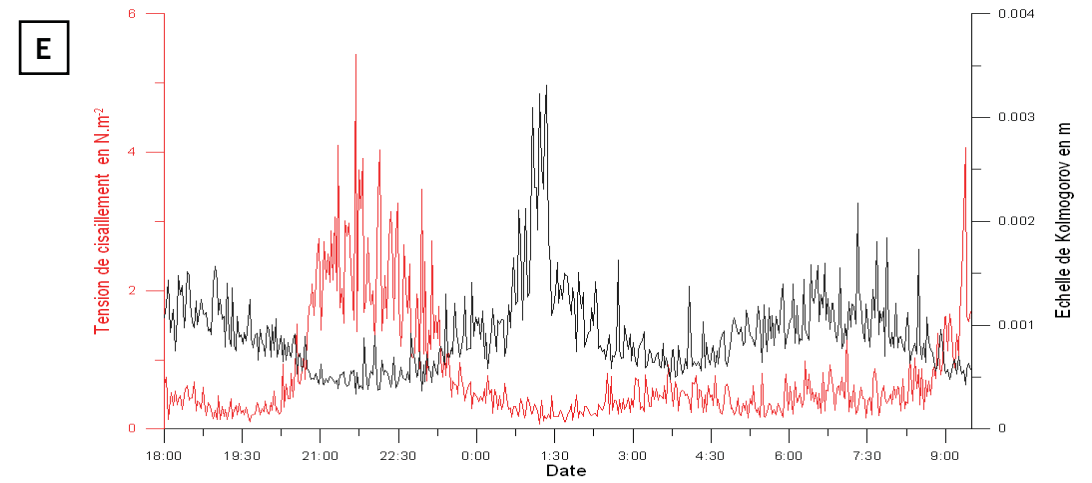
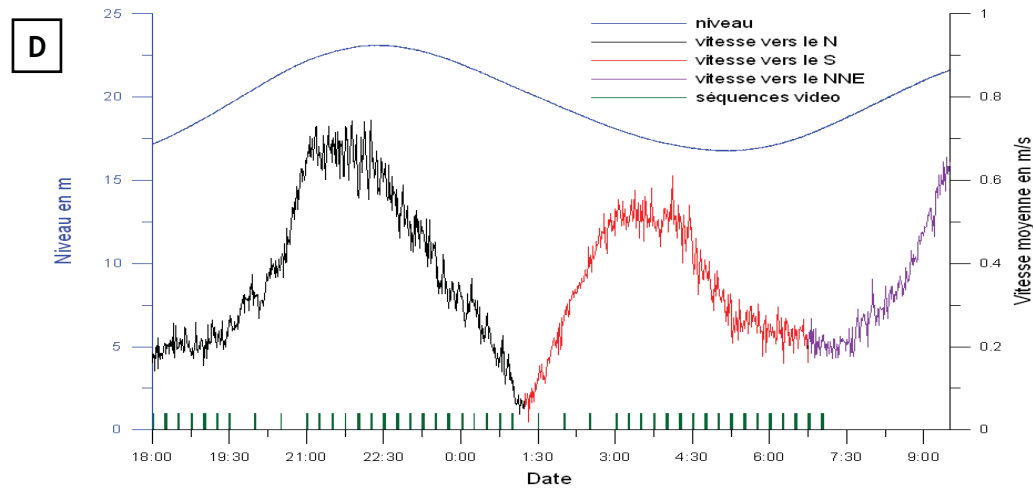
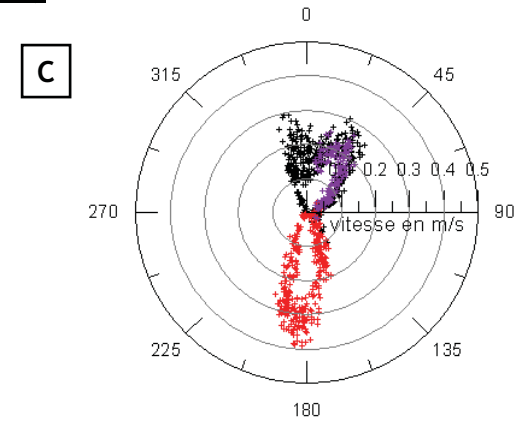
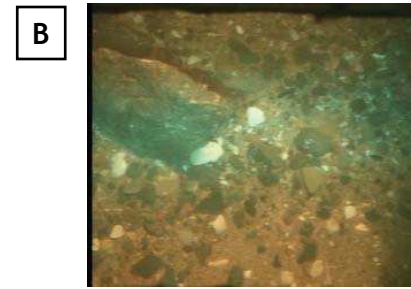
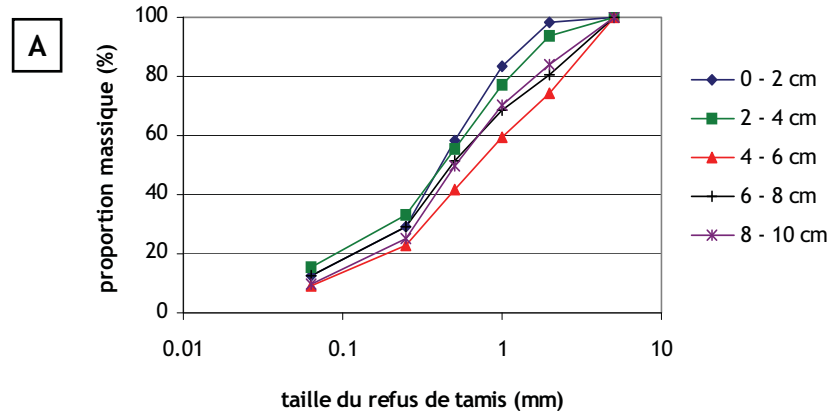
Point Job : Sud du Nez de Jobourg (1,95 °W / 49,63 °N)



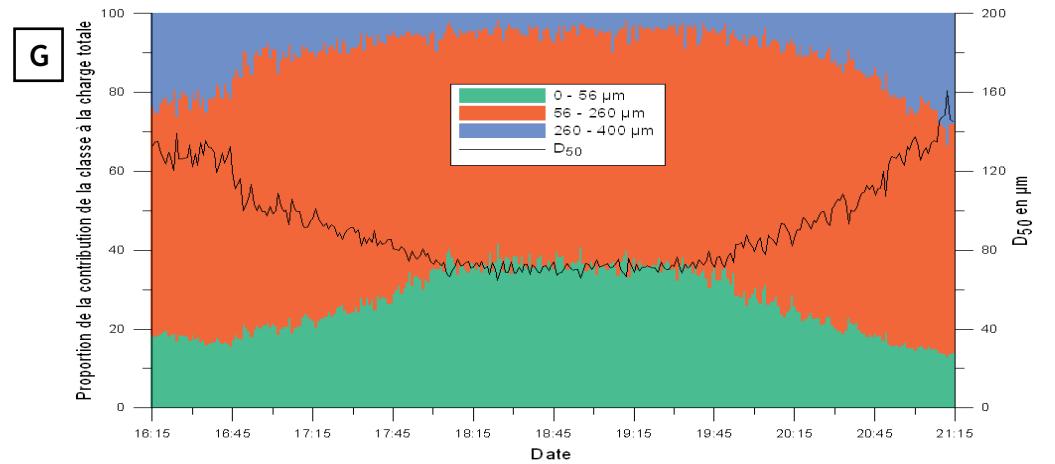
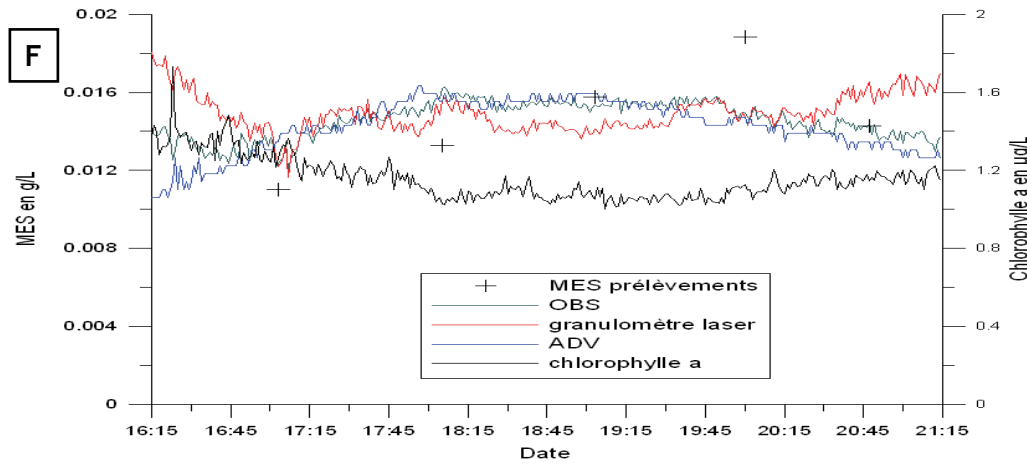
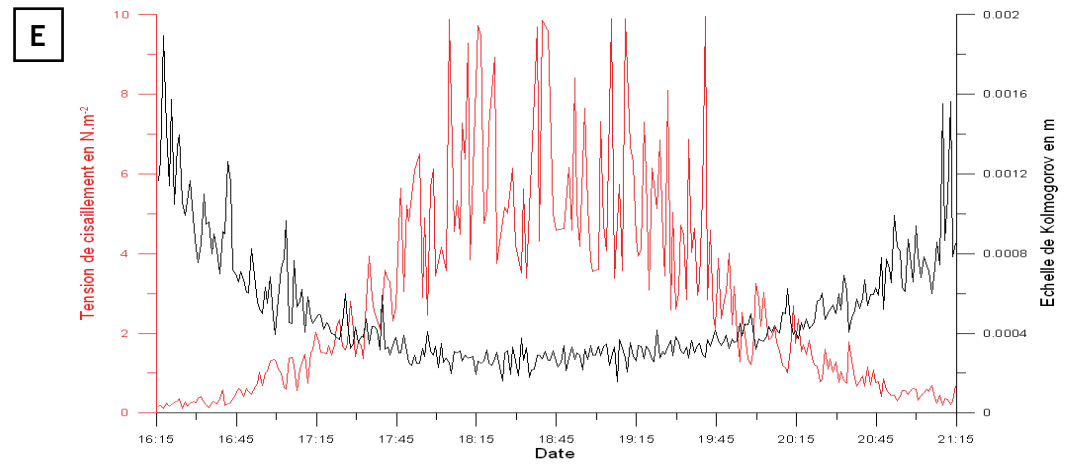
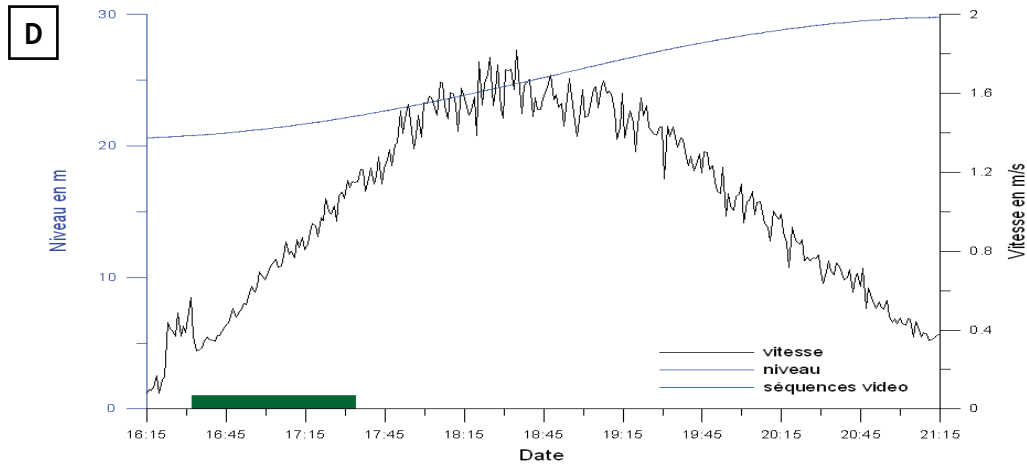
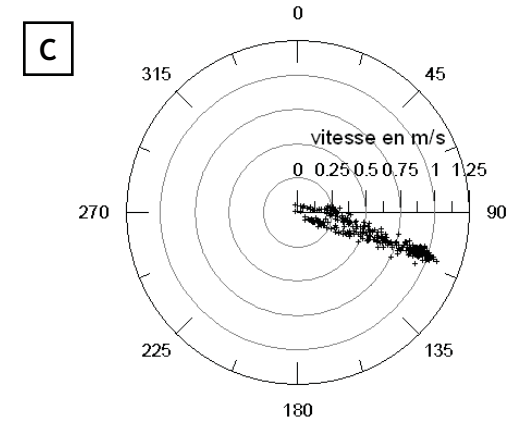
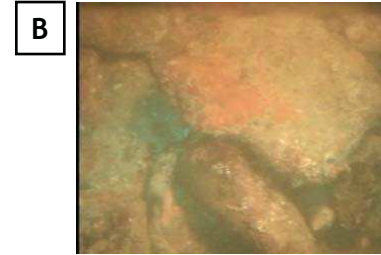
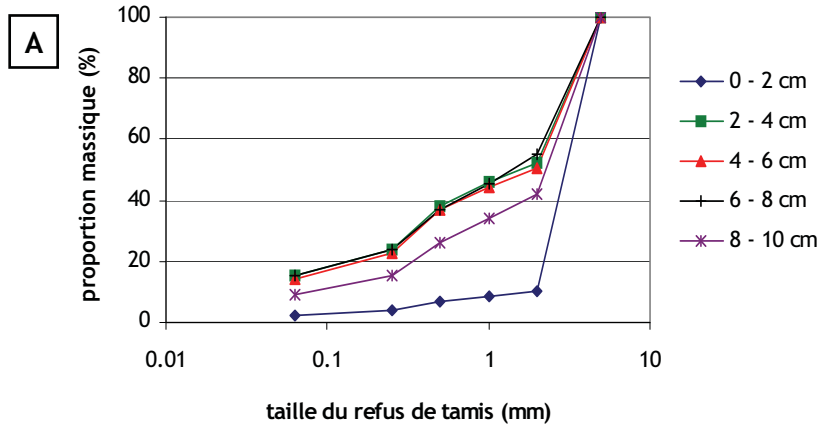
Point FlaO : Ouest du cap de Flamanville (1,90°W / 49,51°N)



Point FlaS : Sud du cap de Flamanville (1,87°W / 49,49°N)



Point Jer : Sud de Jersey (2,13°W / 49,12°N)



Dynamique sédimentaire multiclasse : de l'étude des processus à la modélisation en Manche.

Ce travail a pour finalité la mise en place d'un modèle numérique de transport sédimentaire en Manche. La conception d'un tel modèle a nécessité l'identification des processus physiques, leur modélisation numérique et leur validation *in-situ*. Le domaine d'étude implique de modéliser le comportement mécanique d'un mélange hétérométrique de particules et particulièrement celui des grains fins au sein d'une matrice grossière. L'attention a été portée sur la caractérisation de ces processus par l'acquisition de données expérimentales et *in-situ*.

Les données acquises dans des conditions hydro-sédimentaires comparables à celles rencontrées en Manche sont rares. Ainsi, un nouvel instrument et une méthode d'analyse d'images ont été spécifiquement conçus et mis en oeuvre *in-situ* dans le but d'observer et de quantifier la dynamique d'un mélange particulaire fortement hétérogène à l'échelle du grain et des fluctuations turbulentes. Les données obtenues ont été confrontées avec succès aux formulations existantes. Une d'entre elles a été choisie pour être adaptée. A partir de prélèvements stratigraphiques, la dynamique de transfert des particules fines dans un sédiment grossier et leur profondeur de pénétration ont pu être appréhendées.

Le modèle de transport sédimentaire multiclasse multicouche, forcé par les vagues et les courants et prenant en compte le transport par charriage et en suspension a ainsi pu être appliqué à des scénarios réalistes Manche.

Mots clefs : Manche, Sédiment multiclasse, Modélisation numérique, Morphodynamique, Charriage, Tri sédimentaire, Mesures *in-situ*, Traitement d'images, Mesures en canal.

Size graded sediment dynamics: from the processes characterization to the transport modelling in the English Channel.

The purpose of this work is the implementation of a sediment transport model in the English Channel. The design of such a model requires the identification of the physical processes, their modelling and their in-situ validation. Because of the sedimentary particularities of the study area, modelling of the mechanical behaviour of a non uniform mixture of sediments and particularly of the fine grains within a coarse matrix is required. This study focused on the characterization of the relevant processes by acquisition of experimental and in-situ data.

Data acquired in hydro-sedimentary conditions comparable to those found in the English Channel are scarce. A new instrument and image processing technique were specifically conceived and implemented in-situ to observe and measure, with a high temporal resolution, the dynamics of a strongly heterogeneous mixture of particles in a grain-size scale. The data collected compared well with several existing formulations. One of these formulations was chosen to be adapted. The transfer dynamics of fine grains in coarse sediments and their depth of penetration were acquired from stratigraphic samples.

The sediment transport model deals with multisize grains and multi sedimentary layers, it is forced by swell and currents, and accounts for bedload and suspended load transports. It was applied to realistic scenarios for the English Channel.

Key words: English Channel, Graded sediment, Numerical modelling, Morphodynamics, Bedload, Sediment sorting, In-situ data, Image processing, Flume experiments.