



HAL
open science

Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône

François Dufois

► **To cite this version:**

François Dufois. Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône. Océan, Atmosphère. Université du Sud Toulon Var, 2008. Français. NNT : 2008TOUL0015 . tel-00441198

HAL Id: tel-00441198

<https://theses.hal.science/tel-00441198>

Submitted on 15 Dec 2009

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

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

Thèse de doctorat

présentée par

François DUFOIS

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université du Sud Toulon Var

Spécialité : Océanographie Physique

Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône

soutenue le 5 décembre 2008 devant le jury composé de :

M. REY Vincent, LSEET, Toulon	Président du jury
Mme ESTOURNEL Claude, POC/LA, Toulouse	Rapporteur
M. SANCHEZ-ARCILLA Agustin, LIM/UPC, Barcelone	Rapporteur
M. BONNETON Philippe, EPOC, Bordeaux	Examineur
M. DURRIEU DE MADRON Xavier, CEFREM, Perpignan	Examineur
M. LE HIR Pierre, IFREMER, Brest	Responsable scientifique
Mme CHARMASSON Sabine, IRSN, Toulon	Responsable scientifique
M. FORGET Philippe, LSEET, Toulon	Directeur de thèse

Thèse préparée au
LABORATOIRE DE PHYSIQUE HYDRODYNAMIQUE ET SÉDIMENTAIRE
IFREMER Centre de Brest
ET
LABORATOIRE D'ÉTUDES RADIOÉCOLOGIQUES EN MILIEUX CONTINENTAL ET
MARIN
IRSN Centre de La Seyne-sur-Mer



Remerciements

Je remercie chaleureusement Pierre Le Hir pour sa disponibilité, ses encouragements et son enthousiasme, ainsi que pour ses autres qualités humaines qui ont rendu nos échanges particulièrement agréables.

Merci infiniment à Sabine Charmasson pour son soutien sans faille, pour les sympathiques moments partagés lors des missions en mer et pour ses conseils avisés utiles à mon épanouissement tant professionnel que personnel.

Je remercie Philippe Forget d'avoir accepté la direction de cette thèse, et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail malgré l'éloignement géographique.

Merci à Pierre Garreau et à Franck Dumas pour leur aide sur le modèle MARS-3D et pour le temps qu'ils ont investi pour dispenser leurs conseils avertis.

J'exprime également mes remerciements aux membres du jury, et en particulier à mes rapporteurs Claude Estournel et Agustin Sanchez-Arcilla, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Et puis je tiens à remercier les équipes qui m'ont accueilli à Brest et à Toulon. Merci donc à l'équipe de DYNECO/PHYSED pour son accueil et sa bonne humeur contagieuse. Il a été dur de partir par deux fois de Brest, mais mes collègues Toulonnais de l'IRSN ont su rivaliser de sympathie pour aider à mon intégration. Merci à eux notamment pour les moments partagés sur le terrain.

Et à propos des missions en mer, je remercie tous ceux qui ont participé à l'acquisition de données si utiles à mon travail et notamment Cédric Marion, Mireille Arnaud, Hervé Thébault, Claude Vella et Romaric Verney...

Merci à Benoit Waeles, Caroline Tessier, Sébastien Theetten et Cédric Marion d'avoir supporté ma présence dans leur bureau...

Enfin, je remercie l'IRSN et la région PACA qui ont assuré le financement de ce travail et l'IFREMER qui a contribué à sa réalisation.

Table des matières

1	Introduction	11
2	Présentation du Golfe du Lion	15
2.1	Description de la zone	16
2.2	Conditions climatiques	17
2.3	Hydrodynamique	17
2.3.1	La circulation générale	17
2.3.1.1	Les masses d'eau en Méditerranée Occidentale	17
2.3.1.2	Le Courant Nord Méditerranéen	18
2.3.2	Effets atmosphériques sur la circulation dans le Golfe du Lion	19
2.3.2.1	La formation d'eaux denses sur le plateau	19
2.3.2.2	Circulation induite par le vent	19
2.3.2.3	Up et downwelling induits par le vent	19
2.3.2.4	Les ondes d'inertie induites par le vent	21
2.3.3	Les panaches fluviaux	21
2.3.4	États de mer dans le Golfe du Lion	22
2.3.5	Circulation au niveau du prodelta du Rhône	22
2.3.6	Hydrologie du Rhône	24
2.4	Dynamique sédimentaire	28
2.4.1	Les apports solides du Rhône	28
2.4.1.1	Transport en suspension	28
2.4.1.2	Transport par charriage et granulométrie du lit sédimentaire	29
2.4.2	Le Prodelt du Rhône	32
2.4.3	Dynamique sédimentaire sur le plateau du Golfe du Lion	32
2.4.3.1	Granulométrie de la charge en suspension	35
2.4.4	Flux particulaire vers le large	35
2.4.5	Apports récents de la modélisation à la dynamique sédimentaire	38
2.5	La radioactivité du milieu marin	38
2.5.1	Radioéléments et dynamique sédimentaire	39
2.5.2	Sources de radioéléments artificiels dans le Golfe du Lion	39
2.5.3	Les radioéléments dans les sédiments du Golfe du Lion	40
2.6	Synthèse	41
3	Synthèse de données et apports des campagnes récentes à l'étude de la dynamique sédimentaire du prodelta du Rhône	43
3.1	Compartiment sédimentaire	44
3.1.1	Granulométrie du lit sédimentaire	44
3.1.2	Érodabilité des sédiments	46
3.2	Campagnes récentes autour de mouillages instrumentés	55

3.2.1	Synthèse des mesures de courant en continu à proximité de l'embouchure du Rhône	55
3.2.2	Expérience SCOPE	63
3.2.3	Expérience CARMA	70
3.2.4	Analyse de synthèse de ces campagnes	76
3.3	Synthèse de la caractérisation des matières en suspension	76
3.3.1	Méthodologie de la synthèse	77
3.3.2	Turbidité	77
3.3.3	Granulométrie in-situ	78
3.3.3.1	Diamètre médian D_{50}	80
3.3.3.2	Spectre de taille	82
3.3.3.3	Composition des particules	84
4	Éléments théoriques et modélisation	91
4.1	La modélisation hydrodynamique	92
4.1.1	Équations du modèle 3D	92
4.1.2	Équations du modèle 2D	93
4.1.3	Paramétrisation de la dissipation turbulente	94
4.1.3.1	Fermeture turbulente sur la verticale	94
4.1.3.2	Dissipation horizontale	96
4.1.4	Conditions aux limites	96
4.1.4.1	En surface	96
4.1.4.2	Au fond	97
4.1.4.3	Aux frontières latérales	97
4.1.5	Principe de résolution numérique	98
4.2	Développement d'un modèle régional	99
4.2.1	Stratégie de modèles emboîtés	99
4.2.2	Prise en compte du Rhône	101
4.3	Modélisation des états de mer	103
4.3.1	Présentation des modèles SWAN et Wave Watch III	103
4.3.2	Implémentation des modèles	105
4.3.3	Prise en compte des vagues dans les modèles hydrodynamiques	106
4.3.3.1	Application au modèle régional MARS-3D mis en place	107
4.3.4	Paramétrisation de la vitesse induite par les vagues sur le fond	109
4.4	Modèle sédimentaire	110
4.4.1	Modèle de couche limite de fond	110
4.4.1.1	Calcul des contraintes de peau	111
4.4.2	Modélisation du transport de sable	116
4.4.2.1	Les flux de transport dans la littérature	116
4.4.2.2	Description du modèle de transport de sable en suspension Siam 1DV	120
4.4.2.3	Le flux d'érosion	123
4.4.3	Transport de sédiments multi-classes dans MARS-3D	133
4.4.3.1	Vitesse de chute des sédiments fins	133
4.4.3.2	Dépôt des particules	134
4.4.3.3	Érosion des sédiments cohésifs ($f_v > 50\%$)	134
4.4.3.4	Érosion des sédiments non-cohésifs ($f_v < 30\%$)	136
4.4.3.5	Érosion des sédiments entre mode cohésif et mode non-cohésif ($30 < f_v < 50\%$)	136
4.4.3.6	Conditions initiales	137

4.4.3.7	Gestion des couches et pavage	137
4.4.4	Modèle morphodynamique	138
4.4.5	Conditions aux limites	138
4.4.6	Gestion des traceurs radioactifs	138
5	Modélisation hydrodynamique et applications pour le transport sédimentaire	141
5.1	Validation de la modélisation des états de mer	142
5.1.1	Validation de l'année 2001 complète	143
5.1.2	Validation pour le période de la crue du Rhône centennale de décembre 2003	146
5.1.3	Validation pour le période de l'expérience CARMA	148
5.1.4	Validation pour le période de l'expérience SCOPE	149
5.1.5	Synthèse sur la validation de la modélisation des états de mer	149
5.2	Validation de la modélisation hydrodynamique	150
5.2.1	Validation à l'aide de données hydrologiques de la campagne BIODYPAR 3 (Mars/Avril 1999)	151
5.2.2	Validation à l'aide des mesures par ADCP	153
5.2.2.1	Test de sensibilité	153
5.2.2.2	Intérêt du zoom AGRIF	155
5.2.2.3	ADCP de l'expérience SCOPE	156
5.2.2.4	ADCP de l'expérience CARMA	162
5.2.2.5	Synthèse sur la validation à partir des ADCP	166
5.3	Étude académique de la circulation induite par la houle au niveau du prodelta du Rhône	167
5.3.1	Effet d'une houle de sud-ouest	167
5.3.2	Effet d'une houle de sud-est	170
5.3.3	Effet d'une mer de vent d'ouest	172
5.3.4	Synthèse de l'impact de la houle sur la circulation littorale	172
5.4	Étude numérique des statistiques des contraintes de fond	174
5.4.1	Schéma de frottements sur le fond induits par les courants	174
5.4.2	Frottements sur le fond induits par les vagues et les courants	178
5.4.3	Synthèse sur les contraintes de fond sur le plateau	194
6	Modélisation hydro-sédimentaire du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion	195
6.1	Modélisation de la matière en suspension en surface	197
6.2	Modélisation de la crue du Rhône de décembre 2003	200
6.2.1	Hydrodynamique et panaches turbides associés	200
6.2.2	Impact de la crue et de la tempête sur le fond sédimentaire	205
6.2.3	Profils granulométriques verticaux dans le sédiment	208
6.2.4	Bilan de matière	213
6.3	Modélisation de la campagne SCOPE	216
6.3.1	Évolution au point fixe au site de la Balancelle	216
6.3.2	Évolution à l'échelle du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion	218
6.3.2.1	Impact des tempêtes de sud-est	218
6.3.2.2	Bilan de matière sur l'ensemble de la période	225
6.4	Modélisation de la campagne CARMA	230
6.4.1	Évolution au point fixe au site de Roustan Est	230
6.4.2	Évolution à l'échelle du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion	232
6.4.2.1	Impact des tempêtes de sud-est	232
6.4.2.2	Bilan de matière sur l'ensemble de la période	233

6.5	Synthèse sur la modélisation du transport sédimentaire	238
6.5.1	Bilans de matière et comparaison à d'autres études	238
6.5.1.1	Apports du Rhône et stockage sur le plateau	238
6.5.1.2	Exports hors du plateau	238
6.5.1.3	Effet des tempêtes	239
6.5.2	Bilan sur le modèle sédimentaire	239
6.5.2.1	Apport du zoom AGRIF et de la prise en compte des tensions de radiation	240
6.5.2.2	Gestion des processus sable/vase	244
6.6	Modélisation de la dispersion des radioéléments	250
7	Conclusion générale	257
A	Compilation des données granulométriques	273
A.1	Principe de l'interpolation	274
A.2	Données du CEFREM	274
A.3	Données analysées au granulomètre laser	274
B	Données d'érodimétrie acquises durant EXTREMA1	281
B.1	L'Erodimètre	282
B.2	Les mesures durant la campagne EXTREMA1 (mars 2008)	283
C	Données hydrologiques des campagnes CARMEX et EXTREMA1	294
C.1	Campagne CARMEX	295
C.2	Campagne EXTREMA1	321
D	Spectre granulométrique in-situ de la campagne BIODYPAR 2	338
E	Utilisation de l'ADCP pour quantifier la charge particulaire	343
E.1	Théorie générale	344
E.2	Application au cas d'une calibration empirique	345
F	Méthode de calcul des tensions de radiation	346
G	Méthode de calcul de la vitesse orbitale	351
H	Grandeurs statistiques utilisées	357
I	Sand bodies at the shelf edge in the Gulf of Lions (Western Mediterranean) : Deglacial history and modern processes	358
J	Profils de salinité de la campagne Biodypar 3	376
K	Comparaison des matières en suspension minérales modélisées en surface avec les données satellitales	382
K.1	Période de la crue du Rhône de décembre 2003	385
K.2	Période de l'expérience CARMA	388
K.3	Période de l'expérience SCOPE	398

Principales notations utilisées

d	la profondeur	(m)
ζ	la surface libre	(m)
h	hauteur d'eau totale ($h=d+\zeta$)	(m)
\vec{u}	le vecteur vitesse	(m.s ⁻¹)
u, v, w	les composantes du vecteur vitesse dans le repère cartésien (x,y,z)	(m.s ⁻¹)
\vec{U}	le vecteur courant moyen	(m.s ⁻¹)
U, V	les courants moyens $(U, V) = \frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} (u, v) dz$	(m.s ⁻¹)
b	la flottabilité	(m.s ⁻²)
ρ	la densité de l'eau	(kg.m ⁻³)
S	la salinité	(psu)
T	la température	(°C)
P	la pression dans le fluide	(N.m ⁻²)
g	l'accélération de la pesanteur	(m.s ⁻²)
f	la fréquence de Coriolis	(s ⁻¹)
Ω	la fréquence de rotation de la terre	(rad.s ⁻¹)
N_z	le coefficient de viscosité turbulente verticale	(m ² .s ⁻¹)
K_z	le coefficient de diffusion turbulente verticale	(m ² .s ⁻¹)
K_h	le coefficient de diffusion turbulente horizontale	(m ² .s ⁻¹)
\vec{M}	le flux de masse total	(kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
\vec{M}	le flux de masse induit par les vagues	(kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
\hat{M}	le flux de masse induit par les courants	(kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
$\bar{\phi}$	la moyenne sur une période de vague de la fonction ϕ	
\bar{h}	la hauteur d'eau moyenne sur une période de vague	(m)
$\bar{\zeta}$	la surface libre moyenne sur une période de vague	(m)
E	la densité d'énergie des vagues	(m ²)
N	la densité d'action des vagues	(m ² .s)
\vec{k}	le vecteur nombre d'onde	(m ⁻¹)
C_ϕ	la vitesse de phase des vagues	(m.s ⁻¹)
C_g	la vitesse de groupe des vagues	(m.s ⁻¹)
h_s	la hauteur significative de la houle	(m)
h_{rms}	la hauteur quadratique moyenne de la houle	(m)
T	la période de la houle	(s)
T_p	la période du pic de la houle	(s)
T_m	la période moyenne de la houle	(s)
L	la longueur d'onde de la houle	(m)

τ	la contrainte de cisaillement total sur le fond	(N.m ⁻²)
τ_{sf}	la contrainte de cisaillement de peau	(N.m ⁻²)
τ_{ce}	la contrainte critique d'érosion	(N.m ⁻²)
τ_{cd}	la contrainte critique de dépôt	(N.m ⁻²)
κ	la constante de von Karman (=0.4)	
u_*	la vitesse de friction	(m.s ⁻¹)
θ	la paramètre de Shields	
θ_c	la paramètre de Shields critique	
W_s	la vitesse de chute des particules	(m.s ⁻¹)
G	le taux de cisaillement	(s ⁻¹)
ϵ	le terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	(m ² .s ⁻³)
D	le diamètre des particules	(m)
D_{50}	le diamètre médian des particules	(m)
C	la concentration massique du sédiment	(kg.m ⁻³)
$C_{v,rel}$	la concentration relative de vase	(kg.m ⁻³)
f_v	la fraction massique de vase	
ρ_s	la densité sèche du sédiment	(kg.m ⁻³)
s	la densité relative du sédiment $s = \frac{\rho_s}{\rho}$	
ν	la viscosité cinématique de l'eau	(m ² .s ⁻¹)
IV	l'indice de rétrodiffusion volumique	(dB)
IV_r	l'indice de rétrodiffusion volumique relatif	(dB)
z_0	la rugosité du fond	(m)
z_{0s}	la rugosité de peau du fond	(m)
H	la hauteur des rides	(m)
λ	la longueur d'onde des rides	(m)

Chapitre 1

Introduction

Le contexte

La compréhension du système océan-atmosphère, en tant que régulateur des variations thermiques de la Terre, dépasse désormais le simple intérêt scientifique. La prise de conscience du réchauffement climatique s'est récemment "mondialisée" et l'impact des activités humaines sur notre environnement est aujourd'hui de moins en moins controversé. Les moyens de lutter contre ce phénomène, désormais ressenti comme une menace pour l'humanité, intéressent particulièrement notre société...

Cette prise de conscience a dépassé cette seule problématique et a mis en lumière de manière plus générale les diverses questions liées à l'environnement. L'augmentation de la pression anthropique sur notre milieu naturel depuis le début de l'ère industrielle (vers 1850) est aujourd'hui au cœur des préoccupations économiques, politiques et citoyennes actuelles. Nous intégrons depuis peu le respect de notre environnement, les problèmes de pollutions ou encore le développement durable à tous les échelons de la société... Dans ce contexte la qualité de notre environnement côtier suscite un intérêt croissant. Une grande part de la population mondiale vit près des côtes, pour tirer profit des ressources marines ou pour participer au commerce international. Le développement humain sur le littoral, particulièrement lié aux activités touristiques ou industrielles, contribue à la forte pression exercée sur le littoral et affecte la flore et la faune côtières. L'impact de l'activité humaine sur le changement climatique est également un facteur de montée du niveau de la mer et celui-ci menace les habitats côtiers ainsi que l'environnement. Les côtes doivent donc relever un certain nombre de défis environnementaux relatifs à l'activité humaine.

La dynamique sédimentaire

D'après la Commission Océanographique Intergouvernementale (COI) et l'Unesco¹, 75 % de la pollution marine est d'origine continentale. Les rivières en tant qu'émissaires qui rejettent directement en mer jouent donc un rôle central. Les régions riches en bassins versants chargés de rivières et de cours d'eau, grands vecteurs de pollution, se trouvent ainsi particulièrement concernées par la pression anthropique. Les divers contaminants rejetés dans les cours d'eau sont, soit déversés en mer sous forme dissoute, soit agrégés avec la phase particulaire (les sédiments) avant d'être transportés en mer. Le rôle des sédiments, en tant que vecteurs de contaminants du domaine continental vers le domaine marin, mais également en tant que puits de contaminants dans le domaine marin, apparaît déterminant pour comprendre au mieux l'impact des pollutions en domaine côtier. Une fois dispersés en mer, les contaminants piégés dans les sédiments peuvent n'être figés que temporairement. Les phénomènes de remise en suspension, générés sous l'effet des facteurs hydrodynamiques qui régissent le milieu côtier, contrôlent le devenir des sédiments. Sous l'effet des vagues et des courants, les sédiments vont être, soit érodés puis transportés, soit stockés de manière plus ou moins définitive. A chaque étape de la vie de ces sédiments, les contaminants associés à la phase particulaire peuvent être dissociés des sédiments sous l'effet conjoint des processus physico-chimiques ou biologiques avant de réintégrer la colonne d'eau. Ainsi dissociés des sédiments, leur dispersion ou/et leur biodisponibilité est largement favorisée. La compréhension de la dynamique des sédiments marins apparaît ainsi comme une étape préalable nécessaire à l'étude du devenir des contaminants.

D'autre part, d'après les résultats du programme européen CORINE Erosion côtière², un quart du linéaire des côtes française est sujet à un recul. L'instabilité du trait de côte est un phénomène naturel induit par l'action conjointe des vents, des houles, des courants et des apports de sédiments des rivières. Ce phénomène est cependant amplifié par l'activité humaine

¹Dossier de presse "Planète Océan" réalisé pour l'année des océans, 1998

²Le programme CORINE Erosion côtière est une composante du programme européen CORINE (Coordination des Informations sur l'Environnement) et a été réalisé en 1987 par la Commission Européenne.

et notamment par les extractions de granulats, les constructions en mer et la construction de barrage sur les fleuves. Les ouvrages érigés pour protéger le littoral peuvent avoir des effets indésirables et les travaux de protection doivent donc être intégrés dans une démarche appuyée par des études scientifiques. L'étude de la dynamique sédimentaire en zone côtière est ainsi un atout sérieux pour aider à la gestion de notre littoral et à la prise de décision en matière de lutte contre l'érosion côtière.

La Méditerranée

Parmi les mers et les océans où la pression anthropique est forte, le cas de la Méditerranée apparaît particulièrement intéressant. La zone Méditerranée, à la frontière entre plusieurs continents, sujette à une pression démographique forte et contrainte par des gradients climatiques très forts semble relativement sensible aux changements climatiques. Dénuée de marée, les forçages météo-climatiques extrêmes sont particulièrement impactants dans cette zone. Ce bassin océanique quasi-fermé peut ainsi être vu comme un site d'étude privilégié vis à vis de l'impact anthropique et climatique sur l'environnement marin. Au sein de cette mer, située dans sa partie nord-occidentale, la marge continentale du Golfe du Lion, soumise à une hydrodynamique complexe, est le siège d'une dynamique sédimentaire riche dont l'un des acteurs principaux est le Rhône. Principal vecteur de sédiments et d'eau douce dans le Golfe du Lion, le Rhône est sujet à une pollution chimique importante du fait de l'existence d'une industrie bien développée tout au long de sa vallée.

Les radioéléments dans le Golfe du Lion

Parmi les contaminants introduits dans l'environnement, les éléments radioactifs artificiels, apparaissent particulièrement importants à prendre en considération du fait de leur toxicité chimique et de leur radiotoxicité. Ces radioéléments artificiels sont principalement issus des installations nucléaires, des retombées atmosphériques liées aux anciens essais d'armes nucléaires ou de l'accident de Tchernobyl. Les effluents radioactifs apportés par le Rhône peuvent être dissous et/ou particuliers suivant l'affinité que présentent chacun d'entre eux pour la phase particulière. Les radioéléments dissous peuvent se retrouver sous forme particulière dans l'eau douce ou le milieu marin sous l'effet de processus d'agrégation/précipitation/adsorption. Les rejets de radioéléments artificiels, qui ont considérablement diminué depuis 1997 avec l'arrêt du complexe de retraitement du combustible usé de Marcoule établi le long du Rhône, s'accumulent pour partie dans les sédiments du prodelta du Rhône. En ce qui concerne les radionucléides artificiels, ce sont principalement le césium (^{137}Cs), les isotopes du plutonium ($^{239,240}\text{Pu}$) et le strontium (^{90}Sr) qui sont retrouvés dans les sédiments du Golfe du Lion. Certains radioéléments, comme le ^{210}Pb , existent aussi à l'état naturel et leur suivi ne présente alors pas un intérêt direct en terme d'écologie. Cependant, qu'ils soient artificiels ou naturels, ces radioéléments sont d'excellents traceurs de la dynamique sédimentaire et leur utilisation permet de mieux comprendre le devenir des sédiments apportés par le Rhône dans le Golfe du Lion.

Enjeux et stratégie de la thèse

La présente thèse a pour objectif d'étudier le transport sédimentaire depuis le Rhône jusque dans le Golfe du Lion afin de mieux comprendre le devenir des contaminants chimiques associés aux particules, et en particulier celui des radioéléments. Cette approche intégrée de l'environnement côtier nécessite de posséder une bonne connaissance de l'ensemble des processus qui gouvernent le transport des éléments radioactifs. L'étendue et la diversité du site d'étude, depuis le Rhône jusqu'au Golfe du Lion, rendent d'autre part nécessaire d'étudier ces processus à plusieurs échelles d'espace. Une stratégie d'étude, basée sur la modélisation mathématique a ainsi été mise en œuvre afin de permettre d'étudier les mécanismes du transport particu-

laire à différentes échelles spatiales et temporelles. Ce travail de modélisation est un préalable nécessaire et indispensable à l'étude et à la modélisation du devenir des radioéléments. Cependant, la seule modélisation numérique de l'environnement côtier physique n'est pas suffisante pour mettre en évidence les processus de la dynamique sédimentaire. La dynamique sédimentaire n'est pas une science déterministe et de nombreuses formulations empiriques la décrivent. Chaque site d'étude présente ses propres particularités et les formulations empiriques susceptibles de régir chacun des processus de la dynamique sédimentaire doivent être adaptées. La modélisation de la dynamique sédimentaire nécessite donc d'être étayée par une bonne connaissance des processus sédimentaires du site d'étude, afin d'une part, de déterminer les processus déterminants à prendre en compte et, d'autre part de paramétrer les processus physiques intégrés dans le modèle. La bonne connaissance du milieu et l'acquisition de données permet enfin de valider le modèle mis en œuvre et de déterminer son degré d'incertitude.

L'étude numérique qui constitue le cœur de cette thèse a donc été précédée d'une revue bibliographique des processus de la dynamique sédimentaire dans le Golfe du Lion. Cette étape, qui constitue le chapitre 2 de cette thèse, a mis en évidence l'importance du prodelta du Rhône dans le transfert des particules vers le large et l'intérêt de poursuivre l'étude des processus hydro-sédimentaires dans cette zone. Afin de développer le modèle de transport sédimentaire, une description plus complète des caractéristiques des particules dans l'eau et dans le sédiment a été jugée nécessaire. Ce sont notamment les processus d'érosion et de chute des particules qui ont focalisés notre intérêt. Des campagnes récentes ont ainsi permis d'acquérir des données hydro-sédimentaires diverses (charge en suspension, taille des particules, érodabilité des sédiments...) dans le but d'aider à la mise en œuvre du modèle. Le chapitre 3 est le lieu d'une synthèse des données récentes (antérieures ou non à cette thèse) acquises à proximité du prodelta du Rhône afin de renforcer la connaissance de certains processus dans cette zone déterminante du point de vue du transfert des particules. Les mesures d'évolutions temporelles, au niveau du prodelta du Rhône, du courant, de la charge en suspension et de l'évolution du fond sédimentaire présentés dans ce chapitre serviront en outre à la validation du modèle réalisée dans les chapitres suivants.

Le modèle mis en œuvre d'après les différentes observations préalables effectuées est décrit dans le chapitre 4. Cette partie de la thèse est l'occasion d'introduire différents développements théoriques et méthodologiques. Le chapitre 5 de cette thèse est dédié à la validation et à une étude de sensibilité du modèle hydrodynamique et à l'application de ce modèle pour la dynamique sédimentaire. Le chapitre suivant présente la validation du modèle hydro-sédimentaire et ses résultats. L'étude est axée en particulier sur la dynamique à l'embouchure du Rhône et l'impact de cette dynamique à l'échelle du Golfe du Lion. Les différents mécanismes responsables de l'export de matière depuis l'embouchure vers le large sont détaillés et des bilans de l'impact des différents événements météo-climatiques extrêmes sont présentés. Enfin, le dernier chapitre présentera les conclusions et les perspectives de ce travail.

Chapitre 2

Présentation du Golfe du Lion

2.1 Description de la zone

Localisé au nord-ouest de la Méditerranée le long des côtes françaises (figure 2.1), le Golfe du Lion (GoL) est la plus vaste marge continentale du bassin Nord-Méditerranéen. Constitué d'un plateau de forme semi-circulaire de 90 m de profondeur moyenne qui s'étend de Marseille au Cap Creus (à proximité de la frontière avec l'Espagne), le GoL se prolonge par un talus abrupt à proximité de l'isobathe 160m. Ce talus, entaillé par de nombreux canyons sous-marins (figure 2.2) constitue une frontière entre la zone côtière et la plaine abyssale qui siège à ses pieds à une profondeur comprise entre 2500 et 3000 m. Le talus et les canyons, vestiges des lits de rivières formés pendant les périodes inter-glaciaires, constituent un lieu privilégié de transition entre la mer côtière et la mer hauturière.

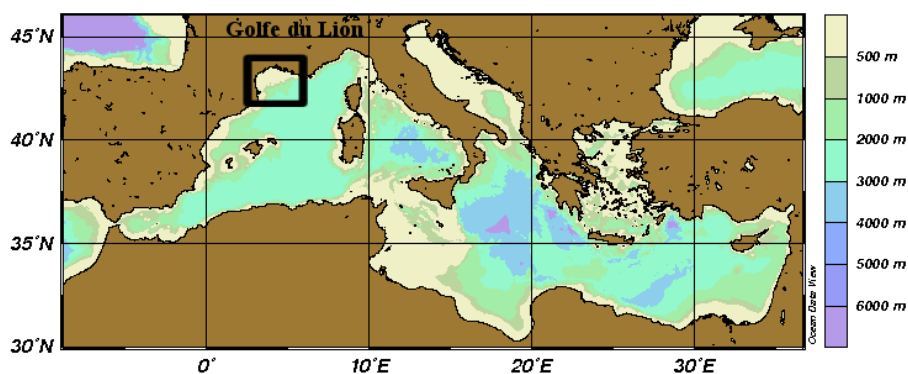


FIG. 2.1 – Carte de la mer Méditerranée.

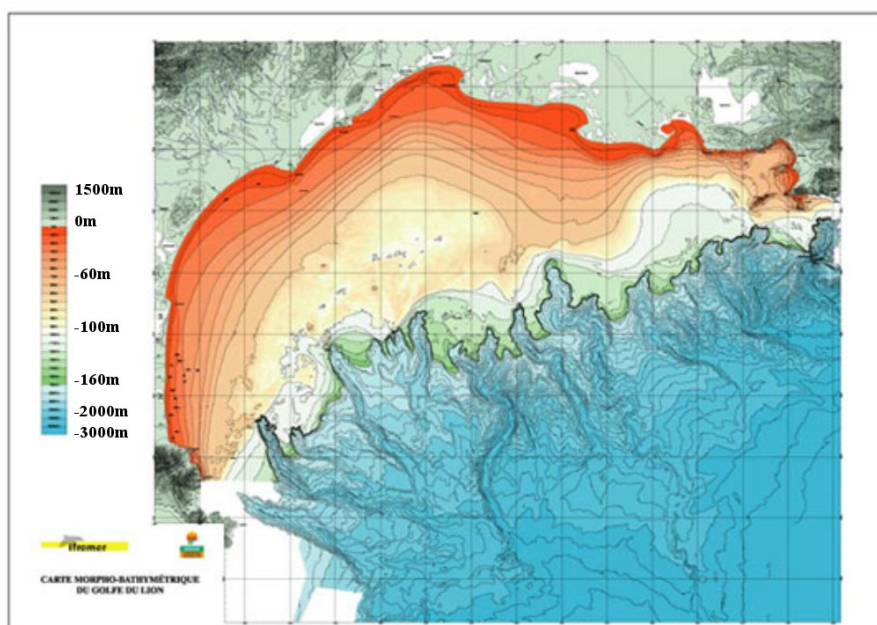


FIG. 2.2 – Bathymétrie du Golfe du Lion (Berné et al., 2002).

2.2 Conditions climatiques

Entouré par plusieurs massifs montagneux (les Pyrénées, le Massif Central et les Alpes), le Golfe du Lion est sujet à un régime de vent fortement contraint par la topographie. Cette région, la plus ventée de la Méditerranée, est marquée par la prédominance de vents continentaux de secteur Nord et Nord-ouest canalisés par les massifs alentours qui leur confèrent également une grande variabilité. Les entrées maritimes atlantiques se retrouvent canalisées entre les Pyrénées et le Massif Central pour donner naissance à la Tramontane, tandis que le Mistral naît lorsque les flux froids continentaux s'engouffrent dans la vallée du Rhône (entre le Massif Central et les Alpes)(figure 2.3). Ces vents durent généralement plusieurs jours et soufflent à une vitesse moyenne de 10 à 15 m/s en été. En hiver, ces vents sont généralement plus soutenus encore (Millot, 1990). Les vents d'origine maritime, de secteur sud-est, sont moins fréquents mais généralement plus intenses que les vents continentaux (jusqu'à 25 m/s). Ils soufflent majoritairement de l'automne au printemps (Millot, 1990; Petrenko, 2003; André et al., 2005).

2.3 Hydrodynamique

Dans cette mer microtidale, la circulation est fortement influencée par les conditions atmosphériques (vent et flux de chaleur), par les apports fluviaux et par la circulation générale. Nous présentons dans cette section les différents mécanismes susceptibles d'influencer la circulation au niveau du plateau du Golfe du Lion (figure 2.3).

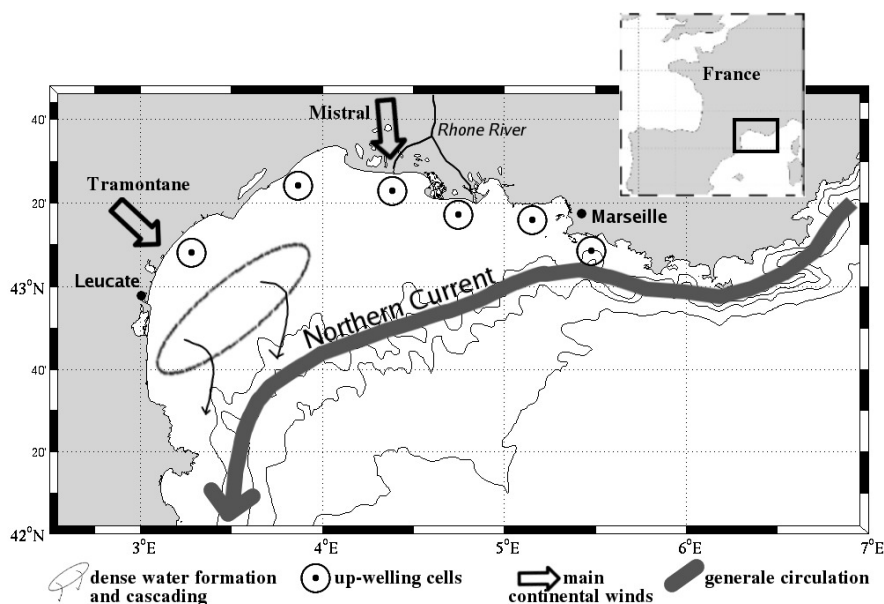


FIG. 2.3 – Caractéristiques principales de la circulation sur le plateau du GoL (d'après Millot, 1990). Les isobathes 160, 500, 1000 et 2000 m sont tracées.

2.3.1 La circulation générale

2.3.1.1 Les masses d'eau en Méditerranée Occidentale

L'hydrologie du Golfe du Lion est, comme dans le reste de la Méditerranée Occidentale, caractérisée par trois masses d'eau : les eaux de surface d'origine Atlantique MAW (Modified

Atlantic Water), les eaux levantines intermédiaires LIW (Levantine Intermediate Water) et les eaux profondes ouest méditerranéennes WMDW (Western Mediterranean Deep Water).

En Méditerranée, les précipitations et le ruissellement ne suffisent pas à compenser les pertes d'eau douce par évaporation, et la salinité du bassin est en perpétuelle augmentation. La différence de salinité entre la Méditerranée et l'Atlantique qui en résulte est à l'origine de la circulation grande échelle de la Méditerranée. Au niveau du détroit de Gibraltar, l'eau atlantique pénètre en surface pour combler les pertes d'eau par évaporation (La Violette, 1995). Plus en profondeur, les eaux méditerranéennes denses sortent par Gibraltar pour rejoindre l'océan Atlantique en s'opposant à l'écoulement de surface. L'eau d'origine atlantique entame alors une circulation cyclonique sous l'effet de la force de Coriolis qui la contraint à longer les côtes (Millot, 1991). Cette masse d'eau est modifiée par évaporation durant tout son parcours autour de la Méditerranée Occidentale pour former l'eau atlantique modifiée MAW. L'eau levantine intermédiaire est quant à elle formée en Méditerranée Orientale, dans la Mer Levantine. Elle pénètre dans le bassin occidental par le détroit de Sicile et prend part à la circulation cyclonique en longeant les côtes jusqu'au détroit de Gibraltar. Cette masse d'eau chaude et salée, résultant du climat sec et aride du bassin oriental, prend place sous les MAW (La Violette, 1995) et s'écoule entre 300 et 800 m. Ce sont donc les gradients de densité, qui existent entre l'Atlantique et la Méditerranée d'une part, et entre le bassin occidental et le bassin oriental d'autre part, qui sont à l'origine de la circulation cyclonique superficielle et intermédiaire du bassin méditerranéen occidental.

Les eaux profondes WMDW sont situées sous les eaux MAW et LIW entre 800 et 3000 m de profondeur. C'est l'évaporation et le refroidissement des eaux en surface qui sont à l'origine de la formation de ces eaux. Leurs caractéristiques sont donc très dépendantes du lieu de formation, mais leur température froide est généralement comprise entre 12.5 et 13 °C pour une salinité de l'ordre de 38.4 (Millot, 1991). L'eau profonde est formée de manière préférentielle en Mer Ligure et au large du Golfe du Lion (Béthoux et al., 2002).

2.3.1.2 Le Courant Nord Méditerranéen

Le Courant Nord Méditerranéen (CNM) est la branche nord de la circulation cyclonique entreprise par les MAW et les LIW. Le CNM est un courant de densité dont la dynamique est soumise à l'équilibre géostrophique (équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis). Les plus fortes vitesses de ce courant, qui prend place de la mer Ligure aux côtes Catalanes, sont rencontrées le long du talus au dessus des isobathes 1000 à 2000 m (Flexas et al., 2004). Le CNM est associé à une veine d'eau chaude et peu salée (Millot, 1985) et ses vitesses, supérieures en surface, peuvent atteindre 50 cm/s (Conan et Millot, 1995). A l'entrée du Golfe du Lion, la largeur du courant est comprise entre 30 et 50 km. Le CNM est sujet à une variabilité saisonnière importante. De juin à décembre, durant la période calme, le courant s'élargit, devient moins profond (250 m) et ralentit. De janvier à mars son flux est doublé, conjointement à un épaississement (450 m) et un rétrécissement de sa veine (Albérola et al., 1995; Sammari et al., 1995). Le Courant Nord présente également une activité meso-échelle particulièrement marquée en hiver lorsque le flux atteint son maximum (Flexas et al., 2002; Albérola et Millot, 2003; André, 2007). Cette activité se traduit par la formation de méandres susceptibles d'affecter la circulation sur le plateau du GoL (Petrenko, 2003). Cette dynamique meso-échelle engendre également des échanges d'eau entre le plateau continental et le large (Durrieu de Madron et al., 1999).

2.3.2 Effets atmosphériques sur la circulation dans le Golfe du Lion

2.3.2.1 La formation d'eaux denses sur le plateau

Les eaux du plateau étant peu salées par rapport aux eaux du large, seules des conditions météorologiques exceptionnelles sont susceptibles de densifier les eaux de surface en période hivernale. Cette formation d'eau dense, appelée WIW (Winter Intermediate Water) est déclenchée par évaporation et refroidissement des eaux de surface lorsque les vents continentaux forts froids et sec s'intensifient. La formation s'établit de manière préférentielle à proximité des côtes là où l'épaisseur d'eau est faible (Béthoux et al., 1982). L'eau dense plonge par gravité le long de la pente du fond à une vitesse de l'ordre de 10 cm/s avant de s'étendre sur tout le plateau. Puis elle s'écoule le long de la pente continentale. Ce phénomène, appelé "cascading", s'opère de manière privilégiée le long des canyons qui entaillent la pente continentale (Puig et al., 2008; Canals et al., 2006). Cette masse d'eau atteint généralement son équilibre hydrostatique vers 350 m, mais durant les hivers les plus rigoureux, elle peut atteindre des profondeurs plus importantes et contribuer à la formation de la WMDW (Béthoux et al., 2002).

2.3.2.2 Circulation induite par le vent

La circulation dans le Golfe du Lion est fortement influencée par la tension de vent en surface. Le forçage exercé par le vent, qui met en mouvement les couches superficielles de la mer, est susceptible de générer différents schémas de circulation en fonction des caractéristiques du champ de vent.

Une étude académique de la réponse de la circulation sur le plateau a montré, en particulier, l'influence forte du rotationnel du vent et de son orientation (Estournel et al., 2003). Pour une situation de vent de nord-ouest non canalisé et uniforme, le transport moyen décrit une circulation orientée vers le nord-est dans le secteur situé entre cap Creus et l'embouchure du Rhône (figure 2.4a) associée à un upwelling côtier. Un vent de secteur nord homogène fait apparaître un fort courant côtier vers le sud associé à un downwelling, le long des côtes du Roussillon et du Languedoc (figure 2.4b). L'effet d'un vent canalisé crée d'autres schémas de circulation associés au cisaillement de vent. Un vent proche du Mistral (de Nord) produit, par exemple, un tourbillon anticyclonique positionné au nord du plateau (figure 2.4d). En revanche, un vent proche de la Tramontane génère un tourbillon cyclonique sur la partie ouest du plateau (figure 2.4c). Lorsque Mistral et Tramontane soufflent ensemble sur le Golfe, un tourbillon anticyclonique apparaît au centre du plateau et un tourbillon cyclonique apparaît à l'ouest (figure 2.5).

2.3.2.3 Up et downwelling induits par le vent

Sous l'effet conjoint de la tension de vent et de la force de Coriolis, les eaux de surface se mettent en mouvement conformément à la théorie d'Ekman. Le long des côtes, des mouvements verticaux se mettent en place pour compenser le mouvement horizontal. Ainsi, après une journée de Mistral et de Tramontane, on observe des remontées d'eaux profondes (upwellings) le long des côtes de la Provence, de la Camargue et du Languedoc. A l'inverse, au large du Roussillon, on observe des plongées d'eau (downwellings). Millot (1990) a recensé six cellules principales d'upwellings (figure 2.3). La position des upwellings est fortement influencée par la forme du trait de côte et la succession de baies et de cap; ils prennent en effet naissance au niveau des sections droites du littoral (Millot et Wald, 1981). Les images satellites de couleur de la mer mettent également en évidence ces régions d'upwelling (Forget et André, 2007). Ces upwellings et downwellings, qui apparaissent quelques heures après le début du coup de vent, ont une durée de vie de quelques jours après celui-ci. Les upwellings sont une réponse transi-

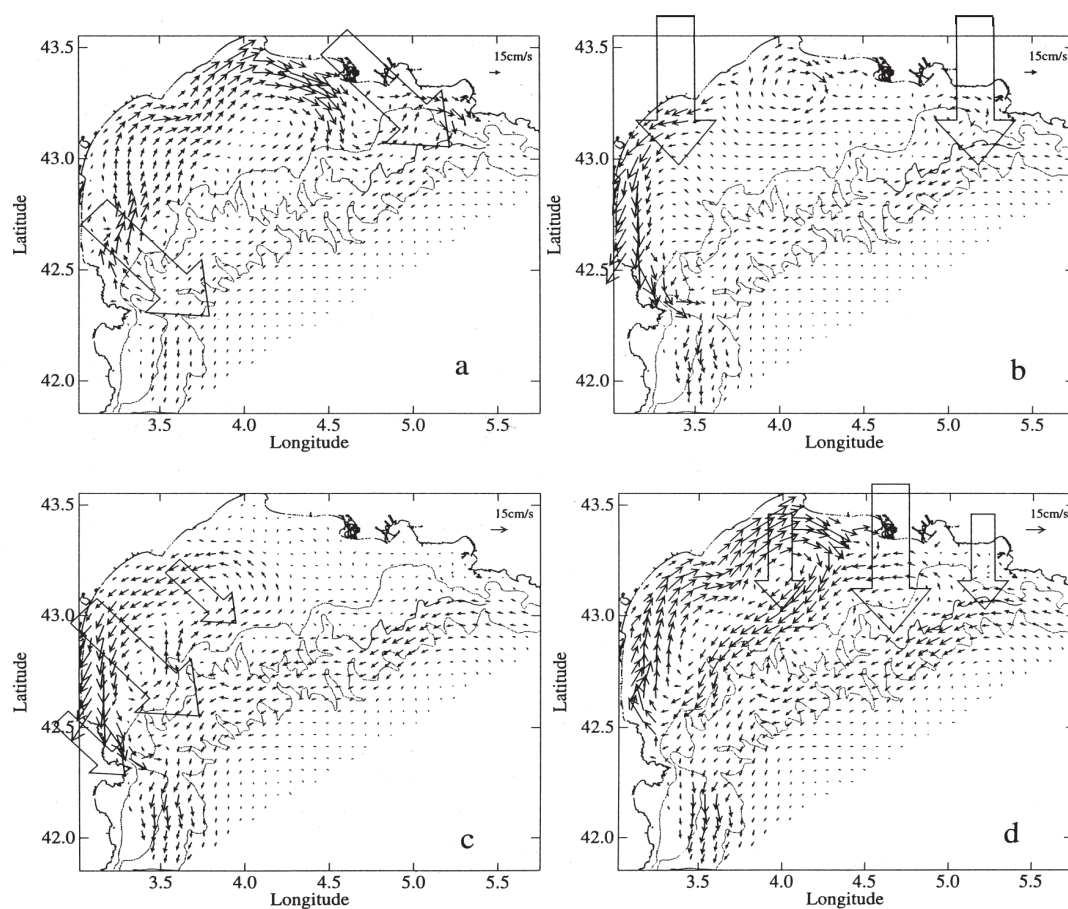


FIG. 2.4 – Courants moyennés sur la colonne d'eau pour différents forçages de vent (Estournel et al., 2003). a) vent homogène de secteur nord-ouest, b) vent homogène de nord, c) vent canalisé de nord-ouest (Tramontane) et d) vent canalisé de nord (Mistral).

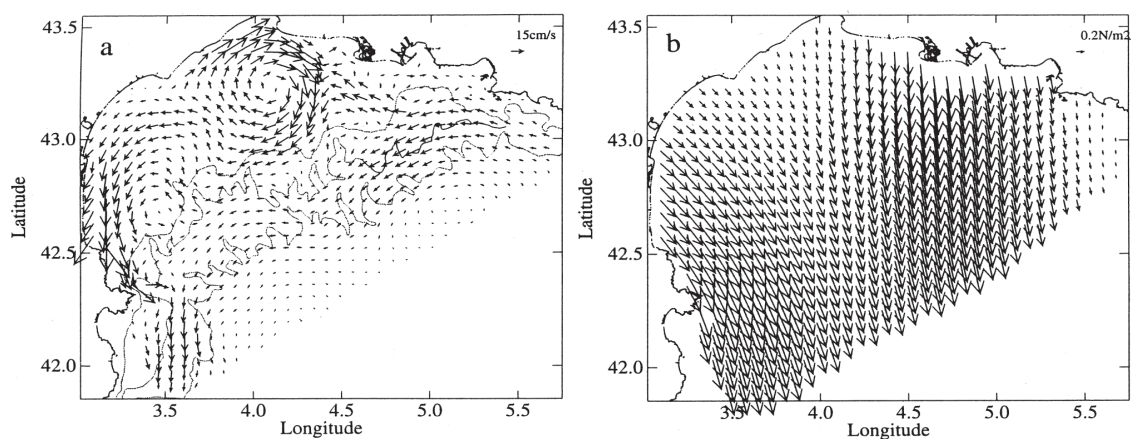


FIG. 2.5 – a) Courants moyennés sur la colonne d'eau. b) Champs de vent correspondant (Estournel et al., 2003).

toire au forçage du vent, et la variabilité spatiale et temporelle est donc très dépendante des caractéristiques du champs de vent.

2.3.2.4 Les ondes d'inertie induites par le vent

Le Golfe du Lion est particulièrement favorable au développement d'oscillations d'inertie du fait de sa faible profondeur et des caractéristiques du vent (perpendiculaire à la côte). Elles sont régulièrement observées sur les enregistrements de température et de courant (Millot et Crépon, 1981). Ces courants oscillants, à la latitude du Golfe du Lion, ont une période de l'ordre de 17.5 heures. En surface, ces oscillations sont générées par les fortes tempêtes de vents continentaux dont la vitesse du vent varie très rapidement. Les impulsions du vent peuvent également générer plus en profondeur des ondes internes au niveau des interfaces de densité. Lors de la phase d'ajustement géostrophique au forçage du vent, le déplacement de la thermocline génère près des côtes une onde interne qui se propage vers le large. La génération de ces ondes internes est privilégiée durant la période estivale lorsque le milieu est fortement stratifié. Les ondes d'inertie sur le plateau du Golfe du Lion suivent assez bien la direction du vent (figure 2.6) et persistent durant plusieurs périodes d'inertie après la fin du coup de vent (Millot et Wald, 1981).

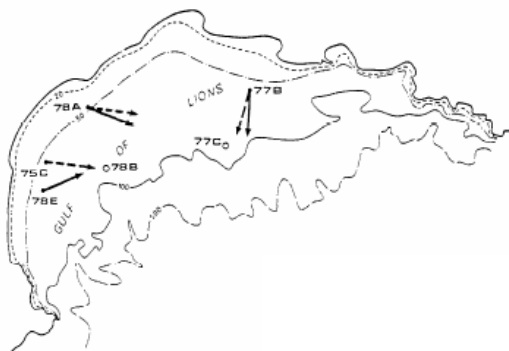


FIG. 2.6 – Directions de propagation des ondes internes d'inertie estimées à partir des données de température moyennée sur la verticale et de courant de surface (→) ou de la couche de fond (--->)(Millot et Crépon, 1981).

2.3.3 Les panaches fluviaux

Dans les régions côtières, les eaux d'origines fluviales ont un rôle dynamique important. L'eau dessalée, du fait de sa relative faible densité, s'écoule en surface avant d'être diluée par les processus de mélange vertical. Dans le GoL, les apports d'eaux douces proviennent à 95 % du Rhône (Bourrin et Durrieu de Madron, 2006). Le Rhône, avec un débit moyen de $1769 \text{ m}^3/\text{s}$, est l'un des fleuves les plus importants du bassin Méditerranéen. Il se divise dans sa plaine deltaïque à une cinquantaine de kilomètres de la mer pour former le Grand Rhône et le Petit Rhône, qui possède un débit dix fois plus faible que son aîné. Dans le GoL, du fait de l'absence de marée, et donc d'un mélange vertical faible, la dilution des eaux du Rhône avec l'eau adjacente est relativement lente pendant les périodes clémentes. Cet apport d'eau douce a donc un rôle majeur dans la dynamique du plateau. La zone de dilution du Rhône, nommée ROFI (Region Of Freshwater Influence (Simpson et al., 1993)), dans laquelle les gradients de salinité contraignent la circulation, est très dépendante des régimes de vent et peut être observée loin de l'embouchure (Gatti et al., 2006). Par temps calme, le panache fait quelques mètres d'épaisseur au niveau de l'embouchure et s'épaissit progressivement tout en s'orientant

vers le sud-ouest sous l'effet de la force de Coriolis. Le vent a une importance considérable sur l'extension du panache (Demarcq et Wald, 1984). Pendant les épisodes de vent de Nord, le panache est étiré vers le large et le mélange avec les eaux du plateau est accéléré. Par vent du sud-est, le panache est plaqué à la côte et l'eau douce se retrouve alors confinée le long du littoral. De nombreux autres fleuves (Tech, Têt, Aude, Orb, Hérault, Vidourle, etc...)

<i>Rivers</i>	<i>Average, (min-max) daily water discharge (m^3/s)</i>	<i>Average annual water discharge ($10^6 m^3/yr$)</i>	<i>Mean annual suspended solid flux ($10^6 t/yr$)</i>
Tech	9.55 (<1 - 625)	301.47	0.032± 0.006
Têt	10.82 (<1 - 471)	341.54	0.061± 0.018
Agly	6.13 (<1 - 1020)	193.44	0.098± 0.030
Aude	37.95 (<1 - 1300)	1197.61	0.194± 0.157
Orb	26.67 (1.05 - 1430)	841.64	0.110± 0.044
Hérault	40.61 (<1 - 1320)	1281.58	0.088± 0.028
Lez	2.17 (<1 - 239)	68.65	0.003± 0.001
Vidourle	6.83 (<1 - 783)	215.44	0.051± 0.016
Rhône	1768.59 (322 - 10861)	55812.43	10.147± 3.360

FIG. 2.7 – Statistique des débits solides et liquides des fleuves du Golfe du Lion (Bourrin et Durrieu de Madron, 2006).

présentant des débits beaucoup plus faibles que celui du Rhône se déversent également dans le Golfe du Lion (figure 2.7). La somme des débits de ces fleuves ne dépasse cependant pas quelques centaines de $m^3.s^{-1}$ et leur influence sur la circulation du plateau est donc très limitée en dehors des périodes de crue.

2.3.4 États de mer dans le Golfe du Lion

Dans le Golfe du Lion, les houles sont généralement de faible amplitude, mais des tempêtes sont malgré tout susceptibles d'engendrer des houles d'amplitude importante de manière ponctuelle. Les houles générées par le Mistral et la Tramontane, qui se propagent vers le large, sont les plus fréquentes (The Medatlas Group et al., 2004). La fréquence de ces houles est largement liée aux saisons et ces dernières sont dominantes en période estivale (figure 2.8). En période hivernale, les houles d'est à sud-est augmentent en fréquence, bien que non-dominantes, et on retrouve ainsi des houles de hauteur importante plus régulièrement (figure 2.9). Ces houles qui se propagent depuis le large ont en général des périodes bien supérieures à celles de la mer de vent générée par les vents continentaux.

2.3.5 Circulation au niveau du prodelta du Rhône

L'hydrodynamique au niveau du prodelta du Rhône a été décrite la première fois par Pauc (1970). Lors de 6 campagnes effectuées à la journée, des courantomètres ont été déployés le temps d'une mesure en plusieurs stations à différentes profondeurs. Les mesures ont été effectuées lors de différentes situations calmes avec des régimes de vent de sud-est et de Mistral. Les différentes mesures ont servi à la description de la circulation aux abords du prodelta (figure 2.10). Le schéma résultant ne met pas en évidence une grande variabilité de la circulation en fonction des régimes de vent. Toutefois, Pauc constate, à l'aide des données de salinité acquises conjointement, un décollement du panache lors des épisodes de Mistral et un rapprochement vers la plage du They de la Gracieuse lors des épisodes de vent de sud-est. Il est cependant important de noter que le schéma proposé correspond uniquement à des temps calmes.

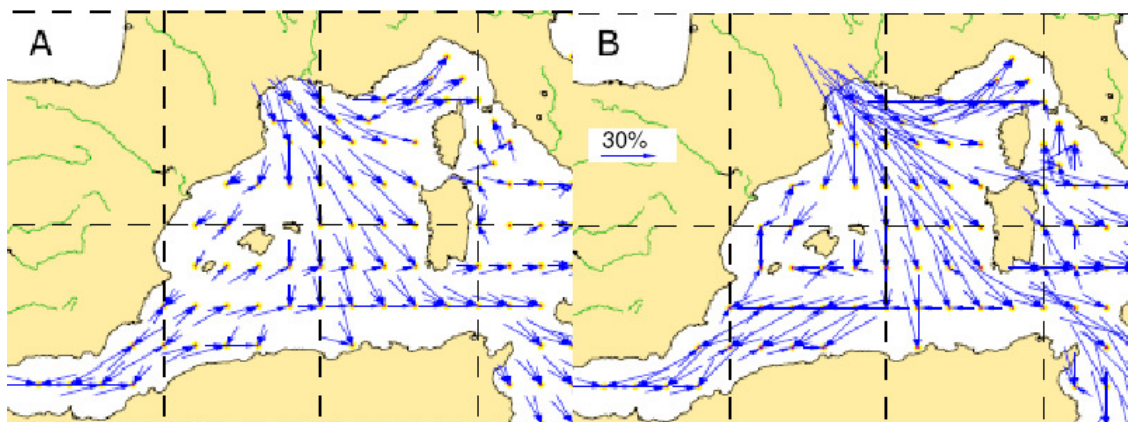


FIG. 2.8 – Direction moyenne des houles de hauteur supérieure à 1 m et occurrences associées (longueur des vecteurs) en Méditerranée Occidentale d'après MEDATLAS, en hiver (A) et en été (B).

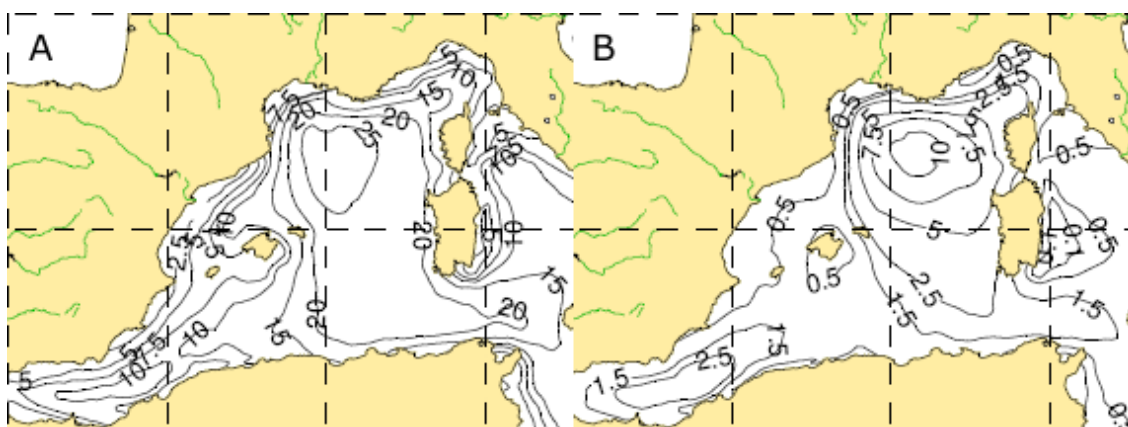


FIG. 2.9 – Fréquences (%) de houle de hauteur supérieure à 2.5 m en Méditerranée Occidentale d'après MEDATLAS, en hiver (A) et en été (B).

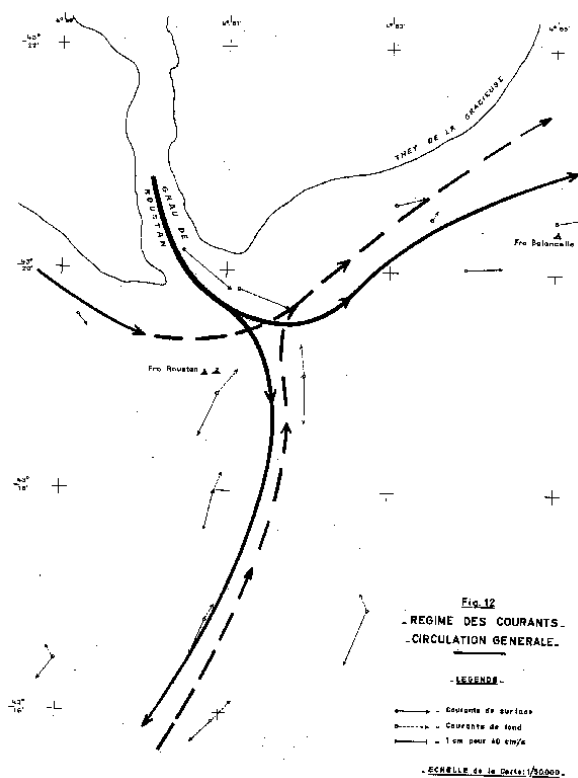


FIG. 2.10 – Schéma conceptuel de la circulation selon Pauc (1970). En trait plein, courant de surface; en pointillé, courant de fond.

D'autres mesures "ponctuelles" de courantométrie ont également été réalisées postérieurement (Naudin et al., 1992; Naudin et Cauwet, 1997) mais n'ont pas permis de mieux décrire la zone. Des mesures de courant de surface ont également été effectuées à l'aide de bouées dérivantes à plusieurs reprises le temps d'une journée (Naudin et al., 1997; Broche et al., 1998) et notamment durant les campagnes BIODYPAR de 1998 et 1999 ou à l'aide de radar VHF (Estournel et al., 2001; Forget et Ouillon, 1998; Broche et al., 1998). Toutes ces mesures de surface confirment l'analyse précédemment faite par Demarcq et Wald (1984). Le Mistral a ainsi tendance à décoller le panache de la côte et à l'entraîner vers le sud sud-ouest alors que les vents de sud-est plaquent le panache à la côte (figure 2.11). D'autre part, d'après Demarcq et Wald, le vent a une action prépondérante et rapide sur le panache et le temps de réponse de la nappe à l'action du vent, de l'ordre de 5h, s'accroît avec le débit.

Cependant, malgré toutes les mesures réalisées à proximité du prodelta du Rhône, très peu de mesures ont été effectuées sur des périodes relativement longues et à différentes profondeurs simultanément. Seule la modélisation a donc récemment permis de mieux appréhender la circulation dans cette zone (Estournel et al., 1997; Marsaleix et al., 1998; Arnoux-Chiavassa et al., 1999; Estournel et al., 2001; Ulses et al., 2005). Néanmoins compte tenu du manque de données en terme de courantométrie, seuls les profils de température et salinité sont généralement présentés dans ces études. Si les vitesses au fond sont quelquefois présentées, les profils verticaux ne le sont pas.

2.3.6 Hydrologie du Rhône

Le delta du Rhône et son prodelta sont à l'aval d'un vaste bassin versant qui conditionne son fonctionnement hydro-sédimentaire. La compréhension des processus observables dans le

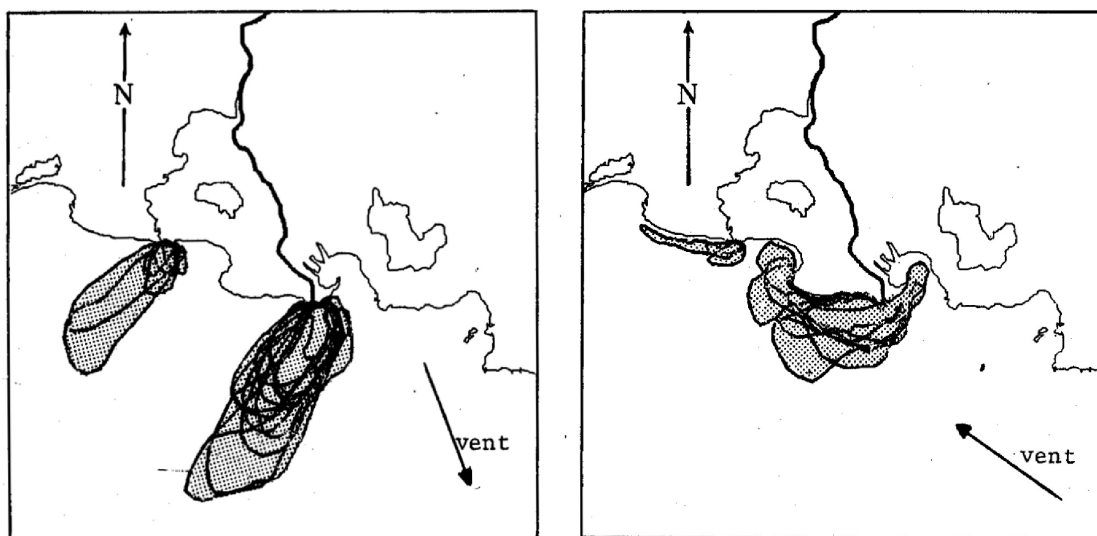


FIG. 2.11 – Superposition de plusieurs contours de nappes obtenues à différentes dates pour un régime de vent de Nord-Nord-Ouest, et un régime d'Est à Sud-Est selon Demarcq et Wald (1984).

domaine océanique nécessite de prendre en compte ce vaste système. Le bassin versant rhodanien français s'étend sur 95 000 km² depuis le lac Léman jusqu'à son double exutoire en Méditerranée (figure 2.12). La grande variabilité des climats qui existe le long de ce bassin confère à son hydrologie une grande variabilité tant spatiale que temporelle et des débits relativement élevés toute l'année.

Différents types de crue existent donc du fait de l'étendue de ce bassin selon le sous bassin versant à l'origine de cette crue. Pardé (1925) a déterminé les quatre types de crues qui affectent le Rhône inférieur : océaniques, cévenoles, méditerranéennes extensives et générales.

- Les crues océaniques correspondent à des masses d'eau en provenance des affluents septentrionaux (Saône, Isère, Ain, Fier). Elles se produisent entre octobre et mars.
- Les crues cévenoles correspondent à des masses d'eau en provenance des affluents cévenols (Ardèche, Gard, Cèze). Elles se produisent le plus fréquemment en septembre-octobre et sont souvent très rapides et très violentes.
- Les crues méditerranéennes extensives correspondent à des masses d'eau en provenance des affluents méridionaux (affluents cévenols plus Durance et Drôme). Elles se produisent en octobre-novembre et parfois en début de printemps. La crue de décembre 2003 est de ce type.
- Les crues générales correspondent à la concomitance ou à la succession rapide de ces différents types de crues dont une au moins est d'origine méditerranéenne. Elles se produisent principalement en octobre-novembre et en avril-mai.

Chacun de ces types de crue a des caractéristiques bien différentes en terme de débits liquides et même solides. Leur période de retour¹ peut également être très variable selon l'intensité des événements météorologiques et les sous bassins versant touchés par les pluies. La station de référence lorsque l'on s'intéresse au domaine océanique se situe à Beaucaire (figure 2.12). Au niveau de cette station, les débits de crue de retour de 10 ans, de 100 ans et de 1000 ans sont respectivement de 8 390, 11 300 et 14 160 m³/s (IRS, 2000). La dernière crue

¹La fréquence de retour d'une crue est la probabilité que son débit soit atteint ou dépassé chaque année. La période de retour est son inverse.

2.3. Hydrodynamique

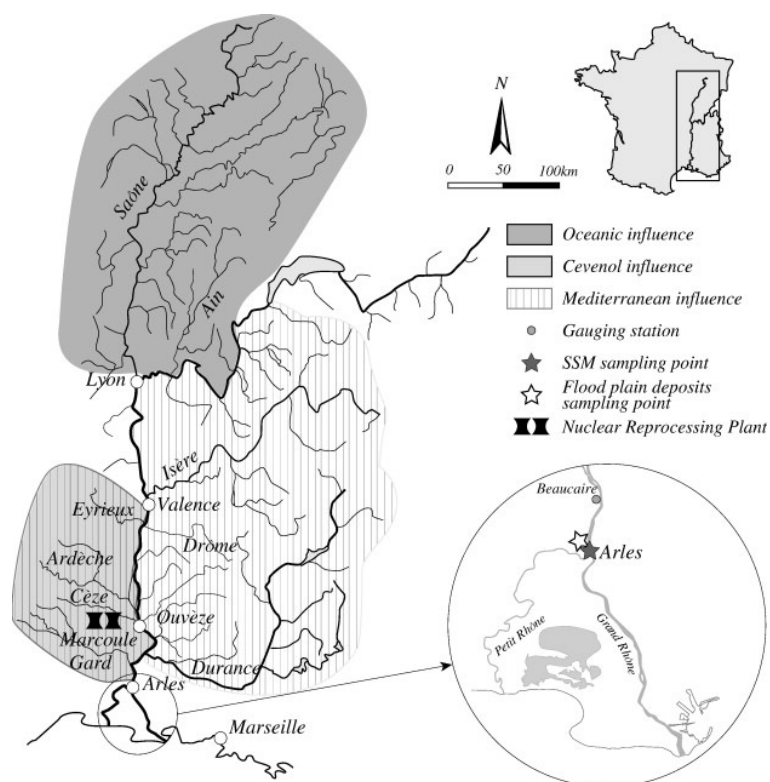


FIG. 2.12 – Le bassin versant rhodanien. Les sites de mesure du débits et des matières en suspension ainsi que l’usine de retraitement du combustible usé de Marcoule figurent sur cette carte. Issu de Antonelli et al. (2007).

plus que centennale est celle de décembre 2003. La côte de la ligne d'eau à Beaucaire est très dépendante du débit (figure 2.13). Durant cette crue, le niveau d'eau a été mesuré à plus de 11 m. Les vitesses moyennes mesurées durant cette période sont de l'ordre de 2.2 m/s alors qu'en régime moyen (1700 m³/s) la vitesse d'écoulement est proche de 0.5 m/s (données de la Compagnie Nationale du Rhône (CNR)).

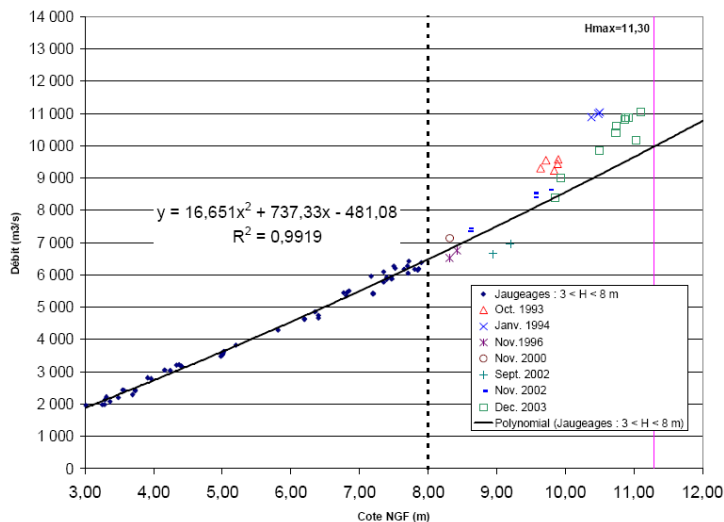


FIG. 2.13 – Relation côte NGF (Nivellement général de la France)-débit à Beaucaire. Issue d'un rapport CEMAGREF (2005).

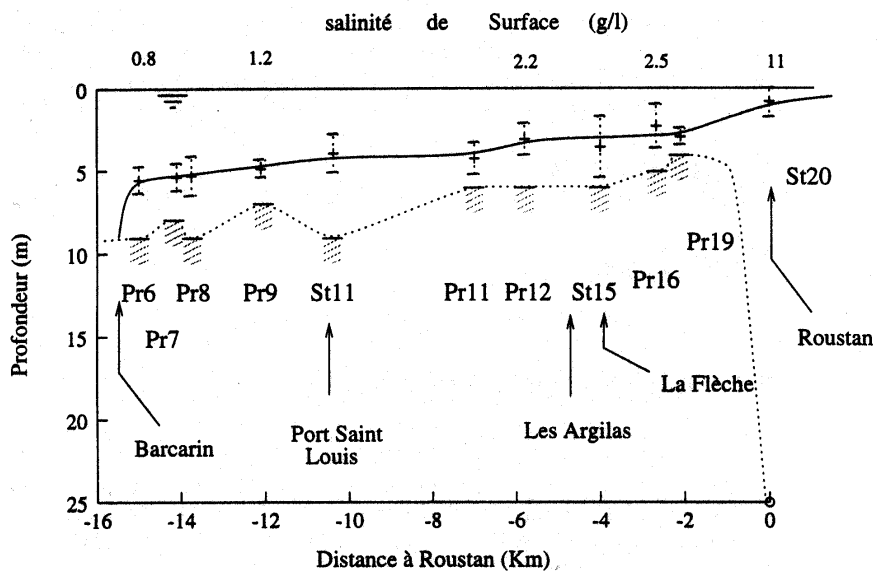


FIG. 2.14 – Position de l'isohaline 20 g/l en trait plein et épaisseur de la couche d'eau de salinité comprise entre 10 et 30 g/l (Ξ) le 27 avril 1997 pour un débit d'environ 500 m³/s. Le niveau 0 correspond à la surface du fleuve. Issu de Thill (1999).

L'intensité du débit du Rhône conditionne assez fortement les caractéristiques des eaux dans le domaine océanique mais en amont de l'embouchure également. En effet, les eaux douces et les eaux de la Méditerranée se mélangent mal par temps clément ce qui forme un panache

très stratifié en aval de l'embouchure. Cette stratification apparaît en réalité dès l'amont de l'embouchure avec l'existence d'un coin salé. Ce coin salé, dont l'extension dépend du débit, peut remonter le lit du fleuve sur plusieurs dizaines de kilomètres (figure 2.14). Thill (1999) a trouvé des traces de sel au fond du fleuve à 15, 5 et 1 km de l'embouchure pour des débits respectif de 500, 1400 et 2500 m^3/s .

2.4 Dynamique sédimentaire

Dans le Golfe du Lion, la plus grande partie des apports de sédiment provient du Grand Rhône. Bourrin et al. (2006) estiment que 95 % des apports solides proviennent de cette unique source. Les autres rivières du pourtour du Golfe du Lion n'ont qu'un impact limité à l'échelle du Golfe du Lion (figure 2.7). Avant de nous intéresser au puits de sédiment que constitue le domaine océanique, nous déterminerons les caractéristiques de l'apport de sédiment par le Grand Rhône.

2.4.1 Les apports solides du Rhône

Le chenal deltaïque du Grand Rhône présente un profil très discontinu avec la présence de nombreux seuils et de mouilles entre Arles et la mer (figure 2.16). Arnaud-Fassetta (1998) a montré que les seuils sont régulièrement espacés de 2,5 à 3 km et qu'ils séparent des mouilles de 1 km de long environ. Le Rhône entre Arles et la mer présente une largeur comprise entre 400 et 800 m. Au niveau de l'embouchure la largeur est d'environ 600 m.

2.4.1.1 Transport en suspension

La charge en suspension dans le Grand Rhône est fortement dépendante de l'hydrologie. Cependant, comme en témoigne la figure 2.15, il n'existe pas de relation directe entre le débit et la concentration. Le type de crue et la chronologie des crues conditionnent fortement la charge en suspension au niveau de Arles. De même, les périodes de montée en crue et de descente de crue sont très différentes (Pont et al., 2002), et pour un même débit, la concentration est alors très différente (cf. tableau 2.1). Cependant des lois ont été établies pour déterminer au moins l'ordre de grandeur de la charge en suspension en Arles à partir du débit mesuré à Beaucaire. Thomas (1997) propose par exemple :
 $\ln(MES) = 13.2 - 4.45\ln(Q) + 0.42(\ln(Q))^2$, avec MES la charge en suspension en mg/l et Q le débit en m^3/s .

	Etiage ($<700 m^3/s$)	Débit moyen (\simeq) 1700 m^3/s	Crue ($>4000 m^3/s$)
MES (g/l)	0.01-0.1	0.04-0.2	0.3-6

TAB. 2.1 – Ordre de grandeur de la charge en suspension en Arles par des débits caractéristiques.

Compte tenu de cette relation entre l'hydrologie et la charge en suspension, il a été estimé que 80 % de la charge solide est apportée en seulement 20 % du temps (Roditis et Pont, 1993). Les épisodes de crue ont ainsi une importance considérable sur les apports solides.

Les mesures au niveau de Arles sont généralement acquises en surface. Une station de prélèvement automatique de l'eau de surface (Station SORA) est d'ailleurs en place depuis 2002 et permet des mesures plus fréquentes de la charge en suspension, notamment en période

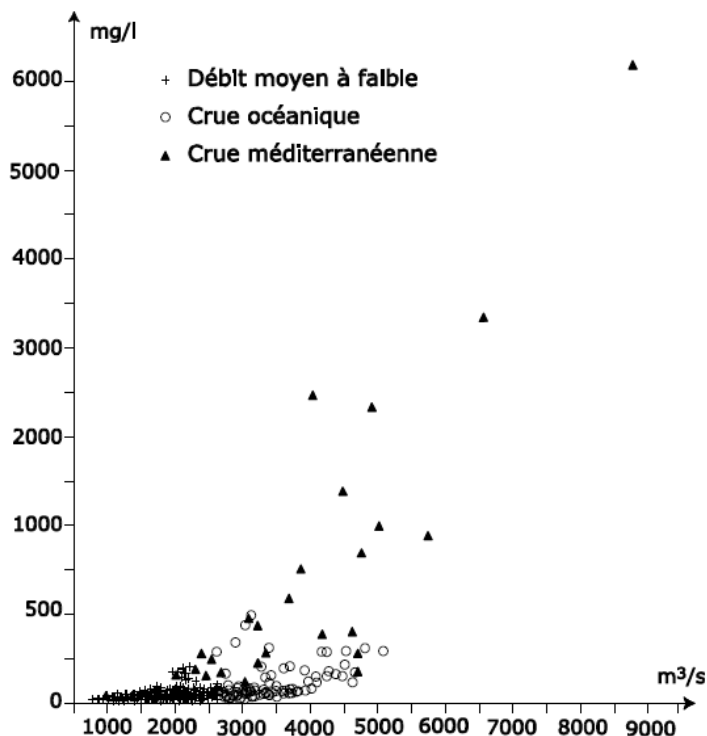


FIG. 2.15 – Charge en suspension en Arles en fonction du type de crue. Issu de Pont (1997).

de crue. Cependant la mesure de surface n'est pas forcément significative de ce qui se passe dans l'ensemble de la section d'écoulement.

D'après Antonelli (2002), en dessous d'un débit de $3000 \text{ m}^3/\text{s}$, la concentration en MES est homogène sur l'ensemble de la section d'écoulement, quel que soit le débit observé en Arles. Pont et al. (2002) pour leur part, fixent cette valeur seuil aux alentours de $4000 \text{ m}^3/\text{s}$. Au delà de cette valeur seuil, Antonelli (2002) constate une augmentation de la charge en suspension des berges vers le centre du chenal et de la surface vers le fond.

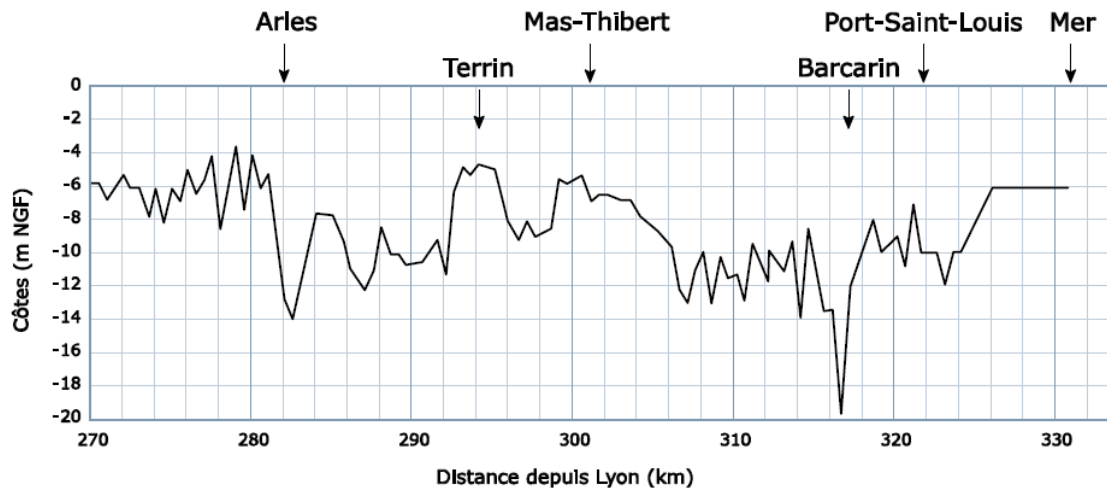
Concernant la granulométrie de la charge en suspension, aucune relation n'a pu être mise en évidence avec le débit du Rhône. Pont (1997) observe en effet, lors de différentes crues, une augmentation des argiles alors que, au contraire, Antonelli et al. (2007) constatent une relative stabilité de cette fraction durant la crue de décembre 2003. De même que le type de crue influence la charge en suspension du Grand Rhône, il semblerait qu'il en soit de même pour sa granulométrie. Antonelli (2002) conclut d'autre part à une relative homogénéité de la granulométrie sur la verticale et le long de la section du Grand Rhône pour des débits inférieurs à $5000 \text{ m}^3/\text{s}$. Globalement, les argiles ($< 4 \mu\text{m}$) constituent en moyenne environ 18 % de la charge totale, tandis que les silts ($< 63 \mu\text{m}$) comptent pour environ 80 % et les sables ($> 63 \mu\text{m}$) pour environ 2 % de la charge en suspension totale en surface (Antonelli, 2002; Antonelli et al., 2007). Ces valeurs sont données à titre informatif puisqu'une très grande variabilité existe autour de ces valeurs. La fraction sableuse peut en effet dépasser occasionnellement 20 %.

2.4.1.2 Transport par charriage et granulométrie du lit sédimentaire

La morphologie accidentée du chenal du Grand Rhône conditionne fortement la granulométrie du lit sédimentaire. Selon Antonelli (2002) on peut définir trois grandes zones sur le

chenal deltaïque (figure 2.16). La partie amont du chenal (PK 286 à 304) présente une granulométrie très grossière avec présence de graviers et de galets majoritairement. Les réductions des sections d'écoulement au niveau des seuils de Terrin (PK 294) et de Mas Thibert (PK 300) bloquent ensuite le transit de ces particules très grossières. On retrouve ensuite dans la partie médiane (PK 300 à 320) une granulométrie relativement homogène avec une majorité de sables grossiers. Plus en en aval, la granulométrie redevient plus variable et semble s'affiner.

(a)



(b)

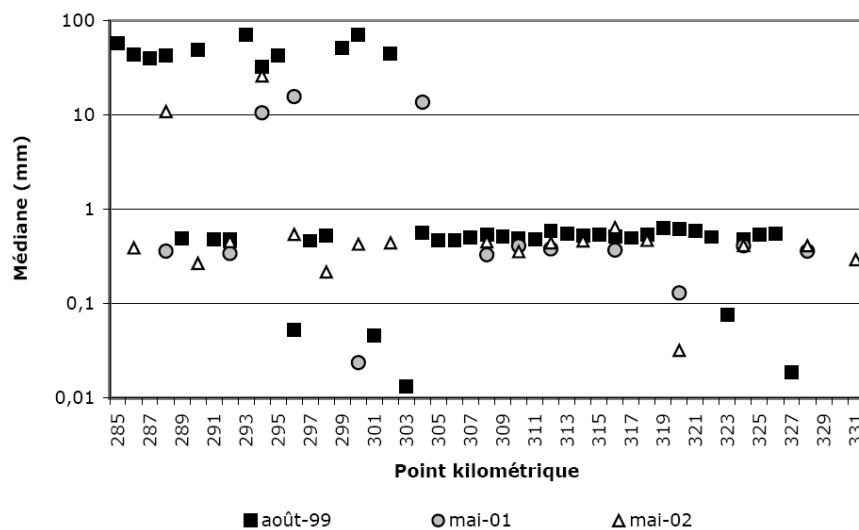


FIG. 2.16 – a) Profil en long du Grand Rhône. Issu de Antonelli (2002) d'après des données CNR. b) Évolution du diamètre médian du matériel de fond prélevé à plusieurs dates d'après différents auteurs le long du Grand Rhône. Issu de (2002).

Les données présentées par Antonelli (2002) (figure 2.16) ont toutes été acquises au milieu de la section d'écoulement dans la partie la plus énergétique. Cependant, la grande variabilité qui existe le long de la section, comme en témoigne les mesures effectuées au milieu du chenal et au niveau de la rive droite au PK 310 (figure 2.17), laisse penser que la variabilité longitudinale observée peut être biaisée par la position précise du prélèvement. Un fort gradient granulométrique apparaît en effet entre les berges et le chenal principal avec une prédominance de particules fines à proximité des berges et une prédominance de sable dans la partie cen-

trale du chenal. Les diamètres médians reportés sur la figure 2.16 sont également très sensibles à la présence de galets. Si l'on soustrait les galets (par tamisage à 2 mm), l'analyse granulométrique laser montre une variabilité temporelle et spatiale importante le long du chenal deltaïque (figure 2.18). On observe notamment une très forte variabilité temporelle entre les séries de mesures de mai 2001 et de mai 2002 avec une forte diminution de la fraction inférieure à 250 μm . Cette forte variabilité observée est sans doute liée à l'historique des crues avant la période d'échantillonnage.

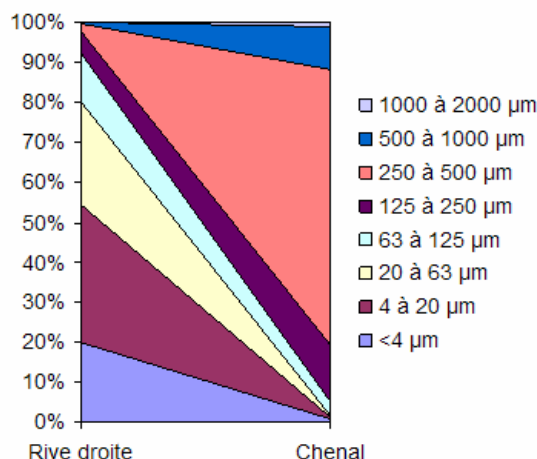


FIG. 2.17 – Granulométrie (laser) au point kilométrique 310 après tamisage à 2 mm au milieu du chenal et sur la rive droite. D'après les mesures de mai 2002 de Antonelli (2002)

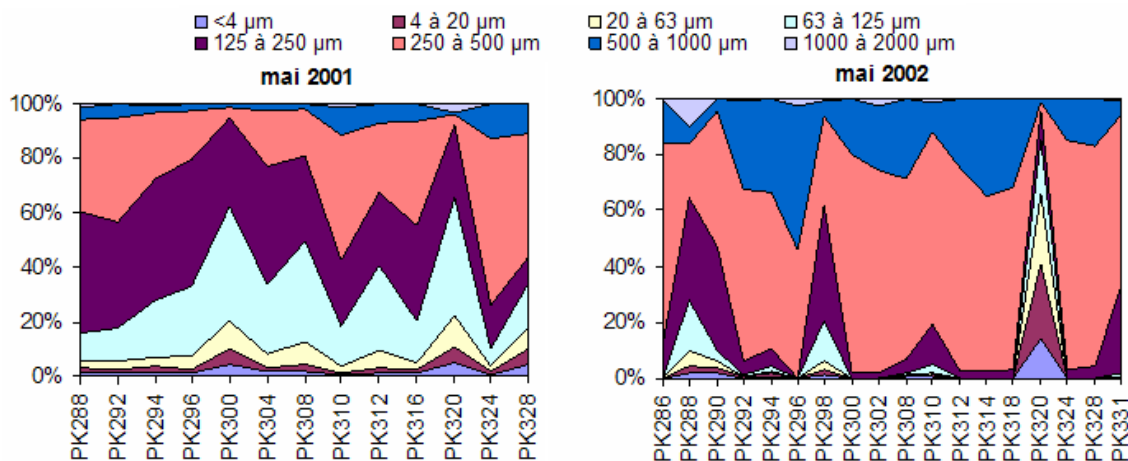


FIG. 2.18 – Granulométrie laser le long de la section du Grand Rhône après tamisage à 2 mm. D'après les mesures de Antonelli (2002).

Le transport de sédiment par charriage est nécessairement très dépendant de la granulométrie du lit sédimentaire. Ce type de transport dans le Rhône aval a énormément diminué du fait de la mise en place des aménagements du Rhône. Il est aujourd'hui estimé en amont de Arles entre $0.065 \cdot 10^6$ et $0.13 \cdot 10^6$ tonnes/an (IRS, 2000) alors que le transport en suspension en Arles est de l'ordre de $10 \cdot 10^6$ tonnes/an (Bourrin et Durrieu de Madron, 2006). Il est aujourd'hui acquis que les apports grossiers sont marginaux dans le Rhône aval.

Cependant, même si les apports en terme de masse de sédiment sont peu importants via ce mode de transport, compte tenu de la faible fraction de sable contenue dans la charge en suspension, l'apport de sable au niveau de la mer passe en partie par ce mode de transport. Ces sables transportés vers la mer en partie via la charge de fond ont une importance considérable dans la construction du prodelta du Rhône.

2.4.2 Le Prodeltà du Rhône

Le prodelta du Rhône, qui correspond à la prolongation du delta dans la partie marine, se poursuit jusqu'à l'isobathe 80 m. La morphologie du prodelta du Rhône (figure 2.19), marquée par une pente bathymétrique allant jusqu'à environ 5° , induit un gradient granulométrique important. La barre d'embouchure est principalement constituée de sable dont le diamètre est compris entre 120 et 430 μm . Aux alentours de l'isobathe 15 m, la proportion des sables diminue et la fraction vaseuse équivaut la fraction sableuse, avant de rapidement devenir majoritaire à mesure que la profondeur augmente (Maillet, 2005).

Au niveau du prodelta du Rhône, la granulométrie in-situ des sédiments du panache du Rhône, qui contrôlent la dynamique sédimentaire du plateau, est peu renseignée. Des mesures quasi in-situ (pompage en surface puis analyse laser) ont cependant montré l'existence de particules de taille supérieure à 100 μm en suspension dans la colonne d'eau à la fois dans la partie aval du Rhône et au niveau du prodelta (Thill, 1999; Thill et al., 2001). Des phénomènes de floculation/défloculation entre le Rhône et l'embouchure ont également pu être mis en évidence dans ces travaux.

Le prodelta est une zone clé du transport sédimentaire dans tout le Golfe du Lion. Maillet (2006) estime que 90 % des apports solides du Rhône lié à la crue de décembre 2003 ont été stockés au niveau du front deltaïque dans la zone comprise entre 0 et 20 m. Le prodelta du Rhône assure en fait la continuité entre le Rhône et le plateau continental. Il constitue une zone de stockage temporaire des sédiments (Lansard, 2005; Maillet et al., 2006; Miralles et al., 2006). Noël (1996) estime que 54 % des sédiments apportés par le Rhône restent stockés au niveau du prodelta sur une surface de 30 km^2 . Pour sa part, Lansard (2005) estime qu'entre 85 et 100 % des apports du Rhône sont stockés face à l'embouchure du Rhône sur une surface de 500 km^2 . Les sédiments qui ne sont pas déposés dans la zone prodeltaïque ou qui sont repris lors des tempêtes sont ensuite soumis à la dynamique du plateau.

2.4.3 Dynamique sédimentaire sur le plateau du Golfe du Lion

Le plateau du Golfe du Lion est relativement hétérogène du point de vue de la nature de ses fonds (Got et Aloisi, 1990). La figure 2.20 délimite les différentes unités sédimentaires. Le plateau interne correspond à un étroit cordon sableux, tandis que le plateau médian est le siège des dépôts vaseux. Le plateau externe est quant à lui recouvert de sédiments hétérogènes où sables et vases se mélangent. Le transport des sédiments sur le plateau est contrôlé par l'hydrodynamique complexe décrite précédemment et se fait essentiellement au travers de structures turbides marquées. Les structures turbides au niveau du plateau du Golfe du Lion se décomposent en un néphéloïde de surface sous l'influence directe du Rhône ou des rivières et d'un néphéloïde de fond, dont l'épaisseur pourrait atteindre une vingtaine de mètres, présent tout au long de l'année (Aloisi et al., 1982).

Le néphéloïde de fond apparaît être un lieu privilégié du transfert des particules sur le plateau (Durrieu de Madron et Panouse, 1996). Le néphéloïde de surface n'a en effet que peu d'importance en dehors des zones sous l'influence directe des rejets côtiers (Naudin et Cauwet, 1997; Roussiez et al., 2005a). Naudin et Cauwet (1997) donnent ainsi un ordre de grandeur des concentrations et des flux rencontrés en différents endroits du plateau du Golfe du Lion

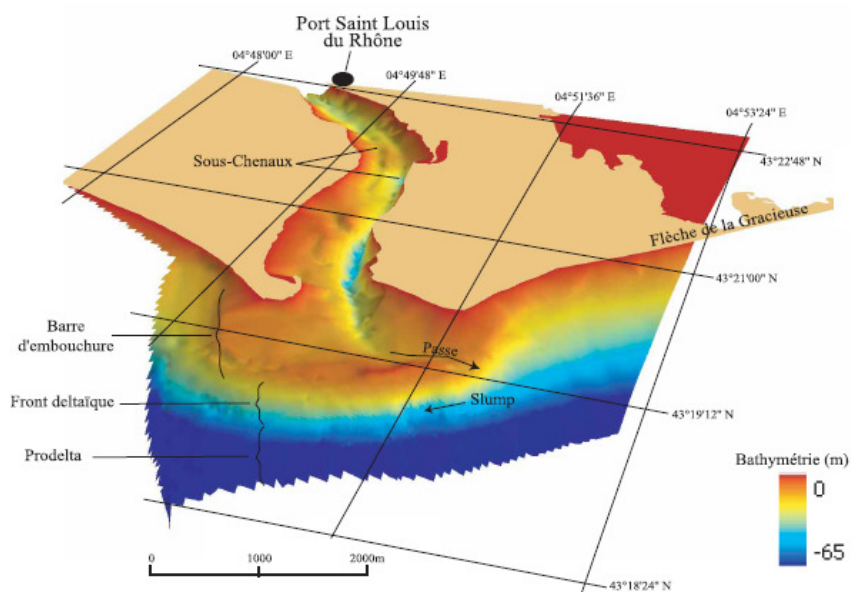


FIG. 2.19 – Bathymétrie du prodelta du Rhône et de son embouchure. Issu de Maillet (2006).

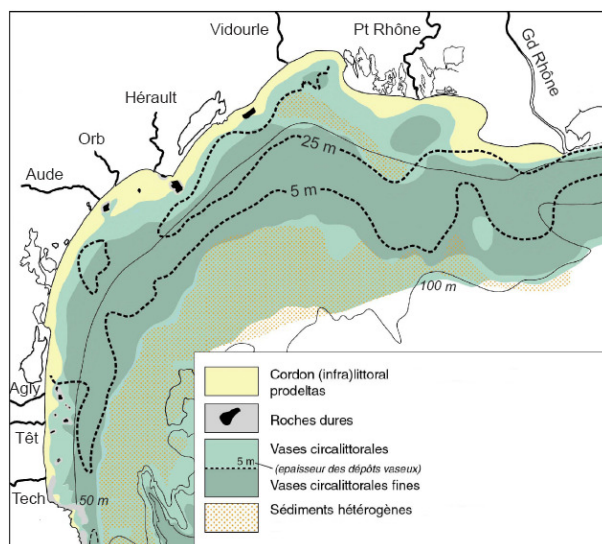


FIG. 2.20 – Carte de la nature des fonds du Golfe du Lion. Issu de Durrieu de Madron (2004) d'après la carte de Got et Aloisi (1990).

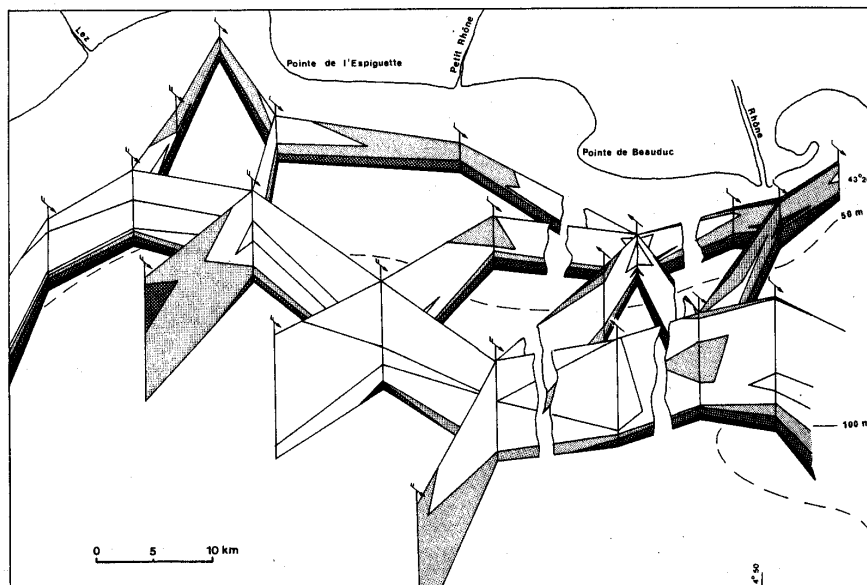


FIG. 2.21 – Mesures de turbidité en octobre 1977, montrant l’extension du néphéloïde profond à partir des embouchures et la faible importance de la couche superficielle issue du Rhône. Les concentrations varient entre 0 et 17 mg/l. Selon Aloisi (1982).

(tableau 2.2). Il apparaît clairement que l’essentiel du flux sur le plateau est concentré près du fond.

	Estimation des flux de transport particulaire							
	Embouchure du Rhône				Plateau continental			
	Panache		Fond		Colonne d’eau		Fond	
	Mini	Maxi	Mini	Maxi	Mini	Maxi	Mini	Maxi
MES (mg/l)	2	10	10	200	1	10	10	50
Courant (cm/s)	10	100	1	5	10	100	1	5
Flux (kg/m ² /jour)	17	850	9	850	9	80	9	220

TAB. 2.2 – Comparaison des flux de particules transportées près du fond et dans le panache du Rhône à proximité de l’embouchure du Rhône et au niveau du plateau du Golfe du Lion. Compilation de données acquises entre 1986 et 1990 (Naudin et Cauwet, 1997).

Le flux transporté sur le plateau est largement dépendant des phénomènes de remises en suspension. Selon Ferre et al. (2005), les resuspensions liées aux vagues et aux courants ont essentiellement lieu à des profondeurs inférieures à 50 m. Les tempêtes de sud-est, qui génèrent des houles importantes, semblent constituer le mécanisme majeur des remises en suspension (Ferre et al., 2005; Guillén et al., 2006; Bourrin et al., 2008b) au niveau du plateau interne du Golfe du Lion. Les courants de downwelling importants qui se mettent en place lors de ces épisodes assurent une dispersion rapide des sédiments dans la partie ouest du plateau. Bourrin et al. (2008a) ont également montré que les courants générés par des vents de nord-ouest intenses et persistants sont à l’origine de phénomènes d’érosion significatifs au niveau du plateau interne à proximité de la Têt. Ces vents persistants sont à l’origine de formations d’eaux denses et génèrent des courants dirigés vers le sud dans ce secteur, capables simultanément d’éroder et de transporter les sédiments.

Peu de mesures à l'échelle de l'ensemble du Golfe du Lion renseignent sur la variabilité temporelle des matières en suspension. Seules les images satellitaires permettent après traitement d'obtenir une information sur la variabilité spatio-temporelle des matières en suspension de surface. Les moyennes mensuelles sur cinq années (2002-2007) des matières en suspension inorganiques de surface estimées à partir des images MODIS dans le Golfe du Lion sont présentées sur les figures 2.22 et 2.23 (Gohin, comm. pers.). Ces images sont obtenues à l'aide de l'algorithme OC5 de l'IFREMER décrit en annexe K (Gohin et al., 2005) validé en Manche et dans le Golfe de Gascogne. Elles mettent en évidence une variabilité saisonnière importante du signal de MES minérale au niveau du panache du Rhône mais également sur le reste du domaine. Les périodes hivernales propices aux forts débits et aux tempêtes de sud-est présentent une moyenne plus importante. Cependant, ces moyennes sont obtenues à partir des images satellitaires acquises par temps peu nuageux. La couverture nuageuse étant assez bien corrélée avec le régime des vents, les moyennes sont probablement sous-évaluées compte tenu d'un probable sous échantillonnage des épisodes de tempête de sud-est.

En outre, l'impact du chalutage sur les remises en suspension sur le plateau du Golfe du Lion semble ne pas être négligeable. Des expériences in-situ ont montré que le panache turbide induit par le chalut est étendu (4x200 m) et relativement chargé (de 10 à 50 mg/l). A l'inverse des phénomènes naturels qui agissent principalement durant l'automne et l'hiver et essentiellement sur le plateau interne, le chalutage est pratiqué tout au long de l'année et est principalement concentré vers 90 m de profondeur (Ferre et al., 2008). Cette activité anthropique génère ainsi des resuspensions à des périodes et dans des zones où les phénomènes naturels ne sont pas susceptibles d'agir.

2.4.3.1 Granulométrie de la charge en suspension

Les sédiments présents en suspension dans l'eau ont été observés en partie sous forme floculée lors de différentes expériences même à très faibles concentrations. Dans le Golfe du Lion, des mesures de granulométrie in-situ ont été réalisées principalement le long des côtes languedociennes ou en face de la Têt (Durrieu de Madron et al., 2005; Bourrin et al., 2008c). Durrieu de Madron et al. (2005) ont réalisé des mesures de taille de particules in situ lors d'expériences de chalutage. Ils ont ainsi pu mettre en évidence que des processus de floculation se mettent en place rapidement après la phase de remise en suspension. Ils ont mesuré deux principales classes de floes, l'une dont la taille est comprise entre 30 et 100 μm et l'autre entre 150 et 200 μm . En face de la Têt, les mesures de Bourrin et al. (2008c) mettent en évidence l'existence de floes ayant un diamètre de l'ordre de 100 μm dans le panache de surface. Dans la couche de fond, le spectre de taille de particule serait composé de particules individuelles et de floes de taille comprise entre 80 et 160 μm .

2.4.4 Flux particulaire vers le large

Durrieu de Madron et al. (2000) estiment qu'une majorité (environ 90 %) des sédiments rejetés par les rivières et notamment par le Rhône sont piégés sur le plateau. Cependant, diverses expériences ont mis en évidence l'existence d'important flux de sédiments du plateau vers le large durant certaines situations météo-climatiques particulières.

Le néphéloïde benthique au niveau de la rupture de pente se détache du fond et forme en dehors du plateau une couche néphéloïde intermédiaire (Durrieu de Madron et al., 1990). Cette couche néphéloïde se retrouve finalement dispersée par le courant en s'éloignant du plateau et constitue une des voies d'export de particules depuis le plateau. Cet export, qui se produit majoritairement à travers les canyons qui entaillent la pente, montre une grande

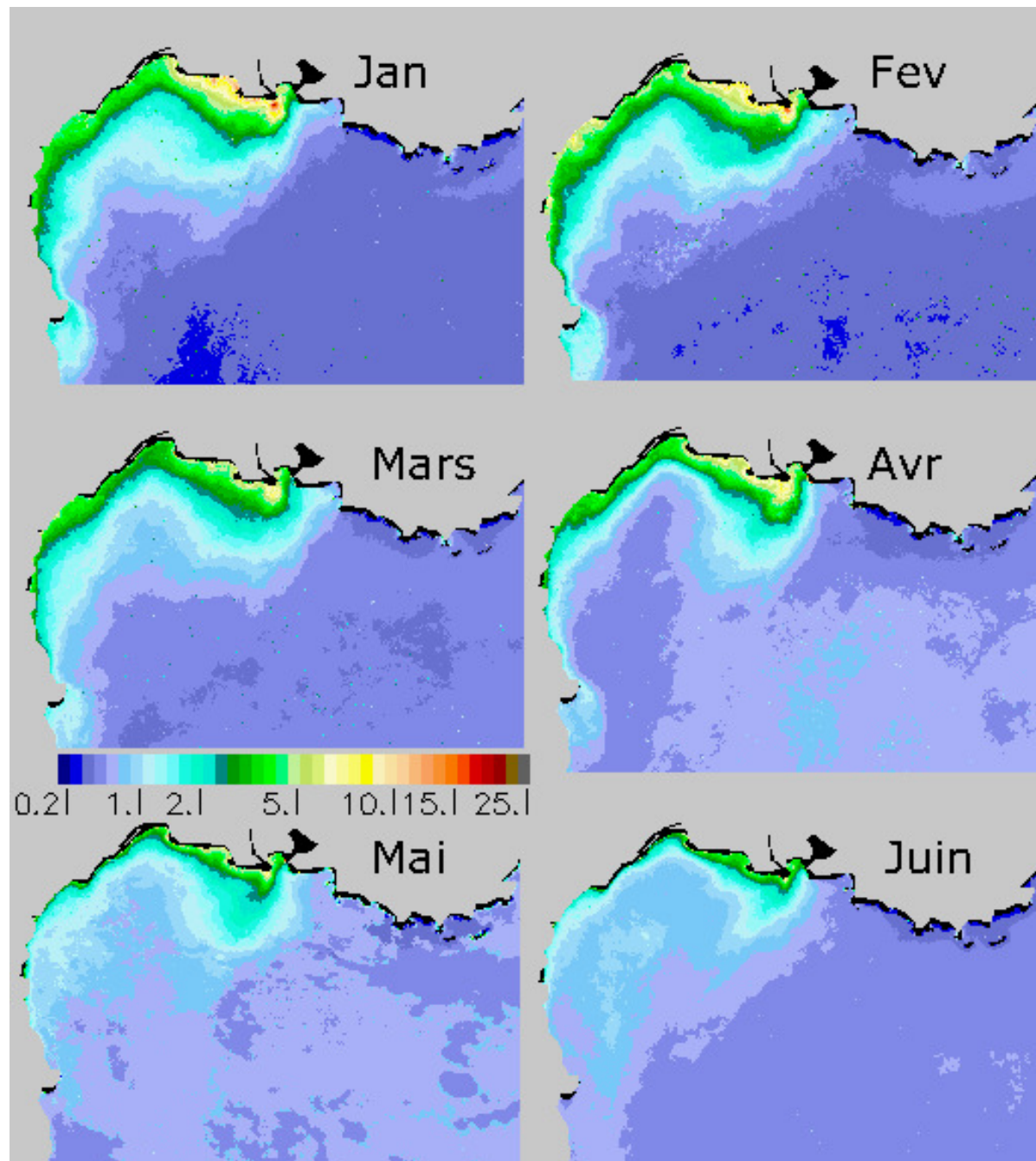


FIG. 2.22 – Moyennes mensuelles (2002-2007) des MES inorganiques (mg/l) en surface estimées à l'aide du satellite MODIS.

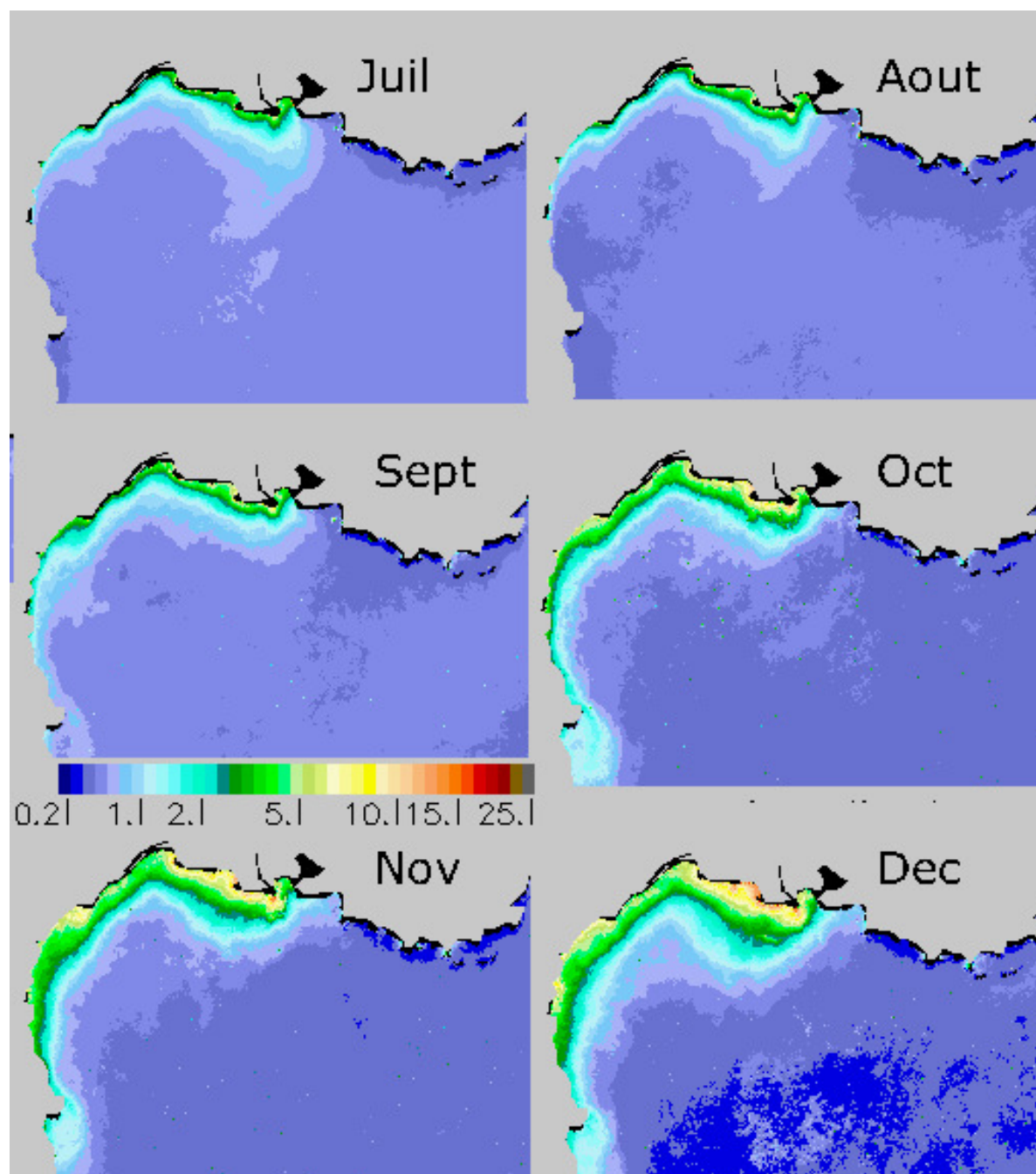


FIG. 2.23 – Moyennes mensuelles (2002-2007) des MES inorganiques (mg/l) en surface estimées à l'aide du satellite MODIS.

variabilité spatiale. Les flux de sédiment, principalement concentrés dans la partie ouest du plateau (Durrieu de Madron et al., 1990; Heussner et al., 2006; Ogston et al., 2008; Puig et al., 2008), montrent également une grande variabilité saisonnière et inter-annuelle (Heussner et al., 2006). Palanques et al. (2006) ont mis en évidence l'impact des tempêtes de sud-est et des plongées d'eaux denses sur l'export de particules au niveau de la pente. Les tempêtes de sud-est, prépondérantes de l'automne au printemps, seraient à l'origine de la variabilité saisonnière, alors que la variabilité inter-annuelle serait liée à l'importante variabilité de l'intensité des plongées d'eaux denses d'une année à l'autre (Heussner et al., 2006). D'autre part, les épisodes de "cascading", qui induisent un rapide transfert de matière à travers le canyon de Cap Creus, entraînent également des érosions le long de celui-ci (Ogston et al., 2008; Puig et al., 2008).

2.4.5 Apports récents de la modélisation à la dynamique sédimentaire

Des récents travaux de modélisation se sont intéressés à la dynamique sédimentaire à l'échelle du Golfe du Lion. Ces travaux se sont notamment concentrés sur l'impact du chalutage et sur l'impact des mécanismes physiques sur les remises en suspension et l'export des sédiments du plateau vers le large. Des expériences numériques ont ainsi conclu qu'à l'échelle du plateau les remises en suspension par le chalutage sont de l'ordre de 3 à 4 ordres de grandeur plus petits que celles liées aux vagues et aux courants. L'export de particules lié à cette activité est quant à lui un ordre de grandeur plus petit que celui calculé pour les vagues et les courants (Ferre et al., 2008). Ainsi, même si l'impact du chalutage est important dans certaines zones du Golfe du Lion, à l'échelle du Golfe du Lion les bilans de matières sont contrôlés principalement par les processus physiques.

Les simulations effectuées par Ulses et al. (2008a; 2008b) confirment que les échanges au niveau de la pente sont principalement contrôlés par les tempêtes d'est et par les plongées d'eaux denses. Le downwelling induit par les vents d'est génère un important export de particules. Pendant l'automne, la stratification de la colonne d'eau limite la profondeur à laquelle est exportée la matière. En période hivernale, le downwelling s'associe aux plongées d'eau denses pour exporter les sédiments le long de la pente. L'importance des tempêtes d'est notamment lorsque les masses d'eau sont bien mélangées est ainsi mise en évidence dans ces travaux. Des bilans de matière à l'échelle du plateau du Golfe du Lion ont également pu être dressés. Lors de la période de l'automne/hiver 2003/2004, marquée par une crue centennale du Rhône et par d'importantes tempêtes, il apparaît que le plateau du Golfe du Lion est en déficit net de sédiments. Alors que 6 Mt de sédiments ont été apportés par le Rhône durant la période de six mois considérés, 9.1 Mt de sédiments auraient été exportés vers le large (Ulses et al., 2008a) dont 41 % par le canyon de Cap Creus. Les bilans effectués par Ferre et al. (2008) pour une autre période (1998/1999) montrent également un bilan déficitaire pour le plateau du Golfe du Lion. Cette période présente cependant des débits du Rhône bien inférieurs à ceux de l'hiver 2003/2004 puisque la crue la plus importante ne dépasse pas 5000 m³/s.

2.5 La radioactivité du milieu marin

Les radionucléides rencontrés dans l'environnement marin du Golfe du Lion sont issus de l'atmosphère ou du domaine terrestre. Ils se retrouvent piégés dans l'océan soit après transfert à l'interface océan-atmosphère, soit par transfert advectif depuis le milieu continental. Parmi les radionucléides rencontrés dans les océans, on distingue ceux d'origine naturelle et ceux d'origine anthropique :

- Les radioéléments d'origine naturelle proviennent de deux sources :
 - les radionucléides cosmogéniques, formés dans la haute atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques avec les éléments présents dans l'atmosphère. On trouve parmi

- eux ^{14}C , ^3H , ^{10}Be , ^7Be , ^{26}Al . Ces radioéléments sont susceptibles d'atteindre l'océan par l'interface océan-atmosphère.
- les radionucléides primordiaux, datant de la formation du système solaire. Leur longue demi-vie leur permet de persister sur la terre aujourd'hui ; on peut donc les rencontrer ainsi que leurs descendants. Parmi eux on trouve ^{238}U , ^{235}U , ^{40}K , ^{232}Th , ^{210}Pb . Ces radioéléments sont stockés dans les roches et intègrent l'océan par voie fluviale après lessivage des sols.
 - Les radionucléides artificiels proviennent de diverses sources :
 - les essais d'armes nucléaires réalisés dans l'atmosphère.
 - les retombées liées à l'accident de la centrale de Tchernobyl ou à d'autres accidents.
 - les rejets contrôlés d'effluents liquides faiblement radioactifs des industries nucléaires ainsi que diverses autres sources mineures comme les rejets des hôpitaux, des universités et des centres de recherche. On trouve notamment parmi eux tous les produits de fission, rejetés essentiellement par les usines de retraitement, qui résultent de la cassure des radionucléides naturels fissibles. Le ^{137}Cs ou le $^{238,239,240}\text{Pu}$ appartiennent à cette famille. Les produits d'activation comme le ^{60}Co sont quant à eux rejetés par les centrales nucléaires. Certains de ces radioéléments rejetés artificiellement, tels que ^{14}C ou ^3H , existent également à l'état naturel.

2.5.1 Radioéléments et dynamique sédimentaire

Certains radioéléments, comme le ^{210}Pb , existent à l'état naturel et leur suivi ne présente alors pas un intérêt direct en terme d'écologie. Cependant, qu'ils soient artificiels ou naturels, ces radioéléments sont d'excellents traceurs de la dynamique sédimentaire et leur utilisation permet de mieux comprendre le devenir des sédiments. Les radioéléments dans le milieu fluvial ou marin sont présents soit sous forme dissoute, soit sous forme particulaire. Les échanges entre les deux phases, à savoir les processus de sorption-désorption, sont très dépendants des paramètres physico-chimiques qui régissent le milieu et du radioélément concerné. Ainsi, si certains ont une préférence pour la phase liquide, d'autres existent dans l'environnement marin essentiellement sous phase solide. Les radioéléments constituent ainsi de très bon traceurs de la dynamique sédimentaire, d'autant plus s'ils présentent une forte affinité pour la phase particulaire. Le rapport des activités de la phase particulaire et de la phase dissoute, appelé coefficient de distribution et noté K_d , renseigne sur l'affinité des radioéléments. Ce coefficient est cependant très dépendant du milieu dans lequel il est mesuré et un radioélément peut avoir une affinité pour la phase solide en milieu fluvial et à l'inverse être essentiellement sous forme dissoute dans le milieu marin (exemple du ^{137}Cs). Il n'est ainsi pas rare que le K_d d'un élément présente une variation de plusieurs ordres de grandeurs.

D'autre part, le large éventail des demi-vies couvert par les radionucléides artificiels et naturels en font de bons traceurs, et ce, à différentes échelles spatio-temporelles. Si par exemple le ^{210}Pb , avec une demi-vie de 22.3 ans, apparaît comme intégrateur de la dynamique sédimentaire, d'autres éléments avec des demi-vies plus courtes, comme le ^7Be (53 jours) ou le ^{234}Th (24.1 jours) sont de très bons marqueurs des événements impulsions tels que les crues.

2.5.2 Sources de radioéléments artificiels dans le Golfe du Lion

Le Rhône est l'un des fleuves qui présente le plus grand nombre d'installations du cycle du combustible nucléaire le long de sa vallée. Parmi ces installations, l'usine de retraitement du combustible irradié de Marcoule, situé 120 km en amont de l'embouchure du Rhône (figure 2.12), a représenté entre 1958 et 1997 la principale source de radioéléments artificiels pour l'ensemble du bassin Rhodanien et pour le Golfe du Lion (Charmasson, 1998). Cette usine a

depuis 1997 définitivement arrêté son activité de retraitement. Néanmoins, des rejets d'éléments radioactifs sont encore effectués durant les opérations de lavage induites par le démantèlement des installations.

Les retombés atmosphériques peuvent également être à l'origine d'une contamination directe des eaux du Golfe du Lion ou indirecte. L'étendue du bassin versant du Rhône induit en effet un drainage important par les eaux de pluie. Le bassin versant étant un réceptacle aux retombées radioactives liées d'une part aux anciens essais d'armes nucléaires réalisés dans l'atmosphère de 1945 à 1980 et d'autre part à l'accident de la centrale de Tchernobyl en 1986, le Rhône est également par ce biais un vecteur important de radioactivité artificielle.

Parmi les éléments ayant marqué les rejets industriels de Marcoule et les retombées, seuls les éléments à vie moyenne et longue sont encore détectables aujourd'hui dans l'environnement.

2.5.3 Les radioéléments dans les sédiments du Golfe du Lion

En ce qui concerne les radionucléides artificiels ce sont principalement le césium (^{137}Cs), les isotopes du plutonium ($^{238,239,240}\text{Pu}$) et le strontium (^{90}Sr) qui sont retrouvés dans les sédiments du Golfe du Lion. Parmi les naturels, les plus couramment mesurés sont le plomb (^{210}Pb), le beryllium (^7Be) ainsi que le thorium (^{234}Th). Parmi tout ces radionucléides, le plutonium, le plomb et le beryllium présentent une grande affinité pour la phase particulaire et sont principalement utilisés pour les études de dynamique sédimentaire.

Divers travaux sur le plomb et le césium ont notamment permis de déterminer les taux de sédimentation dans le Golfe du Lion (Radakovitch et al., 1999; Miralles et al., 2005). Les taux de sédimentation sont décroissants en s'éloignant de l'embouchure et à mesure que la profondeur augmente (figure 2.24). Des taux de sédimentation de l'ordre de quelques dizaines de cm/an sont mesurés à proximité de l'embouchure, alors qu'il ne sont que de quelques dixièmes de cm/an sur le reste du plateau.

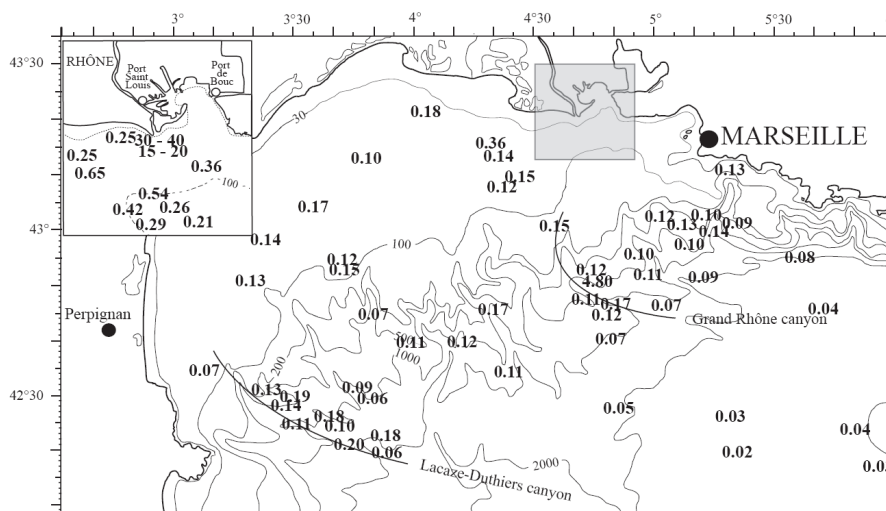


FIG. 2.24 – Taux de sédimentation apparents (cm/an) calculés à l'aide des analyses au ^{210}Pb . Issu de Miralles et al. (2005)

Des mesures effectuées sur le plutonium à l'échelle du Golfe du Lion (Noël, 1996; Lansard, 2005) ont également permis de mettre en évidence les flux horizontaux de sédiments. D'après Noël (1996), 54 % des sédiments récents du Rhône sont stockés dans le domaine prodeltaïque sur une aire de 30 km², 30 % sont piégés sur le reste du plateau, 9 à 10 % sont retenus au niveau de la pente continentale et 7 à 8 % des apports sont exportés vers la plaine abyssale.

Pour sa part, Lansard (2005) estime que moins de 15 % des apports sont exportés au-delà d'une zone de 500 km² face à l'embouchure.

A une échelle de temps plus courte, des analyses de ⁷Be ont permis de quantifier l'épaisseur des dépôts récents durant la période de la crue du Rhône de décembre 2003 (Miralles et al., 2006). Des dépôts de crue variant de 10 à 30 cm aux alentours de l'isobathe 30 m à proximité de l'embouchure ont ainsi pu être mis en évidence.

D'une manière générale, on note pour tous les radioéléments, une grande variabilité à la fois temporelle et spatiale (sur l'horizontale et la verticale). Les plus fortes activités sont généralement confinées dans la frange côtière à proximité de l'embouchure du Rhône. La variabilité temporelle est quant à elle un marqueur des événements régissant les apports.

2.6 Synthèse

Ce chapitre, qui dresse un bilan des connaissances de la dynamique sédimentaire dans le Golfe du Lion, répond en partie au questionnement relatif à la mise en place d'un modèle hydro-sédimentaire. Cependant, certains processus restent encore mal décrits et la question qui se pose donc à ce stade est de savoir quels sont les manques les plus cruciaux en terme d'observations pour pouvoir mettre en place le modèle et le valider.

D'une part, afin de déterminer les processus sédimentaires à prendre en compte dans le modèle et de les paramétrer, certaines données seraient nécessaires pour répondre aux questions qui suivent :

- Un modèle de transport de sédiments fins peut-il suffire à reproduire la dynamique sédimentaire dans le Golfe du Lion ou bien la prise en compte des sables est-elle au contraire nécessaire ?
A cet effet, la composition et la nature du sédiment superficiel du Golfe du Lion et du prodelta du Rhône doivent être mieux décrites.
- Quels flux d'érosion et quelles contraintes d'érosion doivent être appliqués au sédiment de notre domaine d'étude ?
Si des mesures de contraintes d'érosion ont déjà été réalisées, les flux d'érosions instantanés en fonction de la contrainte appliquée ne sont pas connus. Des mesures d'érodabilité des sédiments sont donc, à cet égard, nécessaires.
- Quelle est la vitesse de chute des sédiments fins dans le Golfe du Lion ?
En l'absence de mesures directes de ce paramètre, une bonne caractérisation des particules peut permettre d'en apprendre plus sur les processus de chute. La chute des particules est en effet très dépendante des processus de floculation et il est donc nécessaire de savoir si les sédiments du plateau remis en suspension ou ceux apportés par le Rhône sont présents sous forme floculée ou non dans la colonne d'eau.

D'autre part, l'étude bibliographique effectuée à mis en exergue le manque de données sur la variabilité temporelle à moyen terme de la dynamique sédimentaire du prodelta du Rhône. Les mesures en continu, acquises à partir de mouillages instrumentés sont d'un grand intérêt pour valider un modèle hydro-sédimentaire, puisqu'elles permettent d'accéder à la variabilité temporelle des signaux acquis et d'obtenir des données même durant les épisodes les plus énergétiques. Des mesures en continu de turbidité, d'évolution du fond et de courant font particulièrement défauts à proximité de l'embouchure du Rhône.

Afin de répondre aux besoins de la mise en place du modèle hydro-sédimentaire, les données de certaines campagnes récentes localisées à proximité de l'embouchure du Rhône seront analysées dans le chapitre suivant. Cette étude permettra de mieux décrire la dynamique sédimentaire du prodelta du Rhône et d'étayer la mise en place du modèle qui sera décrite ultérieurement.

Chapitre 3

Synthèse de données et apports des campagnes récentes à l'étude de la dynamique sédimentaire du prodelta du Rhône

Dans ce chapitre, une synthèse des données acquises à proximité du Rhône est effectuée. Les données de quelques campagnes historiques non publiées sont analysées eu égard aux données acquises lors de campagnes récentes, étudiées plus en détail. Trois campagnes de mesure ont en effet été menées depuis le début de cette thèse. Les données acquises lors des campagnes CARMA/CARMEX, EXTREMA1 et SCOPE sont présentées dans cette section. Les campagnes CARMA/CARMEX et EXTREMA1 ont cependant été effectuées dans le cadre de deux autres thèses (Cédric Marion de l'IRSN et Carolyne Vassas du CEREGE) et l'analyse de ces données sont le fruit d'un travail collaboratif. Les résultats présentés ici ne constituent donc pas l'exclusivité de cette thèse.

Cette synthèse s'intéresse aux caractéristiques d'un ensemble de paramètres qui détermine la dynamique des sédiments ainsi qu'à son évolution spatio-temporelle.

3.1 Compartiment sédimentaire

3.1.1 Granulométrie du lit sédimentaire

Une compilation d'analyses récentes au granulomètre laser du sédiment superficiel a permis de déterminer la distribution des différentes classes de particules. Cette compilation qui regroupe les carottes issues des projets REMOTRANS (Miralles et al., 2005; Roussiez et al., 2005a,b, 2006; Lansard et al., 2007), METROC, EUROSTRATAFORM (Miralles et al., 2006), REDIT, SEDIFOS, et d'autres campagnes épisodiques fait l'objet de l'annexe A.

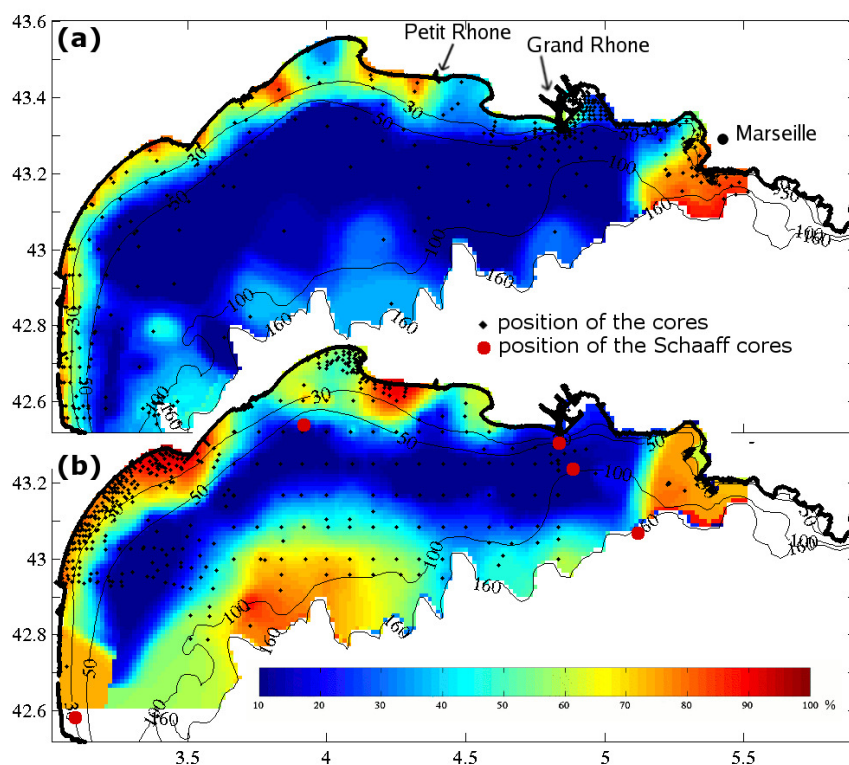


FIG. 3.1 – (a) Fraction sableuse ($>63 \mu\text{m}$) déterminée à partir des nouvelles données. (b) Fraction non-péltique ($>40 \mu\text{m}$) d'après les données du CEFREM acquises entre 1970 et 1990. Les isobathes 30, 50, 100 et 160 m sont tracées. La figuration des points de mesure permet de juger de la validité des contours.

La couverture sédimentaire du Golfe du Lion est connue depuis les travaux de Got et

Aloisi (1990). Cependant, le spectre granulométrique n'a pas été complètement déterminé dans les mesures qu'ils ont utilisées et seules les fractions inférieure et supérieure à $50 \mu\text{m}$ sont connues. D'autre part, compte tenu des techniques de prélèvement utilisées, la principale question est de savoir si la distribution qu'ils proposent est représentative de l'extrême surface du lit sédimentaire. Les mesures ont en effet été obtenues à l'aide de carottiers qui sont susceptibles de remanier l'interface. Le lessivage des plus fines particules peut d'ailleurs être d'autant plus important que le carottage est effectué dans une zone profonde. L'importante fraction sableuse mesurée en surface au niveau du plateau externe par plus de 100 m d'eau pourrait ainsi souffrir de ce biais dans les mesures.

L'objet de cette compilation est donc de déterminer à l'aide de nouvelles mesures laser sur des prélèvements réalisés avec des carottiers d'"interface" le spectre granulométrique de l'extrême surface du lit sédimentaire et de le comparer avec la distribution connue actuellement. Il est en effet nécessaire d'avoir une distribution fiable de la surface du sédiment afin de mettre en évidence les processus de la dynamique sédimentaire actuelle.

A l'échelle du Golfe du Lion les données ont été interpolées jusqu'à l'isobathe 160 m qui coïncide avec le rebord du plateau. En dehors du plateau, les données sont plus parsemées et l'irrégularité de la bathymétrie, liée à la présence des canyons notamment, rendrait l'interpolation hasardeuse. La figure 3.1a renseigne sur la fraction sableuse rencontrée sur le plateau. Afin de comparer cette nouvelle distribution granulométrique avec celle obtenue par Got et Aloisi, la distribution de la fraction non-pelitique obtenue à partir des données du CEFREM acquises entre 1970 et 1990 a été tracée (figure 3.1b). La compilation des données du CEFREM contient en fait une partie des données utilisées par Got et Aloisi (i.e celles acquises avant 1980). Cette distribution est de ce fait tout à fait conforme à celle présentée par Got et Aloisi (figure 2.20). Les deux jeux de données n'ont cependant pas été fusionnés compte tenu des trop grandes différences dans la méthodologie d'acquisition.

Cependant, si ces deux distributions ne sont pas compilables, elles demeurent complémentaires. En effet, bien que la nouvelle distribution soit basée sur des données plus précises, le nombre de stations de prélèvements est relativement faible pour obtenir une couverture du plateau fiable. La comparaison avec l'ancienne distribution (plus dense en nombre de mesures) permet de confirmer l'analyse de la plus récente. La nouvelle distribution est en accord avec la précédente même s'il convient de noter qu'elle montre une fraction inférieure de sédiments grossiers, notamment au niveau du plateau externe. Il semble que l'utilisation de carottiers d'interface donne une interface plus vaseuse. Cependant, il faut également noter que la limite fixée pour les sédiments sableux ou grossiers est différente entre les deux cartes ($40 \mu\text{m}$ pour l'ancienne et $63 \mu\text{m}$ pour la nouvelle) et cela peut également expliquer une partie des différences observées. Quoiqu'il en soit, le gradient de taille de sédiment entre le plateau médian et la rupture de pente est présent quelles que soient les mesures considérées.

Différents faciès sédimentaires apparaissent de la côte vers la pente. Ainsi, le plateau interne (de 0 à 30 m) sableux jouxte une zone très vaseuse au niveau du plateau médian (30 à 100m). Plus loin, au niveau du plateau externe s'étend une zone sablo-vaseuse. Si l'on considère que la limite entre sédiment cohésif et sédiment non-cohésif apparaît aux alentours de 30 % de vase (Mitchener et Torfs, 1996; Panagiotopoulos et al., 1997; Le Hir et al., 2008) seul le plateau interne est couvert de sédiments non-cohésifs. D'autre part, le diamètre médian est compris entre 80 et $100 \mu\text{m}$ à ce niveau, tandis qu'au milieu du plateau il est de l'ordre de 10 à $15 \mu\text{m}$ (figure 3.2. Le gradient de diamètre est plus progressif entre le plateau médian et le plateau externe. Le diamètre médian sur ce dernier ne dépasse pas 30 à $40 \mu\text{m}$.

Au niveau du prodelta du Rhône, la distribution des sables obtenue met en évidence un gradient important à proximité de l'embouchure (figure 3.3) avec une rapide prédominance des sédiments fins à partir de l'isobathe 20 m. La prédominance de la fraction fine intervient beaucoup plus rapidement que sur le reste du plateau. L'important nombre de données dans

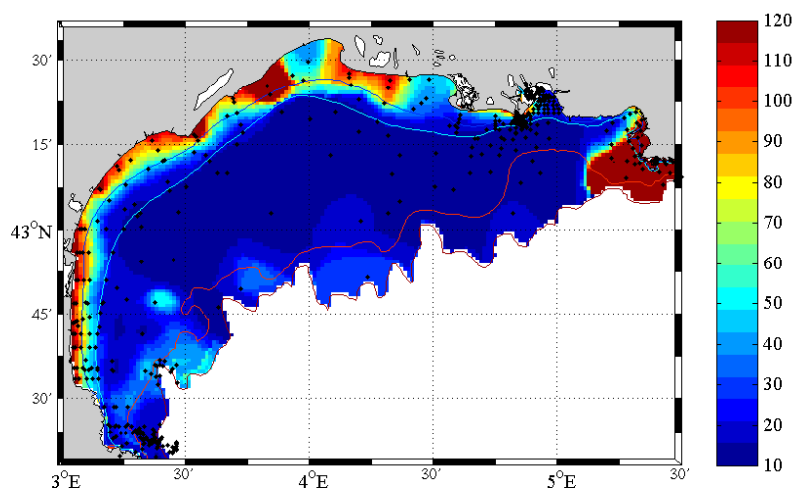


FIG. 3.2 – Diamètre médian D_{50} (μm) déterminé à partir des nouvelles données. Les isobathes 30, 50, 100 et 160 m sont tracées. La figuration des points de mesure permet de juger de la validité des contours.

l'axe de l'embouchure rend cette carte granulométrique fiable.

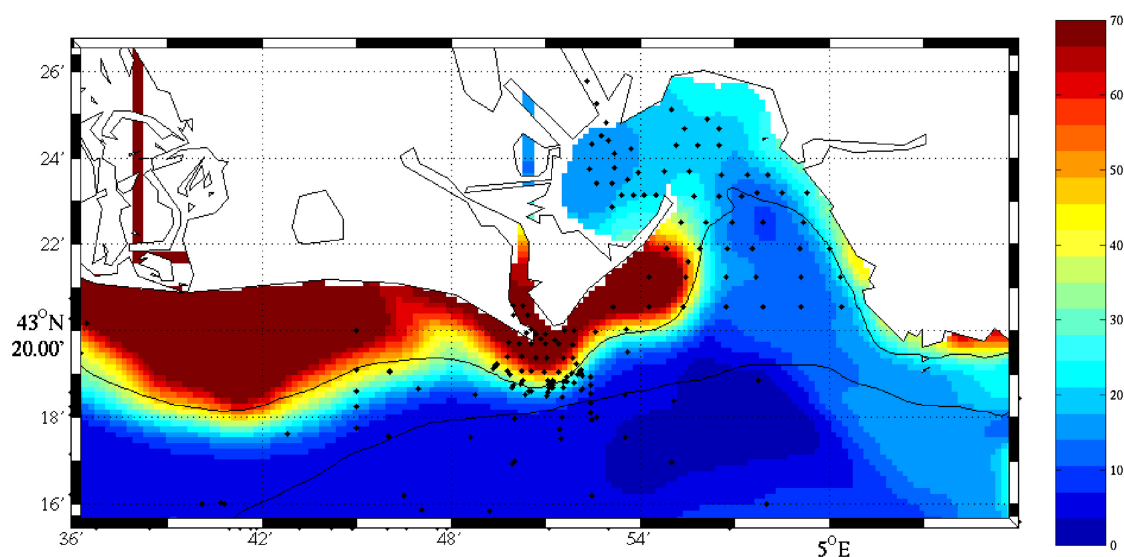


FIG. 3.3 – Fraction sableuse ($>63 \mu\text{m}$) déterminée à partir des nouvelles données au niveau du domaine prodeltaïque. Les isobathes 20 et 60 m sont tracées.

3.1.2 Érodabilité des sédiments

Durant la campagne EXTREMA1 (mars 2008), des mesures d'érodabilité des sédiments ont été effectuées à l'aide du canal à courant érodimétrique "Erodimètre" développé par l'IFREMER (Le Hir et al., 2008). L'Erodimètre permet d'obtenir des valeurs quasi in-situ des différents paramètres de l'érodabilité des sédiments tels que contraintes critiques d'érosion ou flux d'érosion. Les mesures d'érodabilité des sédiments permettent ainsi de caractériser les courants susceptibles d'éroder et de mettre en mouvement les sédiments. Pour les sédiments

purement sableux, ces paramètres sont bien connus (Shields, 1936; Wu et al., 2000), cependant, dans le cas de sédiment mixtes ou purement cohésifs, l'érodabilité est très dépendante de la nature du sédiment et de son état de compaction. Il est donc important de déterminer la variation spatiale de ces paramètres dans notre zone d'intérêt.

Durant cette campagne, l'Erodimètre a été embarqué à bord du navire océanographique l'Europe. Cependant, afin de ne pas perturber la mesure, très sensible au moindre mouvement, les expériences ont été effectuées à quai dans les premières heures après le prélèvement des échantillons par carottage. Quatre sites ont été échantillonnés (cf. figure 3.4) et les mesures ont été effectuées à différentes profondeurs le long de la carotte (surface, surface - 4 cm et surface - 8 cm en un site). Le transect face au débouché du Grand Rhône a été effectué à 20, 40 et 60 m de profondeur. Le point de la Balancelle est quant à lui situé à environ 20 m de profondeur. Les sites de la Balancelle et ADCP20 correspondent à deux sites où des ADCP et des ALTUS ont été déployés (cf. § 3.2.2 et 3.2.3). L'ensemble des résultats des mesures de concentration et de flux effectuées figurent en annexe B.

La granulométrie (cf. annexe B) a également été déterminée, de même que la concentration massique (densité sèche), pour chacun des prélèvements ayant fait l'objet d'une mesure érodométrique (tableau 3.1).

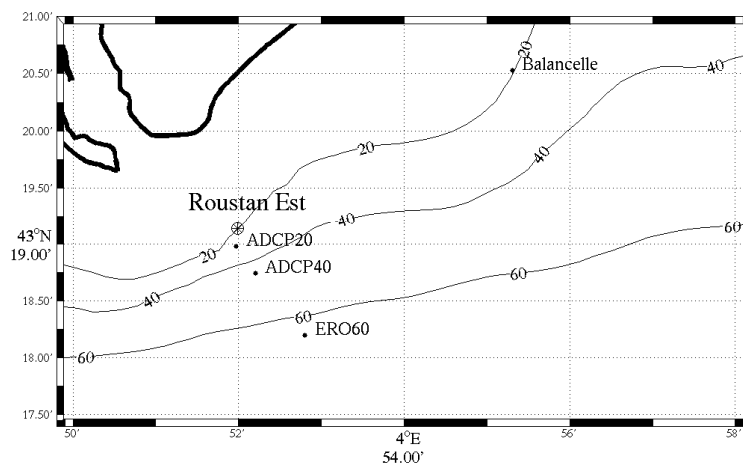


FIG. 3.4 – Position des mesures d'érodimétrie.

	ADCP20		ADCP40		ERO60		Balancelle	
	C(kg/m ³)	% vase	C(kg/m ³)	% vase	C(kg/m ³)	% vase	C(kg/m ³)	% vase
surf	930	58.6	590	82.8	<i>N.D.</i>	87.5	919	59.1
s-4cm	1057	59.4	723	77.9	794	88.9	1104	85.3
s-8cm	X	X	X	X	898	86.5	X	X

TAB. 3.1 – Concentration massique du sédiment et fraction vaseuse volumique aux points de prélèvement. *N.D.*=Non Déterminé. X=Non effectué.

3.1.2.0.1 Flux d'érosion Les flux d'érosion calculés en fonction de la contrainte pour chacun des prélèvements sont présentés figure 3.5. Ces flux sont calculés en considérant la variation de concentration entre le début et la fin du palier de contrainte et en utilisant la méthode décrite en annexe B.

Pour chacune des expériences la contrainte maximum appliquée diffère puisqu'elle a été

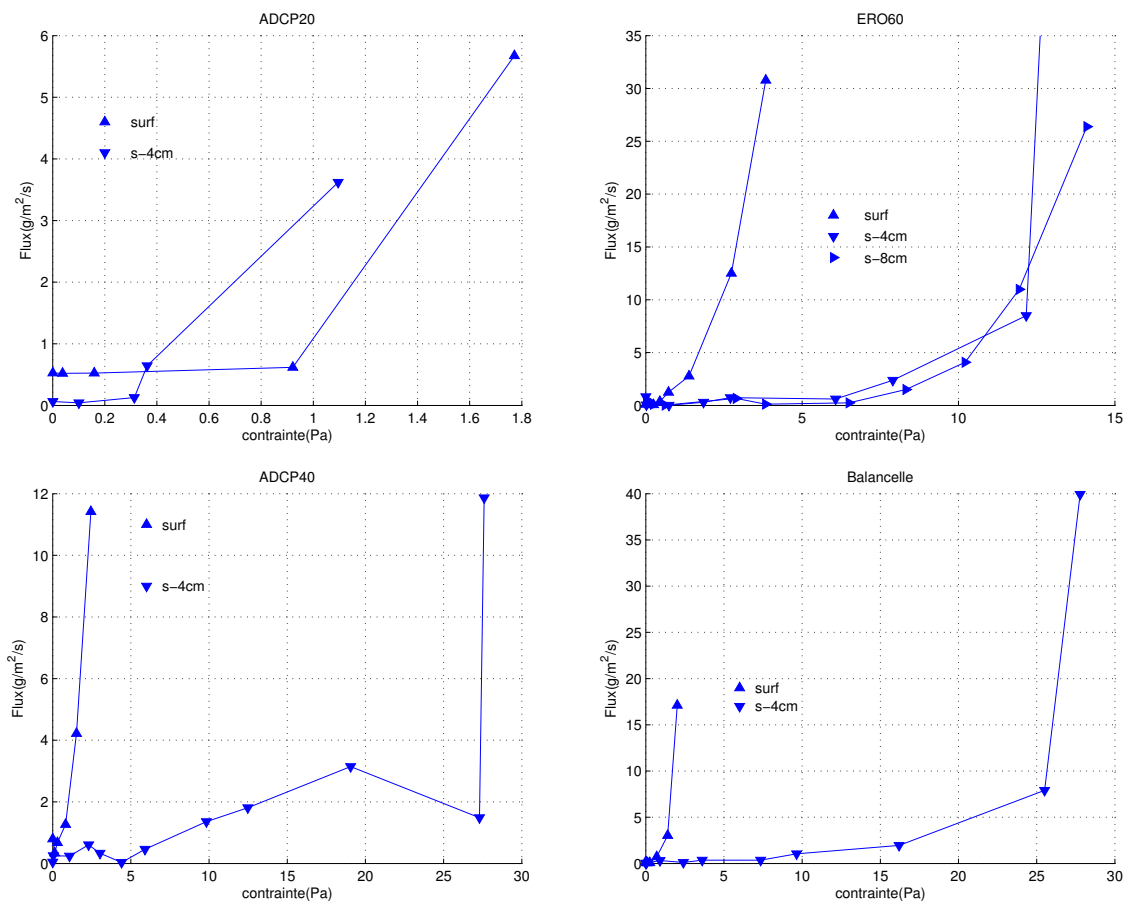


FIG. 3.5 – Flux d'érosion pour les différents prélèvements effectués.

définie au cours de l'expérience. L'expérience est stoppée à partir du moment où le canal devient trop opaque pour pouvoir voir le prélèvement et/ou lorsque l'érosion génère un relief susceptible de modifier la contrainte de cisaillement. Les flux observés en fonction de la contrainte apparaissent très variables d'une station à une autre. L'allure des courbes est également très différente entre les différents niveaux d'une même station. Cependant, les flux observés entre la surface et la tranche inférieure pour la station ADCP20 présentent une variabilité bien moindre que pour les autres stations. La gamme de contraintes appliquée pour ce site est ainsi bien plus faible que pour les autres sites. Au site ERO60, on observe également peu de différence entre les deux niveaux inférieurs.

Afin de comparer tout les prélèvements entre eux la concentration relative de vase a été calculée (tableau 3.2). Cette concentration noté $C_{v,rel}$, qui correspond à la concentration de la vase dans le volume non occupé par les grains de sable, pourrait être un paramètre pertinent de l'état de consolidation du sédiment (Migniot, 1989; Waeles, 2005). Elle est calculée comme suit :

$$C_{v,rel} = \frac{f_v C}{1 - \frac{(1-f_v)C}{\rho_s}} \quad (3.1)$$

où C est la concentration massique du sédiment, f_v la fraction massique vaseuse, et ρ_s la densité sèche du sable et des vases (2650 kg/m^3). On fait ici l'hypothèse que fraction massique et fraction volumique sont équivalentes pour le calcul de la concentration relative de vase.

	ADCP20	ADCP40	ERO60	Balancelle
surf	637	508	<i>N.D.</i>	632
s-4cm	749	599	730	1003
s-8cm	X	X	814	X

TAB. 3.2 – Concentration relative de vase $C_{v,rel}$ (kg/m^3). *N.D.*=Non Déterminé. X=Non effectué.

On constate ainsi (figure 3.6) que l'ensemble des prélèvements de surface qui ont des concentrations relatives de vase faibles possèdent des courbes d'évolution de flux assez similaires. On retrouve également le prélèvement ADCP20 s-4 groupé avec l'ensemble de ces mesures malgré une valeur de $C_{v,rel}$ supérieure à celle des prélèvements de surface. Pour les quatre prélèvements en profondeur (ERO60 s-4, ERO60 s-8, ADCP40 s-4, Balancelle s-4) on constate que les flux sont retardés. Les contraintes appliquées sont ainsi bien plus fortes que pour les prélèvements de surface. Ces prélèvements sont dans l'ensemble plus consolidés que ceux de surface, à part ADCP40 s-4 qui présente un état de consolidation proche de ceux rencontrés en surface. Il est ainsi étonnant que ce prélèvement en apparence peu consolidé ($C_{v,rel}$ assez faible) présente une telle résistance à l'érosion.

On peut cependant émettre des réserves sur les mesures en profondeur. La mesure est en effet moins fiable lorsque la résistance à l'érosion est forte, ce qui est le cas en profondeur. Le découpage opéré afin de mettre à nu le sédiment sous-jacent peut également modifier l'état de compaction du sédiment et perturber la mesure. L'observation des carottes à la fin de l'expérience nous indique également que les valeurs de flux sous la surface sont moins fiables qu'en surface (figure 3.7). En effet, alors que l'érosion est à peu près homogène pour les prélèvements de surface, aux niveaux inférieurs l'érosion est généralement très localisée et s'étend rapidement en profondeur. La valeur des flux calculés est donc bien plus représentative en surface, lorsque le sédiment est relativement mou, qu'elle ne l'est aux niveaux inférieurs.

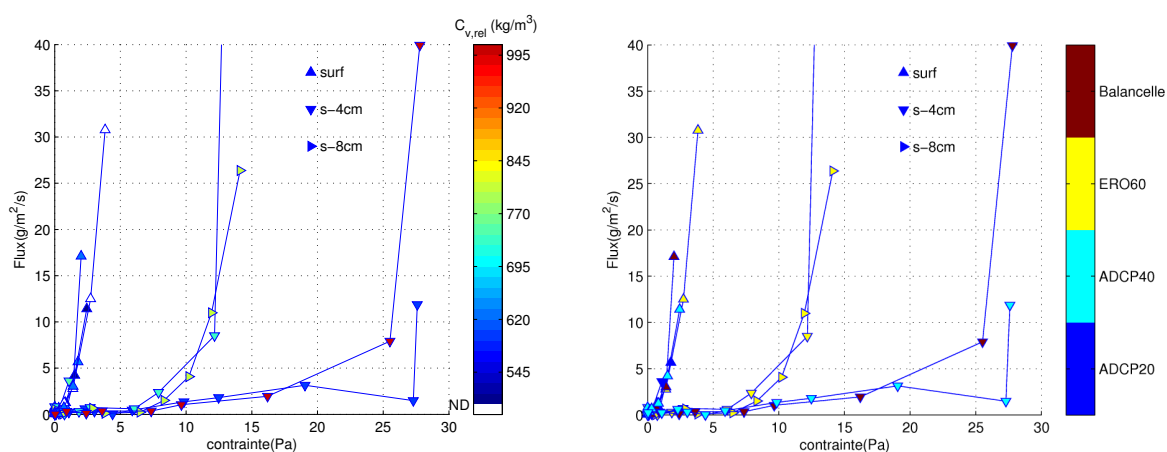
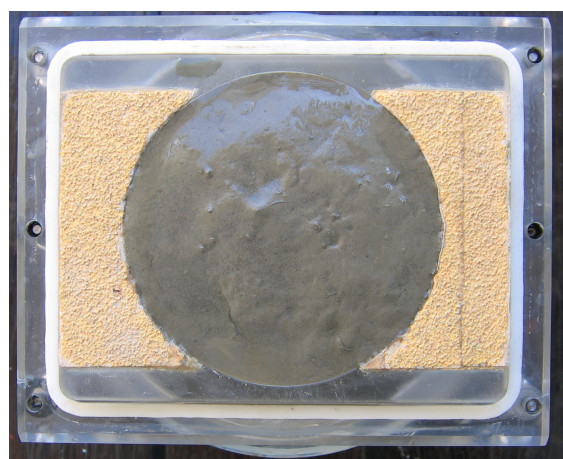
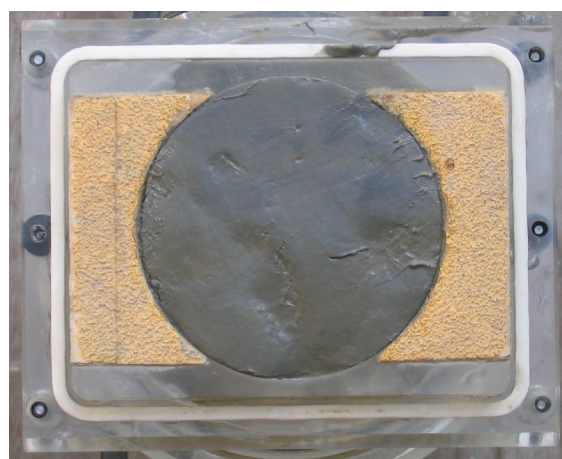


FIG. 3.6 – Flux d'érosion pour l'ensemble des prélèvements effectués en fonction de la concentration relative de vase et de la position.



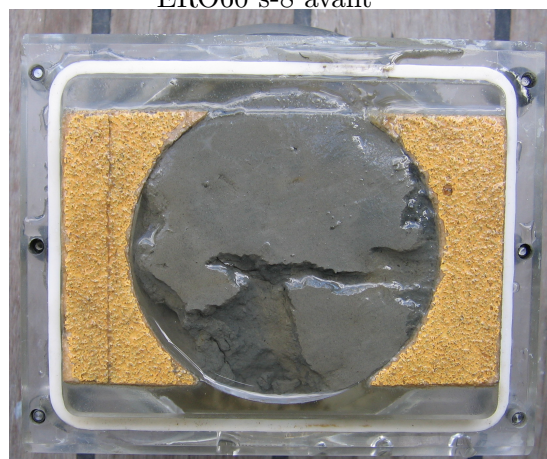
ERO60 surf avant



ERO60 s-8 avant



ERO60 surf après



ERO60 s-8 après

FIG. 3.7 – Photos des prélèvements avant et après passage dans l'érodimètre.

3.1.2.0.2 Contraintes critiques d'érosion La contrainte critique d'érosion est relativement difficile à évaluer puisqu'elle nécessite de déterminer au préalable ce qui détermine le début de l'érosion. En l'absence de consensus sur ce critère, plusieurs méthodes sont pratiquées classiquement. La plus simple consiste à déterminer visuellement le seuil de mise en suspension au cours de l'expérience. Cette méthode est néanmoins dépendante de l'opérateur qui effectue la manipulation et c'est alors le début de la coloration du canal ou le début du charriage (présence de particules dans le piège à sable) qui est pris en compte. La seconde méthode consiste à analyser l'évolution de la turbidité mesurée dans le canal (Schaaff et al., 2002; Schaaff, 2003; Lansard, 2005). On peut alors se donner un critère sur la pente de la turbidité en fonction du temps pour déterminer la contrainte critique. Enfin, une autre méthode utilisée consiste à faire l'hypothèse que le flux d'érosion est proportionnel à l'excès de contrainte (application de la loi d'érosion dite de "Partheniades"); la contrainte critique étant alors l'intersection de la droite de régression avec l'axe des abscisses.

Dans le cas présent, les flux d'érosions calculés pour un même prélèvement ne montrent pas de relation linéaire avec la contrainte appliquée (figure 3.5). Nous avons donc modifié cette dernière méthode afin qu'elle convienne avec les mesures effectuées. On suppose que le flux d'érosion instantané E est déterminé par :

$$E = E_0 \left(\frac{\tau}{\tau_{ce}} - 1 \right)^\alpha \quad (3.2)$$

avec E_0 ($\text{g}/\text{m}^2/\text{s}$) la constante d'érosion, τ la contrainte exercée (Pa), τ_{ce} la contrainte critique d'érosion et α la puissance à l'excès de cisaillement.

La méthode consiste alors à déterminer les trois inconnues E_0 , τ_{ce} et α qui correspondent le mieux aux données de flux de chacune des expériences. Ces trois paramètres sont déterminés à l'aide de la méthode des moindres carrés et le coefficient de détermination R^2 est estimé. On obtient ainsi pour l'ensemble des prélèvements les valeurs reportées dans le tableau 3.3.

	ADCP20	ADCP40	ERO60	Balancelle
surf	$E_0=0.077$ $\tau_{ce}=0.28$ $\alpha=2.61$ $R^2=0.99$	$E_0=0.012$ $\tau_{ce}=0.07$ $\alpha=1.96$ $R^2=1$	$E_0=0.011$ $\tau_{ce}=0.14$ $\alpha=2.42$ $R^2=1$	$E_0=0.08$ $\tau_{ce}=0.38$ $\alpha=3.66$ $R^2=1$
s-4cm	$E_0=2$ $\tau_{ce}=0.31$ $\alpha=0.64$ $R^2=1$	$E_0=0.0019$ $\tau_{ce}=0.28$ $\alpha=1.79$ $R^2=0.56$	$E_0=0.00012$ $\tau_{ce}=0.29$ $\alpha=3.03$ $R^2=0.98$	$E_0=6.10^{-5}$ $\tau_{ce}=0.31$ $\alpha=2.68$ $R^2=0.99$
s-8cm			$E_0=9.10^{-7}$ $\tau_{ce}=0.12$ $\alpha=3.56$ $R^2=0.96$	

TAB. 3.3 – Paramètres de la loi d'érosion déterminés pour chacune des expériences.

Cependant, la régression qui représente le mieux le jeu de données de chaque prélèvement est avant tout influencée par les valeurs de flux les plus fortes. Le dépassement de la contrainte critique entraînant, au départ, des flux relativement faibles, la valeur de la contrainte peut être mal définie par cette méthode.

Afin de comparer les différentes méthodes de détermination de la contrainte critique d'érosion, le tableau 3.4 fournit les valeurs déterminées à l'aide de trois méthodes. τ_{ce1} correspond à la valeur obtenue par la méthode décrite ci-dessus. τ_{ce2} correspond à la valeur obtenue

visuellement lors de l'expérience. Enfin τ_{ce3} correspond à la valeur obtenue en analysant visuellement les courbes de flux d'érosion et de concentration remise en suspension (cf. annexe B). La contrainte critique correspond alors à la valeur pour laquelle la courbe de concentration subit une inflexion suffisamment franche. Afin d'harmoniser l'analyse, une valeur de flux minimum aux alentours de $0.3 \text{ g/m}^2/\text{s}$ dans la mesure du possible est retenue comme critère pour déterminer le point d'inflexion de la courbe de concentration. Cette méthode a été utilisée précédemment en Baie de Seine (Le Hir et al., 2005).

	ADCP20	ADCP40	ERO60	Balancelle
surf	$\tau_{ce1}=0.28$	$\tau_{ce1}=0.07$	$\tau_{ce1}=0.14$	$\tau_{ce1}=0.38$
	$\tau_{ce2}=0.11$	$\tau_{ce2}=0.05$	$\tau_{ce2}=0.21$	$\tau_{ce2}=0.44$
	$\tau_{ce3}=N.D.$	$\tau_{ce3}=0.27$	$\tau_{ce3}=0.44$	$\tau_{ce3}=0.44$
s-4cm	$\tau_{ce1}=0.31$	$\tau_{ce1}=0.28$	$\tau_{ce1}=0.29$	$\tau_{ce1}=0.31$
	$\tau_{ce2}=0.21$	$\tau_{ce2}=3.2$	$\tau_{ce2}=2.7$	$\tau_{ce2}=1.49$
	$\tau_{ce3}=0.47$	$\tau_{ce3}=1.7$	$\tau_{ce3}=2.7$	$\tau_{ce3}=3.8$
s-8cm			$\tau_{ce1}=0.12$	
			$\tau_{ce2}=N.D.$	
			$\tau_{ce3}=2.26$	

TAB. 3.4 – Contraintes critiques d'érosion déterminée selon les trois méthodes différentes. *N.D.*=Non Déterminé.

Il apparaît finalement que la méthode 1 donne des valeurs bien plus faibles que les deux autres méthodes notamment pour les prélèvements sous la surface. Cette méthode est donc dès à présent écartée. Les méthodes 2 et 3 semblent quant à elles relativement cohérentes en terme d'ordre de grandeur avec un rapport moyen de l'ordre de 2. Les valeurs obtenues en surface au site ADCP40 diffèrent cependant dans un rapport de 5.4. Cependant, la détermination de la contrainte critique est particulièrement délicate en surface. En effet, de très faibles valeurs de contrainte (de l'ordre de 0.05 Pa) entraînent une augmentation très légère de la concentration qui correspond à l'érosion d'une couche très fine en surface ("fluffy layer" ou "fluff"). Cette mise en érosion n'est pas nécessairement décelée car des flux d'érosion très faibles peuvent intervenir dès la mise en eau du canal. Il n'est alors pas possible de fixer un seuil faible sur le flux d'érosion et c'est le plus souvent l'érosion franche qui lui succède qui est prise en compte.

Les résultats de la méthode 3 sont utilisés ci-après (complétés par la méthode 2 en cas de non détermination). Il apparaît finalement (figure 3.8) que la contrainte d'érosion semble peu dépendante de l'état de consolidation de la vase lorsque la fraction de vase est inférieure à 60 %. A l'inverse, pour des fractions vaseuses supérieures, il semble que l'augmentation de la contrainte critique d'érosion soit assez bien corrélée avec l'augmentation de $C_{v,rel}$.

3.1.2.0.3 Synthèse sur les données d'érodimétrie Le sédiment dans la zone du delta du Rhône semble se comporter comme un sédiment non-cohésif pour des fractions vaseuses inférieures à 60 % puisque la contrainte critique d'érosion ne semble pas liée à l'état de compaction du mélange. Pour des fractions vaseuses supérieures, le sédiment devient franchement cohésif et sa tension critique d'érosion est alors dépendante de son état de compaction. La résistance à l'érosion est alors d'autant plus forte que la concentration relative de vase est forte. Les valeurs de tension critique obtenues comprises entre 0.11 et 0.44 Pa pour le sédiment de surface sont bien supérieures à celles mesurées par Schaaff et al. (2002), Schaaff (2003) et Lansard (2005). Lansard a mesuré des valeurs comprises entre 0.05 et 0.08 Pa pour des prélèvements de sédiments situés en face du débouché du Rhône pour des fonds compris entre 8 et 95 m. De son côté, Schaaff a déterminé des valeurs bien plus faibles, comprises entre 0.016

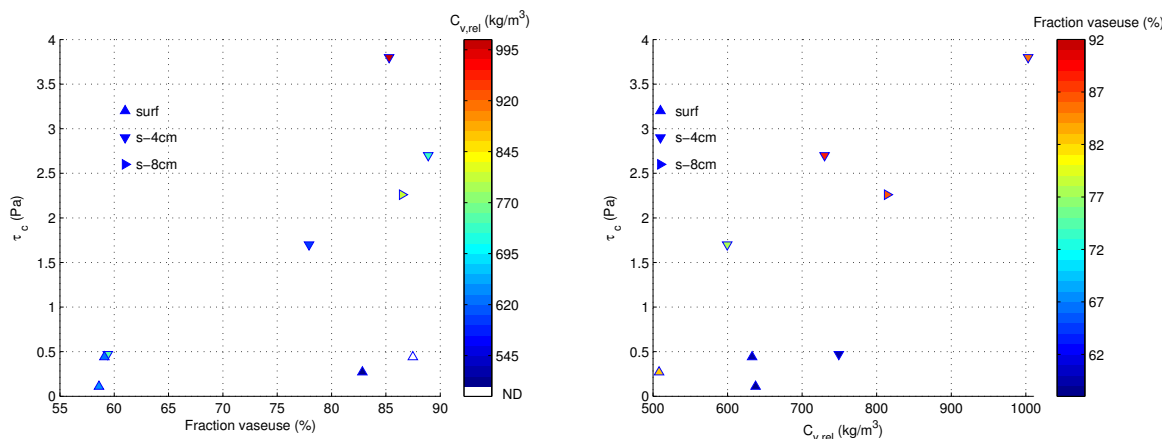


FIG. 3.8 – Tension critique d'érosion en fonction de la fraction vaseuse et de la concentration relative de vase.

et 0.069 Pa, au niveau du plateau du Golfe du Lion (figure 3.1). Cependant, la méthodologie utilisée par ces deux auteurs étant très différente de la notre, on suppose que leur contrainte critique d'érosion correspond à l'érosion du fluff, alors que celle déterminée ici correspond à une valeur représentative de l'ensemble de la couche échantillonnée (quelques mm).

Concernant les flux d'érosions, pour l'ensemble des mesures de surface, qui présentent des courbes de flux en fonction de la contrainte sensiblement similaires, la fonction qui colle le mieux aux données a été déterminée (figure 3.9). On obtient ainsi :

$$E = E_0 \left(\frac{\tau}{\tau_{ce}} - 1 \right)^\alpha \quad (3.3)$$

avec $E_0 = 0.68 \text{ g/m}^2/\text{s}$, $\tau_{ce} = 0.35 \text{ Pa}$ et $\alpha = 1.65$.

Dans la formulation très utilisée de Partheniades, le coefficient α est considéré égal à 1 et E_0 varie entre 10^{-2} et $1 \text{ g/m}^2/\text{s}$. La valeur de E_0 déterminée ici est donc en accord avec celles de la littérature tandis que la puissance de l'excès adimensionnel de cisaillement est plus forte.

Cette régression n'a été déterminée que pour les prélèvements de surface compte tenu de la plus grande fiabilité de ce type de mesure. Néanmoins, la fonction établie a été tracée avec des valeurs de tension critique différentes (2.5 et 5 Pa) pour évaluer la qualité de cette fonction pour les mesures aux niveaux inférieurs (figure 3.10). Pour des valeurs de contrainte critique proches de celles observées aux niveaux inférieurs, cette fonction s'approche des valeurs de flux observés lorsque ceux-ci ne sont pas trop forts. Néanmoins, le prélèvement ADCP40 s-4 avec une tension critique de 1.7 Pa s'écarte beaucoup de la tendance proposée. Il apparaît ainsi qu'il n'est pas possible de déterminer une tension critique représentative en profondeur comme c'est le cas en surface. En effet, sous réserve de fixer le paramètre α , seule la variation de la tension critique en profondeur permet d'expliquer les variations de flux d'érosions.

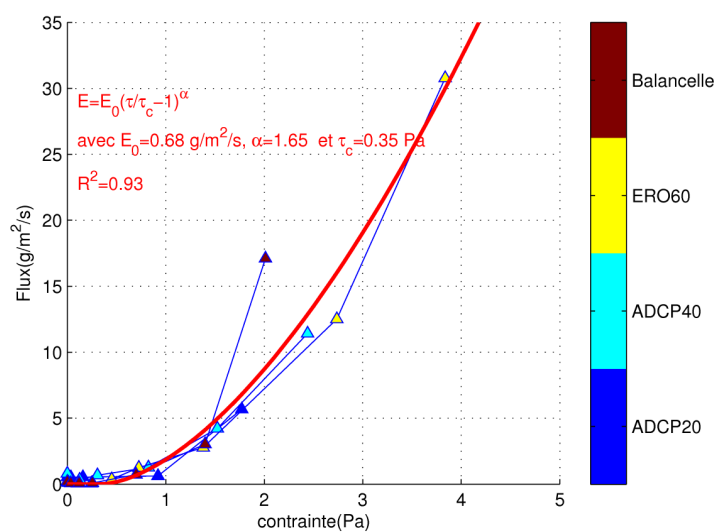


FIG. 3.9 – Flux d'érosion pour les prélèvements de surface.

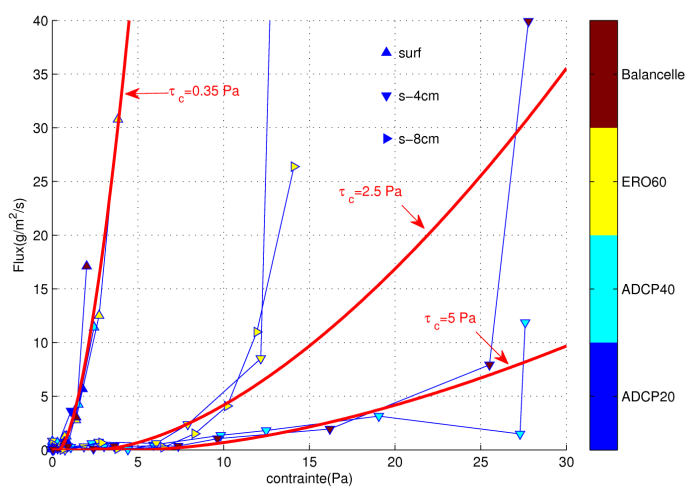


FIG. 3.10 – Flux d'érosion pour l'ensemble des prélèvements et formule de flux proposée pour différentes valeurs de τ_{ce} .

3.2 Campagnes récentes autour de mouillages instrumentés

La plupart des données à disposition au niveau du prodelta du Rhône sont généralement acquises à l'aide de capteurs embarqués sur des navires océanographiques. Ces capteurs n'étant globalement pas manipulables par forte mer, les mesures ne sont acquises que par temps relativement cléments. Les mouillages instrumentés présentent donc l'intérêt principal d'acquérir des mesures en continu et donc d'être relativement sûrs de mesurer des épisodes dynamiques. Ces mesures permettent également d'avoir accès à la variabilité temporelle des différents paramètres enregistrés.

3.2.1 Synthèse des mesures de courant en continu à proximité de l'embouchure du Rhône

Nous proposons ici de présenter les mesures de courant, non redondantes avec celles de la littérature (cf. § 2.3.5), acquises devant le prodelta du Rhône afin de mieux comprendre la répartition des courants sur la verticale. Les positions des différents courantomètres ou ADCP sont indiquées figure 3.11.

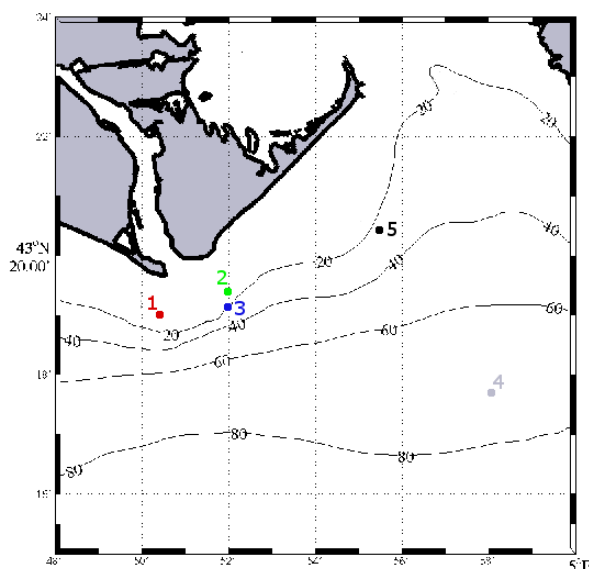


FIG. 3.11 – Positions des différents courantomètres mouillés pour des mesures en continu à proximité du prodelta du Rhône. 1- Courantomètres AANDERRA de la mission DYPOL5. 2- ADCP RHONAWAC. 3- ADCP CARMA. 4- ADCP du PAM. 5- ADCP SCOPE.

Courantomètres de la mission DYPOL5

En septembre 1987, lors de la campagne DYPOL5 deux courantomètres AANDERRA ont été mouillés pendant une semaine à 10 et 20 m de profondeur. Le deuxième courantomètre de la ligne de mouillage était semble-t-il à proximité du fond.

ADCP du Port Autonome de Marseille

Durant le mois de mars 2001, le Port Autonome de Marseille (PAM) a mouillé un ADCP Nortek 500kHz au niveau du site dit "de l'avion" par 65 m de fond pendant 1 mois.

ADCP de la mission RHONAWAC

Durant la campagne RHONAWAC un ADCP Nortek 1 MHz de type AWAC a été mouillé à proximité de la bouée de Roustan Est pendant 1 mois durant le printemps 2002. Cet ADCP

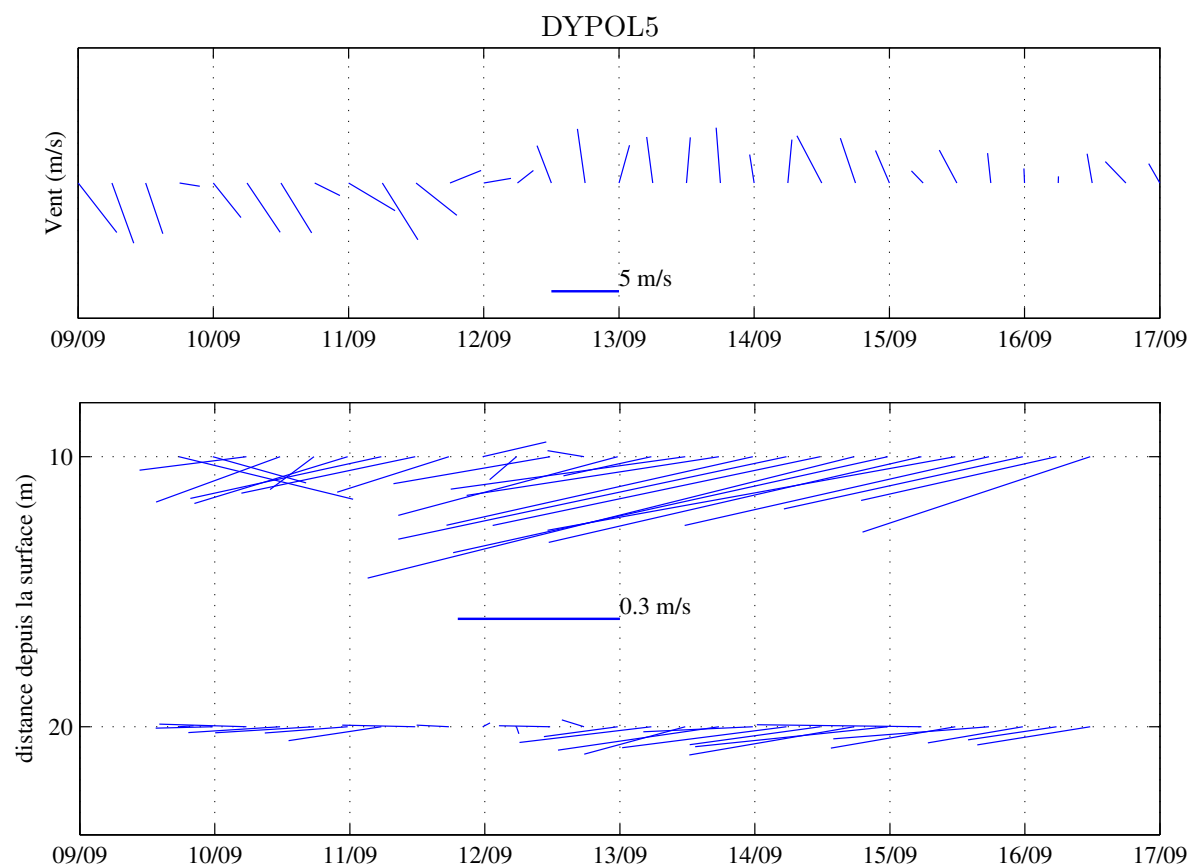


FIG. 3.12 – Vitesses et directions du vent en haut et des courants à 10 et 20 m de la surface en bas (DYPOL5, 1987, $h \sim 20m$).

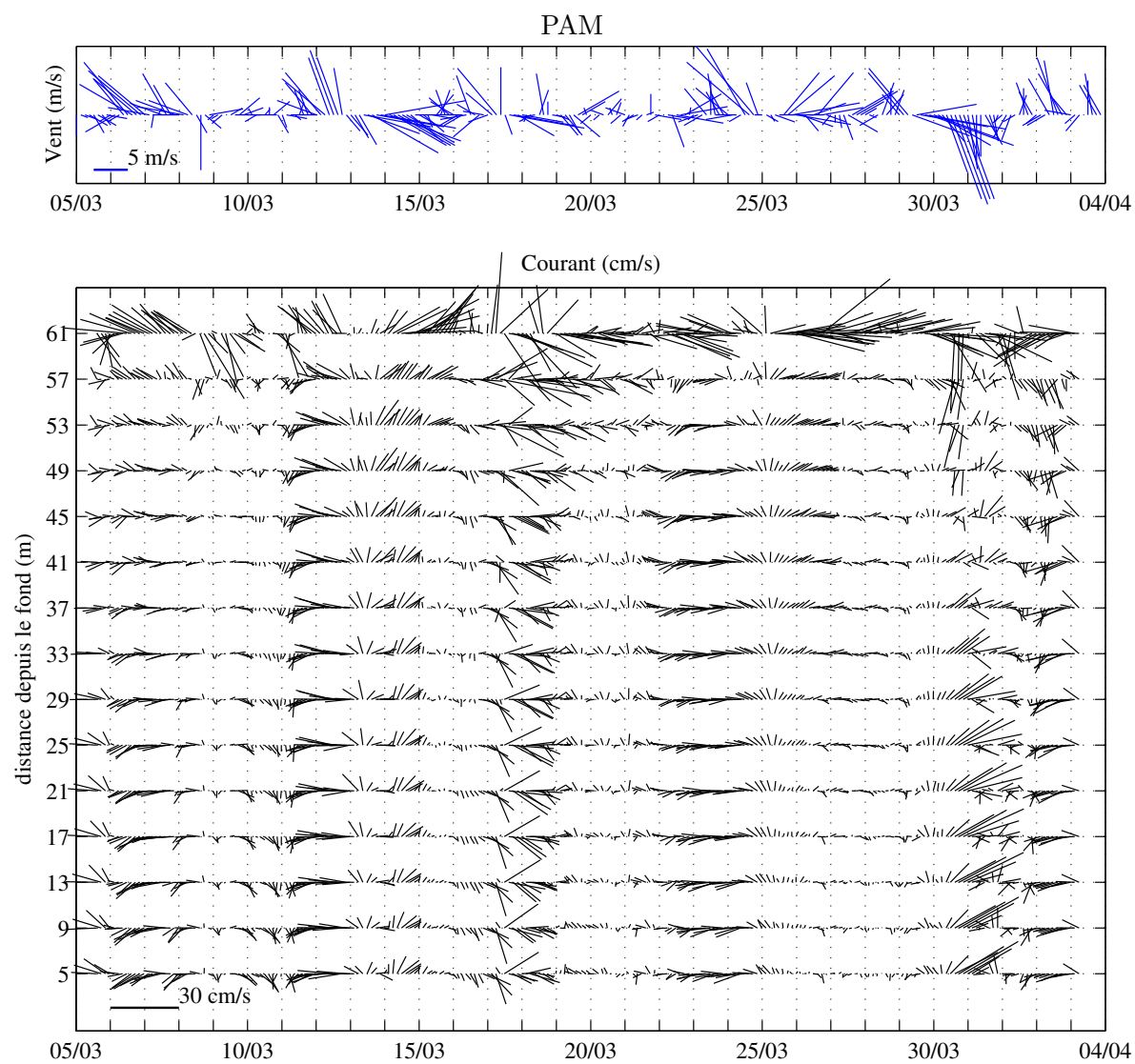


FIG. 3.13 – Vitesses et directions du vent en haut et du courant en bas (ADCP-PAM, 2001, $h = 65m$).

était posé par 16 m de fond. Les données obtenues lors de cette campagne sont présentées dans la thèse de Bruno Lansard (2005).

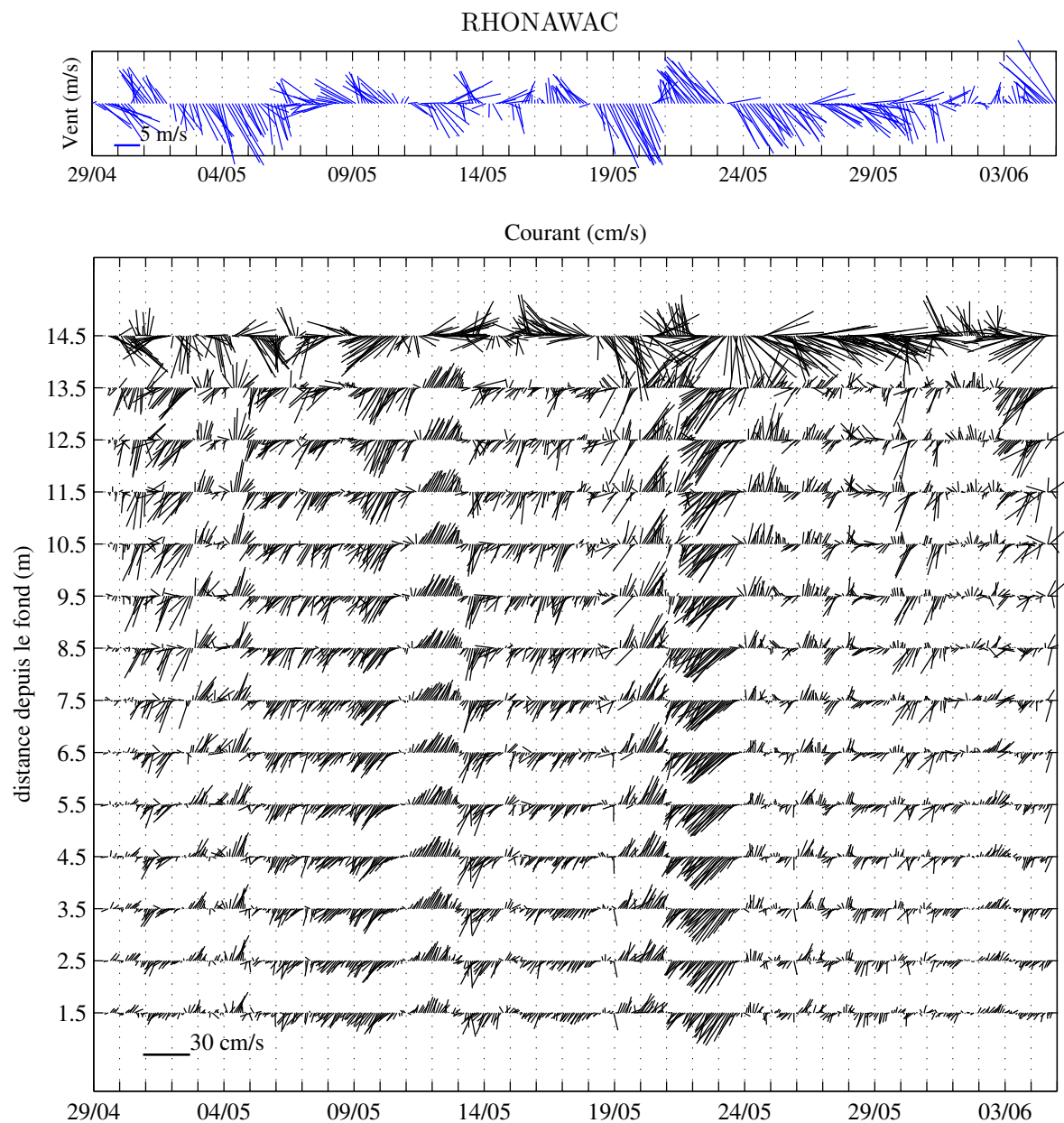


FIG. 3.14 – Vitesses et directions du vent en haut et du courant en bas (RHONAWAC, 2002, $h = 16m$).

ADCP de la mission CARMA

Un ADCP RDI 600 kHz a été mouillé durant plusieurs mois entre novembre 2006 et juillet 2007 lors de l'expérience CARMA qui sera détaillée ultérieurement. Cet ADCP était posé par 19 m de fond près de la bouée Roustan Est.

ADCP de la mission SCOPE

Un ADCP RDI 1200 kHz a été mouillé durant 3 mois pendant l'hiver 2007/2008 lors de

l'expérience SCOPE qui sera détaillée plus en détail ultérieurement. Cet ADCP était posé par 21 m de fond près de la bouée de la Balancelle.

Pour l'ensemble des données de courantométrie présentées ici (figures 3.12 à 3.16), les vitesses en surface ne sont pas échantillonnées. La mesure de courant par ADCP posé au fond occulte en effet les derniers mètres de la colonne d'eau. Les courants près de la surface ne sont donc pas tracés mais la mesure la plus proche de la surface présentée peut malgré tout s'avérer douteuse. Il apparaît dans l'ensemble qu'à proximité de l'embouchure les courants sont relativement homogènes en direction. Seul l'ADCP du PAM mouillé par plus de 60 m de fond montre plus fréquemment un cisaillement important des vitesses. Il semble d'autre part que les courants dans la zone très côtière sont largement influencés par la bathymétrie. Si l'on regarde les courants de fond qui sont les plus intéressants du point de vue de la dynamique sédimentaire, on remarque que ceux-ci sont principalement parallèles aux isobathes pour une majorité des sites de mesure (figure 3.17). Les courants des ADCP SCOPE et PAM présentent cependant une allure bien différente. Dans le cas de l'ADCP SCOPE, les courants de fond les plus importants sont orientés entre le nord-est et le sud-ouest. L'écoulement dans la colonne d'eau (en dehors de la surface) lorsqu'il est perpendiculaire à l'isobathe est orienté vers le large. Dans le cas de l'ADCP PAM qui est le plus éloigné de l'embouchure, les vitesses semblent relativement isotropes et la bathymétrie semble avoir moins d'influence sur le conditionnement des courants.

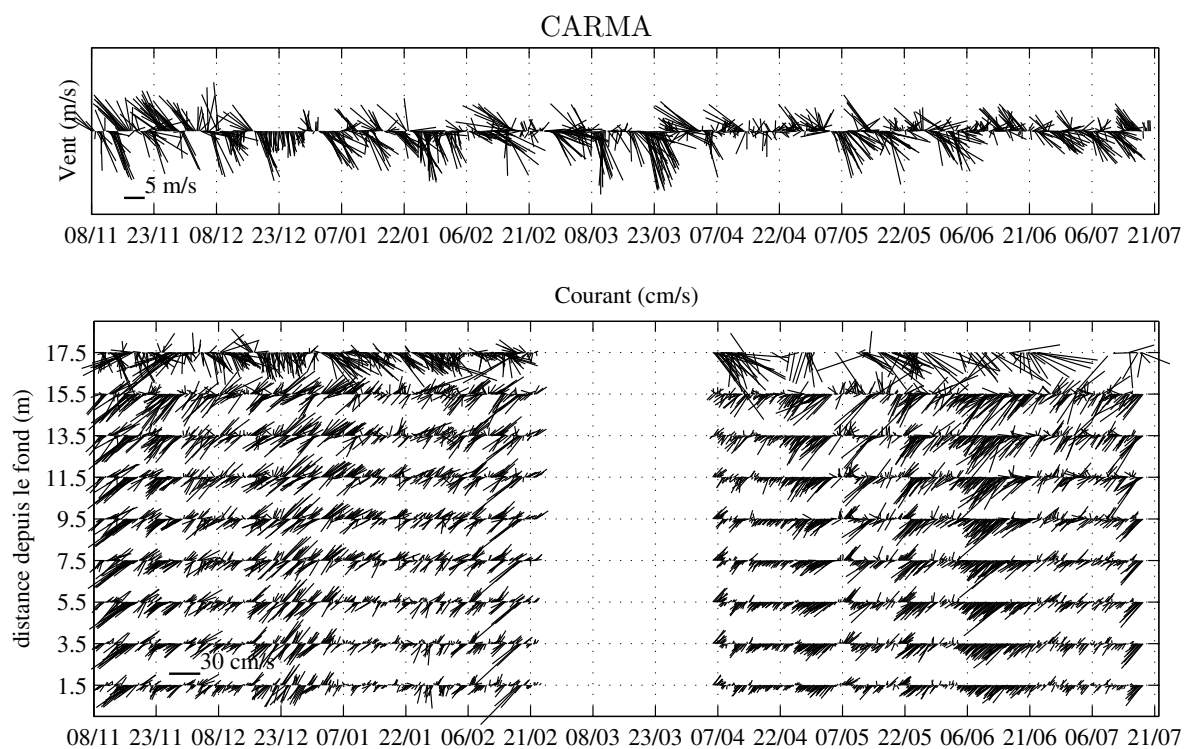


FIG. 3.15 – Vitesses et directions du vent fournies par ALADIN (modèle Météo-France) en haut et du courant en bas (CARMA, 2007/2008, $h = 19m$).

On observe d'autre part que dans l'ensemble de la zone, les courants de fond atteignent leur maximum durant les épisodes de vents forts d'origine marine (secteur de vent compris entre 45 et 225°). Ces vents, qui viennent principalement du sud ou du sud-est, ont dans l'ensemble tendance à entraîner les eaux du fond vers le sud-ouest quelle que soit leur intensité. Néanmoins

3.2. Campagnes récentes autour de mouillages instrumentés

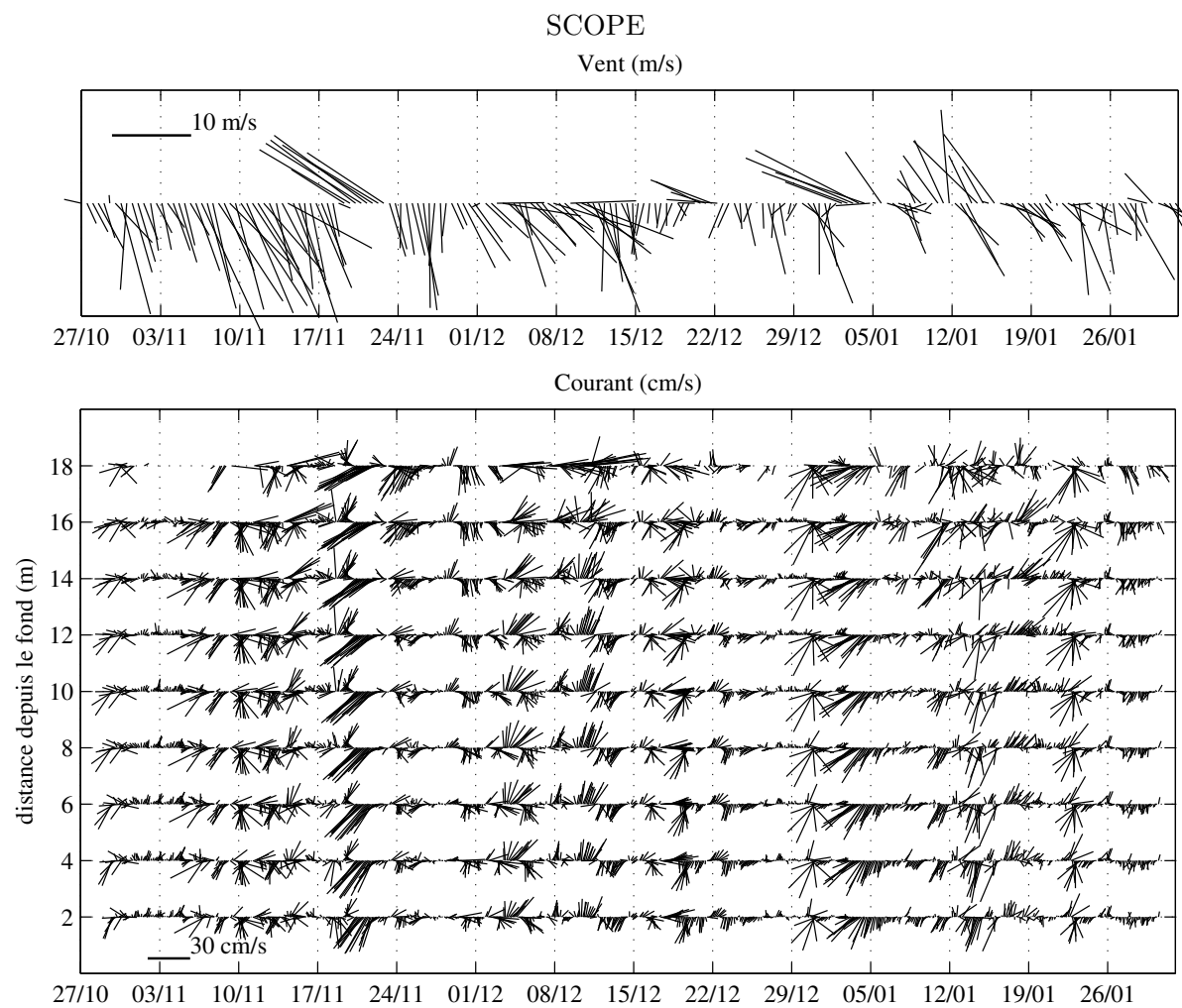


FIG. 3.16 – Vitesses et directions du vent fournies par ALADIN (modèle Météo-France) en haut et du courant en bas (SCOPE, 2007/2008, $h = 21m$).

pour l'ADCP CARMA cette analyse est moins vraie puisque seuls les vents marins supérieurs à 10 m/s induisent des vitesses de fond orientées vers le sud-ouest. Les vents continentaux pour leur part n'induisent pas réellement de tendance marquée. Des épisodes forts et bien établis de Mistral peuvent ainsi induire des vitesses dans toutes les directions sur l'ensemble de la zone.

Si l'écoulement en surface dans la zone de panache du Rhône répond à un schéma relativement simple en fonction du vent (cf. § 2.3.5), il semble que la circulation dans le reste de la colonne d'eau réponde à des processus plus complexes. Seule la réponse des vents forts de sud-est est relativement prévisible dans l'ensemble de la zone.

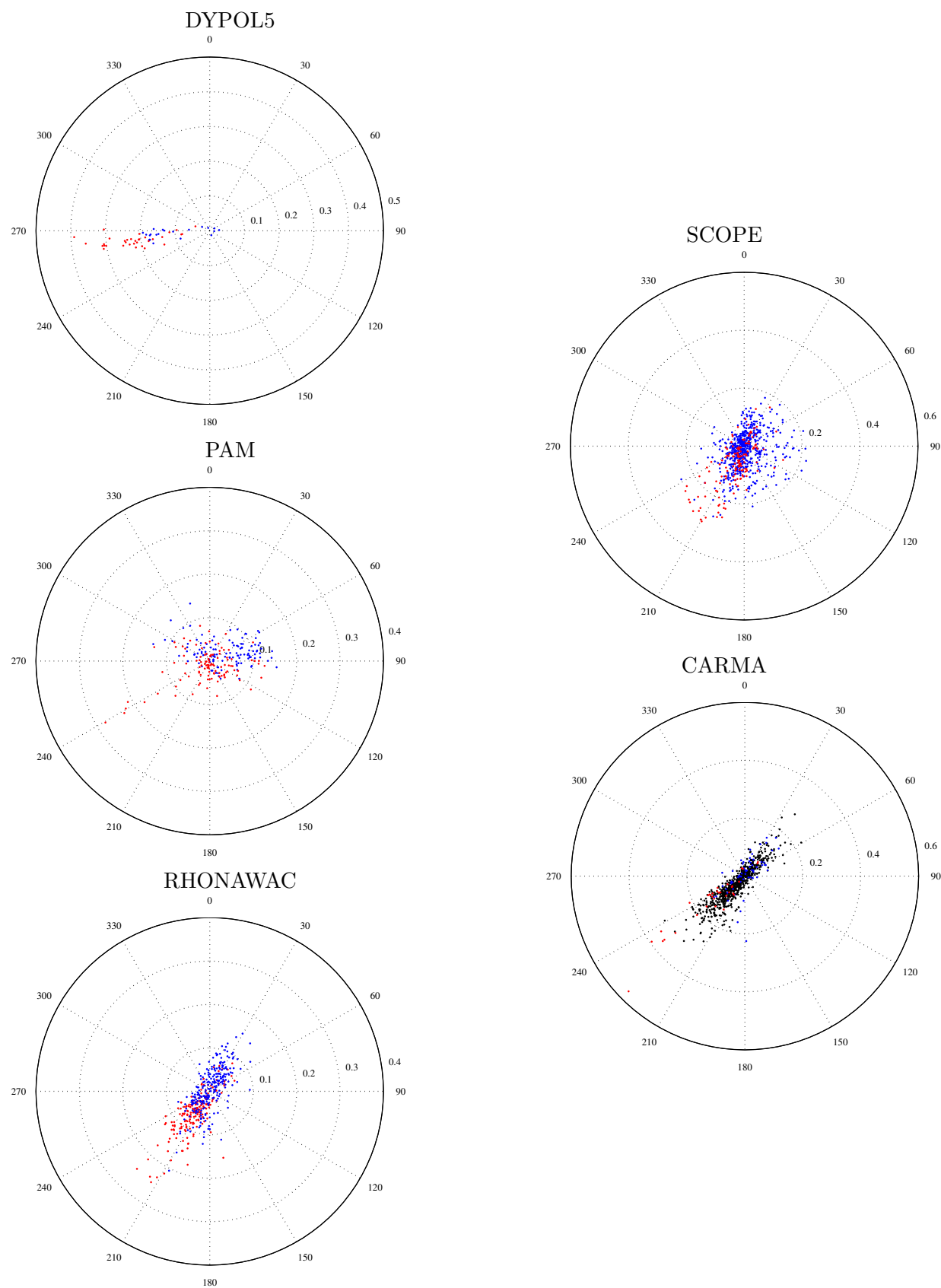


FIG. 3.17 – Vitesse du courant de fond en cm/s (tri-horaires) en fonction la direction de l'écoulement. En rouge, les vitesses coïncident avec des vents marins, en bleu elles coïncident avec des vents continentaux. Pour l'expérience CARMA, seuls les vents supérieurs à 10 m/s sont considérés, les autres apparaissent en noir.

3.2.2 Expérience SCOPE

Lors de l'expérience SCOPE, trois instruments ont été mouillés au droit de la bouée de la Balancelle par 21 m de fond (figure 3.11) entre le 28 octobre 2007 et le 29 janvier 2008. L'ADCP dont les courants ont été présentés précédemment (cf. § 3.2.1) possédait un module de vague. Un turbidimètre NKE (capteur WETLABS) a également été mouillé à proximité de l'ADCP afin de calibrer le signal rétrodiffusé de l'ADCP en matière en suspension. D'autre part, afin d'évaluer l'évolution du fond sédimentaire, un altimètre acoustique de type ALTUS a été immergé durant toute la durée de l'expérience. Les résultats de cette expérience sont présentés avant ceux de l'expérience CARMA qui a pourtant eu lieu l'hiver précédent. Cette expérience étant plus complète du point de vue de l'instrumentation (turbidimètre), elle a en effet permis de mieux analyser les données acquises antérieurement lors de CARMA.

3.2.2.0.4 Calibration de l'ADCP Le turbidimètre ayant été posé à côté de l'ADCP au niveau de la première cellule de mesure ($\sim 2m$), le signal acoustique a pu être calibré en turbidité. Cependant, le turbidimètre n'ayant pas été calibré avec les sédiments ou les MES de la zone, le signal de l'ADCP sera uniquement retranscrit en NTU et non pas en mg/l. Une correspondance approximative pourra être obtenue à partir des calibrations de ce turbidimètre pour des vases de la façade Atlantique. Deux calibrations ont été effectuées avec des vases de la baie du Mont Saint Michel pour des charges en particules allant de 0 à 2000 mg/l : $MES(mg/l) = 2.9MES(NTU) + 19.9$ et $MES(mg/l) = 1.3MES(NTU)$ (H. Jestin, comm. pers.). D'autre part, ce turbidimètre donne systématiquement une valeur de 7 NTU dans l'eau claire. Compte tenu de la faible gamme de variation de nos mesures, on préfère imposer cette valeur pour une charge en suspension nulle. On propose donc de déterminer l'ordre de grandeur de la charge en suspension à l'aide de la relation suivante : $MES(mg/l) = a(MES(NTU) - 7)$ avec a pouvant varier de 1 à 3 pour déterminer l'ordre de variabilité possible.

Afin de calibrer le signal de l'ADCP en NTU, il est nécessaire de calculer dans un premier temps l'indice de rétrodiffusion volumique relatif IV_r , qui correspond à l'intensité rétrodiffusée corrigée des pertes de transmission (cf. annexe E). Théoriquement, cet indice IV_r est linéairement dépendant du logarithme de la charge en matière en suspension (Tessier, 2006; Tessier et al., 2008).

Pour déterminer la corrélation entre ces deux paramètres, les 24 premiers jours de mesure seulement ont été utilisés. En effet, le turbidimètre ne disposait pas de système d'antifouling et les mesures deviennent rapidement fortement influencées par les salissures (figure 3.18).

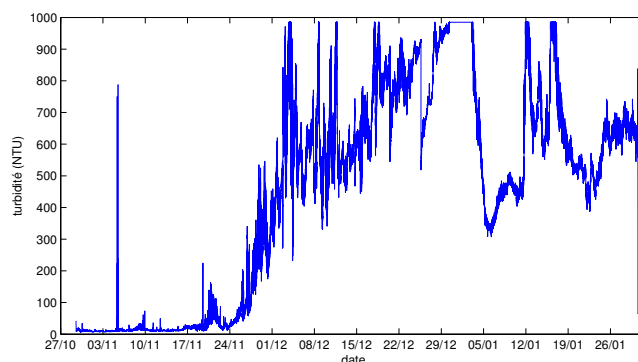


FIG. 3.18 – Turbidité (NTU) mesurée par le turbidimètre NKE.

La corrélation obtenue (figure 3.19) pour les 24 jours sélectionnés, nous suggère de ne pas retenir 3 jours de mesures (points en vert). Le fouling est probablement déjà présent à partir

du 17 novembre. A partir du 20 novembre, le signal de turbidité étant relativement élevé, l'influence du fouling semble moins prépondérante dans le signal. Les dernières mesures qui correspondent à la période la plus turbide ont donc pu être incluses dans la calibration. On obtient donc ainsi la calibration suivante :

$$MES(NTU) = 10^{(a.IV_r+b)/10} \text{ avec } a = 0.34406 \text{ et } b = 13.9462.$$

La calibration est relativement bonne avec un coefficient de détermination R^2 d'environ 0.8.

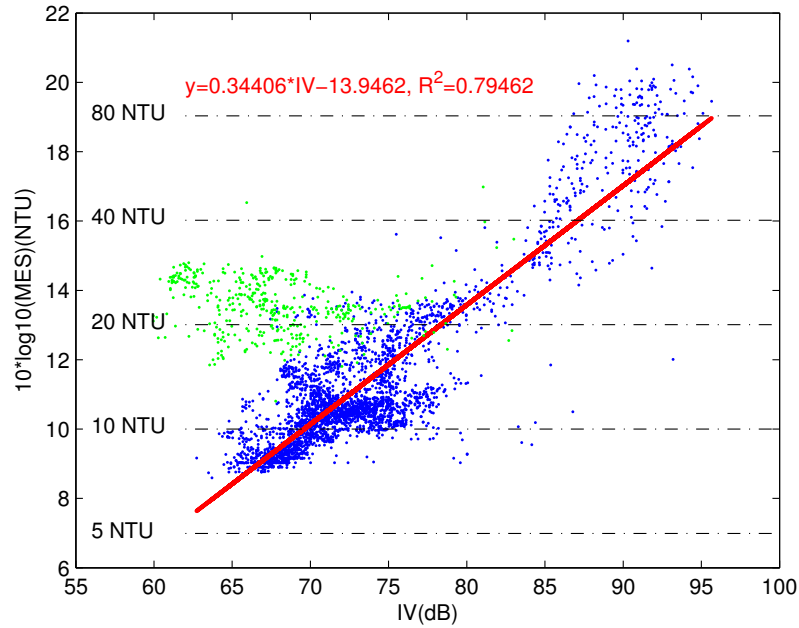


FIG. 3.19 – Calibration de l'indice IV_r de l'ADCP à partir des mesures du turbidimètre NKE. Les mesures qui figurent en vert n'ont pas été retenues pour la calibration de l'ADCP (cf. figure 3.20).

Le signal de rétrodiffusion de l'ADCP une fois calibré en NTU montre une plus grande variabilité que le signal issu du turbidimètre (figure 3.20). L'ADCP semble ainsi plus sensible que le turbidimètre optique pour les faibles charges en matières en suspension. On constate également que durant la période du 20 au 23 novembre, la mesure du turbidimètre est supérieure à celle de l'ADCP. Ce biais pourrait éventuellement être lié au fouling.

3.2.2.0.5 Compilation des paramètres de SCOPE Afin de relier les différents paramètres hydrosédimentaires entre eux, les frottements sur le fond liés aux vagues et aux courants ont été calculés. Le calcul est effectué en suivant la méthode décrite en section 4.4.1.1.1 avec $z_0 = 0.1$ mm. Il apparaît que le forçage sur le fond est principalement lié aux vagues durant toute la période de mesure (figure 3.21). Les courants ne participent ainsi qu'au transport des sédiments et ne devraient a priori pas avoir de conséquences sur les remises en suspension.

La compilation de l'ensemble des paramètres mesurés pendant l'ensemble de la mission montre le lien étroit existant entre chacun des paramètres (figures 3.22 et 3.23). Cette période est marquée par une majorité de vents continentaux qui n'engendrent que peu de turbidité dans la colonne d'eau et aucune incidence sur l'évolution du fond. Les deux principales phases

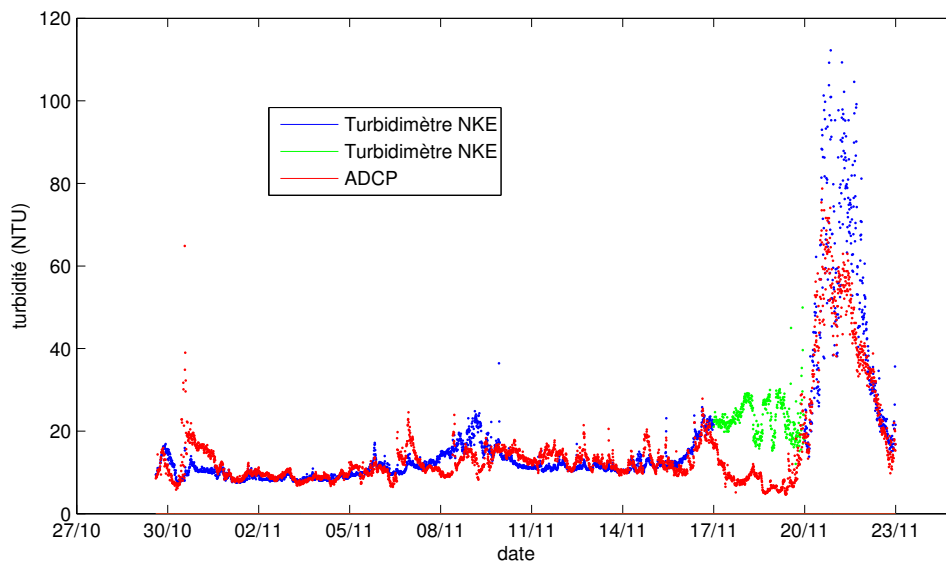


FIG. 3.20 – Signal de turbidité mesuré par le turbidimètre NKE et calculé à partir du signal rétrodiffusé de l'ADCP à 2 m du fond. Les mesures qui figurent en vert n'ont pas été retenues pour la calibration de l'ADCP.

turbides sont corrélées avec les deux épisodes de vagues les plus importants (> 3 m). Ces deux épisodes (vers le 20/11 et le 03/01) qui interviennent durant des épisodes de vent de sud-est forts (> 15 m/s) génèrent des vitesses dirigées vers le sud-ouest relativement fortes de l'ordre de 30 cm/s dans l'ensemble de la colonne d'eau. Durant chacun des épisodes, 2 cm environ de sédiment sont érodés. Il semble donc que les turbidités dans la colonne d'eau soient au moins en partie liées à des remises en suspension locales par les vagues. Les courants sont de plus propices à un export de la matière vers le large et engendrent ainsi un déficit net de sédiment sur le fond. A cet endroit le sédiment est composé de 40 % de sable (cf. section 3.1.2). L'érosion des sables ne peut cependant pas être observée à travers le signal de turbidité du fait de la hauteur de la première cellule de l'ADCP (~ 2 m). Seul le signal de l'altimètre met en évidence le transport de sable important occasionné par ces deux épisodes énergétiques.

Outre ces deux épisodes, quelques épisodes de vagues de l'ordre de 2 m de hauteur coïncident avec de légères augmentations de la turbidité près du fond. Aucune évolution du fond n'est cependant notée bien que les contraintes de fond dépassent la contrainte critique estimée en surface du sédiment à cet endroit (cf. section 3.1.2). Il est donc très probable que des érosions locales aient eu lieu. Il se peut en effet que le bilan net résultant des dépôts et érosions successifs sur le fond soit nul (l'altimètre ne voit alors pas d'évolution) alors même que des processus d'érosion ont lieu. Les matières en suspension ont également pu être en partie advectées depuis une zone moins profonde où l'influence des vagues est plus grande.

On constate également que la variation du débit du Rhône n'engendre pas d'augmentation de la turbidité au niveau de la bouée de la Balancelle qui se trouve relativement excentrée par rapport à la zone d'action du panache du Rhône (figure 3.23). Aucune phase de dépôt de sédiment important, relatif au débit ou à un autre processus, n'est d'autre part observée, à part immédiatement après la première phase d'érosion (les 22 et 23 novembre).

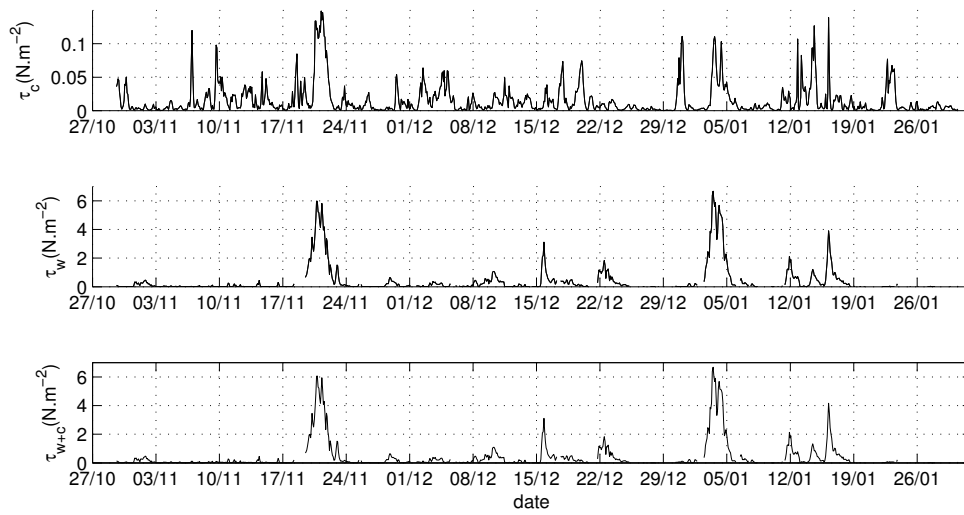


FIG. 3.21 – Frottement de fond pour le courant, pour les vagues et pour l'ensemble des deux forçages.

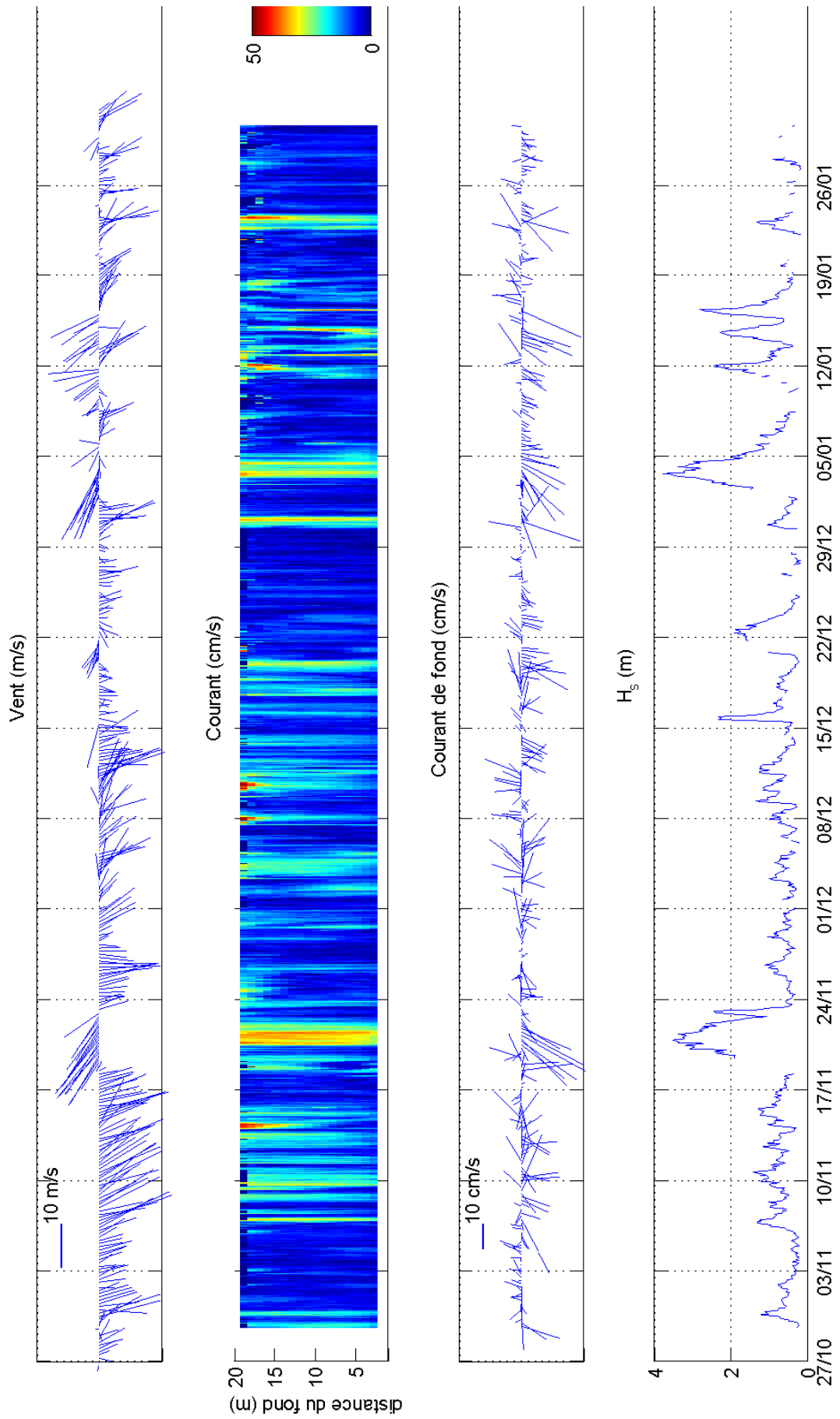


FIG. 3.22 – Évolution temporelle des différents paramètres mesurés durant SCOPE (vent Météo-France Aladin).

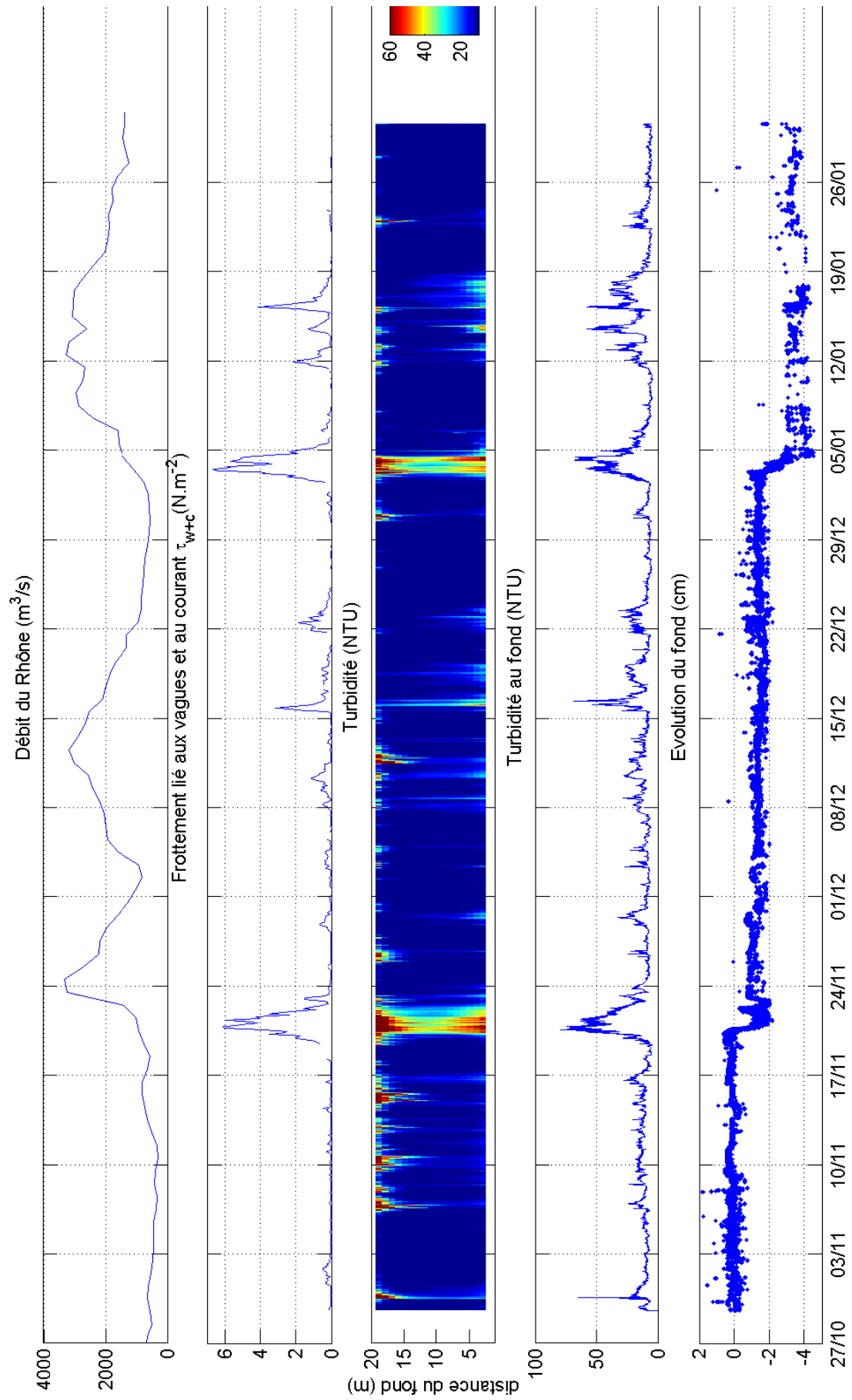


FIG. 3.23 – Évolution temporelle des différents paramètres mesurés durant SCOPE (vent Météo-France Aladin).

3.2.3 Expérience CARMA

Lors de l'expérience CARMA, deux instruments de mesures ont été mouillés par 21 m de fond à proximité de la bouée de ROUSTAN EST (figure 3.11). L'ADCP, dont les courants ont été présentés précédemment (cf. § 3.2.1), ne possédait pas de module de vague, et a été mouillé pendant deux périodes du 8 novembre 2006 au 23 février 2007 puis du 5 avril au 19 juillet 2007. D'autre part, afin d'évaluer l'évolution du fond sédimentaire, un altimètre acoustique de type ALTUS a été immergé pendant la première période de mouillage.

3.2.3.0.6 Calibration de l'ADCP Afin de calibrer le signal rétrodiffusé de l'ADCP en mg/l, l'indice de rétrodiffusion volumique relatif IV_r a été calculé suivant la méthode décrite en annexe E. Il est cependant nécessaire de posséder des mesures de turbidité pour réaliser la calibration. Durant la période de mouillage de l'ADCP, quelques profils de turbidité ont été effectués avec un turbidimètre NKE (capteur Seapoint) au cours de 2 journées. Des prélèvements d'eau et des pesées de matière en suspension ont également été réalisés au dessus de l'ADCP durant ces deux journées ainsi qu'au cours d'une troisième durant laquelle le turbidimètre n'a pas fonctionné.

L'ADCP ne dispose pas de mesures dans le néphéloïde de fond (première cellule exploitable environ 2 m au dessus du fond) et la zone du panache ne peut pas être exploitée convenablement du fait de la forte rétrodiffusion engendrée à ce niveau par l'interface air-eau. De ce fait, les zones les plus chargées en matière en suspension de la colonne d'eau ne figurent pas dans la calibration proposée (figure 3.24). La gamme de concentration utilisée pour cette calibration est donc relativement réduite, d'autant plus que toutes les mesures ont été effectuées par temps très clément. D'autre part, du fait du faible nombre de pesées réalisées, le turbidimètre a été calibré avec la calibration réalisée durant la campagne CARMEX du 11 au 14 mars 2007 (cf. annexe C). La corrélation suivante est obtenue entre le signal du turbidimètre et l'indice volumique :

$$MES(mg/l) = 10^{(a \cdot IV_r + b)/10} \text{ avec } a = 0.36078 \text{ et } b = -21.2082.$$

Cette calibration a été effectuée avec une gamme de concentration très faible (2 à 8 mg/l), ce qui explique probablement en partie la faiblesse du coefficient de détermination R^2 (environ 0.5). Néanmoins, la pente obtenue est très proche de celle obtenue durant l'expérience SCOPE ($a = 0.34406$ cf. § 3.2.2). On peut donc considérer que cette calibration, peu fiable en apparence, est confortée par la calibration plus fiable obtenue pour une expérience similaire dans une zone assez proche cependant moins influencée par les apports du Rhône. Les valeurs en concentration déduites avec les données de l'ADCP devront cependant être regardées avec vigilance ; seul l'ordre de grandeur et la variabilité du signal seront retenus.

Le signal de rétrodiffusion de l'ADCP une fois calibré a été comparé aux profils de turbidité obtenus à l'aide du turbidimètre NKE et aux pesées (figure 3.25). Compte tenu des faibles concentrations mesurées durant ces trois journées, et des erreurs de mesures maximisées dans ces conditions, on peut considérer que les trois types de mesures s'accordent assez bien entre eux. La calibration obtenue semble relativement cohérente pour cette gamme de concentration assez faible.

3.2.3.0.7 Compilation des paramètres de CARMA Les frottements sur le fond liés aux vagues et aux courants ont été calculés afin de relier le compartiment sédimentaire au forçage de la colonne d'eau. Le calcul est effectué en suivant la méthode décrite en section 4.4.1.1.1 avec $z_0 = 0.1$ mm. L'ADCP n'ayant pas de module de calcul de vagues, les sorties du modèle SWAN décrit ultérieurement (cf. § 4.3) sont utilisées dans cette analyse. Il apparaît

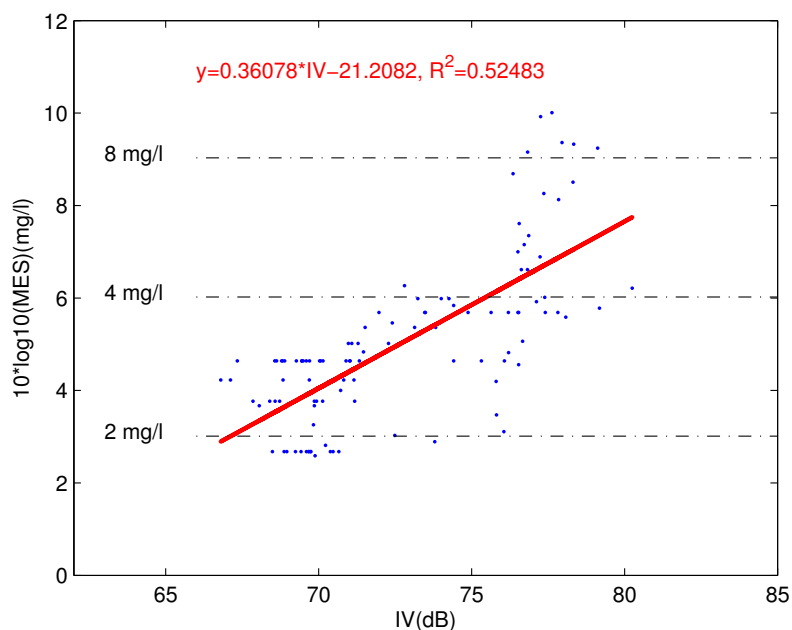


FIG. 3.24 – Calibration de l'indice IV_r de l'ADCP à partir des mesures du turbidimètre NKE.

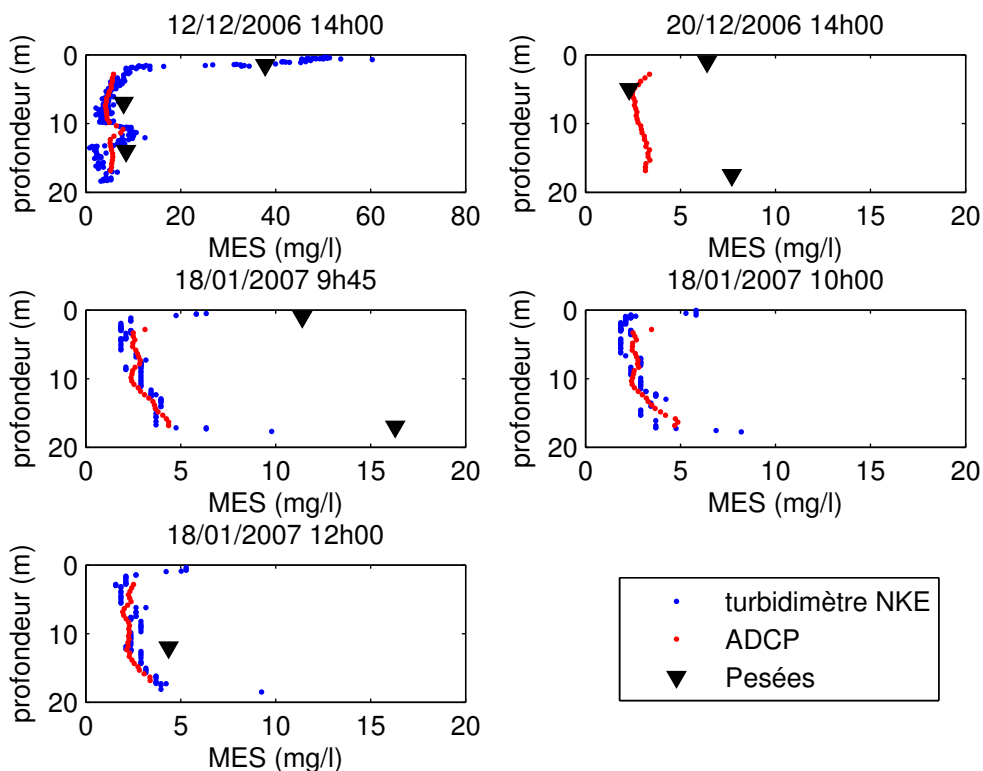


FIG. 3.25 – Signal de turbidité mesuré par le turbidimètre NKE, calculé à partir du signal rétrodiffusé de l'ADCP et pesées de matière en suspension pour des profils réalisés au dessus de l'ADCP durant trois journées.

que le forçage sur le fond est principalement lié aux vagues durant toute la période de mesure (figure 3.26). Les courants sont cependant susceptibles de générer des contraintes assez fortes (> 0.2 Pa) mais celles liées aux vagues sont systématiquement supérieures lors de ces épisodes. Dans le secteur de la bouée de Roustan Est, les vagues sont ainsi supposées être le moteur principal des remises en suspension. L'ensemble des paramètres acquis durant la campagne CARMA, reporté sur les figures 3.27 et 3.28, met en évidence la corrélation qui existe entre les paramètres hydrodynamiques et les paramètres sédimentaires. Ainsi, si l'on s'intéresse au signal ALTUS de la première période de mouillage, on constate que les augmentations fortes du débit engendrent des dépôts importants de l'ordre de 3 à 4 cm pour des débits de l'ordre de $3800 \text{ m}^3/\text{s}$ (les 18 novembre et 09 décembre 2006). Deux phases de diminution de l'épaisseur de sédiment apparaissent également. La première intervient le 24 novembre quelques jours après la première phase de dépôt lors d'un épisode de vent de sud-est modéré ($>10 \text{ m/s}$). Durant cet épisode, des tensions de l'ordre de 1 Pa, liées à une houle de sud-est de 2 m, sont observées et pourraient être susceptibles de remobiliser le sédiment fraîchement déposé puisqu'elles dépassent la contrainte critique mesurée de l'ordre de 0.2 Pa (en surface du sédiment) à cet endroit (cf. § 3.1.2). Cependant, ce processus de remise en suspension n'est pas observé au niveau de la turbidité et met en défaut cette hypothèse. Si l'on admet que le signal de l'ADCP et le signal de l'ALTUS ne sont pas suspects, on peut alors supposer que la réduction de l'épaisseur de sédiment observée pourrait être liée à un rapide processus de tassement durant lequel les 5 cm déposés auraient été compactés dans un rapport 5. La deuxième phase intervient le 18 février 2007 pendant un épisode de vent de sud-est durant lequel les courants engendrés vers le sud-ouest sont relativement forts. Cette capacité de transport est concomitante avec une capacité d'érosion importante liée à des houles énergétiques qui dépassent 3 m. L'augmentation de la turbidité dans la colonne d'eau met en évidence le phénomène d'érosion local observé sur le signal altimétrique. Le fond sédimentaire présente une érosion nette de 3 cm à la fin de l'épisode. En dehors de ces périodes significatives, la faible diminution de l'épaisseur de sédiment observée entre le 20/12/06 et le 07/01/07 pourrait être liée à des phénomènes de compaction puisqu'aucun phénomène hydrodynamique notable n'est observé.

On note d'autre part l'importante différence entre les deux périodes de mouillage. Lors de la première période, les contraintes de fond dépassent à plusieurs reprises la contrainte critique mesurée de l'ordre de 0.2 pa en surface alors que cela ne se produit qu'à une seule occasion lors de la deuxième période. Les houles générées durant la phase printanière de l'expérience sont en effet très peu énergétiques. On observe durant cette période très peu de turbidité dans l'eau. Le pic de turbidité vu par l'ADCP aux alentours du 29 mai coïncide avec un épisode de houle, généré par des vents continentaux, qui n'est pas, a priori, susceptible d'induire des remises en suspension à cet endroit. La turbidité observée, si elle n'est pas liée à un problème au niveau de la mesure, résulte probablement de processus advectifs. La rapidité de la croissance et de la décroissance de la turbidité peut également laisser penser que cet épisode turbide pourrait être lié à des remises en suspensions liées au chalutage puisque d'autres épisodes hydrodynamiques en apparence semblables n'engendrent pas la même réponse.

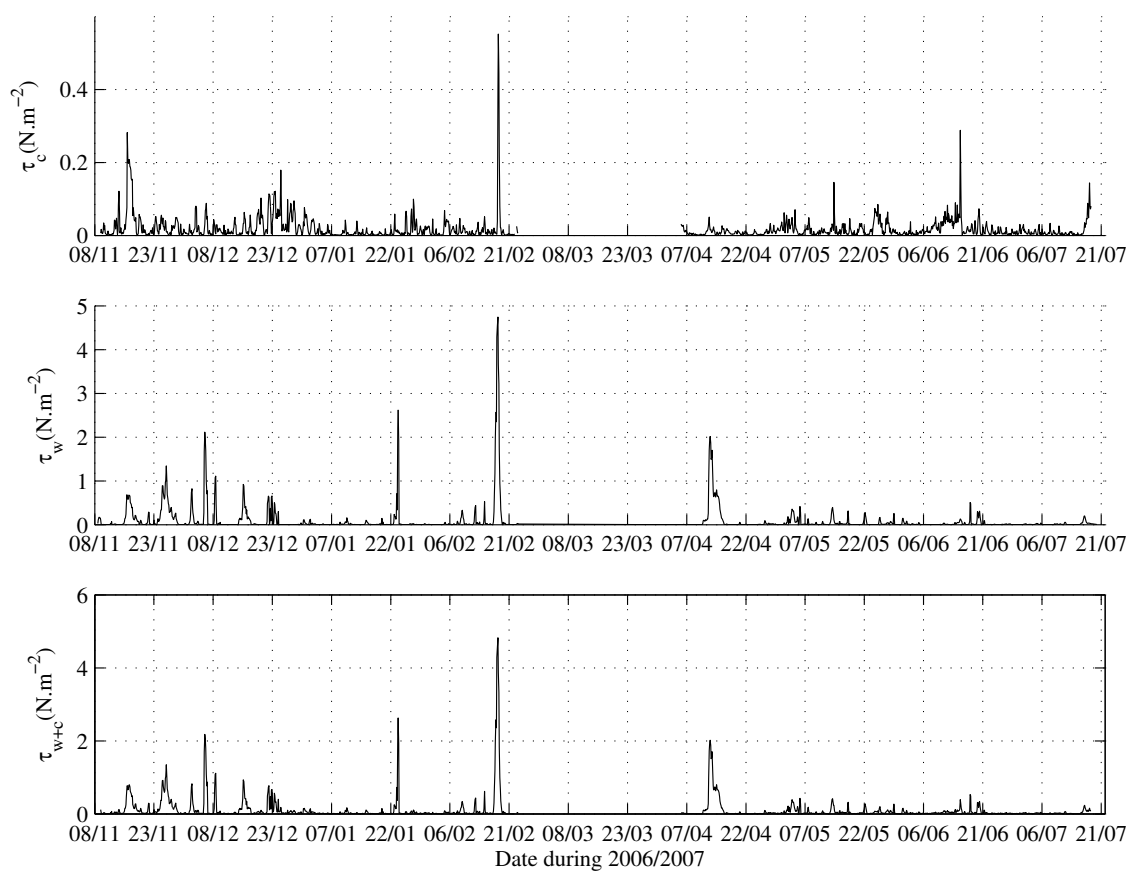


FIG. 3.26 – Frottement de fond pour le courant, pour les vagues et pour les deux.

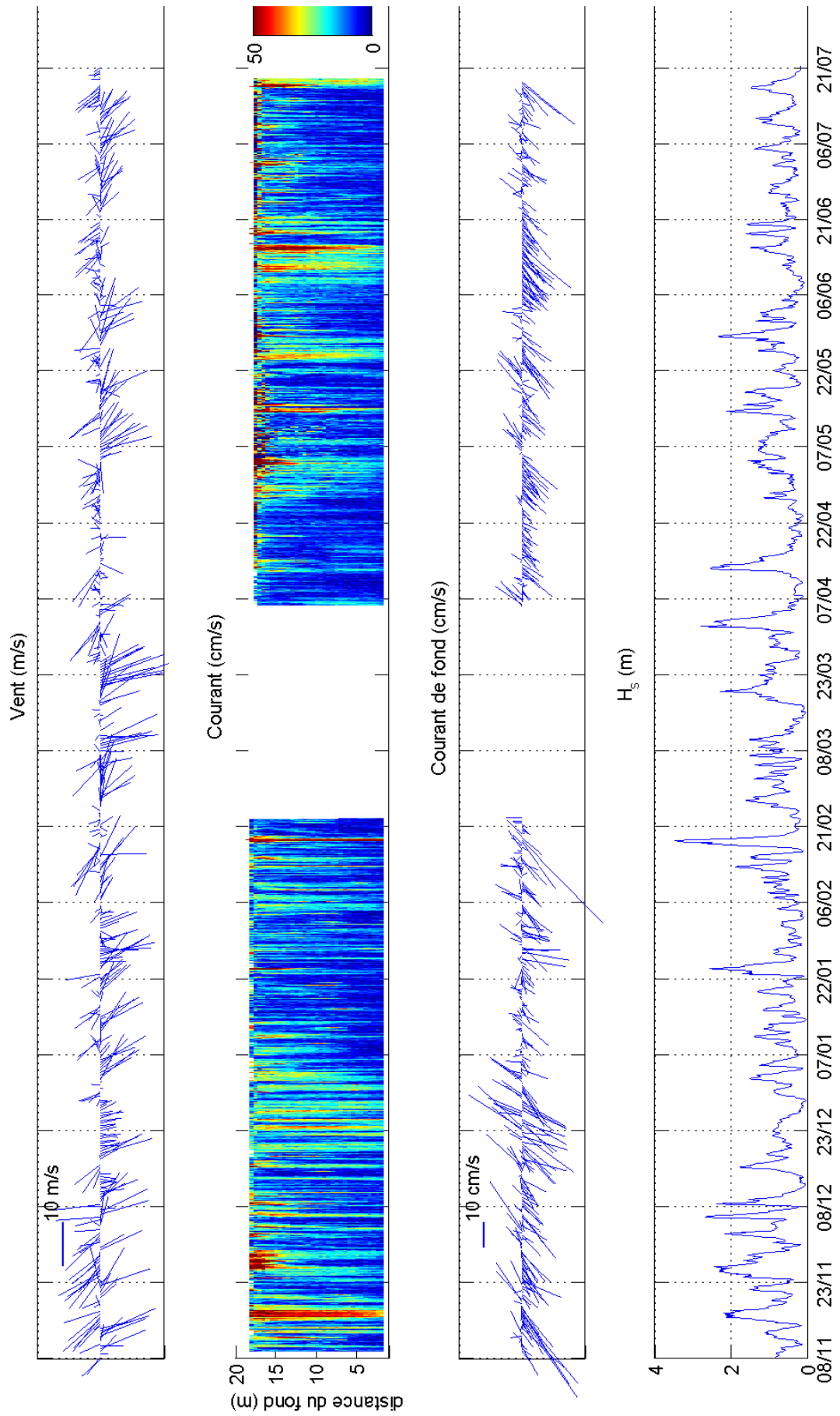


FIG. 3.27 – Évolution temporelle des différents paramètres mesurés durant CARMA (Vent Météo-France Aladin, vagues modèle SWAN).

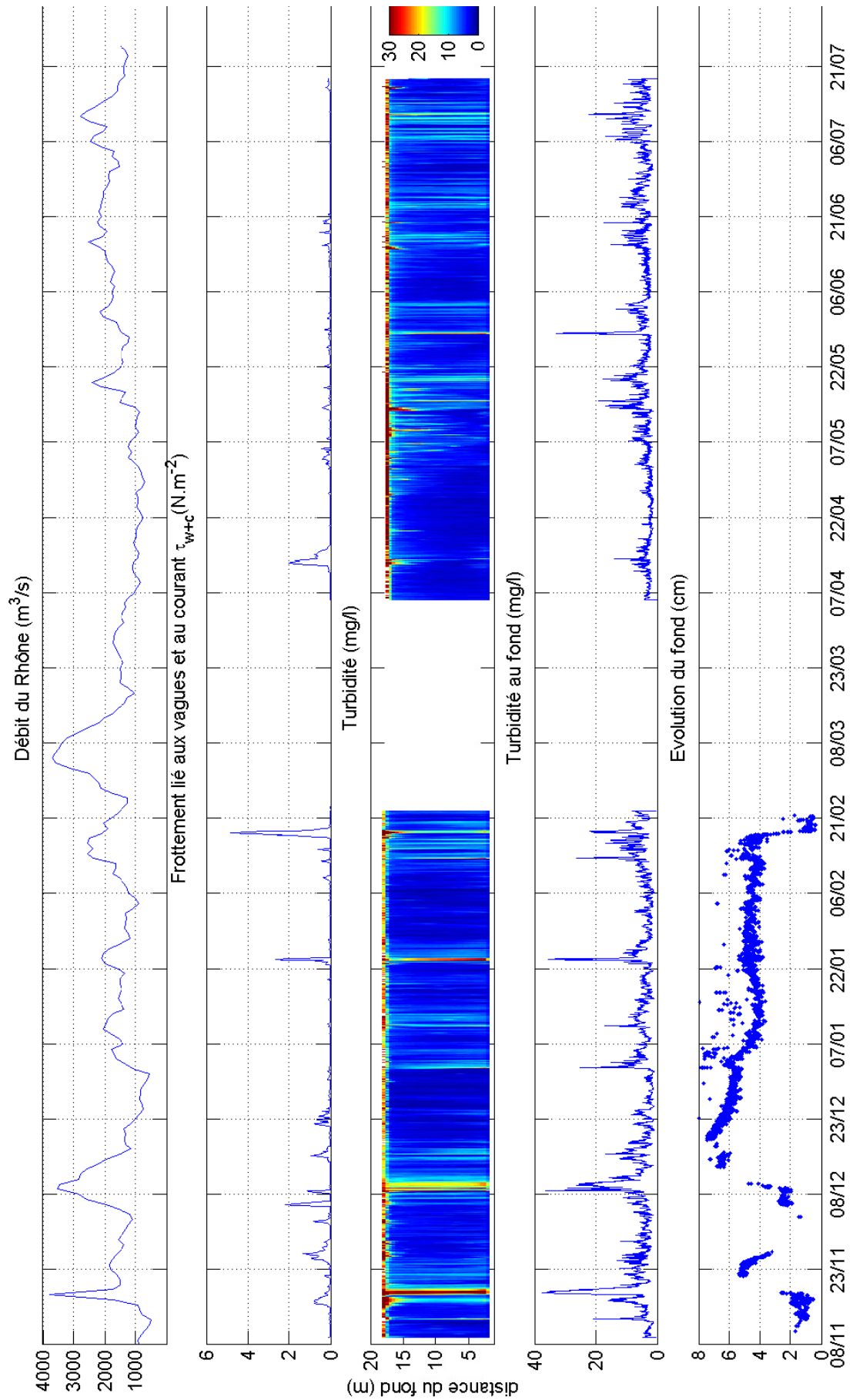


FIG. 3.28 – Évolution temporelle des différents paramètres mesurés durant CARMA (Vent Météo-France Aladin, vagues modèle SWAN).

3.2.4 Analyse de synthèse de ces campagnes

L'analyse de ces deux campagnes nous permet de dresser quelques bilans sur le transport sédimentaire à proximité du prodelta du Rhône :

- L'impact des débits sur l'engraissement du prodelta du Rhône a pu être observé pour des débits de l'ordre de $3800 \text{ m}^3/\text{s}$ dans l'axe de l'embouchure. Des dépôts nets de plus de 5 cm ont pu être observés au niveau de la bouée de Roustan Est. Plus à l'est, au niveau de la bouée de la Balancelle, les débits les plus forts observés durant la période d'étude ($3300 \text{ m}^3/\text{s}$) n'ont pas généré de dépôts. Cette zone semble être en dehors de la zone d'influence directe du panache.
- Les tempêtes de sud-est ont dans ce secteur un rôle déterminant dans la dynamique des sédiments. Les principales phases d'érosion qui génèrent des déficits sédimentaires de l'ordre de 2 à 3 cm le long de l'isobathe 20 m interviennent durant ces tempêtes. Les vitesses importantes qui apparaissent lors des principales tempêtes sont systématiquement dirigés vers le sud-ouest. Elles sont ainsi propices à l'export des sédiments dans cette direction.
- Des phénomènes de compaction des sédiments fraîchement déposés en masse par le Rhône pourraient avoir lieu, induisant une diminution de l'épaisseur déposée dans les jours qui suivent le dépôt.
- Les vents continentaux ne montrent pas aux profondeurs considérées (20 m) d'incidence marquée sur la dynamique sédimentaire.

3.3 Synthèse de la caractérisation des matières en suspension

L'ensemble des résultats de mesures hydrologiques ponctuelles réalisées au niveau du prodelta du Rhône du 11 au 16 mars 2007 durant la campagne CARMEX (volet exploratoire du projet CARMA) et du 11 au 14 mars 2008 durant la campagne EXTREMA1 ne sont pas détaillés dans cette section mais leur analyse est présentée en annexe C.

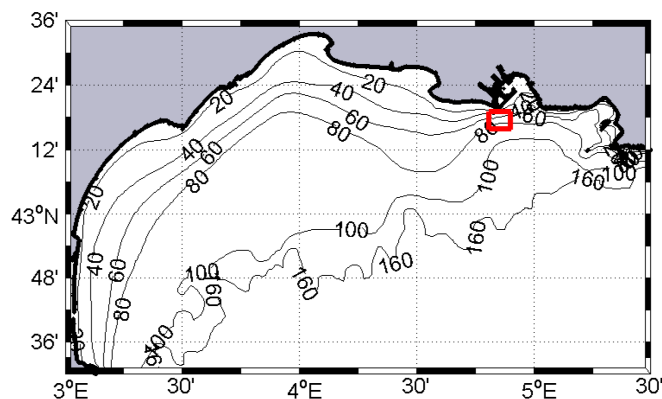


FIG. 3.29 – Emprise des profils réalisés durant CARMEX et EXTREMA1 dans le Golfe du Lion.

Les mesures présentées ici ont été acquises à proximité de l'embouchure du Rhône, en amont de l'isobathe 100 m (figure 3.29), par temps calme avec des débits du Rhône compris entre 1300 et $1700 \text{ m}^3/\text{s}$ (cf. annexe C). Cette synthèse est motivée par le manque de connaissance de la granulométrie dans la colonne d'eau à proximité du prodelta. On s'intéresse notamment dans cette section aux relations qui existent entre les structures turbides et la granulométrie du milieu.

3.3.1 Méthodologie de la synthèse

Dans un premier temps, tous les profils de mesures à disposition ont été moyennés sur des tranches de 1 m d'eau sans aucun filtrage. Cependant, afin de rendre compte de la variabilité des différents paramètres mesurés à travers la colonne d'eau et d'avoir une information synthétique en fonction de la position de la mesure dans la colonne d'eau, chaque profil a ensuite été décomposé en niveaux σ .

$$\sigma = 1 - \frac{z}{h} \quad (3.4)$$

avec z la profondeur du point de mesure et h la profondeur du profil.

Compte tenu des structures turbides observées à proximité du prodelta du Rhône (cf. § 2.4.3), à savoir un panache turbide proche de la surface et une couche turbide proche du fond, cette discrétisation de la colonne d'eau semble adéquate. Ainsi, les mesures de surface correspondent à $\sigma = 1$ et les mesures de fond à $\sigma = 0$. Ce changement de repère permet d'identifier simplement la position verticale de la mesure quelle que soit la profondeur du profil.

D'autre part, différentes zones ont été différenciées dans la partie qui suit afin de déterminer l'influence du panache du Rhône sur les structures turbides. Afin d'utiliser un critère simple sans rendre compte réellement de la position dans le panache, la profondeur du profil échantillonné a été considérée comme étant un critère représentatif de l'éloignement de l'embouchure.

3.3.2 Turbidité

Les résultats des campagnes CARMEX et EXTREMA1 (annexe C) confirment les précédentes descriptions des structures turbides (cf. § 2.4.3). On constate ainsi la présence d'une couche néphéloïde de fond pour une majorité des profils. Cette couche néphéloïde est assez bien échantillonnée du fait de l'utilisation d'un altimètre couplé aux sondes qui a permis de s'approcher au maximum du fond sans risquer de remettre le sédiment en suspension en le touchant. Son épaisseur semble être comprise entre 5 et 15 m en moyenne. Un exemple de structure turbide typique rencontré dans cette zone par temps calme est donné en figure 3.30.

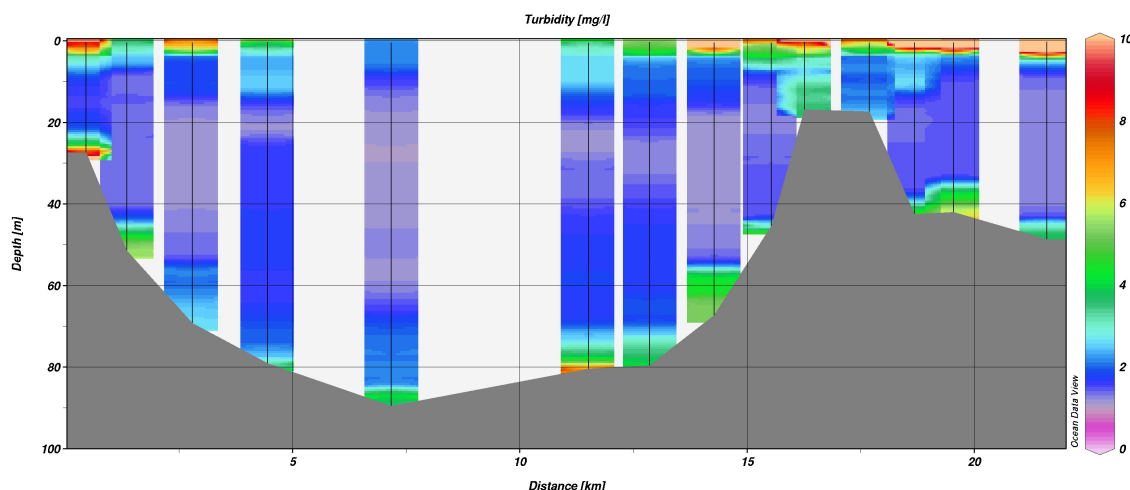


FIG. 3.30 – Turbidité (mg/l) mesurée par le transmissomètre lors d'un quadrillage effectué le 14 mars 2007 devant l'embouchure du Rhône (cf. annexe C).

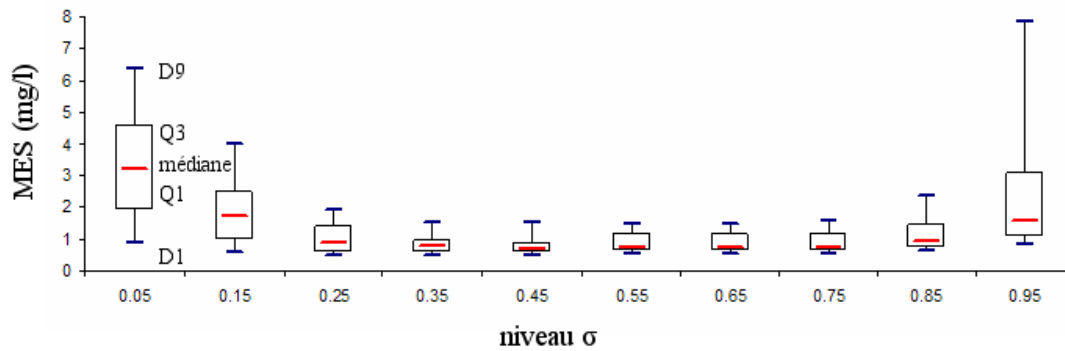


FIG. 3.31 – Représentation statistique de la répartition des concentrations mesurées par le transmissomètre pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX en fonction du niveau sigma. Le 1^{er} décile D1, le 1^{er} quartile Q1, la médiane, le 3^{ème} quartile Q3 ainsi que le 9^{ème} décile D9 sont représentés sous forme de boîte à moustaches.

Les données de turbidité acquises à proximité du prodelta du Rhône, issues de ces deux campagnes (plus de 60 profils), ont été compilées. La distribution des valeurs de matière en suspension pour chaque niveau σ montre une dispersion importante (figure 3.31) dans les couches les plus turbides, à savoir dans le panache ($\sigma = 0.95$) et dans le néphéloïde de fond ($\sigma = 0.05$). À l'inverse, au milieu de la colonne d'eau, la dispersion est faible. Au niveau du néphéloïde benthique, la distribution des valeurs est symétrique autour de la médiane. La médiane des concentrations de ce néphéloïde est par ailleurs supérieure à celle de surface. Toutes les mesures ayant été effectuées par temps calme, un doute subsiste sur l'origine des valeurs les plus fortes dans la couche turbide de fond. Cette zone est en effet très chahutée (des chalutiers en pêche ont été aperçus à chaque campagne à proximité de la zone d'échantillonnage) et les valeurs les plus fortes pourraient être imputées au chalutage. La distribution des valeurs étant symétrique entre le 1^{er} et le 9^{ème} décile, on peut cependant penser que seule une faible fraction des mesures (au moins inférieure à 10 %) pourrait être impactée par le chalutage. On remarque également (figure 3.32) que la charge du néphéloïde benthique augmente avec la profondeur pour atteindre son maximum sur des fonds compris entre 50 et 75 m. En surface, la forte dispersion des valeurs mesurées (notamment au dessus de la médiane) résulte des processus de chute et de dispersion horizontale rapides qui s'opèrent et qui génèrent des gradients horizontaux de concentration importants. Plus les profils sont effectués loin de l'embouchure et plus la concentration moyenne mesurée diminue (figure 3.32). Notons cependant que dans la représentation de la figure 3.32 une diminution artificielle de la concentration est susceptible d'apparaître du fait de l'augmentation de la profondeur d'intégration liée à la discrétisation en niveau σ . Dans le reste de la colonne d'eau, la concentration reste très peu dépendante de la position des profils (figure 3.32), ce qui est cohérent avec la faible dispersion des valeurs observées (figure 3.31).

3.3.3 Granulométrie in-situ

Les données de granulométrie in-situ obtenues dans la zone du prodelta du Rhône ont été synthétisées pour déterminer qualitativement le comportement et la distribution granulométrique des particules participant à la dynamique du panache du Rhône et du néphéloïde benthique présent sur le plateau. Cette synthèse regroupe les données de BIODYPAR 2 de novembre 1998 (cf. annexe D) acquises à l'aide du CILAS et les données de CARMEX de mars

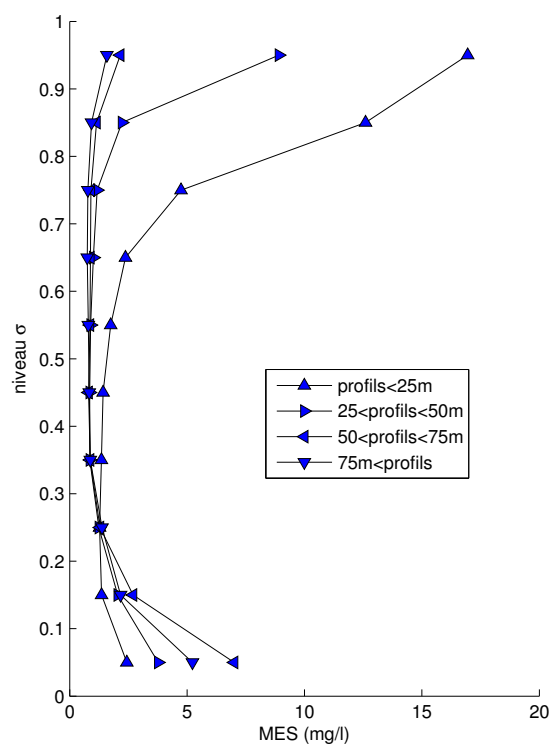


FIG. 3.32 – Charge en suspension moyenne (mg/l) pour les campagnes EXTREMA1 et CAR-MEX en fonction du niveau sigma pour des profils de différentes profondeurs.

2007 et d'EXTREMA1 de mars 2008 acquises à l'aide du LISST (cf. annexe C). On dispose ainsi de 20 profils effectués pendant BIODYPAR sur les 10 premiers mètres de la colonne d'eau et de 63 profils de la surface au fond effectués pendant CARMEX et EXTREMA1. Néanmoins, la stratégie de mesure étant très différente pendant la campagne BIODYPAR et le granulomètre laser étant également différent de celui utilisé dans les campagnes plus récentes, les données de BIODYPAR seront analysées séparément.

Dans cette section, on appelle "particule" les agrégats ou floes formés de multiples grains élémentaires qui forment du point de vue optique une unique entité. La dimension des grains sera discutée en section 3.3.3.3.

3.3.3.1 Diamètre médian D_{50}

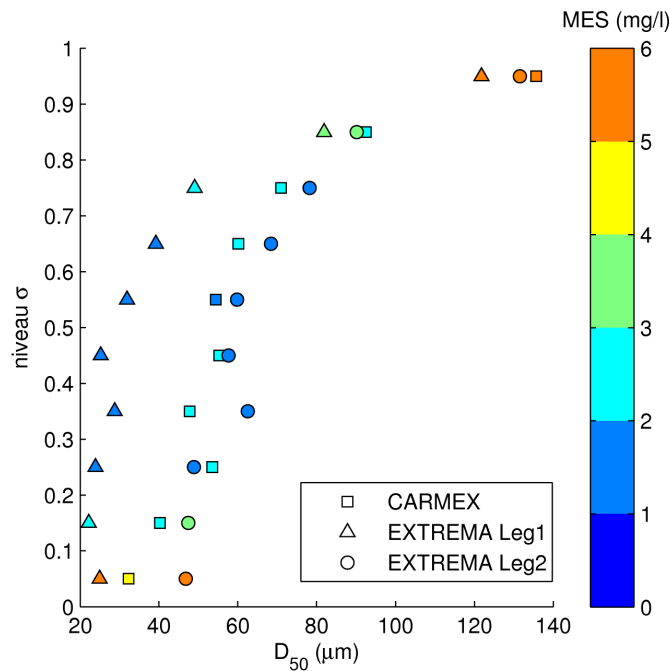


FIG. 3.33 – Diamètre médian moyen en fonction du niveau sigma et de la charge en matière en suspension pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX.

On s'intéresse dans un premier temps au diamètre médian (D_{50}) des particules pour caractériser le spectre de taille. Pour chaque profil, on moyenne le diamètre médian pour dix niveaux σ . Le résultat de cette synthèse pour CARMEX et pour chaque leg d'EXTREMA1 est représenté figure 3.33. On remarque une nette diminution du D_{50} entre la surface et le fond quelle que soit la campagne, avec un D_{50} de l'ordre de $130 \mu m$ en surface et de $30 \mu m$ au fond. Cette diminution, brutale à proximité de la surface, est très faible ensuite à partir du niveau $\sigma = 0.7$. D'autre part, le leg 1 de la campagne EXTREMA1 présente les D_{50} les plus faibles. Le débit d'environ $1300 m^3/s$ mesuré pendant ce leg est également le plus faible rencontré pendant l'ensemble des mesures (environ $1700 m^3/s$ pendant les mesures de CARMEX et le leg 2 d'EXTREMA1). Les mesures du leg 2 d'EXTREMA1 et de CARMEX sont assez proches, mais le manque de mesures effectuées avec d'autres débits ne nous permet pas de conclure avec exactitude sur l'existence d'une dépendance entre la taille des particules et le débit. Si tel était le cas, l'augmentation du diamètre médian des grains avec le débit semble moins importante à proximité de la surface.

Cette diminution du D_{50} à mesure que l'on s'approche du fond concerne le D_{50} moyenné pour chacun des 10 niveaux σ et pour chaque profil. Il convient cependant de connaître un peu plus précisément la répartition de l'ensemble des D_{50} calculés pour chaque niveau σ . La représentation statistique de cette répartition est donnée figure 3.34. On constate ainsi que l'ensemble de la distribution subit une augmentation similaire à celle de la moyenne ou de la médiane en se rapprochant de la surface. Les valeurs de D_{50} sont relativement dispersées autour de la médiane. Il apparaît néanmoins que les zones les plus turbides (i.e. surface et fond) sont celles qui présentent les valeurs les moins dispersées avec 50 % des valeurs (la hauteur de la boîte) comprises dans une fourchette de plus ou moins $20 \mu\text{m}$. Les ensembles les plus dispersés apparaissent sous la surface, dans la zone où le gradient de D_{50} moyen est le plus fort (niveau σ compris entre 0.6 et 0.9).

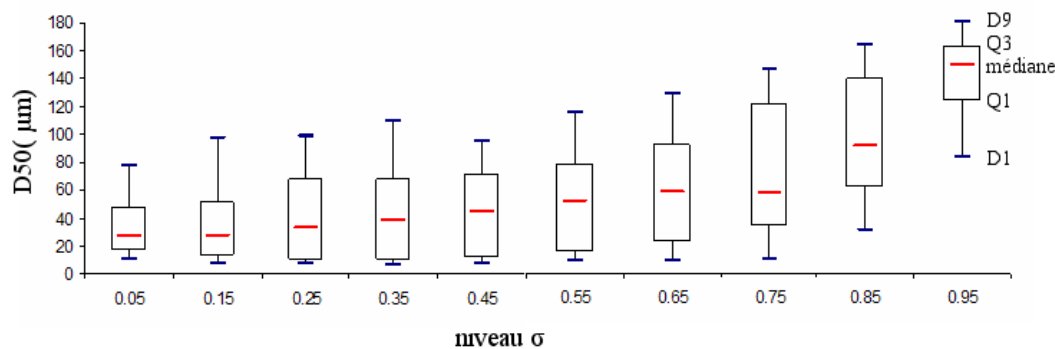


FIG. 3.34 – Représentation statistique de la répartition des diamètres médians mesurés pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX en fonction du niveau sigma. Le 1^{er} décile D1, le 1^{er} quartile Q1, la médiane, le 3^{eme} quartile Q3 ainsi que le 9^{eme} décile D9 sont représentés sous forme de boîte à moustaches.

On observe également dans cette zone (de la surface à $\sigma = 0.6$) une corrélation linéaire entre le D_{50} et la charge en suspension lors des 3 campagnes (figure 3.35). Dans le reste de la colonne d'eau, il n'apparaît plus de correspondance entre ces deux paramètres moyens. Le diamètre médian semble atteindre un palier compris entre 20 et $40 \mu\text{m}$ (conformément à la figure 3.33) indépendant de la concentration.

On s'intéresse maintenant à la variation du D_{50} en fonction de l'éloignement de l'embouchure. Le profil de D_{50} à proximité de l'embouchure (figure 3.36) diffère des profils obtenus à partir de l'isobathe 50 m. De plus, les profils convergent rapidement au delà de cette isobathe. En surface, le D_{50} est à peu près homogène quelle que soit la position de la mesure (l'écart faible peut être dû à la discrétisation σ qui a tendance à "diluer" le panache). Au dessous du panache, les particules les plus grossières se retrouvent essentiellement à proximité de l'embouchure. L'influence de l'apport de particules grossières par le panache de surface semble diminuer lors de la dispersion vers le large.

L'étude des données de BIODYPAR 2 sur les 10 premiers mètres de la colonne d'eau confirme l'analyse précédente (figure 3.37). On constate en effet une homogénéité des diamètres en surface puis une diminution du D_{50} moyen lorsque l'on s'éloigne de la surface ou de l'embouchure. On note cependant que les diamètres mesurés par le CILAS pendant cette campagne sont très supérieurs à ceux mesurés plus récemment par le LISST. Les mesures de BIODYPAR 2 ont été effectuées en novembre avec des débits décroissants entre 1800 et $1200 \text{ m}^3/\text{s}$. La période de mesure pourrait être à l'origine de la différence significative de taille de particule. Les deux appareils de mesure peuvent également chacun présenter un biais sur la mesure. Ce-

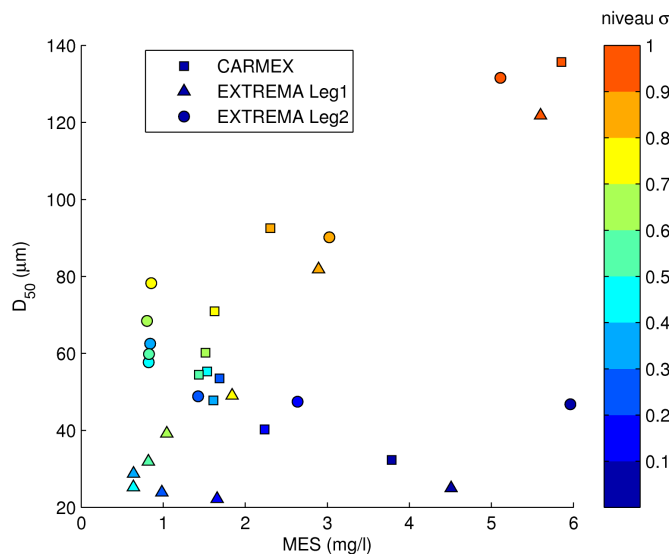


FIG. 3.35 – Diamètre médian moyen des particules en fonction de la charge en matière en suspension pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX pour différents niveaux sigma.

pendant la différence la plus notable apparaît en surface et pourrait vraisemblablement être liée à la méthode d'échantillonnage de la surface. La méthodologie choisie durant les campagnes est sûrement à l'origine de la grande différence qui apparaît dans la mesure. En effet durant BIODYPAR, la mesure de surface résulte de l'intégration des mesures à 50 cm sous la surface durant trois minutes. Durant les dernières campagnes, la sonde était descendue à faible vitesse le long du profil et la mesure de surface résulte donc d'une mesure instantanée intégrée suivant la profondeur. Un biais dans la mesure de surface intervient donc dans ce type de mesure.

3.3.3.2 Spectre de taille

Le diamètre médian n'est pas nécessairement représentatif des différents modes du spectre de taille lorsque celui-ci est pluri-modal comme cela est souvent observé. Ce diamètre médian peut même ne pas être représenté dans la distribution granulométrique. Ainsi, au delà de l'analyse précédente, il apparaît nécessaire de déterminer les spectres de taille moyens qui sont rencontrés dans la zone du prodelta du Rhône. Pour cette analyse, la colonne d'eau a été décomposée en seulement 5 niveaux σ .

En surface, le mode dominant situé entre 100 et 200 μm s'appauvrit à mesure que l'on s'éloigne de l'embouchure et est redistribué vers les classes plus petites ($\sigma = 0.9$; figure 3.38). Au fond ($\sigma = 0.1$), en aval de l'isobathe 25 m, la distribution semble relativement homogène quelle que soit la position de mesure et il n'y a aucun mode réellement dominant. En amont de cette même isobathe, quoique moins présentes qu'en surface, les particules grossières occupent encore une place importante. C'est près du fond que l'on rencontre les particules les plus fines de toute la colonne d'eau avec un léger regain dans les classes inférieures à 3 μm . Pour les niveaux intermédiaires (de $\sigma = 0.3$ à 0.7), on assiste également à une lente migration des classes les plus grossières vers les plus faibles lorsque l'on s'éloigne de l'embouchure. La même décroissance est également observée, quelle que soit la position du profil, lorsque l'on se déplace de la surface vers le fond.

Le mécanisme de migration des classes est également observé dans les mesures BIODYPAR (figure 3.39). On observe ainsi une redistribution des particules grossières vers les plus fines entre la surface et 10 m. La fraction de particules inférieures à 100 μm augmente également

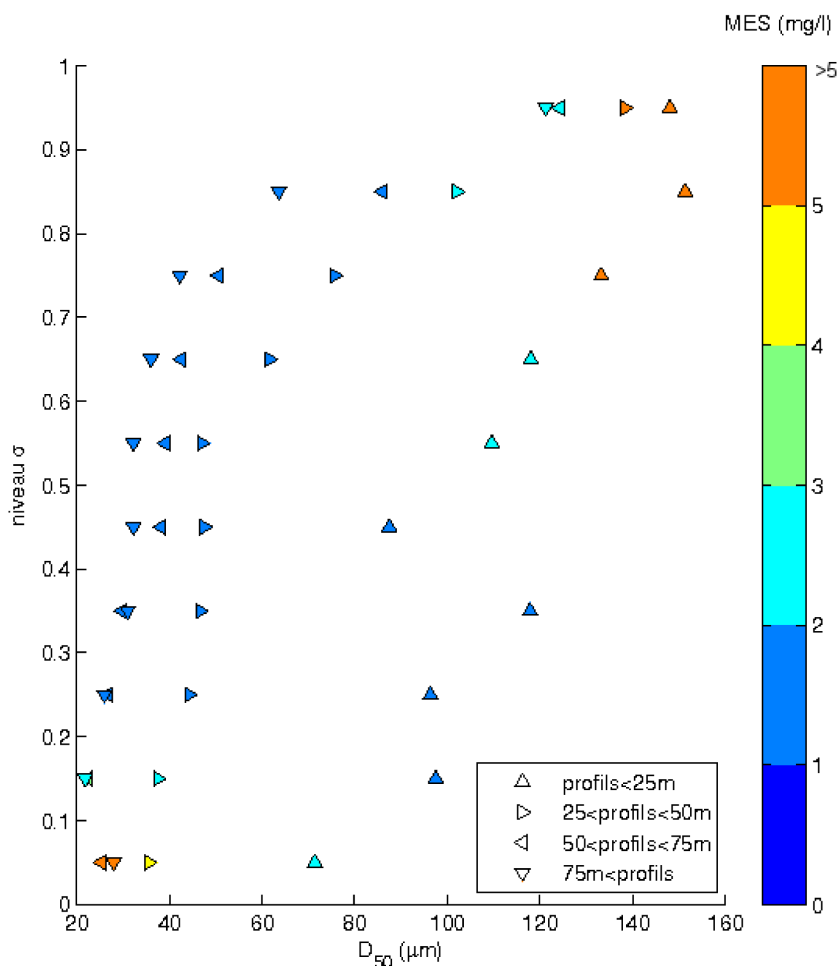


FIG. 3.36 – Diamètre médian moyen pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX en fonction du niveau sigma et de la charge en suspension pour des profils de différentes profondeurs.

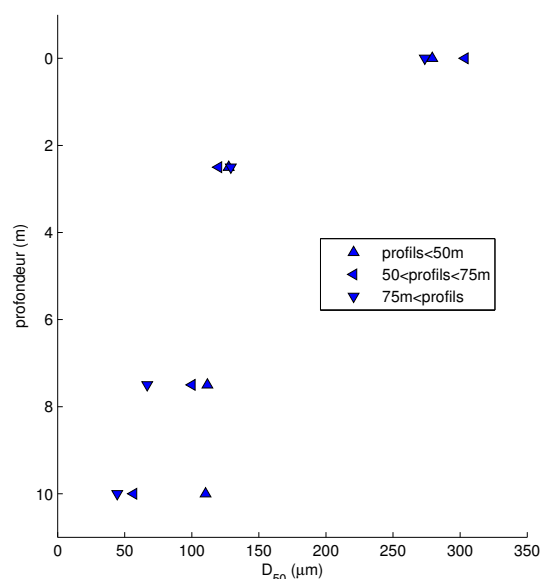


FIG. 3.37 – Diamètre médian moyen de la campagne BIODYPAR 2 en fonction de la profondeur d’immersion du capteur pour des profils de différentes profondeurs.

à mesure que les profils s’approfondissent. On observe également que les classes de particules supérieures à $200 \mu\text{m}$, qui diminuent avec la profondeur, sont présentes en proportion importante entre 0 et 5 m contrairement à ce qui est observé durant les autres campagnes. En outre, le contraste frappant entre la surface et la couche 0-5 m corrobore l’explication donnée précédemment sur les différences observées entre les mesures de BIODYPAR et des campagnes récentes.

3.3.3.3 Composition des particules

Les particules les plus grossières sont essentiellement retrouvées dans la zone de panache ou à proximité immédiate de l’embouchure. Les tailles moyennes de particules observées sont d’autre part cohérentes avec celles observées dans d’autres zones du Golfe du Lion (cf. § 2.4.3.1). La question qui se pose désormais est de savoir si ces particules sont des grains ”unitaires”, des floccs constitués en partie de matière minérale ou si elle sont d’origine purement organique.

Afin de déterminer la composition des matières en suspension, des analyses en laboratoire ont été effectuées sur les matières en suspensions récupérées durant l’expérience CARMEX. Les particules prélevées in situ ont été insonifiées afin de détruire les agrégats, puis le spectre de taille des grains ”élémentaires” qui constituent la matière en suspension a été mesuré à l’aide du granulomètre laser LISST. Cependant, cette mesure intervient après filtration de l’eau prélevée et séchage des filtres et les particules organiques sont dénaturés avant la mesure. Il a été observé une grande homogénéité des spectres après insonification quel que soit le lieu de prélèvement (cf. annexe C), ce qui tendrait à montrer que tous les agrégats ont bien été détruits et que ce spectre correspond au spectre des grains unitaires. Les particules en suspension, bien que de tailles très différentes in-situ, ont toutes la même composition en grains unitaires (présence d’un mode principal aux alentours de $10 \mu\text{m}$).

A l’état naturel les particules ne se retrouvent à aucun moment sous cette forme de grains ”solitaires” ou unitaires (courbe noire 3.38) soulignant clairement que, si les particules sont d’origine minérale, elles sont principalement sous forme flocculée dans toute la colonne d’eau.

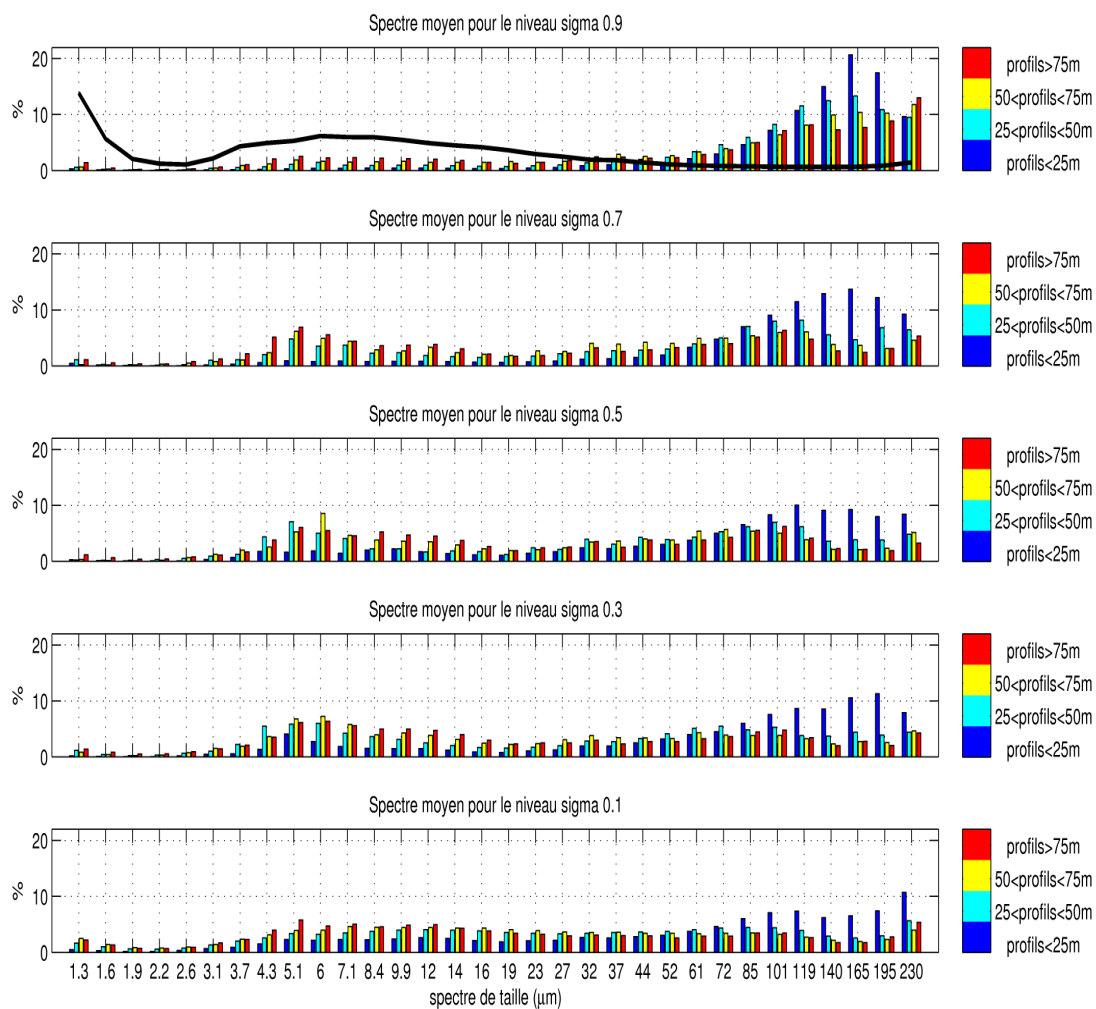


FIG. 3.38 – Spectres de taille de particules moyens pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX en fonction de la profondeur du profil pour différents niveaux sigma. La courbe du haut correspond au spectre de taille moyen des particules filtrées puis insonifiées lors de la campagne CARMEX.

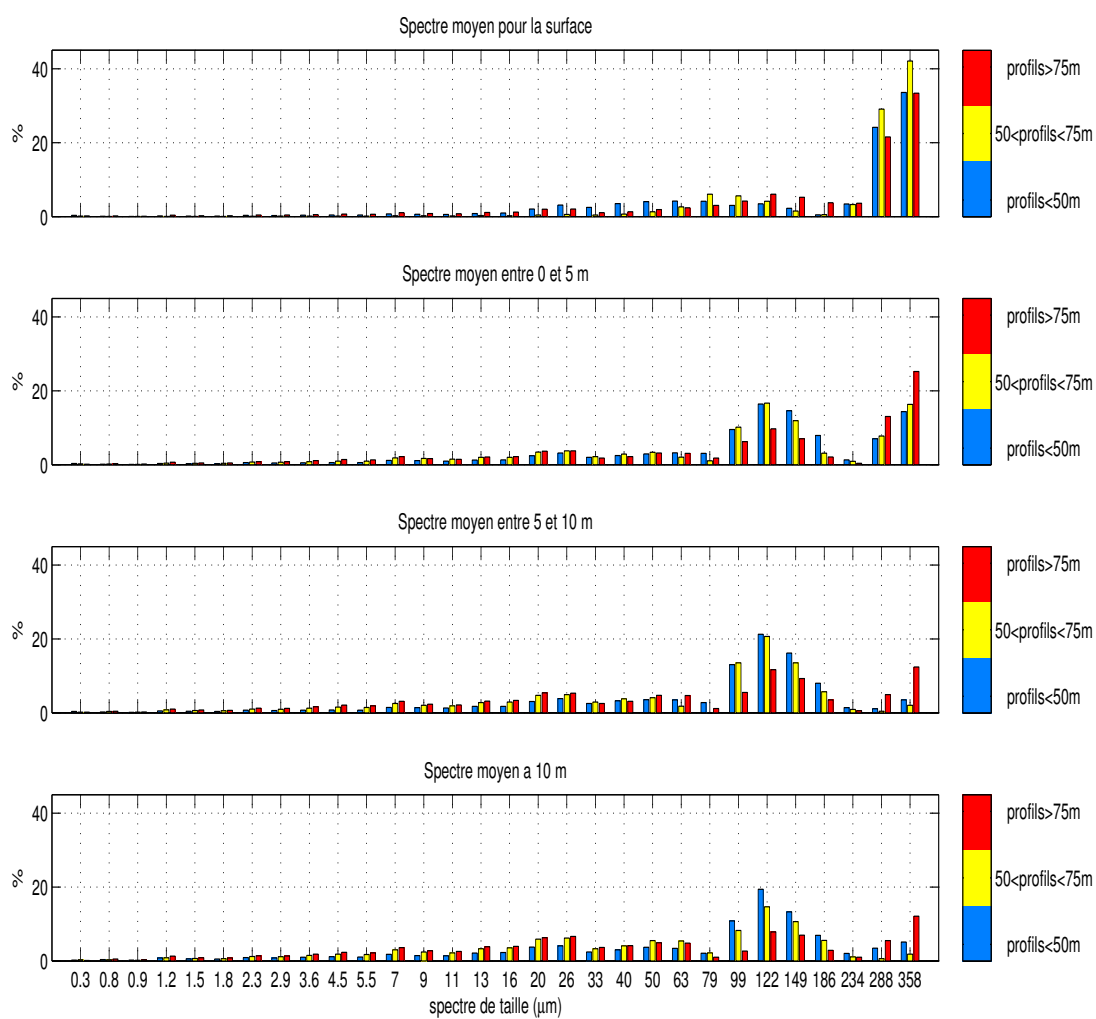


FIG. 3.39 – Spectres de taille de particules moyens pour la campagne BIODYPAR 2 en fonction de la profondeur du profil pour différentes immersions.

On se rapproche d'autre part d'autant plus du spectre moyen des particules insonifiées que l'on se rapproche du fond ou que l'on s'éloigne de l'embouchure.

Les floes de grosse taille d'origine (en partie) minérale ont une vitesse de chute importante (de l'ordre de 0.5 mm/s) et devraient donc disparaître assez rapidement de la surface à moins qu'une dynamique de floculation ne les régénère à partir de particules plus fines (Verney, 2006). Aucune dynamique de chute n'apparaît clairement dans les mesures bien que l'on observe des particules grossières sur le fond. L'évolution spatiale des profils de D_{50} suivant la profondeur laisse penser que les particules les plus grosses sont advectées sans chuter (figure 3.40) et pourraient être plutôt d'origine organique. La diminution observée de la concentration serait alors liée à la chute de particules plus fines. Afin de déterminer le contribution potentielle de la matière organique, les profils de fluorimétrie ont été analysés. La fluorimétrie nous donne une indication de la présence de matière organique vivante. Il apparaît que la matière organique vivante est concentrée en surface là où les particules sont les plus grosses (figure 3.40). La corrélation observée entre diamètre médian des particules et fluorimétrie (figure 3.41) laisse penser que les particules grossières mesurées en surface sont au moins en partie d'origine organique vivante. Il n'est cependant pas possible de savoir avec les analyses réalisées si des particules minérales composent la fraction grossière du spectre.

Il semble finalement qu'il y ait deux dynamiques très différentes entre les deux couches turbides rencontrées à proximité du prodelta du Rhône. Alors que la composition des particules recueillies sur les filtres dans le panache de surface et dans la couche néphéloïde de fond semble similaire, le spectre granulométrique in-situ est très différent. La présence de matière organique bien plus importante en surface semble expliquer cette différence de comportement. Il est difficile de conclure à ce niveau sur la granulométrie in-situ des particules minérales. Des analyses au vidéo-microscope pourraient être nécessaires pour déterminer la part de matière organique qui constitue les particules les plus grossières.

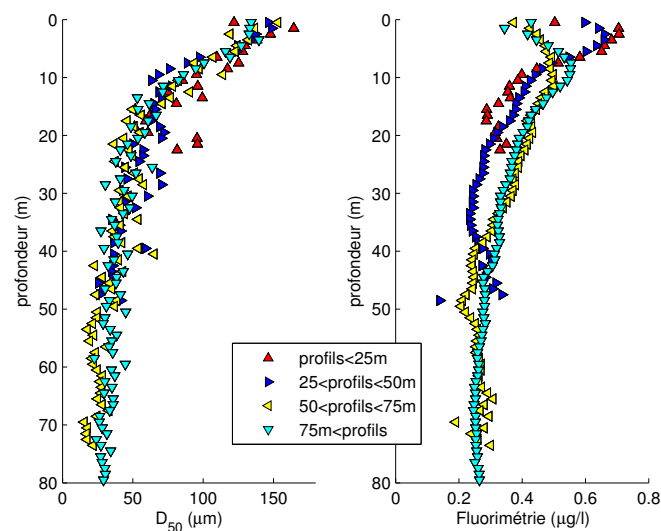


FIG. 3.40 – Diamètre médian moyen et fluorimétrie moyenne pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX en fonction de la profondeur pour des profils de différentes profondeurs.

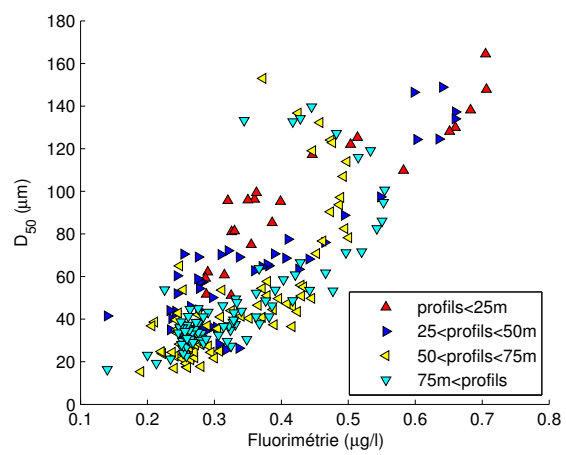


FIG. 3.41 – Diamètre médian moyen des particules en fonction de la fluorimétrie pour les campagnes EXTREMA1 et CARMEX pour des profils de différentes profondeurs.

Dans un environnement dénué de marée tel que celui du Golfe du Lion, où la circulation et la dynamique sédimentaire sont complètement tri-dimensionnelles, peu de mesures permettent de mettre en évidence la variabilité temporelle à travers les trois dimensions de l'espace. La difficulté de mesurer sur des périodes importantes des paramètres hydro-sédimentaires à l'échelle d'un plateau comme celui du Golfe du Lion laisse la place à l'utilisation de la modélisation numérique. Seule cette dernière peut en effet résoudre cette difficulté. C'est pourquoi, fort de l'ensemble des données préalablement acquises, un modèle hydro-sédimentaire a été développé et est décrit dans le chapitre suivant. L'intérêt du recours à la modélisation est également de pouvoir améliorer la compréhension du système en testant la sensibilité du modèle à divers processus physiques, mais aussi de pouvoir prédire le comportement du système.

Chapitre 4

Éléments théoriques et modélisation

4.1 La modélisation hydrodynamique

Le modèle MARS-3D (3D hydrodynamical Model for Applications at Regional Scale), développé à l'IFREMER (Lazure et Dumas, 2007) est un modèle à surface libre aux différences finies fondé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Il introduit l'approximation de Boussinesq et l'hypothèse d'hydrostaticité sur la verticale. Ce modèle, inspiré de celui de Blumberg et Mellor (1987), est basé sur la séparation des modes barotropes et baroclines. Un modèle 2D, qui fournit l'élévation de la surface libre et les courants barotropes, est ainsi couplé au modèle 3D, qui fournit les courants baroclines, afin de considérer séparément les ondes de gravité de surface et les ondes internes. Les équations de ces deux modes sont résolues séparément mais avec le même pas de temps à l'aide d'une méthode itérative.

Les équations résolues pour le mode barocline et pour le mode barotrope ainsi que le mode de couplage utilisé sont décrits dans cette section. Les équations dans MARS-3D sont écrites en coordonnées sphériques sur l'horizontal et en coordonnées réduites (σ) sur la verticale. Dans un souci de clarté, les équations sont données ici pour un repère cartésien (x,y,z) . L'axe x est orienté vers l'est, l'axe y vers le nord et l'axe z vers le haut.

4.1.1 Équations du modèle 3D

Sous l'hypothèse d'hydrostaticité (qui néglige les accélérations verticales $\frac{\partial w}{\partial t}$ devant l'accélération de la pesanteur) et l'approximation de Boussinesq (qui considère que les variations de densité sont faibles par rapport à elle), les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

- équation de mouvement sur l'horizontale,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial \left(N_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)}{\partial z} + F_x \quad (4.1)$$

$$\underbrace{\frac{\partial v}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}}_{(2)} + \underbrace{fu}_{(3)} = \underbrace{-g \frac{\partial \zeta}{\partial y}}_{(4)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial y}}_{(5)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y}}_{(6)} + \underbrace{\frac{\partial \left(N_z \frac{\partial v}{\partial z} \right)}{\partial z}}_{(7)} + \underbrace{F_y}_{(8)} \quad (4.2)$$

- équation de mouvement sur la verticale,

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = \rho_0 b \quad (4.3)$$

- équation de continuité,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

Avec :

u, v, w les composantes du vecteur vitesse dans ce repère

ζ la surface libre

Pa la pression atmosphérique

$f = 2\Omega \sin\phi$ est la fréquence de Coriolis

$\Omega = 2\pi/86164$ rad/s est la fréquence de rotation de la terre

g l'accélération de la pesanteur

$b = -g(\rho - \rho_0)/\rho_0$, la flottabilité

ρ est la densité de l'eau

ρ_0 est la densité de référence

N_z est le coefficient de viscosité turbulente verticale

$P = P_0(z) + p'$ la pression
 p' l'anomalie de pression donnée par $p' = -\rho_0 \int_z^\zeta b dz$.

La densité ρ est calculée par une équation d'état, décrite par Gill (1982) et définie par l'UNESCO (1981), sous la forme :

$$\rho = F(S, T, P). \quad (4.5)$$

où la densité (en kg.m^{-3}) de l'eau de mer est calculée en fonction de la salinité (S en psu), de la température (T en $^\circ\text{C}$) et de la pression (P).

La signification physique des termes de l'équation du mouvement est donnée ci-après :

- (1) le terme d'évolution temporelle
- (2) le terme d'advection
- (3) le terme de Coriolis
- (4) la pression induite par la pente de la surface libre (barotrope)
- (5) l'effet de la pression atmosphérique (barotrope)
- (6) le gradient de pression interne
- (7) la diffusion verticale turbulente
- (8) la diffusion horizontale turbulente donnée par :

$$F_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (4.6)$$

$$F_y = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (4.7)$$

Avec :

ν_x et ν_y sont les coefficients de viscosité turbulente horizontale

Pour l'advection des traceurs dissous (dont température et salinité) ou particulaires, on utilise l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial (w - W_s)C}{\partial z} = \frac{\partial \left(K_h \frac{\partial C}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(K_h \frac{\partial C}{\partial y} \right)}{\partial y} + \frac{\partial \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right)}{\partial z} + Src - P \quad (4.8)$$

Avec :

C le traceur considéré

W_s la vitesse de chute (pour les variables particulaires uniquement)

K_h le coefficient de diffusion turbulente horizontale

K_z le coefficient de diffusion turbulente verticale

Src et P les termes sources et puits

4.1.2 Équations du modèle 2D

Les équations tri-dimensionnelles sont intégrées entre $-d$ et ζ , pour obtenir un jeu d'équations intégrées sur la verticale. Les courants moyens sont définis par $(U, V) = \frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} (u, v) dz$.

Avec $h = d + \zeta$ la hauteur d'eau totale on obtient alors :

- équation de continuité,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial hU}{\partial x} + \frac{\partial hV}{\partial y} = 0 \quad (4.9)$$

- équation du mouvement sur l'horizontale,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} - fV = \\ & -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0 h} (\tau_{surf}^x - \tau_{fond}^x) + \frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} \left[F_x - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \right] dz - Dis_x \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + fU = \\ & -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial Pa}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0 h} (\tau_{surf}^y - \tau_{fond}^y) + \frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} \left[F_y - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} \right] dz - Dis_y \end{aligned} \quad (4.11)$$

Avec :

Dis_x et Dis_y , les termes de dispersion verticale résultant de l'intégration des termes d'advection,

$$Dis_x = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d}^{\zeta} (u - \bar{u})^2 dz + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-d}^{\zeta} (u - \bar{u})(v - \bar{v}) dz \quad (4.12)$$

$$Dis_y = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-d}^{\zeta} (v - \bar{v})^2 dz + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d}^{\zeta} (u - \bar{u})(v - \bar{v}) dz \quad (4.13)$$

τ_{surf} et τ_{fond} les frottements au fond et en surface.

4.1.3 Paramétrisation de la dissipation turbulente

4.1.3.1 Fermeture turbulente sur la verticale

Afin de paramétriser les processus d'échange verticaux sous-mailles (non résolus par le modèle) différents modèles ont été testés. Ces processus sont représentés dans les équations du modèle par les coefficients de viscosité turbulente verticale N_z et de diffusion turbulente verticale K_z .

Le modèle de Pacanowsky et Philander (1981) est un modèle algébrique tandis que le modèle de Gaspar et al. (1990) est un modèle plus complexe de type k-l.

Ces deux modèles prennent en compte le nombre de Richardson estimé comme suit :

$$R_i = \frac{\frac{\partial b}{\partial z}}{\left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|^2}. \quad (4.14)$$

Ce nombre représente le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de mélange proportionnelles au cisaillement vertical du courant, $\left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|$ étant le cisaillement vertical local.

4.1.3.1.1 Modèle de Pacanowski et Philander Ce modèle établi à partir de mesures in-situ est une simple fonction du nombre de Richardson :

$$N_z = \frac{10^{-2}}{(1 + 5R_i)^2} + 10^{-4} \quad \text{et} \quad K_z = \frac{N_z}{(1 + 5R_i)} + 10^{-5}.$$

4.1.3.1.2 Modèle de Gaspar Ce modèle utilise une équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente sur la verticale alors que la longueur de mélange est déterminée algébriquement.

Le transport de l'énergie cinétique turbulente k est déterminée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial(N_z \frac{\partial k}{\partial z})}{\partial z} + P + A - \epsilon \quad (4.15)$$

où P représente le terme de production d'énergie turbulente par le cisaillement vertical de courant :

$$P = N_z \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (4.16)$$

où A est le terme de destruction d'énergie turbulente (amortissement par la stratification) :

$$A = -K_z \frac{\partial b}{\partial z} \quad (4.17)$$

où ϵ représente le terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, qui s'exprime en fonction de la longueur de mélange l_m :

$$\epsilon = \frac{C k^{3/2}}{l_m} \quad \text{avec } C = 0.7 \quad (4.18)$$

On relie ensuite la viscosité et la diffusion verticale turbulente à l'énergie cinétique turbulente :

$$N_z = c_k l_k k^{\frac{1}{2}} \quad (4.19)$$

$$K_z = N_z \quad (4.20)$$

avec c_k une constante égale à 0.1.

L'échelle de mélange l_k et la longueur de mélange l_m sont évaluées à chaque profondeur à partir des relations suivantes qui font intervenir les distances l_u et l_d qui sont les distances à parcourir vers le haut ou le bas par une particule fluide pour qu'elle convertisse son énergie cinétique turbulente en énergie potentielle. Gaspar et al. (1990) proposent :

$$l_m = (l_u l_d)^{\frac{1}{2}} \quad (4.21)$$

$$l_k = \min(l_u, l_d) \quad (4.22)$$

Les distances l_u et l_d sont évaluées à chaque profondeur à l'aide des formulations suivantes faisant intervenir k et la flottabilité b .

$$\int_z^{z+l_u(z)} (b(z') - b(z)) dz' = k(z) \quad (4.23)$$

$$\int_{z-l_d(z)}^z (b(z) - b(z')) dz' = k(z) \quad (4.24)$$

4.1.3.1.3 Modèle de Gaspar modifié Les vagues peuvent être à l'origine de changements importants du mélange turbulent dans la couche de surface. Différents modèles de fermeture turbulente ont été développés afin de prendre en compte l'effet des vagues sur le mélange vertical. Craig et Banner (1994) ont notamment développé un modèle de type $k-l$ dans lequel ils imposent une longueur de mélange minimale en surface telle que $l = \kappa z_0$ avec z_0 une longueur de rugosité. Cette longueur de rugosité correspond à la profondeur de déferlement des vagues responsables de l'augmentation du mélange turbulent en surface. Cette grandeur est ainsi reliée à la hauteur significative des vagues h_s (Terray et al., 1996, 2000) par l'expression : $z_0 = 1.6h_s$.

D'autre part, Craig et Banner (1994) préconisent d'ajouter un flux d'énergie cinétique turbulente en surface correspondant à la perte d'énergie des vagues :

$$N_z \frac{\partial k}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = \alpha u_*^3 \quad (4.25)$$

avec $\alpha \simeq 100$ et u_* est la vitesse de friction du vent dans l'eau.

Pour appliquer ce concept au modèle de Gaspar le flux en surface est ajouté. D'autre part la prise en compte de l'augmentation de la longueur de mélange en surface est réalisée en considérant que les longueur de mélange l_m et l_k valent au minimum $z_0 = 1.6h_s$ de la surface jusqu'à $z = -z_0$.

4.1.3.2 Dissipation horizontale

De même que sur la verticale, le modèle n'est pas capable de résoudre les processus sous-maille. Ils sont donc représentés par les termes de dissipation horizontale (pour la vitesse : ν_H) et de diffusion horizontale (pour les traceurs : K_H).

On utilise la paramétrisation de Smagorinsky (1963) pour calculer ces coefficients.

$$\nu_H = K_H = C dx dy \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2},$$

où C est un coefficient numérique constant fixé à 0.2.

4.1.4 Conditions aux limites

4.1.4.1 En surface

Les conditions au niveau de la surface s'écrivent en $z = \zeta$, sous la forme :

$$\rho_0 N_z \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{surf}^x \quad (4.26)$$

$$\rho_0 N_z \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_{surf}^y \quad (4.27)$$

$$K_z \frac{\partial T}{\partial z} = Q_T / \rho_0 C_p \quad (4.28)$$

$$K_z \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad (4.29)$$

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (4.30)$$

où C_p est la chaleur spécifique de l'eau de mer à pression constante, Q_T est le flux de chaleur absorbé par la mer en surface, ρ_0 la densité de référence de l'eau de mer et τ_{surf}^x et τ_{surf}^y les termes de friction en surface due au vent tels que :

$$\tau_{surf}^x = \rho_a C_d u_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2} \quad (4.31)$$

$$\tau_{surf}^y = \rho_a C_d v_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2} \quad (4.32)$$

où C_d est un coefficient de frottement, ρ_a est la densité de l'air et (u_w, v_w) sont les composantes de la vitesse du vent à 10 mètres au dessus de la surface.

Différentes formulations du coefficient de frottement du vent sont utilisées dont celles de Large et Pond (1981), de Smith et Blanke (1975) et de Geernaert et al. (1987). Le coefficient de frottement dépend du régime d'écoulement au dessus de la surface et donc de l'intensité du vent :

Soit $U = \sqrt{u_w^2 + v_w^2}$ l'intensité du vent à 10 m, alors

Large et Pond : $C_d = 10^{-3}(0.49 + 0.065U)$ si $U > 11$ m/s sinon $C_d = 0.0012$

Smith et Banke : $C_d = 10^{-3}(0.63 + 0.066U)$

Geernaert : $C_d = 10^{-3}(0.43 + 0.097U)$

Les flux de chaleur en surface et le vent à 10 m sont fournis par des modèles atmosphériques. Différents modèles sont utilisés. Les modèles ALADIN (10 km de résolution) et ARPEGE (50 km de résolution) fournis par Météo-France sont associés afin de renseigner respectivement sur les champs de vent et sur les flux de chaleur. Un autre modèle de résolution plus fine (3 km) a également pu être testé. Ce modèle implémenté à partir du modèle atmosphérique MM5 (Fifth-Generation NCAR / Penn State Mesoscale Model) et forcé aux limites par les champs réanalysés NCEP (National Center for Environmental Prediction) fournit à la fois les champs de vent et les flux de chaleur.

4.1.4.2 Au fond

Les conditions au fond s'écrivent en $z = -d$:

$$\rho_0 N_z \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = (\tau_{fond}^y, \tau_{fond}^x) \quad (4.33)$$

$$K_z \left(\frac{\partial S}{\partial z}, \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.34)$$

$$w = -u \frac{\partial d}{\partial x} - v \frac{\partial d}{\partial y} \quad (4.35)$$

τ_{fond}^x et τ_{fond}^y sont les composantes de la tension de cisaillement sur le fond calculés en fonction de la vitesse du fond (à la cote z_u). Le calcul du frottement fait l'hypothèse d'un profil de courant logarithmique au voisinage du fond :

$$\tau_{fond}^x = \rho_0 C_D u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.36)$$

$$\tau_{fond}^y = \rho_0 C_D v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.37)$$

C_D est un coefficient de frottement (formulation de type Chézy) défini par : $C_D = \left(\frac{\kappa}{\log \frac{z_u}{z_0}} \right)^2$, où z_0 est la longueur de rugosité. Elle est prise égale à 0.0035 m. κ est la constante de von Karman et vaut 0.4.

4.1.4.3 Aux frontières latérales

Aux limites ouvertes du domaine, l'élévation de surface libre ζ est prescrite. La salinité et la température sont advectés dans le domaine à condition que les flux soient entrants. Ce type de condition aux limites est utilisé dans le cas d'un emboîtement classique (de type "1 WAY"). Dans ce type d'emboîtement, le calcul sur une grille de petite emprise est réalisé après avoir effectué l'intégralité du calcul sur une grille de plus grande emprise. Un autre mode de couplage est également utilisé. Dans cette autre technique, appelée emboîtement "2-WAY", les deux grilles d'emprises et de résolutions différentes sont intégrées et le calcul sur chacune des grilles est effectué simultanément. Les flux sortants du modèle grossier (grille mère) vers le modèle fin (grille fille) sont ainsi pris en compte comme dans la méthode classique. Cette technique permet surtout d'utiliser en entrée du modèle grossier (à la limite entre les deux

modèles) les flux sortant du modèle fin calculés par ce dernier. Il existe ainsi une rétroaction de la grille fille vers la grille mère.

La méthode AGRIF (Adaptative Grid Refinement In Fortran) développée par Debreu et al. (2008) et implémentée dans le modèle MARS-3D est utilisée.

4.1.4.3.1 Description du zoom AGRIF L'emboîtement AGRIF entre les deux grilles est présenté figure 4.1 dans le cas d'un raffinement r égal à 3. Chaque maille mère est ainsi recouverte par r^2 mailles filles. Afin de forcer la grille fille à ses limites, la grille mère impose ses conditions d'élevation et de flux (température, salinité...) à la grille fille à l'extérieur du domaine de recouvrement (cellules vertes). La rétroaction de la grille fille vers la grille mère a lieu lors d'une étape "d'update". La moyenne des variables sur l'ensemble des r^2 mailles filles est imposée à la maille mère coïncidente pour chacun des niveaux σ . Pour des soucis de conservation de masse, dans le modèle MARS-3D l'update n'est effectué que pour les traceurs (température, salinité...). L'élevation et les vitesses de la grille mère dans la zone de recouvrement sont calculés par cette dernière indépendamment du calcul de la grille fille.

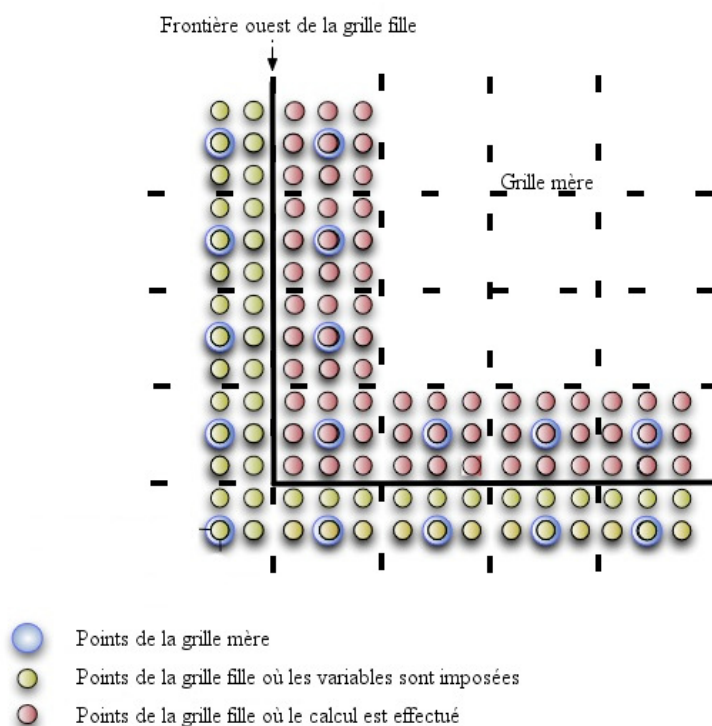


FIG. 4.1 – Schéma de l'emboîtement AGRIF.

Cette technique d'emboîtement nécessite un traitement préalable sur les bathymétries des deux grilles. Afin d'assurer une continuité des flux d'eau et de matière à la frontière, les sections de recouvrement sont mises en conformité. La mise en conformité consiste à modifier la bathymétrie de la grille mère de manière à ce que les sections de recouvrement aient la même surface. A l'intérieur du domaine de recouvrement, le volume des mailles mères est également mis en conformité de manière à égaliser la somme des volumes des r^2 mailles coïncidentes.

4.1.5 Principe de résolution numérique

Les équations différentielles décrites précédemment sont discrétisées puis résolues par la technique des différences finies. La discrétisation des équations est effectuée suivant une grille

de type C (Arakawa et Lamb, 1977). Ainsi, l'élévation de la surface libre et les concentrations en traceurs sont définis au centre des mailles, tandis que les composantes du courant le sont sur leurs bords. Sur la verticale, les vitesses horizontales et les concentrations sont calculées au niveau σ qui coïncide avec le centre de la maille.

Ce modèle est construit sur une séparation des modes internes et externes (Blumberg et Mellor, 1987). Le mode externe, qui fournit l'élévation de la surface libre et les courants barotropes, est couplé au mode interne, qui fournit les champs de courant et de traceurs dans les trois dimensions. Les équations du mouvement selon les deux axes horizontaux sont découplées selon une méthode de type ADI (Alternating Direction Implicit (Leendertse et Gritton, 1971)) : à un demi-pas de temps, on résout les équations suivant l'axe Ox (ligne par ligne), au demi-pas de temps suivant, on résout les équations suivant l'axe Oy (colonne par colonne).

Les équations de ces deux modes sont résolues séparément mais avec le même pas de temps à l'aide d'une méthode itérative, décrite par Lazure et Dumas (2007), permettant l'ajustement progressif des deux modes.

L'advection des variables et de la quantité de mouvement, réalisée à chaque demi pas de temps, est très peu diffusive grâce à l'utilisation sur l'horizontale d'un schéma QUICK (Leonard, 1979) remplacé par un schéma UPWIND (décentré amont) dans les cas de fort gradient.

Le pas de temps variable est ajusté selon la vitesse du courant horizontal maximum observé pendant une période définie. Le calcul est ainsi effectué avec le plus grand pas de temps acceptable tout en respectant le critère de stabilité CFL, contraint par le schéma d'advection horizontale explicite :

$$\Delta t < 0.5 \frac{\min(\Delta X, \Delta Y)}{\max(u, v)}$$

4.2 Développement d'un modèle régional

4.2.1 Stratégie de modèles emboîtés

Afin de simuler la dynamique sédimentaire dans le Golfe du Lion et compte tenu de l'importance des apports du Rhône et du besoin de modéliser finement les processus à l'embouchure du Rhône, une succession de modèles emboîtés a été mise en place afin de résoudre la dynamique aux différentes échelles concernées. Un premier modèle nommé MENOR (figure 4.2) de résolution horizontale 1.2 km et couvrant l'ensemble de la Méditerranée Nord Occidentale est utilisé afin de fournir les conditions aux limites au modèle d'emprise inférieur GOL. Ce modèle MENOR est lui même forcé aux limites par les champs fournis par le modèle utilisé dans le cadre du projet européen MFSTEP (Mediterranean Forecasting System Toward Environmental Predictions)(<http://www.bo.ingv.it/mfstep>).

Le modèle GOL est une extraction du modèle MENOR et a été créé afin de réduire considérablement l'emprise et donc les temps de calcul. Ce modèle a une résolution horizontale de 1.2 km et 30 niveaux σ verticaux et couvre l'ensemble du Golfe du Lion (figure 4.3). Il est emboîté dans le modèle de rang supérieur à l'aide d'une technique de couplage "1-WAY". Le pas de temps de ce modèle varie entre 100 et 300 s.

Un dernier modèle de résolution fine (240 m et 30 niveaux σ) nommé PRODELTA a également été implémenté à proximité de l'embouchure du Grand Rhône (figure 4.4). Ce modèle est utilisé soit indépendamment à l'aide d'un couplage de type "1-WAY", soit à l'aide de la technique de couplage AGRIF directement dans le modèle GOL. Ce modèle a un pas de temps compris entre 20 et 60 s.

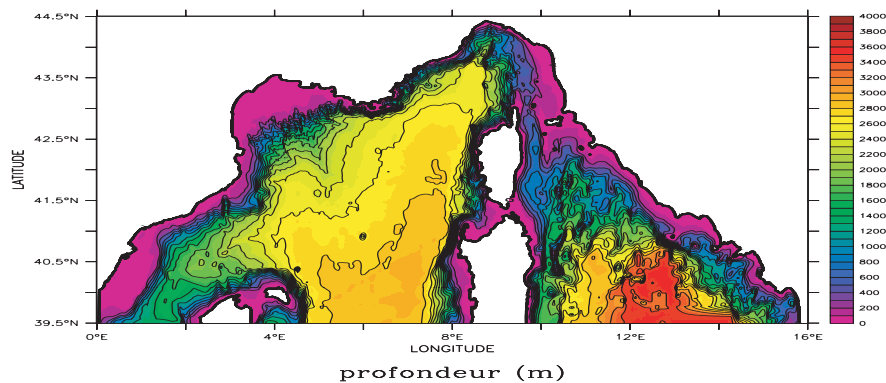


FIG. 4.2 – Emprise et bathymétrie (m) du modèle MENOR.

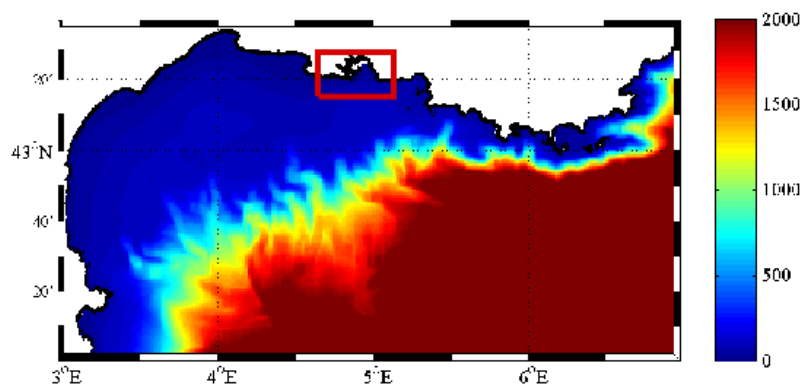


FIG. 4.3 – Emprise et bathymétrie (m) du modèle GOL et position du zoom PRODELTA

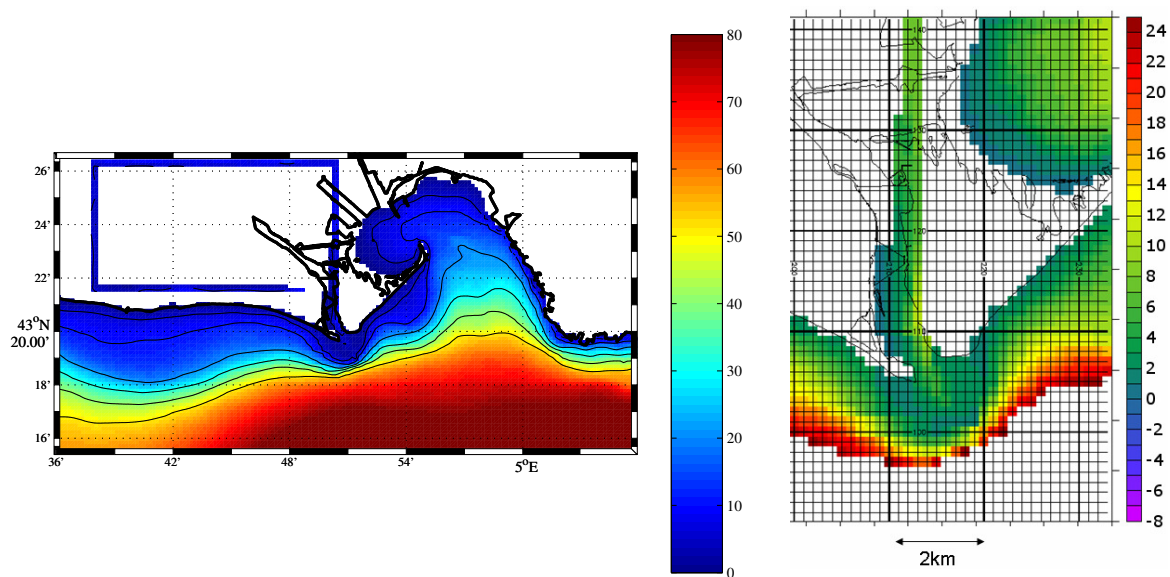


FIG. 4.4 – Emprise et bathymétrie (m) du modèle PRODELTA et zoom sur le prodelta du Rhône.

L'implémentation de ce zoom est notamment imposée par le stockage important de radioéléments observé au niveau de la proche embouchure (cf. § 2.5.3). La dynamique des radioéléments est donc fortement contrainte par la dynamique de la proche embouchure. Ce modèle de petite emprise a ainsi pour but de reproduire la dynamique à cette échelle et de déterminer au mieux les flux de sédiments et de radioéléments associés issus du Rhône dans le Golfe du Lion. Afin d'obtenir une description précise des processus à l'embouchure, une bathymétrie précise du prodelta du Rhône (Maillet et al., 2006) a été intégrée à ce modèle (figure 4.4).

4.2.2 Prise en compte du Rhône

Les débits solides et liquides étant connus en Arles, le Rhône a été pris en compte dans le modèle depuis Arles jusqu'à l'embouchure sur une 50^{aine} de kilomètres afin d'obtenir des apports optimums au niveau du prodelta. Le Rhône est représenté de manière schématique par un canal droit avec trois angles droits afin de ne pas augmenter inutilement la matrice de calcul (figure 4.4). Afin de respecter les sections pour un débit moyen, les largeurs moyennes du Rhône ont été calculées à partir de sa bathymétrie en considérant une cote moyenne de 1.8 m en Arles et en supposant que la ligne d'eau moyenne varie linéairement depuis Arles jusqu'à l'embouchure (où la cote est supposé nulle). Dans l'optique de respecter à la fois les sections mais également les profondeurs moyennes, les mailles régulières du modèle ne conviennent pas. Une adaptation au modèle a été mise en place de manière à imposer la largeur des mailles calculée.

En supposant que la largeur de chaque maille suivant l'axe (Oy) est élargie ou diminuée par un facteur multiplicatif *goulet*, les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement sont modifiées après discrétisation. Les bilans sont effectués sur les sections de surface $h\Delta y \times goulet$ et sur les volumes oscillants $h\Delta y\Delta x \times goulet$. Cependant la position du centre des mailles reste inchangée et les opérateurs gradients ne sont donc pas modifiés (figure 4.5). Les termes de gradient de pression ou les gradients de flux advectifs selon l'axe (Oy) sont donc erronés. Cependant, la largeur du canal ne dépasse pas deux mailles et le courant dans le canal est donc quasi-unidirectionnel. Les termes de gradient selon l'axe (Oy) sont du second ordre et l'erreur commise est donc négligeable.

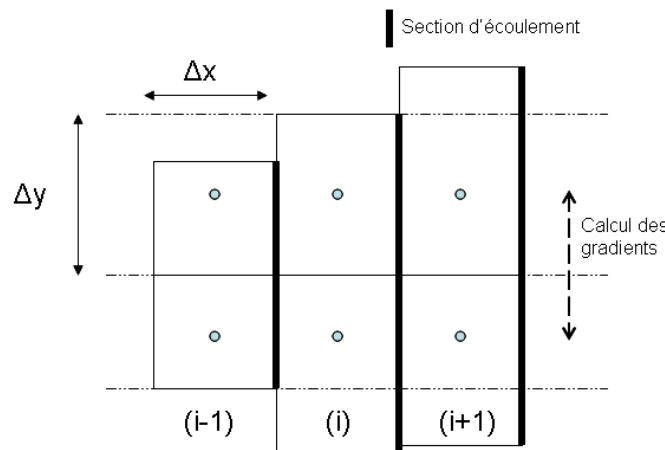


FIG. 4.5 – Schéma de la modification des sections d'écoulement de largeur Δy

Une bathymétrie du Rhône fournie par le CEREGE (Antonelli, 2002) a été utilisée pour construire le maillage. Le Rhône étant chenalisé, les deux mailles de largeur du chenal ne sont pas identiques, l'une des mailles étant chargée de représenter le chenal principal. La bathymétrie

ainsi que la largeur des sections de la partie amont du chenal du Rhône sont représentées sur la figure 4.6. En amont, au niveau de Arles, le chenal du Rhône ne possède qu'une seule maille afin de respecter l'endiguement imposé au Rhône durant sa traversée de la ville.

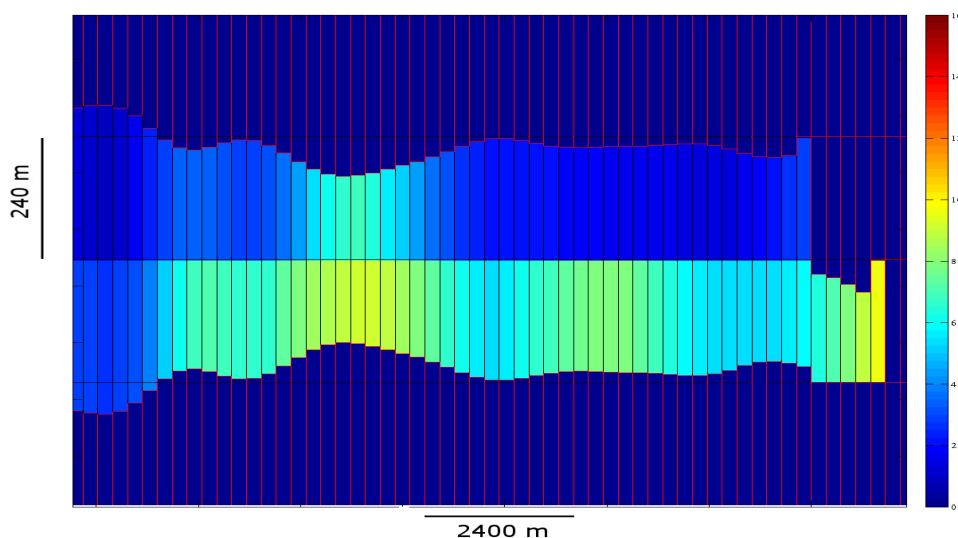


FIG. 4.6 – Maillage et bathymétrie (m) du Rhône amont. Arles est situé à l'extrémité droite du maillage.

C'est à l'extrémité de ce chenal qu'est injectée la quantité d'eau correspondant au débit du Rhône. Les débits utilisés sont fournis par la Compagnie Nationale du Rhône au niveau de Beaucaire. On considère que le débit en Arles est égal à 90 % de celui de Beaucaire. Les 10 % restant sont injectés en une maille située au niveau de l'embouchure du Petit Rhône.

4.3 Modélisation des états de mer

4.3.1 Présentation des modèles SWAN et Wave Watch III

Les vagues sont généralement décrites à l'aide de la densité d'énergie E en fonction des paramètres des vagues comme le nombre d'onde k , la fréquence relative ou intrinsèque angulaire $\sigma = 2\pi f_r$ (observée dans le référentiel qui se déplace à la vitesse du courant moyen), la fréquence absolue angulaire $\omega = 2\pi f_a$ (observée dans un référentiel fixe) et la direction normale à la crête θ (déterminée à partir du Nord géographique).

Dans la théorie linéaire, ces paramètres sont reliés entre eux à l'aide de la relation de dispersion et d'une équation de type Doppler :

$$\sigma = \sqrt{gk \tanh(kh)} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{U}, \quad (4.38)$$

où g est l'accélération de la gravité, h la hauteur d'eau (moyennée sur le champs de vagues) et \vec{k} est le vecteur nombre d'onde d'intensité k et de direction θ .

Compte tenu des relations qui existent entre ces variables, le spectre n'est fonction que de deux variables indépendantes (notées α) choisies parmi \vec{k} , k , θ , ω et σ , plus une variable de temps et deux variables spatiales, i.e $E(x,y,\alpha,t)$. Pour simplifier les notations, la dépendance des termes en x , y , et t pourra être omise par la suite, i.e $E(\alpha)$.

Dans le cas de la théorie linéaire lorsque les variations de profondeur et de courant sont lentes, la conservation du nombre de crêtes et l'hypothèse d'irrotationnalité des vagues permettent de déterminer les vitesses de propagation suivant les variables citées précédemment (Mei, 1983) :

$$c_x = \frac{dx}{dt} = c_g \sin \theta + U \quad (4.39)$$

$$c_y = \frac{dy}{dt} = c_g \cos \theta + V \quad (4.40)$$

$$c_\omega = \frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial t} + \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \quad (4.41)$$

$$c_\sigma = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\partial \sigma}{\partial h} \left[\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} h \right] - c_g \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial s} \quad (4.42)$$

$$c_\theta = \frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{k} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial m} + \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial m} \right) \quad (4.43)$$

$$c_k = \frac{dk}{dt} = -\frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial s} - \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial s} \quad (4.44)$$

où s est une coordonnée dirigée dans la direction de propagation θ , m une coordonnée normale à s , $\vec{U}(U, V)$ le courant susceptible de varier lentement dans le temps et l'espace et $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient spatial.

c_g est l'amplitude de la vitesse de groupe donnée par :

$$c_g = \frac{\partial \sigma}{\partial k} = \left[\frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh^2 kh} \right] \frac{\sigma}{k} \quad (4.45)$$

et l'opérateur d/dt est défini par :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U} + \vec{C}_g) \cdot \vec{\nabla} \quad (4.46)$$

La fréquence absolue ω apparaît comme un invariant des vagues lorsque le niveau d'eau et les courants sont stationnaires contrairement à la fréquence intrinsèque σ qui évolue en présence de gradients de vitesse même en régime stationnaire.

Dans le cas où la propagation des vagues se fait dans un milieu animé d'un courant, l'énergie n'est pas conservée puisque les vagues échangent de l'énergie avec le courant moyen. Dans un tel milieu seule la densité d'action $N = E/\sigma$ est conservée (Bretherton et Garrett, 1968).

L'équation dynamique résolue est donc celle de la conservation de l'action :

$$\frac{\partial N(x, y, \alpha, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{dx}{dt} N(x, y, \alpha, t) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{dy}{dt} N(x, y, \alpha, t) \right] + \vec{\nabla}_\alpha \cdot \left[\frac{d\alpha}{dt} N(x, y, \alpha, t) \right] = \frac{S(x, y, \alpha, t)}{\sigma} \quad (4.47)$$

où $\vec{\nabla}_\alpha$ est l'opérateur gradient dans l'espace α , $d\alpha/dt$ la vitesse de propagation dans ce même espace et S est le terme source de l'équation.

Le premier terme du membre de gauche décrit la variation locale de la densité d'action, les deux termes suivants correspondent à la propagation spatiale et incluent le "shoaling". Le dernier terme de gauche correspond à la redistribution de l'énergie à travers le spectre. Dans l'espace des directions θ , ce transfert d'énergie est lié à la réfraction par la bathymétrie et les courants et dans l'espace des fréquences absolues ω , il correspond à un transfert de fréquences lié à la variation temporelle des courants et du niveau d'eau. Notons qu'en résolvant ainsi l'équation en se basant sur la théorie linéaire, les phénomènes de diffraction ne peuvent être pris en compte.

Pour les applications à grande échelle, l'équation de l'action est transformée en coordonnées sphériques suivant la latitude ϕ et la longitude λ (Komen et al., 1994).

$$N(\alpha, x, y, t) d\alpha dx dy = N(\alpha, \phi, \lambda, t) d\alpha d\phi d\lambda \quad (4.48)$$

$$\text{d'où } N(\alpha, \phi, \lambda, t) = N(\alpha, x, y, t) / (R^2 \cos \phi)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial c_\phi N \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{\partial c_\lambda N}{\partial \lambda} + \frac{\partial c_\alpha N}{\partial \alpha} = \frac{S}{\sigma} \quad (4.49)$$

avec (en s'imposant au moins θ comme variable de α)

$$c_\phi = c_y / R \quad (4.50)$$

$$c_\lambda = c_x / (R \cos \phi) \quad (4.51)$$

$$\begin{aligned} c_{\theta g} = c_\theta + c_{\theta\phi} &= -\frac{1}{k} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial m} + \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial m} \right) + c_g \sin \theta \tan \phi / R \\ &= \frac{1}{kR} \left(\sin \theta \frac{\partial \omega}{\partial \phi} - \frac{\cos \theta}{\cos \phi} \frac{\partial \omega}{\partial \lambda} \right) + c_g \sin \theta \tan \phi / R \end{aligned} \quad (4.52)$$

où $c_{\theta\phi}$ correspond au lent changement de direction de l'angle de propagation des vagues dû à la courbure de la Terre. En effet les vagues se propagent le long de grands cercles autour de la Terre, et leur direction par rapport au Nord change donc le long de cette trajectoire.

Les paramétrisations des processus physiques des termes sources incluent :

- la croissance due à l'action du vent : interactions vent-vague (S_{in})
- les interactions non linéaires vague-vague (résonance) (S_{nl})
- la dissipation (S_{ds}) dont les interactions vague-fond ($S_{ds,b}$) et le "whitecapping" ($S_{ds,w}$)

Le terme source S se décompose donc en plusieurs parties :

$$S(\alpha) = S_{in}(\alpha) + S_{nl}(\alpha) + S_{ds}(\alpha) \quad (4.53)$$

Par convention les termes sources sont formulés sans prendre en compte les courants. Si l'on considère les courants, les formulations sont valables dans le repère mobile. Elles sont donc adaptées au repère fixe en effectuant quelques modifications sur la vitesse du vent et sur l'effet du courant sur la couche limite de fond.

Pour notre application, deux modèles construits sur le principe de conservation de l'action ont été utilisés.

WaveWatch III (WW3) est un modèle de vagues de 3^{ème} génération développé par NOAA-/NCEP/NWS (Tolman, 2002a) dans l'esprit du modèle WAM (WAMDI Group, 1988; Komen et al., 1994). Il est issu du modèle WaveWatch I, développé à Delft University of Technology (Tolman, 1991), et du modèle WaveWatch II, développé à la NASA, au Goddard Space Flight Center (Tolman, 1992). Cependant, WaveWatch III diffère de ses prédécesseurs en plusieurs points importants tels que les équations du mouvement, la structure du modèle, les méthodes numériques et les paramétrisations physiques. Les paramétrisations des processus physiques incluses dans le modèle ne prennent pas en compte les conditions où les vagues sont fortement limitées par la profondeur, ce qui en fait un modèle essentiellement applicable sur des échelles spatiales plus grandes que 1 à 10 km et en dehors de la zone de ressac. Ce modèle a été appliqué avec succès, à l'échelle globale et régionale, en différents endroits dans le monde (Tolman, 2002b; Chu et al., 2004) et notamment en Méditerranée Occidentale (Ardhuin et al., 2007).

Dans WW3, l'équation de conservation du spectre de l'action est résolue en $\alpha=(k,\theta)$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_x N}{\partial x} + \frac{\partial c_y N}{\partial y} + \frac{\partial c_k N}{\partial k} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S}{\sigma} \quad (4.54)$$

Pour sa part, le modèle de vagues de 3^{ème} génération SWAN développé à Delft Hydraulics (Booij et al., 1999; Ris et al., 1999) permet de décrire la génération et la propagation des vagues en milieu côtier lorsque les phénomènes de diffraction et de réflexion sont faibles. Il est issu du modèle HISWA développé dans le même laboratoire (Holthuijsen et al., 1989). Le modèle, qui prend en compte le déferlement bathymétrique, a été testé, à la fois dans la zone de déferlement et en dehors, par de nombreux auteurs (Ou et al., 2002; Cheung et al., 2003; Castelle et al., 2006).

Dans SWAN l'équation de conservation du spectre de l'action est résolue en $\alpha=(\sigma,\theta)$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial c_x N}{\partial x} + \frac{\partial c_y N}{\partial y} + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial \sigma} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S}{\sigma} \quad (4.55)$$

4.3.2 Implémentation des modèles

Pour l'application à la dynamique sédimentaire dans le Golfe du Lion, trois modèles ont été implémentés afin d'obtenir une résolution suffisamment fine au niveau du prodelta du Rhône compte tenu des gradients bathymétriques importants (figure 4.7). Le modèle WW3 de grande emprise, mis en place par le SHOM (Ardhuin et al., 2007), incluant l'ensemble de la Méditerranée nord occidentale a été utilisé afin de simuler correctement les houles formées loin de notre zone d'intérêt mais susceptibles de se propager dans le Golfe du Lion. Ce modèle d'une résolution horizontale de 0.1 ° permet de forcer un modèle SWAN de résolution 1.2 km à ses limites. La grille de ce modèle, centrée sur la partie nord du Golfe du Lion, est une extraction de la grille du modèle hydrodynamique GOL. Enfin, un modèle SWAN dont la grille est identique à celle du modèle hydrodynamique PRODELTA a été emboîté dans le modèle SWAN de rang supérieur.

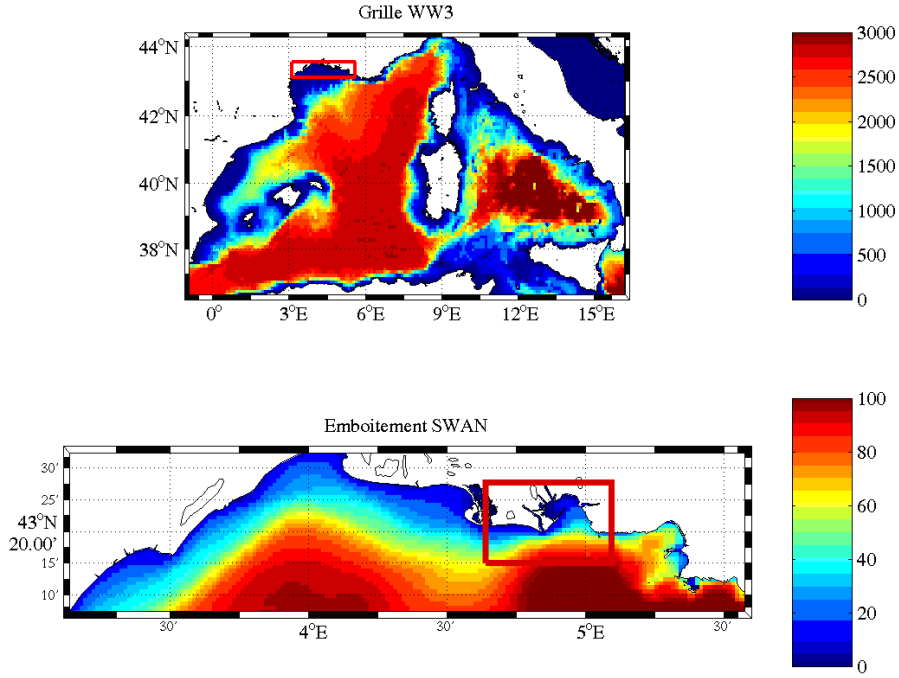


FIG. 4.7 – Emprise et bathymétrie des modèles de vague.

4.3.3 Prise en compte des vagues dans les modèles hydrodynamiques

Les différents processus associés à la propagation des vagues (shoaling, réfraction, déferlement) engendrent des variations brutales des paramètres qui leur sont associés. Ces variations sont à l'origine d'échanges de masse et de quantité de mouvement entre les vagues et le courant. Longuet-Higgins et Stewart (1960) ont introduit les "tensions de radiation" pour décrire physiquement l'action du champ de vague sur la circulation, dans le cas où la masse d'eau n'est pas sujette à un courant moyen. Ces tenseurs, de la même manière que les tenseurs de Reynolds, représentent un flux de quantité de mouvement dû à la moyenne des vitesses et pressions des vagues sur une période de vague. Différentes formulations ont par la suite été introduites pour prendre en compte ces processus d'échange en présence d'un courant moyen. Dans un premier temps, l'effet des vagues sur la circulation a été intégré dans les équations de conservation barotropes (équations de quantité de mouvement et de continuité intégrées sur la verticale) (Phillips, 1977) avant d'être étendu aux équations tridimensionnelles (Dolata et Rosenthal, 1984; Xie et al., 2001; Mellor, 2003; Denamiel, 2006; Rasche, 2007).

La formulation de Phillips (1977) qui permet de résoudre le transport total est présentée ci dessous :

On note $\bar{\phi}$ la moyenne sur une période de vague de la fonction ϕ . On définit le flux de masse total $M = (M_x, M_y)$ résultant du transport induit par les vagues noté \tilde{M} et du transport moyen lié au courant noté \widehat{M} tel que :

$$M_j = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho u_j dz} \quad (4.56)$$

$$\widehat{M}_j = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho \widehat{u}_j dz} \quad (4.57)$$

$$\tilde{M}_j = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho \tilde{u}_j dz} \quad (4.58)$$

En intégrant les équations de Navier Stokes et en les moyennant sur une période de vague, on obtient les équations suivantes :

- équation de continuité,

$$\frac{\partial \rho \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial M_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.59)$$

- équation du mouvement sur l'horizontale,

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{M_i M_j}{\rho \bar{h}} \right) + \rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} = - \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\tilde{M}_i \tilde{M}_j}{\rho \bar{h}} \right) \quad (4.60)$$

où S_{ij} sont les tensions de radiation telles que définies par Longuet-Higgins :

$$S_{ij} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (P \delta_{ij} + \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j) dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 \delta_{ij} \quad (4.61)$$

Les termes de pression n'interviennent que dans les termes S_{jj} car la pression est une contrainte normale. Dans le cas d'une houle monochromatique, la théorie linéaire donne une expression des tensions de radiation :

$$S_{xx} = \rho_w g E \frac{C_g}{C_\phi} \cos^2 \theta + \rho_w g \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C_\phi} - 1 \right) \quad (4.62)$$

$$S_{yy} = \rho_w g \left[E \frac{C_g}{C_\phi} \sin^2 \theta + \frac{E}{2} \left(2 \frac{C_g}{C_\phi} - 1 \right) \right] \quad (4.63)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho_w g E \frac{C_g}{C_\phi} \sin \theta \cos \theta \quad (4.64)$$

où l'énergie des vagues $E = \frac{1}{2} a^2$, avec a l'amplitude des vagues. C_g et C_ϕ sont respectivement les vitesses de groupe et de phase. Ce sont donc les gradients de l'énergie des vagues qui vont être à l'origine de la circulation induite par les vagues. Dans le cas où la houle se propage sur un fond plat, il n'y a pas de modification des paramètres de vagues et les tensions de radiation restent uniformes. Il n'y aura alors pas d'influence sur la circulation puisque ce sont les gradients qui induisent un échange de quantité de mouvement. L'effet des tensions de radiation a de l'importance essentiellement en zone littorale lorsque shoaling et déferlement modifient fortement l'énergie des vagues.

4.3.3.1 Application au modèle régional MARS-3D mis en place

La formulation proposée par Phillips est couramment utilisée pour la modélisation de la zone côtière. Cette formulation résout la quantité de mouvement totale M liée à la combinaison des vagues et de la circulation. Les vagues et les courants ont des dynamiques très différentes, et cette formulation, qui traite conjointement les deux dynamiques, suppose que les paramètres (notamment de mélange) sont identiques pour les deux. C'est pour cette raison que certains auteurs (Smith, 2006) proposent de découpler la circulation liée aux vagues et la circulation moyenne. La formulation de Philipps présente cependant l'avantage d'être mis en oeuvre dans les modèles hydrodynamique de manière relativement simple et c'est pourquoi cette formulation est utilisée dans notre modèle.

Dans le modèle hydrodynamique MARS-3D l'équation du mouvement est résolue sous forme non-conservative et on résout donc pour le 2D l'équation suivante :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} = - \frac{1}{\rho \bar{h}} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.65)$$

où $U_j = M_j/(\rho\bar{h})$ correspond à la vitesse moyenne sur la verticale. Cette vitesse est donc la somme de la vitesse moyenne liée au courant et de la contribution de la dérive de Stokes redistribuée sur la verticale. Le terme $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\tilde{M}_i \tilde{M}_j}{\rho h} \right)$, d'ordre élevé en cambrure de vague, est négligé dans cette équation (Phillips, 1977).

Le forçage par les vagues est considéré comme étant barotrope dans notre modèle. Cependant, afin d'assurer la convergence entre le mode barotrope et le mode barocline, les forces induites par les contraintes de radiation sont intégrées également dans le modèle 3D en redistribuant cette force sur toute la hauteur d'eau. Dans le modèle, ce forçage est assimilé à une force similaire au gradient de pression atmosphérique.

L'équation de continuité n'a pas besoin d'être modifiée, puisque MARS-3D résout désormais les vitesses totales. Néanmoins, si l'on veut obtenir les vitesses liées au courant uniquement, il convient de retrancher aux vitesses obtenues la contribution de la dérive de Stokes. En utilisant les vitesses des vagues issues de la théorie linéaire (houle de Stokes au 1^{er} ordre), on peut déterminer le transport lié aux vagues et également obtenir le transport lié au seul courant :

$$\hat{M}_j = M - \tilde{M}_j \quad (4.66)$$

$$\text{avec } \tilde{M}_j = \int_{-d}^{\zeta} \rho \tilde{u}_j dz \quad (4.67)$$

$$= \rho_w g \frac{E}{C_\phi} \frac{k_j}{k} \quad (4.68)$$

4.3.3.1.1 Calcul des tensions de radiation dans le modèle Il convient d'obtenir les contraintes de radiation pour pouvoir intégrer l'effet des vagues sur la circulation dans le modèle hydrodynamique. Plusieurs solutions sont envisageables pour déterminer les tensions de radiation. Soit les tensions de radiation peuvent être déterminées à partir des paramètres de vagues calculés (hauteur, direction et période) en utilisant les équations de la théorie linéaire (équations 4.62, 4.63 et 4.64), soit elles peuvent être obtenues directement depuis un modèle de génération/propagation de vague. Le modèle de vague SWAN propose en effet de sortir directement les forces de radiation et ces forces sont alors le résultat d'une intégration sur tout le spectre fréquence-direction. Différents tests ont été réalisés afin de déterminer une méthode convenable pour obtenir les contraintes de radiation à l'échelle du modèle hydrodynamique PRODELTA. On ne dispose pas toujours de sorties de modèle de vague à la même résolution que le modèle de circulation et il est important de contrôler l'effet de la méthode de calcul des forces de radiation lorsqu'on ne dispose pas directement des forces de radiation aux points de maille du modèle hydrodynamique. Une interpolation/extrapolation, soit des forces de radiation, soit des paramètres de vague fournis par le modèle de plus grande emprise est alors nécessaire.

L'analyse des différentes méthodes de calcul testées figure dans l'annexe F. Finalement, dans notre application où des simulations réalistes sont mises en place, les états de mer sont la plupart du temps spectraux et nécessitent donc d'être résolus sur la même grille que la grille de calcul hydrodynamique, afin de bien prendre en compte l'effet de la circulation induite par les vagues. Cette étude nous impose de mettre systématiquement en place un calcul SWAN sur la grille PRODELTA afin de fournir au zoom hydrodynamique directement les forces de radiations. Dans le reste du Golfe du Lion, le modèle SWAN fournit les forces au modèle hydrodynamique de moyenne échelle sur une partie du domaine seulement. Cependant, comme indiqué en annexe F, le forçage par les vagues résolu à cette échelle est probablement largement sous-estimé.

4.3.3.1.2 AGRIF et les tensions de radiation Afin d'assurer une continuité aux limites du modèle de plus haute résolution, les tensions de ce dernier sont injectées dans le modèle de

plus grande emprise en faisant la moyenne des contraintes sur l'ensemble des mailles coïncidentes. En assurant une bonne cohérence entre les forçages des deux grilles, on évite ainsi que les flux sortants du domaine ne rebondissent au niveau des frontières.

4.3.4 Paramétrisation de la vitesse induite par les vagues sur le fond

Le paramètre que l'on utilise pour le couplage du modèle de vague avec le modèle sédimentaire, présenté dans le paragraphe suivant, est la contrainte de cisaillement sur le fond. Cette contrainte est calculée directement à partir de la vitesse orbitale au fond U_b . SWAN propose la vitesse orbitale au fond en sortie de modèle mais pas WW3. L'ensemble du domaine GOL n'étant pas couvert par un modèle SWAN, il convient de savoir comment calculer cette grandeur. Une discussion sur la méthode de calcul à privilégier figure en annexe G. On propose de calculer la vitesse orbitale au fond en faisant l'hypothèse d'une houle monochromatique équivalente de hauteur $h_{rms} = h_s/\sqrt{2}$ et de période égale à celle du pic. On obtient ainsi :

$$U_b = \frac{\pi h_{rms}}{\sqrt{2}T_p \sinh(2\pi h/L)} \quad (4.69)$$

4.4 Modèle sédimentaire

4.4.1 Modèle de couche limite de fond

Le lit des rivières, des estuaires et les plateaux continentaux sont rarement plats et la présence d'une topographie de petite échelle crée des gradients de pression qui modifient les champs de vitesse près du fond. Ces irrégularités de fond, appelées rugosités, sont de plusieurs types (rugosité de grain, rugosité lié au transport par charriage, et rugosité de forme).

Le cisaillement de fond total, τ , qui influe sur l'écoulement est contrôlé par les formes du fond et par la rugosité de peau. Du point de vue de la dynamique des sédiments il convient de distinguer la contrainte totale τ de la contrainte de peau τ_{sf} (sf pour "skin friction"), qui est celle à prendre en compte pour la mise en mouvement des particules (Dyer, 1980). Les rugosités de forme, qui influencent l'écoulement, sont également susceptibles de modifier de manière non négligeable les contraintes de peau.

Afin de déterminer les contraintes de peau en présence de rides (qui, elles, génèrent des rugosités de forme), Smith et McLean (1977) ont proposé un modèle de couche limite de fond. Le fluide est composé de deux couches près du fond (une couche de fond interne notée IBL et une couche de fond externe notée OBL). Le profil de vitesse dans chacune des couches est supposé suivre un profil logarithmique tel que modélisé par Prandtl (figure 4.8).

On a ainsi,

$$u(z) = \frac{u_{*sf}}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_{0s}}\right) \quad , \text{ dans l'IBL (Internal Boundary Layer)} \quad (4.70)$$

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad , \text{ dans l'OBL (Outer Boundary Layer)} \quad (4.71)$$

où z_{0s} est la rugosité de peau (liée aux grains) et z_0 est la rugosité totale (liée aux formes).

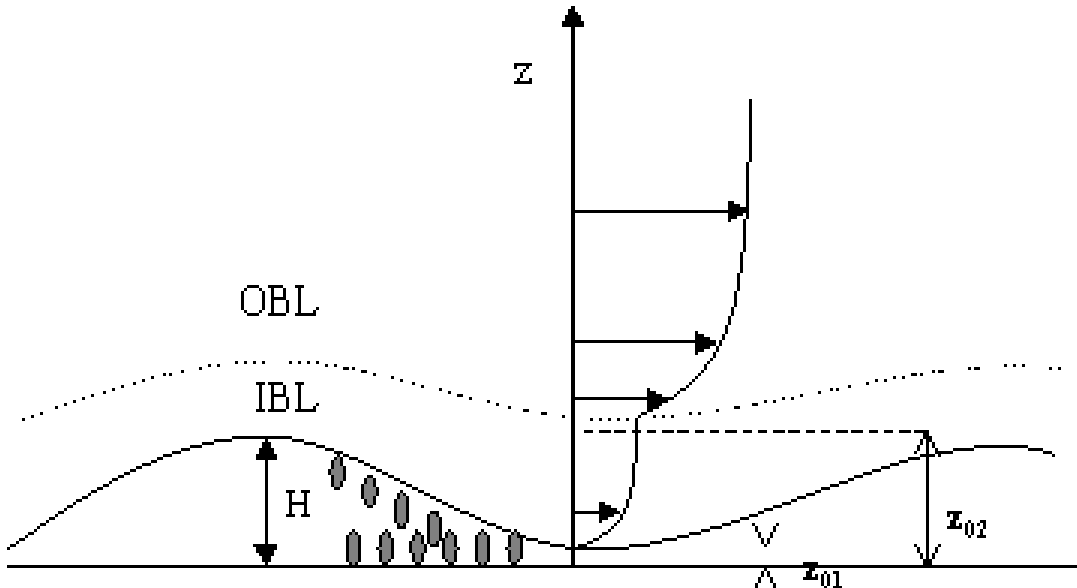


FIG. 4.8 – Concept de couche limite de fond selon Smith et McLean.

On calcule ainsi $\tau = \rho u_*^2$ en prenant une rugosité z_0 relative aux formes de fond. Cette valeur de tension de fond totale est celle à laquelle on accède aisément à partir d'une vitesse

dans la colonne d'eau. Il est à noter que τ peut également être la résultante de la composante due au courant et de la composante due aux vagues. La contrainte totale est responsable de l'amortissement des houles et de la réduction des vitesses et, à cet égard, intéresse particulièrement les hydrodynamiciens. Une littérature abondante existe donc à son sujet. Il est cependant impossible à ce niveau de déterminer τ_{sf} qui est le paramètre à déterminer du point de vue de la dynamique des sédiments.

Smith et McLean (1977) proposent de prendre en compte une tension liée à la traînée produite par les rides. La tension totale subie par le fluide dans l'OBL est due à une force de traînée générée par les rides et aux cisaillements des vitesses existant dans l'IBL tel que :

$$\tau = \tau_{sf} + \tau_D \quad (4.72)$$

$$\text{avec } \tau_D = \frac{1}{2}\rho C_D U_r^2 \frac{H}{\lambda} \quad (4.73)$$

où H est la hauteur des rides, λ leur longueur d'onde, C_D le coefficient de traînée et U_r une vitesse de référence du fluide dans la couche IBL.

Différentes solutions ont été proposées pour déterminer U_r . Smith et McLean (1977) proposent de prendre U_r à une hauteur Z_* correspondant à la hauteur de la couche limite interne définie par Elliot (1958) et Arya (1975). Wiberg et Nelson (1992) choisissent quant à eux de prendre U_r comme étant la vitesse moyenne de l'écoulement entre le fond et le sommet des rides :

$$U_r = \frac{1}{H} \int_0^H u(z) dz = \frac{u_{*sf}}{\kappa} \ln\left(\frac{H}{ez_{0s}}\right) \quad (4.74)$$

Pour déterminer la contrainte de peau en présence de rides, d'autres formulations ont été proposées. Li (1994) propose ainsi, en se basant sur des expériences en canal :

$$\tau_{sf} = \tau \left(a \frac{\sqrt{\tau/\rho}}{H} + b \right)^2 \quad (4.75)$$

avec $a = 0.125$ et $b = 0.373$ si $\frac{\sqrt{\tau/\rho}}{H} < 2.3s^{-1}$

avec $a = 0.107$ et $b = 0.266$ si $\frac{\sqrt{\tau/\rho}}{H} \geq 2.3s^{-1}$

Cette expression, plus simple que la précédente, ne prend cependant pas en compte l'influence de z_{0s} et n'est en fait valable que pour un régime turbulent lisse. Le concept proposé par Smith et McLean sera donc préféré dans nos applications.

4.4.1.1 Calcul des contraintes de peau

Dans notre application au Golfe du Lion, il est nécessaire de déterminer une méthode de calcul des contraintes de peau en présence de vagues et de courants. Le concept de couche limite présenté ci-dessus met en relation trois variables qui sont la contrainte totale, la contrainte de peau et les rides. La présence de rides dans l'environnement est dépendante du transport sédimentaire, régi en partie par les contraintes de peau. Les rides, pour leurs parts, modifient la contrainte totale et la contrainte de peau. Le calcul de la contrainte de peau suivant le concept de Smith et McLean (1977) nécessite donc un calcul itératif.

Une méthode de calcul itérative de la contrainte de peau a donc été développée. Cependant, avant de l'exposer, une méthode de calcul simplifiée est présentée. Ces deux méthodes pourront ainsi être comparées afin de déterminer l'influence des rides sur le frottement de peau.

4.4.1.1.1 Méthode simplifiée Cette méthode de calcul de la contrainte de peau fait abstraction de l'influence des formes de fond. On calcule ainsi directement la contrainte de cisaillement de peau liée au courant :

$$\tau_c = \rho u_{*sf}^2 \quad \text{avec} \quad u_{*sf} = \frac{\kappa u(z)}{\ln(z/z_{0s})} \quad (4.76)$$

où z est la distance du fond à laquelle est calculée la vitesse horizontale de la première couche, $u(z)$ la vitesse associée, κ la constante de Von Karman (0.4) et z_{0s} la rugosité de peau. Cette rugosité est déterminée à partir de la rugosité physique de grain en considérant que le régime est turbulent rugueux ($z_{0s} = k_{sg}/30$, avec $k_{sg} = 2.5D$).

On calcule ensuite la contribution des vagues à l'aide d'une formulation quadratique de la contrainte :

$$\tau_w = 0.5\rho f_w U_b^2 \quad (4.77)$$

avec f_w un coefficient dépendant de la rugosité relative A/k_s :

$f_w = 0.3$ si $A/k_s < 1.57$,

et au-delà $f_w = 0.00251 \exp(5.21(A/k_s)^{-0.19})$ (Swart, 1974).

où ρ est la densité de l'eau, U_b la vitesse orbitale des houles au fond, et A la demi-excursion orbitale près du fond ($A = \frac{U_b T}{2\pi}$, T étant la période des vagues).

La formulation de Soulsby (1997) est finalement utilisée pour prendre en compte les interactions non linéaires houle-courant

$$\tau_m = \tau_c [1 + 1.2 \left(\frac{\tau_w}{\tau_w + \tau_c} \right)^{3.2}] \quad (4.78)$$

et

$$\tau_{sf} = [(\tau_m + \tau_w |\cos \varphi|)^2 + (\tau_w \sin \varphi)^2]^{0.5} \quad (4.79)$$

où τ_m représente la tension moyenne dans la direction du courant, τ_{sf} est la contrainte maximum générée pendant une période de vague et φ est l'angle entre la direction du courant et celle des vagues.

La seule inconnue de cette méthode est donc z_{0s} (ou k_{sg}) qui est dépendant de la taille des grains qui constituent le sédiment. Cependant dans le cas où le sédiment est composé de vases, le calcul conduit à un z_{0s} trop faible non représentatif des irrégularités de surface du fond vaseux et une valeur plus représentative est préférée. Les valeurs généralement proposées pour les fonds vaseux varient entre 0.1 et 1 mm (Soulsby, 1997).

4.4.1.1.2 Développement d'une méthode itérative Nous proposons ici de calculer les contraintes de peau en utilisant le modèle de couche limite de fond de Smith et McLean (1977) présenté précédemment et en prenant en compte l'existence d'une rugosité de forme liée à la présence de rides de vague. Le calcul de la tension de fond se fait de manière itérative jusqu'à convergence de la solution en 4 étapes :

1/ Calcul de la macro-rugosité résultant des grains, des rides et du transport des sédiments par charriage.

2/ Calcul de la contrainte de cisaillement totale (du point de vue de l'hydrodynamique) en présence de vagues et de courant.

3/ Calcul de la tension de peau à partir de la contrainte totale.

4/ Prédiction des rides lorsque la contrainte de peau dépasse le seuil de mise en mouvement.

Ces 4 étapes sont décrites en détail ci-après :

1/ Calcul de la rugosité physique k_s , qui permet de déterminer la rugosité z_0 pour un régime turbulent rugueux ($z_0 = k_s/30$).

k_s est pris comme étant le maximum des trois rugosités physiques qui sont :

- la rugosité de grain :

$$k_{sg} = 2.5D \quad (4.80)$$

- la rugosité de forme (Grant et Madsen, 1982) :

$$k_{sd} = 27.7H^2/\lambda \quad (4.81)$$

si H et λ sont connus. Dans le cas contraire ils sont initialisés à 0.

-la rugosité liée au charriage (Wiberg et Rubin, 1988) :

$$k_{sc} = 1.1424D \frac{\tau_{sf}}{\tau_c + 0.2\tau_{sf}} \quad \text{si } \tau_{sf} > \tau_{ce} \quad (4.82)$$

où D est le diamètre moyen des grains, H la hauteur des rides, λ leur longueur d'onde, τ_{sf} (initialisée à 0) est la contrainte de cisaillement de peau dont le calcul est précisé plus loin, et τ_{ce} est la contrainte critique de mise en mouvement.

2/ Calcul de la contrainte de cisaillement totale (du point de vue de l'hydrodynamique) en présence de vagues (indice w) et de courant (indice c).

$$\tau_c = \rho u_{*c}^2 \quad \text{avec} \quad u_{*c} = \frac{\kappa u(z)}{\ln(z/z_0)} \quad (4.83)$$

$$\tau_w = 0.5\rho f_w U_b^2 \quad (4.84)$$

avec $f_w = 0.3$ si $A/k_s < 1.57$,

et au-delà $f_w = 0.00251 \exp(5.21(A/k_s)^{-0.19})$ (Swart, 1974)

où ρ est la densité de l'eau, U_b est la vitesse orbitale des houles au fond, z est la hauteur de la première couche au-dessus du fond, u(z) la vitesse associée, κ la constante de Von Karman (0.4) et A est la demi-excursion orbitale près du fond ($A = \frac{U_b T}{2\pi}$, T étant la période des vagues).

La formulation de Soulsby (1997) est utilisée pour prendre en compte les interactions non linéaires houle-courant

$$\tau_m = \tau_c [1 + 1.2 \left(\frac{\tau_w}{\tau_w + \tau_c} \right)^{3.2}] \quad (4.85)$$

et

$$\tau_{cw} = [(\tau_m + \tau_w |\cos \varphi|)^2 + (\tau_w \sin \varphi)^2]^{0.5} \quad (4.86)$$

où τ_m représente la tension moyenne dans la direction du courant, τ_{cw} est la contrainte maximum générée pendant une période de vague et φ est l'angle entre la direction du courant et celle des vagues.

3/ Calcul de la tension de fond moyenne (i.e. sur une ride) relative au grain (Smith et McLean, 1977),

$$\tau_{sfm} = \frac{\tau_{cw}}{1 + \frac{1}{2\kappa^2} C_D \frac{H}{\lambda} [\ln a(\lambda/z_{0s})^{0.8}]^2} \quad (4.87)$$

avec $z_{0s} = \max(k_{sg}, k_{sc})/30$, $C_D = 0.21$ sous l'hypothèse d'un écoulement "séparé" (présence d'un tourbillon en aval de la crête) au-dessus des rides et $a = 0.3$ selon Li (1994).

Au sommet des crêtes le maximum est atteint, et estimé par Harris et Wiberg (2001) à :

$$\tau_{sf} = \tau_{sfm}(1 + 8H/\lambda) \quad (4.88)$$

Notons que Harris et Wiberg (2001) ont adopté cette expression de la contrainte de peau sur une ride, mais que le modèle de couche limite de Smith et McLean (1977) ne prenait pas en compte l'effet de cisaillement lié aux vagues.

4/ Prédiction des rides. On fait l'hypothèse que les rides ne se forment que dans un environnement non-cohésif. Le seuil de cohésion des sédiments est fixé à 30 % de vase (Mitchener et Torfs, 1996; Panagiotopoulos et al., 1997). Les observations de van der Wal et al. (2005) confirment cette hypothèse. Ils ont en effet observé des variations importantes de la rugosité pour des pourcentages de vase inférieurs à 30 % alors qu'elle se stabilise dès que l'on dépasse ce seuil. D'autre part, compte tenu de la dynamique du plateau et du rôle prépondérant des houles dans les zones sableuses, on fait ici abstraction des rides liées au courant.

La formulation de Soulsby et Whitehouse (Soulsby et Whitehouse, 2005) est utilisée pour la prédiction des rides dues aux vagues :

$$\text{Si } \tau_{sf} < \tau_{ce}, \quad H \text{ et } \lambda \text{ n'évoluent pas} \quad (4.89)$$

$$\text{Si } \tau_{sf} > \tau_{ce}, \quad \lambda = \frac{A}{1 + 0.00187A/D(1 - \exp\{-(0.0002A/D)^{1.5}\})} \quad (4.90)$$

et

$$H = 0.15\lambda[1 - \exp(-(5000D/A)^{3.5})] \quad (4.91)$$

Les équations ci-dessus prennent en compte implicitement le "sheet-flow" à travers le paramètre D/A , qui, lorsqu'il diminue trop fortement entraîne une destruction des rides.

5/ Test de la convergence sur τ_{sf} . La procédure est répétée depuis l'étape 1/ jusqu'à convergence.

Cette méthode est finalement valide uniquement pour un sédiment non-cohésif, puisque l'on considère que les rides ne peuvent pas se former au delà d'une certaine proportion de vase. Dans le cas où le sédiment est supposé cohésif, on suppose qu'il n'y a pas de rugosité de forme et on calcule les contraintes de peau en utilisant la méthode simplifiée.

4.4.1.1.3 Comparaison des méthodes de calcul Les tensions de peau calculées avec la méthode itérative ont été comparées aux tensions déterminées à l'aide de la méthode simplifiée avec z_{0s} fixé à 0.1 mm. La comparaison a été effectuée sur une période de l'année 2001. Dans la bande littorale (profondeur de 10 m) les tensions de peau générées par le courant apparaissent peu sensibles à la présence ou non de rides (figure 4.9). En ce qui concerne les tensions liées aux vagues, on constate que la présence de rides a tendance à augmenter les contraintes pendant les périodes faiblement énergétiques. Durant les périodes les plus énergétiques (figure 1, zone encadrée) le "sheet-flow" induit, qui détruit les rides, provoque une diminution importante des contraintes de vagues. Cette diminution est aussi perceptible mais de manière plus faible sur les contraintes de peau lorsque le "sheet-flow" intervient pendant des épisodes de courant important.

La méthode itérative proposée permet ainsi d'intégrer les modifications de la micro topographie de fond et leurs influences sur l'écoulement à l'échelle du grain. Cette méthode sera utilisée ponctuellement pour le calcul des contraintes de fond et leur analyse statistique (cf.

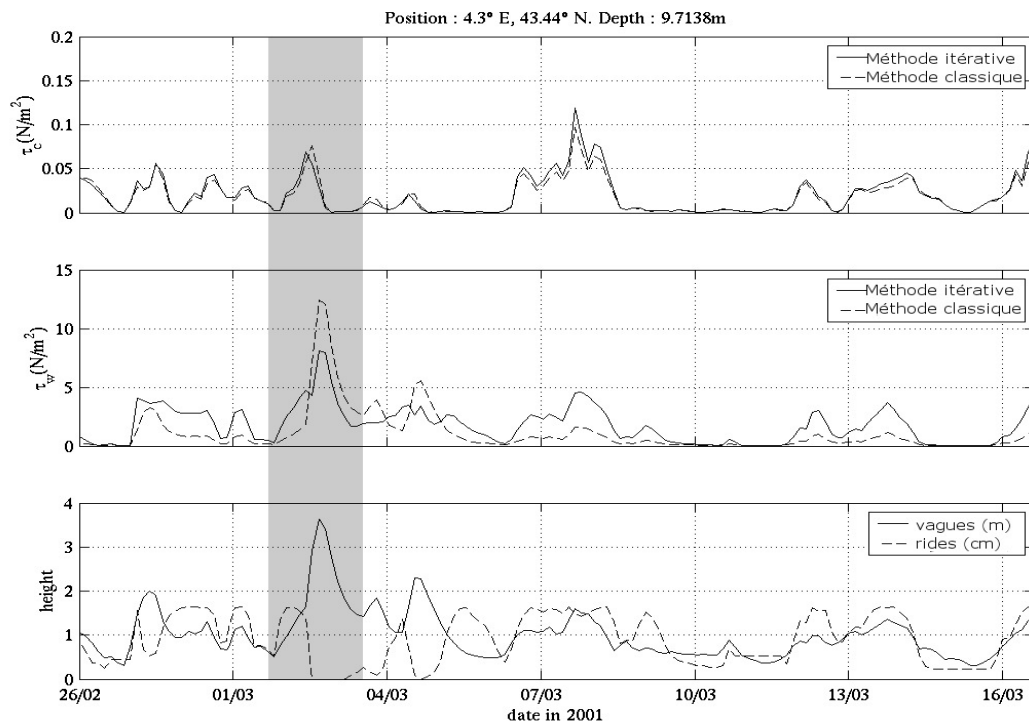


FIG. 4.9 – Contraintes de cisaillement de peau liées au courant en haut et aux vagues au milieu, calculées avec la méthode simplifiée en pointillés et avec la méthode itérative en trait plein. En bas, h_s (m) en trait plein et hauteur des rides en pointillés.

§ 5.4). Cependant, si l'utilisation de cette méthode est préférable pour le calcul des contraintes, elle comporte des inconvénients dans le cas d'une application à un modèle sédimentaire. En effet, dans cette méthode, l'ensemble des paramètres propres au sédiment (le diamètre moyen des grains D , la hauteur des rides H et leur longueur d'onde λ) influent énormément sur la valeur de la contrainte de peau. Dans le cas où le calcul est utilisé pour forcer un modèle sédimentaire, le forçage, à savoir la contrainte de peau, est susceptible de modifier les caractéristiques du sédiment au fil des érosions et dépôts successifs. Le diamètre médian de la couche de surface peut ainsi être modifié et modifier à son tour la contrainte de peau, et ainsi de suite. Des gradients importants sont susceptibles de rapidement apparaître entre les mailles et vont modifier notablement la dynamique sédimentaire. On ne contrôle alors plus le forçage lié au courant et aux vagues et des oscillations numériques peuvent apparaître. Afin d'éviter ce genre de problème et de contrôler un tant soit peu le forçage, la méthode simplifiée est utilisée dans le modèle hydro-sédimentaire. Le calcul de z_{0s} est néanmoins spatialisé et variable dans le temps et son calcul sera explicité ultérieurement (cf. § 4.4.2.2.1).

4.4.2 Modélisation du transport de sable

Le plateau du Golfe du Lion est en partie composé de sable (cf. § 3.1.1) et la dynamique sédimentaire, notamment dans les zones très côtières, est fortement influencée par sa présence. Il a notamment été vu précédemment que l'érodabilité des sédiments du prodelta du Rhône est dépendante de la présence des sables (cf. § 3.1.2). La dynamique des sédiments fins ne peut être étudiée sans se soucier de la présence des sables dans les sédiments.

La stratégie de modélisation du transport de sable est cependant très différente de celle des sédiments vaseux. A l'inverse des sédiments fins, les sables ne sont pas nécessairement advectés à la vitesse du fluide, d'autant plus s'ils sont gros. Ainsi, puisqu'il est difficile de modéliser le mouvement des grains de sable, l'approche classiquement retenue consiste à déterminer une capacité de transport en fonction de l'écoulement à l'aide d'une formule semi-empirique. Néanmoins, lorsqu'on s'intéresse au transport de sédiments mixtes, il est nécessaire d'utiliser une approche commune pour le transport des sédiments fins et des sables afin qu'il y ait une "continuité" de processus entre sédiments cohésifs et sédiments non cohésifs. On souhaite donc, en utilisant une approche similaire à celle utilisée pour la vase, c'est-à-dire en calculant le flux de transport à partir des équations d'advection/dispersion, pouvoir reproduire les flux théoriques de sable à l'équilibre.

Waeles (2005) a utilisé cette approche, pour des sables triés ($D \sim 200\mu m$), et a démontré la possibilité de transporter en suspension des sables fins par advection/dispersion. Davies et al. (2002) ont également utilisé cette approche pour des sables de $250\mu m$. Cependant, les expériences n'ont été réalisées que pour une unique classe de sable et il est nécessaire de s'assurer que cette approche permet de reproduire les flux théoriques à l'équilibre pour des sables de diamètres différents de ceux considérés dans ces études.

L'objectif de cette section est donc de valider le module de transport de sable par advection/dispersion pour des diamètres compris entre 100 et 500 μm et pour différentes conditions de houle et de courant. Cette validation des flux de sable sera effectuée en comparant les flux obtenus par advection/dispersion à différentes études de la littérature. Nous présentons donc dans un premier temps l'ensemble des formulations de "capacité de transport" et des études utilisées pour la comparaison. Le modèle Siam 1DV, utilisé pour la présente étude, sera ensuite décrit avant de présenter la validation effectuée.

4.4.2.1 Les flux de transport dans la littérature

4.4.2.1.1 Formules de capacité de transport De nombreuses formules sont proposées dans la littérature. Certaines de ces formules ne prennent en compte que le transport par charriage ou en suspension. Les formules utilisées et présentées ci-après donnent toutes le transport total dans le cas d'un courant seul (sans vagues).

- **Engelund et Hansen 1967 (EH67)**

La formule de transport total de Engelund et Hansen (1967) est considérée comme l'une des plus fiables en courant seul d'après Villaret (2003). Elle a été établie d'après une centaine de mesures en canal pour des sables non triés mais peu dispersés de différents diamètres D_{50} (0.19, 0.27, 0.45, and 0.93 mm). La hauteur d'eau h dans les expériences variait de 0.19 à 1.33 m et la vitesse moyenne U de 0.65 à 6.34 m/s.

$$q = 0.05 \frac{U^2 u_*^3}{D_{50} [g(s-1)]^2} \quad (\text{en } m^2/s) \quad (4.92)$$

avec $u_* = \kappa \bar{U} / \log(h/ez_0)$

- **Yang 1973 (Y73)**

La formule de Yang (1973) a été développée pour des sables naturels ayant un diamètre médian entre 62 μm et 2 mm et pour des écoulements fluviaux.

$$q = 0.001cUh \quad (\text{en } kg/m/s) \quad \text{si } U > U_{cr} \quad (4.93)$$

avec,

$$U_{cr} = \left(\frac{2.5}{\log_{10}(u_* d_{50}/\nu) - 0.06} + 0.66 \right) W_s \quad \text{si } 1.2 < u_* d_{50}/\nu < 70 \quad (4.94)$$

$$U_{cr} = 2.05W_s \quad \text{si } u_* d_{50}/\nu \geq 70 \quad (4.95)$$

et

$$\log_{10}(c) = (\alpha_1 + \alpha_2 \log_{10} \left(\frac{\bar{U}I - U_{cr}I}{W_s} \right)) \quad (4.96)$$

$$\alpha_1 = 5.435 - 0.286 \log_{10}(W_s D_{50}/\nu) - 0.457 \log_{10}(u_*/W_s) \quad (4.97)$$

$$\alpha_2 = 1.799 - 0.409 \log_{10}(W_s D_{50}/\nu) - 0.314 \log_{10}(u_*/W_s) \quad (4.98)$$

$$I = u_*^2 / gh \quad (4.99)$$

- **Van Rijn 1984 (VR84)**

La formulation de Van Rijn (1984), qui prend en compte le transport en suspension et par charriage, a été validée pour des hauteurs d'eau h allant de 1 à 20 m, des vitesses \bar{U} allant de 0.5 à 5 m/s et pour des sables non triés ayant un diamètre médian D_{50} compris entre 100 μm et 2 mm. Cette formulation a été établie à partir de 580 mesures en canal et en milieu naturel. Elle constitue une simplification de la formulation complète en combinant la formulation initiale et un prédicteur de rugosité hydraulique (de forme) afin de laisser uniquement comme paramètre le diamètre, la hauteur d'eau et la vitesse.

$$q_t = q_s + q_b \quad (\text{en } m^2/s) \quad (4.100)$$

$$U_{cr} = 0.19(D_{50})^{0.1} \log_{10}(4h/D_{90}) \quad \text{pour } 0.1 < D_{50} < 0.5 \text{ mm} \quad (4.101)$$

$$U_{cr} = 8.5(D_{50})^{0.6} \log_{10}(4h/D_{90}) \quad \text{pour } 0.5 < D_{50} < 2 \text{ mm} \quad (4.102)$$

Si $\bar{U} > U_{cr}$ alors,

$$q_b = 0.005Uh \left(\frac{U - U_{cr}}{[(s-1)gD_{50}]^{0.5}} \right)^{2.4} \left(\frac{D_{50}}{h} \right)^{1.2} \quad (4.103)$$

et

$$q_s = 0.012Uh \left(\frac{U - U_{cr}}{[(s-1)gD_{50}]^{0.5}} \right)^{2.4} \left(\frac{D_{50}}{h} \right) (D_*)^{-0.6} \quad (4.104)$$

avec

$$D_* = D_{50} \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} \quad (4.105)$$

• Synthèse sur les formules de capacité de transport

Les trois formules présentées ci-dessus ont été testées par Van Rijn (1993) pour un ensemble de 1260 données acquises en rivière, en estuaire et en canal (sables de diamètre 100 à 400 μm , vitesses entre 0.4 et 2.4 m/s). Si les formulations de Van Rijn (1984) et Engelund et Hansen (1967) s'accordent relativement bien avec les mesures, la formulation de Yang (1973) semble sous-estimer le transport dans les cas où la hauteur d'eau est importante (van Rijn, 1993). Notons également que les formulations EH67 et Y73 nécessitent de prédire la rugosité hydraulique pour obtenir u_* , ce qui peut conduire à des erreurs sur le transport total, alors que ce n'est pas le cas de la formulation VR84. Dans les applications suivantes, les calculs seront effectués sans tenir compte de la présence éventuelle de rides ($k_s = 2.5D$).

Les formules précédentes sont reportées dans le diagramme adimensionnel proposé par Migniot qui compare quelques formules de transport (figure 4.10). Dans ce diagramme le transport $q_* = \frac{q(m^2/s)}{[(s-1)gD^3]^{0.5}}$ est tracé en fonction du paramètre de Shields $\theta = \frac{u_*^2}{(s-1)gD}$. Notons que contrairement aux formules utilisées par Migniot (Meyer-Peter, Shields, Bonnefille, Einstein, Yalin) le transport total dans les formules précédentes est dépendant du diamètre dans un tel diagramme. Le transport a été tracé pour trois diamètres différents (100, 200 et 400 μm). On remarque dès lors l'extrême dispersion des flux en fonction des formules utilisées.

4.4.2.1.2 Autres sources de validation Pour valider le modèle en présence de vagues, les résultats de Camenen et Larroudé (2003) et de Davies et al. (2002) sont également utilisés. Ces deux auteurs proposent une intercomparaison de différentes formulations de capacité de transport ou de modèles 1DV en faisant varier un grand nombre de paramètres.

- Camenen et Larroudé (2003) comparent plusieurs formules de transport total avec différentes données pour différentes conditions de vagues et de courant et pour différentes tailles de sable. Cette étude est ainsi particulièrement intéressante puisqu'elle sera notre seule source de comparaison avec des données, et compte tenu des grandes différences des formules de capacité de transport, la comparaison avec des données semble nécessaire.

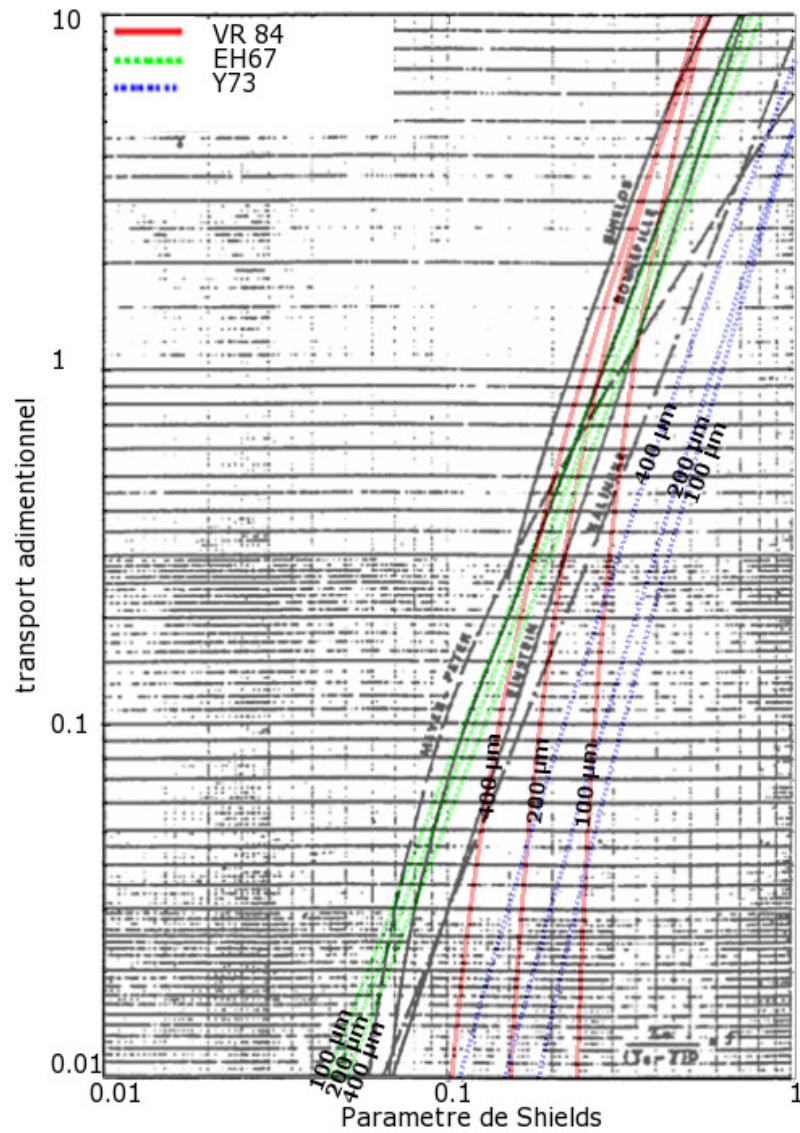


FIG. 4.10 – Comparaison de différentes formules de transport (d'après Migniot).

• Davies et al. (2002) ont intercomparé différents modèles 1DV (transport en suspension par advection/diffusion) et également des formules de capacité de transport pour 5 conditions hydrodynamiques différentes (tableau 4.1). Afin que les réponses des modèles ne s'écartent pas trop les uns des autres, la même rugosité a été fixée pour chacun des modèles qu'ils expérimentent. La rugosité physique k_s décroît entre 0.1 et 0.03 m à mesure que le courant augmente. Le sheet-flow (fond plat) est imposé systématiquement par Davies et al. dans le cas de vagues fortes (cas wave3 et wave4) ou lorsque la vitesse atteint 2 m/s, k_s valant alors 0.625 mm. L'ensemble des comparaisons a été effectué pour des sables d'un diamètre de 250 μm .

	H	T
<i>current alone</i>	0 m	
<i>current + wave1</i>	0.5 m	5 s
<i>current + wave2</i>	1 m	6 s
<i>current + wave3</i>	2 m	7 s
<i>current + wave4</i>	3 m	8 s

TAB. 4.1 – Conditions hydrodynamiques de l'intercomparaison de Davies et al. (2002). Les courants varient entre 0 et 2 m/s dans chacun des tests.

4.4.2.2 Description du modèle de transport de sable en suspension Siam 1DV

Afin de modéliser le transport du sable dans la masse d'eau, l'équation d'advection-dispersion suivante est résolue par le modèle Siam 1DV :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(w + W_s)C}{\partial z} = E - F_d + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (4.106)$$

avec

C la concentration en sable

K_z le coefficient de diffusion turbulente verticale déterminé à l'aide d'une fermeture turbulente en longueur de mélange

E, F_d les termes source (érosion) et puits (dépôt).

L'expression du flux de dépôt et du flux de transport à l'équilibre, qui résulte de l'ajustement entre dépôt et érosion, est décrit ci-après.

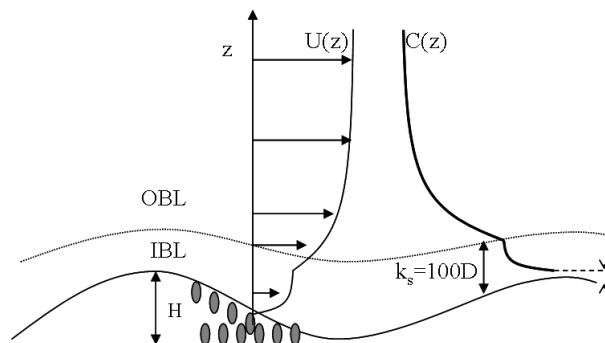


FIG. 4.11 – Schéma conceptuel de la couche limite de fond.

4.4.2.2.1 Expression du flux de dépôt Pour calculer le flux de dépôt F_d pour la vase, on utilise la concentration calculée par le modèle au niveau de la couche de fond. On suppose

donc que la concentration est homogène dans toute la maille de fond. Pour le sable, cette hypothèse n'est plus valide et il est nécessaire de calculer le flux de dépôt à partir d'une valeur de la concentration proche du fond c_{fond} :

$$F_d = W_s c_{fond} \quad (4.107)$$

où W_s est la vitesse de chute près du fond. Pour un sable de diamètre D , W_s est calculé à partir de la formulation de Soulsby (1997) :

$$W_s = \frac{\nu}{D} \left[(10.36^2 + 1.049 D_*^3)^{0.5} - 10.36 \right] \quad (4.108)$$

avec

$$D_* = D \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} \quad (4.109)$$

La concentration c_{fond} est calculée près du fond à une hauteur de référence a_{ref} à partir de la concentration du modèle (qui correspond à une valeur moyenne pour toute la couche de fond). La hauteur a_{ref} est choisie égale à $k_{sg} = 2.5D$ (van Rijn, 1984). Ce calcul est effectué en supposant que le profil de concentration dans la couche de fond (indice k_{mi}) d'épaisseur ep_{kmi} suit un profil de Rouse (profil à l'équilibre) dans la couche limite interne (IBL) et dans la couche limite externe (OBL) en présence de rides. Dans l'IBL, le mélange est régi par le frottement de peau tandis qu'il est régi par le frottement hydraulique (contrainte totale) dans l'OBL, et cela modifie l'allure du profil de concentration (figure 4.11).

Le calcul des contraintes est effectué à l'aide de la méthode simplifiée détaillée en section 4.4.1.1. La contrainte de peau n'est donc pas déduite de la contrainte totale mais est calculée à partir de la rugosité de peau. La longueur de rugosité de peau est définie par $z_{0s} = 2.5D/30$. La rugosité de forme évolue quant à elle dans le temps mais ne modifie pas la contrainte de peau afin de garantir une continuité au niveau du forçage du sédiment.

Pour le calcul de la rugosité de forme un prédicteur de rides simple (Yalin, 1964) a été utilisé :

$$\begin{aligned} \text{si } \tau_{sf} < \tau_{c,sh} \quad k_s &= 10H^2/\lambda = 100D \\ &\text{avec } H = 0.1\lambda \quad \text{et } \lambda = 1000D \end{aligned} \quad (4.110)$$

$$\begin{aligned} \text{si } \tau_{sf} > \tau_{c,sh} \quad k_s &= 2.5D \\ &\text{avec } \tau_{c,sh} = 14\theta_c \rho (s-1)gD \end{aligned} \quad (4.111)$$

où θ_c est le paramètre de Shields critique et $\tau_{c,sh}$ est la contrainte critique de "sheet-flow" au delà de laquelle le fond est balayé et ne présente plus de rides.

On définit finalement u_* et u_{*sf} , respectivement les vitesses de frottement hydraulique (dans l'OBL) et de peau (dans l'IBL). Ces grandeurs convergent dès lors que le "sheet-flow" est atteint.

On fait l'hypothèse que l'IBL a une épaisseur égale à k_s . D'autre part, u_* et u_{*sf} prennent en compte l'action des vagues et des courants. On suppose que la couche limite de vague est suffisamment développée lorsque son action est non négligeable et que les sables en suspension sont principalement présents dans cette couche limite de vague (le mélange des sables est donc fonction du mélange par les vagues et les courants dans toute la colonne d'eau). En posant $z_a = a_{ref}$ et $z_i = k_s$, on obtient finalement les profils de concentration suivants :

- Profil de concentration dans la couche limite interne ($z < z_i$) :

$$c(z) = c_{fond} \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{z_a}{h-z_a} \right)^{R_{sf}} \quad (4.112)$$

avec $c_{fond} = c(z_a)$ et $R_{sf} = \frac{W_s}{\kappa u_{*sf}}$ le nombre de Rouse dans la couche limite interne.

- Profil de concentration au dessus de la couche limite interne ($z > z_i$) :

$$c(z) = c(z_i) \left(\frac{h-z}{z} \cdot \frac{z_i}{h-z_i} \right)^R \quad (4.113)$$

avec $R = \frac{W_s}{\kappa u_*}$ le nombre de Rouse dans la couche limite externe.

On effectue enfin une extrapolation conservative de la concentration du modèle pour obtenir une expression de la concentration au fond :

$$c_{fond} = \frac{C_{kmi} eP_{kmi}}{k_1 \int_{z_a}^{z_i} \left(\frac{h-z}{z} \right)^{R_{sf}} dz + k_2 \int_{z_i}^{ep_{kmi}} \left(\frac{h-z}{z} \right)^R dz} \quad (4.114)$$

avec

$$k_1 = \left(\frac{z_a}{h-z_a} \right)^{R_{sf}} \quad (4.115)$$

et

$$k_2 = \left(\frac{z_a}{z_i} \right)^{R_{sf}} \left(\frac{h-z_i}{h-z_a} \right)^{R_{sf}} \left(\frac{z_i}{h-z_i} \right)^R \quad (4.116)$$

Le calcul numérique de l'intégrale (au dénominateur) est réalisé en discrétisant finement la couche de fond. Cette discrétisation est plus raffinée à proximité du fond afin de mieux décrire les gradients de concentration.

4.4.2.2 Calcul du flux horizontal Le sable est transporté en trois dimensions, mais compte tenu des vitesses de chute importantes, l'essentiel est transporté à proximité fond. Dans le cas où la profondeur d'eau n'est pas très faible, la faible discrétisation du fond induit une erreur sur le flux transporté puisqu'à la fois la concentration sableuse et la vitesse suivent un fort gradient à proximité du fond. Afin de corriger cette erreur, le flux du modèle est corrigé dans la couche de fond uniquement, en considérant que la concentration suit le profil décrit précédemment et que le courant suit un profil logarithmique dans les couches limites interne et externe (figure 4.11).

Le flux corrigé au fond vaut alors : $\int_{aref}^{ep_{kmi}} u(z)c(z)dz$.

Le facteur correctif à appliquer sur le flux horizontal vaut donc :

$$f = \frac{\int_{aref}^{ep_{kmi}} u(z)c(z)dz}{ep_{kmi} \cdot U_{kmi} \cdot C_{kmi}} \quad (4.117)$$

soit

$$f = \frac{\int_{z_a}^{z_i} u(z)c(z)dz + \int_{z_i}^{ep_{kmi}} u(z)c(z)dz}{ep_{kmi} \cdot U_{kmi} \cdot C_{kmi}} \quad (4.118)$$

avec

$$c(z) = c_{fond} k_1 \left(\frac{h-z}{z} \right)^{R_{sf}} \text{ pour } z < z_i$$

$$\text{et } c(z) = c_{fond} k_2 \left(\frac{h-z}{z} \right)^R \text{ pour } z > z_i$$

et $u(z)$ défini par les équations 4.70 et 4.71.

4.4.2.3 Le flux d'érosion

Les flux de transport et de dépôt étant déterminés par les processus que l'on veut prendre en compte dans notre modélisation, seul le flux d'érosion peut être paramétré. Plusieurs formulations du flux d'érosion sont proposées dans la littérature, mais ces formulations ne sont pas mise en relation avec les flux de transport et doivent donc être testées.

4.4.2.3.1 Les formulations de flux d'érosion de la littérature Pour exprimer la condition limite au fond, deux solutions existent. On peut soit imposer un flux de masse à l'interface, soit imposer une concentration à un niveau de référence. Les deux solutions sont identiques à l'équilibre lorsque le flux de dépôt équilibre le flux d'érosion. Dans le modèle sédimentaire, on s'intéresse à l'évolution morphologique du fond et c'est donc la formulation en flux qui est préférée. Cependant, sous condition d'équilibre, les formulations en concentration de référence peuvent être reliées à une formulation en flux par $E = W_s C_a$ où C_a est la concentration de référence.

Des formules de flux à l'interface, déterminées à partir d'expérience en laboratoire ou en canal, sont données dans la littérature et sont testées dans le modèle 1DV :

- Le Hir et al. (2008) proposent ainsi, en utilisant un petit canal de laboratoire, une formulation du flux d'érosion :

$$E = E_0 \left(\frac{\tau_{sf}}{\tau_{ce}} - 1 \right)^{1.6} \text{ si } \tau_{sf} \geq \tau_{ce} \text{ et sinon } E=0$$

où τ_{ce} est le frottement critique d'érosion déterminé à l'aide de la formulation de Shields et $E_0 = \min(0.27, 1000D - 0.01)$ [$kg/m^2/s$].

L'ensemble des mesures qui ont conduit à cette formulation sont en accord avec celle mesurées par Roberts et al. (1998) pour une densité "bulk" de 1400 kg/m^3 (figure 4.12). Cette formulation, testée dans le modèle 1DV, est notée Siam-ERODI.

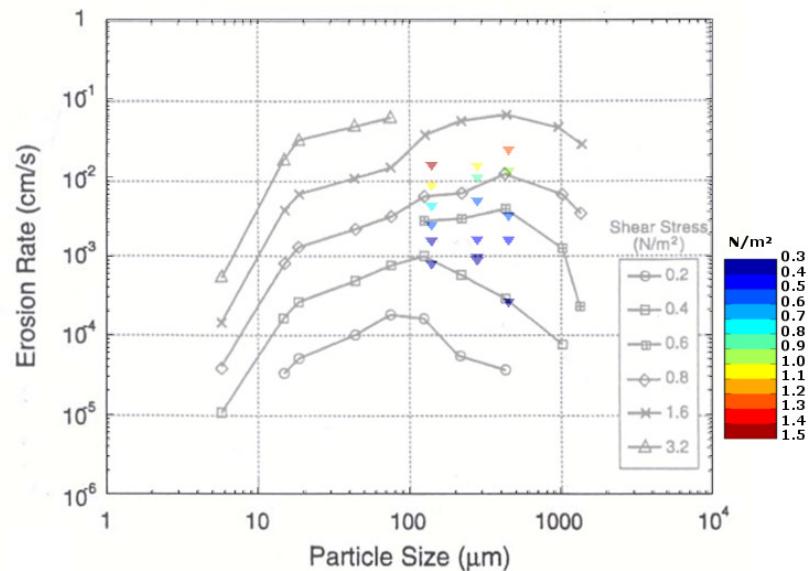


FIG. 4.12 – Comparaison des flux de sable (cm/s) mesurés par Roberts et al. (1998) (en gris) et par Le Hir et al. (2008) (en couleur) pour différentes classes de sables et différentes contraintes.

- Nielsen (1992) propose une formulation en concentration de référence :

$$C_a = 0.00083 \left(\frac{\theta}{\theta_c} - 1 \right)^{3/2} \text{ en } z = 2D$$

avec $\theta_c = 0.045$

Cette formulation, testée dans le modèle 1DV, est notée Siam-NI92.

- Engelund et Fredsoe (1976) proposent également une formule en concentration de référence :

$$C_a = \frac{0.65}{(1+1/\lambda)^3} \text{ en } z = 2D$$

avec $\lambda = \left(\frac{\theta - \theta_c - \pi p_\star / 6}{0.027 s \theta} \right)^{1/2}$ si $\theta > \theta_c + \pi p_\star / 6$

et $\lambda = 0$ sinon,

$$\text{avec } p_\star = \left[1 + \left(\frac{\pi/6}{\theta - \theta_c} \right)^4 \right]^{-1/4}$$

Cette formulation, testée dans Siam1DV, est notée Siam-EF76.

- Van Rijn (1984) propose une formulation en flux d'érosion déduite à partir d'expériences en laboratoire pour des sables compris entre 130 et 1500 μm et avec des courants compris entre 0.5 et 1 m/s :

$$E = 0.00033 \left(\frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} D^{0.8}}{\nu^{0.2}} \right) \left(\frac{\theta}{\theta_c} - 1 \right)^{3/2}$$

Van Rijn (1984) propose d'imposer ce flux d'érosion en $z = 2D$.

Cette formulation a été testée dans Siam et est notée Siam-VR84.

Test des formulations de flux d'érosion dans Siam 1DV

Les formulations de flux d'érosion présentées ci-dessus ont été implémentées dans le modèle Siam 1DV. Les flux de transport calculés par le modèle 1DV pour ces différentes formulations ont été comparés aux capacités de transport de Engelund et Hansen (1967), de Yang (1973) et de van Rijn (1984), notées respectivement EH67, Y73 et VR84 (cf. § 4.4.2.1.1)(figure 4.13). Ces comparaisons ont été effectuées dans le cas d'un courant seul (sans vagues) de 1 m/s, pour des sables de diamètre variant entre 100 et 500 μm .

On constate dans un premier temps, conformément à ce qui a été dit précédemment, que les capacités de transport sont très différentes et varient d'environ un ordre de grandeur. Il apparaît de plus que, quelle que soit la formulation choisie pour le modèle 1DV, les ordres de grandeur du transport calculé ne coïncident pas avec la gamme de variabilité théorique. Le constat est identique quelle que soit la vitesse d'écoulement imposée.

En outre, différents tests ont été effectués sur la paramétrisation du modèle. La hauteur de référence, la méthode d'extrapolation de la concentration de référence, le calcul du flux horizontal ou encore la paramétrisation du mélange ont été modifiés en considérant une physique différente ou en changeant le concept de couche limite retenu. L'effet de l'entravement des particules sur la vitesse de chute a également été testé. Aucun des tests n'a permis de

s'approcher des flux théoriques obtenus à l'aide des formulations en capacité de transport. La décroissance des flux en fonction du diamètre est systématiquement trop forte et le transport des plus fines est systématiquement surestimé.

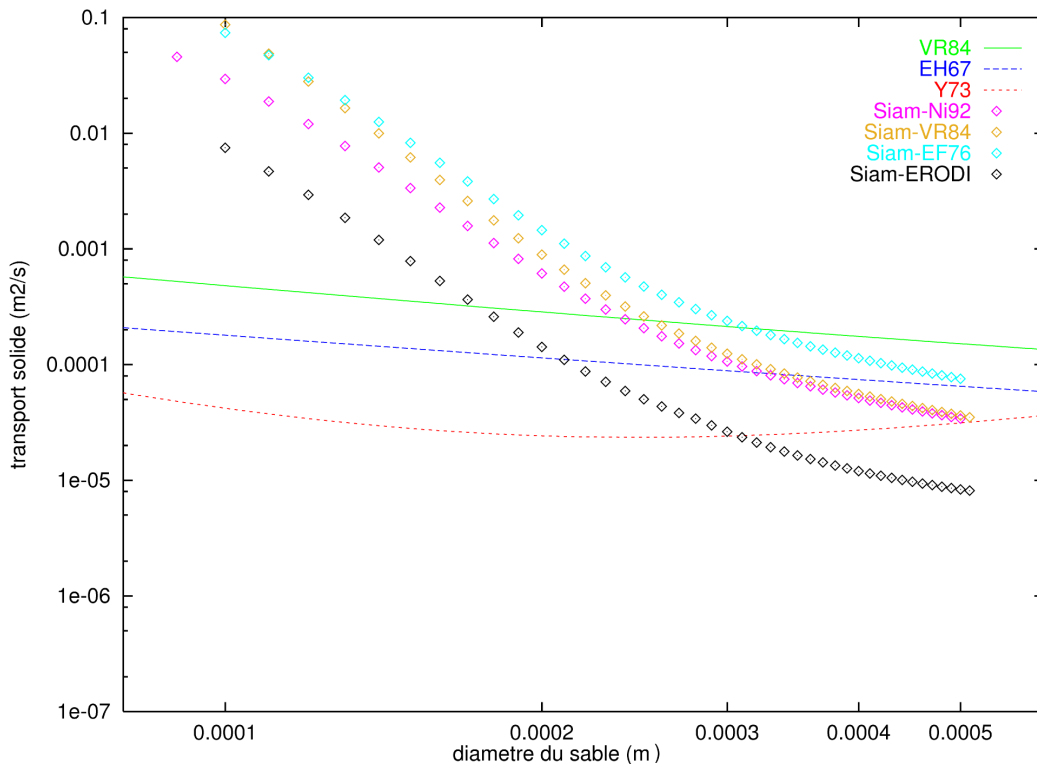


FIG. 4.13 – Comparaison des flux de sable avec différentes méthodes de calcul pour une vitesse de 1 m/s et pour différents diamètres. Les capacités de transport VR84, EH67 et Y73 sont testées. Le modèle Siam 1DV a été utilisé avec plusieurs formulations du flux d'érosion (Siam-NI92, Siam-VR84, Siam-EF76, Siam-ERODI).

En définitive, les formulations de flux d'érosion données dans la littérature implémentées dans Siam 1DV n'ont pas permis de reproduire les flux horizontaux théoriques de sable dans le cas d'un courant seul. Notre démarche a donc été de rechercher de manière empirique une loi d'érosion des sables susceptible de reproduire les flux de transport théoriques.

4.4.2.3.2 Recherche empirique d'une loi d'érosion des sables La difficulté de ce travail réside dans la grande dispersion à la fois des formules de transport présentées dans la littérature mais également des données. L'objectif est donc d'obtenir un modèle capable de reproduire l'ordre de grandeur moyen des flux déterminés par les "capacités de transport".

A l'équilibre, la concentration de sable dans la colonne d'eau est linéairement dépendante du flux d'érosion. Il en est donc de même pour le flux de transport. La comparaison effectuée précédemment montre donc que les flux d'érosions de la littérature pour les sables les plus fins sont systématiquement trop forts, tandis que ces flux pour les sables les plus gros sont légèrement trop faibles (figure 4.13). L'analyse de cette comparaison (et des comparaisons réalisées pour des vitesses différentes) a permis de formuler empiriquement une loi d'érosion susceptible de reproduire les capacités de transport théoriques. Cette formule exprimée selon la puissance 1.5 de l'excès de cisaillement, fait intervenir une "constante" dépendante du diamètre des sables :

$$E = E_0 \left(\frac{\tau_{sf}}{\tau_{ce}} - 1 \right)^{1.5} \quad (4.119)$$

$$\text{avec } E_0 = 10^{18586.1D - 3.38151} \quad \text{si } D < 180.10^{-6} m \quad (4.120)$$

$$\text{et } E_0 = 59658.6D - 9.8568 \quad \text{sinon} \quad (4.121)$$

où τ_{sf} est calculé à l'aide de la méthode simplifiée (cf. § 4.4.1.1.1) avec $z_{0s} = 2.5D$. La puissance 1.5 à l'excès de cisaillement est cohérente avec ce qui est proposé classiquement pour les flux d'érosion de sable (van Rijn, 1984; Nielsen, 1992; Le Hir et al., 2008). La variation de E_0 en fonction de D est cependant très différente des formulations de flux testées précédemment. La constante d'érosion E_0 varie très fortement dans les petits diamètres entre 100 et 200 μm (figure 4.14) pour compenser la trop forte variation de flux observée précédemment.

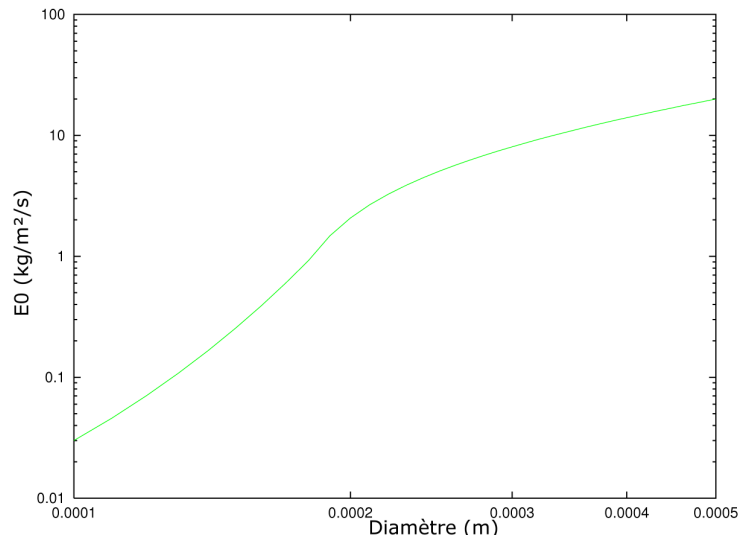


FIG. 4.14 – Constante d'érosion en fonction du diamètre des sables.

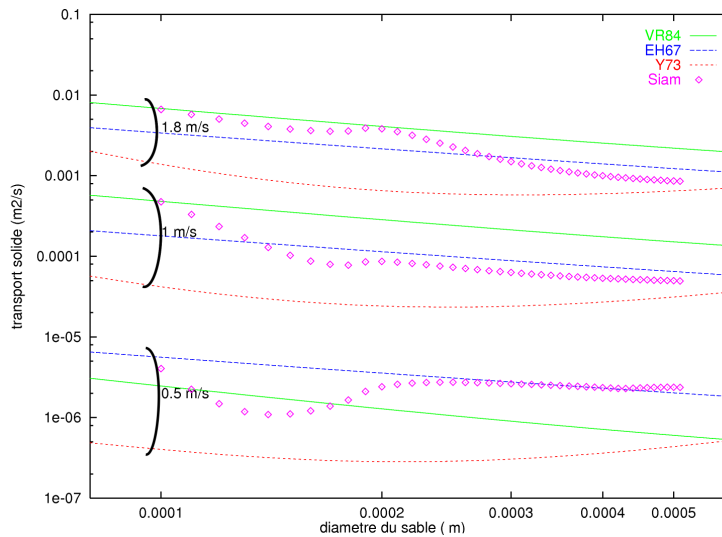


FIG. 4.15 – Comparaison des capacités de transports VR84, EH67 et Y73 aux flux de sable de Siam 1DV pour différentes vitesses et pour différents diamètres.

4.4.2.3.3 Validation de la loi d'érosion La loi d'érosion proposée ci-dessus doit être validée avec des données et des modèles de flux de transport solide. Dans un premier temps la validation a été effectuée avec les capacités de transport décrites précédemment. Les flux de transport calculés avec le flux d'érosion proposé sont en accord avec la gamme de flux théoriques issus de la littérature (figure 4.15) pour différentes vitesses et différents diamètres de sable. La formulation proposée montre donc son aptitude dans le cas de courant seul. Pour valider le modèle en présence de vagues, les résultats de Camenen et Larroudé (2003) et de Davies et al. (2002) ont été utilisés (cf. § 4.4.2.1.2).

Les flux calculés par Siam 1DV semblent dans l'ensemble cohérents avec les données et les formules de transport de l'étude de Camenen et Larroudé (2003) (figures 4.16, 4.17 et 4.18). Néanmoins dans le cas où la période des vagues varie (figure 4.18 (b)) la comparaison n'apparaît pas très bonne pour les périodes inférieures à 6 s.

Les comparaisons avec l'étude de Davies et al. (2002) sont également dans l'ensemble assez bonnes (figures 4.20 et 4.21) bien que dans le cas de vagues fortes, les flux calculés sont bien plus importants que ceux déterminés par les autres modèles 1DV. La surprenante convergence de l'ensemble des modèles utilisés par Davies et al. (2002) dans ces conditions (figure 4.20) est probablement liée au fait que le sheet-flow est imposé systématiquement dans le cas de vagues fortes (cf. § 4.4.2.1.2). La rugosité n'est pas la même que celle qui a été choisie dans Siam 1DV, puisque la limite du sheet-flow n'est pas la même, d'où de possibles différences. Il n'est pas étonnant que notre modèle ne converge pas avec les autres compte tenu de la rugosité physique imposée dans notre cas. Les comparaisons avec les formules de capacité de transport pour des conditions similaires montre ainsi un bien meilleur accord (figure 4.21).

En définitive, l'ensemble des comparaisons effectuées atteste de la capacité du modèle à transporter le sable en suspension pour des diamètres compris entre 100 et 500 μm . Cependant, il convient de vérifier que le calcul de flux de transport ne soit pas trop dépendant de la discrétisation verticale du modèle. Il apparaît que si l'on change l'épaisseur de la couche de fond, les flux horizontaux en présence de courant seul montrent une faible variabilité (figure 4.22). En présence de vagues, les écarts observés augmentent d'autant plus que les courants sont faibles. Cependant, pour des couches de fond comprises entre 10 cm et 2.5 m, le rapport 3 observé dans le pire des cas reste acceptable.

4.4.2.3.4 Synthèse Le modèle de transport de sable en suspension développé montre finalement sa capacité à reproduire les flux théoriques de la littérature pour des sables de diamètres compris entre 100 et 500 μm . Cette capacité du modèle à transporter des sables par advection/diffusion a néanmoins nécessité de déterminer empiriquement une loi d'érosion.

Cependant, il est clair que si effectivement les sables les plus fins sont essentiellement transportés en suspension, ce n'est pas le cas des sables moyens ou grossiers pour lesquels charriage et saltation sont prédominants. Les formules de transport utilisées pour la recherche du flux d'érosion intègrent le charriage. Dans notre approche, la partie charriage du flux est donc prise en compte arbitrairement à travers le flux en suspension. Dans le cas où le charriage devient prépondérant sur la suspension, l'approche retenue connaîtra donc nécessairement ses limites.

L'ensemble des développements du modèle 1DV a finalement été inclus dans le modèle MARS-3D afin d'intégrer le transport de sable dans nos simulations.

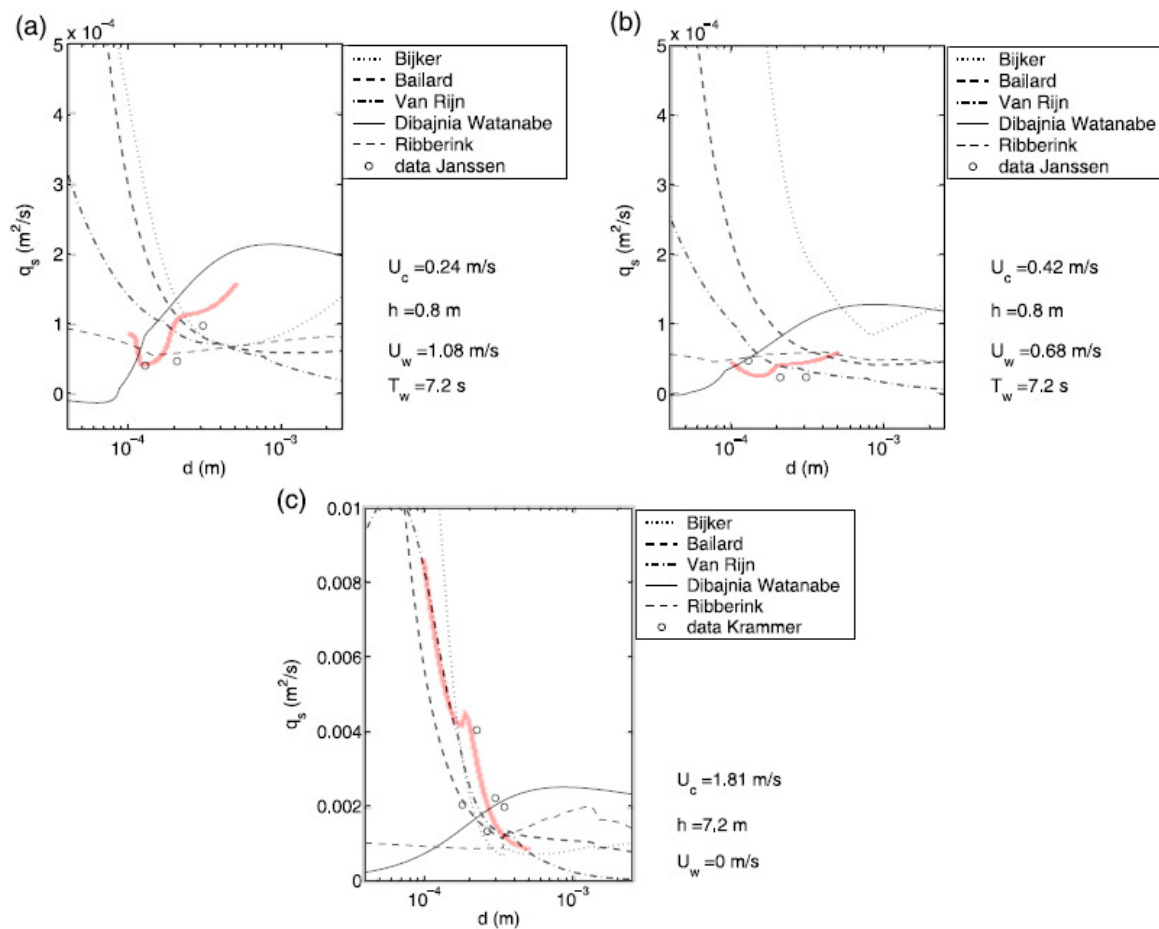


FIG. 4.16 – Comparaison des flux de sable pour un cas de vagues prédominantes (a), un cas avec vagues et courant (b) et un cas de courant seul (c). La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Camenen et Larroudé (2003).

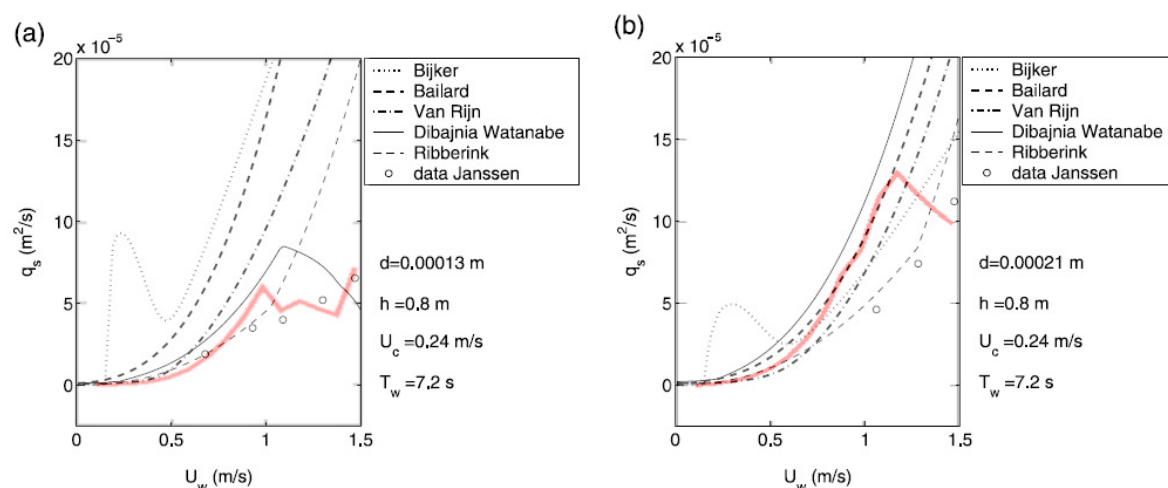


FIG. 4.17 – Comparaison des flux de sable en fonction de la vitesse orbitale des vagues pour deux tailles de grains différentes. La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Camenen et Larroudé (2003).

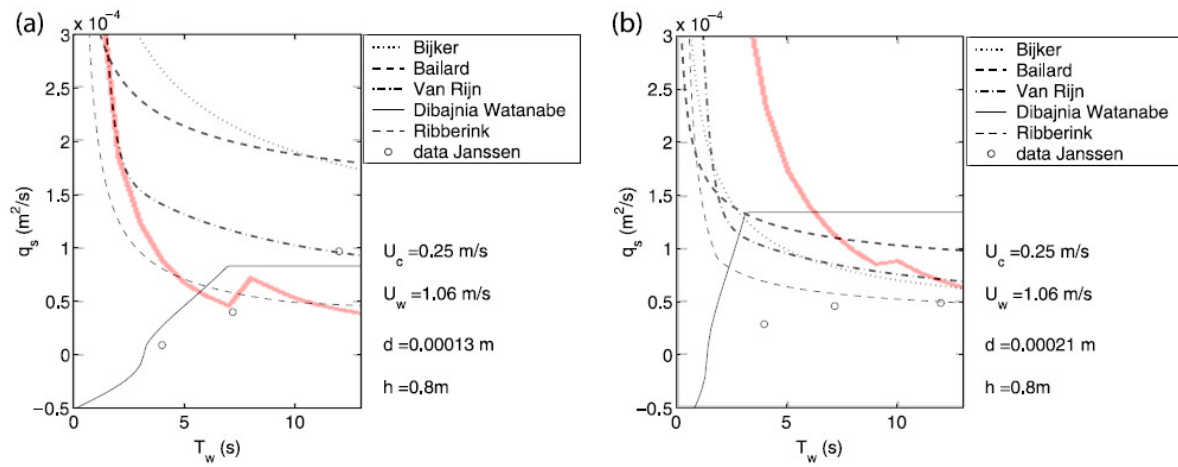


FIG. 4.18 – Comparaison des flux de sable en fonction de la période des vagues pour deux tailles de sable différentes. La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Camenen et Larroudé (2003).

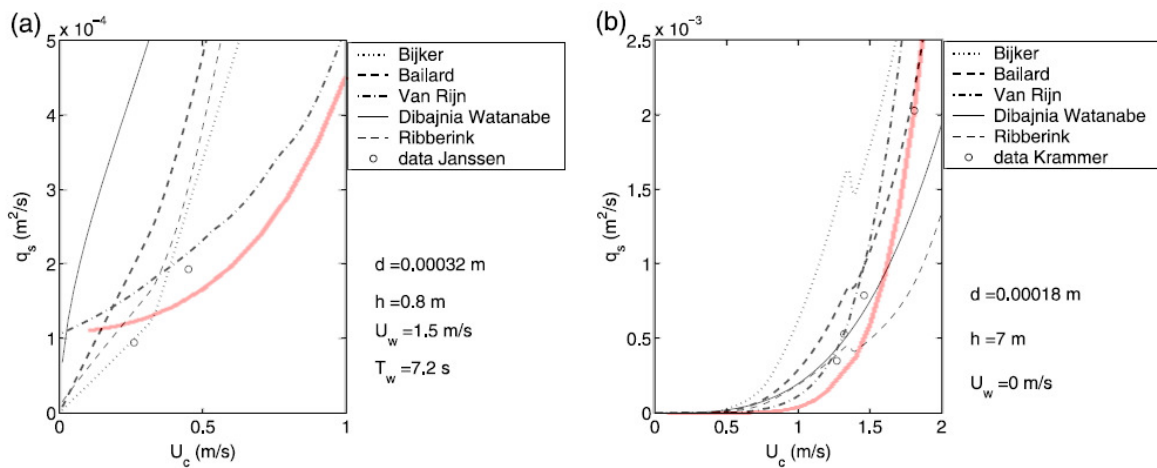


FIG. 4.19 – Comparaison des flux de sable en fonction du courant avec et sans vagues. La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Camenen et Larroudé (2003).

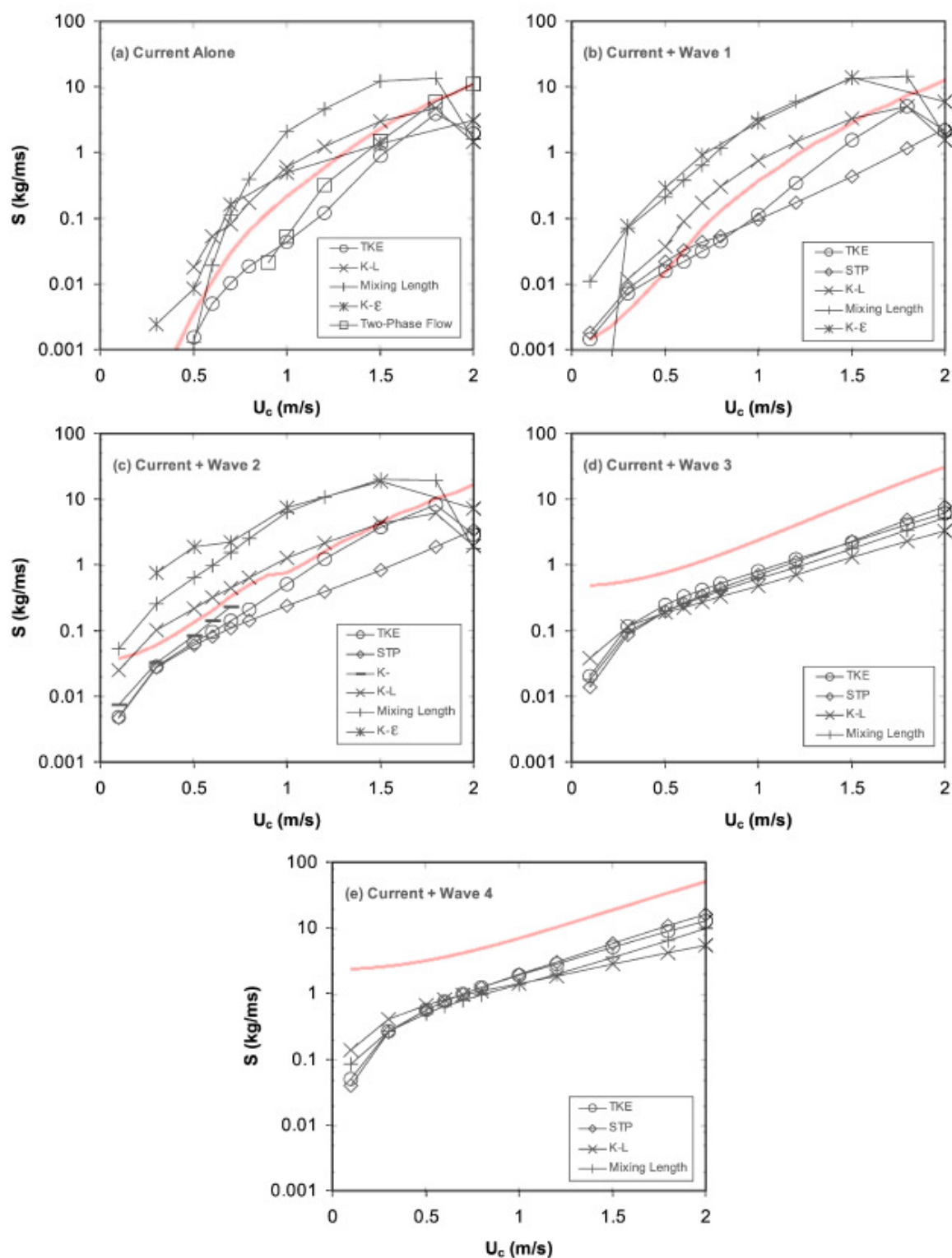


FIG. 4.20 – Comparaison des flux de sable issus de modèles 1DV pour différentes conditions de vagues et de courant. La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Davies et al. (2002).

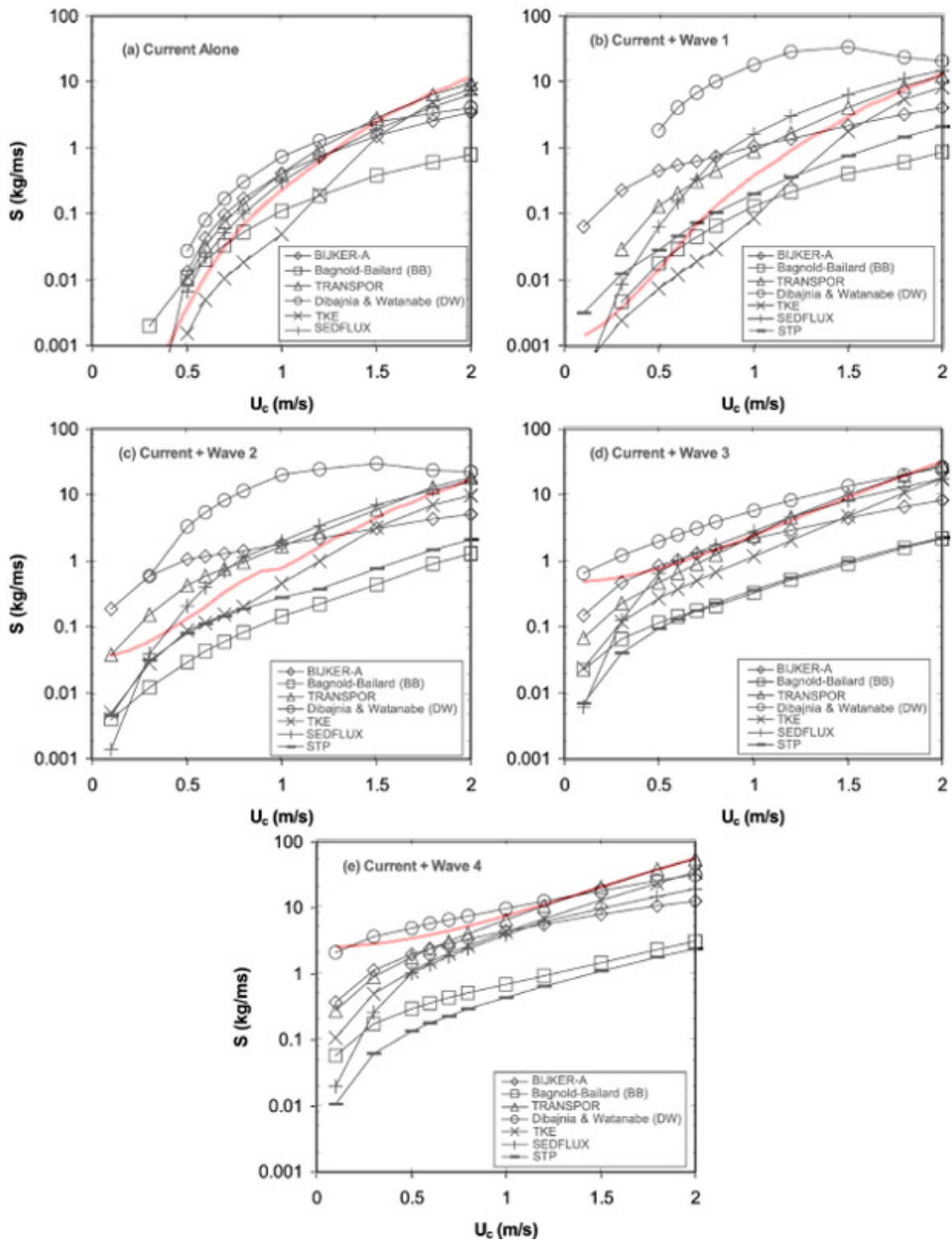


FIG. 4.21 – Comparaison des flux de sable issus de modèles 1DV et de formules de capacité de transport pour différentes conditions de vagues et de courant. La courbe rouge correspond à la sortie du modèle Siam 1DV. Figures issues de Davies et al. (2002).

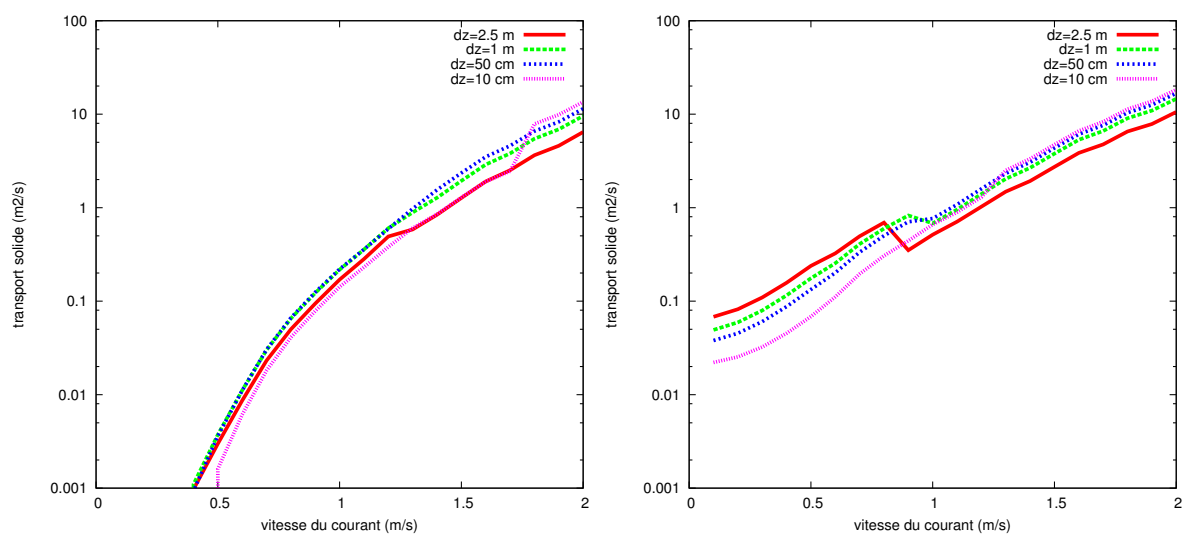


FIG. 4.22 – Comparaison des flux de sable pour différentes résolutions verticales en fonction de la vitesse du courant. A gauche, cas d'un courant seul ; à droite avec des vagues de hauteur 1m et de période 6 s.

4.4.3 Transport de sédiments multi-classes dans MARS-3D

Compte tenu de la granulométrie observée sur le plateau du Golfe du Lion, trois classes de sédiment ont été définies. Les sables sont regroupés en deux classes. Chaque classe de sable est définie par sa taille qui détermine également sa vitesse de chute suivant l'équation 4.108. La première classe de sable a un diamètre médian de $160 \mu\text{m}$ et une vitesse de chute de 2 cm/s alors que la seconde classe a un diamètre médian de $380 \mu\text{m}$ et une vitesse de chute de 5 cm/s . Cette dernière classe de sable a été créée essentiellement pour bien représenter la granulométrie de la bande littorale et notamment du prodelta du Rhône.

Une dernière classe de sédiment regroupe l'ensemble des sédiments vaseux. Les résultats des mesures au granulomètre laser in-situ laissent penser que les sédiments cohésifs sont systématiquement sous forme floculée dans notre environnement (cf. § 3.3.3). Considérant que lorsque des processus de floculation agissent dans un milieu la vitesse de chute des sédiments fins ne dépendant ni de sa minéralogie ni de sa taille, une seule classe de vase été considérée.

Un modèle de transport de sédiments mixtes a été développé afin de prendre en compte l'effet de la grande hétérogénéité du fond dans la dynamique sédimentaire. Dans ce modèle, le sédiment de surface est considéré purement cohésif lorsque la fraction vaseuse f_v est supérieure à $f_{c2} = 50\%$ et complètement non-cohésif lorsque cette fraction est inférieure à $f_{c1} = 30\%$ (Mitchener et Torfs, 1996; Panagiotopoulos et al., 1997; van der Wal et al., 2005; Waeles, 2005). Entre les deux, le sédiment est supposé être en transition entre les deux modes même s'il est, par nature, de type plutôt cohésif.

4.4.3.1 Vitesse de chute des sédiments fins

Les processus de floculation dans le milieu naturel sont liés à plusieurs facteurs environnementaux. La qualité du matériau, sa charge en matière organique, la salinité du milieu, la charge en suspension ou encore la turbulence du milieu sont généralement retenus comme paramètres déterminants (Verney, 2006). Diverses formulations de la vitesse de chute, notamment en fonction de la concentration et de la turbulence ont été proposées.

L'effet de l'augmentation de la concentration jusqu'à une concentration critique entraîne une augmentation de la vitesse de chute du fait de l'augmentation de la taille des particules. Au delà de la concentration critique, la chute des particules est entravée et la vitesse de chute diminue avec la concentration. Thorn (1981) propose ainsi la relation suivante :

$$W_s = \min(k_1 C^n, W_{s0}(1 - k_2 C)^\beta) \quad (4.122)$$

avec $k_1 = 0.513$, $n = 1.29$, $W_{s0} = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$, $k_2 = 0.008$ et $\beta = 4.65$.

La turbulence, pour sa part, favorise les processus de floculation et donc l'augmentation de la vitesse de chute lorsqu'elle est de faible niveau. Des forts niveaux de turbulence engendrent à l'inverse la destruction des agrégats et favorise la diminution de la vitesse de chute. Van Leussen (1994) propose ainsi la formulation suivante :

$$W_s = W_{si} \frac{1 + aG}{1 + bG^2} \quad \text{avec} \quad W_{si} = k_1 C^n \quad (4.123)$$

Dans cette équation, G représente le taux de cisaillement [s^{-1}]. Pour des vases naturelles, van Leussen propose de prendre $k_1 = 3.5$, $n = 1$, $a = 0.3$ et $b = 0.09$.

Dans le modèle, on considère que les sédiments vaseux ont une vitesse de chute variable en fonction de la concentration et de la turbulence dans la colonne d'eau afin de prendre en compte de manière très schématique les processus de floculation. L'effet de la salinité est négligée. Le taux de cisaillement G est calculé à partir du terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ déterminé par la formulation de Gaspar décrite en § 4.1.3.1.2 :

$$G = \sqrt{\frac{\epsilon}{\nu}} \quad (4.124)$$

avec ν la viscosité cinématique de l'eau. Typiquement, la valeur G est inférieure à 1 s^{-1} dans l'océan ouvert, de l'ordre de 10 s^{-1} dans les chenaux tidaux et entre 10 et 100 s^{-1} pendant les épisodes de tempête à proximité du fond.

On utilise finalement la formulation suivante pour déterminer la vitesse de chute des vases :

$$W_s = \min\left(k_1 C^n \frac{1 + aG}{1 + bG^2}, W_{s0}(1 - k_2 C)^\beta\right) \quad (4.125)$$

avec $W_{s0} = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$, $k_2 = 0.008$, $\beta = 4.65$, $a = 0.3$ et $b = 0.09$. Compte tenu de la grande variabilité des paramètres k_1 et n proposés dans la littérature (van Leussen, 1994; Winterwerp, 1999), les coefficients k_1 et n sont des paramètres du modèle ajustés respectivement à 1.5 et 1. D'autre part, une vitesse de chute minimale de 10^{-5} m/s est imposée.

La formulation de la vitesse de chute utilisée dans le modèle est comparée à différentes formulations empiriques (figure 4.23). L'ordre de grandeur des vitesses de chute observées est respecté mais les vitesses de chute imposées sans effet de turbulence ($G = 0$) sont plutôt dans la gamme haute des observations. Le facteur correctif qui s'applique à cette vitesse lorsque l'on prend en compte l'effet de la turbulence aura plutôt pour effet de tirer vers le bas les vitesses de chute (figure 4.24). Pour les concentrations de quelques mg/l, la vitesse de chute sera de l'ordre de 10^{-5} m/s . Des floes ont cependant été observés pour des concentrations inférieures à 10 mg/l et les vitesses de chute pourraient donc être sous-estimées dans ces conditions (cf. § 3.3.3).

4.4.3.2 Dépôt des particules

Le flux de dépôt pour les vases (terme puits F_d en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) est décrit par la formule de Krone quelle que soit la nature du substrat :

$$F_d = W_s C \left(1 - \frac{\tau_{sf}}{\tau_{cd}}\right) \text{ si } \tau_{sf} \leq \tau_{cd} \text{ et sinon } F_d = 0$$

τ_{cd} exprime la tension critique de dépôt et C est la concentration dans la maille du fond. L'étude réalisée dans le chapitre 6 nous a amené à fixer $\tau_{cd} = +\infty$. Le dépôt des vases a donc lieu sans conditions.

Les sables sont quant à eux déposés comme explicité précédemment (cf. § 4.4.2.2.1). La concentration calculée par le modèle est extrapolée en $z = 2.5D$, qu'ils proviennent d'un substrat cohésif ou non-cohésif, afin de calculer le flux de dépôt.

4.4.3.3 Érosion des sédiments cohésifs ($f_v > 50\%$)

Lorsque les sédiments sont cohésifs, l'érosion est déterminée par la formulation obtenue à partir des mesures d'érodabilité in-situ (cf. § 3.1.2) :

$$E = E_0 \left(\frac{\tau_{sf}}{\tau_{ce}} - 1\right)^\alpha \quad (4.126)$$

avec $E_0 = 0.68 \text{ g/m}^2/\text{s}$, $\tau_{ce} = 0.35 \text{ Pa}$ et $\alpha = 1.65$.

L'ensemble des classes de particules qui constitue le substrat est ainsi érodé avec le même flux d'érosion (au prorata de la fraction de la classe) et seule la vitesse de chute de chacune des classes les différencie alors, notamment lors de la phase de dépôt.

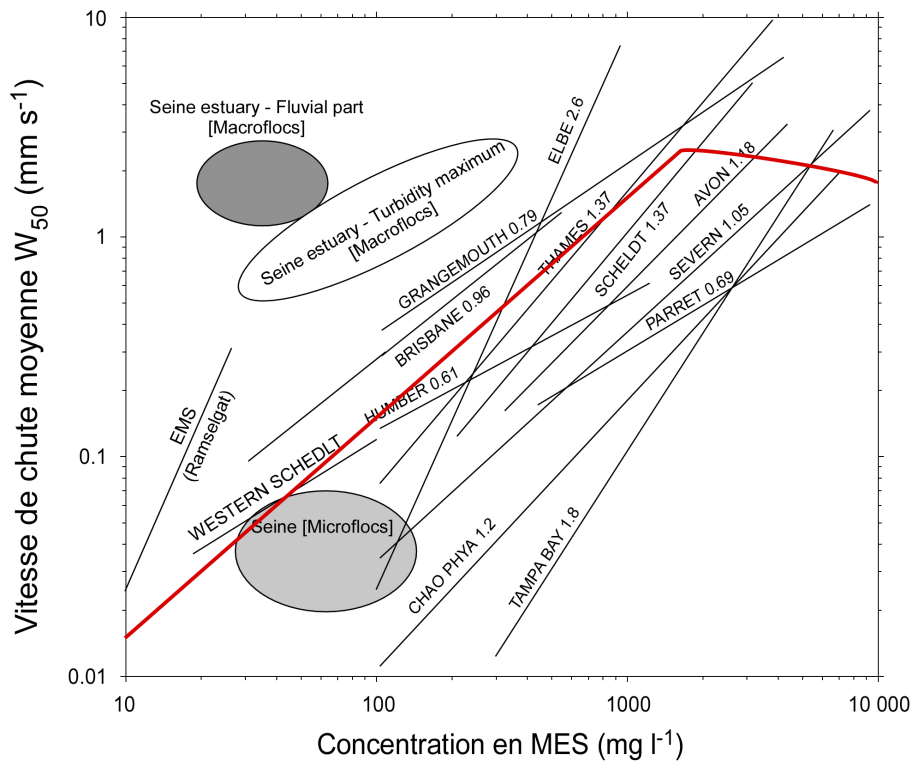


FIG. 4.23 – Relation entre la vitesse de chute et la concentration en MES pour différents estuaires d'après van Leussen (1994) et Lafite (2001). Les valeurs indiquées correspondent au paramètre n . La courbe rouge représente la vitesse de chute implémentée dans le modèle sans effet de la turbulence.

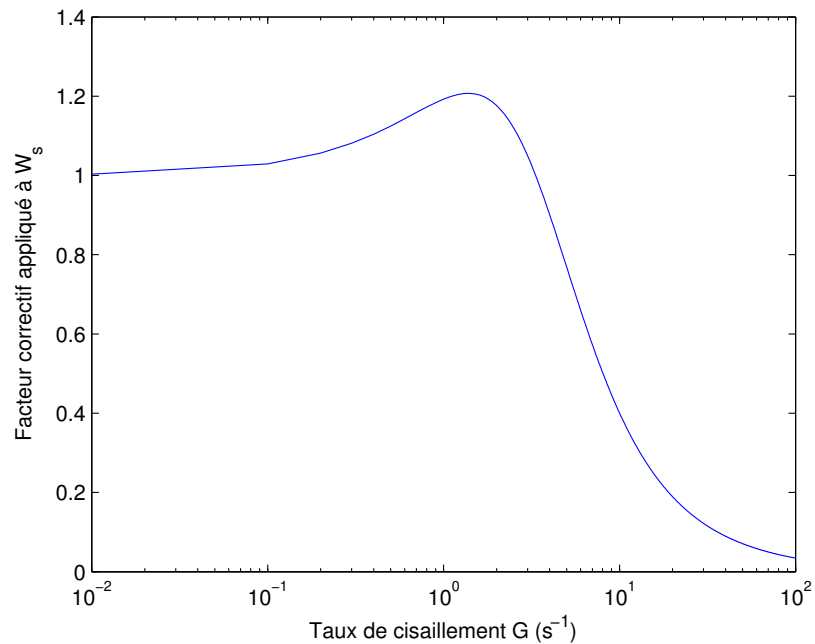


FIG. 4.24 – Facteur correctif appliqué à la vitesse de chute en fonction de la turbulence du milieu.

4.4.3.4 Érosion des sédiments non-cohésifs ($f_v < 30\%$)

Lorsque les sédiments de surface sont complètement non-cohésifs, la formulation de l'érosion définie en section 4.4.2.3 est utilisée. Compte tenu de la très forte variabilité de E_0 , si l'on utilise un unique flux d'érosion dépendant du diamètre moyen du mélange pour l'ensemble des classes de sable, le flux de transport des plus fines risque d'être considérablement surestimé. Les couches de surface vont donc se vider trop rapidement des particules les plus fines qui auront des flux d'érosions largement surestimés. Pour contrer ce problème, on considère que chaque classe de sable est indépendante dans le sédiment et subit une érosion sans rapport avec celle des autres classes présentes. Chaque classe de particule est donc gérée séparément. Les flux d'érosion des sables sont déterminés pour chaque classe en fonction de son diamètre en utilisant la formule 4.119 (au prorata de la fraction de la classe). Pour les vases, on suppose que leur comportement, même en présence de sables, est similaire à celui qu'elles auraient dans un environnement cohésif (i.e. le flux d'érosion est déterminé par l'équation 4.126). Seule la contrainte critique est modifiée. En outre, le choix effectué de considérer indépendamment chaque classe de particule implique la prise en compte d'une couche active dans le modèle afin de ne pas vider les couches sous-jacentes des particules les plus fines. La gestion de cette couche active est détaillée en section 4.4.3.7.

Contraintes critiques d'érosion et phénomènes de masquage/exposition

En présence de sédiments mixtes, le paramètre de mobilité défini par Shields pour des sables relativement bien triés n'est plus valide. En effet, des processus d'interaction entre les particules de tailles différentes sont susceptibles de modifier leur comportement. Les grains les plus fins sont masqués par les plus grossiers alors qu'à l'inverse ces derniers se retrouvent exposés par les plus fins. Afin de prendre en compte ces effets, la contrainte critique de chaque classe de sable est déterminée d'après la formulation de Wu et al. (2000).

Pour une classe de particule d'indice $i \in [1, N]$, Wu et al. (2000) définissent un coefficient de masquage $p_{h,i}$ et un coefficient d'exposition $p_{e,i}$ tels que :

$$p_{h,i} = \sum_{j=1}^N p_j \frac{D_j}{D_i + D_j} \quad (4.127)$$

$$p_{e,i} = \sum_{j=1}^N p_j \frac{D_i}{D_i + D_j} \quad (4.128)$$

où p_i est la fraction de la classe i dans le sédiment et D_i sa taille.

La tension critique d'érosion de cette classe de particule est alors définie par :

$$\frac{\tau_{ce,i}}{\rho(s-1)gD_i} = \theta_c \left(\frac{p_{e,i}}{p_{h,i}} \right)^m \quad (4.129)$$

Les valeurs de m et de θ_c ont été déterminées à partir d'expériences en laboratoire. Wu et al. (2000) fixent ainsi $m = -0.6$ et $\theta_c = 0.03$. Cette formulation n'est en fait pas valide si l'on utilise pour θ_c les valeurs déterminées par Shields ; on peut en effet obtenir des tensions critiques pour les grains fins supérieures à celles des grains les plus grossiers.

Pour déterminer la contrainte critique de la vase dans ce type de sédiment, on considère que la vase est érodée en même temps que les sables les plus fins.

4.4.3.5 Érosion des sédiments entre mode cohésif et mode non-cohésif ($30 < f_v < 50\%$)

Lorsque la fraction vaseuse est telle que les propriétés du substrat ne sont pas clairement déterminées (pour une fraction de vase comprise entre f_{c1} et f_{c2}), on assure une continuité de

tous les paramètres d'érosion (τ_{ce} , E_0 et α) entre les fractions critiques de vase f_{c1} et f_{c2} .

Finalement, la loi d'érosion $E = p_i E_0 \left(\frac{\tau_{sf}}{\tau_{ce}} - 1\right)^\alpha$ (avec p_i la fraction de la classe considérée dans le substrat) est résolue systématiquement pour chaque classe de particule et seuls changent les paramètres τ_{ce} , E_0 et α en fonction de la fraction vaseuse du sédiment et du type de particule considéré. Le tableau 4.2 synthétise la méthode de détermination des paramètres pour chaque classe de particule en fonction de la valeur f_v de la couche de surface. Dans ce tableau les paramètres qui portent l'indice s, s1 ou s2 sont calculés à partir des équations 4.119 et 4.129 et les paramètres qui portent l'indice v avec l'équation 4.126.

	Non-cohésif $f_v < f_{c1}$ Érosion différentielle	$f_{c1} < f_v < f_{c2}$	Cohésif $f_{c2} < f_v$ Érosion en bloc
		$f = \frac{f_v - f_{c1}}{f_{c2} - f_{c1}}$	
Sable 1	$\tau_{ce,s1}$ $E_{0,s1}$ α_s	$f\tau_{ce,v} + (1-f)\tau_{ce,s1}$ $fE_{0,v} + (1-f)E_{0,s1}$ $f\alpha_v + (1-f)\alpha_s$	$\tau_{ce,v}$
Sable 2	$\tau_{ce,s2}$ $E_{0,s2}$ α_s	$f\tau_{ce,v} + (1-f)\tau_{ce,s2}$ $fE_{0,v} + (1-f)E_{0,s2}$ $f\alpha_v + (1-f)\alpha_s$	$E_{0,v}$
Vases	$\min(\tau_{ce,s1}, \tau_{ce,s2})$ $E_{0,v}$ α_v	$f\tau_{ce,v} + (1-f)\min(\tau_{ce,s1}, \tau_{ce,s2})$ $E_{0,v}$ α_v	α_v

TAB. 4.2 – Tableau de détermination des paramètres de la loi d'érosion.

4.4.3.6 Conditions initiales

Les conditions initiales du fond sédimentaire ont été fixées à partir de la compilation des données granulométriques (annexe A). Le modèle GOL est initialisé en vase à partir de la carte 3.1 et le modèle PRODELTA avec la carte 3.3. Dans le Rhône, les deux classes de sables constituent le sédiment à part égale. L'épaisseur de sédiment est initialisée à 10 mètres sur l'ensemble du domaine. La porosité du sédiment est identique quel que soit le type de sédiment (800 kg/m^3).

4.4.3.7 Gestion des couches et pavage

Le modèle sédimentaire gère l'évolution des couches en fonction des processus de dépôt et d'érosion simulés. Les sédiments fins étant plus facilement remobilisés et transportés, la couche superficielle du sédiment subit progressivement un tri-granulométrique. Sans apport de fines, seules les particules les plus grosses finissent par constituer le lit sédimentaire. La présence de particules plus grossières en surface a pour effet de protéger les sédiments fins des couches sédimentaires sous-jacentes. Cet effet, appelé phénomène de pavage, est classiquement pris en compte dans les modèles à travers la constitution d'une couche de surface appelé couche active (Parker, 1990). Les échanges entre le fond et l'eau lors des processus d'érosion transitent uniquement par la couche active. Cette couche dont la profondeur correspond à la profondeur maximale érodable permet de ne pas vider les sédiments fins des couches sous-jacentes.

Dans le modèle développé ici, le pavage est pris en compte de manière très simplifiée en imposant que l'épaisseur de la couche de surface soit comprise entre 0.5 et 1.5 cm afin de limiter

l'érosion en profondeur et de protéger les particules fines. Ainsi lors des phases de dépôt, la couche de surface est scindée en deux dès lors que son épaisseur dépasse 1 cm. A l'inverse, lors des phases d'érosions, la couche de surface est mélangée avec la couche sous-jacente si son épaisseur devient inférieure à 0.5 cm.

4.4.4 Modèle morphodynamique

Les dépôts et érosions de sédiment sont susceptibles de modifier assez fortement la bathymétrie et une modification des courants peut en résulter. Au niveau du prodelta du Rhône, les variations bathymétriques importantes observées (Maillet et al., 2006) (cf. § 2.4.2) témoignent de l'importance de prendre en compte ce processus. Afin de prendre en compte dans le calcul hydrodynamique l'évolution de la bathymétrie au cours du temps, une réactualisation de la bathymétrie est réalisée à chaque pas de temps du modèle de transport (pour GOL et PRO-DELTA) en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\partial(1-p)h_{sed}}{\partial t} = F_d - E \quad (4.130)$$

avec p la porosité du sédiment superficiel, E et F_d les flux d'érosion et de dépôt de sable et de vase.

L'équation est résolue numériquement en suivant la méthode proposée par Waeles (2005). Cette méthode induit cependant un lissage des processus morphodynamiques. En effet, les évolutions de la hauteur de sédiment sont connues au centre des mailles alors que la bathymétrie est connue sur les bords des mailles. La bathymétrie est donc mise à jour à partir d'une moyenne des évolutions entre les deux mailles juxtaposées ce qui induit un lissage de la bathymétrie et des processus associés.

4.4.5 Conditions aux limites

Rejet du Rhône

En Arles, où est imposé le débit du Rhône, la charge en suspension de la masse d'eau injectée est imposée. Cette concentration est déduite directement du débit du Rhône à partir de la formule de Thomas (1997) (cf. § 2.4.1.1). Elle est ensuite répartie dans les trois classes de particules. On considère qu'en moyenne 90 % de la concentration est induite par les vases et que les deux classes de sables complètent à parts égales la masse en suspension (cf. § 2.4.1.1).

Conditions aux limites ouvertes

Aux limites du modèle GOL, une condition de concentration nulle en cas de flux entrant est imposée. Dans le cas du modèle PRODELTA, l'utilisation du zoom AGRIF permet de prendre en compte les flux entrants dans le domaine. De plus, les flux sortants sont pris en compte dans le modèle GOL de rang supérieur grâce à un "update" de l'ensemble des traceurs du compartiment sédimentaire.

4.4.6 Gestion des traceurs radioactifs

Compte tenu de la très grande variabilité du coefficient de distribution des radioéléments, notamment dans un environnement comme le nôtre, on ne s'intéresse ici qu'aux radioéléments qui ont une forte affinité pour la phase solide afin de faire abstraction des processus d'adsorption/désorption.

En particulier, le devenir du ^{210}Pb en excès apporté par les sédiments du Rhône sera simulé. L'activité dans les sédiments fins drainés par le Rhône est imposée en suivant la relation élaborée par Rolland (2006) en fonction du débit :

$$\log_{10}A = 1.57\log(Q) - 7.65 \quad (4.131)$$

avec A l'activité du ^{210}Pb [Bq/l] et Q le débit du Rhône [m^3/s].

On suppose donc que le plomb est à l'équilibre au niveau de Arles et que cet équilibre entre phase solide et phase liquide n'est plus susceptible d'évoluer. La demi-vie du ^{210}Pb étant de 22.3 ans, aucune décroissance radioactive n'a été imposée. Cet élément est par ailleurs associé aux particules fines et est donc régi par les mêmes processus sédimentaires (chute, érosion...). L'activité des sédiments sur le fond sédimentaire est en outre initialisée en fonction de la profondeur. Sur le plateau du Golfe du Lion, une augmentation de l'activité en ^{210}Pb en excès avec la profondeur est généralement constatée (Miralles et al., 2005). Les phénomènes de "scavenging" induisent en effet une accumulation par les particules, au cours de leur chute, des radioéléments présents dans la masse d'eau, et cette accumulation est d'autant plus importante que la profondeur d'eau est grande. On impose donc l'activité A dans le sédiment telle que :

Si $h < 40$ m, alors $A = 80$ Bq/kg de sédiment,

si $40 < h < 100$ m, alors $A = 2h$ Bq/kg,

si $h > 100$ m, alors $A = 200$ Bq/kg.

Cette initialisation est reportée en figure 4.25.

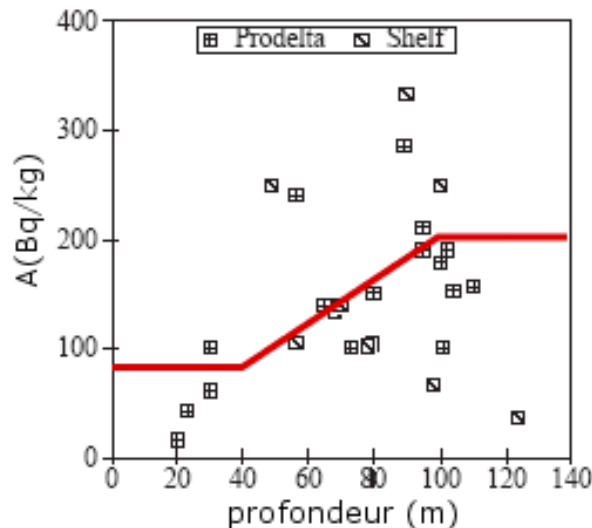


FIG. 4.25 – Activité du ^{210}Pb en excès en surface du sédiment en fonction de la hauteur d'eau sur le plateau du Golfe du Lion (Miralles et al., 2005). La courbe rouge correspond à l'initialisation retenue.

D'autre part, afin de tracer spécifiquement les vases issues du Rhône et de mieux comprendre la dispersion des radioéléments qui leurs sont associées, les vases rejetées en Arles dans le Rhône et celles initialement présentes dans le sédiment sont dissociées numériquement. Cependant, la même dynamique étant associée à ces deux types de vases, on considère que ces vases constituent une unique classe de sédiment.

Chapitre 5

Modélisation hydrodynamique et applications pour le transport sédimentaire

Dans ce chapitre l'accent est mis sur la validation des modèles de vague et de courant mis en place dans le Golfe du Lion. La validation porte principalement sur quatre périodes distinctes pour lesquelles une application particulière en terme de dynamique sédimentaire est réalisée dans ce même chapitre ou dans le suivant. On s'intéresse ici principalement à l'année 2001, à la période de la crue du Rhône de décembre 2003 et aux périodes des expériences CARMA et SCOPE. La validation du modèle courantologique, qui s'appuie notamment sur les données des deux ADCP des campagnes SCOPE et CARMA décrits en section 3.2.1, est suivie d'une description académique des circulations engendrées par les vagues. Enfin, le modèle hydrodynamique mis en place est utilisé dans le cadre d'une application pour le transport sédimentaire. Une étude numérique des frottements sur le fond est effectuée afin de mettre en évidence l'impact respectif des houles et des courants sur la dynamique sédimentaire du plateau.

5.1 Validation de la modélisation des états de mer

Afin de valider les modèles de génération/propagation de houle, différents types de mesures ont été utilisés. Les états de mer au large, simulés à l'aide de WWIII ont été confrontés aux mesures des bouées Météo-France 61001 (Nice) et 61002 (Golfe du Lion), situées respectivement entre Nice et la Corse et au large du Golfe du Lion (figure 5.1). La propagation de la houle à la côte est quant à elle validée à partir des mesures de la bouée à houle directionnelle 01301 du CETMEF positionnée à la pointe de Beauduc et de l'ADCP SCOPE (cf. § 3.2.2) positionné long du They de la Gracieuse (figure 5.1). Ces deux capteurs sont immergés à environ 20 m. Les bouées Météo-France n'étant pas directionnelles, seuls la bouée du CETMEF et l'ADCP sont susceptibles de fournir des informations en terme de direction.

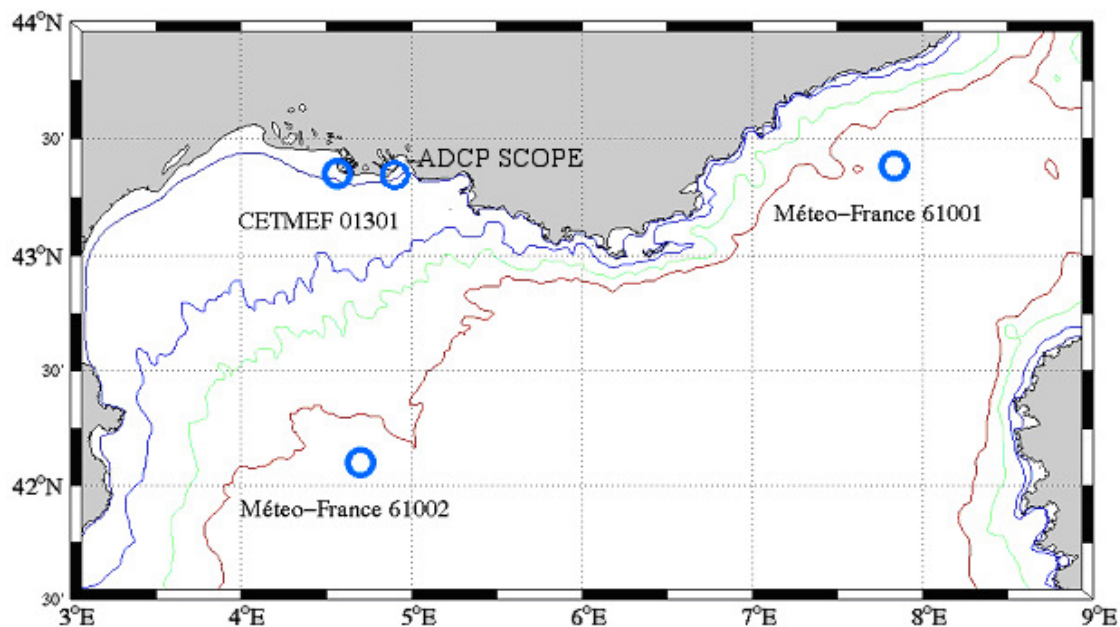


FIG. 5.1 – Position des différents points de mesure de la houle utilisés pour la validation.

Les simulations de vagues sont évaluées à l'aide du coefficient de corrélation (COR), du biais (BIAS), de l'erreur quadratique moyenne (RMSE) et de l'erreur quadratique moyenne relative (SI) définis en annexe H pour différentes périodes (figure 5.2), qui sont :



FIG. 5.2 – Périodes simulées.

- l’année 2001 complète,
- une période autour de la crue du Rhône de décembre 2003 (du 1^{er} novembre 2003 au 31 janvier 2004),
- une période autour de l’expérience CARMA (cf. § 3.2.3)(du 3 octobre 2006 au 5 mai 2007),
- une période autour de l’expérience SCOPE (cf. § 3.2.2)(du 27 octobre 2007 au 30 janvier 2008).

Pour ces quatre périodes, les paramètres statistiques sont systématiquement évalués mais les comparaisons des paramètres des vagues ne seront présentées que pour les capteurs situés à proximité de la côte. Les paramètres des vagues considérés sont T_p la période du pic, T_m la période moyenne et h_s la hauteur significative. Pour les capteurs à proximité de la côte, afin d’évaluer l’intérêt de l’emboîtement SWAN mis en place (cf. § 4.3.2), les paramètres statistiques seront présentés pour le modèle de grande emprise WWIII et pour le modèle plus fin SWAN. La présentation des résultats de chacune des périodes sera suivie d’une synthèse en section 5.1.5

5.1.1 Validation de l’année 2001 complète

Pour l’année 2001, on dispose des données de la bouée 61001 pour l’ensemble de la période et des données de la bouée 61002 pour le mois de décembre uniquement. Les données de la bouée 01301 ne sont pas disponibles pour les périodes du 28/05 au 10/08 et du 24/10 au 28/11. Les paramètres statistiques obtenus sont reportés dans les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3. La comparaison des paramètres mesurés à la bouée 01301 et des paramètres simulés par le modèle SWAN, dont la direction moyenne et l’étalement directionnel, est présentée figure 5.3 pour une partie de l’année 2001.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.89	0.07	0.42	0.32
T_p	0.37	-0.3	1.84	0.32

TAB. 5.1 – Paramètres statistiques pour la bouée 61001 pour l’année 2001.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.96	-0.24	0.43	0.17
T_p	0.9	0.39	0.99	0.16

TAB. 5.2 – Paramètres statistiques pour la bouée 61002 pour l’année 2001.

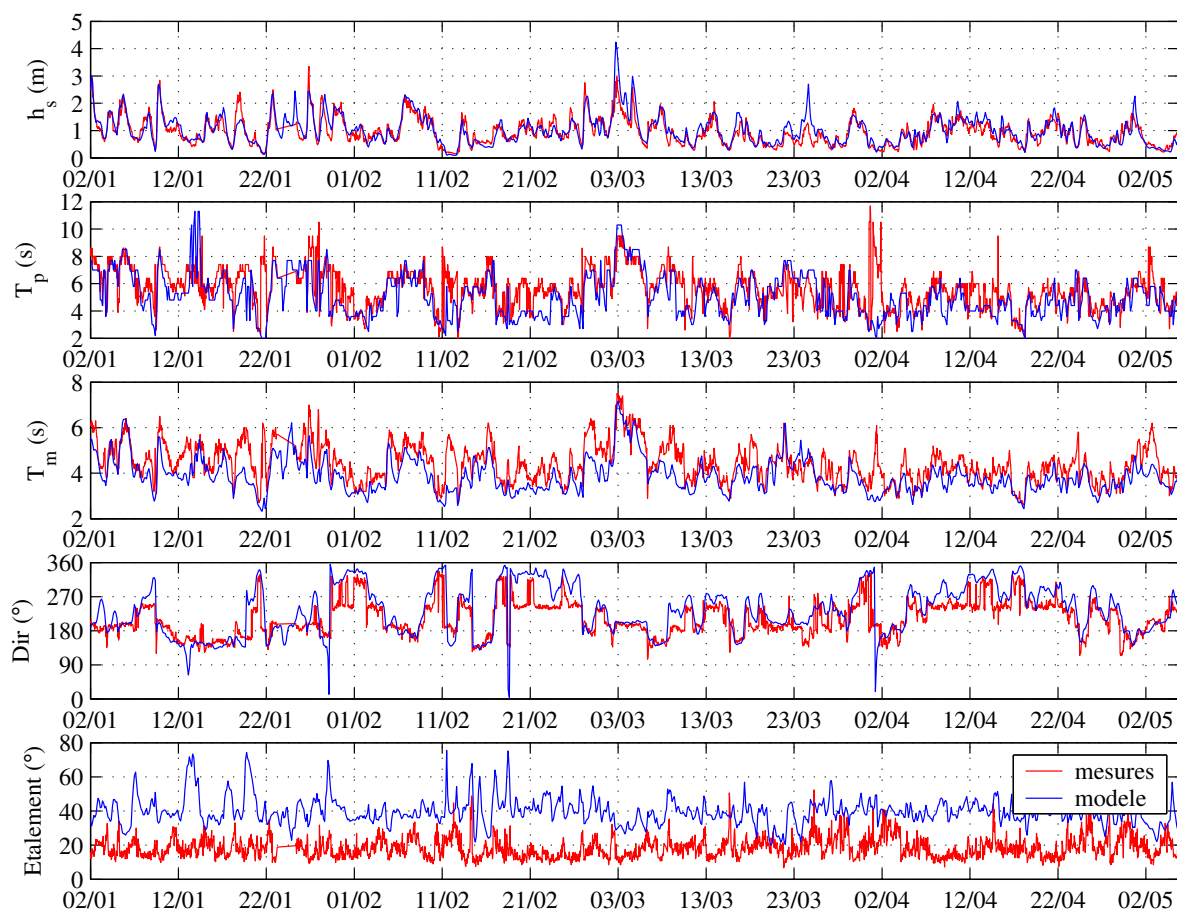


FIG. 5.3 – Comparaison des paramètres d'état de mer simulés et observés au niveau de la bouée 01301 pour une partie de l'année 2001.

		COR	BIAS	RMSE	SI
WWIII	h_s	0.82	-0.12	0.28	0.3
	T_p	0.38	-1.3	2.1	0.38
	T_m	0.67	-0.4	0.9	0.20
SWAN	h_s	0.86	0.051	0.25	0.25
	T_p	0.53	-0.6	1.7	0.25
	T_m	0.74	-0.5	0.78	0.18

TAB. 5.3 – Paramètres statistiques pour la bouée 01301 pour l'année 2001.

5.1.2 Validation pour le période de la crue du Rhône centennale de décembre 2003

La validation a été effectuée pour les bouées 61001 et 61002 pour une période allant du 1^{er} novembre 2003 au 31 janvier 2004. Les données de la bouée 01301 ne sont disponibles qu'entre le 1^{er} novembre 2003 et le 9 janvier 2004. Les paramètres statistiques obtenus sont reportés dans les tableaux 5.4, 5.5 et 5.6. La comparaison des paramètres mesurés à la bouée 01301 et des paramètres simulés par le modèle SWAN est présentée en figure 5.4.

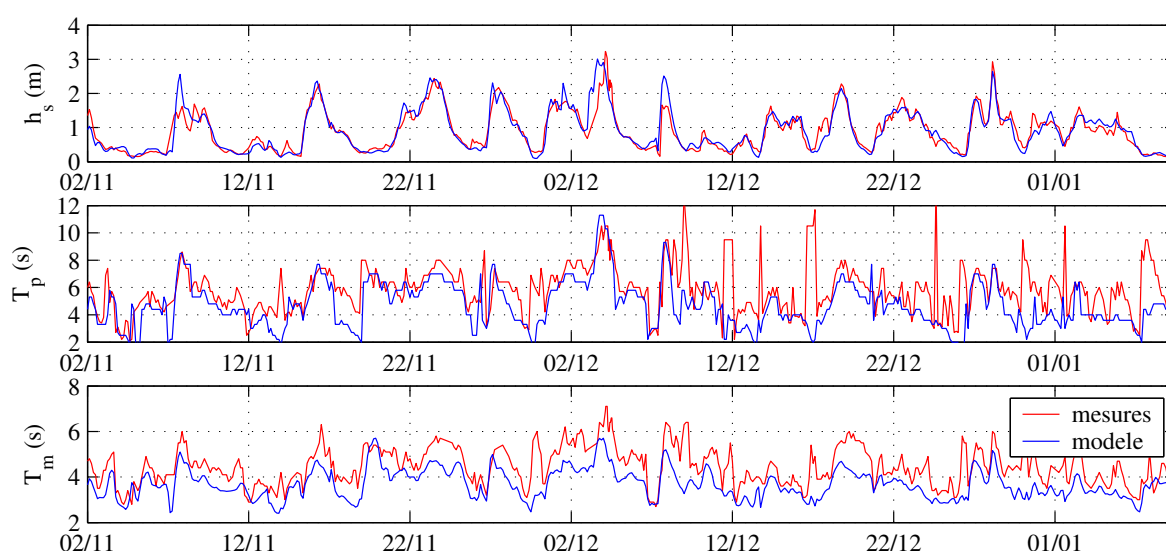


FIG. 5.4 – Comparaison des paramètres d'état de mer simulés et observés au niveau de la bouée 01301 pour la période de la crue du Rhône de décembre 2003.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.88	0.067	0.39	0.26
T_p	0.68	-0.06	1.2	0.22

TAB. 5.4 – Paramètres statistiques pour la bouée 61001 pour la période de la crue de décembre 2003.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.95	-0.17	0.46	0.19
T_p	0.88	0.15	1.3	0.13

TAB. 5.5 – Paramètres statistiques pour la bouée 61002 pour la période de la crue de décembre 2003.

		COR	BIAS	RMSE	SI
WWIII	h_s	0.9	-0.2	0.33	0.31
	T_p	0.41	-1.8	2.65	0.43
	T_m	0.48	-2.09	2.65	0.43
SWAN	h_s	0.92	-0.019	0.23	0.21
	T_p	0.48	-1.1	2.1	0.34
	T_m	0.75	-0.77	0.96	0.21

TAB. 5.6 – Paramètres statistiques pour la bouée 01301 pour la période de la crue de décembre 2003.

5.1.3 Validation pour le période de l'expérience CARMA

La validation n'a été effectuée que pour les bouées 61001 et 61002 pour une période allant du 3 octobre 2006 au 5 mai 2007. Aucune bouée à proximité de l'embouchure du Rhône n'était en fonctionnement durant cette période. Les paramètres statistiques obtenus sont reportés dans les tableaux 5.7 et 5.8.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.92	0.02	0.34	0.27
T_p	0.71	0.41	1.34	0.26

TAB. 5.7 – Paramètres statistiques pour la bouée 61001 pour la période de l'expérience CARMA.

	COR	BIAS	RMSE	SI
h_s	0.96	-0.09	0.33	0.17
T_p	0.78	0.41	1.	0.17

TAB. 5.8 – Paramètres statistiques pour la bouée 61002 pour la période de l'expérience CARMA.

5.1.4 Validation pour le période de l'expérience SCOPE

La validation a été effectuée uniquement à partir des données de l'ADCP. Les paramètres statistiques obtenus sont reportés dans le tableau 5.9. La comparaison des paramètres mesurés par l'ADCP et des paramètres simulés par le modèle SWAN, dont la direction moyenne et l'étalement directionnel, est donnée en figure 5.5.

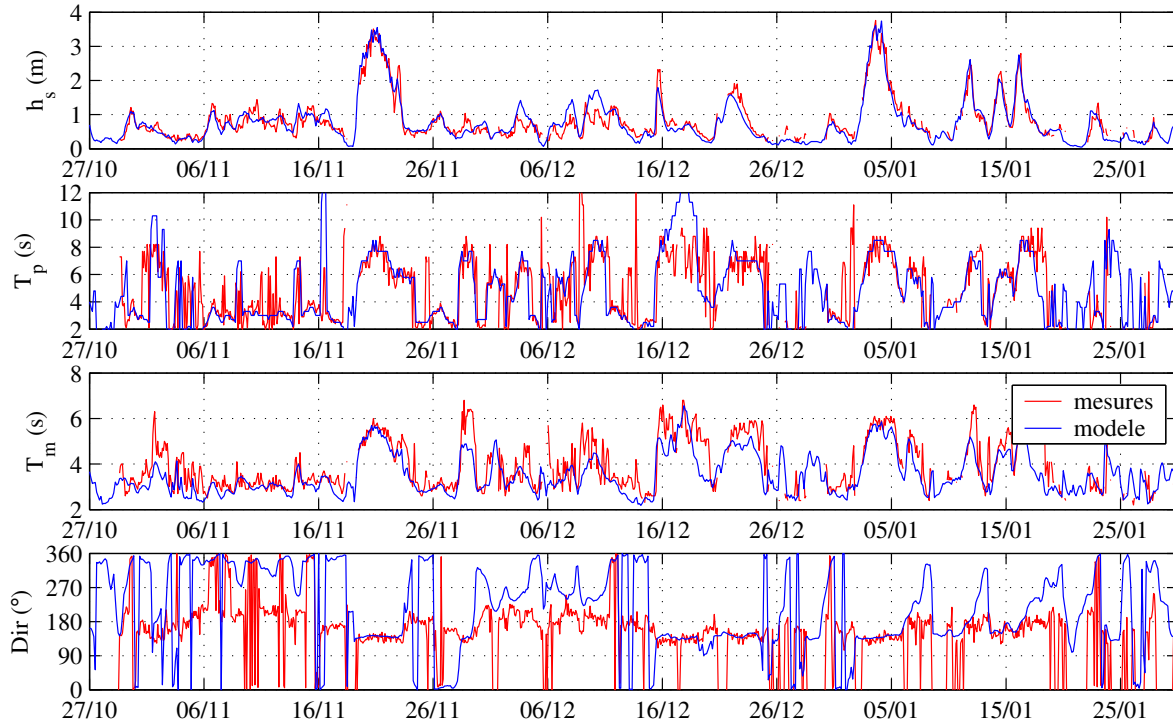


FIG. 5.5 – Comparaison des paramètres d'état de mer simulés et mesurés par l'ADCP pour la période de l'expérience SCOPE.

		COR	BIAS	RMSE	SI
WWIII	h_s	0.76	0.03	0.43	0.39
	T_p	0.58	0.1	1.9	0.35
	T_m	0.69	0.3	0.97	0.23
SWAN	h_s	0.94	0.	0.23	0.21
	T_p	0.59	-0.15	2.2	0.38
	T_m	0.8	-0.4	0.79	0.19

TAB. 5.9 – Paramètres statistiques pour la période de l'expérience SCOPE.

5.1.5 Synthèse sur la validation de la modélisation des états de mer

L'ensemble des simulations réalisées permet de tirer plusieurs conclusions sur la modélisation des états de mer dans le Golfe du Lion :

- Au large, les états de mer sont systématiquement mieux reproduits au niveau de la bouée Golfe du Lion (61002). Ainsi, l'erreur relative sur h_s est inférieure à 20 % au large du

Golfe du Lion alors qu'elle est supérieure à 25 % entre Nice et la Corse. D'autre part, concernant la période T_p , les corrélations sont nettement plus faibles pour la bouée Nice que pour la bouée Golfe du Lion. Cette différence entre les deux bouées au large s'explique par la plus grande variabilité du forçage météorologique au niveau de la bouée Nice. Les modèles météorologiques utilisés pour forcer les modèles de vague reproduisent moins bien les vents dans ce secteur (André, 2007) et génèrent des erreurs sur les champs de vagues.

- La simulation des états de mer est meilleure au large du Golfe du Lion qu'en zone côtière. On peut cependant noter l'intérêt de la stratégie de modélisation mise en place. L'utilisation de l'emboîtement SWAN améliore systématiquement les simulations des états de mer (tableaux 5.3, 5.6 et 5.9). Les erreurs relatives obtenues pour les hauteurs de vagues sont ainsi comprises entre 21 et 25 %. D'autre part, les périodes moyennes sont mieux simulées que les périodes du pic. Cependant, dans les périodes faiblement énergétiques, la mesure de la période de pic montre d'une manière générale des anomalies (figures 5.3, 5.4 et 5.5) ce qui tend à fausser les paramètres statistiques.
- Concernant les paramètres directionnels des états de mer, on constate à partir de la simulation de l'année 2001, que la direction moyenne des vagues semble dans l'ensemble assez bien reproduite (figure 5.3). Cependant, dans le cas de l'expérience SCOPE (figure 5.5), on note des différences de direction importantes notamment lors des épisodes les moins énergétiques. La différence entre les deux comparaisons incite à penser que les directions moyennes calculées par l'ADCP lors d'épisodes peu énergétiques pourraient être erronées. La simulation de l'année 2001 complète conforte en effet cette hypothèse que les directions simulées sont bonnes. D'autre part, les étalements directionnels mesuré et simulé ne sont pas cohérents (figure 5.3). Cependant, il est reconnu qu'un des défauts des modèles de conservation de l'action est leur trop grande dispersion angulaire liée notamment à la résolution numérique. D'autre part, les méthodes de mesure de l'étalement directionnel sont sujettes à controverse et peuvent montrer de grandes différences. Cet aspect n'a donc pas été étudié plus en détails.

Pour conclure, la stratégie d'emboîtement de modèles mise en place a montré sa capacité à reproduire les états de mer aux différentes échelles d'espace considérées. Des erreurs relatives de l'ordre de 25 % en moyenne sont ainsi obtenues pour l'ensemble des paramètres du spectre de vague. Les états de mer sont bien reproduits à la fois au large et à proximité de la côte par 20 m d'eau, dans des zones où la bathymétrie agit sur le champ de vague.

Cette stratégie d'emboîtement des modèles sera en outre encore plus justifiée pour le calcul des contraintes de fond et des contraintes de radiation en raison des gradients d'état de mer importants générés à proximité de la côte.

5.2 Validation de la modélisation hydrodynamique

Le modèle hydrodynamique a été utilisé afin de simuler différentes périodes suffisamment instrumentées dans la zone du prodelta du Rhône. La présente validation est restreinte à la zone du prodelta du Rhône, la validation à l'échelle du Golfe du Lion et de la Méditerranée Nord Occidentale ayant déjà été amorcée à l'aide d'images satellite ou d'ADCP (André et al., 2005; André, 2007).

Des mesures de profils de température et de salinité à date fixe ainsi que des profils de vitesse acquis par ADCP sur des périodes relativement longues ont été utilisés afin de paramétrer au mieux l'hydrodynamique du modèle. Une étude de sensibilité à différentes formulations pour

la fermeture turbulente, pour la prise en compte de la circulation induite par les vagues ou encore pour le forçage par le vent a été effectuée avec les mesures d'ADCP immergés.

Concernant le forçage par le vent, nous disposons des champs de vent des modèles ALADIN de Météo-France et des champs de vent issus du modèle MM5. Ces deux champs de vent ont été testés. Différentes formulations du coefficient de traînée C_d du vent, dont celles de Large et Pond (1981), de Smith et Banke (1975) et de Geernaert et al. (1987) ont également été testées. La prise en compte des tensions de radiation dans le modèle a également été évaluée. Enfin, différents modèles de fermeture turbulente dont celui de Pacanowski et Philander (1981) et de Gaspar (1990) ont été testés. Le modèle de Gaspar a été testé dans sa version d'origine et dans une version modifiée dépendante de l'état de mer. L'ensemble de ces formulations sont décrites dans le chapitre 4. Les notations utilisées dans la dénomination des configurations sont données dans le tableau 5.10.

Configuration	Notation
Champs de vent ALADIN	AL
Champs de vent MM5	MM5
Sans prise en compte des tensions de radiations	NRD
Avec prise en compte des tensions de radiations	RAD
Mélange vertical Pacanowski et Philander	Paca
Mélange vertical Gaspar	Gasp
Mélange vertical Gaspar modifié	Gasp2
C_d par Large et Pond	C_D1
C_d par Smith et Banke	C_D2
C_d par Geernaert et al.	C_D3

TAB. 5.10 – Différentes formulations et notations utilisées.

5.2.1 Validation à l'aide de données hydrologiques de la campagne BIODY-PAR 3 (Mars/Avril 1999)

Durant la campagne Biodypar 3, 77 mesures de profils de CTD ont été effectuées à proximité du débouché du Rhône. Cette campagne étant une des campagnes les plus riches en mesures hydrologiques dans cette zone, elle a été simulée afin de rendre compte de la capacité du modèle à reproduire la stratification observée entre les eaux douces peu mélangées de surface et les eaux sous-jacentes. Les mesures ont été effectuées entre le 22 mars et le 2 avril 1999 lors d'épisodes de vent de sud-est et de mistral relativement établis (figure 5.6). Les vents Aladin de Météo-France utilisés pour forcer le modèle semblent relativement représentatifs de la situation météorologique observée (figure 5.6). Pour cette validation les paramètres du modèle ont été figés en utilisant la configuration $AL + C_D2 + Paca + NRD$ (cf. tableau 5.10). Aucune étude de sensibilité n'a été effectuée dans ce cas.

La comparaison du modèle aux mesures (cf. annexe J) met en évidence la capacité du modèle à bien reproduire l'extension et la forme du panache du Rhône. Néanmoins, il semble que dans les situations les plus stratifiées le modèle montre une tendance à trop mélanger au niveau de l'interface (figure 5.7). Le gradient de salinité est généralement moins bien marqué dans le modèle qu'il ne l'est en réalité. Cet effet pourrait être lié aux processus de mélange turbulent surestimés. La discrétisation verticale en coordonnées sigma réduites peut également être à l'origine d'un effet de dilution du panache à mesure que l'on s'éloigne de l'embouchure.

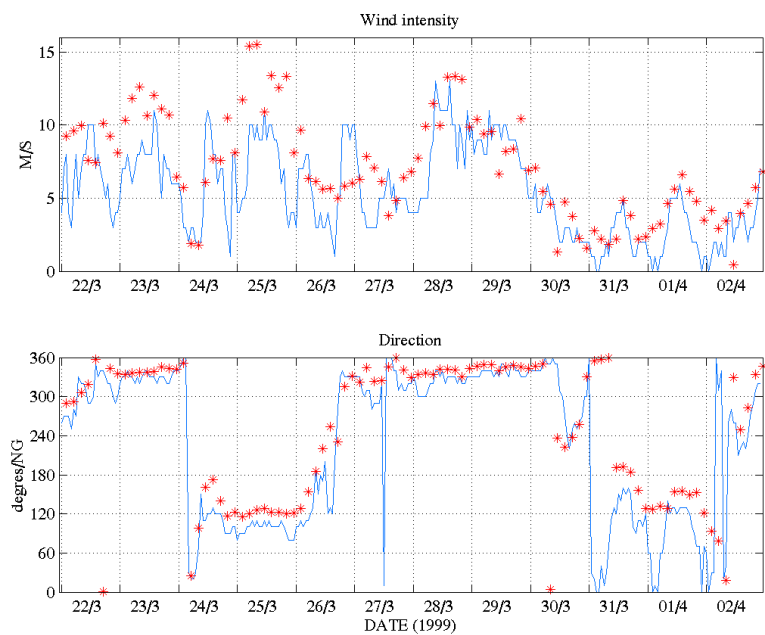


FIG. 5.6 – Norme et direction du vent mesuré à la tour du Valat en bleu et issu du modèle ALADIN Météo-France en rouge durant la campagne BIODYPAR 3.

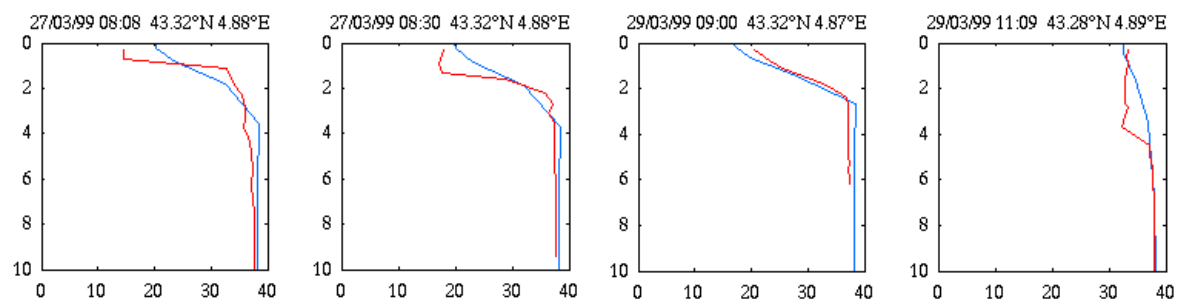


FIG. 5.7 – Exemples de profils de salinité (PSU) mesurés en rouge et simulés en bleu.

5.2.2 Validation à l'aide des mesures par ADCP

Les périodes couvertes par les expériences SCOPE (du 28 octobre 2007 au 29 janvier 2008, cf. § 3.2.2) et CARMA (du 8 novembre 2006 au 23 février 2007, cf. § 3.2.3) ont été simulées afin de comparer les séries temporelles de courant obtenues par le modèle à celles mesurées. Les ADCP des campagnes CARMA et SCOPE, posés sur le fond, étaient respectivement positionnés au niveau de la bouée cardinale de Roustan Est par 19m de fond et au niveau de la bouée cardinale de la Balancelle par 21 m de fond (figure 5.8). Pour l'expérience CARMA, seule la première période de mouillage de l'ADCP a été considérée. Une étude de sensibilité, effectuée avec le zoom AGRIF, a été menée afin de déterminer la configuration du modèle qui serait la plus à même de reproduire ces deux expériences. La difficulté de reproduire au point fixe des mesures de vitesse sur l'ensemble de la colonne d'eau nous a amené à tester diverses combinaisons de configurations afin de déterminer les processus physiques déterminants à prendre en compte et d'améliorer les simulations. La qualité de la simulation a été déterminée à l'aide de paramètres statistiques calculés pour les vitesses tri-horaire U et V , ainsi que pour la norme N de la vitesse. Les paramètres statistiques utilisés (coefficient de corrélation (COR), biais (BIAS), erreur quadratique moyenne (RMSE) et erreur quadratique moyenne relative (SI)) sont définis dans l'annexe H. Considérant d'après l'observation que les courants sont relativement homogènes en direction sur la colonne d'eau excepté à proximité de la surface (cf. § 3.2.1), les vitesses ont été moyennées sur les 16 mètres depuis le fond.

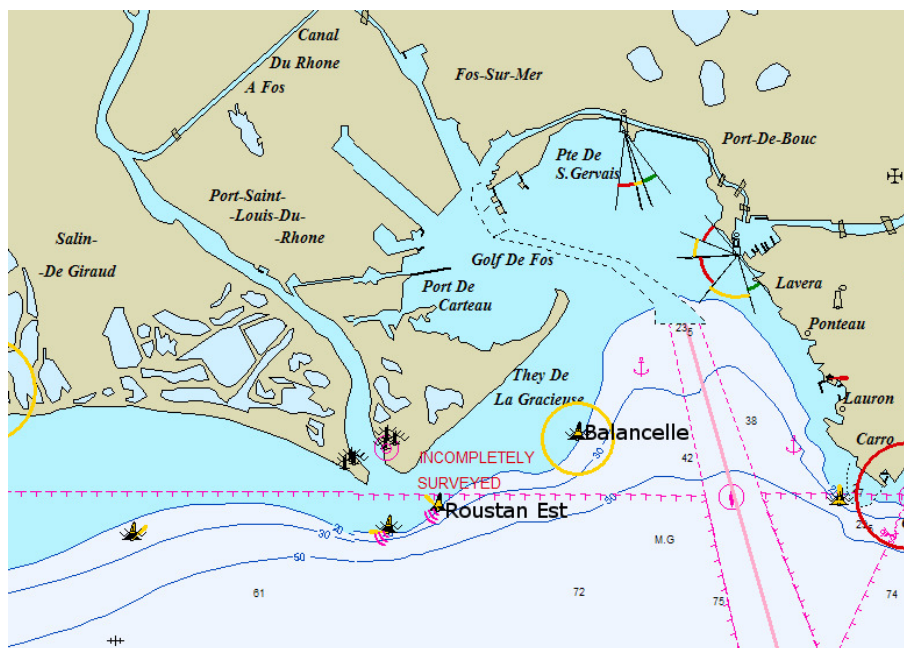


FIG. 5.8 – Positions des bouées de Roustan Est et de la Balancelle.

5.2.2.1 Test de sensibilité

L'objectif de cette étude de sensibilité est de répondre aux différentes questions listées ci-dessous :

- La prise en compte de la circulation par les vagues est elle nécessaire ?
- Comment paramétrer au mieux le forçage atmosphérique ?
- La dissipation turbulente est-elle un processus sensible du modèle ?

A cet effet, de nombreuses configurations mixant les différentes formulations décrites précédemment ont été testées. Seuls les résultats statistiques de 10 configurations sont présentés ici (tableau 5.11). Les paramètres statistiques sont donnés pour l'ensemble de la série temporelle mais aussi pour la série temporelle qui coïncide avec les mesures de courants observés importants (> 15 cm/s). On peut ainsi estimer la capacité du modèle à reproduire les courants à la fois dans les situations ordinaires mais également dans les situations extrêmes.

CONFIGURATION	COR			BIAS			RMSE			SI		
	U	V	N	U	V	N	U	V	N	U	V	N
	SCOPE											
1 – <i>MM5 + C_{D2} + Paca + NRD</i>	0.066	-0.027	0.51	1.1	1.5	-0.63	9.3	10	6.8	1.2	1.3	0.6
	-0.0091	-0.021	0.52	3.5	9.2	-5.8	16	20	12	1.1	1.3	0.57
2 – <i>MM5 + C_{D2} + Paca + RAD</i>	0.17	0.065	0.51	0.57	1.6	-1.4	8.4	9.3	6	1.1	1.2	0.53
	0.25	0.18	0.4	2.1	9	-8.2	14	16	11	0.97	1.1	0.51
3 – <i>AL + C_{D2} + Paca + NRD</i>	0.006	-0.003	0.55	1.2	1.8	-0.53	9.7	11	6.8	1.3	1.4	0.6
	-0.061	-0.043	0.53	2.7	11	-4.6	17	23	12	1.2	1.5	0.6
4 – <i>AL + C_{D2} + Paca + RAD</i>	0.13	0.15	0.53	1.7	2.8	-1.1	8.9	9.7	6.3	1.2	1.2	0.55
	0.12	0.08	0.43	3.4	10	-7	15	18	11	1.1	1.2	0.52
5 – <i>AL + C_{D2} + Gasp + NRD</i>	0.33	0.37	0.42	-0.44	0.46	0.12	8.4	8	6.4	1.1	1	0.57
	0.61	0.4	0.44	-1.3	2.3	-7	11	12	9.6	0.77	0.78	0.46
6 – <i>AL + C_{D2} + Gasp + RAD</i>	0.43	0.4	0.47	-1.4	1	-0.072	7.8	7.8	6.1	1	0.98	0.54
	0.68	0.5	0.63	-2.9	4	-6.9	10	11	9.1	0.75	0.76	0.43
7 – <i>MM5 + C_{D2} + Gasp + RAD</i>	0.37	0.36	0.5	-1.8	-0.67	0.74	9	8.5	6.9	1.2	1.1	0.61
	0.6	0.44	0.67	-5.7	0.88	-4.7	13	12	11	0.9	0.81	0.52
8 – <i>AL + C_{D2} + Gasp2 + RAD</i>	0.3	0.33	0.44	-1.5	-0.37	1.2	9.6	8.8	7.5	1.3	1.1	0.66
	0.55	0.38	0.61	-5	1.6	-4.7	13	13	12	0.93	0.89	0.56
9 – <i>AL + C_{D1} + Gasp + RAD</i>	0.35	0.39	0.46	-0.63	0.94	-0.14	8.4	7.7	6.1	1.1	0.97	0.54
	0.57	0.41	0.54	-1.9	3.9	-7.4	11	12	9.7	0.82	0.8	0.46
10 – <i>AL + C_{D3} + Gasp + RAD</i>	0.41	0.35	0.5	-1.5	0.33	0.058	8.2	8.1	6.2	1.1	1	0.53
	0.7	0.38	0.59	-3.1	2.6	-6.2	10	12	9.1	0.73	0.81	0.44
	CARMA											
1 – <i>MM5 + C_{D2} + Paca + NRD</i>	0.26	0.32	0.076	5	4.6	-4.8	11	9.6	9.8	1.1	1.1	0.68
	0.39	0.51	0.15	10	9.1	-14	17	14	16	1	1	0.71
2 – <i>MM5 + C_{D2} + Paca + RAD</i>	0.2	0.17	0.094	4.9	4.7	-3.1	12	11	8.9	1.1	1.2	0.62
	0.27	0.25	0.015	11	9.4	-12	18	16	14	1.1	1.1	0.64
3 – <i>AL + C_{D2} + Paca + NRD</i>	0.3	0.35	0.27	3.6	4.1	-3.6	11	9.6	8.5	1	1.1	0.6
	0.4	0.44	0.37	8.3	8	-12	16	14	14	0.94	0.99	0.61
4 – <i>AL + C_{D2} + Paca + RAD</i>	0.33	0.33	0.21	3.6	4.4	-3	11	9.9	8.8	1	1.1	0.62
	0.43	0.44	0.4	7.7	8	-11	16	14	14	0.91	0.99	0.61
5 – <i>AL + C_{D2} + Gasp + NRD</i>	0.22	0.25	0.15	-1.6	-1	-1.5	11	9.8	8.6	1	1.1	0.6
	0.24	0.28	0.28	3	2.4	-10	15	13	13	0.88	0.89	0.57
6 – <i>AL + C_{D2} + Gasp + RAD</i>	0.24	0.23	0.23	-2.6	-1.8	-1.2	11	10	8.5	1.1	1.1	0.59
	0.43	0.4	0.44	2.2	2.3	-9.5	14	12	12	0.8	0.85	0.53
7 – <i>MM5 + C_{D2} + Gasp + RAD</i>												
8 – <i>AL + C_{D2} + Gasp2 + RAD</i>	0.17	0.15	0.19	-3.7	-3.3	1.3	13	12	9	1.2	1.3	0.63
	0.2	0.25	0.32	1.1	0.34	-6.8	16	13	11	0.92	0.93	0.47
9 – <i>AL + C_{D1} + Gasp + RAD</i>	0.25	0.22	0.27	-1.2	-0.5	-1.5	11	10	8.3	1	1.1	0.58
	0.39	0.38	0.55	2.7	3.3	-9.8	14	12	12	0.83	0.88	0.52
10 – <i>AL + C_{D3} + Gasp + RAD</i>	0.15	0.15	0.19	-1.1	-0.48	-1.2	12	11	8.7	1.1	1.2	0.6
	0.26	0.28	0.4	4	4	-9.7	15	13	12	0.91	0.95	0.53

TAB. 5.11 – Paramètres statistiques de la comparaison entre le modèle et les ADCP de CARMA et de SCOPE pour différentes configurations du modèle. Les lignes grisées correspondent aux paramètres statistiques calculés uniquement lorsque la norme de la vitesse mesurée excède 15 cm/s.

Le paramètre qui doit être regardé en priorité est le coefficient de corrélation. Tant que ce dernier n'est pas suffisamment élevé les autres paramètres statistiques n'ont que très peu de sens. On remarque dans un premier temps que la période SCOPE est bien mieux simulée que la période CARMA. Nous attacherons donc dans la suite plus d'importance à cette expérience puisque l'étude de sensibilité a permis dans ce cas d'obtenir une paramétrisation optimale qui donne des résultats acceptables. Cette étude nous permet ainsi de tirer quelques conclusions :

- Le choix du modèle de fermeture turbulente paraît déterminant. Dans le cas de l'expérience SCOPE, la formulation de Pakanovsky et Philander est particulièrement mauvaise. Cette formulation apparaît de plus particulièrement inadaptée lors des épisodes les plus intenses. Pour le cas de l'expérience CARMA, la formulation de Gaspar donne cependant des résultats relativement moins bons que celle de Pakanovsky et Philander. D'autre part, la prise en compte des vagues dans le modèle de Gaspar ne montre a priori ici pas d'intérêt. Une formulation classique en longueur de mélange a également été testée et s'est montrée complètement inadaptée dans notre environnement ; elle n'a donc pas été présentée.
- Le choix du modèle pour le forçage atmosphérique est capital. Il apparaît ainsi que le modèle ALADIN semble dans l'ensemble meilleur que le modèle MM5 pour forcer le modèle dans la zone étudiée. Dans le cas de l'expérience CARMA les configurations utilisant le modèle MM5 apparaissent particulièrement inadaptées notamment pour simuler les épisodes les plus intenses. Il semble que le modèle MM5 ne prévoit pas certains épisodes de vent de sud-est fort dans cette zone, ce qui semble le rendre inefficace. Les modèles mériteraient d'être validés à proximité du site de mesure des courants afin de conforter cette analyse.
- Les formulations du coefficient de traînée du vent de Smith et Banke ou de Large et Pont semblent être adaptés pour les deux expériences alors que celle de Geerneart donne des résultats moins bons dans le cas de l'expérience CARMA.
- La prise en compte des tensions de radiation comme forçage de la circulation améliore globalement la qualité des simulations quelles que soient les paramétrisations utilisées par ailleurs. Dans le cas de l'expérience SCOPE, les simulations sont améliorées quelle que soit la vitesse des courants, tandis que dans le cas de la période CARMA l'amélioration est effective essentiellement lorsque les courants sont forts.

Finalement, la meilleure configuration n'est pas la même pour les deux expériences. Dans le cas de l'expérience SCOPE la configuration 6 donne les meilleurs résultats avec une erreur de 54 % et un biais quasiment nul sur l'intensité des vitesses. La simulation de l'expérience CARMA est bien moins bonne. La configuration 4 semble alors la meilleure avec une erreur de 62 % et un biais de -3 cm/s sur l'intensité des vitesses. Ors, lorsque l'on s'intéresse aux événements les plus forts, la configuration 6 semble la plus adaptée avec notamment des biais réduits par rapport à la configuration 4. En outre, il convient de déterminer une seule et même configuration pour l'ensemble des périodes simulées de manière à pouvoir faire des bilans à long terme en dehors des périodes couvertes par les mesures d'ADCP.

En moyenne la simulation 6 semble la plus adaptée et c'est elle qui sera choisie ultérieurement. Les simulations issues des configurations 4 et 6 sont néanmoins étudiées plus en détail individuellement ultérieurement (cf. § 5.2.2.3 et 5.2.2.4).

5.2.2.2 Intérêt du zoom AGRIF

Toutes les simulations précédentes ont été réalisées avec le zoom AGRIF 2 WAY. Afin de déterminer l'intérêt de cette technique de couplage, le même zoom a été utilisé avec un couplage "off-line" classique aux limites ouvertes du domaine. L'étude a été réalisée pour la période SCOPE puisque c'est l'expérience la mieux simulée. Les résultats du test, effectué sur

la configuration 6, figurent dans le tableau 5.12. Il apparaît que l'ensemble des paramètres statistiques sont largement améliorés par l'utilisation du zoom AGRIF. Cette technique de couplage montre son intérêt notamment du fait de la taille de la grille fine. Les limites ouvertes du domaine se trouvent en effet à proximité de l'embouchure du Rhône et la dynamique locale est fortement influencée par la dynamique de plus grande échelle.

CONFIGURATION	COR			BIAS			RMSE			SI		
	U	V	N	U	V	N	U	V	N	U	V	N
	SCOPE											
ZOOM AGRIF	0.43	0.4	0.47	-1.4	1	-0.072	7.8	7.8	6.1	1	0.98	0.54
	0.68	0.5	0.63	-2.9	4	-6.9	10	11	9.1	0.75	0.76	0.43
ZOOM OFF-LINE	0.32	0.33	0.31	-1.8	2.6	-0.028	9	8.4	7.2	1.2	1.1	0.63
	0.53	0.5	0.61	-2.6	8.2	-8.4	12	13	11	0.86	0.89	0.5

TAB. 5.12 – Paramètres statistiques de la comparaison entre le modèle et l'ADCP de SCOPE pour deux techniques de couplage différentes. Les lignes grisées correspondent aux paramètres statistiques calculés uniquement lorsque la norme de la vitesse mesurée excède 15 cm/s.

5.2.2.3 ADCP de l'expérience SCOPE

Il apparaît finalement qu'en dehors des simples paramètres statistiques, les configurations 4 et 6, où seul diffère le modèle de mélange vertical, sont très différentes. Notamment, lors des deux plus importants épisodes de vent de sud-est (autour du 20 novembre et du 3 décembre 2007) les courants au droit de l'ADCP s'opposent dans les deux configurations (figure 5.9). La configuration avec Pacanowski et Philander ne semble pas être capable de reproduire les bonnes structures de courant. Si l'on regarde les structures des courants et l'élévation de surface libre plus en détail (figures 5.10 et 5.11), on remarque la différence importante de vitesse au niveau du Golfe de Fos et du They de la Gracieuse. Sur le fond des différences importantes apparaissent également principalement à la sortie du Golfe de Fos. La configuration 4 engendre de plus une accumulation d'eau bien supérieure dans le Golfe de Fos et un gradient de surface libre plus important dans cette zone. A ce moment-là, le vent de sud-est compris entre 12 et 15 m/s est établi depuis plus d'une journée. Avec les deux configurations, on observe un courant de fond orienté vers le nord-est le long du They de la Gracieuse. Dans le cas de la formulation de Pacanowski et Philander, ce courant atteint sur le fond l'isobathe 20 m, sur laquelle est positionné l'ADCP, ce qui n'est a priori (au vu des mesures ADCP) pas représentatif de la réalité. Il semble que ce contre courant, induit en partie par la présence de vagues (cf. § 5.3), soit donc trop étendu avec cette formulation dans le cas de vent d'est. C'est donc la fermeture turbulente de Gaspar qui sera désormais préférée. Ce cas montre bien toute la difficulté de valider un modèle au point fixe. En effet, si les structures sont globalement semblables quelles que soient les configurations utilisées, au point fixe une très grande variabilité peut apparaître.

La configuration 6 qui a été choisie comme référence montre une bonne capacité à reproduire l'intensité des courants au point de la Balancelle (figures 5.12 et 5.13) notamment lorsque les courants sont relativement forts. D'autre part, afin de vérifier que la variabilité simulée soit représentative, les spectres d'énergie cinétique moyennés en fréquence ont été calculés pour le courant moyen. L'intervalle de confiance à 95 % reporté sur les spectres est calculé en utilisant la loi du chi-2 en prenant le nombre de fréquences moyennées comme degré de liberté (Mercier, 1991). Il apparaît que la variabilité induite par la formulation de Gaspar est en meilleure adéquation avec l'ADCP que celle induite par la formulation de Pacanowsky et Philander (figure 5.14).

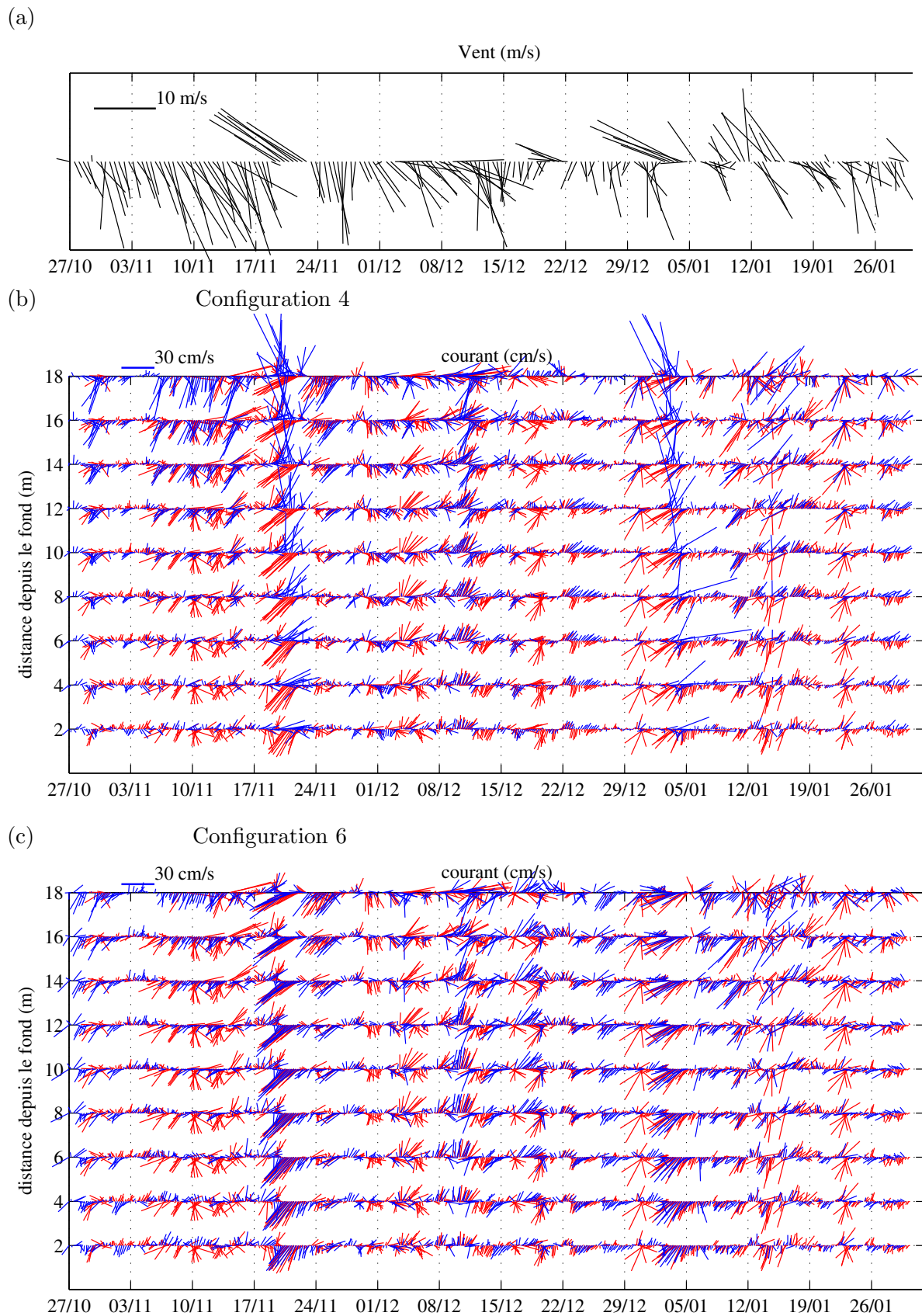


FIG. 5.9 – Campagne SCOPE, position la Balancelle. Vent Météo-France ALADIN (a). Comparaison des vitesses mesurées dans la colonne d'eau en rouge et des vitesses simulées en bleu avec la configuration 4 (b) et avec la configuration 6 (c).

5.2. Validation de la modélisation hydrodynamique

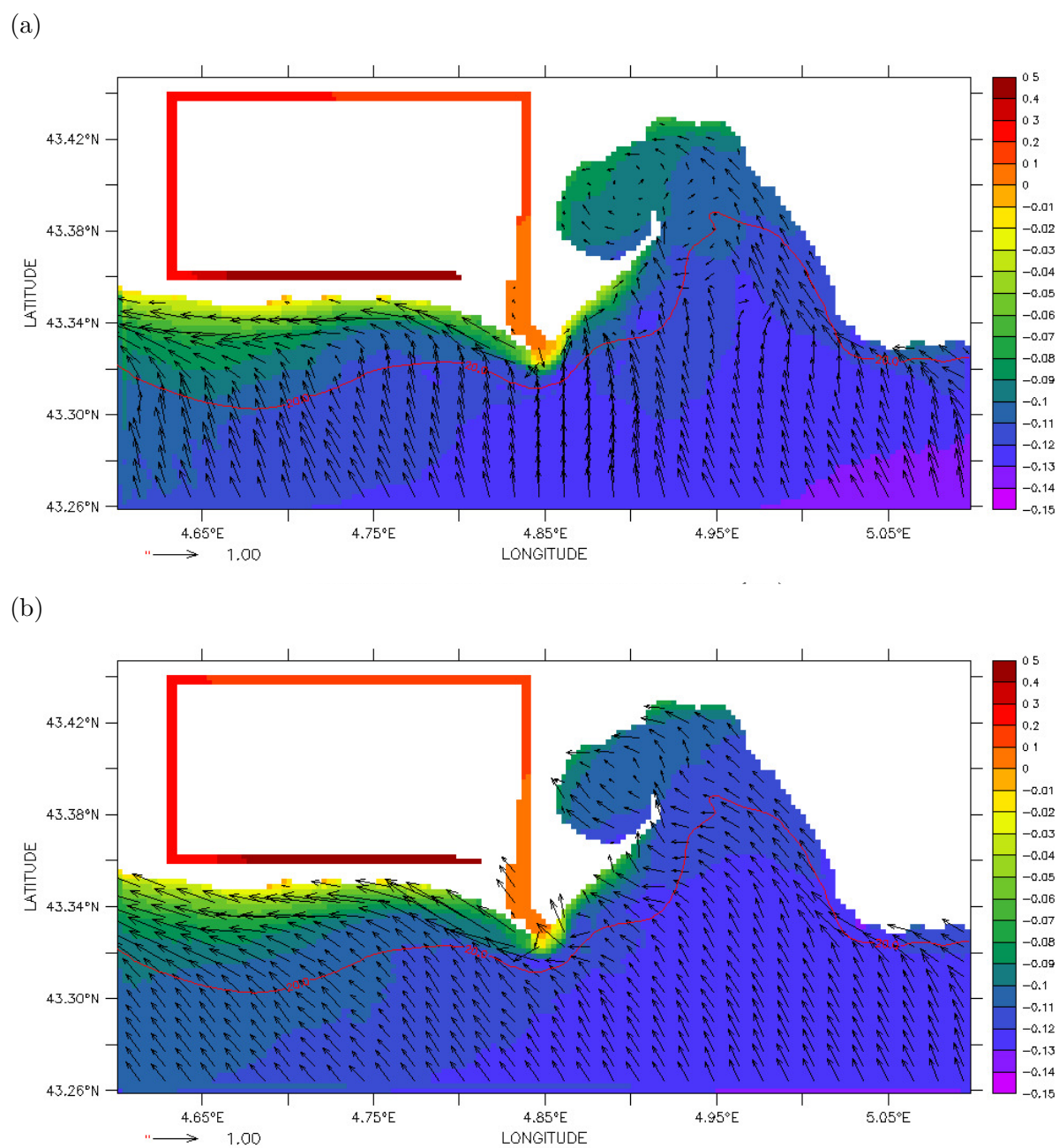


FIG. 5.10 – Surface libre et courants de surface le 20 novembre 2007 à 6h (vent de sud-est de 15 m/s) avec la configuration 4 (a) et avec la configuration 6 (b).

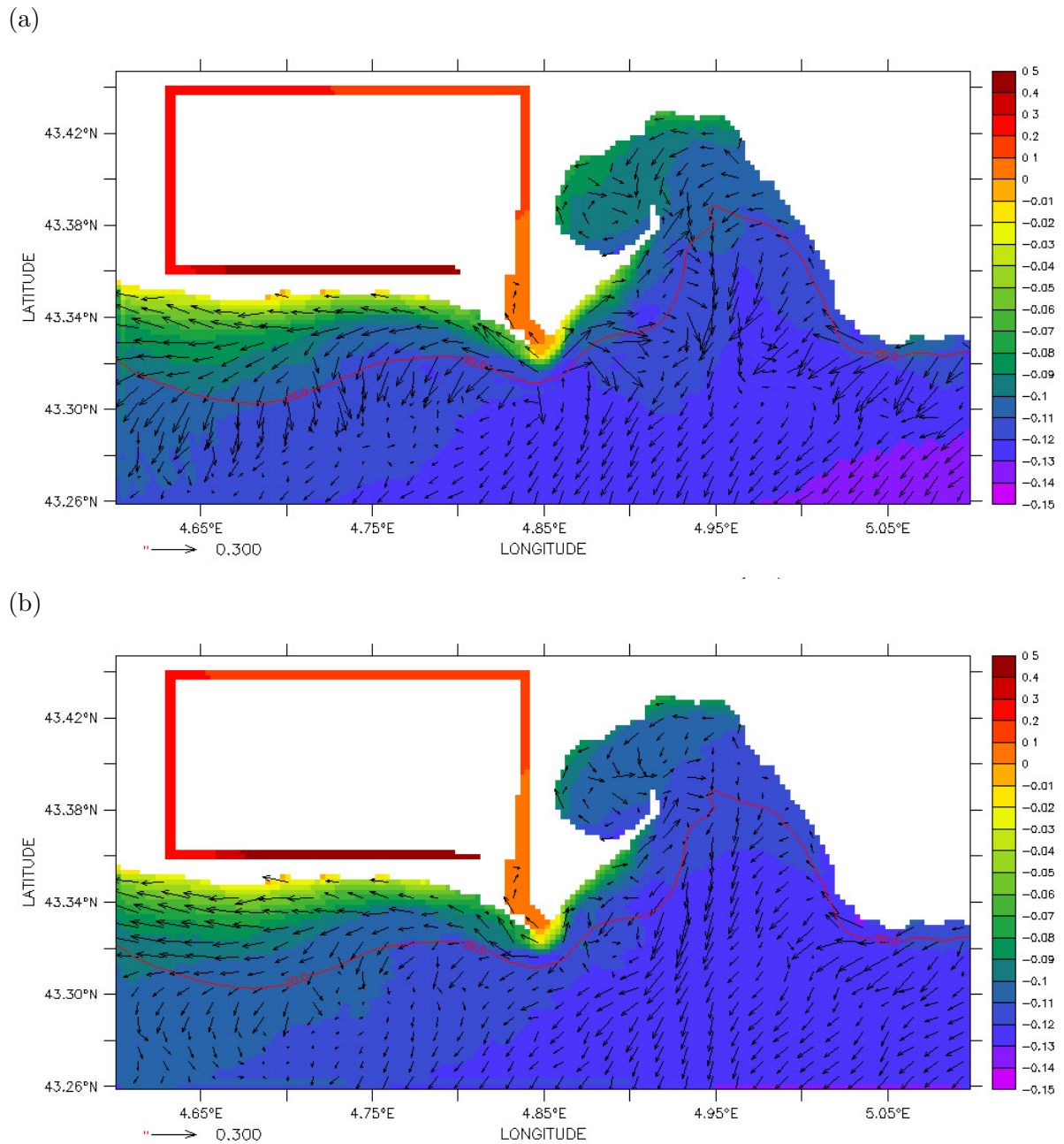


FIG. 5.11 – Surface libre et courants de fond le 20 novembre 2007 à 6h (vent de sud-est de 15 m/s) avec la configuration 4 (a) et avec la configuration 6 (b).

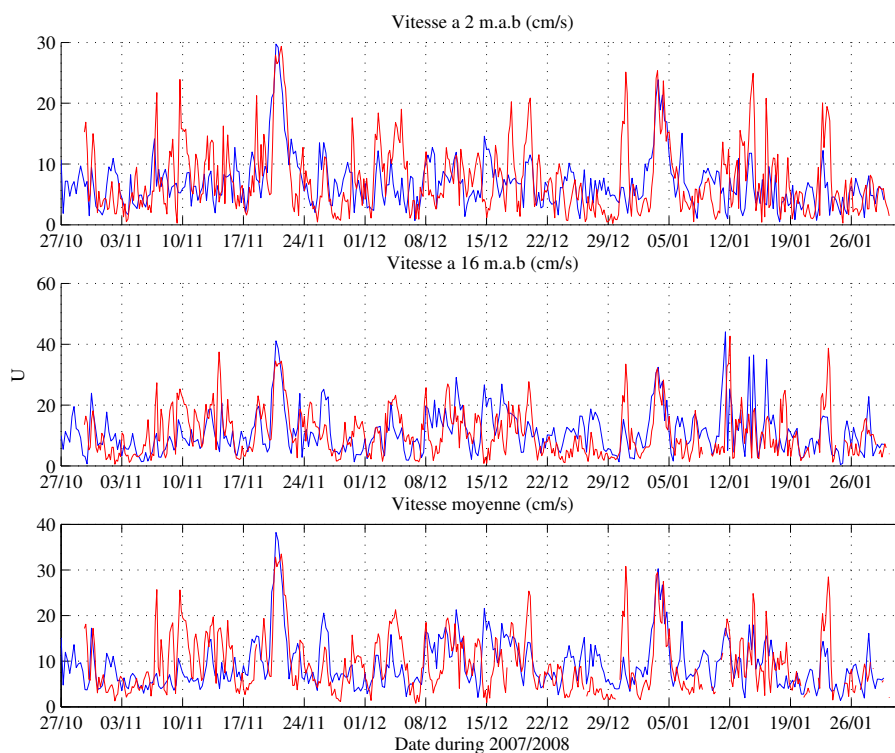


FIG. 5.12 – Campagne SCOPE, position la Balancelle. Comparaison de l'intensité des vitesses simulées (configuration 6) en bleu avec l'intensité des vitesses mesurées en rouge à 2 m au dessus du fond, à 16 m au dessus du fond et intégrées sur la verticale.

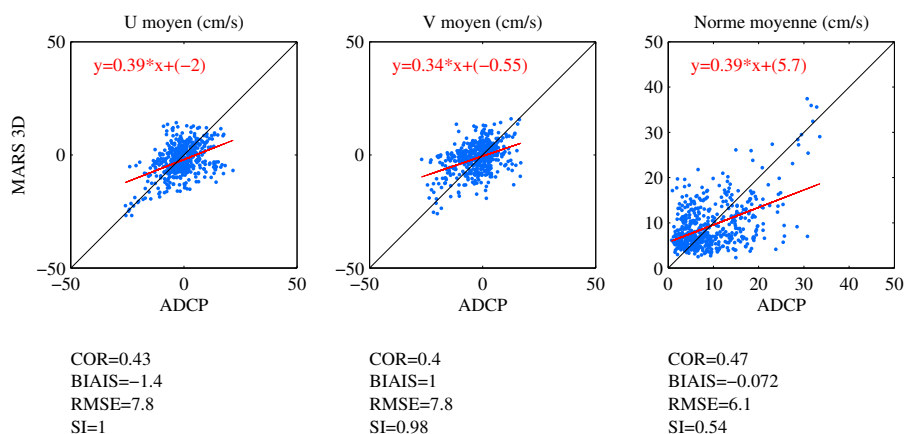


FIG. 5.13 – Campagne SCOPE, position la Balancelle. Comparaison des vitesses simulées (configuration 6) avec les vitesses mesurées pour les vitesses intégrées sur la verticale. Les droites rouges sont les droites de meilleure régression.

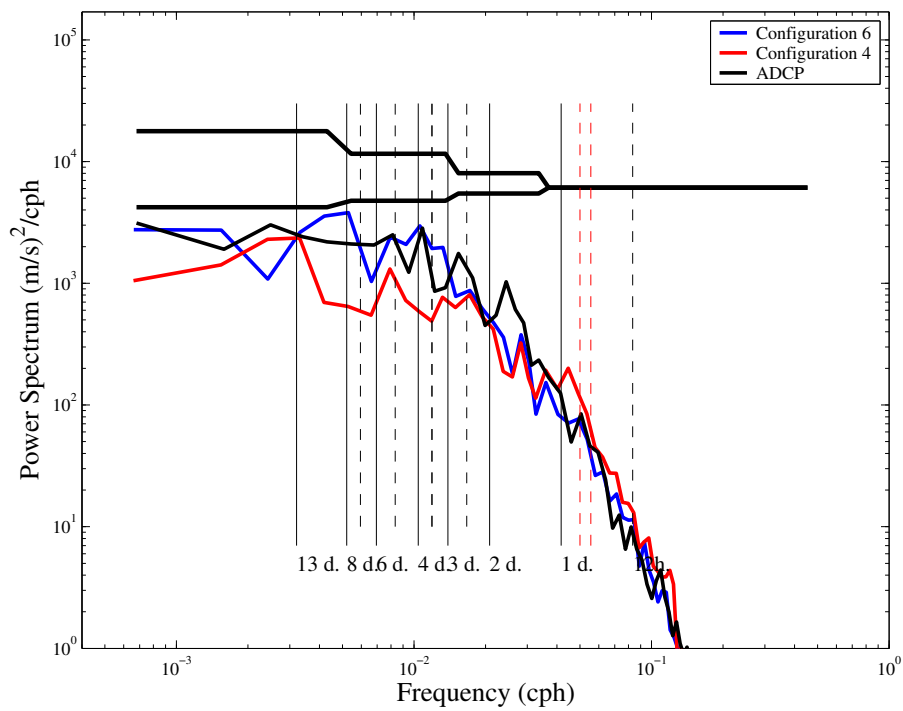


FIG. 5.14 – Campagne SCOPE, position la Balancelle. Spectres d'énergie cinétique pour les courants moyens tri-horaires de l'ADCP et du modèle.

5.2.2.4 ADCP de l'expérience CARMA

En regardant plus en détail la structure des courants sur la verticale (figure 5.15) et l'intensité des vitesses (figures 5.16 et 5.17) il apparaît que la formulation de Gaspar induit une plus grande variabilité au niveau des directions des vecteurs vitesses. Cette variabilité semble plus proche de la variabilité observée que ne l'est celle de la configuration 4 (figure 5.18). La configuration 4 induit un courant de retour vers le nord-est prépondérant alors que l'ADCP montre une alternance entre courant vers le nord-est et courant vers le sud-ouest. La variabilité de l'ordre de quelques jours est largement sous-estimée avec la configuration 4. En dehors du pic d'énergie compris entre 3 et 4 jours, la configuration 6 reproduit correctement la variabilité observée. Cependant, les paramètres statistiques ne sont pas très bons car les changements de direction des courants sont la plupart du temps déphasés de plusieurs heures ou de quelques jours (figure 5.15).

La configuration 6 choisie montre une capacité à reproduire les événements les plus intenses, dont notamment ceux induits par les vents de sud-est forts (figure 5.15). En dehors de ces périodes marquées, seule la variabilité observée peut être reproduite, alors que directions et intensités simulées ne s'accordent pas avec les mesures. Certaines périodes semblent particulièrement mal reproduites. En particulier, la grande variabilité observée, ainsi que l'intensité et la direction des vitesses entre le 15 décembre et le 5 janvier, sont très différentes de l'observation.

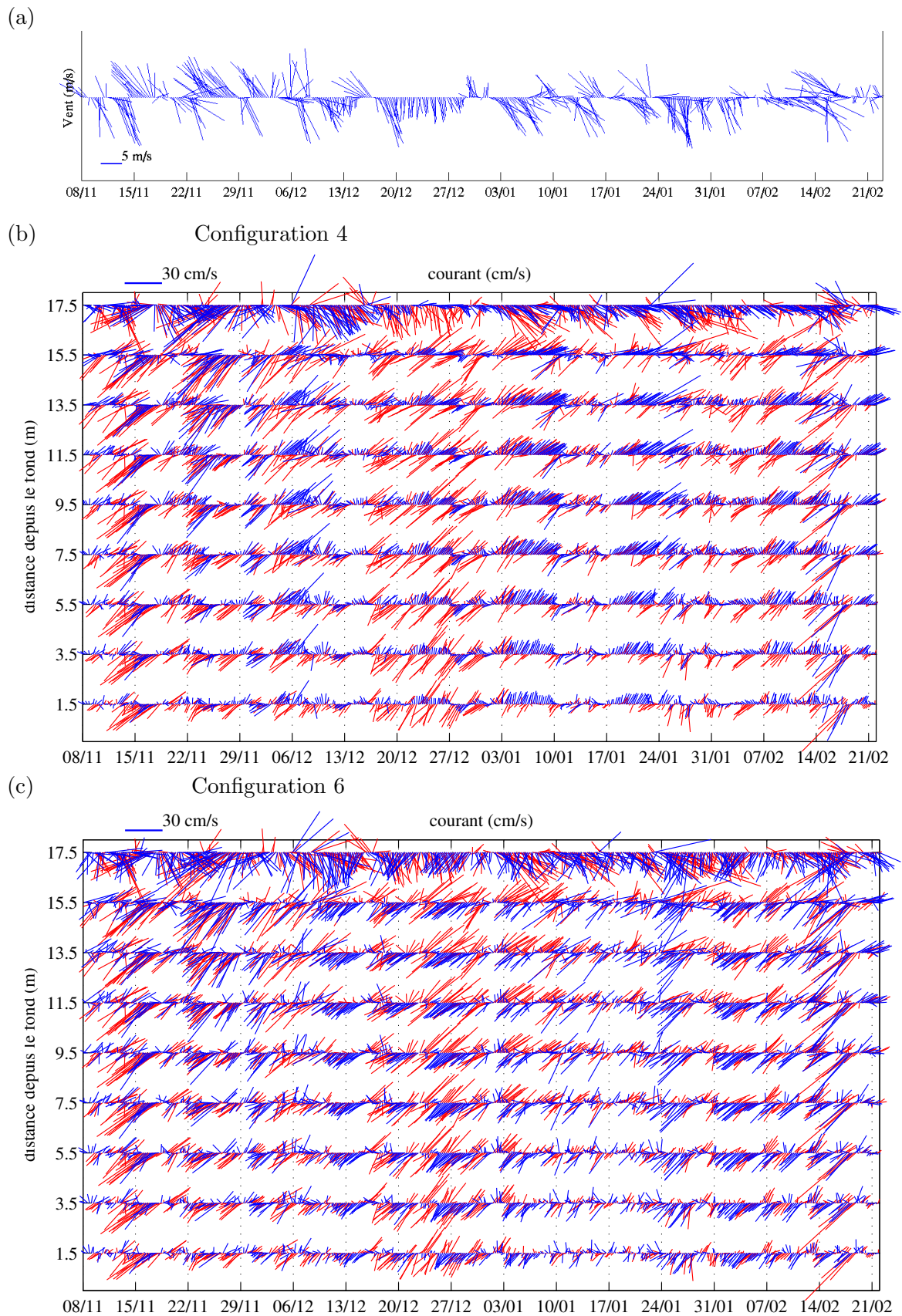


FIG. 5.15 – Campagne CARMA, position Roustan Est. Vent Météo-France ALADIN (a). Comparaison des vitesses mesurées dans la colonne d’eau en rouge et des vitesses simulées en bleu avec la configuration 4 (b) et avec la configuration 6 (c).

5.2. Validation de la modélisation hydrodynamique

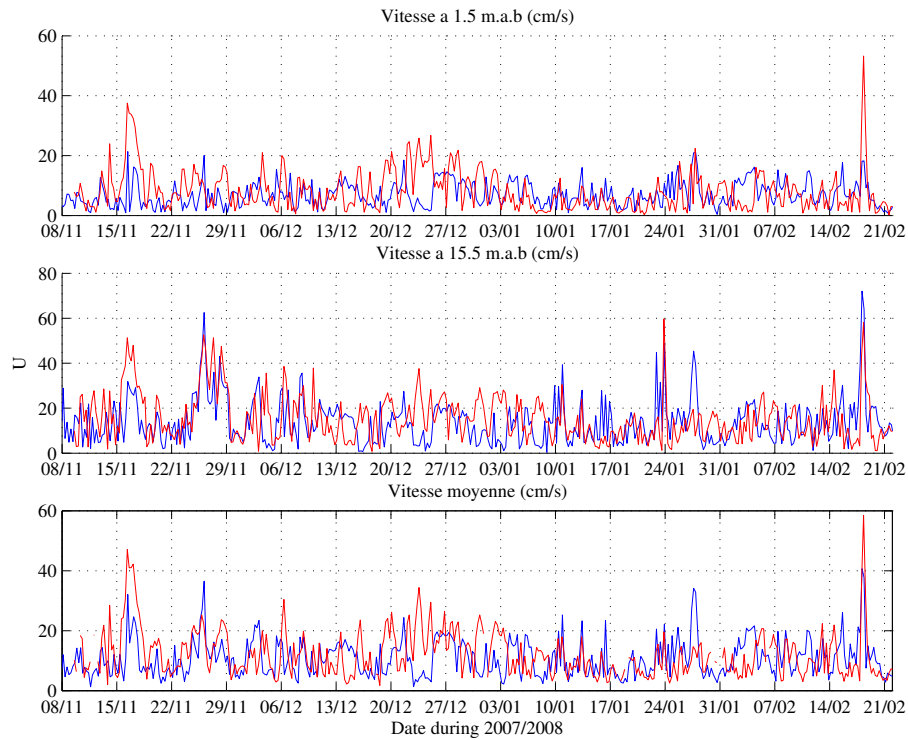


FIG. 5.16 – Campagne CARMA, position Roustan Est. Comparaison de l'intensité des vitesses simulées (configuration 6) en bleu avec l'intensité des vitesses mesurées en rouge à 2 m au dessus du fond, à 16 m au dessus du fond et intégrées sur la verticale.

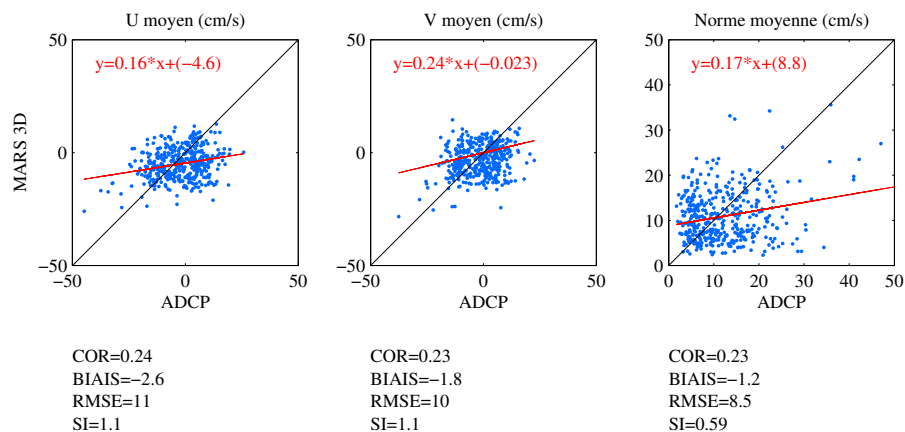


FIG. 5.17 – Campagne CARMA, position Roustan Est. Comparaison des vitesses simulées (configuration 6) avec les vitesses mesurées pour les vitesses intégrées sur la verticale. Les droites rouges sont les droites de meilleure régression.

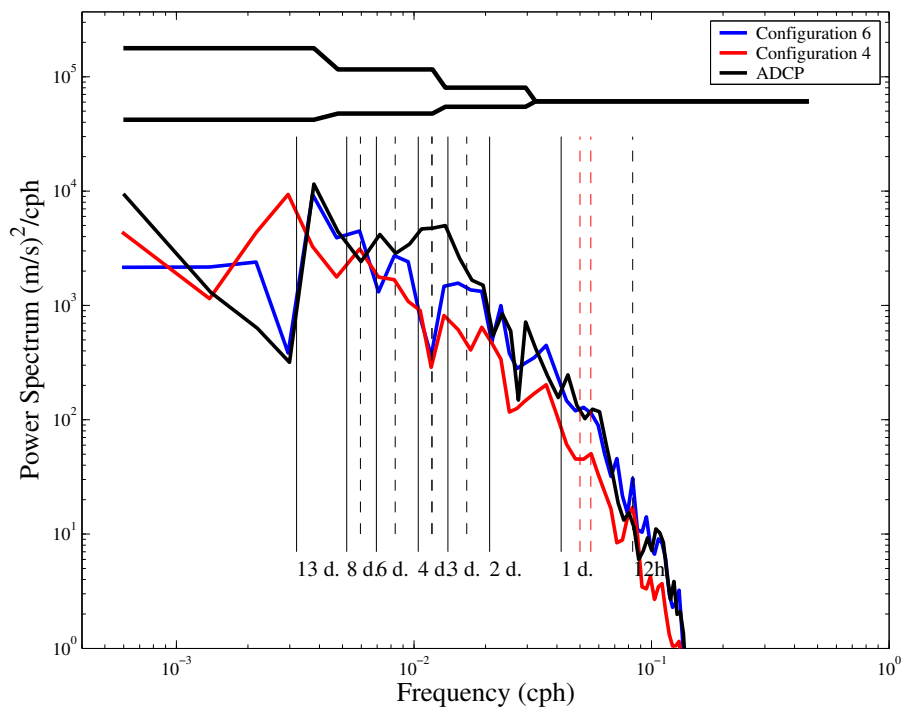


FIG. 5.18 – Campagne CARMA, position Roustan Est. Spectres d'énergie cinétique pour les courants moyens tri-horaires de l'ADCP et du modèle.

5.2.2.5 Synthèse sur la validation à partir des ADCP

La difficulté de comparer un modèle à partir de données d'ADCP au point fixe nous a amené à mettre au point une stratégie de validation. Plusieurs configurations ont pu être testées et ont été qualifiées en fonction de différents paramètres statistiques. Cependant, dans le cas où les paramètres statistiques sont relativement mauvais, on peut supposer que la circulation complexe génère des structures à grande échelle qu'il est difficile de reproduire à un instant donné en un point fixe. Les structures générées peuvent en effet apparaître déphasées dans le temps ou dans l'espace et l'ADCP au point fixe peine alors à nous renseigner sur la justesse du modèle. Les paramètres statistiques ne sont alors plus réellement significatifs et il convient de déterminer si la variabilité simulée est cohérente avec celle observée. Pour des paramètres statistiques faibles et relativement semblables, la configuration qui reproduit le mieux la variabilité observée doit ainsi être préférée.

Cette étude a permis de mettre en évidence la bonne reproductibilité des courants mesurés lors de l'expérience SCOPE, notamment lors des épisodes les plus significatifs. Dans le cas de l'expérience CARMA, les vitesses simulées s'accordent moins bien aux mesures. L'ADCP durant cette expérience est situé à proximité directe de l'embouchure dans une zone constamment influencée par le panache du Rhône alors que dans l'autre cas, l'influence du panache est plus occasionnelle. Cette zone influencée fortement par le panache possède probablement une dynamique bien plus complexe qu'en dehors de sa zone d'influence. Cette différence fondamentale pourrait être à l'origine de la différence qualitative observée entre les deux simulations. Cette série de tests a également servi à mettre en évidence l'effet de différentes paramétrisations, notamment concernant la fermeture turbulente. Il apparaît que la fermeture turbulente est un des paramètres majeurs et que seule, parmi les modèles de turbulence utilisés, la formulation de Gaspar parvient à reproduire la bonne variabilité temporelle des courants.

Les schémas de circulation en réponse aux différentes situations météorologiques seront étudiées plus en détail dans le chapitre 6. Il a cependant été observé et simulé que seuls les vents de sud-est induisent des schémas de circulation récurrents et l'accent sera donc porté sur l'effet de ce type de vent. Au préalable, une étude académique de la circulation induite par la houle est entreprise afin de mieux comprendre l'impact de ce processus sur la circulation à l'échelle du prodelta du Rhône.

5.3 Étude académique de la circulation induite par la houle au niveau du prodelta du Rhône

Dans cette section on s'intéresse à la circulation engendrée par des champs de vagues académiques. Il a été vu précédemment (cf § 5.2.2) que la prise en compte de la circulation induite par les houles est susceptible de modifier légèrement les vitesses par 20 m de fond. Cette étude a ainsi pour but d'évaluer l'impact de la houle sur la circulation à proximité de l'embouchure du Rhône afin de mettre en évidence un impact potentiel de ces courants sur l'advection des sédiments. Trois situations sont considérées. L'effet de la propagation de houles quasi-monochromatiques et quasi-unidirectionnelles de sud-ouest ou de sud-est, ainsi que l'effet d'une mer de vent générée par un vent d'ouest soufflant sur tout le Golfe du Lion à 15 m/s sont étudiés. On rappelle que la propagation d'une houle monochromatique et unidirectionnelle n'est pas possible dans les modèles de conservation de l'action du fait de la discrétisation direction/fréquence utilisée pour la résolution et de la diffusion numérique induite. Nous présentons ici la seule contribution des vagues à la circulation totale intégrée sur la verticale quelques heures après l'établissement de la houle. Cette contribution correspond à la différence entre le courant intégré sur la verticale avec et sans l'effet des vagues. Le champ de vagues académique est appliqué à une situation réelle établie lors de conditions de vents et de débits faibles en utilisant la configuration 6 décrite précédemment.

5.3.1 Effet d'une houle de sud-ouest

On impose au large du Golfe du Lion une houle de direction 225° , de hauteur 3 m et de période 10 s. La propagation de cette houle au niveau du prodelta du Rhône est présentée en figure 5.19. Au niveau du zoom PRODELTA, on constate la génération d'une circulation orientée vers l'est et globalement confinée en amont de l'isobathe 30 m (figure 5.20) jusqu'à l'extrémité du They de la Gracieuse. La circulation est intensifiée en face de l'embouchure du Rhône en amont de l'isobathe 10 m avec des vitesses supérieures à 0.5 m/s dans la zone de plus fort gradient bathymétrique.

A plus grande échelle (figure 5.21), on constate qu'une circulation orientée vers l'est avec des vitesses de l'ordre de 0.15 m/s se met en place le long des côtes de la Camargue. Cette circulation, en continuité avec celle de la zone du prodelta du Rhône, est toutefois d'intensité moindre. Comme il est précisé ultérieurement, la résolution trop grossière du champs de vagues en dehors du zoom PRODELTA induit une sous-estimation des forces de radiation. Cette circulation est donc probablement sous-estimée en dehors du zoom PRODELTA.

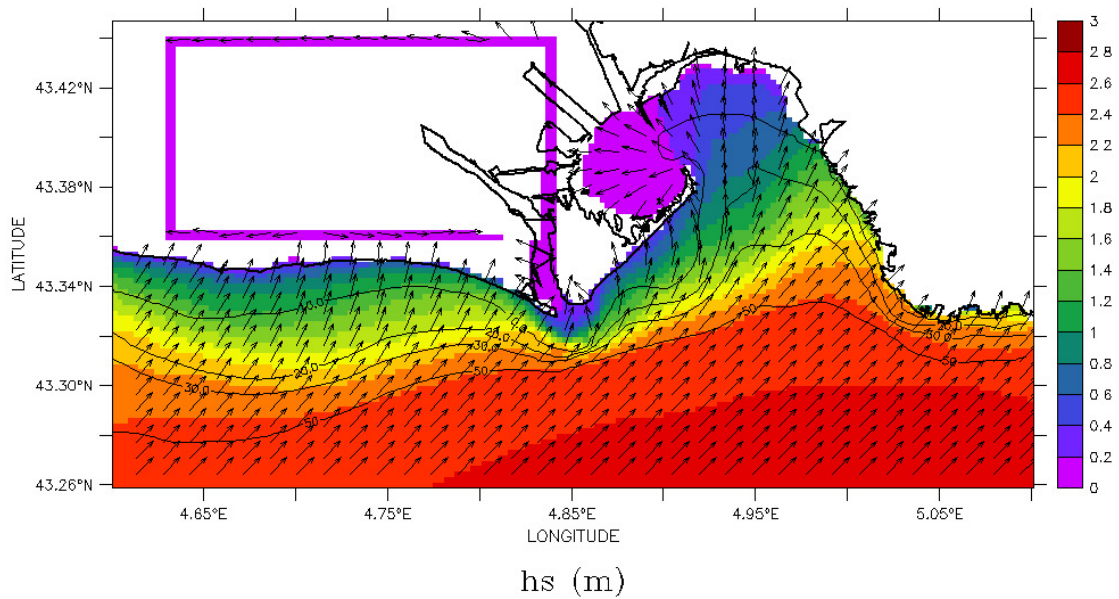


FIG. 5.19 – Hauteur et direction de la houle au niveau du prodelta du Rhône. Cas d'une houle de sud-ouest de 3 m et de 10 s de période au large. Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

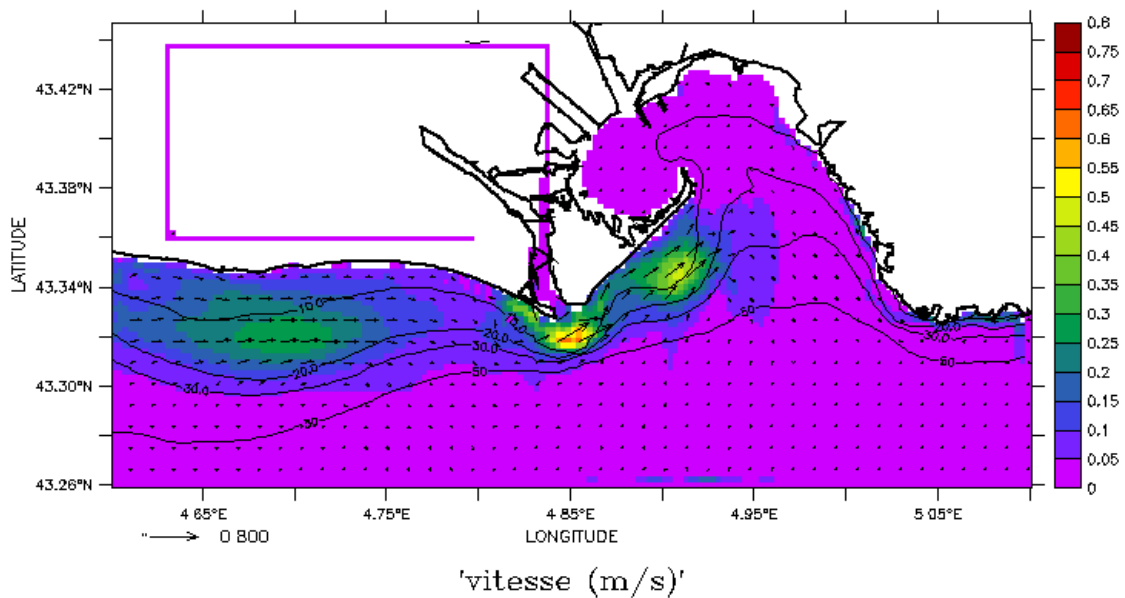


FIG. 5.20 – Circulation induite par une houle de sud-ouest de 3m au niveau du prodelta du Rhône. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

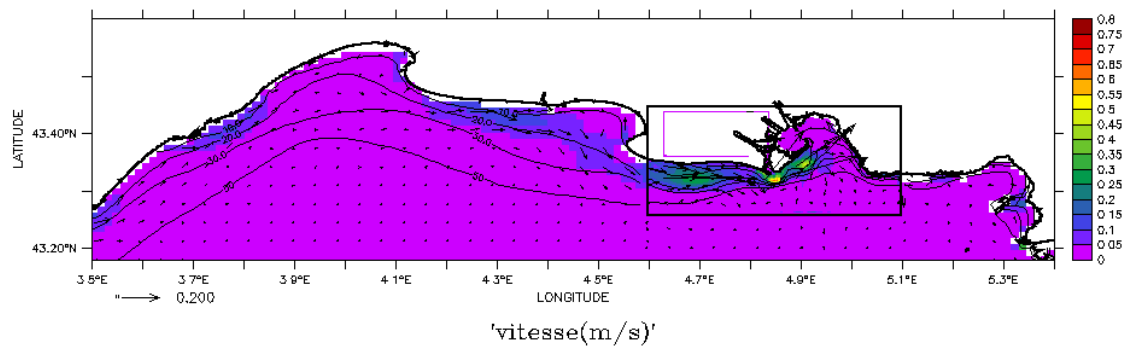


FIG. 5.21 – Circulation induite par une houle de sud-ouest de 3m. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées. L'emboîtement du zoom AGRIF est représenté par le rectangle noir.

5.3.2 Effet d'une houle de sud-est

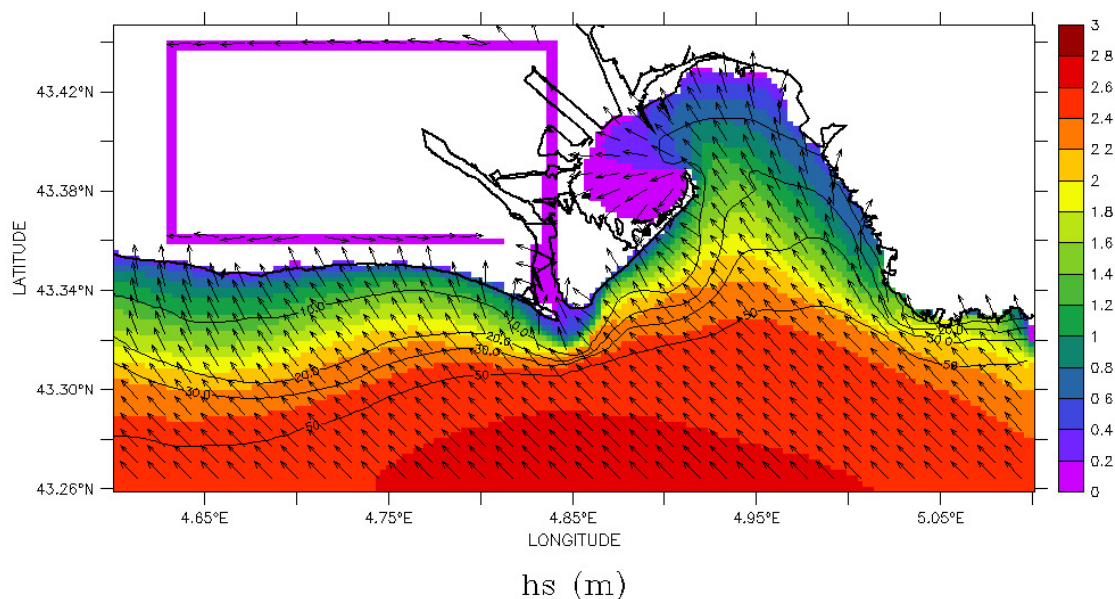


FIG. 5.22 – Hauteur et direction de la houle au niveau du prodelta du Rhône. Cas d'une houle de sud-est de 3 m et de 10 s de période au large. Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

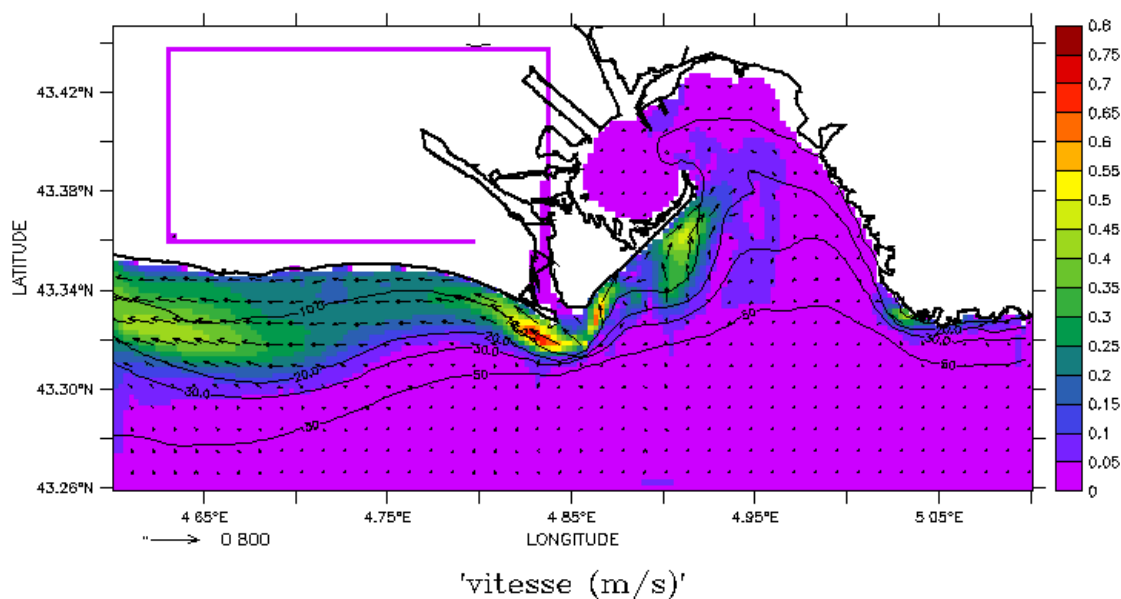


FIG. 5.23 – Circulation induite par une houle de sud-est de 3m au niveau du prodelta du Rhône. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

On impose au large du Golfe du Lion une houle de direction 135° , de hauteur 3 m et de période 10 s. La propagation de cette houle au niveau du prodelta du Rhône est présentée en figure 5.22. Cette houle de sud-est génère une circulation cisailée au droit du débouché du Grand Rhône (figure 5.23). En effet dans la partie ouest du prodelta, la circulation générée est

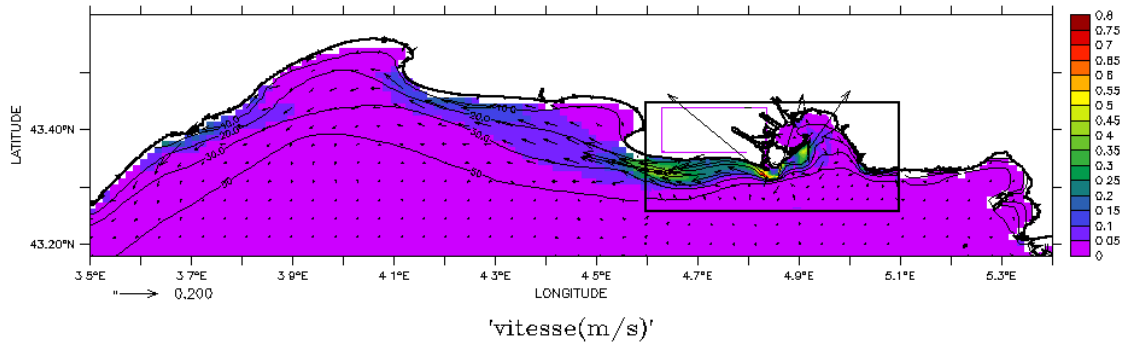


FIG. 5.24 – Circulation induite par une houle de sud-est de 3m. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées. L'emboîtement du zoom AGRIF est représenté par le rectangle noir.

orientée vers l'ouest, tandis que dans la partie est du domaine, la circulation est orientée vers le nord-est. A l'est de l'embouchure, la circulation prend effet jusqu'à l'extrémité du They de la Gracieuse. De même que dans le cas précédent, les vitesses les plus fortes apparaissent en amont de l'isobathe 10m en face de l'embouchure.

A plus grande échelle, on constate la mise en place d'une circulation, en continuité avec celle du zoom PRODELTA, le long des côtes camargaises en amont de l'isobathe 30 m. Les vitesses sont également moindres dans cette partie du domaine probablement pour des raisons similaires à celles évoquées précédemment.

5.3.3 Effet d'une mer de vent d'ouest

On impose un vent d'ouest de 15 m/s dans le Golfe du Lion. Au niveau du prodelta du Rhône, des vagues de hauteur significative importante sont générées (figure 5.25), mais les périodes moyennes sont faibles (entre 3 et 4.5 s). Dans ce cas d'état de mer peu énergétique, la circulation induite est bien plus faible en intensité puisqu'elle ne dépasse pas 0.35 m/s au niveau de l'embouchure du Rhône (figure 5.26). La veine de courant engendrée est également moins étendue vers le large, puisque l'effet des vagues n'est guère ressenti au delà de l'isobathe 10 m. Cette circulation orientée vers l'est ne dépasse pas l'embouchure du Rhône et n'affecte donc pas le They de la Gracieuse.

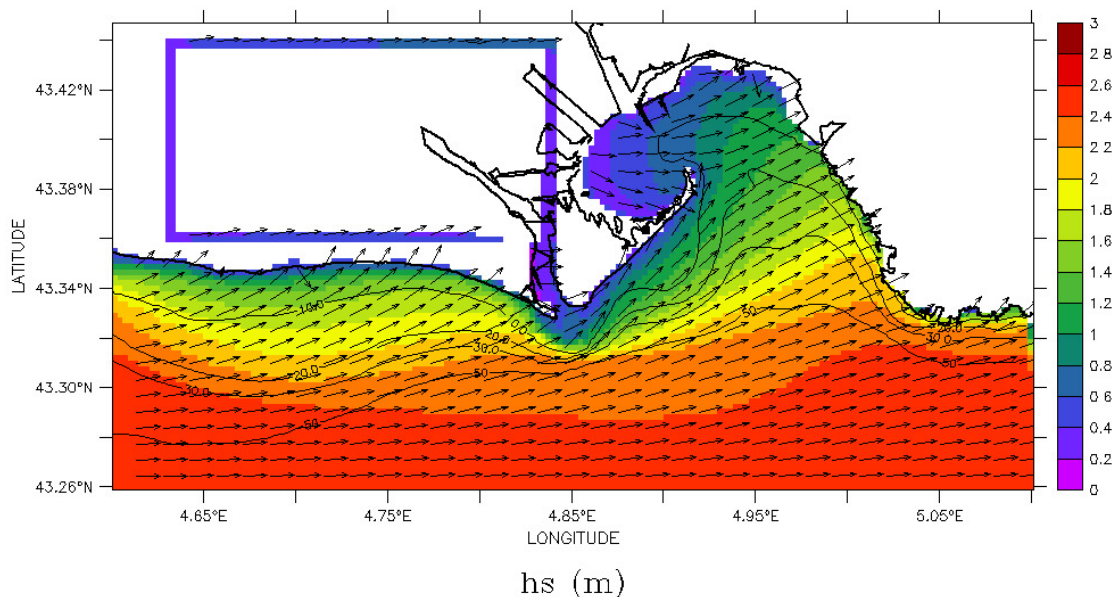


FIG. 5.25 – Hauteur et direction de la houle au niveau du prodelta du Rhône. Cas d'une mer de vent d'ouest. Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

En dehors de la zone du prodelta (figure 5.27) la circulation induite par cette mer de vent semble très faible.

5.3.4 Synthèse de l'impact de la houle sur la circulation littorale

Dans un premier temps, une étude de sensibilité réalisée avec des données d'ADCP a permis de mettre en évidence l'intérêt de la prise en compte des tensions de radiations (cf. § 5.2.2). La prise en compte des vagues, même de manière simplifiée (forçage barotrope), améliore sensiblement les simulations pour des zones situées à proximité de l'isobathe 20 m. L'étude académique de la circulation induite par la houle met cependant en évidence que l'influence majeure de ce forçage est ressentie en amont de l'isobathe 10 m. L'étude de sensibilité réalisée nécessiterait d'être étendue avec des mesures plus proches de la ligne de côte dans des zones où la prise en compte de ce forçage semble primordiale. L'impact de cette circulation liée aux houles sur la dynamique sédimentaire sera évalué ultérieurement (cf. § 6.5.2.1).

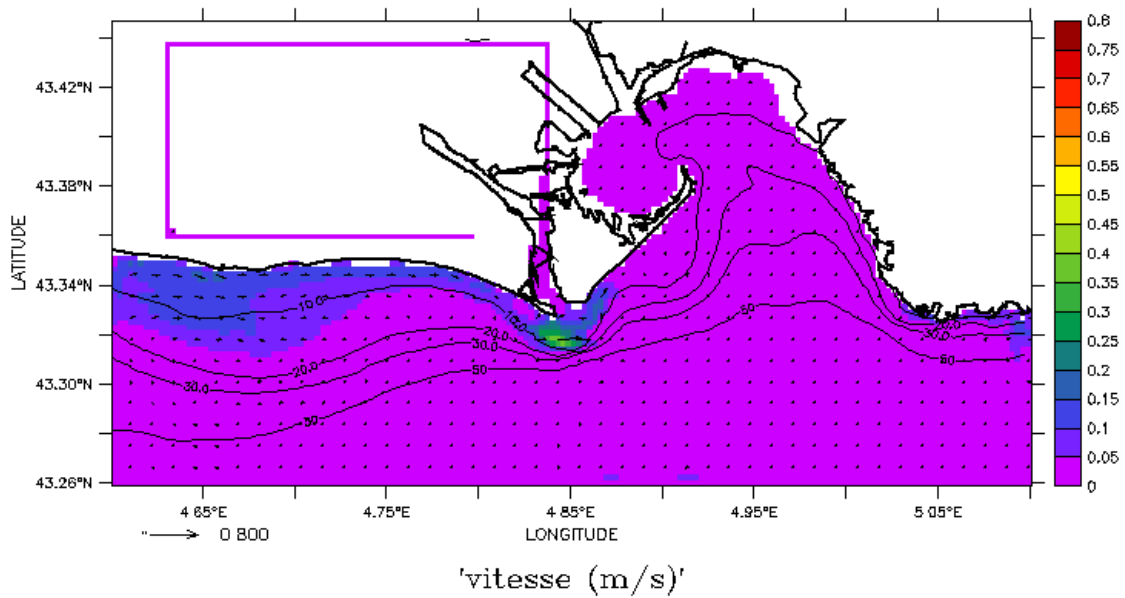


FIG. 5.26 – Circulation induite par une mer de vent d'ouest au niveau du prodelta du Rhône. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées.

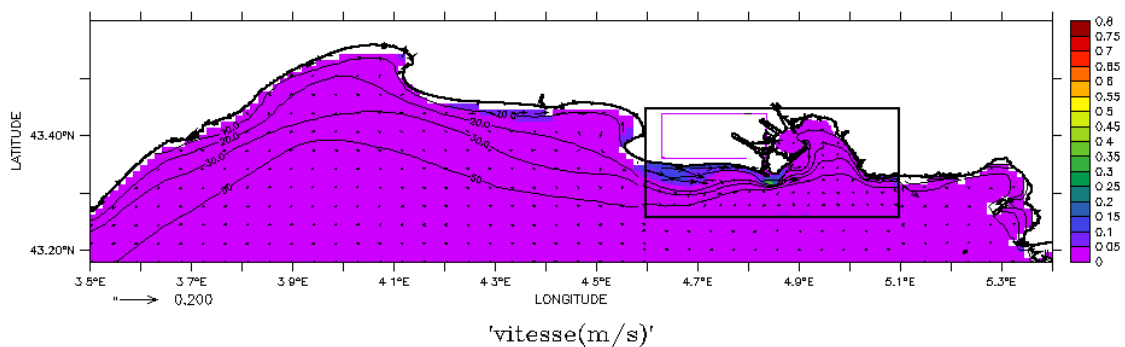


FIG. 5.27 – Circulation induite par une mer de vent d'ouest. Intensités et directions des courants (m/s). Les isobathes 10, 20, 30 et 50 m sont tracées. L'emboîtement du zoom AGRIF est représenté par le rectangle noir.

5.4 Étude numérique des statistiques des contraintes de fond

Lorsque l'on s'intéresse à la dynamique sédimentaire la connaissance des contraintes de fond (notées ici BSS pour "Bottom Shear Stress") devient capitale. D'une part, les contraintes de fond générées par les vagues et les courants sont à l'origine des érosions sur le plateau du Golfe du Lion. D'autre part, une grande partie des sédiments transitent par le fond (cf. § 2.4.3) et la connaissance des schémas de circulation de fond permet une meilleure compréhension des phénomènes de transport de sédiment. A travers l'information sur les contraintes de fond liées aux vagues et au courant, on peut ainsi disposer d'une information synthétique sur la dynamique des sédiments du plateau. Dans un premier temps, les contraintes de fond liées au courant seul sont étudiées à partir de simulations numériques sur plusieurs années afin de déterminer le type de réponse que l'on peut observer en fonction de la direction du vent. L'année 2001 a ensuite été étudiée plus en détail de manière à mettre en relation la statistique des contraintes de fond totales et les structures sédimentaires observées sur le plateau du Golfe du Lion. Les simulations présentées ici sont obtenues à l'aide du modèle GOL. En effet, compte tenu des temps de calcul extrêmement longs du zoom AGRIF (1 jours de calcul pour 10 jours simulés), la simulation à long terme et à l'échelle du golfe du Lion avec ce type de zoom n'est pas envisageable. Les calculs ont été fait en 3D sans prise en compte des tensions de radiation.

5.4.1 Schéma de frottements sur le fond induits par les courants

On cherche à définir dans cette section les schémas de circulation du courant sur le fond en réponse aux différents forçages par le vent. Des études académiques antérieures ont été réalisées pour déterminer la réponse des courants barotropes à différents types de vent continentaux (cf § 2.3.2.2). Cependant, dans le cadre d'une étude de dynamique sédimentaire, il est préférable de s'intéresser principalement aux courants de fond plutôt qu'aux courants intégrés sur la verticale qui peuvent présenter des structures bien différentes.

Pour différents régimes de vent, les vecteurs contraintes de fond ont été moyennés afin de déterminer la tendance du vecteur. Les contraintes ont été calculées en suivant la méthode itérative décrite en section 4.4.1.1. Pour départager les différentes situations de vent, on considère le vent simulé au point PM situé au centre du plateau à la position 43.10N 4.2E. Les deux secteurs de vent suivants sont séparés :

- Vent on-shore (vent de mer de secteur compris entre 45° et 225°)
- Vent off-shore (vent de terre de secteur compris entre 225° et 45°).

Afin de ne prendre en compte que les épisodes de vents relativement bien établis, on ne considère que les épisodes supérieurs à 5 m/s. Les vent on-shore de plus de 5 m/s seront par la suite nommés vents ON5 et les vents off-shore de plus de 5 m/s vents OF5.

La moyenne vectorielle n'a de sens que si l'ensemble des vecteurs adoptent une réelle tendance. Dans le cas où une grande disparité en direction existe dans le temps, cette moyenne vectorielle ne met alors plus en évidence une tendance moyenne mais renvoie plutôt à une grandeur statistique peu interprétable en terme de tendance. Il convient donc d'associer à cette moyenne vectorielle un critère susceptible de lui donner du sens. Le critère R est pris égal au rapport de l'intensité du vecteur moyen sur la moyenne temporelle des intensités des vecteurs. Si on note $\vec{\tau}(t)$ le vecteur des BSS à l'instant t , alors le vecteur moyen est noté $\vec{\tau}_m = \langle \vec{\tau}(t) \rangle^t$. θ étant l'angle entre $\vec{\tau}(t)$ et $\vec{\tau}_m$, on obtient $\|\tau_m\| = \langle \|\tau(t)\| \cos(\theta) \rangle^t$ et $\langle \|\tau(t)\| \sin(\theta) \rangle^t = 0$. Alors, $R = \frac{\|\tau_m\|}{\langle \|\tau(t)\| \rangle^t} = \frac{\langle \|\tau(t)\| \cos(\theta) \rangle^t}{\langle \|\tau(t)\| \rangle^t}$. Ainsi R est un paramètre qui quantifie le caractère unidirectionnel des BSS dans le temps. Si R est proche de 1, les variations en direction autour du vecteur moyen sont faibles et la direction du vecteur moyen est représentative de l'ensemble

des vecteurs dans le temps. A l'inverse si R tend vers 0, les vecteurs BSS sont très dispersés autour de la direction du vecteur moyen et cette dernière est alors peu représentative.

Afin de déterminer la tendance des contraintes de fond et sa variabilité temporelle, l'analyse a été effectuée sur trois années différentes (2001, 2006, 2007). L'année 2001 compte 51 jours de vent ON5 et 156 jours de vents OF5, 2006 compte 36 jours de vent ON5 et 120 jours de vents OF5 et 2007 compte 28 jours de vent ON5 et 150 jours de vents OF5.

On constate dans un premier temps que la réponse aux vents de mer ne présente pas une grande variabilité inter-annuelle (figure 5.28(b)) alors que les vents de type ON5 présentent une variabilité marquée en intensité et en direction (figure 5.28(a)). La tendance est assez bien marquée sur le plateau. Lors des épisodes de vents d'origine marine, sur le plateau les courants de fond s'orientent globalement vers le sud-ouest. Cette réponse est relativement significative en dehors de quelques secteurs. La zone côtière située à l'ouest de l'embouchure du Rhône ne présente ainsi à aucun moment de tendance particulière. Les vents marins qui contraignent le panache du Rhône le long de cette côte induisent probablement dans ce secteur des courants de retour sur le fond relativement aléatoires. On peut également noter que ces vents induisent un export systématique vers les eaux du large au niveau du cap Creus. Ainsi, ce type de forçage météorologique apparaît d'ores et déjà propice au transport et à l'export de particules depuis le plateau vers le large.

Pour leur part les vents off-shore engendrent une variabilité inter-annuelle bien marquée (figure 5.29(b)). Les années 2001 et 2007 présentent une tendance marquée sur une petite moitié du plateau avec des courants globalement orientés vers le nord-est principalement le long de la côte et dans le quart sud-ouest du plateau. L'année 2006, quant à elle ne présente pas de réponse évidente à ce type de vent en dehors des zones d'upwelling situées entre Sète et l'embouchure du Rhône. On peut également noter que le long des côtes du Roussillon les courants s'orientent vers le sud-est lors des trois années considérées.

On constate en outre que les statistiques de vent de ces trois années diffèrent (figure 5.29(a)). Durant l'année 2006, les vents continentaux OF5 sont moins fréquents, moins intenses et plus "nord" que durant 2001 et 2007. Les mois de septembre, octobre et novembre 2006 présentent très peu de vent OF5 comparativement aux deux autres années, alors que le mois d'août est riche en vent continentaux. Les vents n'ont pas le même impact si la colonne d'eau est stratifiée ou non. La statistique saisonnière des vents influent donc probablement beaucoup dans la moyenne présentée. La variabilité inter-annuelle de cette moyenne vectorielle pourraient ainsi être liée à la fois à la variation de l'intensité des vents mais également à sa statistique saisonnière.

Il semble de plus que conformément aux études précédentes (Estournel et al., 2003), la multitude de situations de vents continentaux engendre une multitude de réponses non convergentes sur une majeure partie du plateau. L'effet du rotationnel du vent aurait ainsi un effet particulier sur les structures de courant observées (Estournel et al., 2003). Ce type de vent semble donc statistiquement peu propice à l'export de sédiment du plateau puisque lorsqu'une tendance est observée elle conduit majoritairement à un import de masse d'eau depuis le large. Seules les côtes du Roussillon pourraient éventuellement exporter des sédiments vers le large durant les épisodes de vents continentaux.

A proximité du prodelta du Rhône, on constate en outre que, conformément à ce qui a été observé précédemment (cf. § 3.2.1 et conformément à ce qui se passe sur l'ensemble du plateau, les vents marins induisent une tendance bien plus marquée sur les courants que les épisodes de vents continentaux.

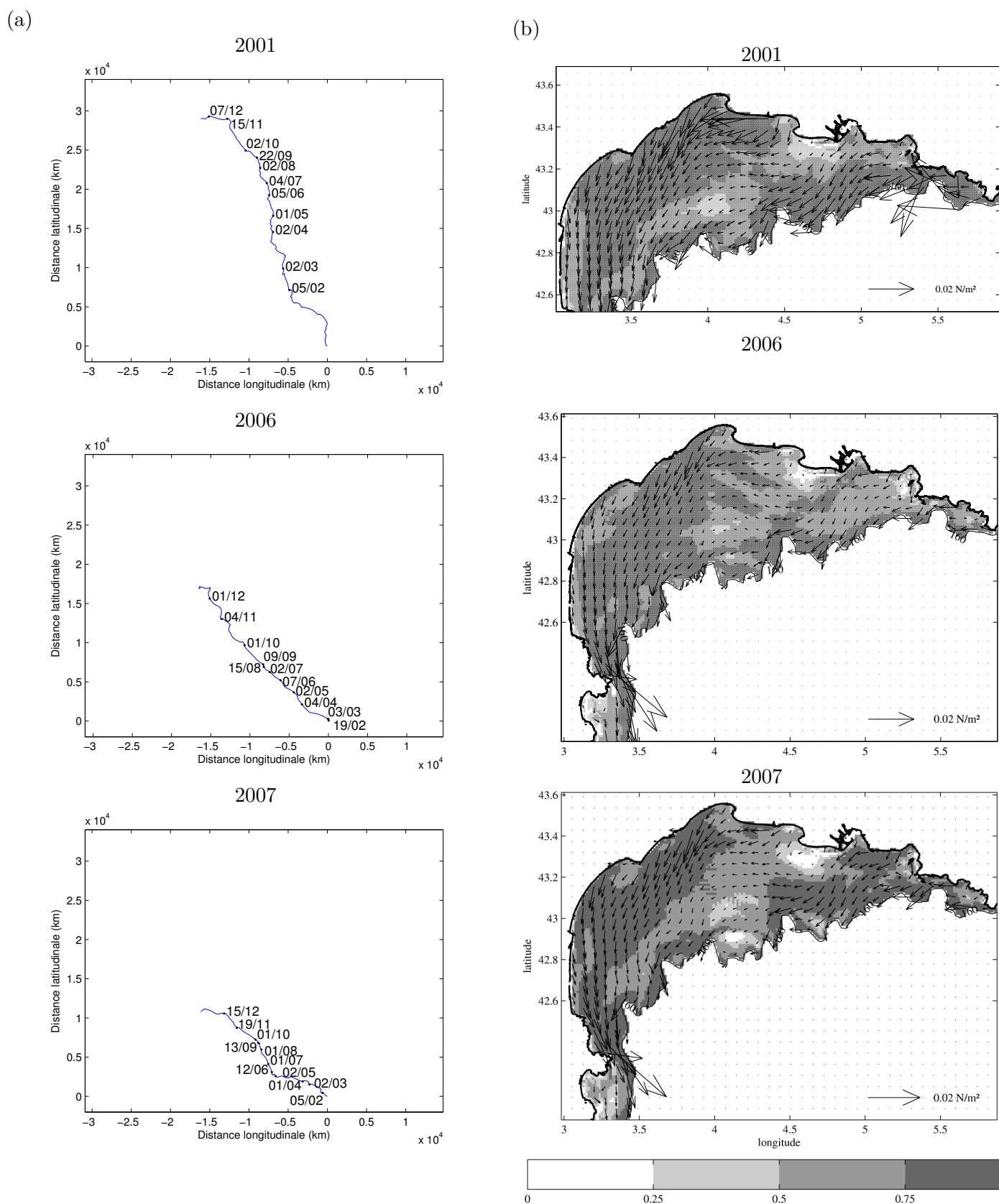


FIG. 5.28 – (a) Représentation statistique des vents ON5. Trajectoire virtuelle parcourue par une particule se déplaçant à la vitesse du vent du point PM et dates associées. (b) Moyenne vectorielle des BSS induits par les courants pour les conditions de vent on-shore (flèches). L'échelle de couleur donne la valeur du rapport R.

5.4. Étude numérique des statistiques des contraintes de fond

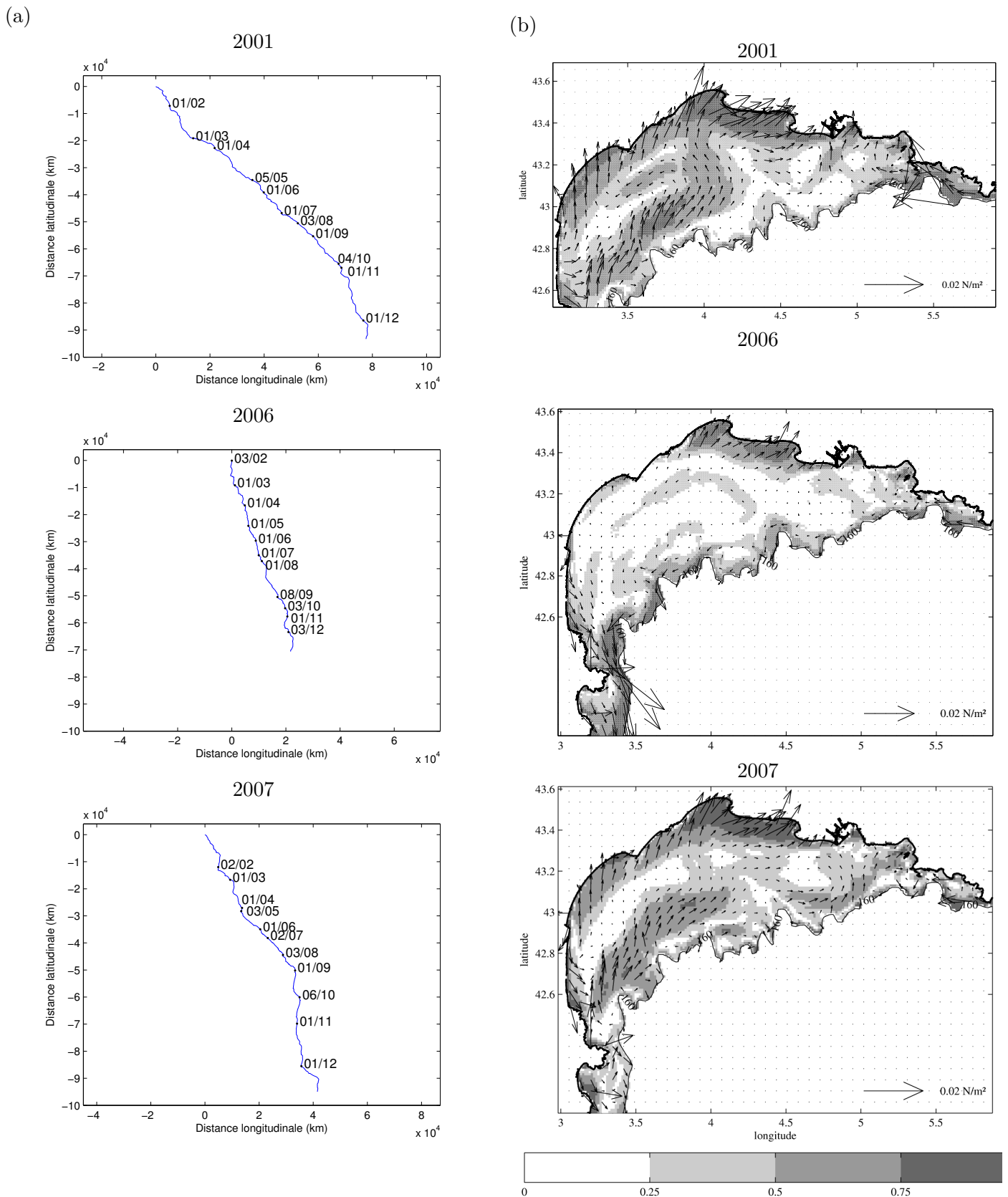


FIG. 5.29 – (a) Représentation statistique des vents OF5. Trajectoire virtuelle parcourue par une particule se déplaçant à la vitesse du vent du point PM et dates associées. (b) Moyenne vectorielle des BSS induits par les courants pour les conditions de vent off-shore (flèches). L'échelle de couleur donne la valeur du rapport R.

5.4. Étude numérique des statistiques des contraintes de fond

5.4.2 Frottements sur le fond induits par les vagues et les courants

L'analyse menée précédemment nous fournit une information synthétique sur le transport potentiel des sédiments mais ne nous donne pas d'information sur le potentiel érosif des courants. En effet, les moyennes des contraintes obtenues sont dans l'ensemble, en dehors de la frange côtière, très inférieures à 0.01 N/m^2 , ce qui est faible vis à vis des contraintes critiques d'érosion mesurées (cf. § 3.1.2.0.2). Cependant, dans les environnements microtidaux, l'intensité de la moyenne des contraintes n'est pas significative du forçage exercé sur le fond. Dans le Golfe du Lion, les événements hydrodynamiquement intenses responsables des érosions sur le plateau peuvent ainsi être occultés par l'indicateur de la moyenne du fait de leur rareté. D'autres indicateurs que la moyenne sont donc nécessaires pour appréhender les problèmes de remise en suspension sur le plateau. Les percentiles d'ordre élevé (90, 95 ou 99) permettent ainsi d'isoler les épisodes les plus intenses tout en donnant un aperçu statistique de la dynamique sur le plateau. D'autre part, si les courants sont seuls responsables du transport des sédiments, les vagues peuvent induire des remises en suspension importantes sur le plateau du Golfe du Lion (Ferre et al., 2005; Guillén et al., 2006). L'effet conjoint des vagues et des courants sur le potentiel érosif du plateau a fait l'objet de l'article présenté ci-après. Dans cet article, l'utilisation du percentile 90 comme indicateur statistique a permis de mettre en évidence les relations entre la granulométrie observée sur le plateau et l'hydrodynamique simulée pour une année de référence (2001). Un second article (Annexe I) a également mis en évidence l'impact de l'hydrodynamique actuelle sur les faciès sableux observés sur le plateau externe.



Contents lists available at ScienceDirect

Continental Shelf Research

journal homepage: www.elsevier.com/locate/csr

Wave- and current-induced bottom shear stress distribution in the Gulf of Lions

François Dufois^{a,b,c,*}, Pierre Garreau^a, Pierre Le Hir^a, Philippe Forget^c

^a IFREMER, DYNECO/PHYSED, Centre de Brest, BP 70, 29280 Plouzané, France

^b IRSN, DEI/SESURE, LERCM, Centre Ifremer, BP 330, 83507 La Seyne sur Mer, France

^c LSEET-LEPI, UMR 6017, CNRS-USTV, BP132, 83957 La Garde, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 1 June 2007

Received in revised form

7 March 2008

Accepted 21 March 2008

Keywords:

Sediment transport

Bottom shear stress

3D modelling

Gulf of Lions

ABSTRACT

Simulations of both currents and waves were performed throughout the year 2001 to assess the relative contribution of each to their overall erosive potential on the Gulf of Lions shelf. Statistical analysis of bottom shear stress (BSS) was compared to sediment grain-size distribution on the bottom. The hydrodynamic features of the bottom layer coincide with the distribution of surficial sediments, and three areas with different hydro-sedimentary characteristics were revealed. (i) The sandy inner shelf (<30 m) area is a high-energy-wave dominated area but may be subjected to intense current-induced BSS during on-shore winds along the coast and during continental winds mainly in the up-welling cells. (ii) The middle shelf (30–100 m) is a low-energy environment characterised by deposition of cohesive sediments, where the wave effect decreases with depth and current-induced BSS cannot reach the critical value for erosion of fine-grained sediments. (iii) The outer shelf, which has a higher bottom sand fraction than the middle shelf, may be affected by strong south-westward currents generated by on-shore winds, which can have an erosive effect on the fine-grained sediments.

Particular attention was paid to features of the current that were found to be predominant on the mid-outer shelf. These currents are strongly dependent on wind direction.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Studies on the dispersion and accumulation of sediment from rivers to continental margins have mostly been devoted to the continental shelves of open oceans affected by energetic swells and tides and by large rivers, such as the Pacific and Atlantic coasts of North America (Drake and Cacchione, 1985; Lyne et al., 1990; Wiberg et al., 1994). In Harris and Wiberg (2002), the authors used a sediment transport model to illustrate the effect of hydrodynamics on bed properties over narrow and wide continental shelf. According to their academic modelling, cross-shelf gradient in bed shear stress (due to decrease in wave-orbital velocities with water depth) has several implications on the transport, deposition and sorting of sediment depending on the steepness of the shelf. In their study, strong links between present-day hydrodynamics and sedimentological settings are exhibited. As the Mediterranean Sea is a micro-tidal, low-energy system, the dominant hydrodynamic forcings of Mediterranean shelves are likely to be different from that of shelves controlled by tides and swells. At a local scale, storm-generated wave effect on

coastal sediment resuspension has been emphasised by several studies on the margin of the Gulf of Lions (GoL) (Ferre et al., 2005; Guillén et al., 2006) and on other margins of the north-western Mediterranean such as the Ebro margin (Puig et al., 2001; Guillén et al., 2002; Palanques et al., 2002). Nevertheless, the respective effect of waves and current on the whole shelf has not been fully studied. Thus, the objective of our study is to assess the potential impact of the wave- and current-induced bottom shear stress (BSS) on the sediment dynamics and bed properties at a regional scale in the GoL.

In their description of surficial deposits on the GoL, Got and Aloisi (1990) reported a sandy area near the coast, a sandy/muddy area near the slope and a mud band on the middle shelf. Although waves are assumed to be the main forcing that influences the sandy inner shelf (Ferre et al., 2005; Guillén et al., 2006), the presence of sand on the outer shelf has not been clearly explained. Most authors consider the off-shore sands present in the outer shelf as relict features (Monaco, 1971; Aloisi, 1986; Berné et al., 1998). According to these authors, only transgressive processes would have been able to rework sediments when the sea level was lower by about 100 m. However, recent studies demonstrated that a mobile carpet of sand is periodically active at the shelf edge (Bassetti et al., 2006). Schaaff (2002, 2003) also showed that the surficial sediment over the shelf presents low critical shear stress corresponding to a fluffy layer that could easily be reworked.

* Corresponding author at: IFREMER, DYNECO/PHYSED, Centre de Brest, BP 70, 29280 Plouzané, France. Tel.: +33 298224760; fax: +33 298224864.

E-mail address: fdufois@ifremer.fr (F. Dufois).

Knowledge of wave- and current-induced BSS is thus necessary to understand sediment dynamics and bottom properties. At a local scale, this can be achieved by direct measurements. In the GoL, measurements of waves and currents have been made at the canyon head and inner-shelf stations (Canals et al., 2006; Guillén et al., 2006; Heussner et al., 2006; Palanques et al., 2006; Bourrin et al., this issue). However, only modelling can provide relevant information at both regional and long-time scales.

In combination with data analysis, modelling has recently improved our understanding of the high temporal and spatial variability of the circulation in the GoL (Estournel et al., 2003; André et al., 2005; Petrenko et al., 2005; Langlais, 2007). These studies were mainly devoted to surface circulation and mean transport, but were not sufficiently focused on bottom processes to improve our understanding of dynamic sediment processes. More recently, Ulses et al. (this issue) and Ferré et al. (this issue) developed a sediment transport model of the GoL and showed the influence of strong storms, dense water cascading, and even of bottom trawling on sediment dynamics on the shelf. They thus mainly studied the impact of episodic events.

The aim of this article is to present statistics for near bed hydrodynamics, and to consider their consequences for sediment transport, using a modelling approach. A one-year analysis of BSS is presented. The respective influences of currents and waves are discussed and specific relationship between current-induced BSS and wind direction is analysed in more detail. Simultaneously, an application to this study is presented in order to clarify the link between the main physical processes and grain-size distribution of surficial sediments on the GoL shelf. The consequences of BSS distribution for sediment mobilisation are discussed along with possible consequences for sediment distribution.

2. Regional setting

2.1. Hydrodynamics

The GoL is hydrodynamically complex as several intense and strongly varying processes coexist (Fig. 1). Millot (1990) described

the main hydrodynamic processes: (a) the general south-westward circulation along the slope, called the Northern Current; (b) wind-induced currents; and (c) the formation of dense water both on the shelf and off-shore.

The geostrophic Northern Current is the northern branch of the general cyclonic circulation in the western Mediterranean basin. This current, whose core is several hundred metres thick, occasionally intrudes on the shelf (Petrenko, 2003) and displays seasonal variability. Mesoscale instabilities occur mainly during spring and winter when the water flux of the along-slope current is maximum (Flexas et al., 2002; Albérola and Millot, 2003; André et al., this issue).

Even if these instabilities can affect circulation on the shelf itself (Petrenko, 2003), the shelf is essentially forced by winds and by buoyancy discharge from the Rhone River. Estournel et al. (2003) described the influence of northern and north-western winds, whereas Ulses et al. (2008) focused on the influence of E-SE winds. Intense and frequent continental winds (the Mistral in the eastern part of the GoL and the Tramontane in the western part) (Millot, 1990) push the surface waters off-shore and induce local up-welling. On-shore winds (mainly eastern and south-eastern winds), which are less frequent (Millot, 1990), result in the accumulation of water on the coast and the downwelling of surface water. These winds can be very strong and appear or disappear very suddenly, and thus generate Kelvin waves (Crepon and Richez, 1982) or inertial oscillations, which mainly occur during stratified conditions (Millot and Crepon, 1981; Petrenko et al., 2005). Cold and dry continental winds that appear during wintertime are also likely to generate dense water on the shelf. This dense water, which is preferentially formed on the western part of the shelf, dives on the south-western end part of the shelf resulting in dense water cascading through the canyon (Dufau-Julliand et al., 2004).

Freshwater input, an important forcing factor on the shelf (Gatti et al., 2006), is mainly controlled by the Rhone River, which is the largest source of freshwater in the Mediterranean Sea with 92% of the input in the GoL (Bourrin and Durrieu de Madron, 2006). The Rhone River has two functional branches: the *Grand Rhone* which is responsible for about 90% of the discharge, and the

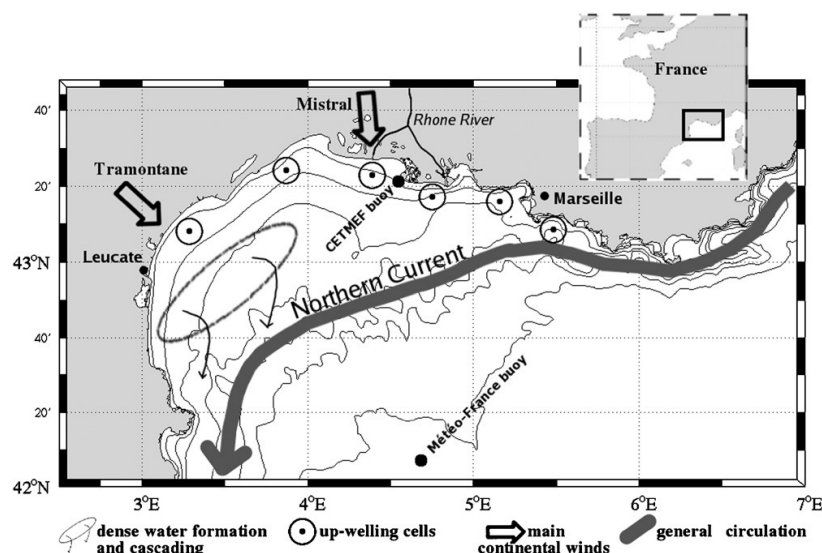


Fig. 1. Study area, main characteristics of the circulation (redrawn from Millot (1990)). Isobaths 20, 50, 90, 160, 500, 1000 and 2000 m are plotted. Positions of the wave buoys Météo-France 61002 and CETMEF 01301 are shown.

narrower *Petit Rhone*. Its impact on shelf dynamics can be observed far from the river mouth (Gatti et al., 2006) and is very dependent on the wind regime.

2.2. Sediments

The Rhone River is also a significant forcing with respect to sediment dynamics as it is responsible for about 94% of total solid discharge into the GoL (Bourrin and Durrieu de Madron, 2006). Thus the sedimentological setting of the shelf, previously described by Got and Aloisi (1990), is mainly controlled by solid discharge from the Rhone River and by hydrodynamic processes (waves and currents).

In the present study, recent laser grain-size analyses of surficial sediment cores were used to generate a new sediment distribution map. Data from different projects, i.e. REMOTRANS (Miralles et al., 2005; Roussiez et al., 2005a,b, 2006; Lansard et al., 2007), METROC, EUROSTRATAFORM (Miralles et al., 2006), REDITE, SEDIFOS, and from other sporadic campaigns were interpolated over the shelf. Interpolation was limited to the 160 m isobath as it coincides with the beginning of the high bathymetric gradient. Fig. 2a is a map of the sand fraction (sediment fraction greater than $63\ \mu\text{m}$). To compare the new map with the well-known sedimentologic characteristics of the surficial deposits on the shelf (Got and Aloisi, 1990), a map of the non-pelitic fraction ($>40\ \mu\text{m}$) was redrawn from CEFREM data acquired between 1970 and 1990 (Fig. 2b). The sediment distribution on this latter map (which contains some Got and Aloisi data, i.e. data acquired before 1980, and some others) is very similar to the distribution described by Got and Aloisi. However, we did not compile the

two data sets because the method for determining surficial grain size has changed. The new sediment distribution is based on cores collected with corers that preserve the interface satisfactorily even in areas with cohesive sediment. Grain-size analysis was conducted using laser measurements. The distribution of the stations is relatively poor compared to the one used to obtain CEFREM map (Fig. 2b). The old data came from cores obtained with corers that may have reworked the interface and/or the finest particles may have been ejected from the corer (all the more since the stations were deep). In addition, the method used for grain-size analyses was quite different from the new laser methods. The two maps are thus complementary. In fact, although the new distribution is based on more accurate data, these data are irregular due to the limited number of stations on the shelf. Actually, the new map is in agreement with the previously described sedimentologic setting. However, it should be noted that the new map shows a smaller fraction of coarse sediment on the outer shelf. It seems that the use of a corer that preserves the interface gives a muddier interface. Moreover, the fixed limit of coarse sediment is not the same in the two maps ($40\ \mu\text{m}$ in the old one and $63\ \mu\text{m}$ in the new one) which could partially explain this difference. Nevertheless, the grain-size gradient between the middle shelf and the shelf break is still present with the new sediment distribution and this is not well explained.

Different sedimentary facies occur from the coastline to the slope. Indeed, the inner shelf (0–30 m) consists of a sandy band, followed by a muddy area on the middle shelf (~ 30 to 100 m), and finally by a muddy-sandy area in the outer shelf. As sediments become cohesive when mud content exceeds 30% (Mitchener and Torfs, 1996; Panagiotopoulos et al., 1997; Le Hir et al., 2008), only the inner-shelf bed appears to be covered by non-cohesive

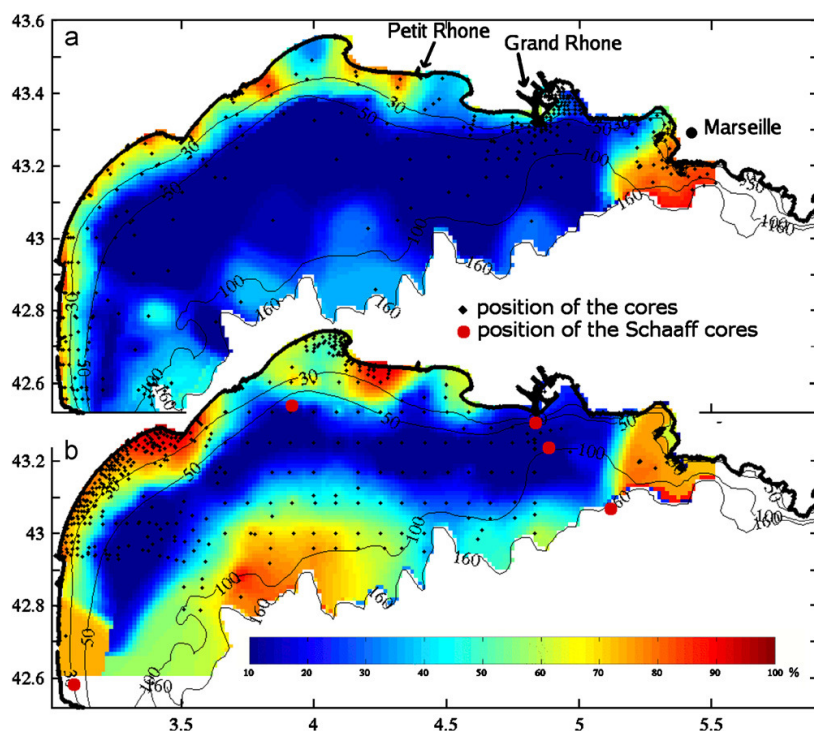


Fig. 2. (a) Surficial fraction of sand ($>63\ \mu\text{m}$) on the shelf based on new experimental observations. (b) Surficial non-pelitic fraction ($>40\ \mu\text{m}$) on the shelf redrawn from CEFREM data acquired from 1970 to 1990. Isobaths 30, 50, 100 and 160 m are plotted.

5.4. Étude numérique des statistiques des contraintes de fond

sediment. Conversely, the muddy–sandy area on the outer shelf should be cohesive. Close examination of the data suggests a representative (median) grain size generally comprised between 80 and 100 μm for the inner shelf whereas the middle shelf has a representative grain size of about 10–15 μm . The gradient from the middle shelf to the outer shelf is more progressive. The median grain size can reach about 30–40 μm in the coarsest areas of the outer shelf.

Knowledge of critical shear stress is necessary to link sediment distribution and hydrodynamics. In the GoL, the critical shear stress of erosion has been measured (Schaaff et al., 2002; Schaaff, 2003) in a flume at several stations across the shelf (cf. Fig. 2b). The critical shear stress of the surficial layer in cohesive areas ranges from 0.016 to 0.069 N/m^2 and is spatially and temporally variable. Actually, these results are close to frequent in-situ critical shear stress measurements over fluffy layer which range between 0.02 and 0.05 N/m^2 (Schaaff et al., 2002). According to Shields (in Soulsby, 1997) in a non-cohesive area, the critical shear stress corresponding to a median grain size of between 80 and 100 μm would be expected to be near 0.15 N/m^2 .

Considering the previously described facies and the hydrodynamic processes acting on the bed, the question to be answered is whether these facies are relicts or if they are due to present-day reworking.

3. Modelling approach

3.1. Hydrodynamic model

The hydrodynamic processes were modelled using the operational MARS-3D code (3D hydrodynamical Model for Applications at Regional Scale), a three-dimensional model with reduced (σ) vertical coordinates based on the resolution of the Navier–Stokes equations (Lazure and Dumas, 2007, <http://www.previmer.org>). This model with free surface is inspired by the model of Blumberg and Mellor (1987) as primitive equations are solved using a time-splitting scheme under assumptions of Boussinesq approximation, hydrostatic equilibrium and incompressibility. The mode splitting technique was built with an iterative and semi-implicit method and allows simultaneous calculation of internal and external modes with the same time step. The external mode is solved with an alternating direction implicit (ADI) scheme (Leendertse, 1970).

The vertical turbulent diffusion of momentum, heat, and salt is computed using the formulation of Pacanowsky and Philander (1981), which takes stratification into account through a local gradient Richardson number. For the horizontal turbulent diffusion, MARS-3D uses Smagorinsky's formulation (1963).

Momentum, salt or heat advection is low-diffusive as the model uses a Quick scheme (Leonard, 1979). This scheme is replaced by an UPWIND scheme in the case of strong gradients.

The model is forced by atmospheric conditions (modelled wind field and solar fluxes provided by Météo-France ALADIN and ARPEGE models), daily Rhone River discharge, and lateral incoming fluxes (salt, momentum, and temperature) and elevations at the open boundaries.

The lateral fluxes and elevations at the open boundaries are deduced from a chain of nested MARS-3D models, for which the spatial resolution and the spatial extension differ (André et al., 2005). The highest resolution model (NORMED), simulating the Northern Basin (its southern open boundary is located at 39.5°N) circulation with a horizontal resolution of 1.2 km and 30 vertical layers, was used for this study. NORMED was validated with temperatures from AVHRR imagery acquired in 2001 (André et al., 2005) and with in-situ data (surdrift buoys and

hydrological measurements) acquired in 2005–2006 (André, 2007).

3.2. Wave model

Wave fields were modelled in the western Mediterranean Sea with a resolution of 0.1° using the third generation wind-wave model WAVEWATCH-III (Tolman, 2002a) forced by Météo-France wind fields.

This model, which was developed at NOAA/NCEP and inspired by the WAM model, has been successfully applied in global- and regional-scale studies in many areas throughout the world's oceans (Tolman, 2002b; Chu et al., 2004) and especially in the western Mediterranean Sea (Ardhuin et al., 2007). The model is based on the two-dimensional wave action balance equation including energy density generation and dissipation terms by wind, white-capping, wave–bottom interaction, and redistribution of wave energy due to wave–wave interactions.

The model was validated and compared with other models for two periods in 2002 and 2003 (Ardhuin et al., 2007). In Appendix A, we present our own validation for the year 2001 (the year considered in this study) using measurements from two wave buoys in the GoL.

3.3. Method used to calculate the BSS

From the point of view of sediment dynamics, it is advisable to separate skin friction (which should be taken into consideration for sediment mobility) from total BSS (Dyer, 1980). Generally, the total current-induced BSS is obtained by measuring the velocity profile in the first metres above the sediment bed and fitting this profile with a logarithmic profile in agreement with the von Karman–Prandtl theory (Eq. (4), Appendix B). When dealing with modelled currents, the method to calculate total BSS consists in assuming a logarithmic velocity profile in the first layer above the bottom. The formulation of the roughness parameter z_0 depends on grain roughness and bed roughness (ripples). Usually, the method to calculate the skin friction, (hereafter called reference method) only uses grain roughness in the computation of z_0 (Soulsby, 1997).

However it is recognised that bedforms, which influence the flow (and the total BSS) locally, are also likely to modify skin friction when the latter is computed with a current above the bottom boundary layer (Smith and McLean, 1977; Dyer, 1980; Li, 1994). This is the case in our computation of BSS from the modelled velocity at the first σ level. Thus, the use of the reference method does not allow a good approximation of skin friction in the presence of ripples.

Here we calculate the skin friction for waves and currents using a boundary layer model based on the results of Smith and McLean (1977), and taking into account the bed ripples created by the waves. The computation of skin friction is performed in an iterative way consisting of the computation loop described in Appendix B. The method includes four steps:

- computation of roughness resulting from grains, from ripples, and from possible bedload;
- computation of total BSS due to both waves and currents;
- computation of skin friction from total BSS;
- ripple prediction, when the skin friction exceeds the threshold of sediment motion on non-cohesive bed.

Considering that ripples can only be formed in a non-cohesive environment, in the case of cohesive sediment, the reference method is used. For application to the GoL, we consider that the

sediment is non-cohesive only on the inner shelf (depth < 30 m), and is characterised by fine sands with an average diameter of $100\ \mu\text{m}$ (apart from the surf zone) in agreement with observations (cf. Section 2.2). The cohesive sediment roughness z_0 over the mid-outer shelf in areas deeper than 30 m was fixed at 0.1 mm, which is a typical value found in the literature (Soulsby, 1997).

The impact of the computation of bed roughness can be considerable even in terms of skin friction: an example is given in Appendix C, where the wave-induced skin BSS is shown to vary in the order of 100% when ripples are taken into account. In addition, our method accounts for variations in bedforms over time, depending on the actual forcing and previously generated bedforms.

3.4. Case study in the year 2001

The previously described model was used to compute the BSS throughout the year 2001 from modelled currents and waves (1 output every 3 h). 2001 can be considered as representative of the general climate of the region. Concerning the river outflows, during 2001, the Rhone River flux varied in the range of $577\text{--}6646\ \text{m}^3/\text{s}$ with an average value of $2077\ \text{m}^3/\text{s}$. With a mean river discharge of $1769\ \text{m}^3/\text{s}$ during the 1977–2004 period (Bourrin and Durrieu de Madron, 2006), the year 2001 presented an approximately 20% increase in flux. Moreover, both wind and wave histograms are in good agreement with the WW-MEDATLAS (The Medatlas Group, 2004) climatology based on both modelling and observations between 1992 and 2002. A comparison between our yearly forcing conditions at location 42°N , 5°E (near the

Météo-France Buoy, cf. Fig. 1) and the 10-year climatology is illustrated by the histograms in Fig. 3. Storm events or windy episodes in 2001 occurred with approximately the same frequency as in the climatology even though winds appeared to be somewhat stronger in 2001, i.e. winds are stronger than $14\ \text{m/s}$ for 11.1% of the time (8.5% for WW-MEDATLAS climatology), and waves higher than 5 m for 4.2% of the year (5.2% for WW-MEDATLAS climatology). According to the climatology as well as to the 2001 statistics, wind and wave regimes were mostly north-western. The two other prevailing wave regimes were mainly eastern and south-western.

The distribution of wind and wave episodes in 2001 appears to fit fairly well with medium term observations. As these are the main forcing for BSS computation in the GoL, the year 2001 can be considered as representative of present-day hydrodynamical forcing on the bed of the GoL shelf. This justifies producing BSS statistics from simulations throughout the year 2001 and analysing potential effects on the distribution and mobilisation of sediments.

4. Results

Hereafter BSS designates the skin friction component of total BSS.

4.1. One-year analysis of BSS

As higher BSS conditions have the most impact on sediment dynamics, the BSS values were sorted at each grid point of the

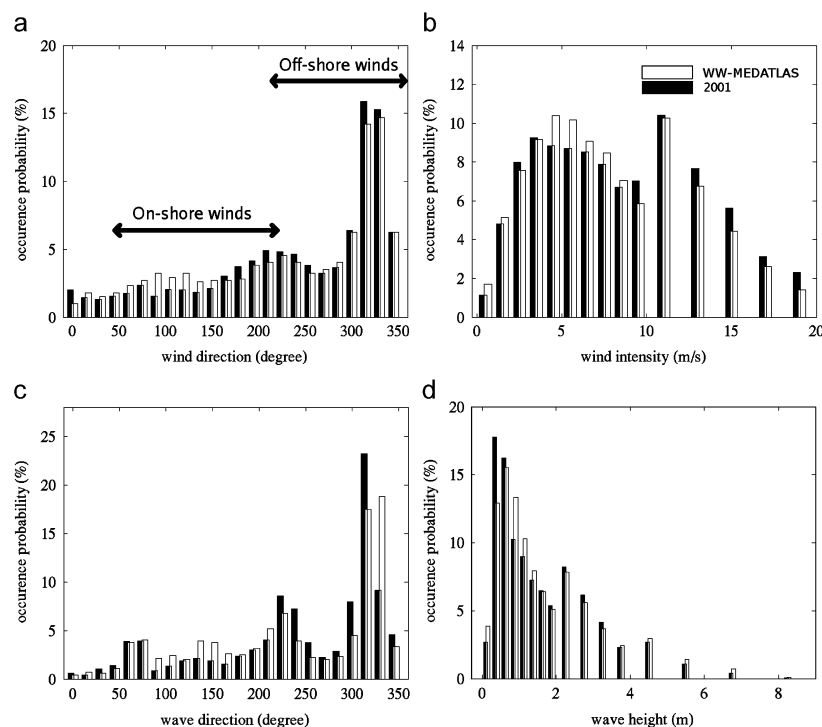


Fig. 3. Probability of occurrence of wind direction (direction the wind comes from) (a), wind intensity (b), wave direction (direction the wave comes from) (c) and wave height (d) at position 42°N , 5°E . Black histograms correspond to year 2001 and white histograms correspond to WW-MEDATLAS climatology. For wind intensity and wave height, the increase in the frequency of higher values is due to the fact that the intervals are not homogenous and may be subject to sudden variation.

hydrodynamic model in order to quantify the distribution of the top 10% values. Thus, the map of the 90th percentile (hereafter denoted BSS-P90) (Fig. 4) was computed (the p th percentile is a value such that $p\%$ of the measurements are less than this value and $(100-p)\%$ are greater). The BSS-P90 presents an area of low values between 0.001 and 0.01 N/m^2 on the middle shelf. The BSS-P90 increases a little towards the shelf break (between 0.01 and 0.05 N/m^2) and much more towards the coast (from 0.01 to more than 1 N/m^2 on the inner shelf). The 98th percentile was also computed (data not presented here) and exhibited exactly the same structure with values about twice as high. Thus, from time to time, BSS exhibits relatively high values in comparison with critical shear stress that ranges from 0.016 to 0.069 N/m^2 over the cohesive part of the shelf. On the sandy inner shelf, BSS can be really high (all the more since the sea is shallow at this location) compared to the critical shear stress of fine sand (about 0.15 N/m^2).

Statistics on wave- and current-induced BSS are qualitatively in good agreement with surficial sediment distribution (Figs. 2 and 4). On the middle shelf, muddy areas are quite well correlated with areas of low BSS, whereas the inner shelf and the outer shelf correspond to the presence of a higher BSS-P90. Nevertheless some areas are not well correlated, such as the Bay of Marseille and one deep area in the middle of the outer shelf where the sand fraction does not correspond to a higher percentile. These specific discrepancies will be discussed later.

4.2. Respective influences of currents and waves on BSS

To understand the role played by waves and currents in sediment dynamics over the shelf, the respective contributions of waves or currents to the higher BSS ($> \text{BSS-P90}$) were determined (Fig. 5). In 2001, when the BSS was high, waves appear to be the main contributor in coastal areas ($< 30\text{--}40\text{ m}$). In the other parts of the shelf, the fact that BSS values were higher than BSS-P90 is mainly due to the influence of the current.

The results show that there is a marked difference in bottom dynamics between the inner shelf, which is wave dominated, and the other parts of the shelf, which are more current dominated. This explains a difference in the value of BSS-P90 of about one or two orders of magnitude between the sandy inner shelf and the other parts of the shelf.

4.3. Wave-induced BSS

Whereas waves are not expected to have an effect on the bed in deeper shelf areas, close to the isobath 100 m energetic sea states can occasionally have an influence. This is illustrated at point C (location shown in Fig. 5) in Fig. 6a which shows wave-induced BSS versus the mean wave direction. It should be noted that the majority of wave-induced BSS values over the year for this particular location are not displayed in Fig. 6a, as they were very small ($< 10^{-6} \text{ N/m}^2$). A BSS of about 0.08 N/m^2 was observed

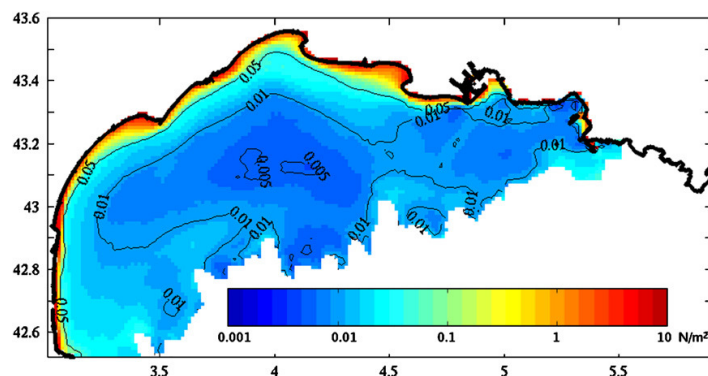


Fig. 4. 90th percentile of wave- and current-induced BSS (N/m^2) from numerical modelling.

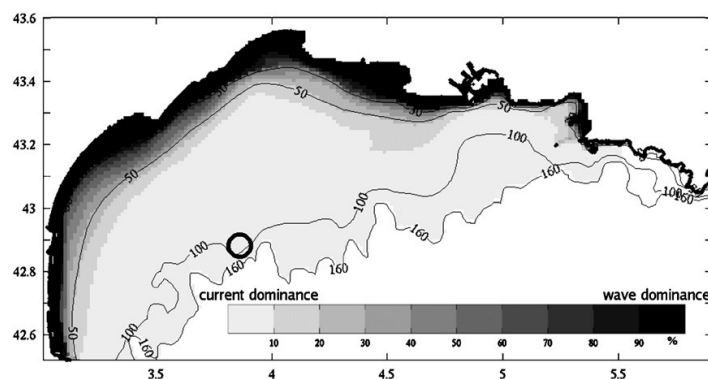


Fig. 5. Mean respective contributions of waves and currents to the BSS greater than the 90th percentile. Isobaths 30, 50, 100 and 160 m are plotted. The circle corresponds to point C.

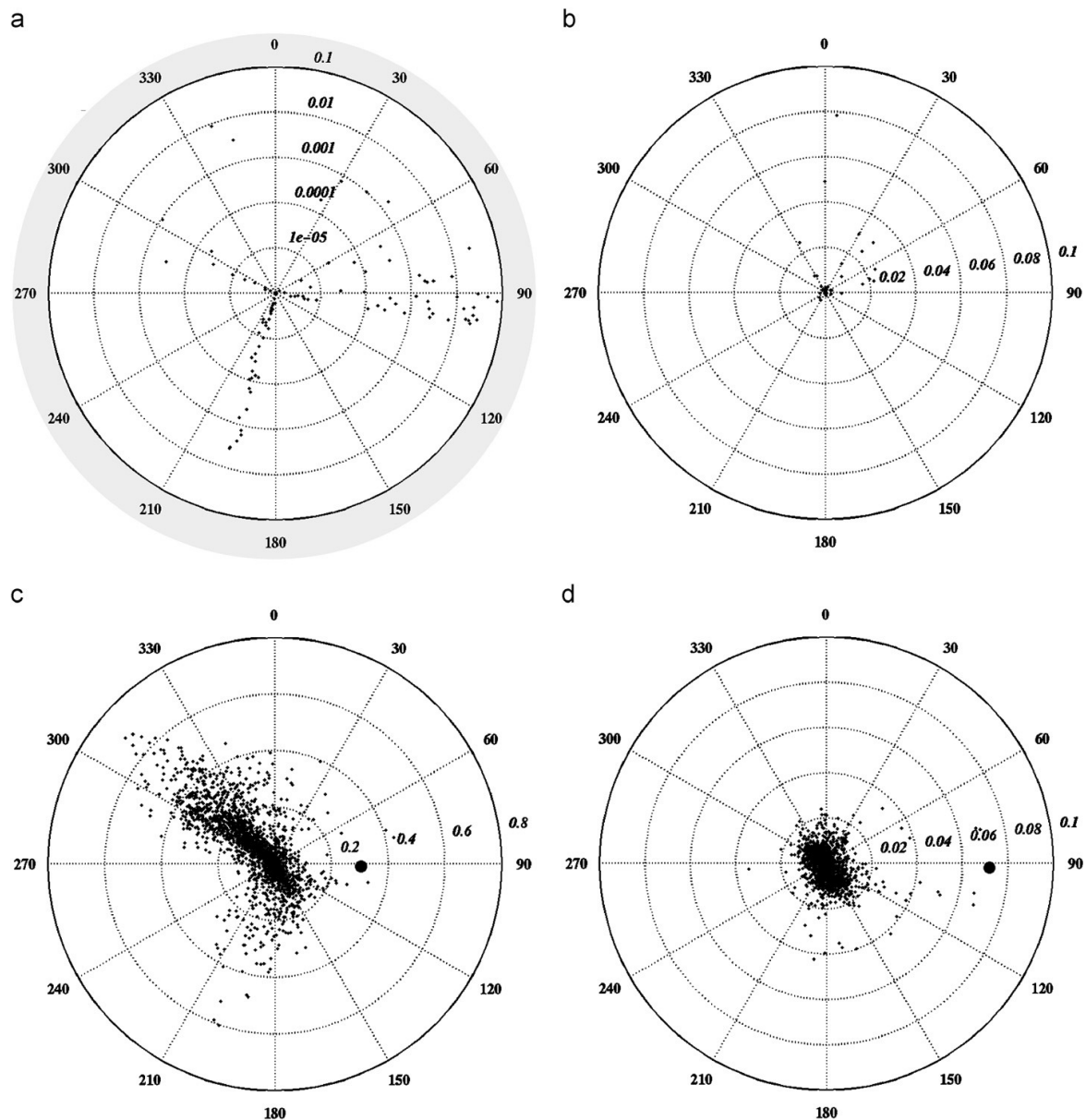


Fig. 6. Polar diagrams at point C (3.88°E 42.86°N). (a) Wave-induced BSS (N/m^2) as a function of the mean wave direction (direction the wave comes from). Data values smaller than $10^{-6}\text{N}/\text{m}^2$ are not drawn. (b) Wave-induced BSS (N/m^2) as a function of wind direction (direction the wind comes from). (c) Wind stress intensity on the surface (N/m^2) as a function of wind direction. (d) Current-induced BSS (N/m^2) as a function of wind direction. The biggest dot in panels (c) and (d) corresponds to the same event. Note that only panel (a) depends on wave direction and is based on logarithmic scale.

during the biggest storm (significant wave height of about 5 m and peak period of approximately 12 s). At this location, the most energetic sea states mainly propagate from the east, but northerly wind-waves or south-westerly swells can also be energetic. Moreover the latter are remarkably directional. The most energetic sea states occur preferentially before a change in wind direction (from continental wind to eastern wind). The swell most often propagates from the Ligurian Sea before the arrival of the depression. Thus wave-induced BSS can be greater during

continental wind episodes, even if they have been generated by eastern winds (Fig. 6a and b). As a consequence, the correlation between swell and wind direction is low.

4.4. Current-induced BSS

In this section, we focus our attention on the influence of the currents themselves on the bottom layer. Indeed, currents appear

to be an important forcing on the mid-outer shelf. Moreover, even if waves are predominant on the inner shelf, only currents are likely to transport the sediment. Statistical knowledge of current patterns in the bottom layer is thus necessary to understand both resuspension and sediment transport processes on the shelf. Before examining the statistics of current-induced BSS in the GoL, it is important to characterise the flow patterns of prevailing high-wind regimes.

4.4.1. Mean features of current-induced BSS

In order to determine schematic bottom circulation patterns, an analysis based on wind direction (W_{dir}) was performed. Winds were divided into two sectors: off-shore winds ($W_{dir} < 45^\circ$ or $W_{dir} > 225^\circ$) and on-shore winds ($45^\circ < W_{dir} < 225^\circ$). During 2001, the mean (over time) current-induced BSS vector was calculated at each grid point when wind was well established (winds > 5 m/s) for events corresponding either to on-shore or off-shore winds. These two resulting fields of mean current-induced BSS vectors are both presented in Fig. 7 (arrows). In order to determine whether the mean BSS patterns in response to off-shore or on-shore winds is significant or not, the ratio (R) between the intensity of the mean BSS vector and the mean intensity of the BSS over the same time is also presented in Fig. 7 (grey scale). If we note $\vec{\tau}(t)$ the BSS vector at the time t , the mean BSS vector over time is noted $\vec{\tau}_m = \langle \vec{\tau}(t) \rangle^t$. θ being the angle between $\vec{\tau}(t)$ and $\vec{\tau}_m$, we obtain $\|\tau_m\| = \langle \|\tau(t)\| \cos(\theta) \rangle^t$. Then,

$$R = \frac{\|\tau_m\|}{\langle \|\tau(t)\| \rangle^t} = \frac{\langle \|\tau(t)\| \cos(\theta) \rangle^t}{\langle \|\tau(t)\| \rangle^t}.$$

Thus, R is a parameter that quantifies the unidirectionality of the BSS vector over time. If R is close to 1, the variation in BSS direction is weak, and the direction of the mean vector is representative of the considered wind sector. On the contrary, if R is close to 0, the variation in BSS direction is strong, and the mean vector is not representative.

In case of on-shore winds (from the sea), the response in terms of BSS direction is nearly unidirectional during 2001 on the major parts of the shelf (R is almost everywhere greater than 0.5) whatever the specificity of the on-shore wind event. In fact, an intense coastal jet quickly starts up over the whole water column and main currents are directed towards the west/south-west. When considering the bottom BSS patterns induced by off-shore winds (continental winds) it appears that BSS are nearly unidirectional for 2001 in the coastal zone where up-welling cells have been identified. On the middle shelf, a representative recirculation cell appears whatever the off-shore wind situation,

whereas the rest of the shelf, including the inner-shelf area on the south-west (along the Roussillon coast), does not display any significant BSS pattern. This means that the response to established off-shore wind is relatively dispersed in direction and thus it is not possible to give a unique scheme for all cases on the whole shelf. These results are coherent with those of Estournel et al. (2003) who showed that off-shore winds generate mean (depth-averaged) circulation highly dependent on the direction and the spatial distribution of these winds.

4.4.2. Statistical analysis of current-induced BSS

In order to determine the origin of current-induced BSS (τ_c) able to resuspend fine-grained sediment on the shelf (i.e. when $\tau_c > \tau_{cr}$), a statistical analysis based on wind direction was performed. The probability of BSS being higher than critical shear stress (τ_{cr}) due to local off-shore winds ($W_{dir} < 45^\circ$ or $W_{dir} > 225^\circ$) or to local on-shore winds ($45^\circ < W_{dir} < 225^\circ$) was calculated. The probability P plotted in Fig. 8 is then the probability that $\tau_c > \tau_{cr}$ and $45^\circ < W_{dir} < 225^\circ$ with the critical value chosen equal to 0.04 N/m^2 . This value corresponds to a representative critical BSS of erosion observed by Schaaff (2003), Schaaff et al. (2002) on the very surficial layer of fine sediment over the shelf of the GoL. This is a simplified approach that considers only one critical BSS for the entire shelf, but modelling performed by Schaaff (2003) demonstrates that the value of 0.04 N/m^2 is coherent for the entire cohesive area of the shelf.

In Fig. 8, P appears as a dark area where high BSS occurs mainly during off-shore winds, whereas the bright area shows where high BSS occurs mainly during on-shore winds. On the middle shelf, current-induced BSS never reaches the chosen critical value as the currents are too weak. It appears that the outer shelf (next to the slope, circle C) is mainly subjected to intense currents during stormy on-shore wind episodes (bright area). Nevertheless, the probability of occurrence is low, in the order of 0.2% (of the time during 2001). On the inner shelf, on-shore winds influence a bigger area (farther from the shore) even if both wind regimes are able to mobilise bottom particles. In front of the Petit Rhone (black area, circle A), BSS is statistically strong mainly during off-shore wind regimes (Mistral and Tramontane) and a BSS higher than 0.04 N/m^2 appears more than 1% of the time. This location corresponds to a well-known up-welling cell caused by this wind regime (Millot, 1990).

We now discuss zones A, B and C in more detail. At these locations, the high BSS values are quite polarised and flow predominantly alongshore. Moreover, their directions are directly linked to wind direction (Fig. 9). The BSS induced by on-shore

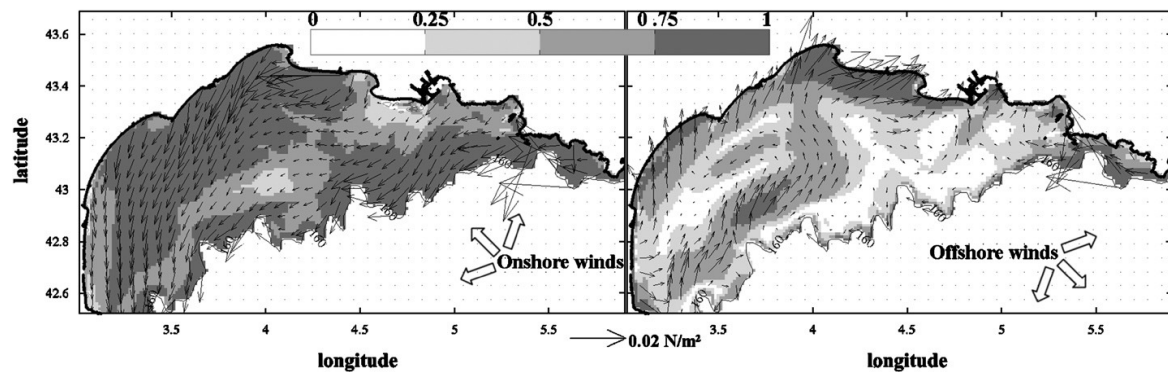


Fig. 7. Mean vector (arrows) of current-induced BSS during on-shore wind events (left) and during off-shore wind events (right). Only the wind episodes greater than 5 m/s occurring in 2001 have been considered. The grey scale corresponds to the fraction between the intensity of the mean vector and the mean BSS intensity noted R .

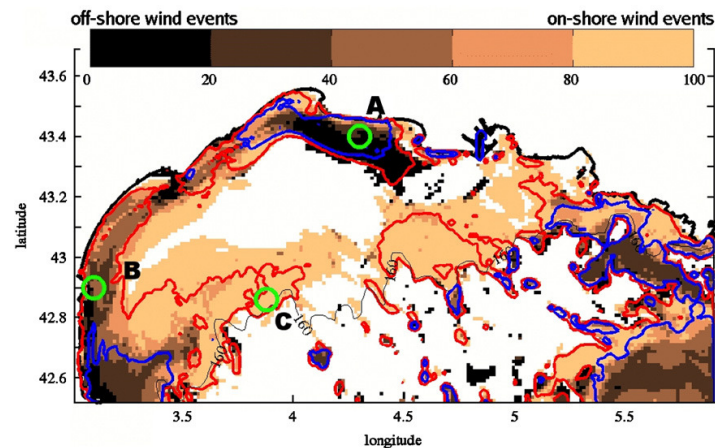


Fig. 8. Origin of current-induced BSS. Probability (%) of having simultaneously, a BSS higher than 0.04 N/m^2 and on-shore winds (direction from 45° to 225°). Inside the blue line (resp. red line) the iso-probability $\tau_{cr} > 0.04 \text{ N/m}^2$ exceeds 1% (resp. 0.2%). White areas correspond to 0% probability. Isobath 160 m (slope) is shown. Locations A, B, C are discussed in the text.

winds (in red, Fig. 9) and those induced by off-shore winds (in blue) are nearly unidirectional and occur in opposite directions. Such polarisation is partly due to bathymetry. However, this remark is not valid for the whole shelf, as shown in Fig. 7.

Close to the slope (C), in agreement with the previous analysis, maximum BSS directed towards the south-west is generated by on-shore winds, which are weaker in intensity and less frequent than winds of continental origin (Figs. 3 and 6c). The two other sites, which are located closer to the coast, are relatively symmetric: rather high BSS is observed for various wind directions although the statistic is quite different.

Furthermore, there is no definite relationship between the local wind intensity alone and the intensity of BSS. For example, at location C, eastern winds of lower intensity are able to generate BSS that is at least as high as that generated by continental winds or south-western winds (the high BSS represented by a big black dot in Fig. 6d corresponds to a medium intensity eastern wind, also represented by a big dot in Fig. 6c).

5. Discussion

On the outer shelf, which is current dominated (Fig. 5), the surficial sediment has a low fine particle content. The strongest currents in the area are south-westward and are generated during periods of on-shore winds (mainly eastern) (Fig. 8). The thickness of fine sediment that can be eroded during these rare episodes of eastern winds can be estimated by assuming some characteristics of its erodability. Considering the often used Partheniades (1962) erosion law ($E = E_0(\tau/\tau_{cr} - 1) [\text{kg/m}^2/\text{s}]$ if $\tau > \tau_{cr}$) with E_0 ranging from 10^{-5} to $10^{-3} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ (Whitehouse et al., 2000) for a non-consolidated sediment (concentration of about 500 kg/m^3), the erosion rate of fine sediment (with $\tau_{cr} = 0.04 \text{ N/m}^2$) was calculated for the whole shelf for 2001. At point C located on the outer shelf, the erosion, which appears entirely during on-shore winds, ranges from 0.9 mm/year to 9 cm/year . On the other hand, the order of magnitude of deposition should not exceed the apparent sedimentation rate (ASR) observed in this area. Thus net deposition is maximised by observed ASR in the area, which has been estimated to be in the order of 1 mm/year from ^{210}Pb core dating (Miralles et al., 2005). On most of the outer shelf, τ_{cr} for surficial fine sediment is exceeded slightly more than 0.2% of the

time (cf. Fig. 8 with $\tau_{cr} = 0.04 \text{ N/m}^2$) and the erosion of sediment may compensate for the supply of fine sediment. Nevertheless, as BSS values never exceed the critical shear stress value for fine sands (0.1 N/m^2) on the outer shelf, the fine sand could not be eroded and the sediment should consequently not be reworked deeply. Only the non-consolidated surface of the sediment may be affected by currents flowing south-westward. Thus, eastern storms are able to sweep the recent fine sediment deposits away and the sandy interface may be conserved. In fact, high BSS is not required to explain sandy beds. BSS just higher than the critical shear stress of non-consolidated fine sediment may be sufficient to explain why recently supplied fine sediments do not remain on the bed.

In some places, the sand fraction features do not appear to agree with computed hydrodynamical forcings and this may partly be explained by the limits of this study.

Recent studies have demonstrated that the process of cold, dense water cascading is able to resuspend sediments from the shelf and to transport them towards the canyons (Palanques et al., 2006; Ulses, 2006; Bourrin et al., this issue; Ulses et al., this issue). The formation of dense water is taken into account in our model and in the computation of the BSS statistics, but its influence is not obvious. Both the intrusions of the Northern Current and the formation of dense water are subject to high inter-annual variability (Guarracino et al., 2006; Langlais, 2007) and, from this point of view, statistics covering only 1 year may be not sufficient to quantify the processes. Actually, it appears that the year 2001, which was selected as being representative for wind and wave effects, did not undergo intense and/or frequent episodes of dense water formation (Heussner et al., 2006): this feature appears to be a limiting factor of this study. A statistic built with a multi-year model would be useful to investigate the effect of these very variable processes.

Moreover, the Northern Current occasionally intrudes on the shelf (Petrenko, 2003) but its influence on the bed was not shown in our modelling. The simulated Northern Current seems to flow a little too far from the shelf break, and its intrusion is thus likely to be underestimated. These intrusions may have a local effect on the outer shelf bed, but probably not on the entire outer shelf. Thus the sandy area in the middle of the outer shelf may be impacted by the Northern Current, although the computed BSS remains low. This may explain why, in the middle of the outer

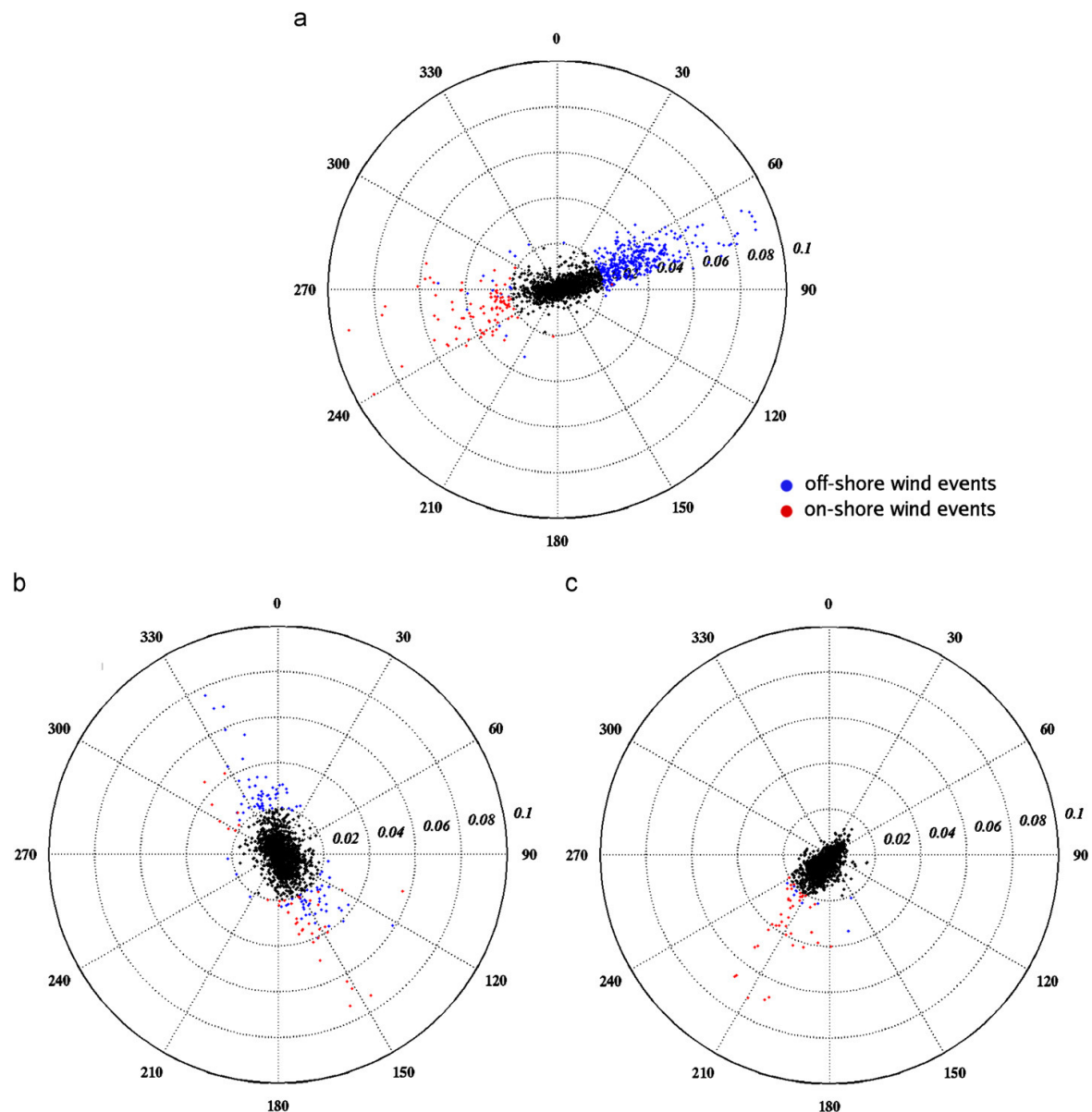


Fig. 9. Polar diagram of current-induced BSS (N/m^2) as a function of their direction (direction the current flows) at various points on the shelf (cf. green circles Fig. 8): (a) in front of Petit Rhone (position $4.3^\circ E$ $43.4^\circ N$, 29 m depth), (b) in front of Leucate (position $3.1^\circ E$ $42.9^\circ N$, 31 m depth), (c) outer shelf (position $3.88^\circ E$ $42.86^\circ N$, 100 m depth). In red, on-shore wind events, in blue, continental wind events, and in black, frictions lower than $0.02 N/m^2$. All the events that occurred in 2001 (one every 3 h) are represented.

shelf, the BSS seems rather low whereas at the surface, the sand fraction reaches almost 40% (Fig. 2a). In the same way, in the sandy southern part of the bay of Marseille, underestimation of the simulated Northern Current intrusions may also be responsible for underestimation of the BSS statistic.

In addition, other factors than hydrodynamic forcings are likely to explain grain-size distribution. The supply of fine sediment, which is linked to the proximity of the mouth of the Rhone River, also contributes shaping the shelf bed: a reduction of the fine sediment fraction can thus be expected with an increase in the

distance from the source. This would explain why the fine fraction on the outer shelf between $3.5^\circ E$ and $4.5^\circ E$ is lower than that between $4.5^\circ E$ and $5^\circ E$. Also, the bay of Marseille is a rather low-energy but sandy area. In the eastern part of the GoL, the lack of fine particles in the surficial sediment could be related to a smaller supply of fine sediments: actually, the Rhone river discharge is mainly dispersed south-westward, and no other source of fine particles has been observed upstream of the eastern part of the GoL shelf, as water depths increase very fast in this area. We also suggest that the proximity of the slope may have an

impact on the net balance of the fine sediment. When erosion occurs on the shelf, the closer to the shelf break the fine particles are located, the more likely they are to be removed from the shelf. This remark is valid for the entire outer shelf. The combined effects of the hydrodynamic intensity, the distance from the source of sediment and the proximity of the slope, which plays the role of a sink for sediments, likely explain the slight increase in grain size on the outer shelf.

6. Conclusions

In this work we combined the use of wave and current models, and computed the realistic variation of the BSS distribution over a period of 1 year, in order to analyse the main physical processes that act on the bed. The BSS model, which allows prediction of ripple formation, was developed in order to take into account the effect of bedform roughness on skin friction over a non-cohesive bed. The skin friction component of the total BSS was consequently calculated at both annual and regional scales in the GoL in order to focus on sediment dynamics.

Particular attention was paid to currents, which were found to be the main forcing in the mid-outer shelf. A relationship between wind direction and the intensity and direction of BSS can be deduced. The analysis conducted throughout 2001 shows that significant bottom currents are almost “channelled” and flow predominantly alongshore on the inner shelf both during on-shore and off-shore winds. Moreover, the response in terms of BSS directions is nearly similar whatever the on-shore wind conditions all over the shelf, with south-westward water flux. The BSS pattern in response to off-shore winds is less schematic and important fluctuations in direction may appear on a large part of the mid-outer shelf. This study also demonstrated the importance of on-shore winds, which induce simultaneously erosion and transport over most of the shelf, especially when a swell generated during the same storms is superimposed. Continental winds only show erosive potential in coastal areas and preferentially in the up-welling cells. However, these winds are generally associated with waves of low amplitude and are probably not the major forcing mechanism of erosion on the shelf, except in the current-dominated deeper part of the up-welling cells.

The 1-year analysis of the BSS characteristics using a modelling approach allowed us to highlight the strong link that exists between bed characteristics and present-day hydrodynamic structures. Hydrodynamic features coincide with sediment surficial distribution and three areas with different characteristics were revealed:

- (i) Near the shore (<30 m) sandy areas correspond to high-energy areas dominated by waves. In addition, the inner shelf may be subject to intense currents near the bottom which are able to erode or transport fine particles resuspended by waves, both during continental and on-shore wind conditions.
- (ii) On the middle shelf (30–100 m), the contribution of waves decreases progressively with depth. This muddy area presents the lowest 90th percentile of BSS of the whole shelf. Current-induced BSS never reaches the representative critical value for erosion, evaluated from erodability measurements. In this area, even if wave-induced BSS may very occasionally erode fine sediments (wave-induced BSS is slightly higher than those in a deeper area in Fig. 6a), bottom currents are not strong enough to disperse them far from the source of erosion. On the middle shelf, the supply of sediment does not appear to be compensated for by erosion and transport, which remain very limited.
- (iii) On the outer shelf, the 90th percentile of BSS is higher than on the middle shelf whereas the wave effect is lower, due to deeper water. The lower fine sediment content can be linked to non-negligible south-westward currents which act during periods of on-shore winds (mainly eastern) (Fig. 8).

Finally, this study helped explain the main grain-size gradients and to understand the impact of present-day hydrodynamics. Such a study may be useful before implementing any sediment transport model, whatever the coastal region, to acquire good knowledge of the modelled BSS statistics. The BSS is the main forcing of a sediment transport model and in this regard a good description of its structure is necessary to satisfactorily analyse the output of a sediment transport model. When the area is micro-tidal, a good estimation of the variation in BSS requires rather long hydrodynamic simulations. We recommend using a high percentile of the BSS as a proxy for characterising the sediment forcing, rather than the maximum BSS value, which will be less representative and more dependent on the length and characteristics of the simulation.

Acknowledgements

The authors thank Fabrice Ardhuin, from the French Naval Oceanographic Center (SHOM), who provided the WaveWatch-III model implemented for the western Mediterranean Sea. We acknowledge CETMEF and Météo-France for providing the wave data and IRSN (*Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire*), IFREMER (*Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER*), COM (*Centre d'Océanologie de Marseille*), Agence de l'eau, CEFREM (*Centre de Formation et de Recherche sur l'Environnement Marin*), CEREGE and LOB Banyuls (*Laboratoire d'Océanographie Biologique de Banyuls*) for providing grain-size data. We acknowledge the Provence-Alpe-Côte d'Azur Region for their financial support. We thank the anonymous reviewers and the guest editors for their helpful comments and Sabine Charmasson for her attentive review.

Appendix A. Validation of the wave model

Wave simulations were evaluated for significant wave height (H_s), peak period (T_p) and mean period (T_m) using the correlation coefficient (COR), the normalised mean bias (NMB), the root mean square error (RMSE) and the relative RMSE also called scatter index (SI).

If x_i is the measured value at the time step i , y_i the simulated value at the same time step, \bar{x} and \bar{y} are, respectively, the mean values of x_i and y_i for the N time steps, then we have:

$$\text{COR} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}}$$

$$\text{SI} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^N x_i^2}}$$

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2}{N}} \quad \text{NMB} = \frac{\bar{y} - \bar{x}}{\bar{x}}$$

Validation was performed for two buoys located in the GoL (Fig. 1). For the coastal CETMEF buoy (at a depth of about 18 m) data were available throughout the year whereas only 1 month was available for the off-shore Météo-France buoy. Comparison of the wave parameters is quite good for the two buoys (Fig. 10, Table 1) with an error (SI) of from 17% to 30% for the wave height.

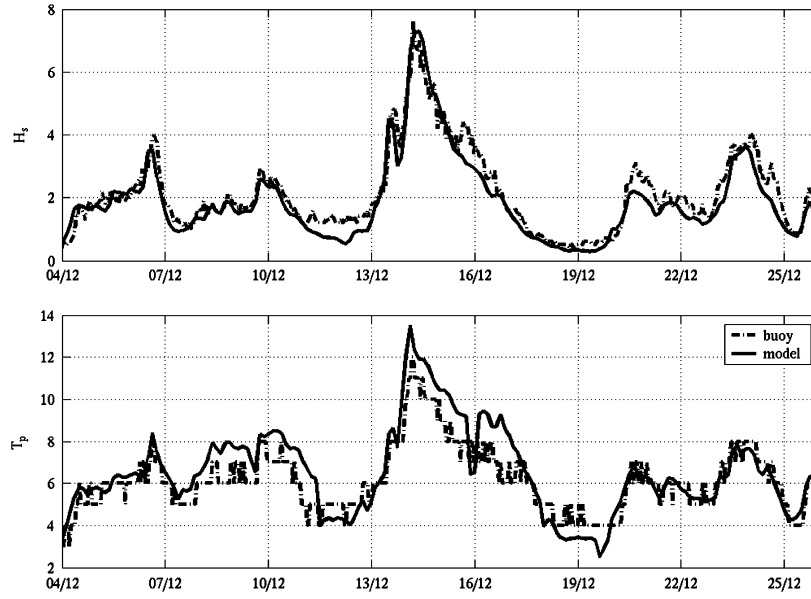


Fig. 10. Comparison of H_s and T_p between WAVEWATCH-III and the Météo-France 61002 buoy.

Table 1

Statistical parameters for the model validation on Météo-France 61002 buoy and on Cetmef 01301 buoy

	COR	NMB	RMSE	SI
Météo-France buoy				
H_s	0.96	-0.11	0.43	0.17
T_p	0.9	0.06	0.99	0.16
CETMEF buoy				
H_s	0.82	-0.15	0.28	0.3
T_p	0.38	-0.24	2.1	0.38
T_m	0.67	-0.10	0.9	0.2

Nevertheless, for all the parameters, the relative error is higher at the coastal location due to the low resolution of the wave model (0.1°).

Appendix B. Iterative method of BSS calculation

The aim is to compute the skin friction component of the total BSS under the influence of waves and currents, which is likely to be affected by the presence of ripples; the latter being dependant on the wave regime.

- (1) Computation of physical roughness length scale k_s , which is used to determine the bed roughness z_0 for a hypothesised rough turbulent flow ($z_0 = k_s/30$).

k_s is the maximum of the three degrees of physical roughness, which are:

- grain-size roughness:

$$k_{sg} = 2.5D \quad (1)$$

- bedform roughness (Grant and Madsen, 1982):

$$k_{sd} = 27.7H^2/\lambda \quad (2)$$

if H and λ are known, if not, initialised with 0.

- bedload roughness (Wiberg and Rubin, 1989):

$$k_{sc} = 1.1424D \frac{\tau_{sf}}{\tau_c + 0.2\tau_{sf}} \quad \text{if } \tau_{sf} > \tau_{cr} \quad (3)$$

where D is the average diameter of the grains, H the height of the ripples, λ their wavelength, τ_{sf} (initialised with 0) the skin friction (whose calculation is specified below), and τ_{cr} is the critical shear stress for sediment motion (calculated from Shields parameter, depending on D).

- (2) Computation of the total shear stress (from the hydrodynamic point of view) related to waves (index w) and to currents (index c).

$$\tau_c = \rho u_{*c}^2 \quad \text{with} \quad u_{*c} = \frac{\kappa u(z)}{\ln(z/z_0)} \quad (4)$$

$$\tau_w = 0.5\rho f_w U_b^2 \quad (5)$$

with (Swart, 1974)

$$f_w = 0.3 \quad \text{if } A/k_s < 1.57$$

and beyond:

$$f_w = 0.00251 \exp(5.21(A/k_s)^{-0.19}) \quad (6)$$

where ρ is the density of water, U_b is the orbital velocity of the swells on the bottom, z is the height of the first layer above the bottom, $u(z)$ is the associated speed, κ is the Von Karman constant (0.4) and A is the orbital half-exursion near the bottom ($A = U_b T/2\pi$, T being the wave period).

The formulation of Soulsby (1997) is used to take non-linear wave-current interactions into account

$$\tau_m = \tau_c \left[1 + 1.2 \left(\frac{\tau_w}{\tau_w + \tau_c} \right)^{3.2} \right] \quad (7)$$

and

$$\tau_{cw} = [(\tau_m + \tau_w |\cos \varphi|)^2 + (\tau_w \sin \varphi)^2]^{0.5} \quad (8)$$

where τ_m represents the average shear stress in the current direction, τ_{cw} is the maximum shear stress generated during a wave period and φ is the angle between the current and wave directions.

- (3) Average skin friction computation (Smith and McLean, 1977):

$$\tau_{sfm} = \frac{\tau_{cw}}{1 + (1/2\kappa^2)C_D(H/\lambda)[\ln a(\lambda/z_{0s})^{0.8}]^2} \quad (9)$$

with $z_{0s} = \max(k_{sg}, k_{sc})/30$, $C_D = 0.21$ under the hypothesis of a “separate” flow (presence of a eddy downstream from the ripple crest) above the ripples and $a = 0.3$ according to Li (1994).

At the top of the ripple crests the maximum is reached, and is estimated by Harris and Wiberg (2001)

$$\tau_{sf} = \tau_{sfm}(1 + 8H/\lambda) \quad (10)$$

It should be noted that Harris and Wiberg (2001) adopted this expression for the skin frictions over a ripple, but that in any event, the boundary layer model of Smith and McLean (1977) does not take the wave effect into account.

- (4) Ripple prediction. The assumption is that ripples are formed only in a non-cohesive environment. The sediment cohesion threshold is fixed at 30% of mud (Mitchener and Torfs, 1996; Panagiotopoulos et al., 1997). The observations of van der Wal et al. (2005) confirm this hypothesis. Indeed these authors observed significant variations in roughness for mud percentages of less than 30%, and much lower variations when this threshold is exceeded. Moreover, in view of the dynamics of the shelf and in view of the leading role of waves in the sandy areas (cf. Section 4.2), the ripples created by the current are not taken into consideration.

The formulations of Soulsby and Whitehouse (2005) are used for the prediction of wave-induced ripples:

If $\tau_{sf} < \tau_{cr}$, H and λ do not evolve

If $\tau_{sf} > \tau_{cr}$,

$$\lambda = \frac{A}{1 + 0.00187A/D(1 - \exp\{-(0.0002A/D)^{1.5}\})} \quad (11)$$

and

$$H = 0.15\lambda \left[1 - \exp\{-(5000D/A)^{3.5}\} \right] \quad (12)$$

The above equations implicitly take into account the “sheet-flow” through the D/A parameter, which involves destruction of the ripples when it decreases too strongly.

If the sediment is cohesive, the BSS is calculated by carrying out only step 2 with a fixed z_0 .

- (5) Test of convergence on τ_{sf} . The procedure is repeated from step 1 until convergence.

Appendix C. Comparison of methods of calculation

BSS values calculated with the previously described method were compared with those calculated with the reference method (with a fixed z_0) for the year 2001 (Fig. 11). In the coastal area (10 m depth) current-induced BSS is not very sensitive to the presence of ripples. The presence of ripples tends to increase waves-induced BSS during low-energy periods. During high-energy periods (Fig. 11, framed area), the induced “sheet-flow”, which destroys the ripples, causes a major reduction in wave-induced BSS. A slight reduction also occurs in the current-induced BSS when “sheet-flow” intervenes during episodes of strong currents (framed area).

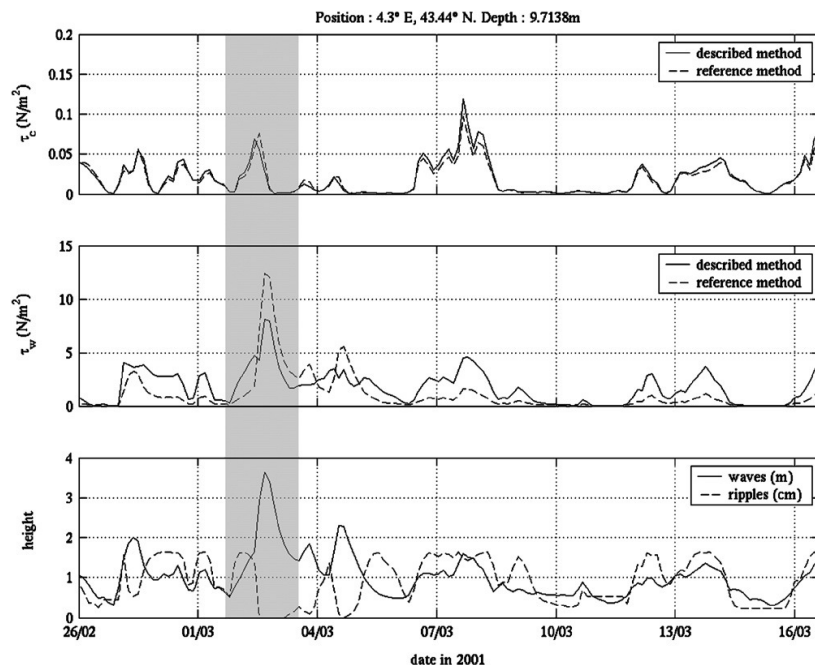


Fig. 11. Time variation of current-induced BSS (τ_c) (upper graph) and wave-induced BSS (τ_w) (middle graph) at a fixed location in the GoL. BSS calculated with the reference method is plotted in dotted line whereas that calculated with the described method are plotted in full line. In the lower graph, H_s (m) is plotted in full line and height of the ripples (cm) in dotted line.

The result thus highlights the need to take into account the modification of the micro-topography of the bottom and its influence on the skin friction component of the total BSS.

References

- Albérola, C., Millot, C., 2003. Circulation in the French Mediterranean coastal zone near Marseilles: the influence of wind and the Northern Current. *Continental Shelf Research* 23, 587–610.
- Aloisi, J.-C., 1986. Sur un modèle de sédimentation deltaïque. Contribution à la connaissance des marges passives. Thèse d'Etat, Université de Perpignan.
- André, G., 2007. Echanges côte-large à moyenne échelle au niveau de la pente continentale du Golfe du Lion – Processus et Modélisation. PhD thesis, Université du Sud Toulon-Var.
- André, G., Garreau, P., Garnier, V., Fraunié, P., 2005. Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions. *Ocean Dynamics* 55, 294–308.
- Ardhuin, F., Bertotti, L., Bidlot, J.-R., Cavaleri, L., Filipetto, V., Lefevre, J.-M., Wittmann, P., 2007. Comparison of wind and wave measurements and models in the Western Mediterranean Sea. *Ocean Engineering* 34 (3–4), 526–541.
- Bassetti, M.A., Joutet, G., Dufois, F., Berne, S., Rabineau, M., Taviani, M., 2006. Sand bodies at the shelf edge in the Gulf of Lions (Western Mediterranean): deglacial history and modern processes. *Marine Geology* 234 (1–4, EUROSTRATAFORM VOL. 1: Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 93–109.
- Berné, S., Lericolas, G., Marsset, T., Bourillet, J.F., de Batist, M., 1998. Erosional shelf sand ridges and lowstand shorefaces. Example from tide and wave dominated environments of France. *Journal of Sedimental Research* 68, 540–555.
- Blumberg, A.F., Mellor, G.L., 1987. A description of a three dimensional coastal circulation model. In: Heap, N.S. (Ed.), *Three Dimensional Coastal Ocean Models, Coastal and Estuarine Sciences*, vol. 4. American Geophysical Union, Washington, DC, pp. 1–16.
- Bourrin, F., Durrieu de Madron, X., 2006. Contribution to the study of coastal rivers and associated prodeltas to sediment supply in the Gulf of Lions (N-W Mediterranean Sea). *Vie & Milieu/Life & Environment* 56 (4), 307–314.
- Bourrin, F., Friend, P.L., Amos, C.L., Manca, E., Ulses, C., Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Thompson, C.E.L., this issue. Sediment dispersal from a typical Mediterranean flood: the Têt River, Gulf of Lions. *Continental Shelf Research*.
- Canals, M., Puig, P., Durrieu de Madron, X., Heussner, S., Palanques, A., Fabres, J., 2006. Flushing submarine canyons. *Nature* 444, 354–357.
- Chu, P.C., Qi, Y., Chen, Y., Shi, P., Mao, Q., 2004. South China sea wind-wave characteristics. Part I: validation of Wavewatch III using TOPEX/Poseidon data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 21, 1718–1733.
- Crepon, M., Richez, C., 1982. Transient upwelling generated by two-dimensional atmospheric forcing and variability in the coastline. *Journal of Physical Oceanography* 12 (12), 1437–1457.
- Drake, D.E., Cacchione, D., 1985. Seasonal variation in sediment transport on the Russian River shelf, California. *Continental Shelf Research* 4, 495–514.
- Dufau-Julliant, C., Marsaleix, P., Petrenko, A., Dekeyser, I., 2004. Three-dimensional modeling of the Gulf of Lion's hydrodynamics (northwest Mediterranean) during January 1999 (MOOGLI3 experiment) and late winter 1999: Western Mediterranean intermediate Water's (WIW's) formation and its cascading over the shelf break. *Journal of Geophysical Research* 109, C11002.
- Dyer, K.R., 1980. Velocity profiles over a ripples bed and the threshold of movement of sand. *Estuarine Coastal Marine Science* 10, 181–199.
- Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliant, C., Vehil, R., 2003. Observations and modelisation of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lions under wind conditions influenced by the continental orography (FETCh experiment). *Journal of Geophysical Research* 108 (C3), 1–18.
- Ferre, B., Durrieu de Madron, X., Estournel, C., Ulses, C., Le Corre, G., this issue. Impact of natural (waves and currents) and anthropogenic (trawl) resuspension on the export of particulate matter to the open ocean. Application to the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research*, doi:10.1016/j.csr.2008.02.002.
- Ferre, B., Guizien, K., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., Guillen, J., Gremare, A., 2005. Fine-grained sediment dynamics during a strong storm event in the inner-shelf of the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research* 25 (19–20, Impact of Natural and Trawling Events on Resuspension, dispersion and fate of POLLutants (INTERPOL)), 2410–2427.
- Flexas, M.M., Durrieu de Madron, X., Garcia, M.A., Canals, M., Arnaud, P., 2002. Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). *Journal of Marine Systems* 33–34, 197–214.
- Gatti, J., Petrenko, A., Devenon, J.-L., Leredde, Y., Ulses, C., 2006. The Rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the Gulf of Lion in December 2003. *Continental Shelf Research* 26 (15), 1794–1805.
- Got, H., Aloisi, J.C., 1990. The Holocene sedimentation on the Gulf of Lions margin: a quantitative approach. *Continental Shelf Research* 10 (9–11), 841–855.
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1982. Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow. *Journal of Geophysical Research* 87 (C1), 469–481.
- Guarracino, M., Barnier, B., Marsaleix, P., Durrieu de Madron, X., Monaco, A., Escoubeyrou, K., Marty, J.-C., 2006. Transfer of particulate matter from the northwestern Mediterranean continental margin: variability and controlling factors. *Journal of Marine Research* 64, 195–220.
- Guillén, J., Jiménez, J., Palanques, A., Gracia, V., Puig, P., Sanchez-Arcilla, A., 2002. Sediment resuspension across a microtidal, low-energy shelf. *Continental Shelf Research* 22 (2).
- Guillén, J., Bourrin, F., Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Puig, P., Buscail, R., 2006. Sediment dynamics during wet and dry storm events on the Têt inner shelf (SW Gulf of Lions). *Marine Geology* 234 (1–4, EUROSTRATAFORM VOL. 1: Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 129–142.
- Harris, C.K., Wiberg, P.L., 2001. A two-dimensional, time-dependent model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves. *Computers and Geosciences* 27 (6), 675–690.
- Harris, C.K., Wiberg, P.L., 2002. Across-shelf sediment transport: interactions between suspended sediment and bed sediment. *Journal of Geophysical Research* 107 (C1), 1–8.
- Heussner, S., Durrieu de Madron, X., Calafat, A., Canals, M., Carbone, J., Delsaut, N., Saragoni, G., 2006. Spatial and temporal variability of downward particle fluxes on a continental slope: lessons from an 8-yr experiment in the Gulf of Lions (NW Mediterranean). *Marine Geology* 234 (1–4, EUROSTRATAFORM VOL. 1: Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 63–92.
- Langlais, C., 2007. Etude de la variabilité interannuelle des échanges côte-large: simulation haute résolution de la dynamique du Golfe du Lion. PhD. Thesis, University of Toulon.
- Lansard, B., Charmasson, S., Gasco, C., Anton, M.P., Grenz, C., Arnaud, M., 2007. Spatial and temporal variations of plutonium isotopes (²³⁸Pu and ^{239,240}Pu) in sediments off the Rhone River mouth (NW Mediterranean). *Science of the Total Environment* 376 (1–3), 215–227.
- Lazure, P., Dumas, F., 2007. An external–internal mode coupling for a 3D hydrodynamical Model for Applications at Regional Scale (MARS3D). *Advances in Water Resources* doi:10.1016/j.advwatres.2007.06.010.
- Le Hir, P., Cann, P., Waeles, B., Jestin, H., Bassoulet, P., 2008. Erodibility of natural sediments: experiments on sand/mud mixtures from laboratory and field erosion tests. In: Kusuda, T., Yamanishi, H., Spearman, J., Gailani, J.Z. (Eds.), *Sediment and Ecohydraulics: INTERCOH 2005 – Proceeding in Marine Science*, 9. Elsevier, Amsterdam. ISBN:044453184X, pp. 137–153.
- Leendertse, J.J., 1970. A water-quality simulation model for well-mixed estuaries and coastal seas. *Principle of Computation, The Rand Corporation* 1 (RM-6230).
- Leonard, B.P., 1979. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods Applications Mechanical Engineering* 19, 59–98.
- Li, M.Z., 1994. Direct skin friction measurements and stress partitioning over movable sand ripples. *Journal of Geophysical Research* 99 (C1), 791–799.
- Lyne, V.D., Butman, B., Grant, W.D., 1990. Sediment movement along the US East coast continental shelf. II. Modelling suspended sediment concentration during storms. *Continental Shelf Research* 10, 429–460.
- Millot, C., 1990. The Gulf of Lions' hydrodynamics. *Continental Shelf Research* 10 (9–11), 885–894.
- Millot, C., Crepon, M., 1981. Inertial oscillations on the continental shelf of the Gulf of Lions. Observations and theory. *Journal of Physical Oceanography* 11 (5), 639–657.
- Miralles, J., Radakovitch, O., Aloisi, J.-C., 2005. 210Pb sedimentation rates from the Northwestern Mediterranean margin. *Marine Geology* 216 (3), 155–167.
- Miralles, J., Arnaud, M., Radakovitch, O., Marion, C., Cagnat, X., 2006. Radionuclide deposition in the Rhone River Prodelta (NW Mediterranean sea) in response to the December 2003 extreme flood. *Marine Geology* 234 (1–4, EUROSTRATAFORM VOL. 1: Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 179–189.
- Mitchener, H., Torfs, H., 1996. Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering* 29, 1–25.
- Monaco, A., 1971. Contribution à l'étude géologique et sédimentologique du plateau continental du Roussillon. PhD. Thesis, University of Perpignan.
- Pacanowsky, R.C., Philander, S.G.H., 1981. Parameterization of the vertical mixing in the numerical models of tropical oceans. *Journal of Physical Oceanography* 11, 1443–1451.
- Palanques, A., Puig, P., Guillén, J., Jiménez, J., Gracia, V., Sanchez-Arcilla, A., Madsen, O., 2002. Near-bottom suspended sediment fluxes on the microtidal low-energy Ebro continental shelf (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research* 22, 285–303.
- Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Puig, P., Fabres, J., Guillen, J., Calafat, A., Canals, M., Heussner, S., Bonnin, J., 2006. Suspended sediment fluxes and transport processes in the Gulf of Lions submarine canyons. The role of storms and dense water cascading. *Marine Geology* 234 (1–4, EUROSTRATAFORM VOL. 1: Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 43–61.
- 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.
- Partheniades, E., 1962. A study of erosion and deposition of cohesive soils in salt water. PhD. Thesis, University of California, Berkeley, 182pp.
- Petrenko, A., 2003. Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents. *Oceanologica Acta* 26 (4), 323–338.
- Petrenko, A., Leredde, Y., Marsaleix, P., 2005. Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea: in situ and modeling data. *Continental Shelf Research* 25 (1), 7–27.
- Puig, P., Palanques, A., Guillén, J., 2001. Near-bottom suspended sediment variability caused by storms and near-inertial waves on the Ebro mid continental shelf. *Marine Geology* 178, 81–93.
- Roussiez, V., Aloisi, J.-C., Monaco, A., Ludwig, W., 2005a. Early muddy deposits along the Gulf of Lions shoreline: a key for a better understanding of

- land-to-sea transfer of sediments and associated pollutant fluxes. *Marine Geology (Mediterranean Prodelta System)* 222–223, 345–358.
- Roussiez, V., Ludwig, W., Probst, J.-L., Monaco, A., 2005b. Background levels of heavy metals in surficial sediments of the Gulf of Lions (NW Mediterranean): an approach based on ¹³³Cs normalization and lead isotope measurements. *Environmental Pollution* 138 (1), 167–177.
- Roussiez, V., Ludwig, W., Monaco, A., Probst, J.-L., Bouloubassi, I., Buscail, R., Saragoni, G., 2006. Sources and sinks of sediment-bound contaminants in the Gulf of Lions (NW Mediterranean Sea): a multi-tracer approach. *Continental Shelf Research* 26 (16), 1843–1857.
- Schaaff, E., 2003. Dynamique de la matière particulaire à l'interface eau-sédiment en zone côtière: approches expérimentales et modélisation. Ph.D. Thesis, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II.
- Schaaff, E., Grenz, C., Pinazo, C., 2002. Erosion of particulate inorganic and organic matter in the Gulf of Lion. *Comptes Rendus Geoscience* 334 (15), 1071–1077.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. I—the basic experiment. *Monthly Weather Review* 91, 99–165.
- Smith, J.D., McLean, S.R., 1977. Spatially averaged flow over a wavy surface. *Journal of Geophysical Research* 82 (12), 1735–1746.
- Soulsby, R.L., 1997. Dynamics of marine sands. A manual for practical applications. Thomas Telford, London, 249pp.
- Soulsby, R.L., Whitehouse, R.J.S., 2005. Prediction of ripple properties in shelf seas. Mark 2 predictor for time evolution, HR Wallingford Report TR 154.
- Swart, D.H., 1974. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Delft Hydraulics Laboratory Publication 131.
- The Medatlas Group: Gaillard, P., Ravazzola, P., Kontolios, C., Arrivet, L., Athanassoulis, G.A., Stefanakos, C.N., Gerostathis, T.P., Cavaleri, L., Bertotti, L., Scavo, M., Ramieri, E., Dentone, L., Noel, C., Viala, C., Lefevre, J.M., 2004. Wind and Wave Atlas of the Mediterranean Sea, 420pp.
- Tolman, H.L., 2002a. User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22. Technical Report 222, NOAA/NWS/NCEP/MMAB.
- Tolman, H.L., 2002b. Validation of WAVEWATCH-III in version 1.15, NOAA/NWS/NCEP/MMAB.
- Ulses, C., 2006. Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le Golfe du Lion: Crue, tempête et période hivernale. Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- Ulses, C., Estournel, C., Bonnin, J., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., 2008. Impact of storms and dense water cascading on shelf-slope exchange in the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Journal of Geophysical Research*, 113, C02010, doi:10.1029/2006JC003795.
- Ulses, C., Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., this issue. Suspended sediment transport in the Gulf of Lions (NW Mediterranean): impact of extreme storms and floods. *Continental Shelf Research*, doi:10.1016/j.csr.2008.01.015.
- van der Wal, D., Herman, P.M.J., Wielemaker-van den Dool, A., 2005. Characterisation of surface roughness and sediment texture of intertidal flats using ERS SAR imagery. *Remote Sensing of Environment* 98, 96–109.
- Whitehouse, R., Soulsby, R.L., Roberts, W., Mitchener, H., 2000. Dynamics of estuarine muds. Thomas Telford, London, 210pp.
- Wiberg, P.L., Rubin, D.M., 1989. Bed roughness produced by salting sediment. *Journal of Geophysical Research* 94, 5011–5016.
- Wiberg, P.L., Drake, D.E., Cacchione, D., 1994. Sediment re-suspension and bed-armoring during high bottom stress events on the northern California inner continental shelf: measurements and predictions. *Continental Shelf Research* 14, 1191–1220.

5.4.3 Synthèse sur les contraintes de fond sur le plateau

Dans cette section, une attention particulière a été portée aux courants qui apparaissent comme un des forçages majeurs sur le plateau médian (30 à 100 m) et externe (100 à 160 m). L'analyse conduite sur trois années de référence montre que les courants de fonds les plus importants sur le plateau interne sont bien canalisés par la bathymétrie et qu'il s'orientent parallèlement aux isobathes durant les épisodes de vent on-shore et off-shore. Durant les épisodes de vents marins, quel que soit le type d'événement, le flux au fond est globalement dirigé vers le sud-est sur l'ensemble du plateau. Les structures de contraintes liées aux vents continentaux sont moins schématiques et d'importantes fluctuations en direction peuvent apparaître en dehors du plateau interne. Cette étude a également démontré l'importance des vents on-shore qui induisent simultanément érosion et transport sur une majeure partie du plateau. Ces épisodes de vent sont en effet le plus souvent accompagnés de houle générées à grande échelle. Les vents continentaux montrent quant à eux un potentiel érosif essentiellement au niveau du plateau interne dans les cellules d'up-welling. Cependant ces vents sont le plus souvent associés à des houles de faible amplitude et ils ne constituent pas, a priori, le forçage majeur de la dynamique sédimentaire sur le plateau. Seules les zones les plus profondes des cellules d'up-welling, là où le courant est prédominant, pourront être majoritairement affectées par ce forçage. D'autre part, l'analyse de la statistique des contraintes de fond sur une année de référence nous a permis de mettre en évidence le lien qui existe entre les caractéristiques du fond sédimentaire et l'hydrodynamique actuelle. Les structures hydrodynamiques coïncident avec la granulométrie superficielle du plateau et trois zones bien particulières peuvent être distinguées :

- (i) A proximité de la côte (jusqu'à 30 m), les franges sableuses correspondent à des zones très énergétiques dominées par les vagues. De plus, le plateau interne est le lieu de courants forts près du fond susceptibles d'éroder ou de transporter les fines particules resuspendues par les vagues, quelle que soit l'origine des vents.
- (ii) Sur le plateau médian (30-100 m), la contribution des vagues décroît progressivement avec la profondeur. Cette zone vaseuse présente le percentile 90 des BSS le plus faible du plateau du Golfe du Lion. Les contraintes induites par les courants n'atteignent à aucun moment les valeurs de tensions critiques d'érosion évaluées à partir des mesures. Dans cette zone, les contraintes liées aux vagues peuvent être très occasionnellement susceptibles d'éroder les sédiments fins, mais les courants sont trop faibles pour les disperser loin du point source. Sur le plateau médian, les apports de sédiments fins ne semblent pas compensés par l'érosion qui reste très limitée.
- (iii) Sur le plateau externe, le percentile 90 des BSS est plus grand que sur le plateau médian bien que l'effet des vagues continue à décroître. La faible présence de particules fines sur le fond peut être mise en relation avec des courants non négligeables orientés vers le sud-ouest qui agissent sur le fond durant les épisodes de vents marins.

En conclusion, cette étude a permis d'expliquer les gradients granulométriques observés sur le plateau et de comprendre l'impact de l'hydrodynamique actuelle sur la dynamique sédimentaire. Une telle étude est utile avant l'implémentation d'un modèle de transport sédimentaire pour acquérir une bonne connaissance des contraintes de fond. Ces contraintes sont en effet le principal forçage d'un modèle de transport sédimentaire, et à cet égard une bonne description de ses structures est nécessaire pour analyser de manière satisfaisante les sorties du modèle de transport.

Chapitre 6

Modélisation hydro-sédimentaire du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion

Stratégie de modélisation et de validation

Le modèle sédimentaire a été développé de manière à minimiser le nombre de paramètres "ajustables". La majorité des paramètres (tensions critiques d'érosion, flux d'érosion...) ont été figés, soit à l'aide de mesures, soit à l'aide d'une étude de processus basée sur un modèle 1DV (cf. § 4.4). Seuls les paramètres k_1 et n de l'équation 4.125, qui régit la vitesse de chute des sédiments fins, ainsi que la vitesse de chute minimale nécessitent d'être ajustés. La vitesse de chute des sédiments fins en suspension est déterminée par l'état de floculation des particules. Elle est donc différente de la vitesse de chute des particules élémentaires. Cette vitesse doit donc être ajustée en fonction des observations du domaine d'étude puisqu'elle ne peut être déterminée de manière théorique.

Dans cet exercice, on s'est attaché à déterminer des paramètres communs pour l'ensemble des simulations effectuées, plutôt que de déterminer le meilleur set de paramètres pour chacune des périodes étudiées. La configuration 6 ($AL + C_{D2} + Gasp + RAD$) décrite en section 5.2 est utilisée pour l'ensemble des simulations effectuées. L'intérêt de valider le modèle sans modifier les paramétrisations physiques réside dans le besoin de déterminer des bilans de matières, pour les différentes simulations réalisées, qui puissent être comparés entre eux. Compte tenu des temps de simulation extrêmement longs du fait de l'utilisation du zoom AGRIF (environ 1 journée de calcul pour 10 jours de simulation), la sensibilité des paramètres a été testée pour le modèle PRODELTA seul avec un couplage "1-WAY". Cependant, dans ce chapitre, seules les simulations avec couplage AGRIF seront présentées et les études de sensibilité réalisées en amont de ce travail ne le seront pas. Les paramètres déterminés, s'ils ne sont pas optimaux pour chacune des périodes simulées, permettent cependant de reproduire de manière satisfaisante l'ensemble des épisodes. Les paramètres k_1 et n de l'équation 4.125 ont été fixés respectivement à 1.5 et 1.

La détermination des paramètres et la validation du modèle ont été effectuées en confrontant les résultats du modèle hydro-sédimentaire aux différentes mesures obtenues pendant les périodes de la crue du Rhône de décembre 2003, et des expériences CARMA et SCOPE (figure 6.1). La validation d'un modèle hydro-sédimentaire est complexe, puisqu'il convient de s'assurer, autant que faire se peut, de la cohérence des résultats à la fois dans la colonne d'eau, à l'interface eau-sédiment et dans le sédiment. Cette validation complète n'est cependant pas toujours possible du fait de la complexité de l'acquisition des données. Les mesures en continu dans la colonne d'eau ou à l'interface avec le sédiment sont possibles grâce à l'utilisation d'ADCP, d'altimètres acoustiques ou de turbidimètres, alors que dans le sédiment seules des mesures ponctuelles peuvent nous renseigner sur l'évolution des différents paramètres. Le sédiment étant principalement marqué par les événements les plus intenses, seules les carottes de sédiments prélevées quelques jours seulement après des épisodes extrêmes peuvent être utiles à la confrontation avec le modèle. L'utilisation de carottes de sédiment ne sera ainsi effective que dans le cas de la crue du Rhône de décembre 2003.

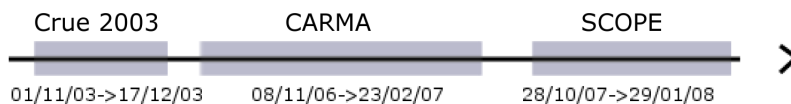


FIG. 6.1 – Périodes simulées.

L'accent est porté dans ce chapitre sur la modélisation du prodelta du Rhône du fait de son rôle prépondérant dans le transfert des particules depuis le Rhône vers la mer. La confrontation des simulations avec les mesures est ainsi principalement réalisée à proximité de l'embouchure

du Rhône. Cependant, la finalité de ce travail est d'aider ultérieurement à la détermination de la dispersion des radioéléments agrégés à la phase particulaire issus du Rhône dans le Golfe du Lion. Il est donc nécessaire de valider également le modèle de transport de sédiments fins à plus grande échelle. A cet effet, l'utilisation des images satellites de couleur de l'eau pour évaluer les matières en suspension de surface permet de contrôler le comportement du modèle sédimentaire à l'échelle du Golfe du Lion.

Dans l'ensemble du chapitre, les dénominations suivantes seront utilisées :

- Le terme sable désigne la somme des deux classes de sables à moins qu'une précision ne soit apportée.
- Le terme vase désigne l'ensemble des vases à moins qu'une précision ne soit apportée.
- Les vases du Rhône sont les vases rejetées par le Grand Rhône en Arles et par le Petit Rhône dans le modèle GOL.
- Les vases I désignent les vases présentes initialement dans le sédiment.
- Les matières en suspension ou matières en suspension totales désignent la charge en suspension de l'ensemble des classes de particules (sables et vases).
- Les matières en suspensions issues du Rhône désignent la charge en suspension de la classe de vase rejetée par le Grand Rhône et le Petit Rhône depuis le début de la simulation. Cette désignation intègre donc les resuspensions éventuelles de sédiment fraîchement déposé depuis le début de la simulation.

6.1 Modélisation de la matière en suspension en surface

Afin de valider le modèle hydro-sédimentaire sur différentes périodes à une échelle régionale telle que celle du Golfe du Lion, les données satellitaires de couleur de l'eau sont une source intéressante de données. Les images issues des capteurs MERIS et MODIS permettent d'estimer la charge en suspension à partir des radiances mesurées dans le spectre visible (annexe K). L'algorithme empirique OC5 de l'IFREMER utilisé pour cette comparaison a été calibré sur les eaux du plateau continental du Golfe de Gascogne et sur la Manche (Gohin et al., 2005). Aucune validation de l'algorithme n'a cependant été effectuée dans le Golfe du Lion et les estimations sont donc à considérer avec précautions, notamment en ce qui concerne la valeur absolue du signal.

La comparaison des matières en suspension de surface modélisées avec celles estimées par les capteurs MERIS et MODIS a été réalisée pour les trois périodes considérées dans ce chapitre. L'ensemble des images satellitaires exploitables des périodes simulées de la crue du Rhône de décembre 2003, de l'expérience CARMA et de l'expérience SCOPE ont été extraites et sont comparées aux résultats du modèle en annexe K.

Cette comparaison permet de tirer différentes conclusions sur la modélisation de la charge particulaire de surface à l'échelle du Golfe du Lion. La figure 6.1 issue de l'annexe K résume en partie le bilan de cette comparaison :

- La variabilité des épisodes turbides est assez bien reproduite à l'échelle du Golfe du Lion. Les épisodes les moins turbides simulés correspondent aux eaux observées les plus claires et inversement.
- L'extension de la nappe turbide liée aux remises en suspension et/ou au panache du Rhône est globalement bien reproduite. Cependant, lorsque le panache du Rhône est bien défini et bien distinct des turbidités liées aux remises en suspension, la comparaison semble montrer que le panache simulé n'est pas assez étendu. Cette inconsistance pourrait être liée soit à un biais dans la mesure (lié à une contribution du phytoplancton dans le signal)

ou à une sous évaluation de la charge en suspension rejetée en Arles (la condition à la limite du rejet en Arles est déduite d'une formule qui peut montrer des biais importants (cf. § 2.4.1.1)). Une surestimation de la vitesse de chute dans le panache ou encore la résolution verticale en coordonnées σ réduites (susceptible d'induire une dilution artificielle lorsque la profondeur augmente) pourraient également être la cause de la trop faible extension du panache du Rhône.

- Les ordres de grandeur des concentrations mesurées et simulées semblent relativement cohérents dans une majorité des cas. Lorsque des panaches liés aux remises en suspension sont observés, la charge en surface simulée est généralement supérieure à celle observée.
- On note que chaque fois que des eaux turbides sont observées au sud du cap Creus dans la zone côtière, le panache simulé reproduit cette extension en dehors du plateau du Golfe du Lion. La variabilité des exports potentiels de matières au sud-ouest du plateau, semble ainsi bien reproduite.
- La zone du plateau située à l'est de l'embouchure du Rhône et qui comprend la baie de Marseille, est, d'après les observations, peu fréquemment atteinte par des eaux turbides. Cette zone est probablement la moins bien décrite par le modèle puisque des eaux chargées en particules y sont assez souvent simulées, notamment durant la période de la crue de décembre 2003. L'initialisation du fond sédimentaire le long de la côte bleue (entre Marseille et l'est du Golfe de Fos) est probablement responsable de cette anomalie. Peu de données de granulométrie existent le long de cette côte très rocheuse et l'initialisation comprend probablement trop de vase dans les zones peu profondes (cf. § 3.1.1).

En résumé, le modèle semble capable de reproduire la variabilité de la charge minérale de surface à l'échelle du Golfe du Lion. L'extension des panaches turbides simulés et l'ordre de grandeur de leur concentration sont cohérents avec les observations. Les flux d'érosion des particules fines et la chute qui leur est associée figurent parmi les processus les plus sensibles du modèle, dès lors que l'on considère que l'hydrodynamique est bien décrite, pour simuler les matières en suspension de surface. Cette comparaison valide donc en partie les choix effectués quant à la paramétrisation de ces deux processus fondamentaux.

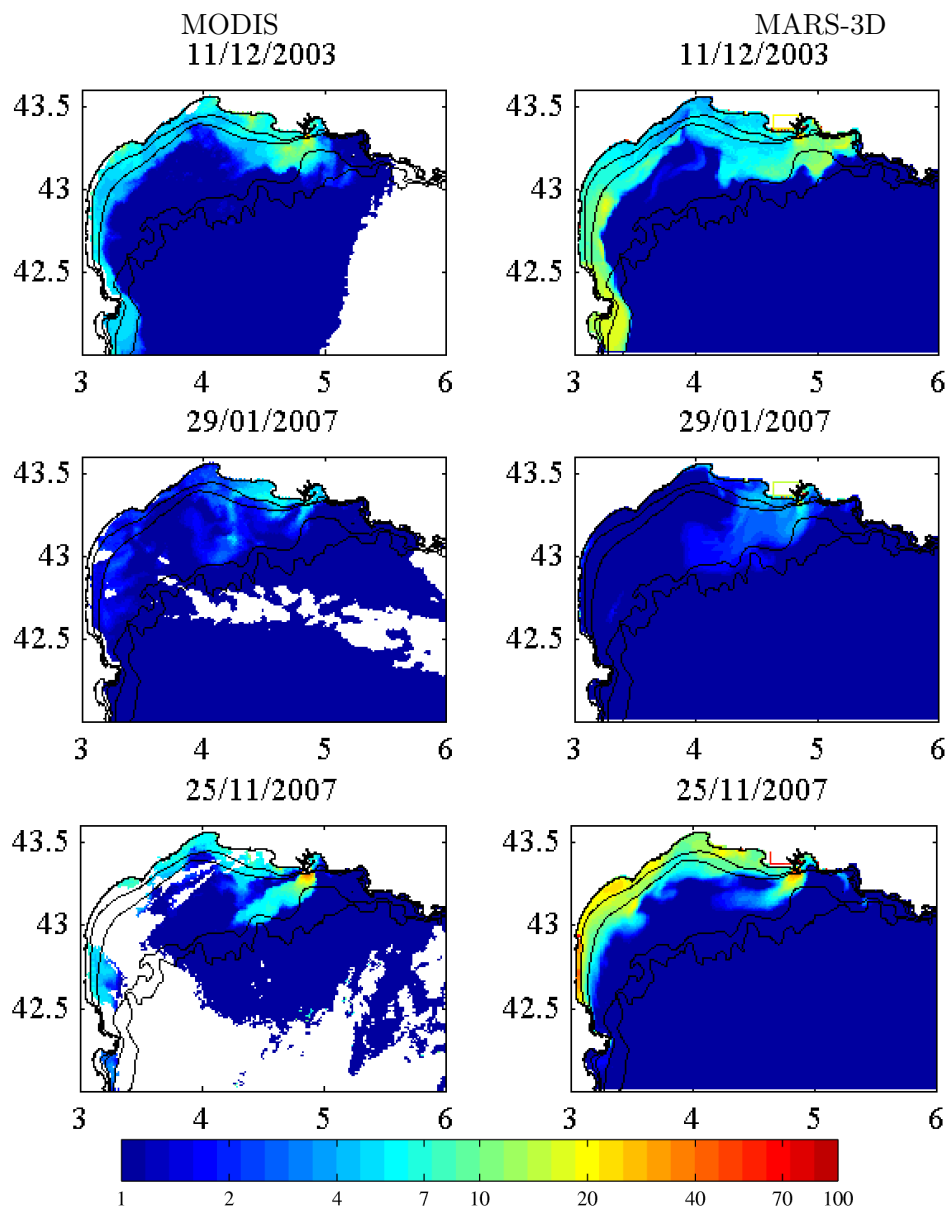


FIG. 6.2 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par le satellite MODIS et modélisées pour trois dates différentes.

6.2 Modélisation de la crue du Rhône de décembre 2003

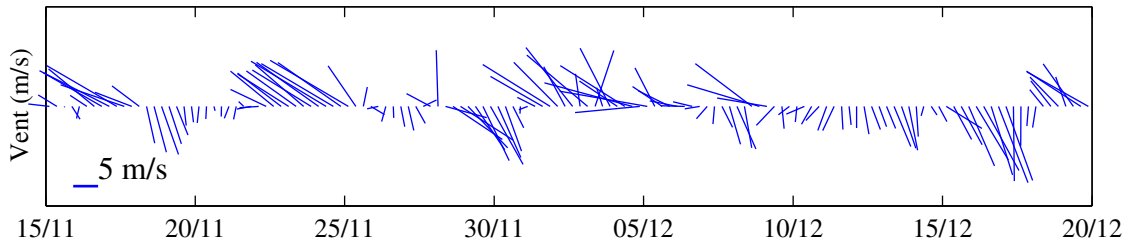


FIG. 6.3 – Vents ALADIN pendant la durée de la simulation.

La crue centennale du Rhône de décembre 2003, avec un débit atteignant en Arles plus de $12000 \text{ m}^3/\text{s}$ (figure 6.4), est une des crues les plus importantes jamais enregistrées. Simultanément au pic de crue en Arles le 4 décembre à 4h, des houles de sud-est de plus de 5 m ont frappé le Golfe du Lion et le prodelta du Rhône (figure 6.4). De plus, des vents d'est à sud-est assez variables compris entre 10 et 20 m/s ont soufflé durant cette période (figures 6.3 et 6.4). La simulation réaliste de cette crue est d'autant plus intéressante que différentes mesures ont été réalisées avant et après cet événement. Pour cette simulation (et uniquement pour celle-ci), la condition à la limite en Arles de la charge solide a été imposée à partir des mesures de Antonelli et al. (2007). La particularité de cet événement est la conjonction d'une forte crue et d'une importante tempête de sud-est. Les pics de crue et de vagues sont relativement simultanés, tandis que le pic de vent fort est décalé de quelques heures. Au point de la bouée de Roustan Est (figure 5.8), le courant de fond atteint deux maxima se situant autour de 15 cm/s, l'un durant le pic de houle et l'autre durant le pic de vent (figure 6.4).

6.2.1 Hydrodynamique et panaches turbides associés

Pendant le pic de houle et de débit, le courant de surface s'oriente vers l'ouest dans le domaine PRODELTA et entraîne avec lui le panache du Rhône, dont les charges sont comprises entre 50 et 500 mg/l (figure 6.5a). Au fond, la dispersion des matières en suspension issues du Rhône montre une forte corrélation avec la composante des vitesses liée aux houles (figure 6.5ab). La composante barotrope ajoutée du fait de la prise en compte du forçage par les vagues est relativement importante durant le pic de houle. Des vitesses importantes sont générées par les vagues en amont de l'isobathe 20 m et atteignent leur maximum vers 10m de profondeur. Le schéma de circulation est conforme avec celui simulé dans un cas de houle de sud-est académique (cf. § 5.3) bien que la veine de courant soit plutôt moins large dans ce cas réaliste. A l'ouest de l'embouchure les courants de houle longent la côte vers l'ouest et dépassent 50 cm/s. Les courants les plus forts atteignant 1 m/s longent le They de la Gracieuse vers le nord-est. Ces deux veines de courant longeant la côte vers l'ouest et le nord-est sont responsables de la dispersion des MES issues du Rhône dans ces directions. Sur le fond, une dispersion dans l'axe de l'embouchure correspondant au sens de l'écoulement principal est également simulée.

A l'échelle du Golfe du Lion, le matériel rejeté par le Rhône est dispersé en longeant la côte dans toute la colonne d'eau (figure 6.6). Dans le même temps, les vagues ont un effet sur les remises en suspension des sédiments et génèrent sur l'ensemble de la frange côtière d'importantes turbidités. En surface le panache turbide est cantonné à la côte du fait de l'orientation des courants, tandis qu'au fond les courants permettent une légère dispersion vers le large. Les resuspensions de sable, qu'on ne voit qu'au fond, sont responsables d'une grande partie du signal au fond. Le transport de l'ensemble des sédiments, dont les concentrations varient de

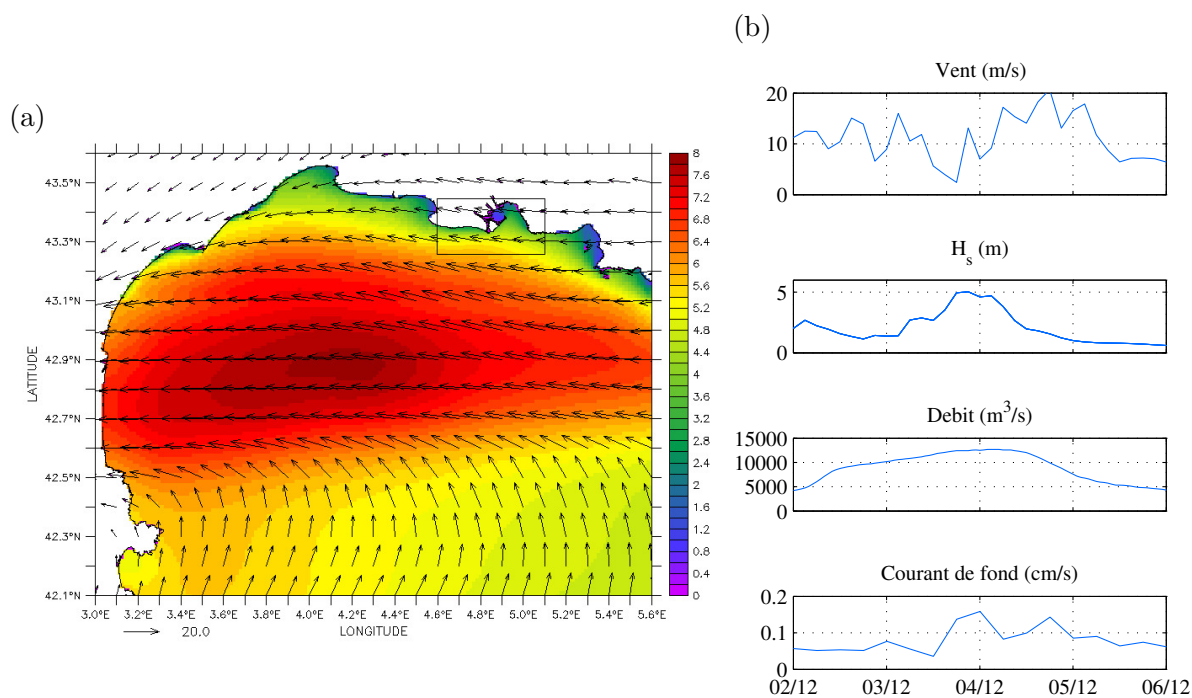
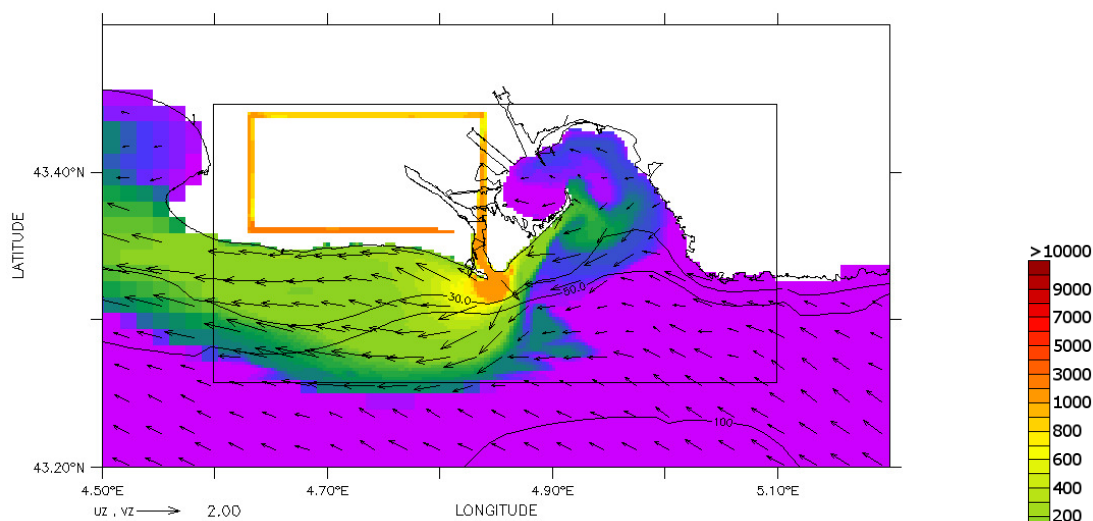


FIG. 6.4 – (a) Hauteur significative h_s (m) simulée et vents Météo-France ALADIN (m/s) le 4 décembre 2003 à 0h. (b) Vents Météo-France ALADIN (m/s) à Roustan Est, hauteur significative h_s (m) simulée à Roustan Est, débit (m³/s) mesuré à Beaucaire et vitesse des courants simulée à Roustan Est durant la crue de décembre 2003.

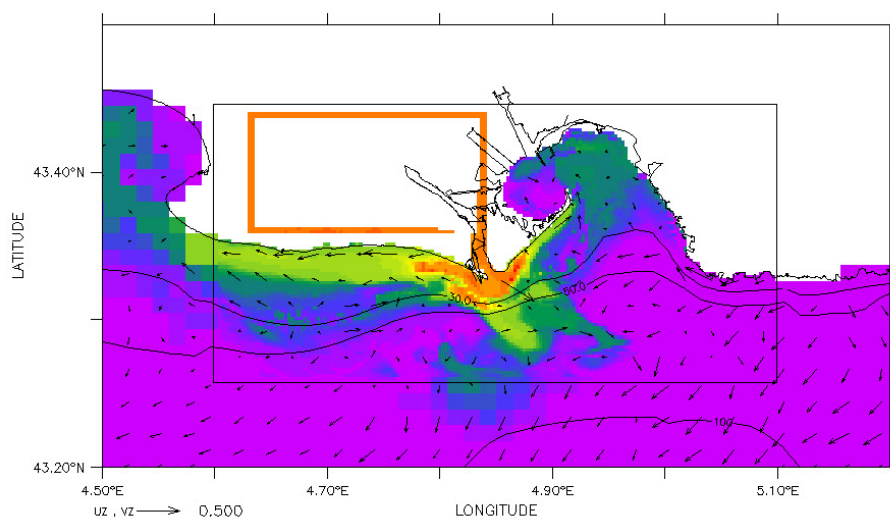
quelques dizaines de mg/l en surface à plusieurs centaines de mg/l au fond, s'effectue globalement en longeant les côtes jusqu'au cap Creus. Les discontinuités simulées sur les matières en suspension totales au fond sont liées à la prise en compte des mélanges sablo-vaseux et des discontinuités qu'ils engendrent sur les flux nets d'érosion (cf. § 4.4).

Le lendemain de ce fort épisode de houle, on constate une re-homogénéisation des concentrations dans la colonne d'eau (figure 6.7). Les courants se sont affaiblis suite à la diminution brutale du vent et on constate que le panache turbide a été advecté au delà du cap Creus à la fin de l'épisode intense, mettant en évidence la capacité d'export de sédiment des tempêtes de sud-est.

(a)



(b)



(c)

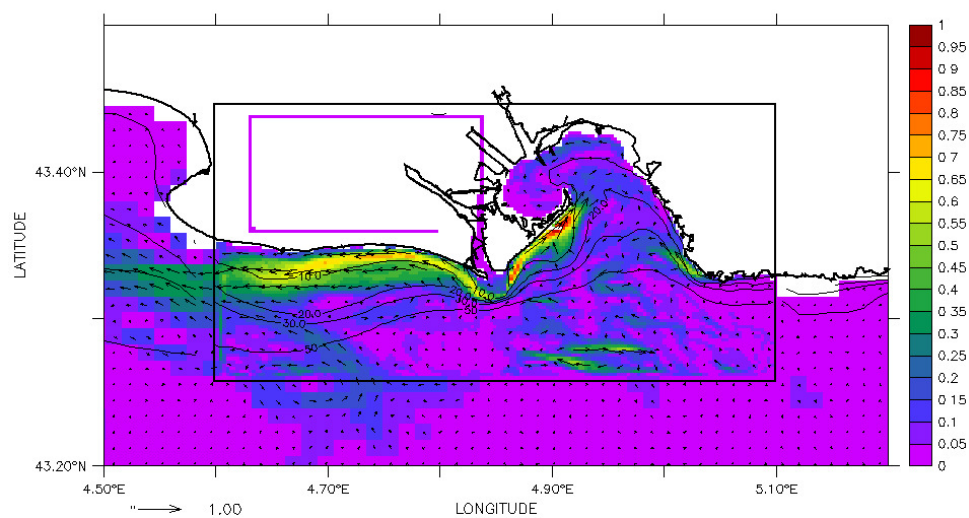


FIG. 6.5 – Situation le 4 décembre 2003 à 0h. Matières en suspension (mg/l) issues du Rhône et courants (m/s) en surface (a) et au fond (b). (c) Différence de vitesse (m/s) entre la circulation barotrope avec et sans prise en compte des tensions de radiation.

6.2. Modélisation de la crue du Rhône de décembre 2003

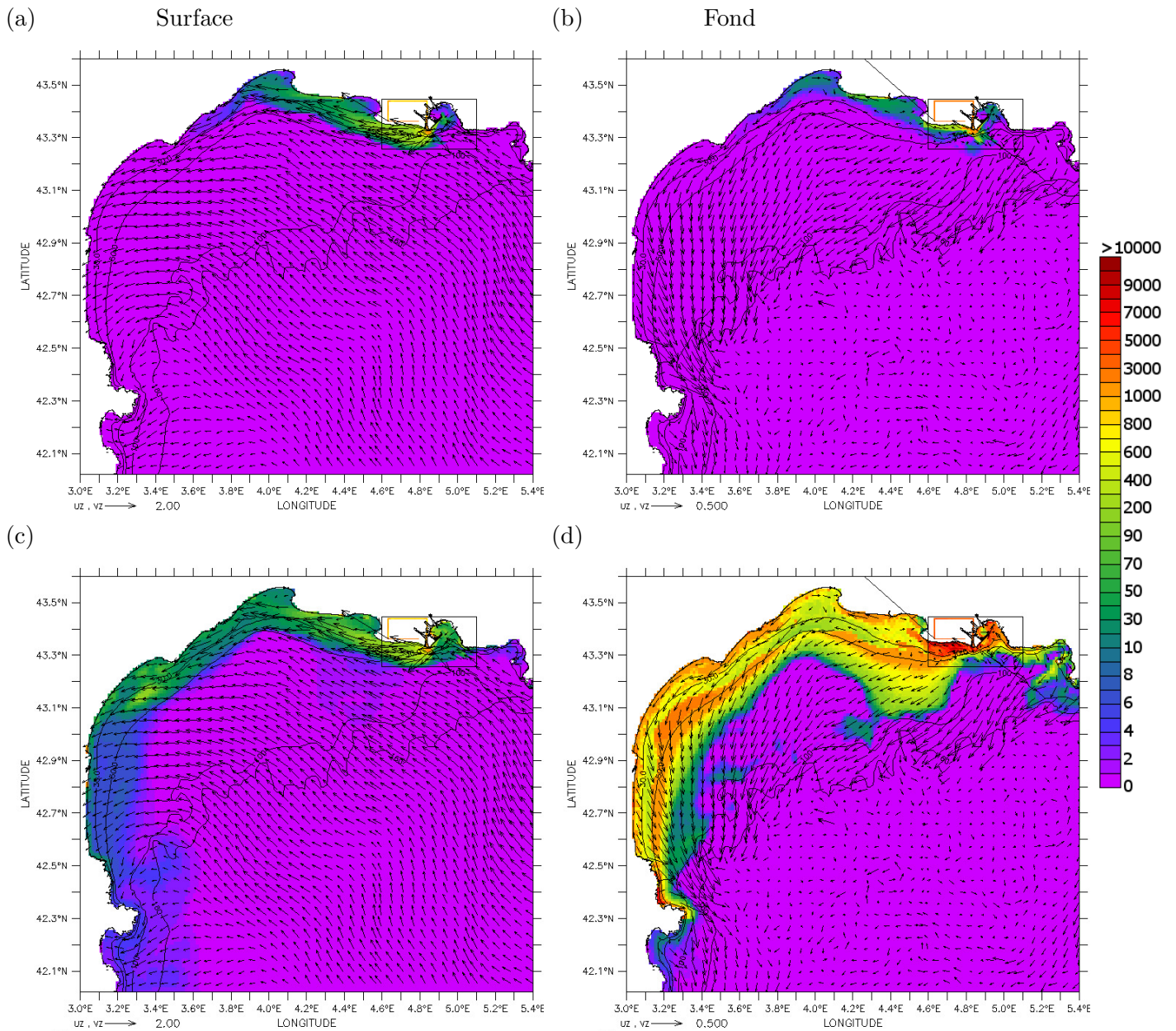


FIG. 6.6 – Situation le 4 décembre 2003 à 0h. Matières en suspension (mg/l) issues du Rhône et courants (m/s) en surface (a) et au fond (b). Matières en suspension (mg/l) totales (vase + sable) et courants (m/s) en surface (c) et au fond (d).

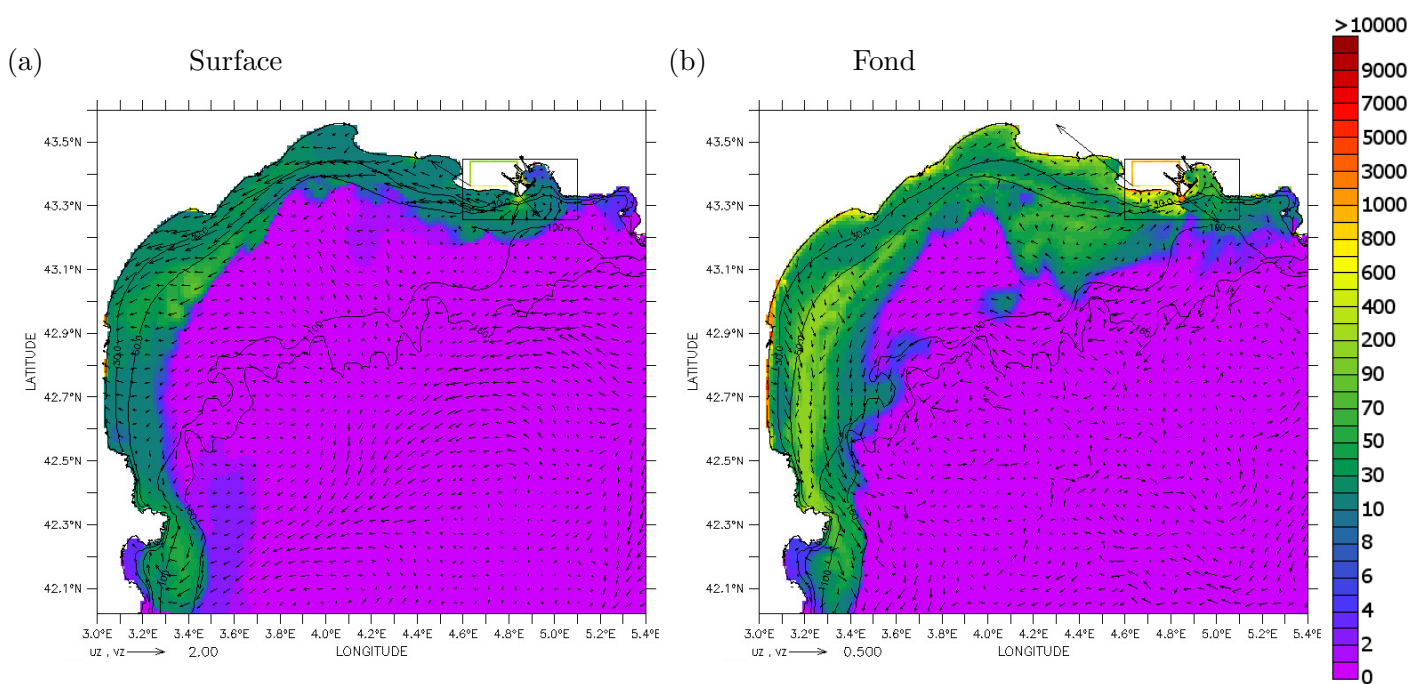


FIG. 6.7 – Situation le 5 décembre 2003 à 6h. Matières en suspension (mg/l) totales (vase + sable) et courants (m/s) en surface (a) et au fond (b).

6.2.2 Impact de la crue et de la tempête sur le fond sédimentaire

L'impact de cette période sur le remaniement des sédiments est relativement important notamment dans la zone de proche embouchure (figure 6.8a et c). Au niveau du prodelta du Rhône des zones de dépôts importants jouxtent des zones d'érosion massive. La zone de fort dépôt coïncide avec la zone de plus forte influence des dépôts de sédiment fins du Rhône consécutifs à la crue (figure 6.8b et d). De part et d'autre de l'embouchure, on observe des zones d'érosion comprises entre 2 et 4 cm principalement en amont de l'isobathe 50 m. A l'échelle du Golfe du Lion, les érosions majeures sont globalement localisés entre les isobathes 30 et 50 m et une zone de dépôts allant jusqu'à 4 cm jouxte l'isobathe 50 m. On remarque de plus que les dépôts les plus forts sont localisés au niveau du prodelta du Rhône mais que les vases apportées par la crue se sont dispersées dans l'ensemble du Golfe du Lion. A l'échelle du Golfe du Lion, la dispersion des vases du Rhône sur le fond est privilégiée le long de la côte et traduit bien l'influence des courants simulés durant le pic de crue. Deux axes de dispersion des sédiments, l'un vers le sud-est et l'autre vers le sud-ouest sont également à l'origine de l'export des sédiments fins du Rhône.

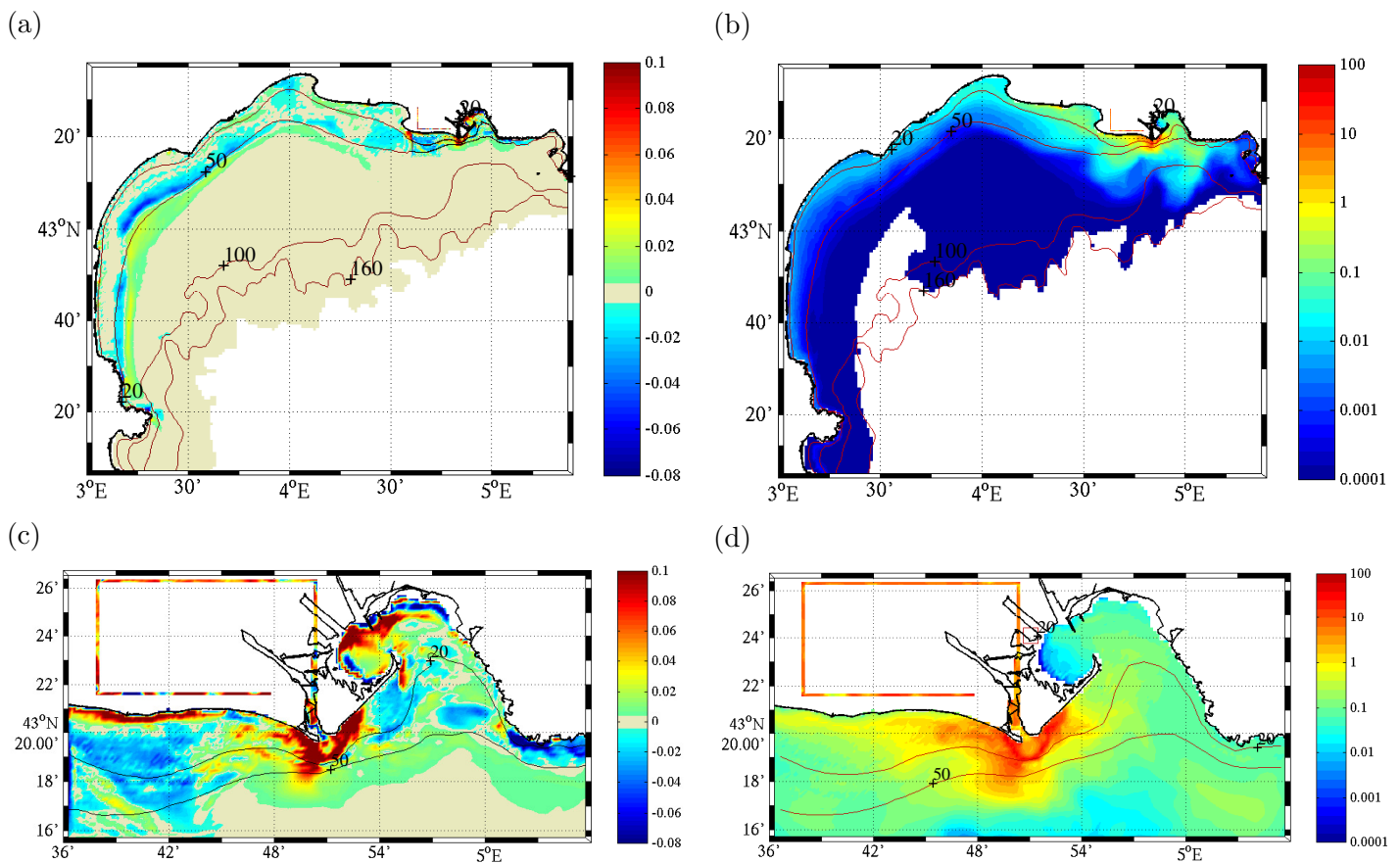


FIG. 6.8 – Bilan entre le 15 novembre 2007 et le 15 décembre 2003. Bilan érosions/dépôts (m) de sédiment total (a)(c) et dépôts de sédiment issus du Rhône (cm) (b)(d).

Au niveau de la proche embouchure les dépôts et érosions sont d'un ordre de grandeur supérieur à ceux simulés dans le reste du domaine (figure 6.9). Une zone d'érosion importante est simulée au niveau de l'embouchure tandis qu'en aval de l'isobathe 5m des dépôts atteignant 1 m sont rencontrés. Cette tendance simulée est en partie validée par les mesures de Maillet et al. (2006). Des profils bathymétriques ont été réalisés avant et après la crue le long de la section prAB dans l'axe de l'embouchure (figure 6.9). Au niveau de cette section, on observe une

tendance identique en aval de l'isobathe 5 m, ainsi que des hauteurs déposées cohérentes, entre profils simulés et profils mesurés (figure 6.10). Cependant, en amont de l'isobathe les mesures montrent une érosion brutale qui n'est pas reproduite. La zone d'érosion simulée apparaît bien plus en amont au niveau de l'embouchure.

Notons que le modèle utilisé est morphodynamique et que l'impact de ces modifications bathymétriques importantes est pris en compte dans le calcul.

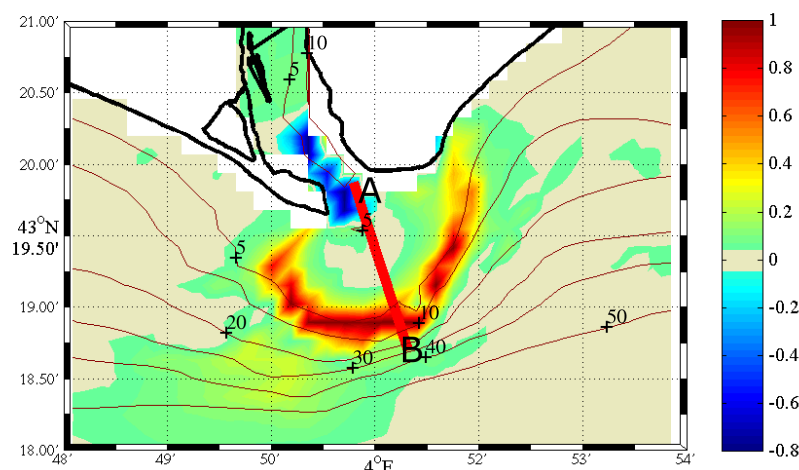


FIG. 6.9 – Bilan érosions/dépôts (en m) entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003. La ligne rouge correspond au profil bathymétrique prAB.

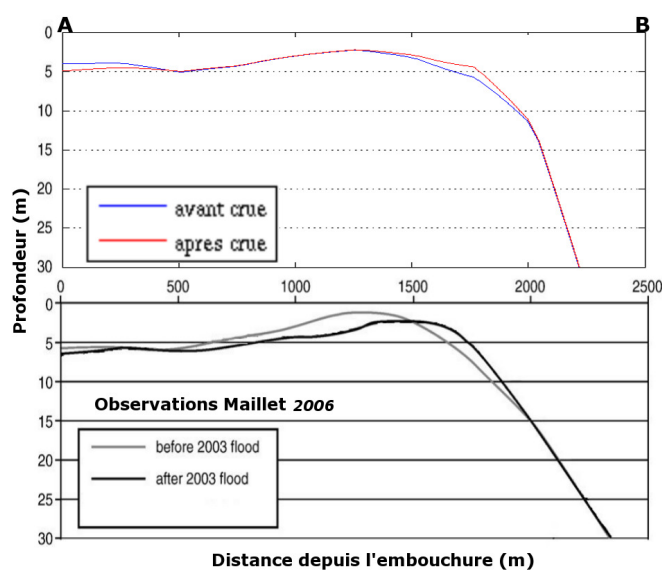


FIG. 6.10 – Évolution du profil bathymétrique prAB entre le 15 novembre et le 15 décembre. En haut, profils simulés. En bas, profils mesurés.

Afin de bien comprendre la dynamique qui régit le système, il est nécessaire de déterminer le rôle relatif des vases et des sables dans le bilan des érosions et des dépôts présenté ci-dessus. Il apparaît, à l'échelle du prodelta, que les sables jouent pour beaucoup dans le bilan érosif en amont de l'isobathe 20 m (figure 6.11). Au niveau du demi-cercle en forte accrétion au sortir de l'embouchure, les sables et les vases participent conjointement à l'engraissement de cette

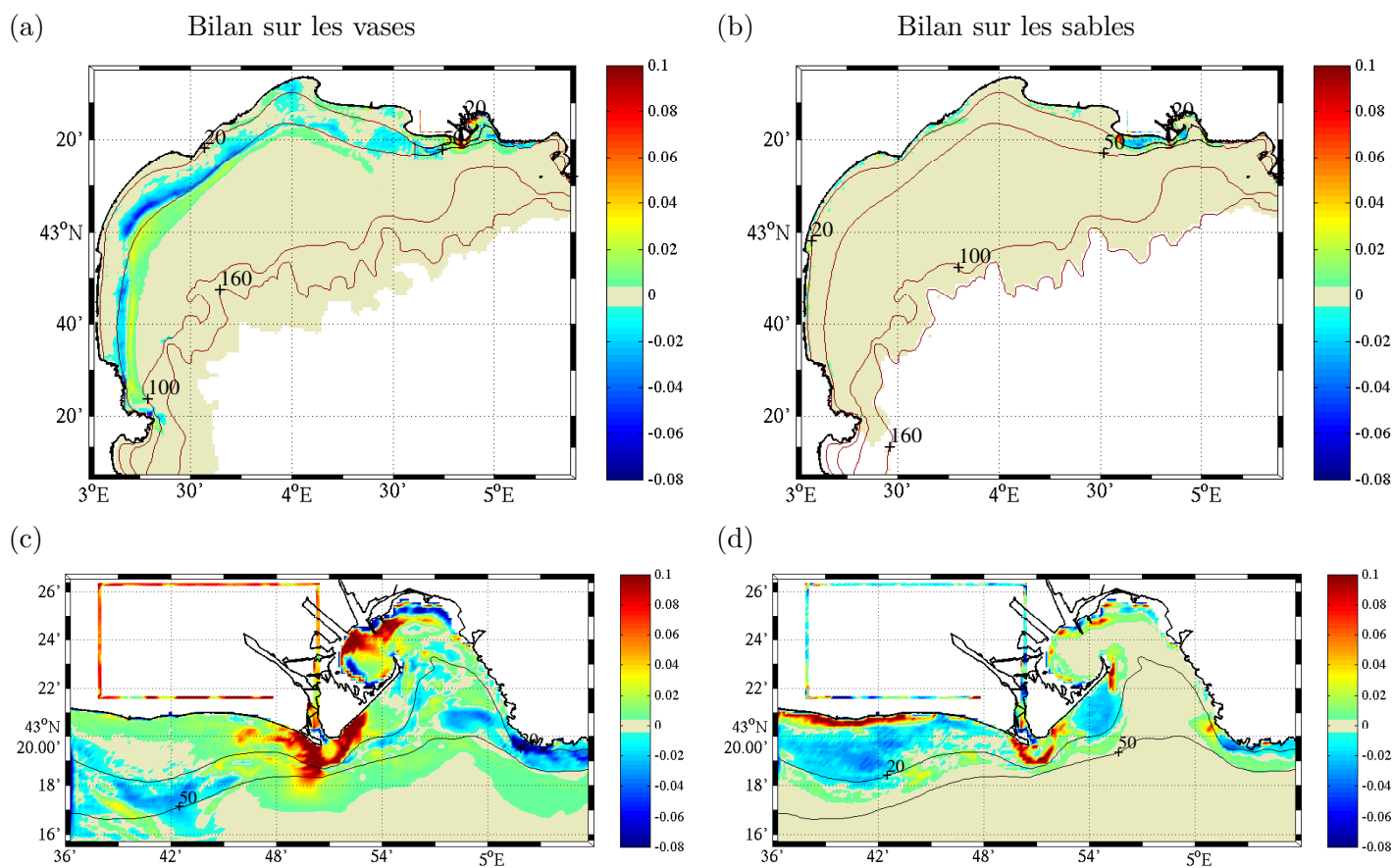


FIG. 6.11 – Bilan érosions/dépôts (en m) de vases (a)(c) et de sables (b)(d) entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003.

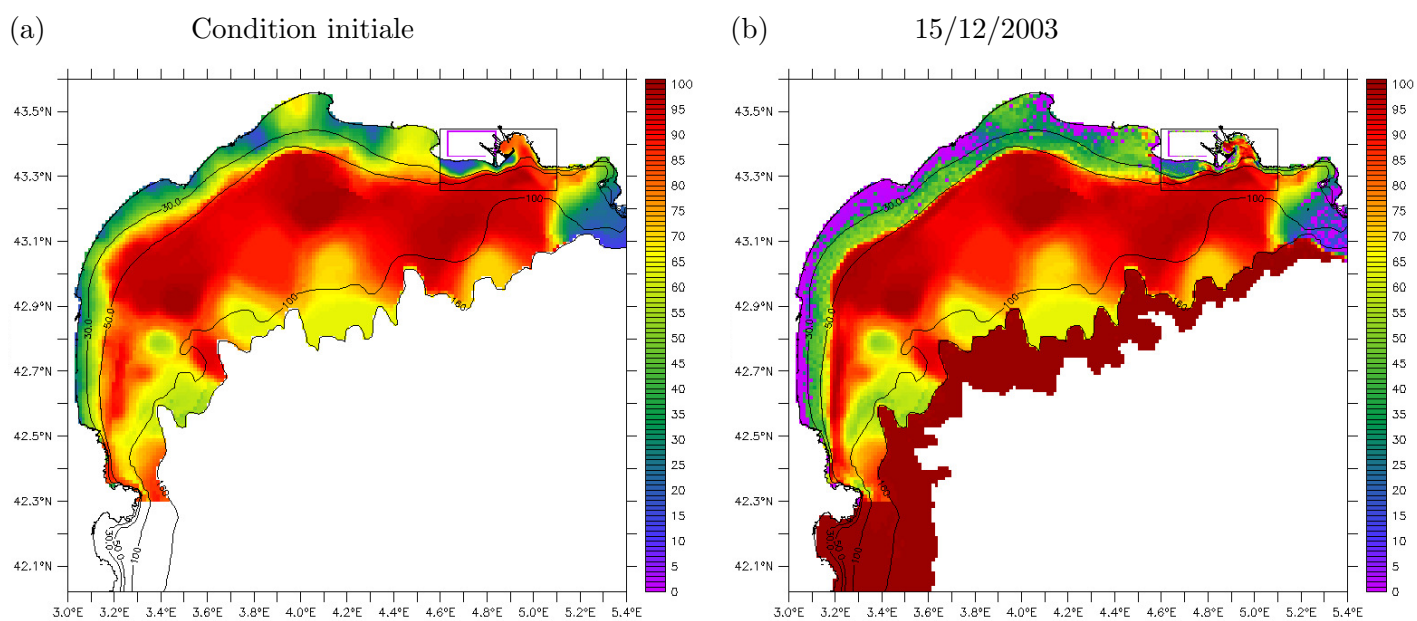


FIG. 6.12 – Fraction vaseuse superficielle initiale (a) et simulée le 15 décembre 2003 (b).

6.2. Modélisation de la crue du Rhône de décembre 2003

zone. L'influence de la dynamique des vases est ressentie plus au large puisque les évolutions observées en aval de l'isobathe 30 m sont peu influencées par les sables.

A l'échelle du Golfe du Lion, les évolutions principales simulées sont liées à des échanges vaseux. Le bilan sableux met également en évidence, d'une part, une discontinuité importante au niveau de la frontière ouest du domaine PRODELTA, et d'autre part, que les évolutions simulées sont globalement bien plus marquées dans le zoom PRODELTA que dans le reste du Golfe du Lion. L'importante accumulation de sable à l'extérieur de la frontière ouest du zoom PRODELTA laisse penser que la résolution du modèle GOL n'est pas suffisante pour intégrer correctement les processus de transport sableux. En effet, compte tenu des fortes vitesses de chute du sable, le transport de sable est très dépendant des gradients de vitesse et la bonne résolution de ces gradients de vitesse nécessite un modèle de résolution fine. Il a été vu précédemment que le changement d'échelle entre les modèles GOL et PRODELTA est notamment responsable d'une forte diminution des courants induits par les houles à la sortie du zoom AGRIF (cf. § 5.3). Les gradients de vitesse engendrés arbitrairement par le changement d'échelle à la frontière pourraient ainsi être à l'origine de la forte accumulation observée. Les transports sableux pourraient donc être largement sous-estimés dans le domaine GOL. Cet aspect sera rediscuté ultérieurement (cf. § 6.5.2.1).

La dynamique sédimentaire simulée entraîne, à la fin de la période de simulation, une importante modification des faciès en surface du sédiment (figure 6.12). On constate un appauvrissement de la fraction vaseuse en amont de l'isobathe 50 m qui s'accroît davantage encore en amont de l'isobathe 30 m, avec une disparition totale des vases en surface en certains endroits. Cette évolution, qui reflète uniquement les modifications du sédiment superficiel, est néanmoins en partie corrélée avec les bilans de stock de sable et de vase qui intègrent l'ensemble du sédiment. Cette modification trop brutale de la granulométrie de surface, si l'on considère que le plateau du Golfe du Lion devrait être dans un état de "relatif équilibre", laisse penser que, soit le sédiment de surface est initialement trop vaseux à la côte, soit les apports de sédiment fin sont sous-estimés, soit les remises en suspension de sédiment fin sont sur-estimées. Il convient en outre de noter que compte tenu de la prise en compte des processus de pavage dans le modèle, la disparition des vases en surface ne traduit pas nécessairement une disparition drastique des vases plus en profondeur. La couche de sable de surface constitue ainsi une barrière à l'érosion des vases sous la surface du sédiment. Il se pourrait ainsi que les prélèvements ayant servi à initialiser le sédiment échantillonnent mal cette couche de pavage et ne reflètent pas l'existence d'une interface très sableuse.

6.2.3 Profils granulométriques verticaux dans le sédiment

La dynamique des sables et des vases peut également être abordée localement en étudiant les variations en profondeur de la granulométrie. Différentes carottes de sédiment ont été prélevées le 15 décembre 2003, 10 jours après la crue (figure 6.13) et permettent d'évaluer le modèle. Des analyses granulométriques ont été réalisées sur chacune de ces carottes sur les premiers centimètres. Le taux de ^7Be a également été déterminé. L'horizon le plus profond dans lequel le ^7Be (demie-vie=53 jours) est détecté renseigne sur l'épaisseur de sédiment qui contient une quantité non négligeable de sédiments fraîchement déposés durant les derniers mois.

La profondeur maximale de détection du ^7Be reportée en vert sur la figure 6.14 ne donne qu'une indication approximative sur l'épaisseur de sédiment frais. En effet, le sédiment peut avoir été remanié plus en profondeur, mais s'il ne contient pas suffisamment de vase fraîche, le ^7Be ne peut être détecté. A l'inverse, une épaisseur plus faible peut avoir été remaniée mais des processus de diffusion dans le sédiment peuvent être responsables de la présence de ce radioélément en profondeur. Cette profondeur de détection est donc un indicateur plus qualitatif que quantitatif de la présence de sédiment frais.

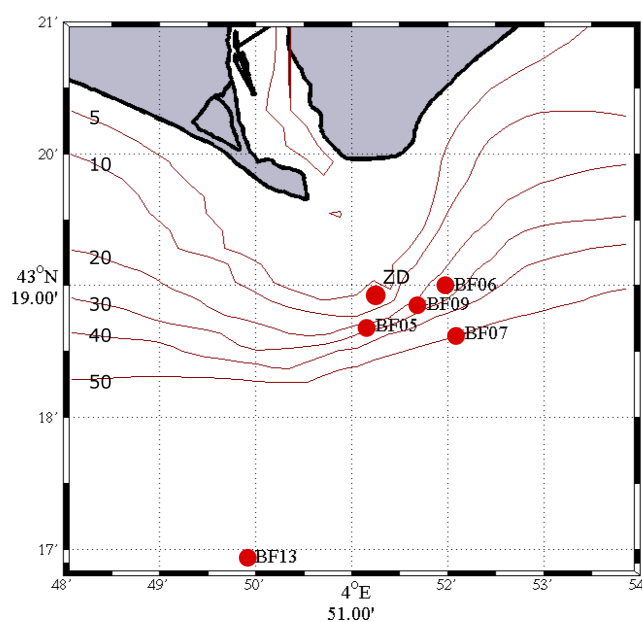


FIG. 6.13 – Position des différents carottages effectués le 15 décembre (BF05, BF06, BF07, BF9, BF13) et du point ZD.

On constate tout d'abord sur la figure 6.14 la grande variabilité spatiale des mesures de granulométrie (courbes rouges) et de la profondeur limite de détection du ^7Be alors que certaines des carottes sont très proches (figure 6.13). Compte tenu de cette grande variabilité spatiale observée, les comparaisons avec les simulations ont été effectuées pour deux points du modèle ayant des positions et des profondeurs proches du point de carottage (figure 6.14). Ces deux points montrent des différences assez marquées notamment en ce qui concerne les dépôts nets, mettant en évidence la grande variabilité spatiale aussi bien observée que simulée.

La figure 6.14 permet de déterminer à la fois le dépôt net simulé (évolution du niveau de sédiment entre le début et la fin de la simulation) et également la hauteur de sédiment remanié (hauteur de sédiment qui a subi des modifications de la condition initiale à la suite d'érosions ou de dépôts). Ces deux grandeurs peuvent être identiques dans le cas où aucun processus érosif n'affecte le sédiment. À l'inverse, un dépôt net nul peut être lié à une érosion comblée par un dépôt, et la hauteur de sédiment remanié est alors très différente du dépôt net. Les dépôts nets correspondent sur la figure 6.14 aux droites bleus ou noirs. Les hauteurs de sédiment remanié correspondent à la jonction des traits pointillés et des traits pleins bleus ou noirs.

Dans l'ensemble la variabilité, observée de la granulométrie d'une carotte à l'autre est reproduite. Les carottes BF07, BF09 et BF13 très vaseuses conservent leur granulométrie tout le long de la carotte. Les carottes BF05 et BF06 voient leur fraction vaseuse évoluer le long du profil. Au niveau de la carotte BF05, l'augmentation de la fraction sableuse à 7 cm est reproduite. En surface de la carotte BF06, l'augmentation de la fraction sableuse n'est reproduite que pour l'une des carottes numériques. On constate cependant que la profondeur limite de détection du ^7Be est systématiquement plus profonde que la limite du sédiment remanié ou que la hauteur des dépôts. Les dépôts de sédiments frais pourraient ainsi être sous-évalués, si tant est que la limite de détection du ^7Be correspond bien à l'épaisseur fraîchement déposée (cf. ci-dessus). En outre, il apparaît que l'épaisseur de sédiment remanié peut être très différente de l'épaisseur des dépôts. Sur la carotte BF09 par exemple, le sédiment est remanié

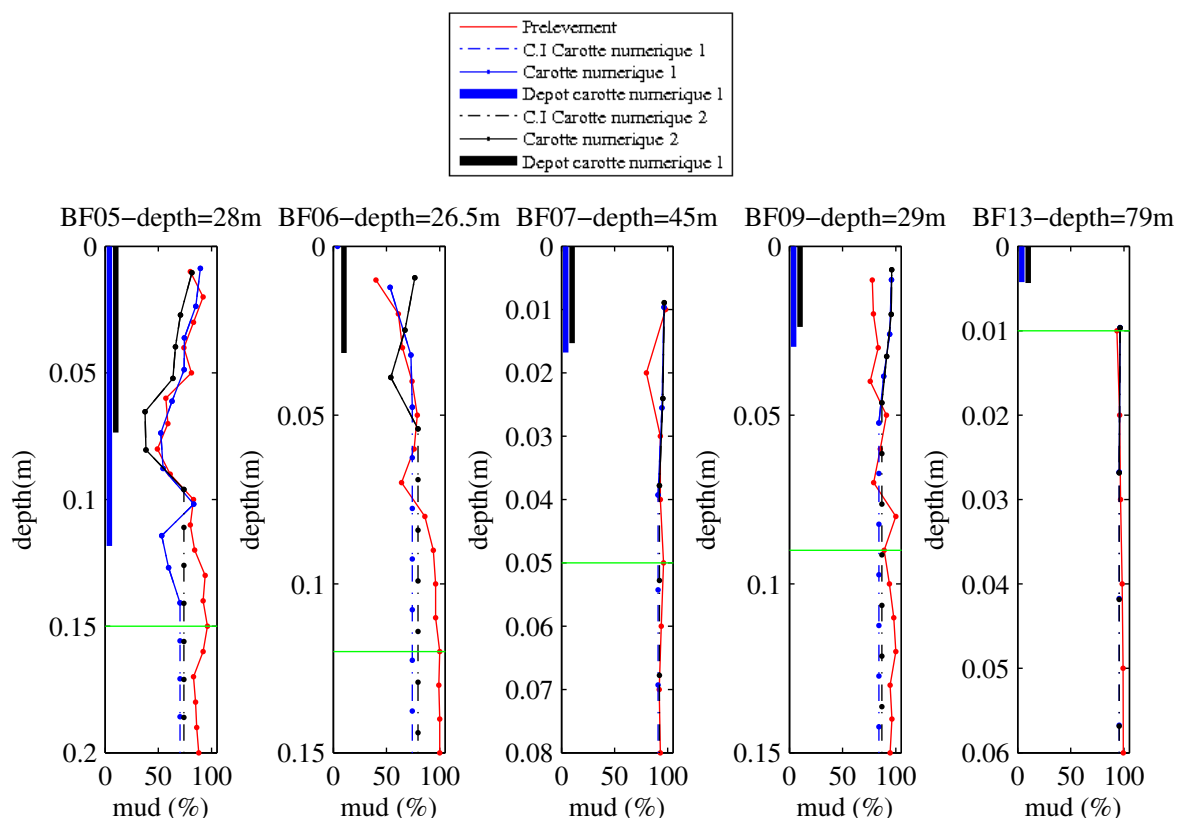


FIG. 6.14 – Fraction de vase mesurée et simulée pour les différentes carottes le 15 décembre 2003. Les mesures sont en traits rouges. Deux carottes numériques issues des simulations et prises à proximité du point de carottage sont tracées en noir et bleu. La ligne verte correspond à la profondeur maximale de détection du ^7Be . Les courbes en pointillés correspondent aux conditions initiales du modèle. Les droites verticales sur le côté correspondent aux dépôts nets simulés entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003.

sur 5 cm alors que seulement 2 cm de sédiment ont été déposés. Des sédiments frais peuvent ainsi être injectés en profondeur sans pour autant que des dépôts nets soient simulés. Ce processus est lié à l'effet des vagues qui, en l'absence de courants importants (ou de gradients de courant), engendre de remises en suspension sans transport de matière important.

L'évolution temporelle des carottes numériques 1 (courbes bleues sur la figure 6.14) met en évidence le fort impact de la période de la crue et des vagues associées sur le remaniement du profil granulométrique des carottes (figure 6.15). Sur l'ensemble de la période simulée et pour l'ensemble des carottes, les principales évolutions ont lieu entre le 3 et le 5 décembre. Au niveau de la zone de fort dépôt de forme semi-circulaire, on constate, conformément à la figure 6.11, que les dépôts sont sablo-vaseux. Ces dépôts, qui sont concentrés sur 2-3 jours, montrent une évolution de leur teneur au cours du temps, avec des dépôts sableux au début de la période et des dépôts très vaseux à la fin de la crue. Cette évolution met en évidence la constitution de strates sédimentaires bien marquées notamment dans les zones de forts dépôts. On constate en outre que le pic de sable de la carotte BF05, qu'on aurait voulu associer à la crue, semble dans notre simulation être imputable à un épisode de remaniement par les vagues qui a précédé la crue.

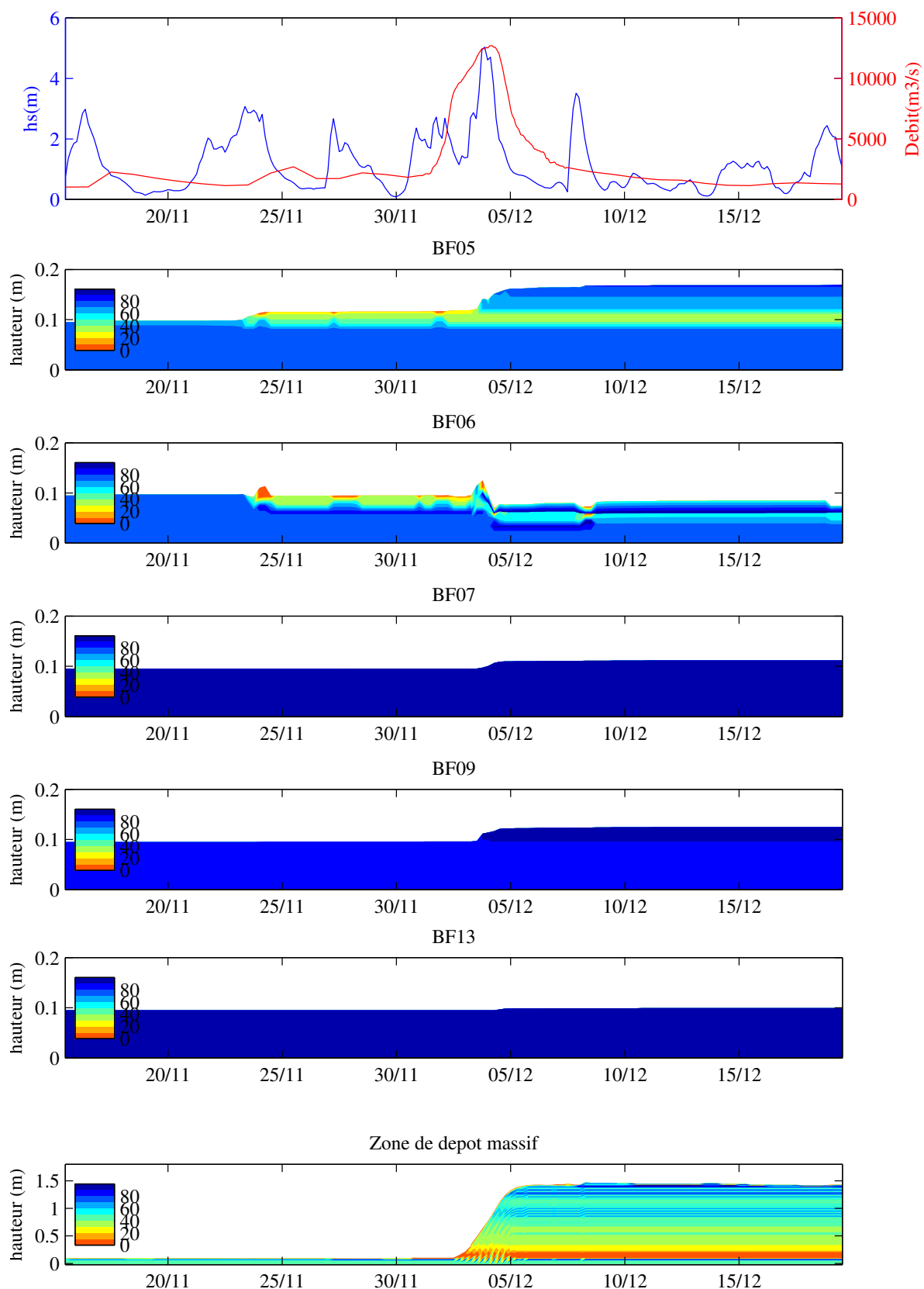


FIG. 6.15 – Débit et hauteur significative des vagues pendant la période de simulation et évolution simulée de la fraction vaseuse pour les différentes carottes et en un point situé dans la zone de plus fort dépôt (point ZD sur la figure 6.13).

6.2.4 Bilan de matière

Un bilan du stockage/déstockage et des exports des différents traceurs a été dressé pour les trois zones présentées figure 6.16 ainsi que pour l'emprise du modèle GOL. La première zone correspond à la partie du Rhône située entre Arles et l'embouchure tandis que la seconde correspond au prodelta du Rhône. Le bilan effectué à l'échelle de l'emprise du modèle PRODELTA intègre donc les bilans de deux précédentes zones. La zone GOL inclut de même la zone PRODELTA. Les bilans de masses sont reportés dans le tableau 6.1 et sur la figure 6.17.

Finalement, les simulations effectuées montrent que seulement 20 % des 5 Mt de sédiments fins apportés par le Grand Rhône sont exportés hors de l'emprise PRODELTA. Une grande partie de ces sédiments sont stockés au niveau du prodelta et dans le Rhône. Seuls 0.6 Mt des 5.55 Mt de vases rejetées par le Rhône (Petit Rhône et Grand Rhône), soit 11 %, sont exportés du Golfe du Lion. Concernant les vases initialement présentes dans le sédiment, les remises en suspension engendrées par les houles sont à l'origine de l'export de 0.8 Mt de sédiment de la zone PRODELTA vers la zone GOL. En outre, 7 Mt de sédiment issus de l'emprise GOL sont exportés vers le large. En ce qui concerne les sables, le bilan du domaine PRODELTA est équilibré, les 0.56 Mt apportés étant compensés par des exports équivalents. Les sables qui sont exportés ne sont cependant pas les mêmes que ceux qui sont apportés en Arles.

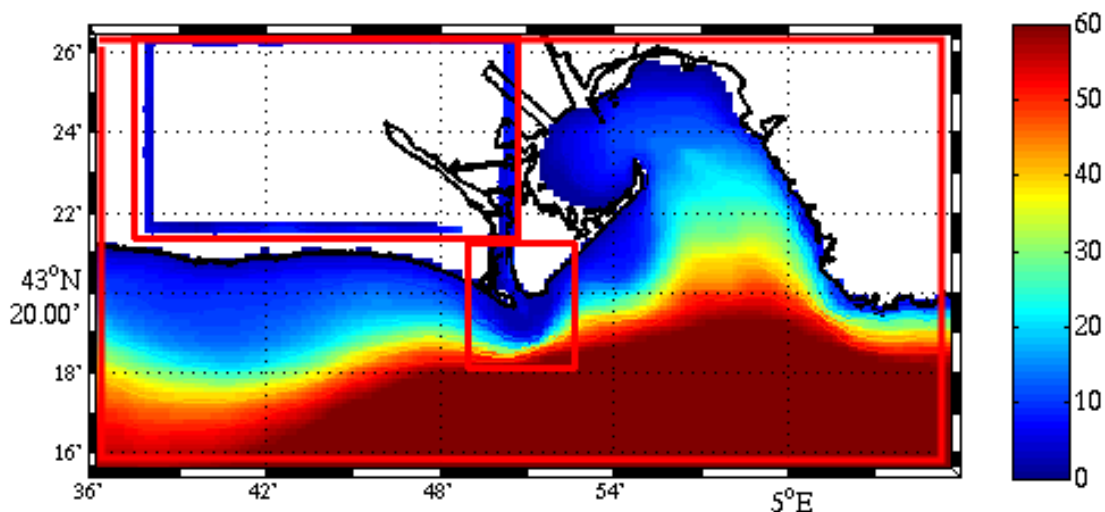


FIG. 6.16 – Zones où sont effectués les bilans de matières et bathymétrie (m).

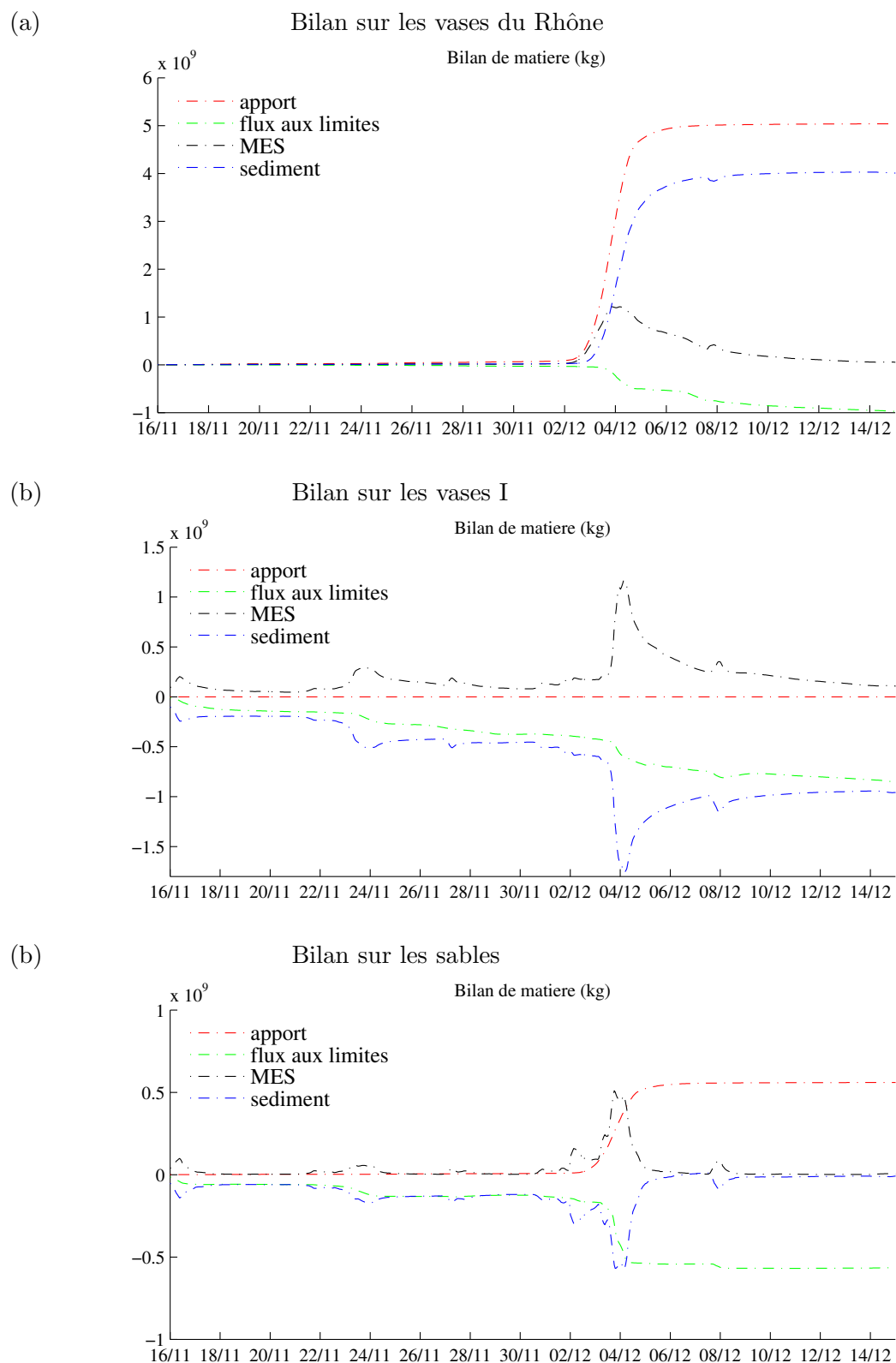


FIG. 6.17 – Bilan de matière (kg) sur le zoom PRODELTA durant la période de la crue du Rhône de décembre 2003 pour les vases issues du Rhône (a), les autres vases (b) et les sables (c). Les apports par le Rhône, les flux aux frontières, la masse en suspension dans l'eau ainsi que l'évolution de la masse de sédiment sur le fond sont reportés.

	Vases I	Vases du Rhône	Sables
APPORTS			
Grand Rhône	0 Mt	+5 Mt	+0.56 Mt
Petit Rhône	0 Mt	+0.55 Mt	+0.06 Mt
STOCKAGE			
Arles-embouchure	0 Mt	+1.4 Mt	+0.2 Mt
Proche embouchure	0 Mt	+1.5 Mt	+0.35 Mt
zone PRODELTA	-0.8 Mt	+4 Mt	0 Mt
zone GOL	-7 Mt	+4.95 Mt	+0.06 Mt
EXPORTS			
zone PRODELTA	+0.8 MT	+1 Mt	+0.56 Mt
zone GOL	+7 Mt	+0.6 Mt	0 Mt

TAB. 6.1 – Bilans sédimentaires dans les différents compartiments de la zone d'étude durant la période de la crue du Rhône de décembre 2003.

6.3 Modélisation de la campagne SCOPE

Nous nous intéressons maintenant à la simulation de l'expérience SCOPE dont l'ensemble des paramètres mesurés au site de la Balancelle (cf. figure 5.8) sont décrits dans la section 3.2.2.

6.3.1 Évolution au point fixe au site de la Balancelle

Pour comparer le modèle aux données de l'expérience SCOPE, on fait l'hypothèse que la charge en suspension est déduite du signal en NTU de l'ADCP à l'aide de la relation $MES(mg/l) = a(MES(NTU) - 7)$ avec $a=1.3$. Néanmoins, il convient de noter que la valeur absolue du signal issu de l'ADCP n'est qu'approximative puisque la calibration du turbidimètre (utilisé lui même pour calibrer l'ADCP) des NTU en mg/l n'a pas été déterminée durant cette campagne (cf. § 3.2.2). La calibration utilisée résulte en effet d'expériences antérieures réalisées avec des sédiments de la façade Atlantique.

La comparaison des résultats du modèle au signal de turbidité et au signal de l'ALTUS mesurés est donnée figure 6.18. On constate dans l'ensemble que les épisodes les plus significatifs sont relativement bien reproduits. Notamment, lors des deux épisodes de vent de sud-est responsables des deux phases d'érosions importantes le 21 novembre 2007 et le 4 janvier 2008 (cf. § 3.2.2), l'augmentation dans l'ensemble de la colonne d'eau de la turbidité est bien reproduite. Le deuxième épisode est cependant moins bien simulé que le premier puisque les MES n'atteignent pas le haut de la colonne d'eau comme c'est le cas dans les observations. La corrélation des MES mesurées et simulées sur le fond est relativement bonne et l'erreur relative de l'ordre de 80 % reste satisfaisante compte tenu des concentrations relativement faibles rencontrées durant une majeure partie du temps (tableau 6.2).

	COR	BIAS	RMSE	SI
$MES(mg/l)$	0.70	1.3	12.3	0.83

TAB. 6.2 – Paramètres statistiques de la simulation de la turbidité au fond pour l'expérience SCOPE.

Les érosions importantes mesurées par l'ALTUS lors des deux périodes de fortes houles sont également assez bien reproduites. Cependant, l'évolution du fond simulée est très sensible à la position du point de grille choisi, ce qui n'est pas (ou peu) le cas pour la turbidité. Ainsi, si l'on regarde l'évolution du fond pour des points situés à proximité du point de mesure de la Balancelle, on observe une très grande variabilité en fonction de la bathymétrie (figure 6.19). La bonne adéquation relevée sur la figure 6.18 doit donc être relativisée en fonction de ce résultat. On observe ainsi qu'en amont de l'isobathe 20 m la tendance simulée reproduit bien la tendance observée avec des épaisseurs érodées en moyenne deux fois supérieures aux épaisseurs mesurées par 21 m de fond. On observe ensuite entre 20 et 30 m un rapide gradient dans l'évolution du fond, avec des évolutions de moins en moins marquées à mesure que la profondeur augmente. Cette variabilité observée sera étudiée plus en détails par la suite.

L'évolution simulée de la granulométrie en surface du sédiment au point de grille choisi montre une importante variabilité de la constitution de la couche de surface (figure 6.20). Lors de chaque épisode de vague on constate en surface une brusque augmentation de la fraction sableuse qui, du fait de la prise en compte dans le modèle des phénomènes de masquage, modère très probablement les érosions de particules fines. Après chacune des érosions, un dépôt de sédiment vaseux est mélangé à la couche de surface et cette dernière tend ainsi à retrouver la constitution qu'elle avait avant le début de la phase d'érosion. Ce constat semble

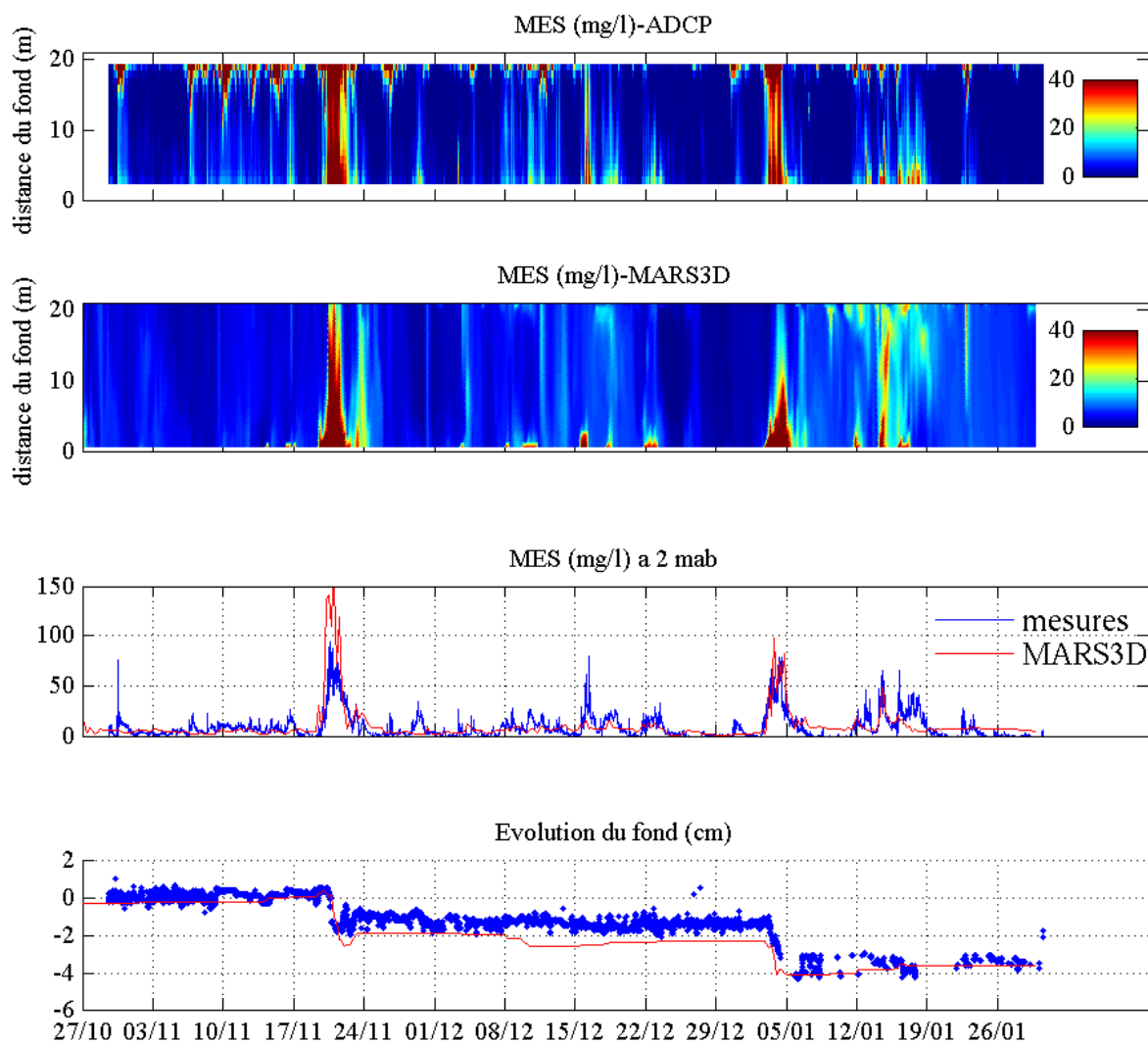


FIG. 6.18 – Comparaison des paramètres mesurés et des paramètres simulés pour l'expérience SCOPE (hiver 2007/2008).

relativement réaliste mais ne peut être validé. Notons que la granulométrie à la date de début de l'expérience n'est pas homogène puisque la simulation a commencé un mois plus tôt pour équilibrer le système. La condition initiale a donc été modifiée par le calcul.

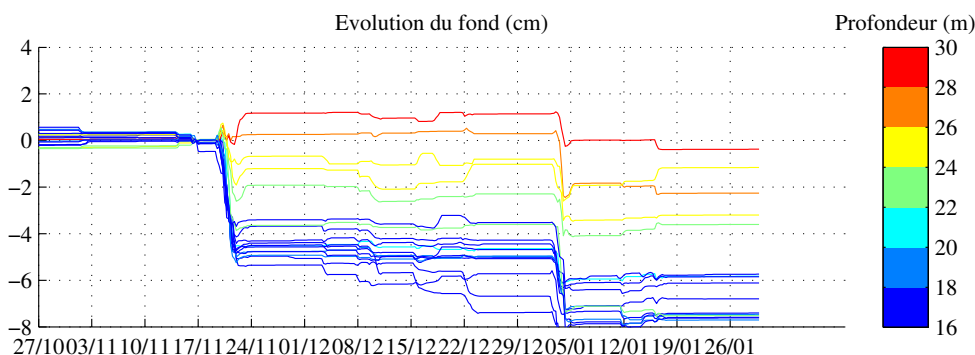


FIG. 6.19 – Évolution du fond simulée pour des mailles de profondeurs différentes situées à proximité du mouillage de l'ALTUS.

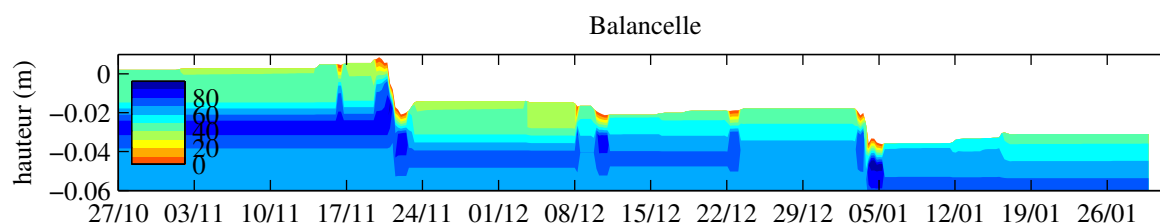


FIG. 6.20 – Évolution simulée de la fraction vaseuse (%) au point de la Balancelle.

En définitive, le modèle développé montre sa capacité à reproduire de manière tout à fait acceptable les vagues (cf. § 5.1.4), les courants (cf. § 5.2.2.3), ainsi que la charge en suspension et l'évolution du fond durant l'expérience SCOPE. On peut donc dès lors envisager avec une certaine confiance d'extrapoler les conclusions de cette expérience à une plus grande échelle.

6.3.2 Évolution à l'échelle du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion

A l'échelle locale, l'ensemble de la période de mesure est essentiellement marquée par les deux tempêtes de sud-est. A l'échelle du zoom PRODELTA les évolutions du fond marquantes et les exports de matière ont lieu essentiellement pendant ces deux épisodes comme ce sera vu postérieurement (figure 6.28). Que l'on regarde localement au site de la Balancelle ou à l'échelle du prodelta du Rhône, il apparaît que ces deux tempêtes ont des conséquences à peu près similaires. Les exports de sédiments, consécutifs aux remises en suspensions, sont quasiment identiques durant chacun des épisodes. Compte tenu de l'importance de ces épisodes de tempête de sud-est sur la dynamique sédimentaire à l'échelle du prodelta du Rhône, on se focalise ici principalement sur ces deux épisodes.

6.3.2.1 Impact des tempêtes de sud-est

La première tempête de sud-est, qui atteint un pic de houle supérieur à 4 m dans le Golfe du Lion dans la nuit du 20 au 21 novembre 2007, présente des vents intenses de sud-est atteignant

20 m/s (figures 6.21a et 6.22a). Le seconde tempête, qui survient entre le 3 et le 4 janvier 2008 est caractérisée par des houles supérieures à 5 m sur le centre du Golfe du Lion et par des vents de sud-est à peu près équivalents au premier épisode en intensité (figures 6.21b et 6.22b). Bien que les états de mer soient différents à l'échelle du Golfe du Lion, les hauteurs de vagues et les contraintes sur le fond sont similaires au point de la Balancelle (figures 3.21, 3.22 et 6.22). Les courants à la Balancelle orientés vers le sud-ouest durant les deux épisodes sont cependant plus intenses durant la première tempête. L'intensité des vitesses simulées au niveau de l'ADCP révèle également cette légère dissymétrie (figure 5.9 et 5.12). De plus, les deux épisodes ont des durées du même ordre de grandeur au site de la Balancelle.

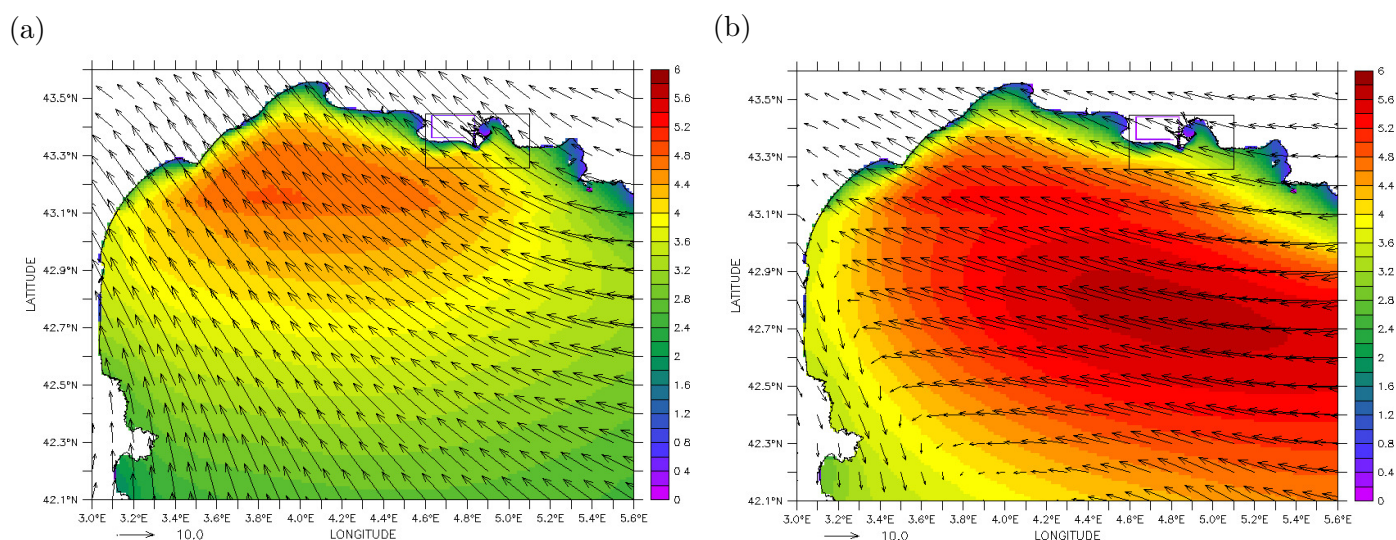


FIG. 6.21 – Hauteur significative h_s (m) simulée et vents Météo-France ALADIN (m/s) le 21 novembre 2007 à 0h (a) et le 4 janvier 2008 à 6h (b).

Les courants simulés durant ces tempêtes, globalement orientés vers le nord-ouest ou le sud-ouest dans la colonne d'eau, traduisent bien la capacité d'export de matière au niveau du prodelta du Rhône engendrée par les vents d'est à sud-est (figure 6.23abcd). Les schémas de circulation engendrés apparaissent, de plus, assez sensiblement identiques durant les deux épisodes. La circulation engendrée par les vagues est relativement importante durant le pic de houle pour chacun des épisodes (figure 6.23cf). Des vitesses importantes sont générées par les vagues en amont de l'isobathe 20 m et atteignent leur maximum (environ 0.8 m/s) à proximité de l'embouchure du Rhône. Le schéma de circulation est conforme à celui simulé dans un cas de houle de sud-est académique (cf. § 5.3). Deux principales veines de courant sont observées, la première longe le They de la Gracieuse vers le nord-est tandis que la seconde longe la côte à l'ouest de l'embouchure en se dirigeant vers l'ouest.

A l'échelle du Golfe du Lion, les circulations sont relativement identiques pendant les deux épisodes, avec des courants de fond qui longent la côte en se dirigeant vers l'extrémité sud-ouest du plateau (figure 6.24). En surface, les circulations sont identiques le long des côtes de la Camargue et du Roussillon et s'inversent le long des côtes du Roussillon, illustrant bien la différence des champs de vent. Lors des tempêtes de sud-est, le panache turbide en surface lié aux remises en suspension est plaqué à la côte du fait de l'orientation des courants de surface à proximité de la côte (figures 6.23 et 6.24). La charge en suspension totale de l'ordre de 100 mg/l en surface atteint plusieurs g/l au fond dans les zones les moins profondes. Au fond, ce sont essentiellement les sables qui contribuent à la charge en suspension (cf. figure 6.25 à la position de la Balancelle pendant la tempête du 21/11). Le panache au fond montre une extension plus importante qu'en surface. Les courants de fond, tout en longeant globalement les isobathes,

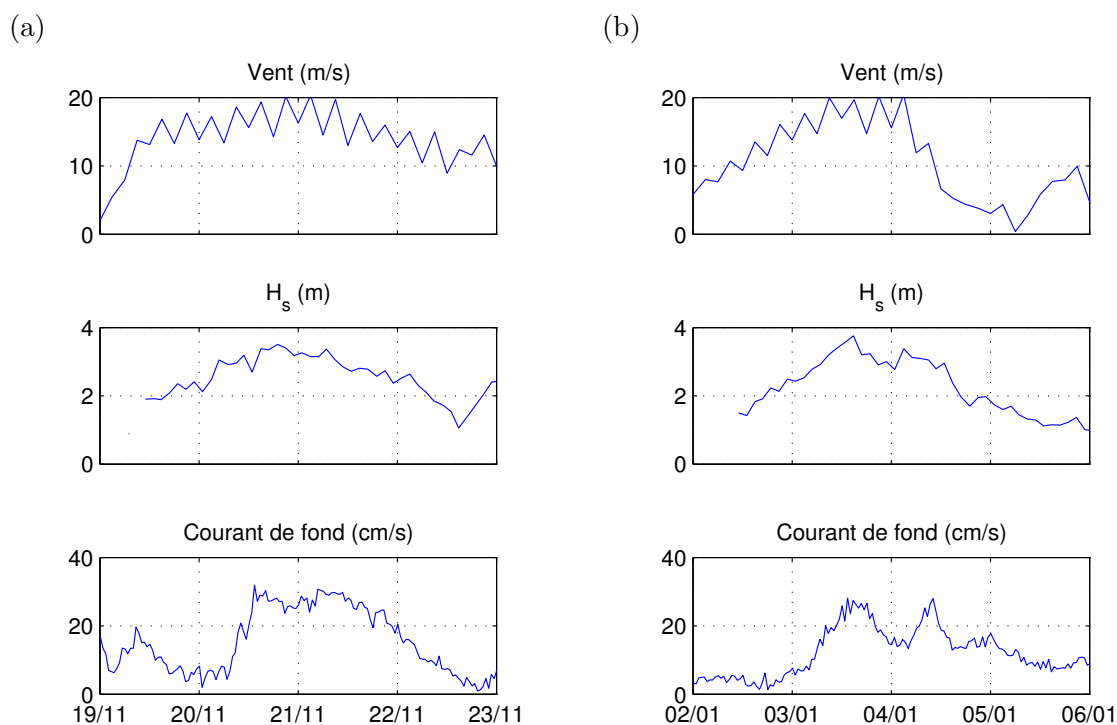


FIG. 6.22 – Vents Météo-France ALADIN (m/s), hauteur significative h_s (m) mesurée et vitesses du courant mesurées (cm/s) à la Balancelle durant les tempêtes du 21 novembre 2007 (a) et du 4 janvier 2008 (b).

s'éloignent de la côte et permettent ainsi une plus grande dispersion de la matière qu'en surface. La capacité d'export de matière en niveau du Cap Creus, engendrée par ces tempêtes de sud-est est mise en évidence. A cette extrémité du plateau, de forts courants sur le fond s'associent à des concentrations en matière non négligeables, notamment le 4 janvier, et assurent une capacité d'export au plateau du Golfe du Lion (figure 6.24). Les panaches de surface observés par satellite et simulés (cf. annexe K) deux jours après le pic des tempêtes (le 23/11/2007 et le 06/01/08) mettent en évidence l'impact de ces tempêtes plusieurs jours plus tard à l'échelle du Golfe du Lion. Ce sont les côtes du Languedoc-Roussillon qui semblent d'ailleurs les plus marquées à la suite des tempêtes avec des concentrations résiduelles non négligeables en surface. Cependant, notamment au point de la Balancelle, les sables en suspension diminuent fortement jusqu'à retomber complètement deux jours après le pic de houle, et seules les vases restent en suspension dans la colonne d'eau quelques jours à près la tempête (figure 6.25). La décroissance des vases en suspension est néanmoins assez marquée à la Balancelle.

A l'échelle du prodelta du Rhône, l'impact des tempêtes sur le fond est présenté en figure 6.26. On remarque dans un premier temps que l'évolution du fond est relativement semblable durant chacun des événements. Les principales zones d'érosions ou d'accrétions sont identiques pour les deux épisodes. L'amplitude des dépôts et des érosions est cependant très légèrement inférieure durant la tempête du 4 janvier. En moyenne, des érosions importantes comprises entre 1 et 8 cm apparaissent en amont et autour de l'isobathe 20 m. Des dépôts allant jusqu'à environ 3 cm sont répartis de part et d'autre de l'isobathe 50 m. Au niveau du plateau du Golfe du Lion la conclusion est identique ; l'évolution du fond est relativement similaire lors de ces deux événements érosifs.

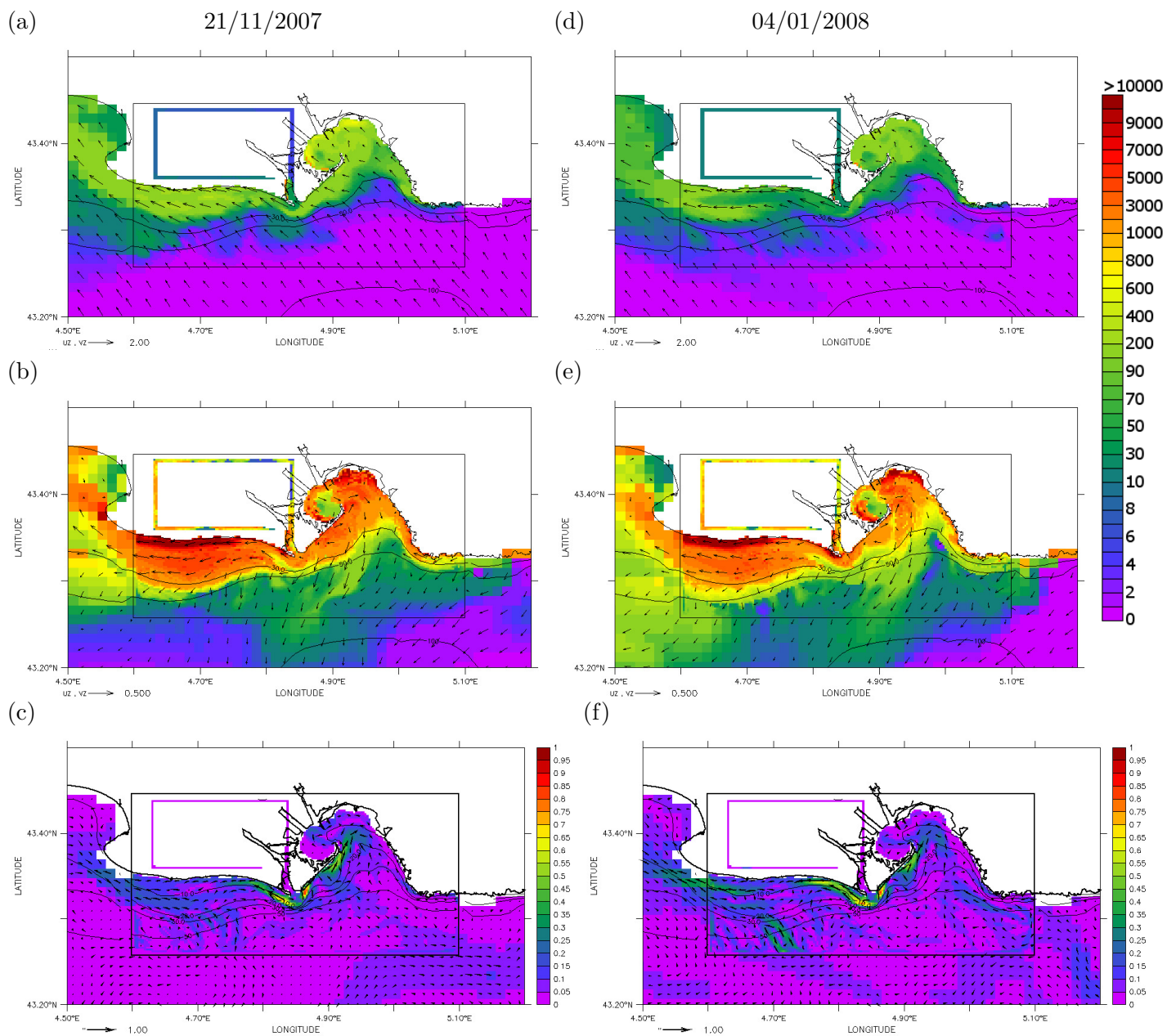


FIG. 6.23 – Matières en suspension totales (sables+vases) (mg/l) et courants (m/s) le 21 novembre 2007 à 0h en surface (a) et au fond (b) et le 4 janvier 2008 à 6h en surface (d) et au fond (e). Différence de vitesse (m/s) entre la circulation barotrope avec et sans prise en compte des tensions de radiation le 21 novembre 2007 à 0h (c) et le 4 janvier 2008 à 6h (f).

6.3. Modélisation de la campagne SCOPE

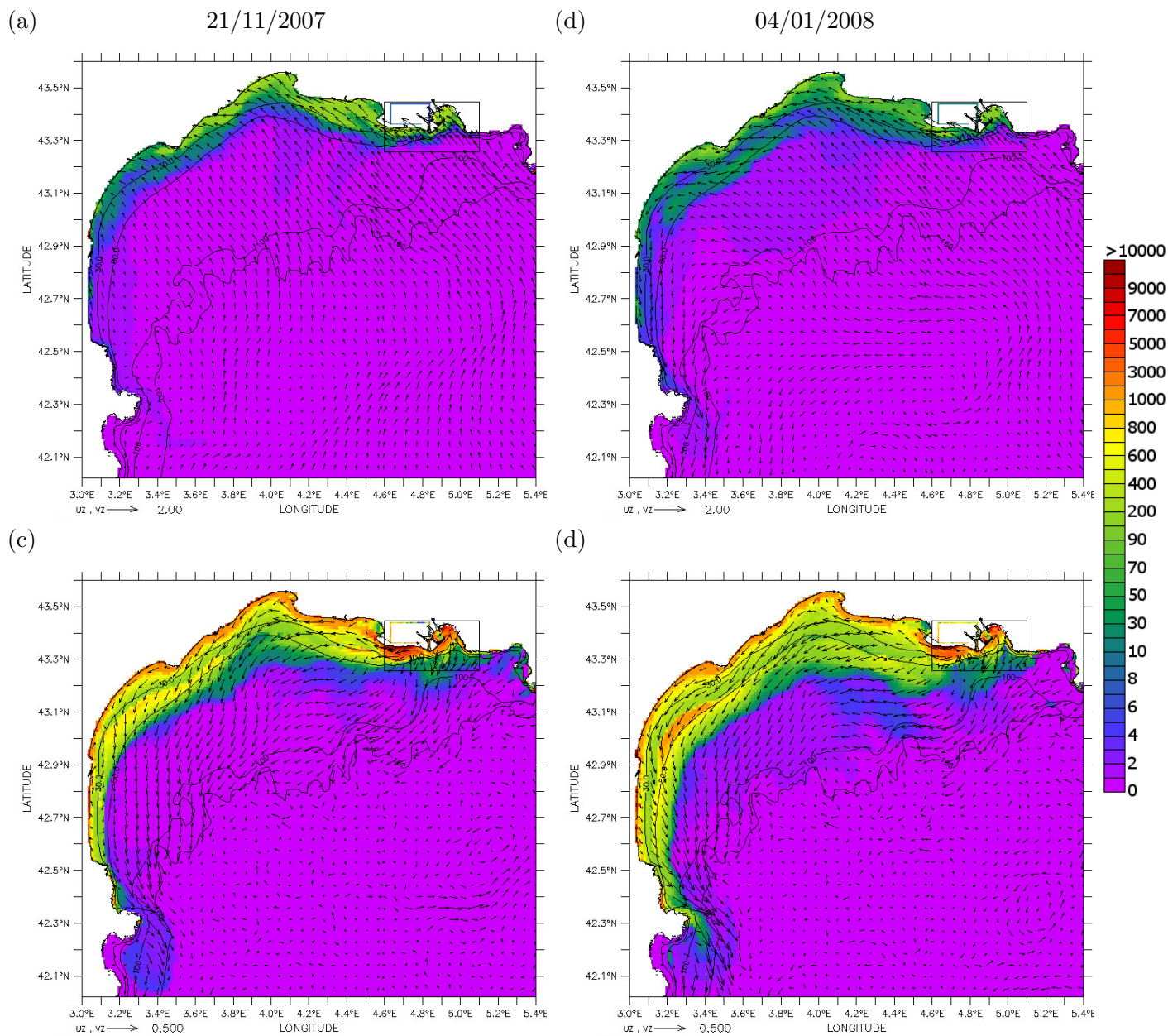


FIG. 6.24 – Matières en suspension totales (vases+sables) (mg/l) et courants (m/s) le 21 novembre 2007 à 0h en surface (a) et au fond (c) et le 4 janvier 2008 à 6h en surface (b) et au fond (d).

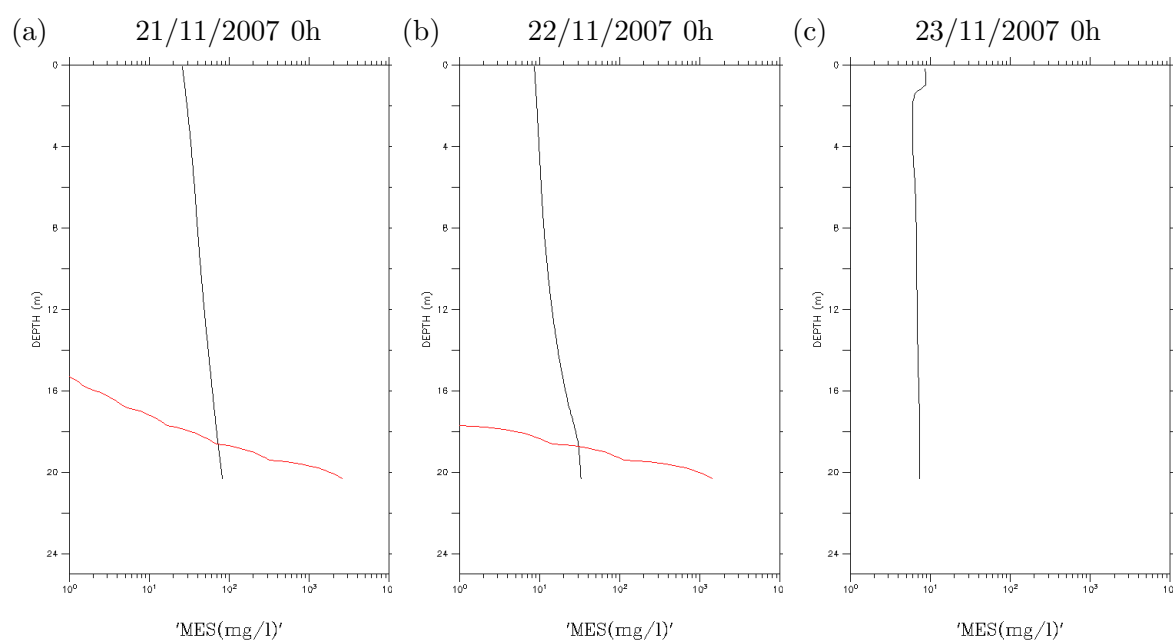
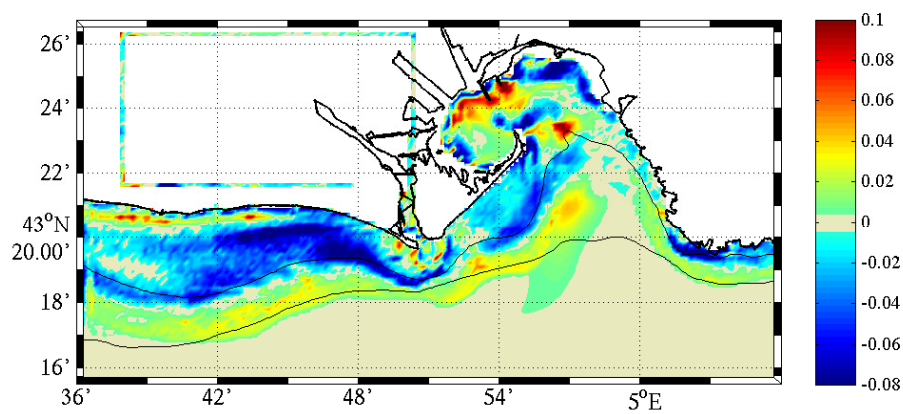


FIG. 6.25 – Évolution de la charge en suspension (mg/l) en vase (en noir) et en sable (en rouge) à différentes dates après la tempête du 21 novembre 2007 au point de la Balancelle (a)(b)(c).

(a)



(b)

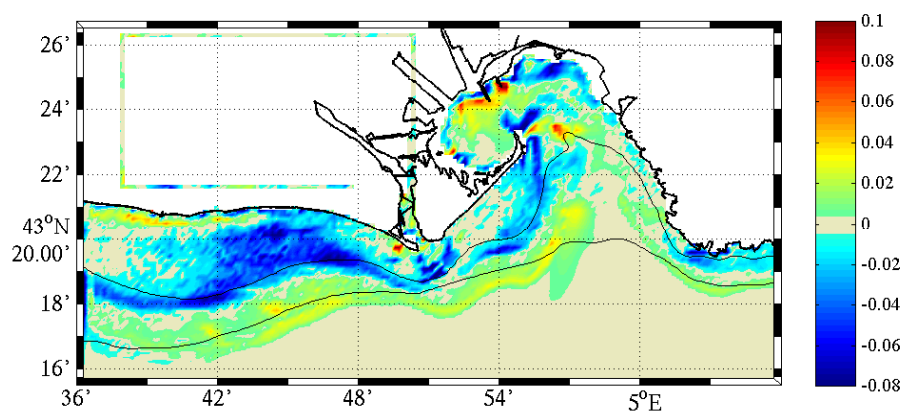


FIG. 6.26 – Bilan érosions/dépôts (en m) entre le 18 novembre et le 25 novembre 2007 (a) et entre le 1 janvier et le 08 janvier 2008 (b).

6.3.2.2 Bilan de matière sur l'ensemble de la période

Le bilan des évolutions du fond sur l'ensemble de l'expérience, présenté en figure 6.27, met en évidence l'impact des tempêtes sur ce bilan. En effet, à l'échelle du zoom PRODELTA, la somme des bilans des tempêtes est quasiment égale à ce bilan final. On observe par ailleurs que seuls ces deux épisodes ont un impact sur le déstockage des sédiments du PRODELTA (figure 6.28). A l'échelle du Golfe du Lion, l'impact relatif de chacune des tempêtes, qui n'a pas été présenté, correspond à peu près à la moitié du bilan présenté en figure 6.27. De même que cela avait été noté pour la période de la crue du Rhône, une discontinuité importante apparaît au niveau de la frontière ouest du domaine PRODELTA et les évolutions simulées sont globalement bien plus marquées dans le zoom PRODELTA que dans le reste du Golfe du Lion. Ce biais est semble-t-il lié au changement de résolution entre les deux domaines.

Quoi qu'il en soit, à l'échelle du domaine PRODELTA, on constate que les sables et les vases participent conjointement aux évolutions majeures du fond (figure 6.29). Cependant, le déplacement des sables se fait de proche en proche et le bilan des exports mets en évidence le rôle prépondérant des vases (figure 6.28). Durant l'ensemble de la période, les exports de vase sont environ deux fois plus importants que les exports de sable, chacune des tempêtes ayant par ailleurs contribué à un export d'environ 2.1 Mt de matière hors de la zone PRODELTA. Les sédiments sableux semblent subir une translation entre l'amont et l'aval de l'isobathe 25 m. Concernant les vases, on observe peu de zones de dépôt au niveau du prodelta et une majorité de la matière remise en suspension est directement exportée du domaine. Les zones d'érosions de vase les plus marquées sont concentrées vers l'isobathe 20 m, là où l'impact des vagues reste fort et où la fraction de vase dans le sédiment augmente fortement (figure 3.3). A l'échelle du Golfe du Lion, les évolutions du fond sont concentrées autour de l'isobathe 50 m dans les zones fortement vaseuses (figure 3.1). Les dépôts de vase les plus marqués apparaissent principalement directement en contre-bas de cette isobathe.

	Vases I	Vases du Rhône	Sables
APPORTS			
Grand Rhône	0 Mt	+0.5 Mt	+0.055 Mt
Petit Rhône	0 Mt	+0.05 Mt	+0 Mt
STOCKAGE			
Arles-embouchure	0 Mt	+0.07 Mt	-0.3 Mt
Proche embouchure	-0.25 Mt	+0.03 Mt	+0.3 Mt
zone PRODELTA	-2.7 Mt	+0.17 Mt	-1.4 Mt
zone GOL	-6.1 Mt	+0.30 Mt	+0.06 Mt
EXPORTS			
zone PRODELTA	+2.7 Mt	+0.33 Mt	+1.4 Mt
zone GOL	+6.1 Mt	+0.25 Mt	0 Mt

TAB. 6.3 – Bilans sédimentaires dans les différents compartiments (cf. figure 6.16) de la zone d'étude durant l'expérience SCOPE entre le 28 octobre 2007 et le 30 janvier 2008.

Durant l'ensemble de la période simulée, près de 4.2 Mt de sédiments ont été exportés hors du PRODELTA (tableau 6.3), alors que seulement 0.5 Mt de sédiment ont été apportés par le Rhône. De plus seulement 34 % de la matière particulaire rejetée par le Rhône a été stockée dans le domaine PRODELTA. Il apparaît ainsi que le prodelta du Rhône est largement déficitaire en vase durant la période simulée, puisque les apports du Rhône ne comblent que 5 % des exports. Les sédiments fins délivrés par le Rhône sont assez rapidement dispersés sur

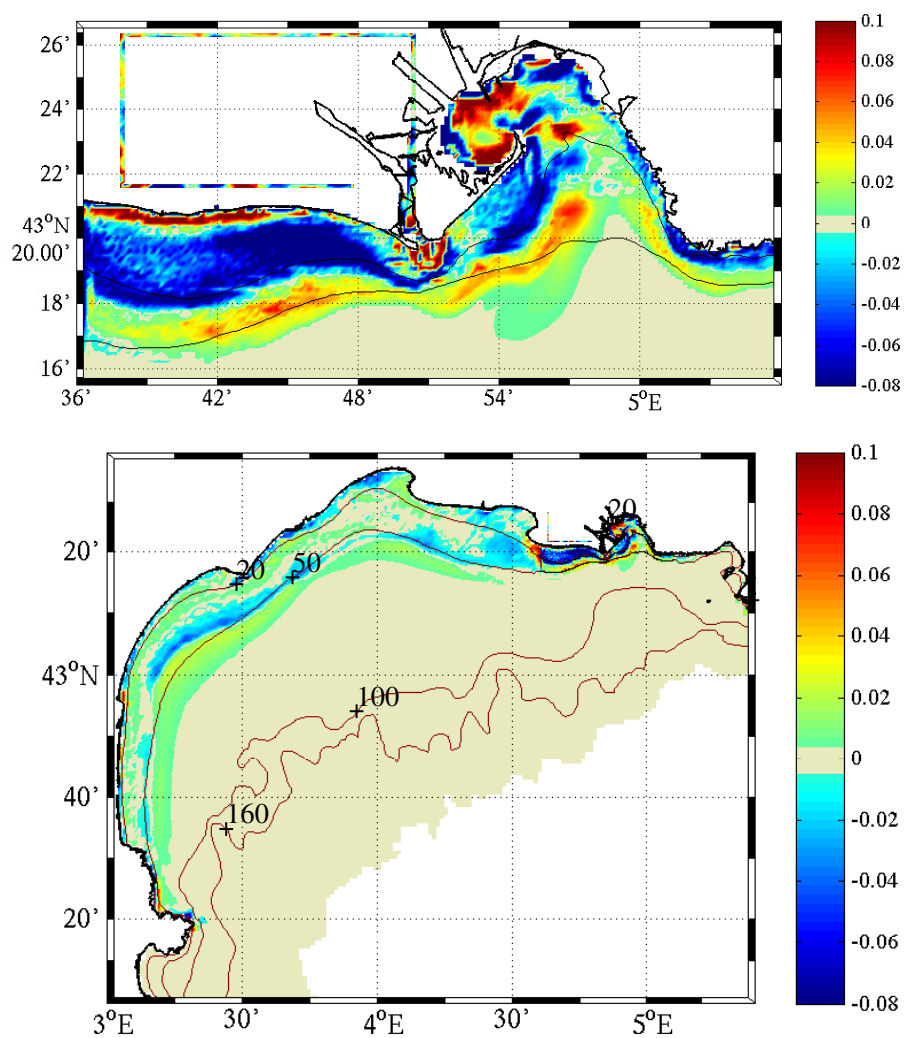


FIG. 6.27 – Bilan érosions/dépôts (m) entre le 28 octobre 2007 et le 30 janvier 2008.

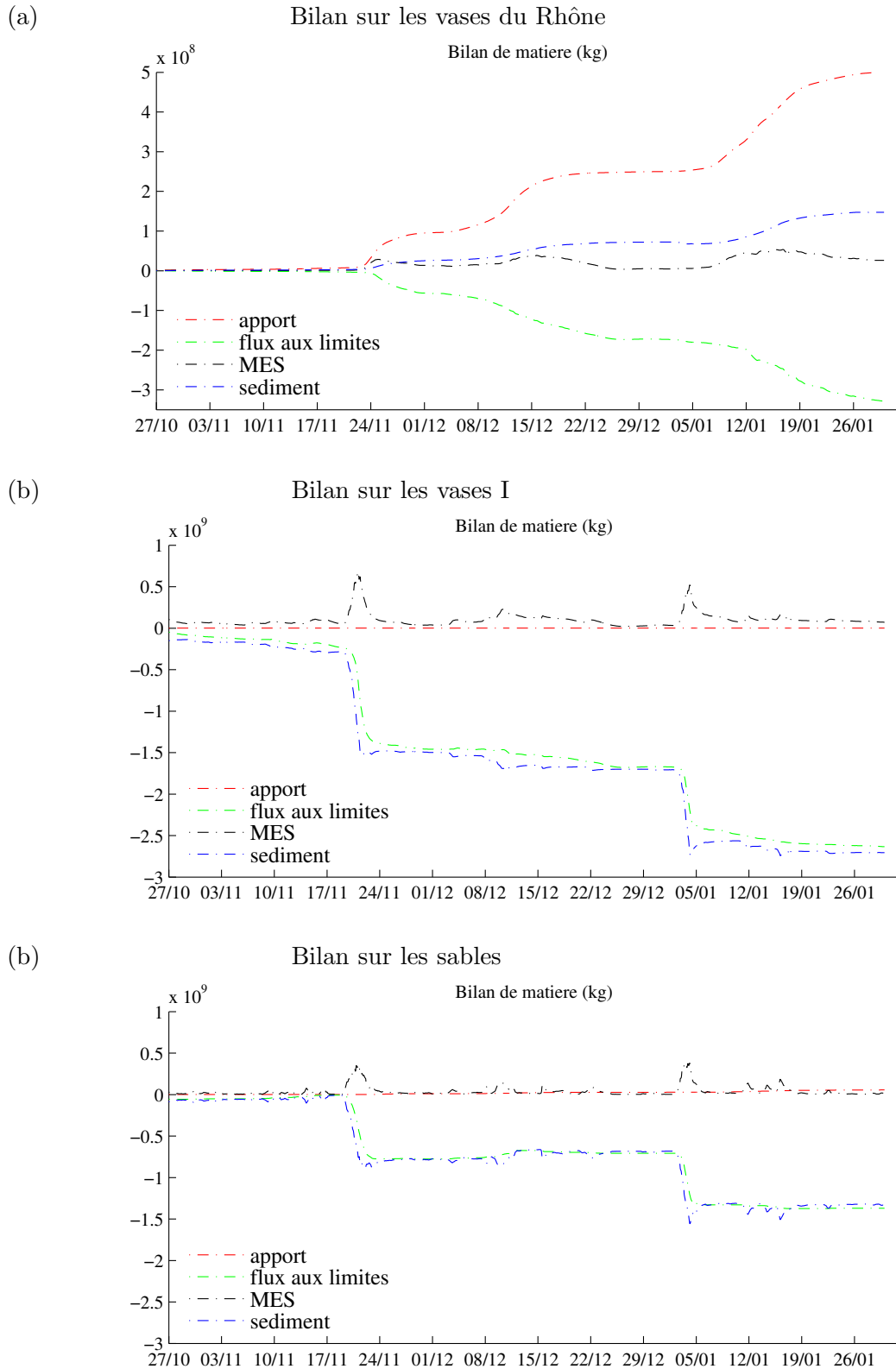


FIG. 6.28 – Bilan de matière (kg) sur le zoom PRODELTA durant l'expérience SCOPE (entre le 28 octobre 2007 et le 30 janvier 2008) pour les vases issues du Rhône(a), les autres vases (b) et les sables (c). Les apports par le Rhône, les flux aux frontières, la masse en suspension dans l'eau ainsi que l'évolution de la masse de sédiment sur le fond sont reportés.

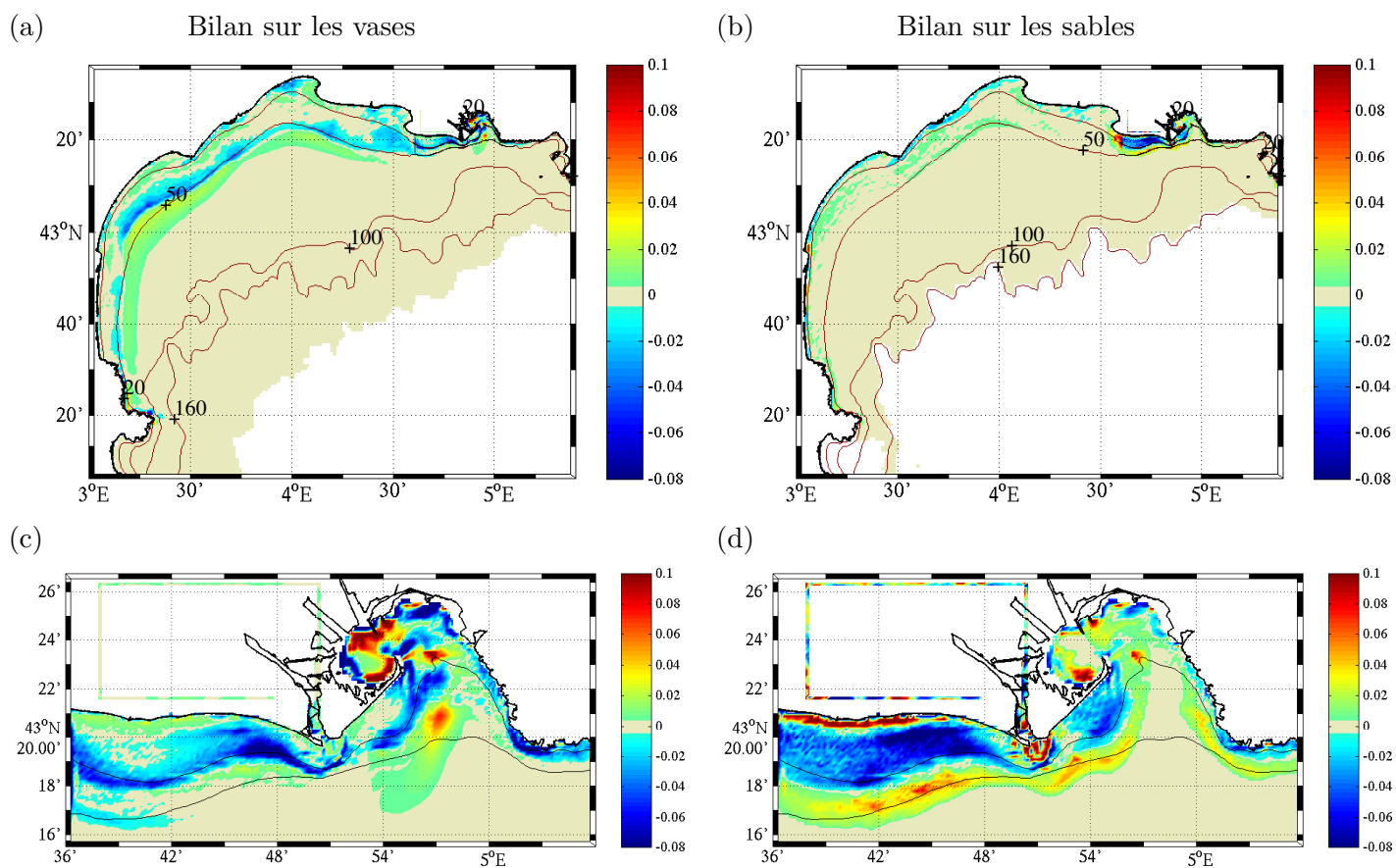


FIG. 6.29 – Bilan érosions/dépôts (en m) de vases (a)(c) et de sables (b)(d) entre le 28 octobre 2007 et le 30 janvier 2008.

l'ensemble du plateau continental bien que les dépôts simulés sur le plateau du Golfe du Lion restent très faible vis à vis de ceux du prodelta (figure 6.30). Les dépôts les plus importants sont simulés dans le Rhône et directement à son embouchure entre les isobathes 5 et 10 m. Il semble que la dispersion des sédiments vers l'extrémité sud-ouest du plateau se fasse principalement en longeant la côte, probablement lors des épisodes de tempête qui génèrent des courants aptes à disperser la matière dans cette direction. La dispersion observées vers le sud-ouest est quant à elle en accord avec la direction prise par le panache de surface lors des épisodes de vents continentaux. Les panaches de surface issus des images satellite et simulés lors des journées de forts débits, atteints aux alentours du 25 novembre et du 13 décembre 2007 et conjoints à des vents continentaux (figure 3.22), mettent en évidence la dispersion des sédiments en surface vers le sud-ouest de l'embouchure du Rhône (cf. annexe K). C'est d'ailleurs pour cette raison que l'impact des apports du Rhône n'a pu être observé, ni sur le signal de l'ALTUS, ni sur les MES au point de la Balancelle lors des épisodes de plus forts débits atteignant environ 3000 m³/s. Cette importante dispersion des sédiments fins entraîne par ailleurs l'export de près de la moitié des sédiments issus du Rhône (tableau 6.3) et de plus de 6 Mt de vases recouvrant le plateau du Golfe du Lion. Le Golfe du Lion semble ainsi largement déficitaire pendant la période simulée.

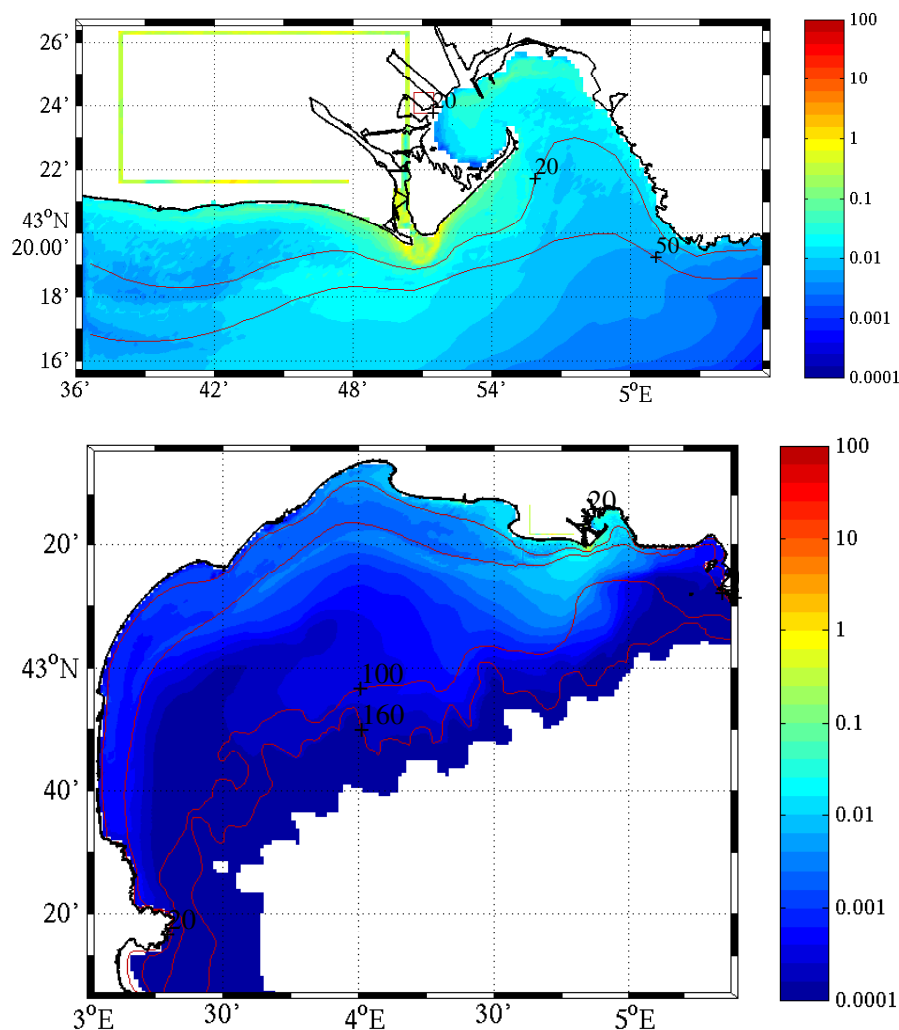


FIG. 6.30 – Dépôts de sédiments issus du Rhône (cm) simulés entre le 28 octobre 2007 et le 30 janvier 2008.

6.4 Modélisation de la campagne CARMA

Nous nous intéressons désormais à la simulation de l'expérience CARMA dont l'ensemble des paramètres mesurés au site de Roustan Est (cf. figure 5.8) sont décrits dans la section 3.2.3. Cependant, seule la première période de mouillage des instruments a été simulée (du 8 novembre 2006 au 23 février 2007). Cette période est en effet la plus intéressante, d'une part parce que l'altimètre ALTUS n'a pas été mouillé durant la seconde période et d'autre part parce que les épisodes de vagues et de débit importants, et donc de forte turbidités, sont concentrés sur cette première période du mouillage.

Durant cette période aucune validation de la houle à la côte n'a pu être effectuée, en partie parce que l'ADCP ne possédait pas de module de calcul de vague. La validation effectuée à la côte pour d'autres périodes nous rend cependant confiant sur la simulation des états de mer pour cette période. Cette simulation pose cependant d'ores et déjà un problème puisqu'en amont du modèle sédimentaire, la courantologie est mal reproduite au point de l'ADCP (cf. § 5.2.2.4). La question qui se pose ici est donc de savoir si la dynamique sédimentaire pourra être reproduite de manière satisfaisante au point fixe et à une plus grande échelle. Le sédiment étant un intégrateur temporel des processus hydrodynamiques, on peut espérer reproduire convenablement les tendances de la dynamique sédimentaire.

6.4.1 Évolution au point fixe au site de Roustan Est

La comparaison de la turbidité et de l'évolution altimétrique observées avec les simulations est donnée figure 6.31. On constate dans un premier temps que dans l'ensemble l'adéquation modèle/mesure est bien moins bonne que pour l'expérience SCOPE. Il convient d'ailleurs de noter que l'évolution du fond simulée est donnée en mm tandis que la mesure est en cm.

On s'intéresse dans un premier temps aux deux épisodes de plus forts débits (environ 3500 m³/s) qui interviennent le 18 novembre 2006 puis du 9 au 10 décembre 2006. Alors qu'une augmentation marquée de la turbidité est observée de la surface au fond entre 6 et 12 h après le pic de crue, le pic de turbidité simulé au milieu de la colonne d'eau (à 10 mab) intervient environ entre un jour et demi et deux jours après le pic de crue. Le déphasage important dans la simulation entre le pic de débit en Arles (50 km en amont) et le pic de turbidité à Roustan Est n'est pas conforme aux observations. Plusieurs hypothèses peuvent être formulées pour expliquer ce trop grand déphasage. D'une part, les vitesses dans le Rhône pourraient être sous-estimées et ainsi retarder l'apport des sédiments à l'embouchure. En effet, dans le modèle, les sections d'écoulement dans le Rhône sont respectées pour des débits moyens, mais comme l'écoulement est très chenalisé, les sections de l'écoulement réel pourraient être sur-estimées et entraîner une sous-estimation des vitesses. D'autre part, la concentration imposée en Arles pourrait être faussée puisqu'elle est maximum durant le pic de crue. Or, les périodes de montée de crue sont conjointes à une grande érosion des bassins versants et le pic de concentration mesuré en Arles ne coïncide donc pas nécessairement avec le pic de crue (cf. § 2.4.1.1). Des données de MES en Arles, trop récemment obtenues, montrent bien cet effet pour la crue du 9 au 10 décembre (figure 6.32). Le trop grand déphasage observé à l'embouchure pourrait donc également être lié à un déphasage au niveau de la condition à la limite en Arles, au moins pour la seconde crue. Les simulations pourraient ainsi probablement tirer bénéfice de ces mesures en améliorant la condition à la limite en Arles.

On constate de plus que dans les simulations les fortes charges ont du mal à atteindre le fond lors de ces crues, comme cela est observé. Les vitesses de chute des particules du panache du Rhône sont probablement sous-estimées ce qui pourrait également participer au déphasage simulé.

Ces épisodes de crue engendrent d'autre part des dépôts de plusieurs centimètres qui ne sont

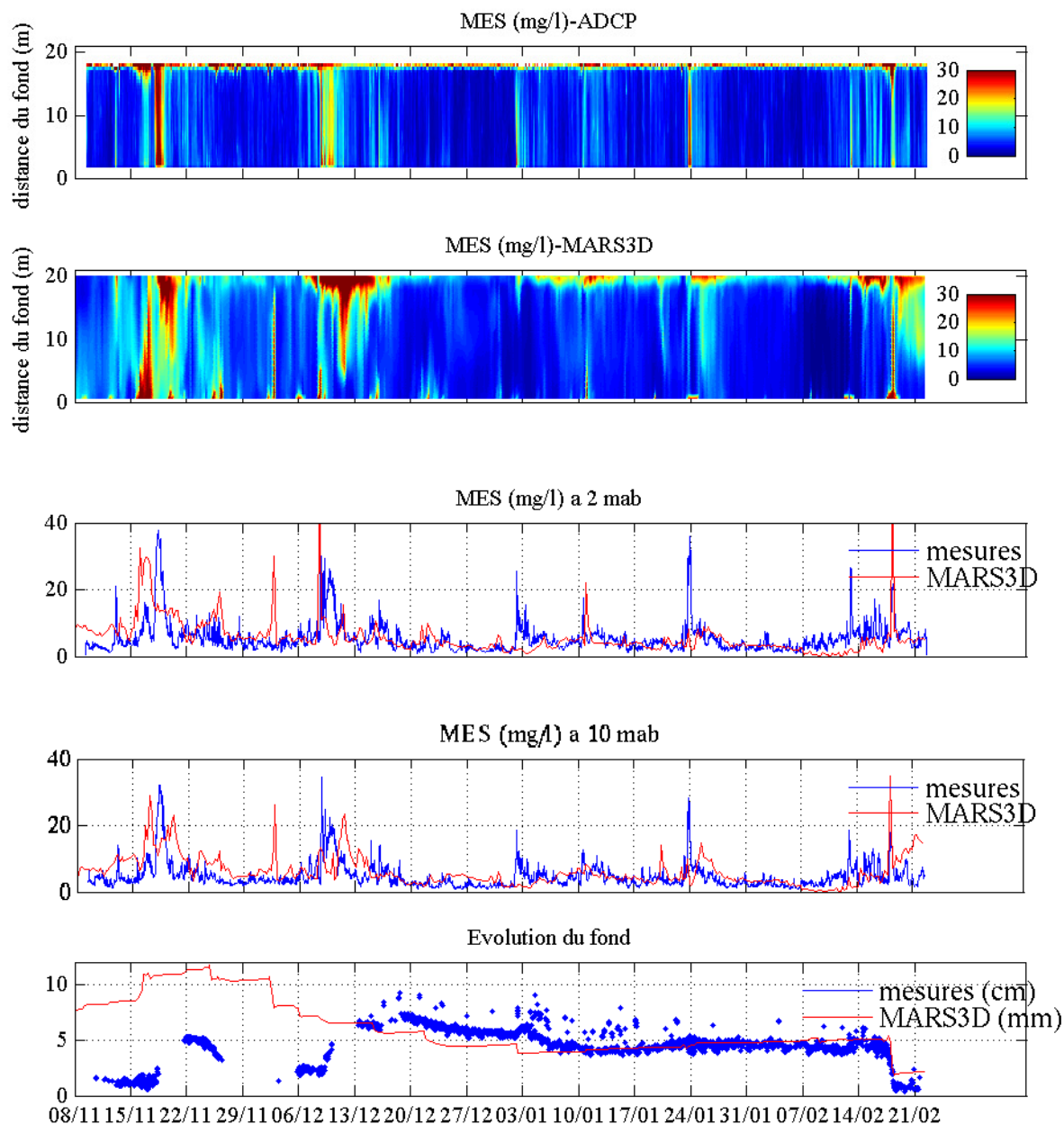


FIG. 6.31 – Comparaison des paramètres mesurés et des paramètres simulés pour l'expérience CARMA (hiver 2006/2007).

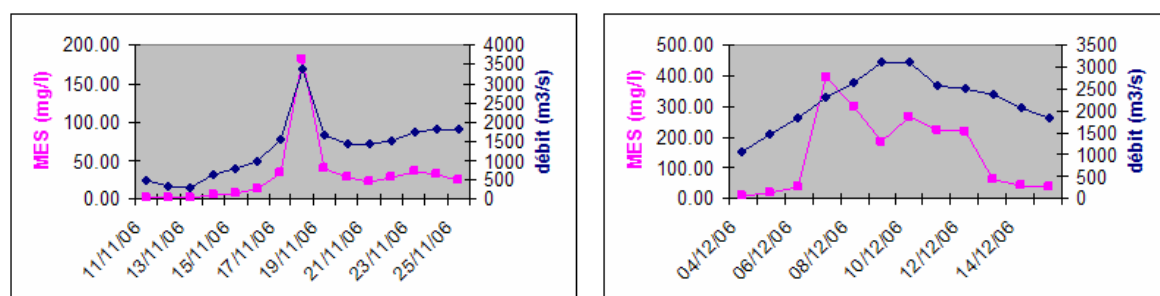


FIG. 6.32 – Débits et matières en suspension mesurés en Arles durant les épisodes de crue.

6.4. Modélisation de la campagne CARMA

pas reproduits par le modèle. Ceci est cohérent avec le fait que les MES simulées n'atteignent pas le fond et ce serait donc lié à des vitesses de chute des particules issues du Rhône trop faibles. Il semble donc en définitive que les processus de floculation pourraient être largement sous-estimés. Les observations in-situ ont en effet montré la présence de floes pour des concentrations faibles (cf. § 3.3.3) et la formulation utilisée pour la vitesse de chute, qui augmente avec la concentration, est probablement mise en défaut lorsque le milieu est peu concentré.

Concernant les épisodes de remise en suspension, on constate qu'une partie seulement des fortes concentrations sur le fond sont reproduites. Les paramètres statistiques de la comparaison des turbidités au fond rend compte de la difficulté de reproduire la variabilité du signal (tableau 6.4). Certains épisodes simulés, comme c'est le cas le 24 janvier ou le 13 février 2007, n'induisent des remises en suspension que dans la couche de fond mais les particules ne se retrouvent pas dans la colonne d'eau. Les processus advectifs mal résolus du fait de la mauvaise résolution des courants simulés sont probablement responsables de cet effet.

	COR	BIAS	RMSE	SI
<i>MES(mg/l)</i>	0.32	1.4	5.9	1.4

TAB. 6.4 – Paramètres statistiques de la simulation de la turbidité au fond.

Durant l'épisode le plus érosif qui survient le 18 février 2007, les concentrations simulées sont bien supérieures aux concentrations estimées par l'ADCP. A l'inverse, l'évolution du fond simulée est un ordre de grandeur inférieur à l'évolution mesurée par l'ALTUS. Le signal simulé de l'évolution du fond est cependant assez peu significatif compte tenu de son amplitude relativement faible et une très grande variabilité est en effet observée autour du point de mesure, sans qu'à aucun endroit l'amplitude du signal ne soit plus marquée.

6.4.2 Évolution à l'échelle du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion

La comparaison du modèle avec les observations au point fixe montre que le modèle est assez peu fiable (au moins à cet endroit) pour reproduire cette période. Les descriptions des résultats du modèle à l'échelle du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion sont donc présentés synthétiquement plus pour décrire le fonctionnement du modèle que pour fournir des bilans fiables.

6.4.2.1 Impact des tempêtes de sud-est

La tempête de sud-est du 18 février 2007 avec des vents de l'ordre de 15 m/s et des vagues de plus 4 m dans le Golfe du Lion (figure 6.33) est assez différente des tempêtes de l'expérience SCOPE. Les vents simulés sont plus faibles et la durée de la tempête est plus courte (figures 6.22 et 6.33). Au niveau du prodelta du Rhône des vagues d'environ 3.5 m sont simulées au plus fort de la tempête (figure 3.27).

Pendant cette tempête, les courants dans la colonne d'eau s'orientent vers le sud-ouest au niveau de l'ADCP (figure 5.15) et cette tendance est bien simulée. Cependant, la norme de la vitesse simulée au fond est bien plus faible que celle observée (figure 5.16). Dans les mesures la vitesse est relativement homogène de la surface au fond et cela n'est pas bien reproduit. A l'échelle du prodelta du Rhône, les courants de surface s'orientent globalement vers le nord-ouest, tandis qu'au fond la direction est moins bien établie (figure 6.34). Si l'on compare cette situation avec celles des tempêtes de SCOPE, on constate que les courants de fond sont dans l'ensemble moins forts et que leur direction est sensiblement moins bien établie. L'ordre de

grandeur des concentrations en surface est comparable à celui de SCOPE, alors qu'au fond la turbidité est légèrement plus faible.

L'impact de cette tempête sur le fond à l'échelle du prodelta du Rhône est bien moins important que durant les tempêtes de l'expérience SCOPE (figure 6.35), conformément à ce qui est simulé à Roustan Est. Pendant l'expérience SCOPE entre 4 et 6 cm de sédiment sont érodés durant chacune des tempêtes au niveau de Roustan Est. Cette épaisseur est conforme avec celle mesurée durant cette tempête de sud-est du 18 février 2007. Le type de réponse obtenue durant l'expérience SCOPE serait donc mieux à même de reproduire cet événement. La sous-évaluation des vitesses au fond durant cet épisode de vent de sud-est (cf. § 5.2.2.4) est très certainement la cause de la trop faible érosion engendrée puisque des épisodes similaires, dont la courantologie serait bien reproduite, sont à même de reproduire le comportement observé. Cette tempête de sud-est du 18 février se différencie de celles de SCOPE principalement par la vitesse de ses vents plus faibles et par sa durée. En réponse à ce forçage, des courants intenses sont mesurés sur le fond durant une période très courte. La réponse rapide du courant au forçage par le vent est mal reproduite et il se pourrait que cela soit lié au forçage du vent. Il se peut que les vents Météo-France utilisés sous-estiment localement la force du vent sur une courte durée, ce qui pourrait être à l'origine des trop faibles courants simulés sur le fond. Aucune validation des vents n'a cependant été effectuée à proximité de l'embouchure du Rhône.

A l'échelle du Golfe du Lion, les panaches de surface simulés et observés le 19 et le 20 février 2007 le lendemain de la tempête attestent de l'impact résiduel de cette tempête durant quelques jours alors que les vents et les vagues se sont calmés (cf. annexe K).

6.4.2.2 Bilan de matière sur l'ensemble de la période

Sur l'ensemble de la période simulée, les évolutions du fond montrent des tendances assez similaires à celles observées précédemment à la suite de la tempête du 18 février. Alors que les érosions de sables ont lieu principalement en amont de l'isobathe 20 m, les déstockages de vase sont principalement localisés au niveau de l'isobathe 20 m. Ces tendances sont identiques à celles simulées durant l'expérience SCOPE. Les amplitudes des évolutions sont cependant bien plus faibles compte tenu de la sous-estimation probable des courants pendant la tempête.

Durant cette période 27 % des 0.45 Mt de matière rejetée par le Rhône ont été stockés dans le domaine PRODELTA. Ce domaine est déficitaire en vase puisque environ 1 Mt de vase sont exportés (figure 6.38 et tableau 6.5). Les sédiments délivrés par le Rhône sont dispersés sur l'ensemble du plateau continental comme en témoigne la figure 6.37. Les dépôts simulés sur le plateau du Golfe du Lion restent cependant très faibles vis à vis de ceux du prodelta qui atteignent environ 1 cm au niveau de l'embouchure. Il semble que la dispersion des sédiments du Rhône à travers le Golfe du Lion se fasse suivant deux trajectoires privilégiées, soit en longeant la côte vers l'ouest, soit en se dirigeant directement vers le sud-ouest. La dispersion s'effectue également en partie en direction du Golfe de Fos. Le panache de dépôt de sédiment issu du Rhône est assez similaire à celui simulé pour l'expérience SCOPE. La dispersion observée vers le sud-ouest est en accord avec la direction prise par le panache de surface lors des épisodes de vents continentaux. Les panaches de surface issus des images satellites et simulés lors des journées de forts débits du 11 et 12 décembre 2006, conjoints à des vents continentaux (figure 3.27), mettent en évidence la dispersion des sédiments dans cette direction en surface (cf. annexe K). La dispersion qui s'opère en longeant la côte est en phase avec les vitesses simulées durant les épisodes de vents d'est à sud-est. La dispersion des sédiments du Rhône se traduit en outre par l'export de 60 % de la matière (figure 6.38 et tableau 6.5) hors du Golfe du Lion. Dans le même temps, 1.44 Mt de vases issus du plateau sont également exportées vers le large. Le plateau apparaît ainsi être largement déficitaire durant cette période.

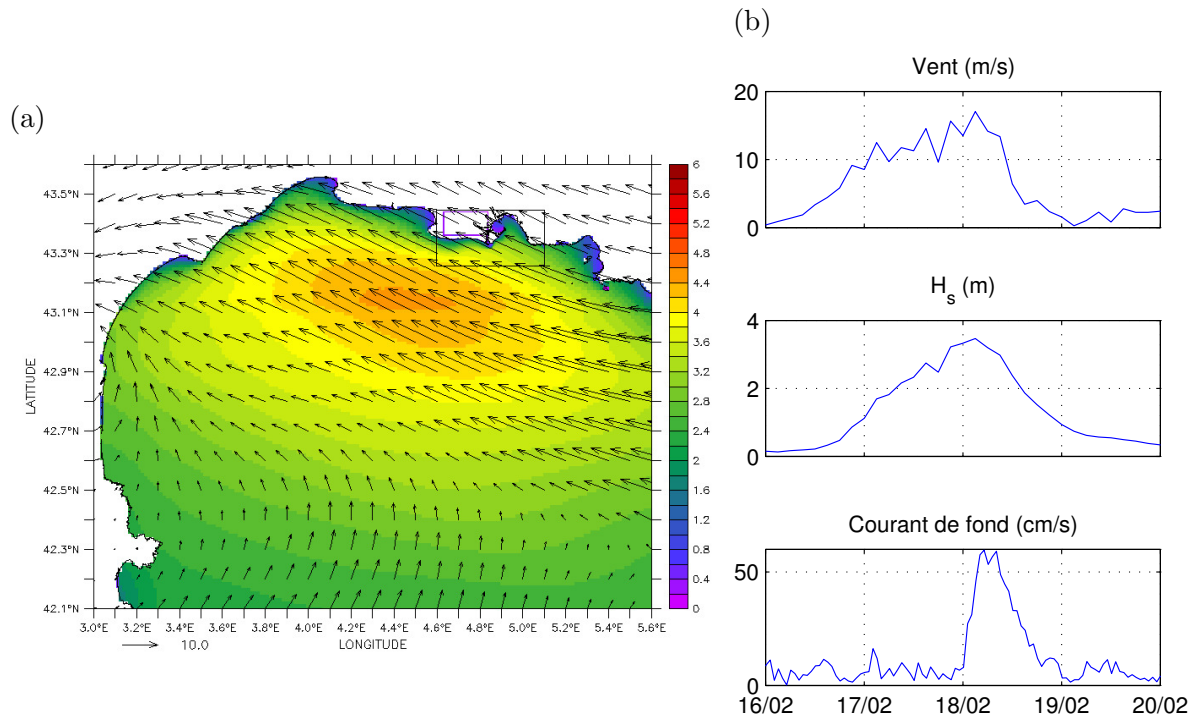


FIG. 6.33 – (a) Hauteur significative h_s (m) simulée et vents Météo-France ALADIN (m/s) le 18 février 2007 à 6h. (b) Vents Météo-France ALADIN (m/s), hauteur significative h_s (m) simulée et vitesse des courants mesurée à Roustan Est durant la tempête du 18 février 2007.

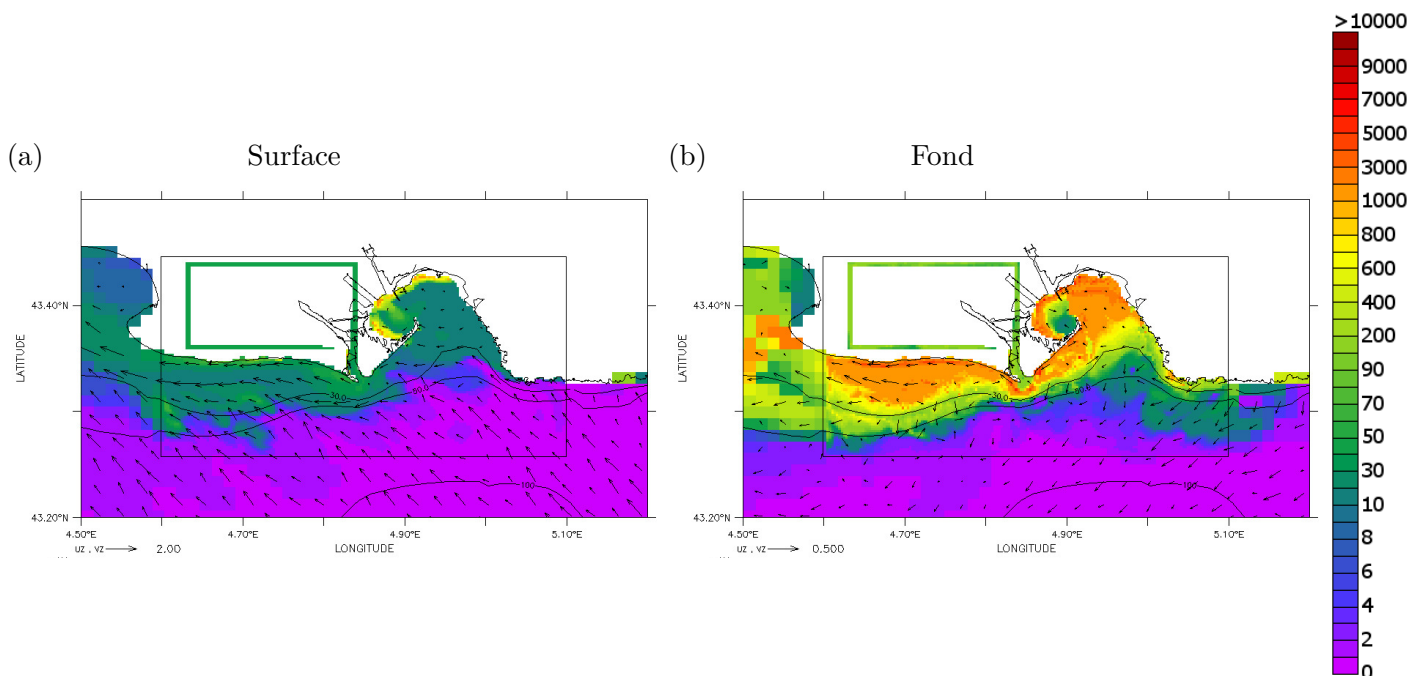


FIG. 6.34 – Matières en suspension totales (sables+vases) (mg/l) et courants (m/s) le 18 février 2008 à 6h en surface (a) et au fond (b).

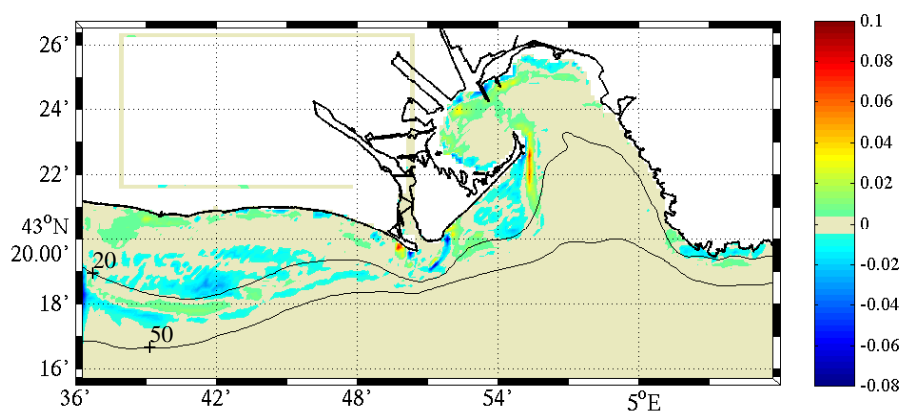


FIG. 6.35 – Bilan érosions/dépôts (m) entre le 15 et le 21 février 2007.

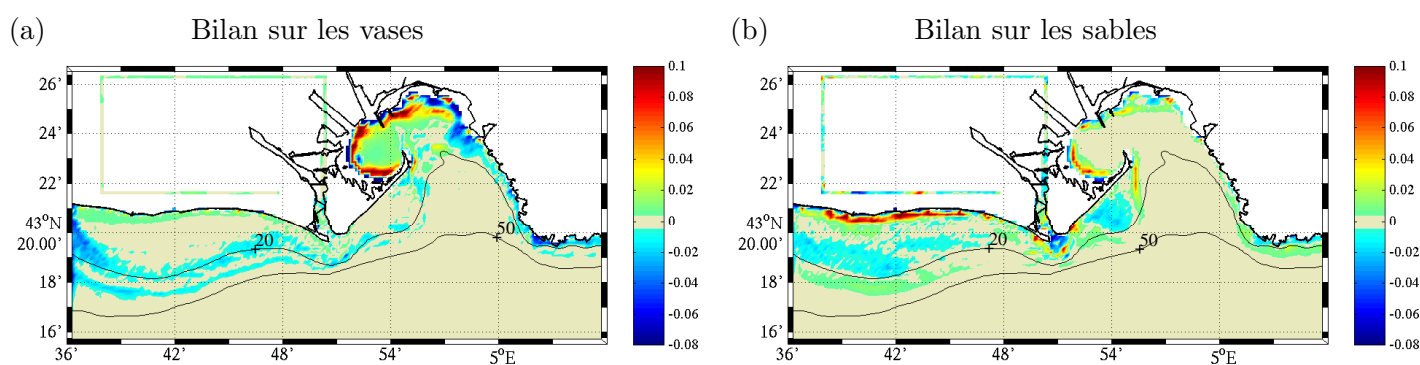


FIG. 6.36 – Bilan érosions/dépôts (en m) de vases (a) et de sables (b) entre le 08 novembre 2006 et le 21 février 2007.

	Vases I	Vases du Rhône	Sables
APPORTS			
Grand Rhône	0 Mt	+0.45 Mt	+0.05 Mt
Petit Rhône	0 Mt	+0.05 Mt	+0.0 Mt
STOCKAGE			
Arles-embouchure	0 Mt	+0.07 Mt	+0 Mt
Proche embouchure	-0.048 Mt	+0.02 Mt	+0 Mt
zone PRODELTA	-0.6 Mt	+0.12 Mt	0 Mt
zone GOL	-1.44 Mt	+0.23 Mt	0 Mt
EXPORTS			
zone PRODELTA	+0.6 MT	+0.33 Mt	+0.05 Mt
zone GOL	+1.44 Mt	+0.27 Mt	0 Mt

TAB. 6.5 – Bilans sédimentaires dans les différents compartiments (cf. figure 6.16) de la zone d'étude durant l'expérience CARMA (entre le 08 novembre 2006 et le 21 février 2007).

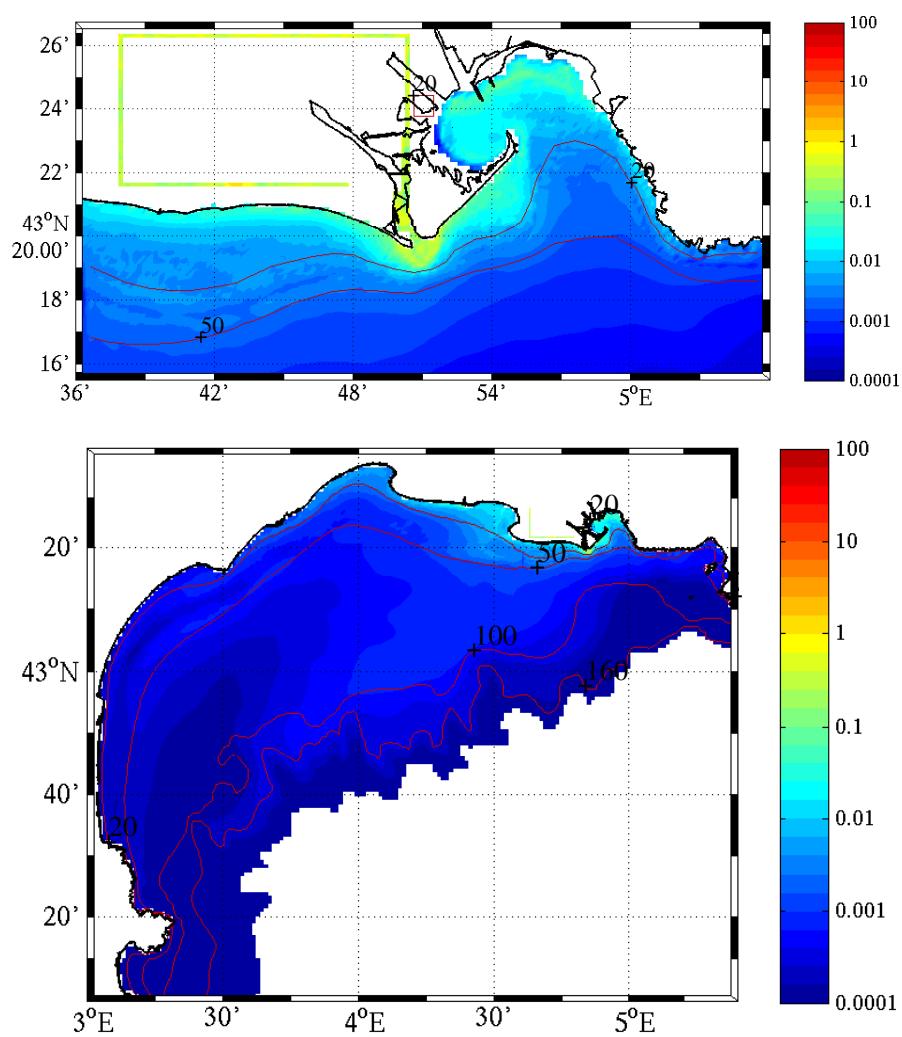


FIG. 6.37 – Dépôts de sédiments issus du Rhône (cm) simulés entre le 08 novembre 2006 et le 21 février 2007.

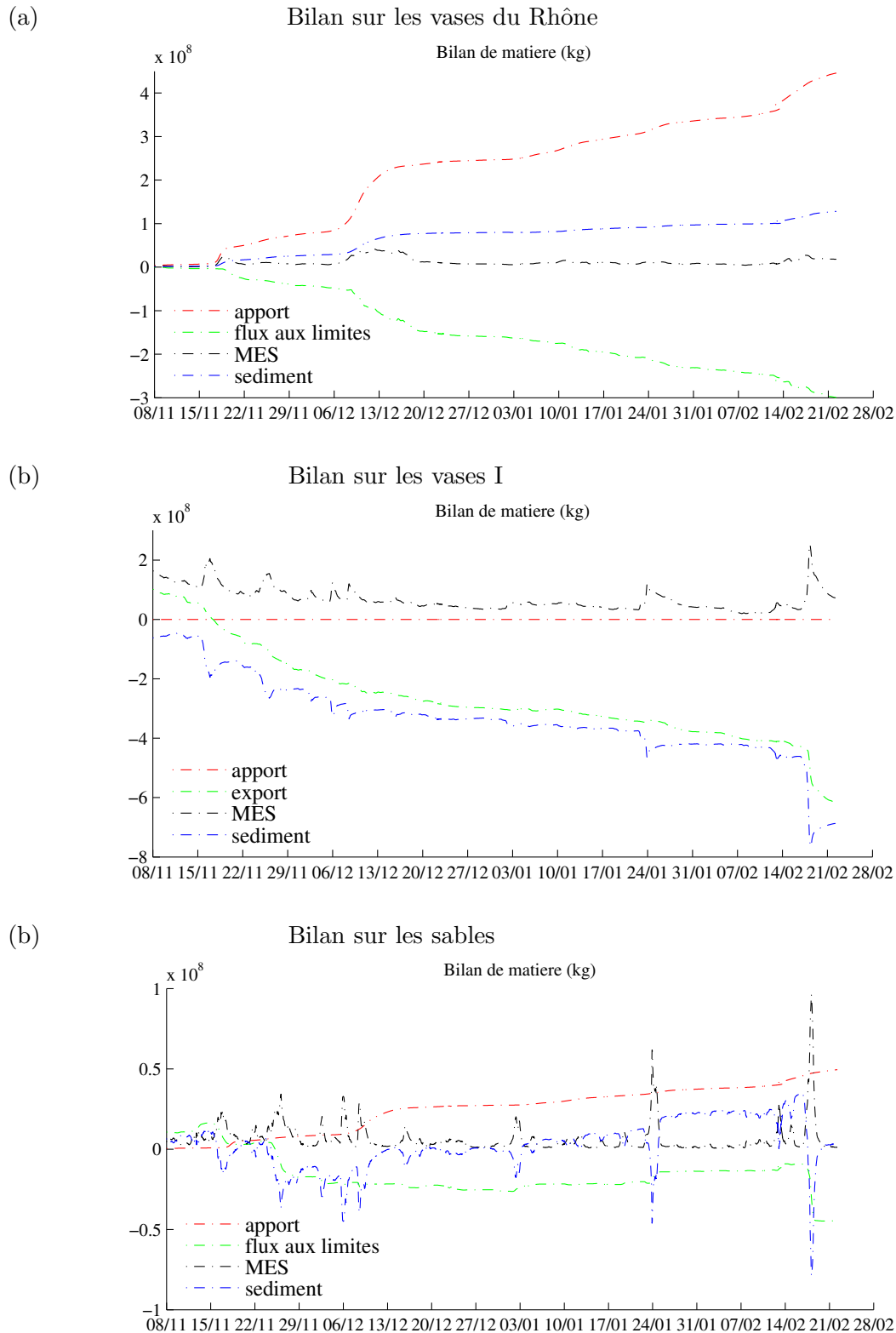


FIG. 6.38 – Bilan de matière (kg) sur le zoom PRODELTA durant l'expérience CARMA (entre le 08 novembre 2006 et le 21 février 2007) pour les vases issues du Rhône(a), les autres vases (b) et les sables (c). Les apports par le Rhône, les flux aux frontières, la masse en suspension dans l'eau ainsi que l'évolution de la masse de sédiment sur le fond sont reportés.

6.5 Synthèse sur la modélisation du transport sédimentaire

6.5.1 Bilans de matière et comparaison à d'autres études

Les bilans réalisés durant cette étude peuvent être confrontés à divers bilans estimés à partir de mesures ou de modèles. Ces bilans ne sont généralement pas déterminés selon la même méthode (limite de domaine, période échantillonnée...) et la comparaison se doit donc d'être nuancée eu égard à cette remarque.

6.5.1.1 Apports du Rhône et stockage sur le plateau

Sur l'ensemble des simulations effectuées, le bilan des exports de matériel particulaire issu du Rhône est très variable. Au niveau du domaine PRODELTA, on constate que 27 % de la matière est stockée sur le fond durablement durant CARMA, 34 % durant SCOPE et 80 % durant la crue du Rhône de décembre 2003. La tendance est identique à l'échelle du Golfe du Lion puisque 11% des apports du Rhône sont exportés hors du plateau durant la crue du Rhône de décembre 2003, 50 % durant l'expérience SCOPE et 60 % durant CARMA. Les différences sensibles simulées entre ces périodes sont probablement en grande partie liées à la vitesse de chute associée aux sédiments issus du Rhône. En effet, lors de la crue du Rhône les fortes concentrations en sédiment amplifient les phénomènes de floculation et induisent des vitesses de chute fortes. Ce phénomène induit donc une sédimentation massive à l'embouchure du Rhône. Les crues beaucoup plus faibles des expériences SCOPE et CARMA, bien moins chargées en particules, échappent ainsi à ce phénomène de sédimentation massive. La crue du Rhône de décembre 2003 est ainsi la seule crue qui apporte en quantité et de manière durable des sédiments fins au plateau du Golfe du Lion.

Des études sur les radioéléments (cf. § 2.5.3) ont évalué à 54 % le stockage de sédiment issus du Rhône sur une surface de 30 km² devant l'embouchure (Noël, 1996) et à 85 % le stockage sur une surface de 500 km² (Lansard, 2005). Ces bilans résultent d'une intégration sur plusieurs années des processus sédimentaires. Ici la zone de proche embouchure et le modèle PRODELTA ont respectivement une surface en eau de 24 km² et 495 km². Les bilans de Noël (1996) sont donc comparables à ceux réalisés pour la proche embouchure et ceux de Lansard (2005) à ceux du domaine PRODELTA. Au niveau de la proche embouchure, le stockage de sédiment du Rhône est respectivement de 30 %, 6 % et 5 % pour les périodes de la crue du Rhône de 2003, de SCOPE et de CARMA (tableaux 6.1, 6.3 et 6.5). Le stockage simulé en dehors de la crue du Rhône est donc largement inférieur aux stockages estimés par Noël (1996) et Lansard (2005). Durant la crue du Rhône les bilans sont en relatif accord notamment à l'échelle du domaine PRODELTA. Les différences de tendance observées avec les périodes SCOPE et CARMA pourraient s'expliquer soit par le fait que les bilans de stock de radioéléments sont influencés essentiellement par les crues les plus importantes, soit par le fait que la vitesse de chute des sédiments fins issu du Rhône est sous estimée lors des "petites" crues.

En outre, Maillet et al. (2006) ont estimé à partir de mesures bathymétriques réalisées avant et après la crue de décembre 2003 que 4 Mt de sédiment ont été déposées sur le prodelta du Rhône entre 0 et 20m. Les simulations réalisées estiment à 1.85 Mt, dont 80 % de vase, le stockage de sédiment au niveau de la proche embouchure sur une zone un peu plus étendue (tableau 6.1). Le modèle s'accorde donc bien avec la tendance et l'ordre de grandeur estimé.

6.5.1.2 Exports hors du plateau

Les exports hors du Golfe du Lion ont été comparés aux résultats de Ulses et al. (2008b) qui ont simulé la période de la crue de décembre 2003 avec une approche du comportement sédimentaire relativement différente. Ce sont notamment la gestion des mélanges sablo-vaseux

et des processus de chute des sédiments fins qui différencient le modèle de Ulses et al. (2008b) et le nôtre. De plus leur période de simulation, de novembre 2003 à mai 2004 est bien plus longue que la notre. Certains des bilans présentés sont cependant disponibles en cours de période et sont donc comparables aux nôtres. Dans l'ensemble, les bilans sont en assez bon accord. En effet, Ulses et al. (2008b) concluent que 10 % de la matière apportée par le Rhône est exportée du plateau en grande partie durant les jours qui suivent la crue et la tempête associée, ce qui est en très bon accord avec la valeur de 11 % obtenue (tableau 6.1). Concernant les sédiments fins, Ulses et al. (2008b) estime que 3.8 Mt sont exportés du plateau durant les 4 semaines qui suivent la crue. Au 15 décembre ce serait environ 3 Mt de sédiment fins qui auraient été exportés. Dans notre simulation ce sont 7.6 Mt de sédiments qui sont exportés à la date du 15 décembre, pour un déficit en sédiments fins d'environ 2 Mt (tableau 6.1) contre environ 1 Mt pour la simulation de Ulses et al. (2008b). Les ordres de grandeurs obtenus par les deux modèles sont donc tout à fait conformes.

L'ensemble des bilans effectués et comparés à ceux d'autres études montre que le modèle s'accorde avec les tendances estimées et que les ordres de grandeurs des estimations faites sont cohérents.

6.5.1.3 Effet des tempêtes

Sur les trois périodes simulées, différentes tempêtes de sud-est ont érodé le sédiment. C'est cependant durant l'expérience SCOPE que l'effet des tempêtes s'est montré le plus efficace à exporter des sédiments fins hors du domaine PRODELTA. Ainsi, chacune des tempêtes de sud-est de l'expérience SCOPE participe à l'export d'environ 1 Mt de sédiments fins, alors que la plus grosse tempête de l'expérience CARMA n'exporte que 0.22 Mt. La masse de sédiment exportée durant la tempête conjointe à la crue de décembre 2003 est de l'ordre de 0.5 Mt. Les vitesses sur le fond présentées montrent des différences importantes entre toutes ces tempêtes. Durant SCOPE, des vitesses non négligeables sont simulées sur l'ensemble du domaine PRODELTA, ce qui n'est pas le cas des autres tempêtes. Les deux tempêtes de l'expérience SCOPE sont d'autre part les seules durant lesquelles pic de vent et pic de houle sont conjoints avec des vents de l'ordre de 20 m/s. La simultanéité d'une forte houle et d'un vent fort de sud-est serait ainsi un critère déterminant du potentiel érosif des tempêtes. Cette simultanéité permet en effet de cumuler capacité de transport engendrée par le vent, capacité de transport engendrée par la houle et capacité d'érosion. On constate de plus que les variations du niveau sédimentaire, en réponse notamment à ces tempêtes, sont relativement comparables qualitativement pour l'ensemble des périodes simulées. Ce sont notamment les évolutions du stock de sable à l'échelle du PRODELTA qui montrent le plus de similarités.

6.5.2 Bilan sur le modèle sédimentaire

Le modèle a montré dans différentes situations sa capacité à reproduire les tendances observées. Les comparaisons réalisées en terme de vitesses, de turbidité dans la colonne d'eau et d'évolution du fond durant SCOPE paraissent globalement satisfaisantes. Les tendances observées au niveau du prodelta du Rhône durant la crue de décembre 2003 sont également bien reproduites. Le cas de l'expérience CARMA est cependant bien différent. La comparaison du modèle aux mesures ne satisfait pas les critères d'évaluation du modèle. Le modèle sédimentaire ne semble cependant pas en cause et c'est plutôt l'incapacité à reproduire les courants durant cette période qui est pointée du doigt.

En outre, différents commentaires peuvent être faits à l'encontre du modèle sédimentaire. Il apparaît, d'après l'expérience CARMA notamment, que les vitesses de chute des particules issus du Rhône pourraient être sous-estimées durant les épisodes de crues modérées. Dans le modèle,

la vitesse de chute, qui augmente avec la concentration, est faible pour des concentrations de quelques mg/l (10^{-5} m/s). Les observations in-situ ont montré la présence de floccs pour des concentrations faibles (cf. § 3.3.3). Ces floccs, qui ont probablement des vitesses de chute importantes, mettent probablement en défaut la formulation utilisée pour la vitesse de chute lorsque le milieu est peu concentré. Il a été vu également que l'initialisation du fond en baie de Marseille est peut-être exagérée en vase. De plus des discontinuités importantes sont simulées sur la charge en suspension au fond. Ces discontinuités sont liées notamment à la prise en compte du sheet-flow dans le calcul des flux de transport de sable (cf. § 4.4.2.2). Le sheet-flow, qui intervient lorsque le frottement de peau sur le fond dépasse un seuil critique, modifie fortement le frottement hydraulique et donc le mélange des sables dans la colonne d'eau. Sur un profil cross-shore, l'augmentation de l'effet des vagues à mesure que la profondeur diminue génère une discontinuité du mélange entre la zone où le sheet-flow est atteint et la zone où il ne l'est pas. Ces discontinuités horizontales de mélange des sables dans la colonne d'eau, qui engendrent une discontinuité des concentrations de sables, pourraient être atténuées en travaillant davantage sur les processus de transport de sédiment sableux en suspension.

6.5.2.1 Apport du zoom AGRIF et de la prise en compte des tensions de radiation

Compte tenu de l'apport important de sédiment occasionné par la crue de décembre 2003, cette période a été choisie pour déterminer l'impact de l'utilisation du zoom AGRIF et de la prise en compte de la circulation engendrée par la houle sur le bilan sédimentaire. On souhaite quantifier l'impact de la modélisation haute résolution du prodelta du Rhône sur l'export de sédiment du prodelta du Rhône vers le plateau. Le bilan de sédiments issus du Rhône est donc évalué dans le cas de l'utilisation du modèle GOL seul et dans le cas de l'utilisation du zoom AGRIF sans prise en compte des tensions de radiation. Notons au passage que la prise en compte des tensions de radiation dans le modèle GOL n'a qu'un effet infime sur la circulation compte tenu de la résolution de la grille (cf. § 5.3).

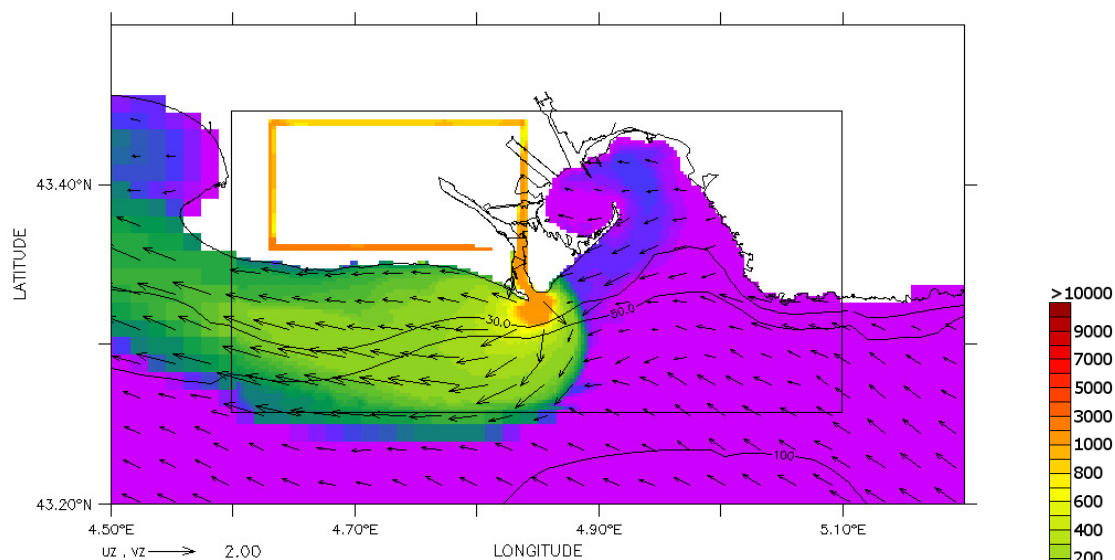
On a vu dans un premier temps que les vitesses induites par les vagues durant le pic de houle sont conséquentes en amont de l'isobathe 20 m et même localement prédominantes. La prise en compte des tensions de radiation dans le modèle modifie les vitesses et par là même la dispersion de matière. La comparaison des panaches de matière en suspension issus du Rhône obtenus avec et sans prise en compte des tensions de radiation met en évidence l'impact fort des circulations induites par les houles sur la dispersion des MES de la surface au fond (figures 6.5 et 6.39). Les courants induits par les vagues génèrent une plus forte dispersion de la matière le long de la côte et induisent notamment un transport de matière, qui n'est pas présent sans ce forçage, vers le Golfe de Fos.

Les dépôts de sédiments du Rhône engendrés durant la période de simulation mettent en évidence les différences observées en fonction de la modélisation choisie (figure 6.40). Dans l'ensemble la forme des panaches de dépôt simulés s'accorde mais des différences sont notées à proximité de l'embouchure. On remarque en particulier que la prise en compte de la circulation liée aux vagues entraîne des dépôts plus faibles dans l'axe de l'embouchure.

La modification de la dispersion des sédiments a nécessairement un impact, qu'il convient de quantifier, sur les bilans de matière à l'échelle du modèle PRODELTA. Si l'on s'intéresse aux sédiments du Rhône, dont on a vu que les panaches de dépôts sont sensibles au choix du modèle, il apparaît que ni la résolution du modèle, ni les processus d'interaction des vagues sur la circulation ne modifient drastiquement les exports hors du domaine PRODELTA (tableau 6.6).

Pour les sédiments vaseux initialement constitutifs du sédiment, les exports sont plus faibles lorsqu'on ne prend pas en compte les courants de houle. L'utilisation du modèle GOL induit quand à lui une surestimation des exports probablement liée à une surestimation des érosions

(a)



(b)

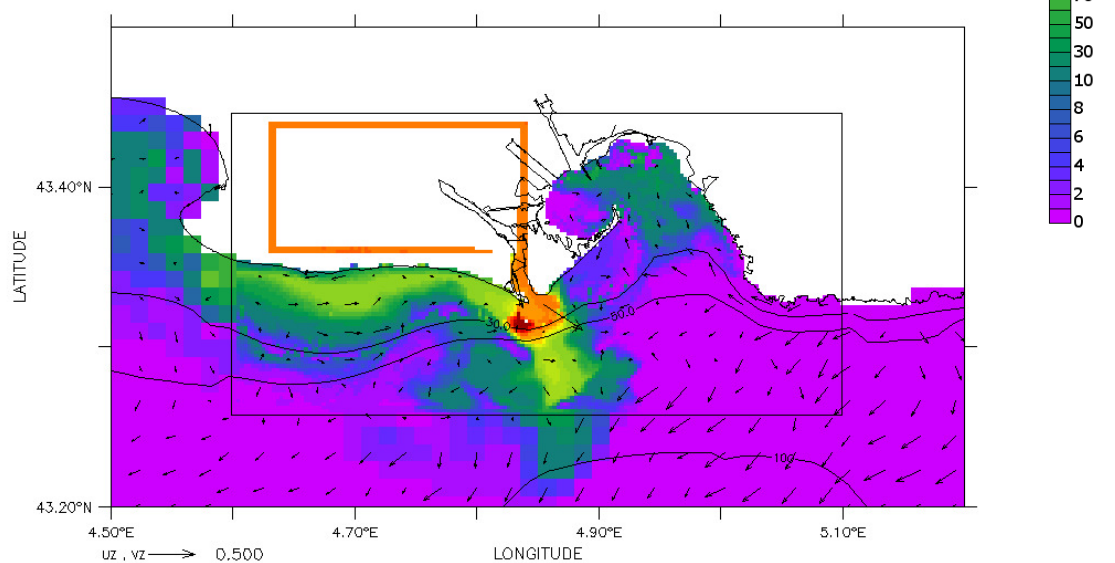


FIG. 6.39 – Situation le 4 décembre 2003 à 0h. Matières en suspension (mg/l) issues du Rhône et courants (m/s) en surface (a) et au fond (b) sans prise en compte des tensions de radiation. A comparer avec la figure 6.5.

du fait de la résolution du modèle de vague.

Les exports de sables sont pour leur part diminués de 35 % si l'on ne prend pas en compte les tensions de radiation dans le modèle PRODELTA. Le modèle GOL voit quant à lui les exports sableux diminués de 76 %. Cela semble confirmer l'hypothèse précédemment formulée que la résolution du modèle GOL ne permet pas de reproduire la dynamique des sables. C'est donc bien le changement d'échelle lors de l'advection des sables à travers les frontières du modèle PRODELTA qui engendrerait la chute et le stockage des sables.

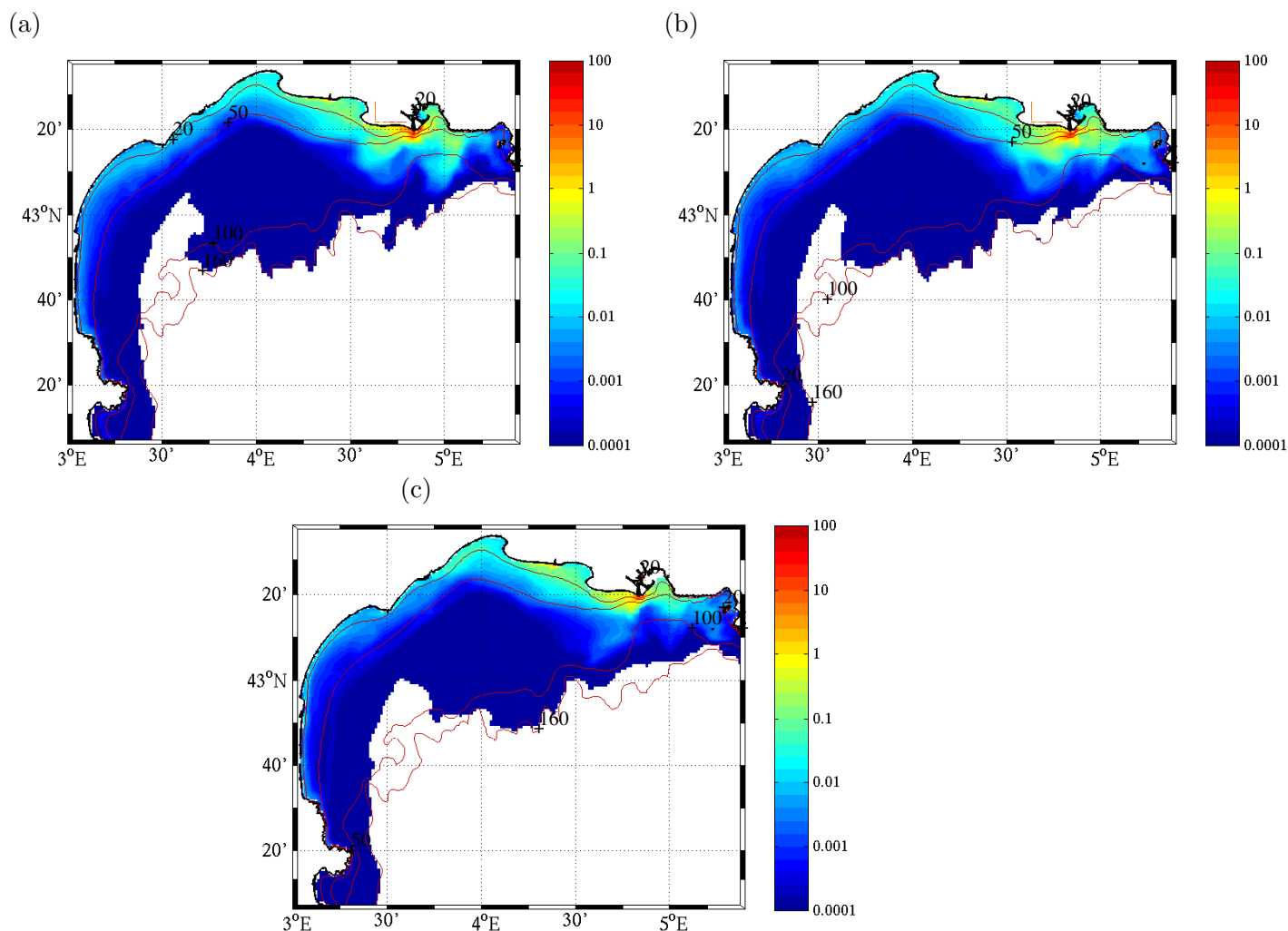


FIG. 6.40 – Dépôts de sédiments issus du Rhône(cm) simulés avec GOL & PRODELTA (a), avec GOL & PRODELTA sans prise en compte des tensions de radiation (b) et avec GOL seul (c) entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003.

En définitive, l'utilisation du modèle de haute résolution focalisé sur le prodelta, mis en place afin de mieux décrire les flux de sédiment depuis le Rhône vers le plateau du Golfe du Lion, met en évidence l'impact de la dynamique de petite échelle sur la dynamique sédimentaire à plus grande échelle. De plus il apparaît que les circulations engendrées par les houles participent en partie à cette dynamique de petite échelle et ont un impact sur les bilans sédimentaires. La dynamique des sables semble en outre très liée à cette dynamique haute résolution. La prise en compte des tensions de radiation qui modifie la circulation durant les épisodes les plus érosifs et dans les zones les plus sableuses change notablement la dynamique des sables. La dynamique

	Vases	Vases du Rhône	Sables
PRODELTA	0.8 Mt	1 Mt	0.56 Mt
PRODELTA sans tensions de radiation	-22%	+1%	-35%
GOL	+69%	+8%	-76%

TAB. 6.6 – Exports de matières aux limites de la grille PRODELTA simulés par le modèle PRODELTA et différences obtenues avec le modèle GOL et le modèle PRODELTA sans prise en compte des tensions de radiations (période du 15 novembre au 15 décembre 2003).

des vases étant étroitement liée à celle des sables dans ce type d'environnement sablo-vaseux, elle est également modifiée par l'adjonction de ce processus mais dans une moindre mesure.

Compte tenu de l'importance des effets du mélange sable/vase sur la dynamique sédimentaire, une étude de sensibilité à la méthode de gestion du transport des sédiments sablo-vaseux est entreprise ci-dessous.

6.5.2.2 Gestion des processus sable/vase

Il a été vu précédemment que la dynamique des vases est en partie liée à celle des sables. Cependant, des choix ont été faits lors du développement du module sédimentaire, notamment en ce qui concerne l'érodabilité des sédiments sablo-vaseux et il est désormais nécessaire d'évaluer l'impact de ces choix sur la dynamique des mélanges sablo-vaseux. Concernant le transport en suspension des sables, une loi d'érosion a été adaptée et une validation du transport à l'équilibre a été effectuée à partir de flux théoriques donnés dans la littérature pour différentes situations de vagues, de courant et de taille de particules. Cependant, lorsque l'on considère dans le modèle plusieurs classes de sables et/ou de vases, l'utilisation de cette loi d'érosion validée nécessite de faire des choix. Lorsque le sédiment est non-cohésif, cette loi peut être appliquée à chacune des classes de particule en fonction de sa taille ou bien à l'ensemble du mélange en déterminant les paramètres de la loi d'érosion (τ_{ce} , E_0 et α) en fonction du diamètre représentatif du mélange, par exemple le diamètre moyen (cf. § 4.4.3). S'il est clair que pour le mode cohésif, l'érosion "en bloc" doit être choisie, dans le cas d'un sédiment non cohésif, le choix entre érosion "en bloc" ou érosion "différentielle" est moins évident. Lors du développement du modèle, on a fait l'hypothèse que lorsque le milieu est non cohésif ($f_v < 30\%$), chaque classe de particule du modèle est régie par sa propre loi d'érosion en fonction de son diamètre (cf. § 4.4.3). Dans un tel milieu, les vases ont leur propre loi d'érosion. Ce modèle utilisé dans l'ensemble de la thèse est noté SIMU-REF. Cette hypothèse est relativement forte et une autre manière de considérer le sédiment non cohésif a été évaluée.

Dans la simulation notée SIMU-EROBLOC, l'érosion des deux classes de sables et des vases est régie par la même loi d'érosion. Dans le domaine cohésif, ce sont les vases qui imposent leur loi tandis que dans le mode non cohésif ce sont les sables qui imposent la leur (équation 4.119). Le diamètre moyen des sables a été choisi comme diamètre représentatif du mélange pour déterminer les paramètres de la loi d'érosion (τ_{ce} , E_0). D'autres choix auraient pu être effectués ; on aurait par exemple pu choisir comme diamètre représentatif le diamètre maximum ou le diamètre minimum du mélange. Dans cette simulation, les vases sont érodées avec le même flux que le mélange de sables. Seules les vitesses de chute différencient alors les classes de particules. Notons que dans tous les cas l'érosion est faite au prorata de la fraction de la classe considérée. De même que pour SIMU-REF, le passage entre mode cohésif et mode non-cohésif est effectué en assurant la continuité des flux.

Enfin, afin d'évaluer l'impact des processus de masquage/exposition une simulation notée SIMU-SSWU a été testée. Dans cette simulation, les coefficients de masquage p_h et d'exposition p_e de la formule de Wu et al. (2000) ont été fixés à 1/2 et les contraintes critiques de chacune des classes ne dépendent plus de la présence des autres classes. Les sables les plus fins ne sont plus protégés par les plus grossiers, et les plus grossiers ne sont plus exposés par les plus fins. Cette simulation est en tout autre point identique à la simulation SIMU-REF.

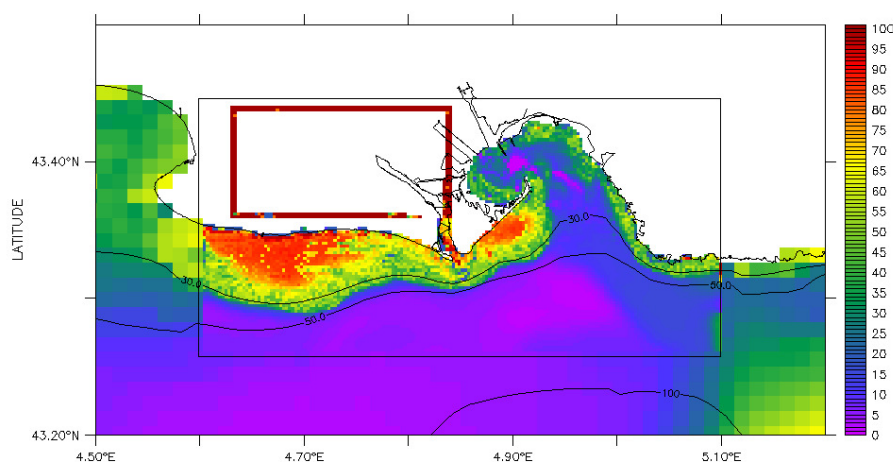
L'évaluation de ces simulations a été réalisée pour la tempête du 21 novembre 2007 de l'expérience SCOPE afin de déterminer l'impact des simulations lors d'un épisode fortement énergétique. Un calcul du flux de transport solide moyen (sur 1 journée) intégré sur la hauteur d'eau a été effectué pour chacune des classes de sédiment et est présenté pour SIMU-REF (figures 6.42a, 6.43a et 6.44a). Pour SIMU-SSWU et SIMU-EROBLOC, la différence relative R de l'intensité du flux par rapport à SIMU-REF a été calculée et est présentée, de même que la direction du flux, en figures 6.42bc, 6.43bc et 6.44bc. Si ϕ_{ref} est la norme du flux de SIMU-REF, et ϕ la norme du flux de la simulation testée, alors $R = \frac{\phi - \phi_{ref}}{\phi_{ref}} \times 100$. Ce paramètre a pour valeur minimum -100 %.

On constate dans un premier temps que les flux de sables montrent un fort gradient en

fonction de la bathymétrie avec une diminution de plusieurs ordres de grandeur en seulement quelques mailles (figures 6.42 et 6.43). La divergence des flux de transport sont à l'origine de l'évolution de la hauteur de sédiment. Ces gradients importants expliquent donc les importants gradients de l'évolution simulée des fonds à la suite des tempêtes. Les vases ne présentent pas un gradient de flux aussi marqué bien qu'une importante variabilité spatiale des flux soit simulée. Un fort gradient du flux de transport des sables est également simulé à la frontière ouest du domaine PRODELTA. Cette analyse confirme donc l'hypothèse précédemment retenue d'une discontinuité des flux de matière à la limite pour expliquer la forte accumulation de sable à l'ouest du domaine prodelta.

Afin d'aider à l'analyse des résultats, les faciès sableux au début de la période simulée sont présentés en figure 6.41.

(a)



(b)

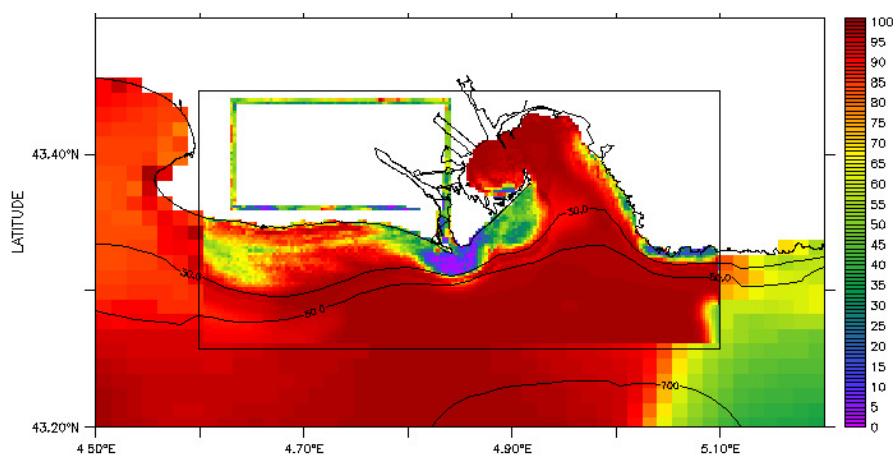


FIG. 6.41 – (a) Fraction sableuse (%) en surface du sédiment à la date du 20/11/07 12h. (b) Fraction (%) de la classe de sable de $160\ \mu\text{m}$ parmi l'ensemble des sables en surface du sédiment à la date du 20/11/07 12h.

Impact des processus de masquage/exposition

Concernant les processus de masquage et d'exposition, on constate qu'ils modifient très peu les flux de sable ou de vase dans la zone soumise aux houles (figures 6.42b, 6.43b et 6.44b). Dans le Rhône, les flux de sable sont très sensiblement augmentés si l'on supprime les processus de masquage/exposition. La formulation de Wu et al. (2000), qui induit l'augmentation

de la tension critique d'érosion des particules les plus fines, engendre dans le Rhône une diminution du flux de transport des sables les plus fins. Il convient néanmoins de noter que les processus de masquage/exposition ne peuvent avoir un effet que lorsque plusieurs classes de sable sont présentes en quantité, ce qui est essentiellement le cas dans le Rhône et au niveau de son prodelta (figure 6.41). Il semble finalement que, dans les zones dominées par l'effet des vagues, où le frottement est important, la faible variation de la tension critique d'érosion liée aux processus de masquage/exposition ait peu d'importance. Ce constat est néanmoins probablement lié en partie au fait que seulement deux classes de sables sont considérées dans le modèle. Ces processus nécessitent certainement un plus grand nombre de classes pour avoir un effet important.

Érosion "en bloc" versus érosion "différentielle"

La simulation SIMU-EROBLOC met en évidence des différences notables en ce qui concerne les flux de transport de vase. Dans cette simulation, le flux d'érosion des vases, qui équivaut à celui des sables, est bien supérieur à celui de la simulation de référence. Les augmentations moyennes du flux, comprises entre 30 et 500 %, participent à une forte augmentation de l'export des particules fines hors du domaine PRODELTA. Concernant les flux de sable, on note peu de différences sur une majeure partie du domaine, en dehors de quelques zones bien localisées, notamment dans le Golfe de Fos et en limite bathymétrique de la zone de flux significatif.

En choisissant E_0 en fonction de la moyenne pondérée du diamètre de chacune des classes, le flux d'érosion des sables fins devrait être sur-estimé et celui des sables grossiers sous-estimé (figure 4.14). Cependant, les variations n'interviennent pas toujours dans le sens attendu. On constate en certains endroits, à l'extrémité nord-est du They de la Gracieuse par exemple, une augmentation des flux de transport pour chacune des classes de sable. L'augmentation de l'érosion des plus fines engendre une augmentation de la proportion des plus grosses en surface du sédiment. L'érosion se faisant au prorata de la fraction de la classe considérée, une augmentation du flux d'érosion des plus grosses est alors possible. Cette analyse semble mettre en évidence la prépondérance de la disponibilité des particules sur le choix de la formule d'érosion pour le transport des sables. L'impact de l'érosion "en bloc" sur les sables est fortement non linéaire puisque la disponibilité des particules est modifiée par la formule d'érosion choisie. L'effet du choix de la gestion de l'érosion sur le transport des sables est finalement difficile à évaluer.

En définitive, si les hypothèses faites pour la gestion des sédiments non cohésifs montrent globalement un impact limité sur le transport de sable (en dehors de quelques zones particulières), le transport de vase, lui, est fortement conditionné par la formulation de l'érosion. Une étude spécifique sur les flux de transport de vase en milieu non cohésif serait à cet égard nécessaire pour paramétrer au mieux l'érosion des vases. Il conviendrait également de déterminer si, pour la simulation SIMU-EROBLOC, le diamètre moyen des sables est bien le diamètre le plus représentatif du mélange dans une telle application.

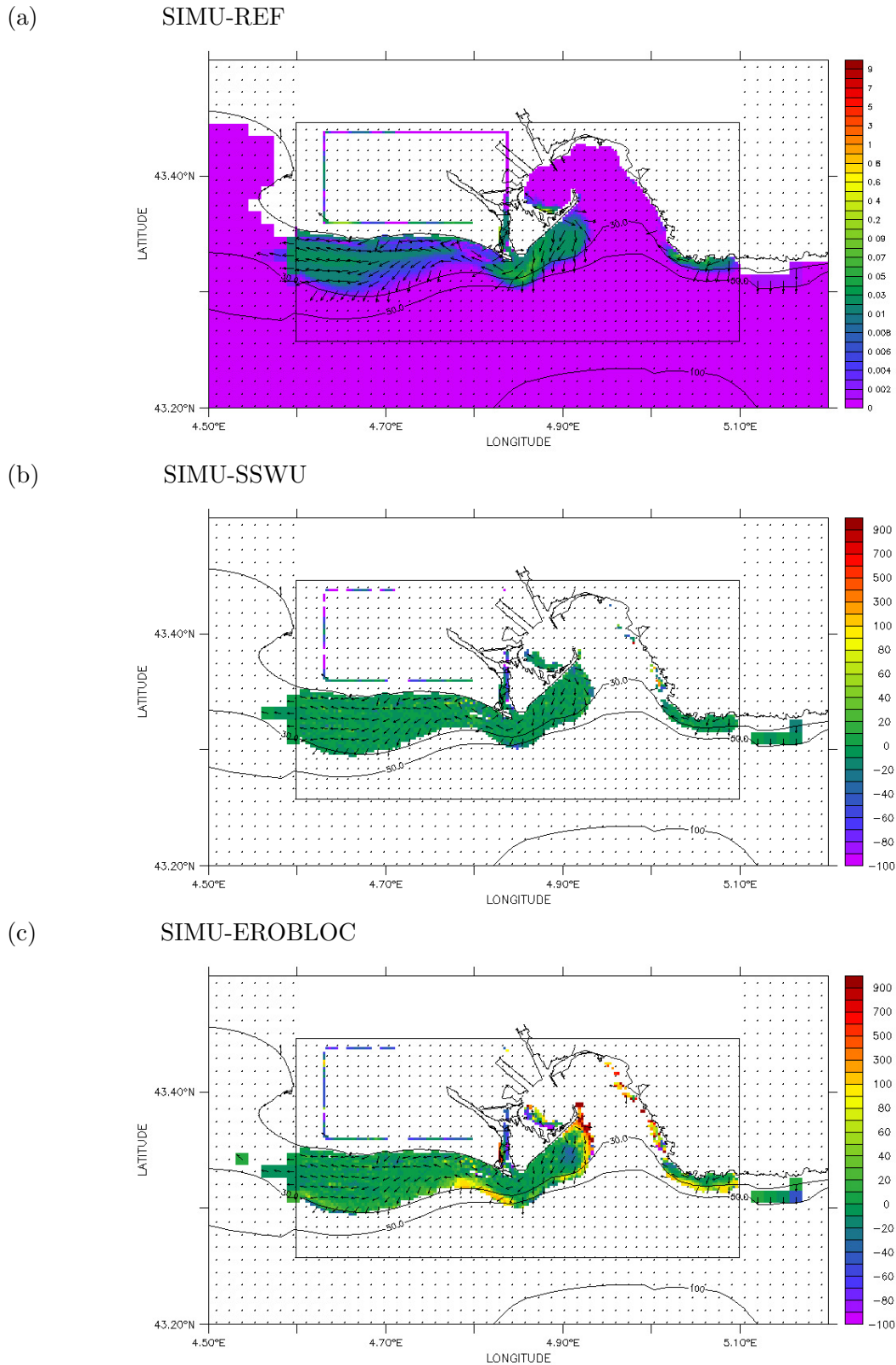


FIG. 6.42 – (a) Direction (flèches) et intensité du flux (couleur) de transport moyen des sables de $380 \mu\text{m}$ du 20/11/07 12h au 21/11/07 12h intégré sur la verticale ($\text{kg}/\text{m}/\text{s}$) pour la simulation de référence. (b)(c) Variation (%) de l'intensité du flux de transport (R) (échelle de couleur) entre la simulation de référence et la simulation testée et direction du flux de transport de la simulation testée (flèches). Les bilans ne sont effectués que si le flux de la simulation de référence ou de la simulation testée est supérieur à $0.001 \text{ kg}/\text{m}/\text{s}$.

6.5. Synthèse sur la modélisation du transport sédimentaire

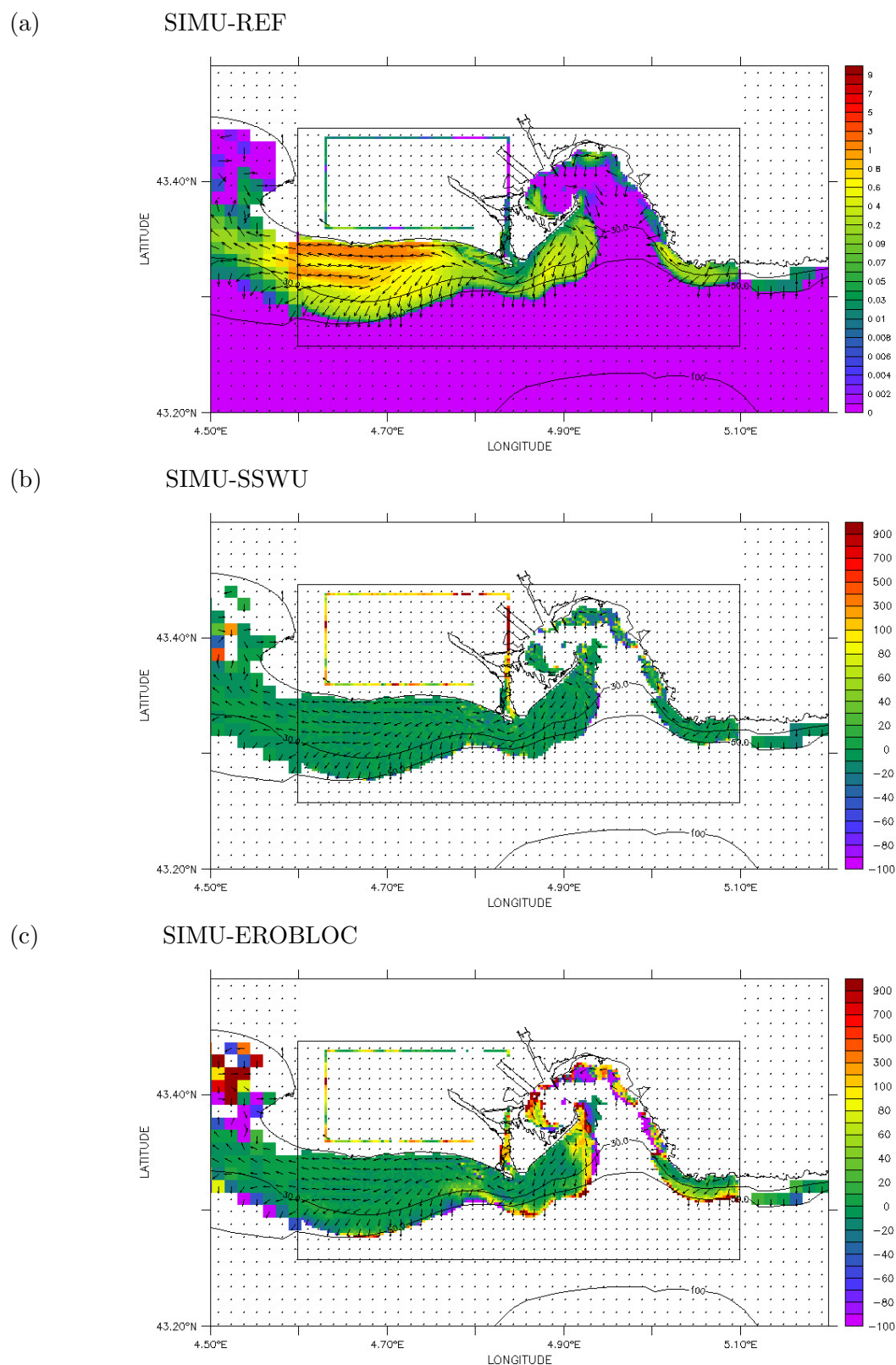


FIG. 6.43 – (a) Direction (flèches) et intensité du flux (couleur) de transport moyen des sables de $160 \mu\text{m}$ du 20/11/07 12h au 21/11/07 12h intégré sur la verticale (kg/m/s) pour la simulation de référence. (b)(c) Variation (%) de l'intensité du flux de transport (R) (échelle de couleur) entre la simulation de référence et la simulation testée et direction du flux de transport de la simulation testée (flèches). Les bilans ne sont effectués que si le flux de la simulation de référence ou de la simulation testée est supérieur à 0.001 kg/m/s .

6.5. Synthèse sur la modélisation du transport sédimentaire

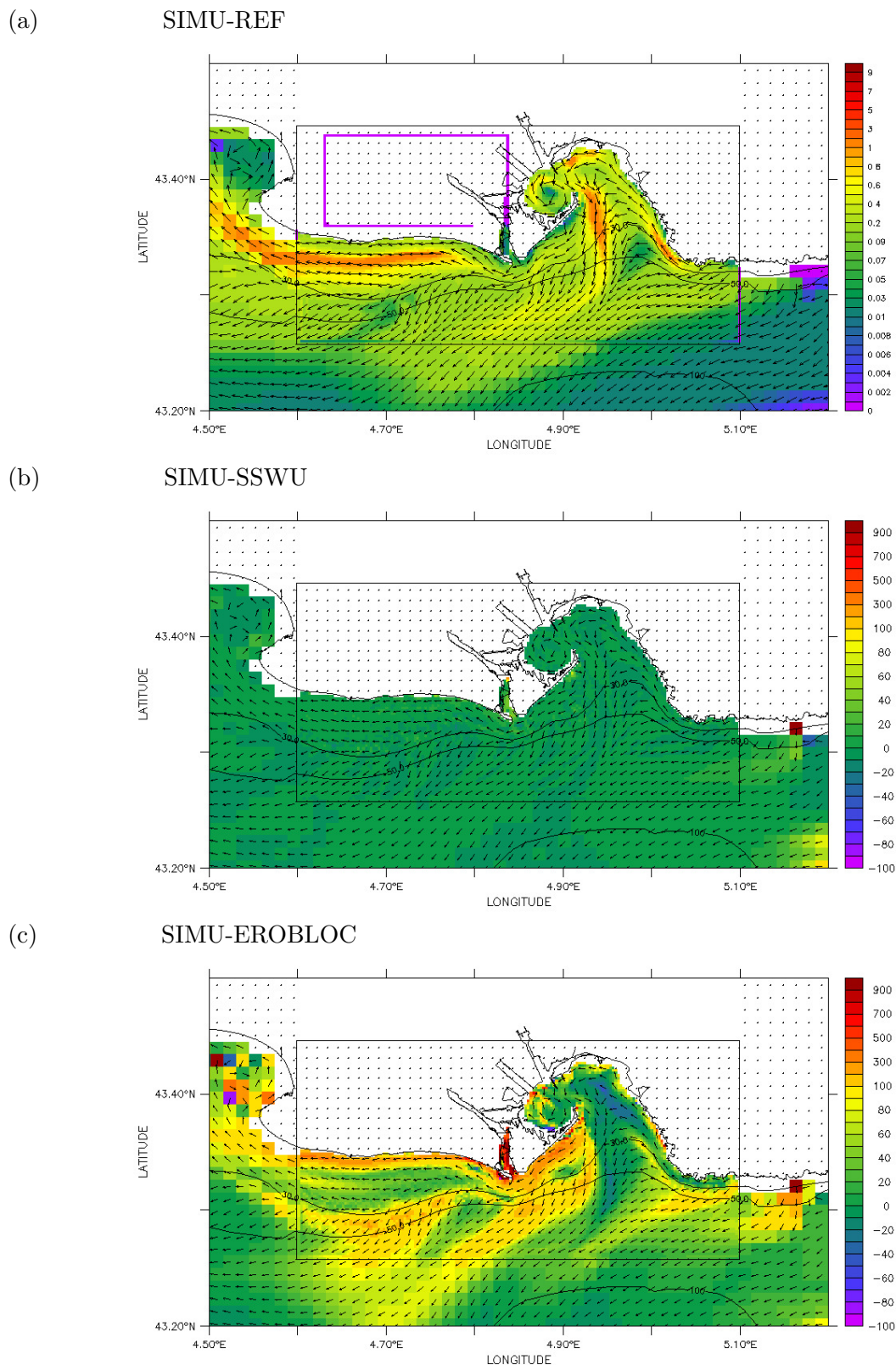


FIG. 6.44 – (a) Direction (flèches) et intensité du flux (couleur) de transport moyen de vase du 20/11/07 12h au 21/11/07 12h intégré sur la verticale (kg/m/s) pour la simulation de référence. (b)(c) Variation (%) de l'intensité du flux de transport (R) (échelle de couleur) entre la simulation de référence et la simulation testée et direction du flux de transport de la simulation testée (flèches). Les bilans ne sont effectués que si le flux de la simulation de référence ou de la simulation testée est supérieur à 0.001 kg/m/s.

6.5. Synthèse sur la modélisation du transport sédimentaire

6.6 Modélisation de la dispersion des radioéléments

Jusque là, l'étude a été focalisée sur le transport des sédiments fins sans pour autant s'intéresser directement aux radioéléments. Cette partie s'intéresse ainsi plus spécifiquement aux traceurs radioactifs.

Simulation de la dispersion des radioéléments dissous

L'étude numérique de la dispersion d'un rejet de radioéléments sous forme dissoute ne pose pas de problème dès lors que l'on dispose d'un modèle hydrodynamique validé. Un exemple de dispersion moyenne sur une année dans le Golfe du Lion d'un élément dissous, dont la concentration rejetée dans le Rhône est constante dans le temps, est présenté en figure 6.45. Compte tenu de l'échelle de temps de la simulation, cette dernière a été réalisée avec le modèle GOL sans couplage AGRIF. Il apparaît finalement que, comme pour la matière particulaire, deux voies de transit principales sont simulées. La première, qui longe les côtes en direction du cap Creus, est liée à la circulation engendrée par les vents marins tandis que la seconde est liée à l'extension du panache vers le large en période de vents continentaux.

On peut ainsi aisément simuler le devenir de radioéléments essentiellement dissous tels que le tritium (^3H) ou encore l'antimoine (^{125}Sb) en ajoutant uniquement au traceur précédemment considéré une décroissance radioactive, mais aucune mesure récente ne permet de valider le modèle de dispersion.

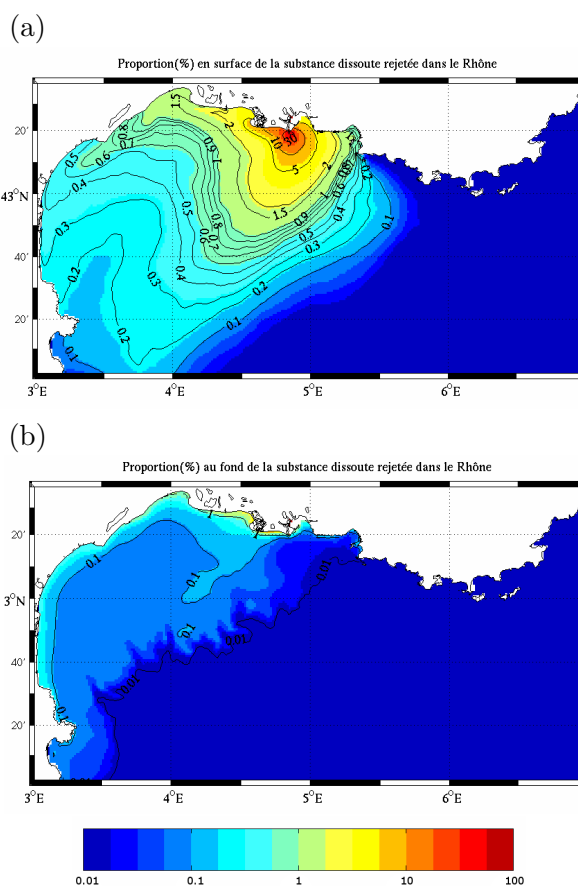


FIG. 6.45 – Proportion moyenne (%) de la substance dissoute rejetée dans le Rhône en surface (a) et au fond (b). Moyenne effectuée sur l'année 2001 complète à l'aide du modèle GOL dans le cas d'un rejet à concentration constante.

La dispersion des sédiments du Rhône : un proxy de la dispersion des radioéléments associés à la phase particulaire

Le cas des radioéléments qui s'associent pour partie à la phase particulaire est différent des radioéléments dissous puisqu'il nécessite en outre un modèle sédimentaire validé. Le travail réalisé précédemment s'est focalisé sur le transport des sédiments issus du Rhône et donne à cet égard un aperçu de la dispersion des radioéléments rejetés par le Rhône qui présentent une grande affinité pour la phase particulaire. La dispersion des sédiments du Rhône peut être utilisée comme un proxy de la dispersion des radioéléments associés à la phase particulaire et les bilans effectués sont à même d'aider l'étude du devenir de ces radioéléments.

Le modèle développé, dont le module sédimentaire a été en partie validé, montre, au moins qualitativement, qu'il peut être capable de simuler le devenir des radioéléments issus du Rhône. En effet, la dispersion simulée des sédiments issus du Rhône peut être validée à l'aide du rapport isotopique $^{238}\text{Pu}/^{239,240}\text{Pu}$ mesuré dans les sédiments de surface. Ce rapport est un bon marqueur des rejets de l'usine de retraitement de combustible usé de Marcoule. La diminution de ce rapport d'activité traduit la dilution des sédiments du Rhône marqués par du Pu de Marcoule avec des sédiments marqués par du Pu issu des retombées des essais atmosphériques. Un rapport d'activité de 0.3 caractérise ainsi les rejets de Marcoule, alors qu'un rapport de 0.03 caractérise les apports atmosphériques (Duffa, 2001). La distribution de ce rapport permet de déterminer qualitativement les zones les plus soumises aux rejets du Rhône et ainsi de valider qualitativement la dispersion simulée des sédiments issus du Rhône.

La distribution du rapport d'activités $^{238}\text{Pu}/^{239,240}\text{Pu}$ (figure 6.46a) met en évidence une structure bilobée qui reflète la dispersion du matériel particulaire rhodanien avec un export principal vers le sud-ouest et un export secondaire vers le sud-est (Lansard, 2005). Cette structure a été mise en évidence auparavant en étudiant la dispersion du ^{137}Cs (Fernandez, 1984). Les résultats présentés ici corroborent les résultats antérieurs de Martin et Thomas (1990) et Charmasson (1998). La distribution simulée des apports de sédiments issus du Rhône est assez comparable qualitativement, au moins pendant la période de fort dépôt de décembre 2003, à la distribution observée des rapports isotopiques du Pu (figure 6.46b). On constate en effet l'existence d'une zone de dépôt massif à proximité immédiate de l'embouchure et la présence de deux lobes de dépôts de sédiments orientés vers le sud-est et vers le sud-ouest. Durant les épisodes d'apports moins importants, le panache orienté vers le sud-est n'est cependant pas présent (figure 6.46cd). Néanmoins, il convient de noter que la distribution du rapport d'activités $^{238}\text{Pu}/^{239,240}\text{Pu}$ doit être préférentiellement mis en regard d'épisodes de forts dépôts puisque ce rapport est la résultante d'une intégration à une échelle temporelle bien supérieure à celle de la durée de nos simulations.

Simulation de la dispersion des radioéléments associés à la phase particulaire

Afin de simuler l'impact d'un flux massif de radioéléments particuliers drainés par le Rhône (Grand Rhône et Petit Rhône), la période de la crue du Rhône de décembre 2003 a été choisie puisqu'elle permet d'obtenir un signal de dépôt bien marqué. Une simulation avec le Rhône pour seule source de radioéléments met en évidence une rapide décroissance de l'activité du ^{210}Pb en excès dans les sédiments de surface du Golfe du Lion à la fin de la période de 1 mois simulée (figure 6.47). Les plus fortes activités de ^{210}Pb en excès sont retrouvées dans les sédiments du lit du Rhône et à proximité de l'embouchure. Les activités maximales simulées d'environ 20 Bq/kg de sédiment correspondent à l'activité des sédiments fins rejetés par le Rhône pendant le pic de crue (Rolland, 2006). En dehors de la zone de proche embouchure, le ^{210}Pb en excès drainé par le Rhône est pour partie stocké dans la zone littorale à l'ouest et à l'est de l'embouchure. On constate en outre que l'impact des rejets du Petit Rhône est moindre que celui des rejets du Grand Rhône, l'auréole de sédiments marqués par une activité importante étant peu étendue.

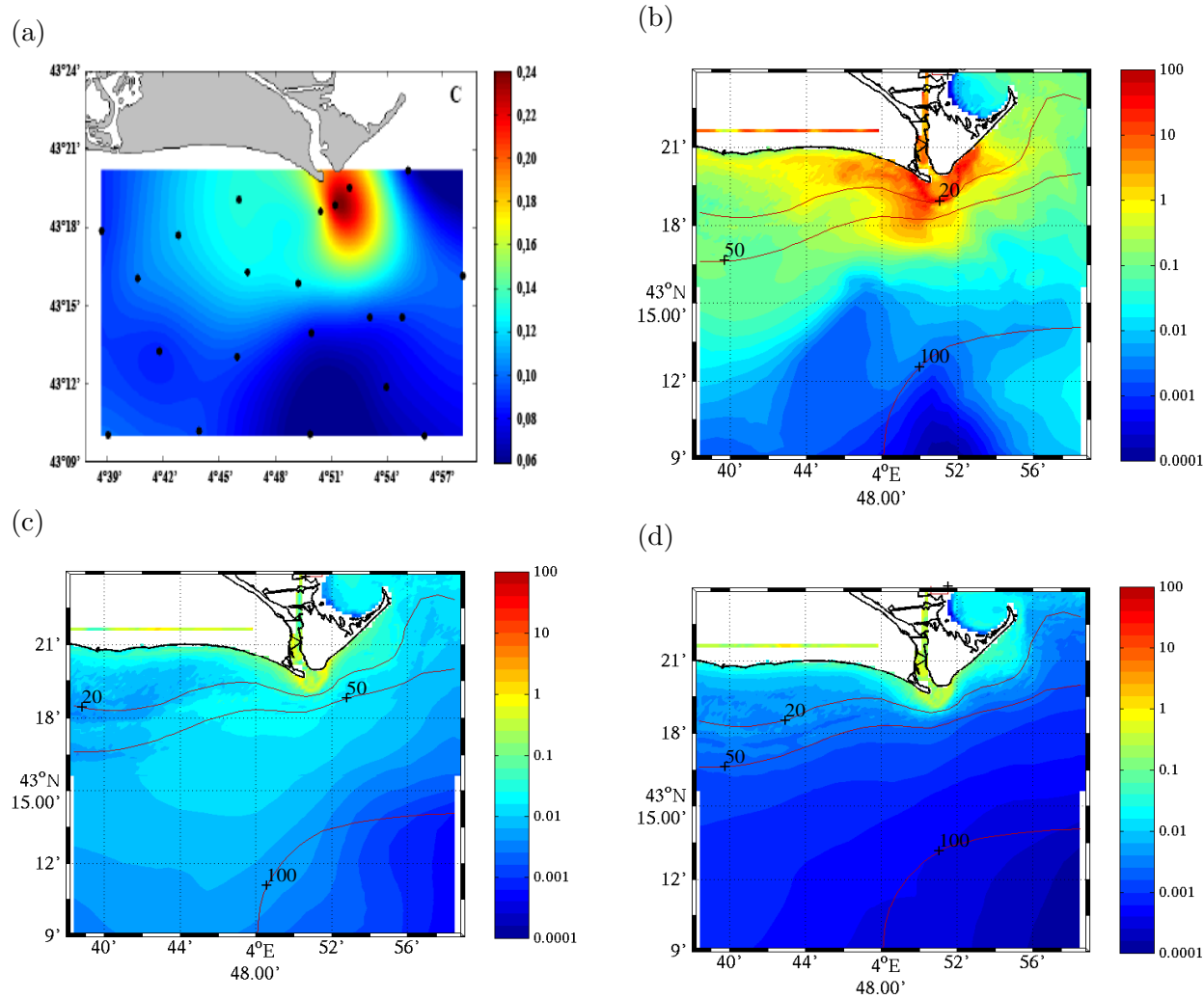


FIG. 6.46 – (a) Distribution spatiale du rapport d'activités $^{238}\text{Pu}/^{239,240}\text{Pu}$ dans les sédiments de surface en 2001 (Lansard, 2005). Dépôts de sédiments issus du Rhône (cm) simulés entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003 (b), entre le 28 novembre 2007 et le 30 janvier 2008 (c) et entre le 8 novembre 2006 et le 21 février 2007 (d).

Cette simulation a été réalisée pour des rejets de ^{210}Pb , mais aucune décroissance radioactive n'a été imposée. Le résultat présenté en figure 6.47 peut donc être extrapolé pour d'autres radioéléments associés à la phase particulaire ayant des demi-vies suffisamment longues. Le rejet de radioéléments particuliers artificiels dont les seuls apports sont ceux du Rhône, comme ce serait le cas par exemple pour une contamination accidentelle au niveau du bassin versant du Rhône, peut ainsi être simulé.

Néanmoins, pour le cas du ^{210}Pb en excès, radioélément purement naturel dont la source est d'origine atmosphérique, l'activité dans le sédiment n'est pas la résultante de la seule présence des sédiments issus du Rhône. Sur des échelles de temps courtes, la source atmosphérique peut être négligée, à condition d'initialiser le sédiment afin de rendre compte de l'effet antérieur de cette source. La validation des activités de ^{210}Pb simulés dans le sédiment ne peut être effectuée sans cette initialisation. En utilisant l'initialisation présentée en section 4.4.6, une simulation de la dispersion du ^{210}Pb en excès consécutive à la crue du Rhône de décembre 2003 a mis en évidence la rapide modification de la condition initiale imposée (6.48). La comparaison des activités simulées et mesurées dans les carottes le 15 décembre 2003 après la crue n'apparaît cependant pas satisfaisante (figure 6.48). L'impact de la condition initiale pourrait être particulièrement déterminant. Cette condition initiale nécessiterait d'être imposée avec précision afin de simuler l'évolution dans les sédiments du ^{210}Pb en excès ou de tout autre radioélément possédant une source atmosphérique.

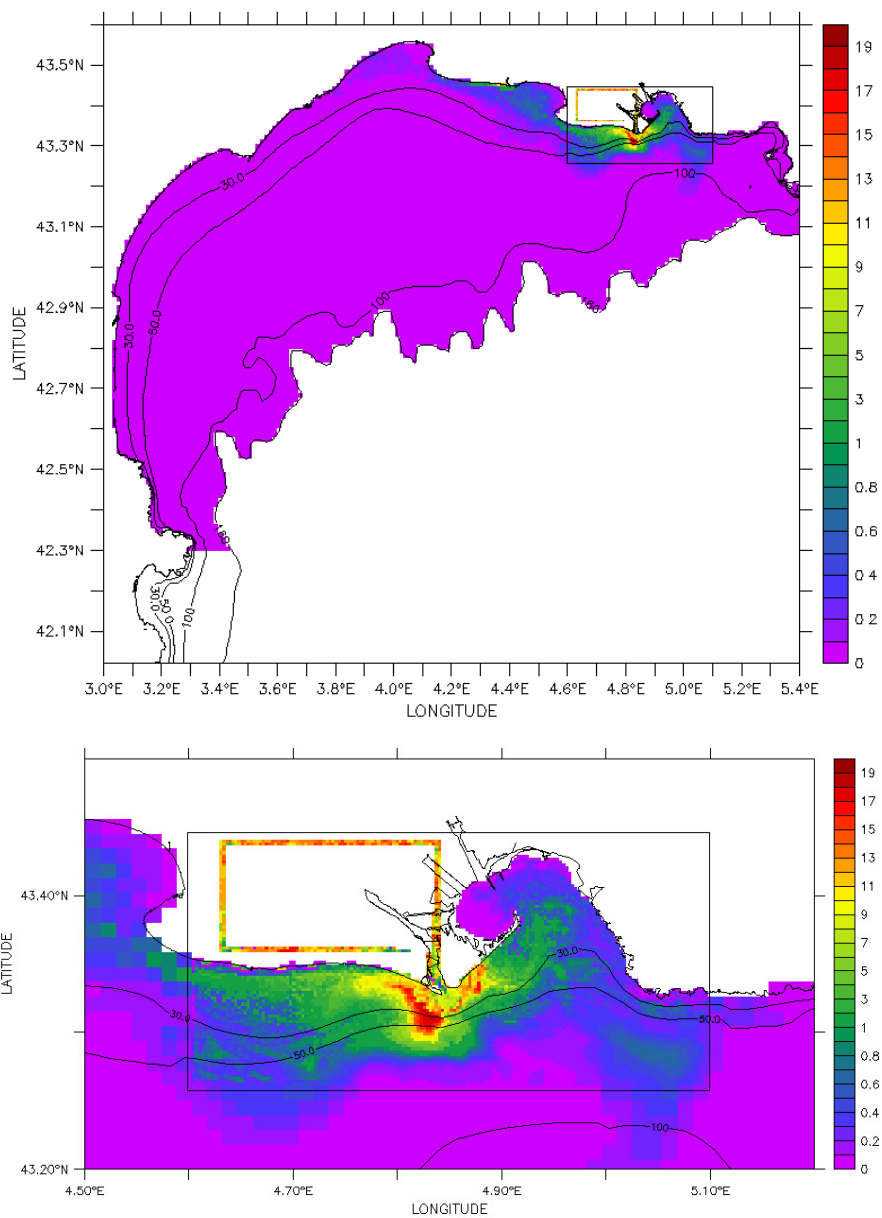


FIG. 6.47 – Activité du ^{210}Pb en excès apporté par le Rhône entre le 15 novembre 2003 et le 15 décembre 2003, dans le sédiment superficiel.

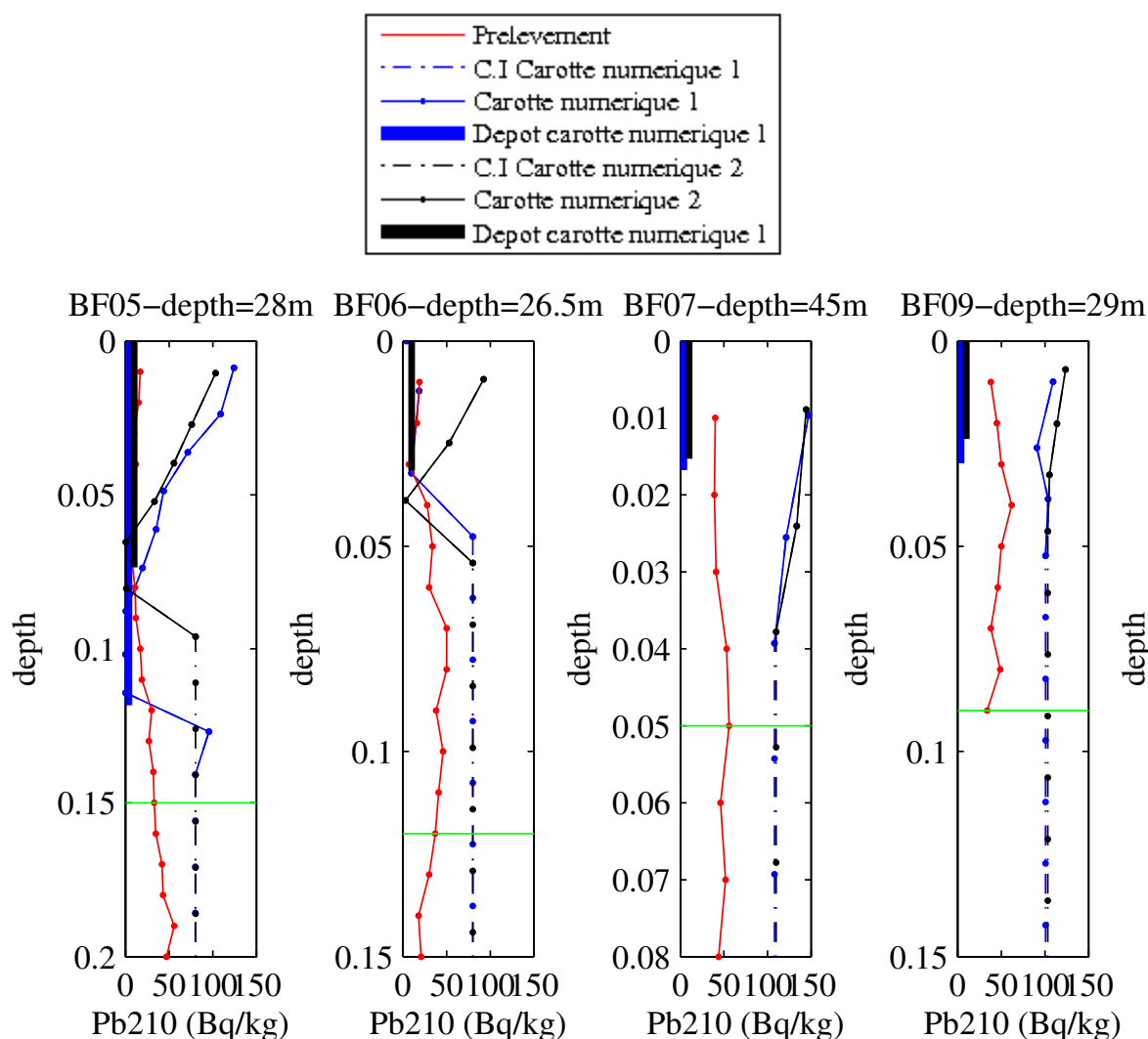


FIG. 6.48 – Activité en ^{210}Pb (Bq/kg). Les mesures sont en traits rouges. Deux carottes numériques issues des simulations et prises à proximité du point de carottage sont tracées en noir et bleu. La ligne verte correspond à la profondeur maximale de détection du ^7Be . Les courbes en pointillés correspondent aux conditions initiales du modèle. Les droites verticales sur le côté correspondent aux dépôts nets simulés entre le 15 novembre et le 15 décembre 2003. La granulométrie mesurée et simulée pour chacune des carottes est représentée sur la figure 6.14.

Chapitre 7

Conclusion générale

L'objectif premier de cette thèse était l'étude du transport sédimentaire depuis le Rhône jusque dans le Golfe du Lion afin de mieux comprendre le devenir des contaminants chimiques associés aux particules, et en particulier celui des radioéléments. Une stratégie d'étude basée sur la modélisation mathématique a été mise en œuvre pour étudier les mécanismes du transport particulaire à différentes échelles spatiales et temporelles dans cette région.

La mise en place du modèle s'est cependant heurtée à différents problèmes. Le manque de données hydro-sédimentaires sur des périodes suffisamment longues au niveau du prodelta du Rhône s'est révélé être un frein à la validation du modèle et donc à son développement. En outre, le développement du modèle nécessitait une meilleure description des caractéristiques des particules afin d'intégrer aux processus sédimentaires l'empirisme maîtrisé qui lui est nécessaire. En particulier, les flux d'érosion ainsi que la vitesse de chute des particules fines devaient être paramétrés conformément à une réalité terrain.

Afin de résoudre en partie ces problèmes posés, l'étude synthétique de différentes campagnes récentes réalisées à proximité de l'embouchure du Rhône a donc été initiée. Si de nombreuses questions subsistent, notamment sur la caractérisation de la vitesse de chute des particules, des éléments nouveaux ont permis de mieux appréhender le développement du modèle sédimentaire. En particulier, une synthèse des caractéristiques de la matière en suspension a été entreprise et a mis en exergue l'existence de floccs pour des gammes de concentrations relativement faibles dans la zone d'influence du panache du Rhône. A partir d'expériences en canal à courant, une formulation du flux d'érosion des sédiments vaseux en fonction de la contrainte a également été proposée pour des sédiments du prodelta du Rhône. Cette étude a également été l'occasion de constituer une base de données des validations possibles. L'analyse et le traitement de mesures ADCP ont ainsi permis disposer de plusieurs mois de mesures de courant et de turbidité dans l'ensemble de la colonne d'eau. Des mesures d'évolution du fond, acquises à l'aide d'altimètres acoustiques ALTUS ont également pu être traités conjointement aux analyses des ADCP.

Cependant, une question restait encore en suspens. La prise en compte des transports de sable est apparue nécessaire, notamment à l'embouchure du Rhône, mais la modélisation de ce processus dans des environnements sablo-vaseux est particulièrement délicate. Le choix de transporter le sable en suspension s'est rapidement imposé, mais la paramétrisation des flux de dépôt et d'érosion demeurait problématique. Une étude basée sur l'utilisation d'un modèle 1DV a donc été effectuée afin de s'assurer de la capacité du modèle à reproduire les flux horizontaux de sable en présence de vagues et de courants. Cette démarche a permis de valider le modèle de transport de sable à l'aide notamment des formules de capacité de transport solide de la littérature et de figer les paramètres de la loi d'érosion des sables.

La modélisation finalement développée, mettant en œuvre un modèle de circulation 3D et différents modèles d'états de mer emboîtés pour reproduire au mieux la propagation des vagues à la côte, a été axée sur l'étude conjointe du prodelta du Rhône et du Golfe du Lion. Cette modélisation conjuguant différentes échelles spatiales a été rendue possible grâce à l'utilisation d'une technique de couplage interactive. La technique AGRIF utilisée a ainsi permis de lier un modèle de résolution fine du prodelta du Rhône à un modèle de plus grande emprise en assurant une continuité des flux à la frontière dans les deux sens. Cette technique permet donc de reporter l'impact de la petite échelle sur le modèle de plus grande échelle. L'implémentation du modèle de plus petite échelle, nommé PRODELTA, a été notamment imposée par le stockage important de radioéléments observé au niveau de la proche embouchure. La dynamique des radioéléments est fortement contrainte par la dynamique de la proche embouchure et il a été jugé nécessaire de se focaliser sur le prodelta du Rhône afin de reproduire au mieux la dynamique sédimentaire à cette échelle. Les flux de sédiments et de radioéléments associés issus du Rhône sont ainsi calculés finement dans le modèle PRODELTA avant d'être injectés dans le Golfe du Lion à l'aide du couplage AGRIF.

Apports de la thèse

Le modèle mis en place a été utilisé, préalablement à la modélisation hydro-sédimentaire, pour caractériser le potentiel érosif des vagues et des courants à l'échelle du Golfe du Lion et ainsi mieux maîtriser le forçage appliqué au modèle sédimentaire. Cette étude a mis en évidence l'importance des vents marins et des houles associées qui induisent simultanément une grande capacité d'export et d'érosion sur une majeure partie du plateau.

Dans la même optique de mieux comprendre le forçage imposé au modèle sédimentaire, une étude académique a été menée afin de quantifier la contribution de la circulation engendrée par la houle à la circulation moyenne. Cette étude a mis en évidence l'impact important des fortes houles de sud-est ou de sud-ouest sur la circulation dans la frange littoral au niveau du prodelta du Rhône. L'impact de cette circulation sur la dynamique sédimentaire a également pu être souligné par la suite à l'occasion des simulations réalistes de différentes périodes. Alors que ce forçage nous paraissait secondaire en dehors de la zone très littorale (la houle était supposée agir principalement sur les processus de remise en suspension), il apparaît finalement, à l'échelle du prodelta du Rhône, que l'impact de la houle est non négligeable en terme de transport. Ce constat confirme les investigations de Denamiel (2006) menées sur le site du Golfe d'Aigues-Mortes dans le Golfe du Lion.

Des simulations réalistes des périodes de la crue exceptionnelle du Rhône de décembre 2003 et des expériences SCOPE et CARMA, pour lesquelles plusieurs instruments ont été déployés in-situ, ont montré la capacité du modèle à reproduire les tendances observées. Cependant, si les simulations de la période de la crue du Rhône de 2003 et de l'expérience SCOPE apparaissent relativement satisfaisantes, la simulation de l'expérience CARMA a montré des faiblesses, probablement imputables au fait que les courants sont mal reproduits durant cette période. Ces simulations ont par ailleurs confirmé l'importance des tempêtes de sud-est sur la dynamique sédimentaire du prodelta du Rhône. La simultanéité des pics de houle et de vent a été perçue comme un facteur amplificateur, puisqu'elle permet d'associer capacité de transport générée par le vent, capacité de transport générée par la houle et remises en suspension au même instant. La contribution des houles à la circulation apparaît par ailleurs particulièrement favorable à l'export des sables, notamment à l'ouest de l'embouchure, tandis qu'à l'est de l'embouchure les houles contribuent à l'export de matière vers le Golfe de Fos en amont de l'isobathe 10m.

Ces simulations ont par ailleurs permis de dresser des bilans du stockage/déstockage et des exports de sédiments à travers différents compartiments aux comportements hydro-sédimentaires particulièrement tranchés. Les bilans effectués sur la dispersion des sédiments issus du Rhône peuvent en outre aider à l'étude des flux de radioéléments associés à ces sédiments du Rhône dans le milieu marin. Le travail de validation de la dynamique sédimentaire effectué dans cette thèse est un préalable nécessaire et indispensable à la modélisation de la dispersion des radioéléments associés à la phase particulaire. Un travail plus spécifique sur les radioéléments a été amorcé. Il a montré la capacité du modèle à gérer la dispersion des radioéléments, mais n'a pu aboutir à une validation de cette dispersion.

Vers une amélioration du modèle sédimentaire

Les processus d'agrégation jouent un rôle important sur la dispersion des particules fines. Il a en effet été vu que les exports de sédiments fins issus du Rhône sont très variables en fonction du débit des crues et des fortes concentrations associées qui conditionnent fortement la vitesse de chute des particules du panache. Les processus de floculation intégrés dans le modèle supposent que le matériel est en permanence à l'équilibre. La vitesse de chute est reliée directement à la turbulence et à la charge en suspension. Cependant, la dynamique d'agrégation qui anime les particules n'est pas reproduite à travers la formulation employée. Un travail sur la modélisation de la floculation, qui prendrait en compte la disponibilité des particules fines de différentes classes, la turbulence et la concentration devrait permettre d'améliorer la dynamique

du panache.

En outre, le travail sur les mélanges sablo-vaseux mérite d'être approfondi afin notamment de gommer les discontinuités qui peuvent être observées durant les épisodes les plus énergétiques. Il a également été vu que la méthode de calcul des flux d'érosion pour les sédiments non cohésifs impacte considérablement les flux de transport des vases. A cet égard, il conviendrait de déterminer le comportement des vases dans un milieu non cohésif afin de mieux paramétrer le flux d'érosion des vases. L'étude de l'érodabilité des sédiments sablo-vaseux doit également être approfondie. Il a en effet été observé que la résistance à l'érosion des sédiments du prodelta du Rhône augmente avec la profondeur dans le sédiment. La prise en compte du tassement dans le modèle pourrait donc permettre de mieux appréhender ce processus.

Vers une validation de la dispersion des radioéléments

La difficulté de valider le modèle de dispersion des radioéléments réside en partie dans le fait que les éléments radioactifs dont les inventaires dans les sédiments sont bien connus n'ont pas pour seule source le Rhône. L'activité en radioéléments dans les sédiments du plateau continental du Golfe du Lion résulte des apports atmosphériques et des apports du Rhône. Si les apports du Rhône ont focalisé notre intérêt, les apports atmosphériques n'ont pas été considérés. Un travail plus spécifique sur les radioéléments doit maintenant être effectué afin d'intégrer de manière plus précise les processus qui les régissent. Les simplifications introduites précédemment pour la simulation du devenir du ^{210}Pb , à savoir, pas de dépôts atmosphériques, pas de processus d'adsorption/désorption après le rejet en Arles, pas de processus diffusifs dans les sédiments devront être dépassées afin de pouvoir valider le modèle. Pour des échelles de temps courtes, le problème des apports atmosphériques pourrait être négligé à condition d'utiliser une initialisation précise de l'activité en radioélément dans les sédiments.

Perspectives

Les matières en suspension minérales participent pour partie à la turbidité de la masse d'eau, mais la matière organique (vivante ou détritique) joue également un rôle important dans la turbidité de la zone côtière. La seule modélisation de la dynamique sédimentaire ne permet donc pas de déterminer ce paramètre. La connaissance de la turbidité, en tant qu'indicateur de la transparence de l'eau, est fréquemment requise en zone côtière. Ce paramètre influence simultanément la physique et la biologie de l'océan. En particulier, la répartition verticale du flux de chaleur solaire, qui influence la circulation océanique, est conditionnée par la turbidité. Celle-ci constitue de plus une variable d'environnement des habitats côtiers. La modélisation de l'évolution de ce paramètre important nécessite, en plus du modèle de transport sédimentaire, l'utilisation d'un modèle de production primaire. Cependant, la production primaire, étant elle-même dépendante de la pénétration de la lumière dans l'eau, la modélisation de la turbidité dans le Golfe du Lion nécessiterait un couplage entre le modèle développé et un modèle de production primaire. Ce modèle pourrait de plus permettre d'intégrer l'effet de la matière organique sur la dynamique de floculation.

En outre, l'outil développé ici peut présenter un atout sérieux pour aider à la gestion d'une contamination accidentelle par les radioéléments. Afin de répondre à la problématique environnementale mais aussi économique d'une éventuelle pollution, le modèle développé devra être rendu opérationnel afin de pouvoir mettre à disposition des décideurs, si besoin, une cartographie prévisionnelle des principales zones de dispersion des sédiments du Rhône et des radioéléments associés.

Bibliographie

- Albérola, C., Millot, C., 2003. Circulation in the french Mediterranean coastal zone near Marseilles : the influence of wind and the Northern Current. *Continental Shelf Research* 23, 587–610.
- Albérola, C., Millot, C., Front, J., 1995. On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean Sea. *Atmosphere Ocean* 18, 163–192.
- Aloisi, J.-C., Cambon, J.-P., Carbonne, J., Cauwet, G., Millot, C., Monaco, A., Pauc, H., 1982. Origine et rôle du néphéloïde profond dans le transfert de particules au milieu marin. Application au Golfe du Lion. *Oceanologica Acta* 5 (4), 481–491.
- André, G., 2007. Echanges côte-large à moyenne échelle au niveau de la pente continentale du Golfe du Lion -processus et modélisation-. Thèse de doctorat, Université du Sud Toulon-Var.
- André, G., Garreau, P., Garnier, V., Fraunié, P., 2005. Modelled variability of the sea surface circulation in the North-Western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions. *Ocean Dynamics* 55, 294–308.
- Antonelli, C., 2002. Flux sédimentaires et morphogénèse récente dans le chenal du Rhône aval. Thèse de doctorat, Université de Aix-Marseille I.
- Antonelli, C., Eyrolle, F., Rolland, B., Provansal, M., Sabatier, F., 2007. Suspended sediment and ¹³⁷Cs fluxes during the exceptional December 2003 flood in the Rhone River, southeast France. *Geomorphology* 95 (3-4), 350–360.
- Arakawa, A., Lamb, V., 1977. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. In : Heaps, N. (Ed.), *Methods in Computational Physics*. Vol. 17. Academic Press, New York, pp. 173–265.
- Ardhuin, F., Bertotti, L., Bidlot, J.-R., Cavaleri, L., Filipetto, V., Lefevre, J.-M., Wittmann, P., 2007. Comparison of wind and wave measurements and models in the Western Mediterranean sea. *Ocean Engineering* 34 (3-4), 526–541.
- Arnaud-Fassetta, G., 1998. Dynamiques fluviales holocenes dans le delta du Rhône. Thèse de doctorat, Université de Provence (Aix-Marseille I).
- Arnoux-Chiavassa, S., Rey, V., Fraunié, P., 1999. Modelling of suspended sediment fluxes off the Rhône River mouth. *Journal of Coastal Research* 15 (1), 61–73.
- Arya, S., 1975. A drag partition theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on the Arctic pack ice. *Journal of Geophysical Research* 80, 3447–3454.
- Berné, S., Carré, D., Loubrieu, B., Mazé, J., Morvan, L., Normand, A., 2002. Carte morphobathymétrique du golfe du lion au 1/250 000e.

- Blumberg, A., Mellor, G., 1987. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In : Heaps, N. (Ed.), *Three-dimensional Coastal Ocean Models. Coastal and Estuarine Sciences. Vol. 4.* American Geophysical Union, Washington, D.C., pp. 1–16.
- Booij, N., Ris, R. C., Holthuijsen, L. H., 1999. A third-generation wave model for coastal regions. 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649–7666.
- Bourrin, F., Durrieu de Madron, X., 2006. Contribution to the study of coastal rivers and associated prodeltas to sediment supply in the Gulf of Lions (NW Mediterranean sea). *Vie & Milieu Life & Environment* 56 (4), 307–314.
- Bourrin, F., Durrieu de Madron, X., Heussner, S., Estournel, C., 2008a. Impact of winter dense water formation on shelf sediment erosion (evidence from the Gulf of Lions, NW Mediterranean). *Continental Shelf Research* sous presse.
- Bourrin, F., Friend, P., Amos, C., Durrieu de Madron, X., Thompson, C., Manca, E., Ulses, C., 2008b. An Oceanic Flood in a microtidal, Storm dominated basin : the Têt, Gulf of Lions (NW Mediterranean, France). *Continental Shelf Research*.
- Bourrin, F., Friend, P., Amos, C., Manca, E., Ulses, C., Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Thompson, C., 2008c. Sediment dispersal from a typical Mediterranean flood : The Têt River, Gulf of Lions. *Continental Shelf Research* sous presse.
- Bretherton, F. P., Garrett, C. J. R., 1968. Wave trains in inhomogeneous moving media. *Proc. Roy. Soc. of London* A302, 529–554.
- Broche, P., Devenon, J. L., Forget, P., Maistre, J. C. d., Naudin, J.-J., Cauwet, G., 1998. Experimental study of the Rhone plume. Part I : physics and dynamics. *Oceanologica Acta* 21, 725–737.
- Béthoux, J., Durrieu de Madron, X., Nyffeler, F., Tailliez, D., 2002. Deep water in the Western Mediterranean : peculiar 1999 and 2000 characteristics, shelf formation hypothesis, variability since 1970 and geochemical inferences. *Journal of Marine Systems* 33–34, 117–131.
- Béthoux, J., Prieur, L., Nyffeler, F., 1982. The water circulation in the North-Western Mediterranean Sea, its relations with wind and atmospheric pressure. In : Nihoul, J. (Ed.), *Hydrodynamics of semi-enclosed seas.* Elsevier oceanography series, pp. 129–142.
- Camenen, B., Larroudé, P., 2003. Comparison of sediment transport formulae for the coastal environment. *Coastal Engineering* 48 (2), 111–132.
- Canals, M., Puig, P., de Madron, X. D., Heussner, S., Palanques, A., Fabres, J., 2006. Flushing submarine canyons 444 (7117), 354–357.
- Castelle, B., Bonneton, P., Senechal, N., Dupuis, H., Butel, R., Michel, D., 2006. Dynamics of wave-induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the Aquitanian Coast, France. *Continental Shelf Research* 26 (1), 113–131.
- CEMAGREF, 2005. Expertise sur l'évaluation du débit de la crue du Rhône de décembre 2003. Rapport technique.
- Charmasson, S., 1998. Cycle du combustible nucléaire et milieu marin. devenir des effluents rhodaniens en Méditerranée et des déchets immergés en Atlantique Nord-Est. Thèse d'état, Université Aix-Marseille II.

- Cheung, K. F., Phadke, A. C., Wei, Y., Rojas, R., Douyere, Y. J. M., Martino, C. D., Houston, S. H., Liu, P. L. F., Lynett, P. J., Dodd, N., Liao, S., Nakazaki, E., 2003. Modeling of storm-induced coastal flooding for emergency management. *Ocean Engineering* 30 (11), 1353–1386.
- Chu, P. C., Qi, Y., Chen, Y., Shi, P., Mao, Q., 2004. South China sea wind-wave characteristics. Part I : validation of Wavewatch III using TOPEX/Poseidon data. *J. Atmos. Ocean Technol.* 21, 1718–1733.
- Conan, P., Millot, C., 1995. Variability of the Northern Current off Marseilles, Western Mediterranean Sea, from February to June 1992. *Oceanologica Acta* 18 (2), 193–205.
- Craig, P. D., Banner, M. L., 1994. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography* 24, 2546–2559.
- 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), 1–23.
- Debreu, L., Vouland, C., Blayo, E., 2008. AGRIF : Adaptive grid refinement in Fortran. *Computers & Geosciences* 34 (1), 8–13.
- Demarcq, H., Wald, L., 1984. La dynamique superficielle du panache du Rhône d'après l'imagerie infrarouge satellitaire. *Oceanologica Acta* 7 (2), 159–162.
- Denamiel, C., 2006. Hydrodynamique sédimentaire du Golfe d'Aigues-Mortes. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2.
- Dolata, L. F., Rosenthal, W., 1984. Wave setup and wave-induced currents in coastal zones. *Journal of Geophysical Research* 89 (C2), 1973–1982.
- Duffa, C., 2001. Répartition du Plutonium et de l'Américium dans l'environnement terrestre de la base vallée du Rhône. Thèse de doctorat, Université d'AIX-MARSEILLE III.
- Durrieu de Madron, X., 2004. Mécanismes de transport et flux de matière sur la marge continentale du Golfe du Lion. Mémoire d'habilitation à dirigé des recherches.
- Durrieu de Madron, X., Abassi, A., Heussner, S., Monaco, A., Aloisi, J. C., Radakovitch, O., Giresse, P., Buscail, R., Kerherve, P., 2000. Particulate matter and organic carbon budgets for the Gulf of Lions (NW Mediterranean). *Oceanologica Acta* 23 (6), 717–730.
- Durrieu de Madron, X., Ferre, B., Le Corre, G., Grenz, C., Conan, P., Pujon-Pay, M., Buscail, R., Bodiou, O., 2005. Trawling-induced resuspension and dispersal of muddy sediments and dissolved elements in the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research, Impact of Natural and Trawling Events on Resuspension, dispersion and fate of POLLutants (INTERPOL)* 25 (19-20), 2387–2409.
- Durrieu de Madron, X., Nyffeler, F., Godet, C., 1990. Hydrographic structure and nepheloid spatial distribution in the Gulf of Lions continental margin. *Continental Shelf Research* 10 (9-11), 915–929.
- Durrieu de Madron, X., Panouse, M., 1996. Transport de matière en suspension sur le plateau continental du Golfe du Lion - situation estivale. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences* 322, 1061–1070.

- Durrieu de Madron, X., Radakovitch, O., Heussner, S., Loye-Pilot, M. D., Monaco, A., 1999. Role of the climatological and current variability on the shelf-slope exchanges of particulate matter : Evidence from the Rhône continental margin (NW Mediterranean). *Deep Sea Research I* 46, 1513–1538.
- Dyer, K. R., 1980. Velocity profiles over a ripples bed and the threshold of movement of sand. *Estuarine and Coastal Marine Science* 10, 181–199.
- Elliot, W., 1958. The growth of the atmospheric internal boundary layer. *Eos, Transactions American Geophysical Union* 38, 1048.
- Engelund, F., Fredsoe, J., 1976. A sediment transport model for straight alluvial channels. *Nordic Hydrology* 7, 293–306.
- Engelund, F., Hansen, A., 1967. A monograph on sediment transport in alluvial streams. Rapport technique, Teknisk Forlag, Copenhagen, Denmark.
- Estournel, C., Broche, P., Marsaleix, P., Devenon, J., Auclair, F., Vehil, R., 2001. The Rhone River plume in unsteady conditions : Numerical and experiment results. *Estuarine Coastal and Shelf Science* 53 (1), 25–38.
- Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliand, C., Vehil, R., 2003. Observation and modeling of winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment). *Journal of Geophysical Research* 108 (C3), 8059.
- Estournel, C., Kondrachoff, V., Marsaleix, P., Vehil, R., 1997. The plume of the Rhone : numerical simulation and remote-sensing. *Continental Shelf Research* 17 (8), 899–924.
- Fernandez, J., 1984. Utilisation de quelques éléments métalliques pour la reconstitution des mécanismes sédimentaires en Méditerranée Occidentale : Apports du traitement statistique. Thèse de doctorat, Université de Perpignan.
- Ferre, B., Durrieu de Madron, X., Estournel, C., Ulses, C., Le Corre, G., 2008. Impact of natural (waves and currents) and anthropogenic (trawl) resuspension on the export of particulate matter to the open ocean. application to the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research* sous presse.
- Ferre, B., Guizien, K., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., Guillen, J., Gremare, A., 2005. Fine-grained sediment dynamics during a strong storm event in the inner-shelf of the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Continental Shelf Research* 25 (19-20, Impact of Natural and Trawling Events on Resuspension, dispersion and fate of POLLutants (INTERPOL)), 2410–2427.
- Flexas, M., Durrieu de Madron, X., Garcia, M., Canals, M., Arnau, P., 2002. Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March-May 1997). *Journal of Marine Systems* 33–34, 197–214.
- Flexas, M., van Heijst, G., Jordà, G., Sánchez-Arcilla, A., 2004. Numerical simulation of barotropic jets over a sloping bottom : Comparison to a laboratory model of the Northern Current. *Journal of Geophysical Research* 109 (C12), C12039.
- Forget, P., André, G., 2007. Can Satellite-derived Chlorophyll Imagery Be Used to Trace Surface Dynamics in Coastal Zone? A Case Study in the Northwestern Mediterranean Sea. *Sensors* 7, 884–904.

- Forget, P., Ouillon, S., 1998. Surface suspended matter off the Rhone river mouth from visible satellite imagery. *Oceanologica Acta* 21 (6), 739–749.
- Gaspar, J. P., Grégoris, Y., Lefevre, J. M., 1990. A simple eddy kinetic energy model for simulations of oceanic vertical mixing : Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research* 95 (C9), 16179–16193.
- Gatti, J., Petrenko, A., Devenon, J.-L., Leredde, Y., Ulses, C., 2006. The Rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the Gulf of Lion in December 2003. *Continental Shelf Research* 26 (15), 1794–1805.
- Geernaert, G., Larsen, S., Hansen, F., 1987. Measurements of wind stress, heat flux, and turbulence intensity during storm conditions over the North Sea. *Journal of Geophysical Research* 92 (C12), 13127–13139.
- Gill, A., 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*, W. Donn Edition. International Geophysics Series. Academic Press.
- Gohin, F., Loyer, S., Lunven, M., Labry, C., J.M., F., Delmas, D., Huret, M., A., H., 2005. Satellite-derived parameters for biological modelling in coastal waters : Illustration over the eastern continental shelf of the bay of Biscay. *Remote Sensing Environment* 95(1), 29–46.
- Got, H., Aloisi, J., 1990. The Holocene sedimentation on the Gulf of Lions margin : a quantitative approach. *Continental Shelf Research* 10 (9-11), 841–855.
- Grant, W. D., Madsen, O. S., 1982. Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow. *Journal of Geophysical Research* 87 (C1), 469–481.
- Guillén, J., Bourrin, F., Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Puig, P., Buscail, R., 2006. Sediment dynamics during wet and dry storm events on the Tet inner shelf (SW Gulf of Lions). *Marine Geology* 234 (1-4, EUROSTRATAFORM VOL. 1 : Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 129–142.
- Harris, C., Wiberg, P., 1997. Approaches to quantifying long-term continental shelf sediment transport with an example from the northern california stress mid-shelf site. *Continental Shelf Research* 17 (11), 1389–1418.
- Harris, C., Wiberg, P., 2001. A two-dimensional, time-dependent model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves. *Computers and Geosciences* 27 (6), 675–690.
- Heussner, S., Durrieu de Madron, X., Calafat, A., Canals, M., Carbonne, J., Delsaut, N., Saragoni, G., 2006. Spatial and temporal variability of downward particle fluxes on a continental slope : Lessons from an 8-yr experiment in the Gulf of Lions (NW Mediterranean). *Marine Geology* 234 (1-4, EUROSTRATAFORM VOL. 1 : Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 63–92.
- Holthuijsen, L., Booij, N., Herbers, T. H. C., 1989. A prediction model for stationary, short-crested waves in shallow water with ambient currents. *Coastal Engineering* 13, 23–54.
- IRS, 2000. Etude globale pour une stratégie de réduction des risques dus aux crues du Rhône. Etude du transport solide, 1ère étape, rapport de synthèse. Rapport technique, Institution interdépartementale des bassins Rhône-Saône, Valence, France.

- Komen, G. J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S., Janssen, P., 1994. Dynamics and modelling of ocean waves. Cambridge University Press.
- La Violette, P., 1995. Overview of the major forcings and water masses of the Western Mediterranean Sea. In : Seasonal and Interannual variability of the Western Mediterranean Sea. American Geophysical Union, pp. 1–13.
- Lafite, R., 2001. Impact de la dynamique tidale sur le transfert de sédiments fins. Thèse HDR, Université de Rouen.
- Lansard, B., 2005. Distribution et remobilisation du plutonium dans les sédiments du prodelta du Rhône (Méditerranée nord-occidentale). Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée. Aix-Marseille II.
- Lansard, B., Charmasson, S., Gasco, C., Anton, M., Grenz, C., Arnaud, M., 2007. Spatial and temporal variations of plutonium isotopes (^{238}Pu and $^{239,240}\text{Pu}$) in sediments off the Rhone River mouth (NW Mediterranean). *Science of The Total Environment* 376 (1-3), 215–227.
- Large, W. G., Pond, S., 1981. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *Journal of Physical Oceanography* 11, 324–336.
- Lazure, P., Dumas, F., 2007. An external-internal mode coupling for a 3D hydrodynamical Model for Applications at the Regional Scale (MARS3D). *Advances in Water Resources* sous presse.
- Le Hir, P., Bassoulet, P., Cann, P., 2005. Modélisation morphodynamique de l'embouchure de la Seine. Adaptation du modèle de tassement/érodabilité et expérimentations en laboratoire pour sa validation. Rapport technique, Programme scientifique Seine-Aval : l'analyse et la gestion environnementales "Recherche Appliquée".
- Le Hir, P., Cann, P., Waeles, B., Jestin, H., Bassoulet, P., 2008. Erodibility of natural sediments : experiments on sand/mud mixtures from laboratory and field erosion tests. *Sediment and Ecohydraulics : INTERCOH 2005* Chapter 11.
- Leendertse, J. J., Gritton, E. C., 1971. A water-quality simulation model for well-mixed estuaries and coastal seas. In : *Computation Procedures*. Vol. 2 of Report R-708-NYC. New York City Rand Institute, 53 p.
- Leonard, B. P., 1979. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 19, 59–98.
- Li, M., 1994. Direct skin friction measurements and stress partitioning over movable sand ripples. *Journal of Geophysical Research* 99 (C1), 791–799.
- Longuet-Higgins, M. S., Stewart, R. W., 1960. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents. *Journal of Fluid Mechanics* 8, 565–583.
- Madsen, O. S., 1994. Spectral wave-current bottom boundary layer flows. In : *Proceedings of the 24th international conference on coastal engineering*. ASCE, pp. 384–397.
- Maillet, G., 2005. Relations sédimentaires récentes et actuelles entre un fleuve et son delta en milieu microtidal : Exemple de l'embouchure du Rhône. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I.

- Maillet, G., Vella, C., Berné, S., Friend, P., Amos, C., Fleury, T., Normand, A., 2006. Morphological changes and sedimentary processes induced by the December 2003 flood event at the present mouth of the Grand Rhône River (southern France). *Marine Geology* 234, 159–177.
- Marsaleix, P., Estournel, C., Kondrachoff, V., Véhil, R., 1998. A numerical study of the formation of the Rhone River plume. *Journal of Marine Systems* 14 (1-2), 99–115.
- Martin, J., Thomas, A., 1990. Origins, concentrations and distributions of artificial radionuclides discharged by the Rhône river to the Mediterranean Sea. *Journal of Environmental Radioactivity* 11, 105–139.
- Massel, S. R., 1996. Ocean surface waves : their physics and prediction. *Advanced Series on Ocean Engineering - Volume 11*. World Scientific.
- Mei, C., 1983. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. Wiley.
- Mellor, G., 2003. The three-dimensional current and surface wave equations. *Journal of Physical Oceanography* 33, 1978–1989.
- Mercier, H., 1991. *Traitement du signal et méthodes d'observation en océanographie physique*. Rapport technique, IFREMER.
- Migniot, C., 1989. Tassement et rhéologie des vases - première partie. *La Houille Blanche* 1, 11–29.
- Millot, C., 1985. Evidence of several-day propagation wave. *Journal of Physical Oceanography* 15 (3), 258–272.
- Millot, C., 1990. The Gulf of Lion's hydrodynamics. *Continental Shelf Research* 10 (9–11), 885–894.
- Millot, C., 1991. Circulation in the Western Mediterranean Sea. *Journal of Marine Systems* 20, 423–442.
- Millot, C., Crépon, M., 1981. Inertial oscillations on the continental shelf of the Gulf of Lions. Observations and theory. *Journal of Physical Oceanography* 11 (5), 639–657.
- Millot, C., Wald, L., 1981. Upwelling in the Gulf of Lions. In : *Coastal and Estuarine Science Series*. Vol. 1. American Geophysical Union, pp. 160–166.
- Miralles, J., Arnaud, M., Radakovitch, O., Marion, C., Cagnat, X., 2006. Radionuclide deposition in the Rhone river prodelta (NW Mediterranean sea) in response to the December 2003 extreme flood. *Marine Geology* 234 (1-4, EUROSTRATAFORM VOL. 1 : Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 179–189.
- Miralles, J., Radakovitch, O., Aloisi, J.-C., 2005. ^{210}Pb sedimentation rates from the north-western Mediterranean margin. *Marine Geology* 216 (3), 155–167.
- Mitchener, H., Torfs, H., 1996. Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering* 29, 1–25.
- Naudin, J.-J., Cauwet, G., 1997. Transfert mechanisms and biogeochemical implications in the bottom nepheloid layer. A case study of the coastal zone off the Rhône River (France). *Deep Sea Research* 44 (3-4), 551–575.
- Naudin, J.-J., Cauwet, G., Leveau, M., Lochet, F., Pauc, H., Romano, J.-C., Sempere, R., 1992. Le néphéloïde benthique au large du Rhône. Transfert particuliers à l'interface continent-océan. *Oceanologica Acta* 15 (6), 621–638.

- Naudin, J.-J., Cauwet, G., M.J., C.-D., Deniaux, B., Devenon, J. L., Pauc, H., 1997. River discharge and wind influence upon particulate transfer at the land-ocean interaction : Case study of the Rhône River plume. *Estuarine and Coastal Marine Science* 45, 303–316.
- Nielsen, P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. World Scientific Publishing.
- Noël, M., 1996. Le plutonium traceur du transfert et de l'accumulation des apports particuliers du Rhône en Méditerranée Nord Occidentale. Thèse de doctorat, Université Paris XII.
- Ogston, A., Drexler, T., Puig, P., 2008. Sediment delivery, resuspension, and transport in two contrasting canyon environments in the southwest Gulf of Lions. *Continental Shelf Research* sous presse.
- Ou, S.-H., Liao, J.-M., Hsu, T.-W., Tzang, S.-Y., 2002. Simulating typhoon waves by SWAN wave model in coastal waters of Taiwan. *Ocean Engineering* 29 (8), 947–971.
- Pacanowski, R., Philander, S., 1981. Parameterization of Vertical Mixing in Numerical Models of Tropical Oceans. *Journal of Physical Oceanography* 11 (11), 1443–1451.
- Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Puig, P., Fabres, J., Guillen, J., Calafat, A., Canals, M., Heussner, S., Bonnin, J., 2006. Suspended sediment fluxes and transport processes in the Gulf of Lions submarine canyons. the role of storms and dense water cascading. *Marine Geology* 234 (1-4, EUROSTRATAFORM VOL. 1 : Source to Sink Sedimentation on the European Margin), 43–61.
- Panagiotopoulos, I., Voulgaris, G., Collins, M., 1997. The influence of clay on the threshold of movement of fine sandy beds. *Coastal Engineering* 32, 19–43.
- Pardé, M., 1925. Le régime du Rhône. Etude hydrologique. Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- Parker, G., 1990. Surface-based bed-load transport relation on gravel rivers. *Journal of Hydraulic Research* 28 (4), 417–436.
- Pauc, H., 1970. Contribution à l'étude dynamique et sédimentologique des suspensions solides au large de l'embouchure du Grand Rhône (Grau de Roustan). Thèse de doctorat, Université de Montpellier.
- Petrenko, A., 2003. Variability of circulation features in the Gulf of Lions NW Mediterranean Sea. *Oceanologica Acta* 26 (5), 323–338.
- Phillips, O. M., 1977. The dynamics of the upper ocean. Cambridge University Press, London, 336 p.
- Pont, D., 1997. Les débits solides du Rhône à proximité de son embouchure : données récentes (1994-1995). *Revue de Géographie de Lyon* 72 (1), 23–43.
- Pont, D., Simonnet, J., Walter, V., 2002. Medium-term Changes in Suspended Sediment Delivery to the Ocean : Consequences of Catchment Heterogeneity and River Management (Rhône River, France). *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 54, 1–18.
- Puig, P., Palanques, A., Orange, D., Lastras, G., Canals, M., 2008. Dense shelf water cascades and sedimentary furrow formation in the Cap de Creus Canyon, northwestern Mediterranean Sea. *Continental Shelf Research* sous presse.

- Radakovitch, O., Cherry, R. D., Heussner, S., 1999. ^{210}Pb and ^{210}Po : tracers of particle transfer on the Rhone continental margin (NW Mediterranean). *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 46 (9), 1539–1563.
- Rasclé, N., 2007. Impact of waves on the ocean circulation. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale.
- Ris, R. C., Booij, N., Holthuijsen, L. H., Apr. 1999. A third-generation wave model for coastal regions. 2. verification. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7667–7681.
- 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 (12), 1261–1267.
- Roditis, J., Pont, D., 1993. Dynamiques fluviales et milieux de sédimentation du Rhône à l'amont immédiat de son delta. *Méditerranée* 3, 5–18.
- Rolland, B., 2006. Transfert des radionucléides par voie fluviale : conséquences sur les stocks sédimentaires rhodaniens et les exports vers la Méditerranée. Thèse de doctorat, Université de Aix-Marseille.
- Roussiez, V., Aloisi, J.-C., Monaco, A., Ludwig, W., 2005a. Early muddy deposits along the Gulf of Lions shoreline : A key for a better understanding of land-to-sea transfer of sediments and associated pollutant fluxes. *Marine Geology* 222-223 (Mediterranean Prodelta Systems), 345–358.
- Roussiez, V., Ludwig, W., Monaco, A., Probst, J.-L., Bouloubassi, I., Buscail, R., Saragoni, G., 2006. Sources and sinks of sediment-bound contaminants in the Gulf of Lions (NW Mediterranean Sea) : A multi-tracer approach. *Continental Shelf Research* 26 (16), 1843–1857.
- Roussiez, V., Ludwig, W., Probst, J.-L., Monaco, A., 2005b. Background levels of heavy metals in surficial sediments of the Gulf of Lions (NW Mediterranean) : An approach based on ^{133}Cs normalization and lead isotope measurements. *Environmental Pollution* 138 (1), 167–177.
- Sammari, C., Millot, C., Prieur, L., 1995. Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current in the Western Mediterranean Sea inferred from the PROLIG-2 and PROS-6 experiments. *Deep Sea Research I* 42 (6), 893–917.
- Schaaff, E., 2003. Dynamique de la matière particulaire à l'interface eau-sédiment en zone côtière : approches expérimentales et modélisation. Thèse de doctorat, Université de Aix-Marseille II.
- Schaaff, E., Grenz, C., Pinazo, C., 2002. Erosion of particulate inorganic and organic matter in the Gulf of Lion. *Comptes Rendus Geoscience* 334 (15), 1071–1077.
- Shields, A., 1936. Anwendung der ähnlichkeits-Mechanik und der Turbulenz-forschung auf die Geschiebebewegung. Preussische Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau 26, 524–526, translated as California Inst. Technol. W. M. Keck Lab. for Hydraulic Water Res. Report 167.
- Simpson, J. H., Bos, W. G., Schirmer, F., Souza, A. J., Rippeth, T. P., Jones, S. E., Hydes, D., 1993. Periodic stratification in the rhine rofi in the north sea. *Oceanologica Acta* 16 (1), 23–32.

- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations - I. The basic experiment. *Monthly Weather Review* 91 (3), 99–164.
- Smith, J. A., 2006. Wave-current interactions in finite-depth. *Journal of Physical Oceanography* 36, 1403–1419.
- Smith, J. D., McLean, S. R., 1977. Spatially averaged flow over a wavy surface. *Journal of Geophysical Research* 82, 1735–15753.
- Smith, S. D., Banke, E., 1975. Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 1001, 635–673.
- Soulsby, R., 1997. *Dynamics of marine sands, a manual for practical applications*. Thomas Telford Publications, London.
- Soulsby, R., Whitehouse, R., 2005. Prediction of ripple properties in shelf seas. Mark 2 predictor for time evolution. *Rapport technique, HR Wallingford Report TR 154*.
- Swart, D., 1974. *Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles*. Delft Hydraulics Laboratory publication 131.
- Terray, E. A., Donelan, M. A., Agrawal, Y. C., Drennan, W. M., Kahma, K. K., Williams, A. J., Hwang, P. A., Kitaigorodskii, S. A., 1996. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *Journal of Physical Oceanography* 26, 792–807.
- Terray, E. A., Drennan, W. M., Donelan, M. A., 2000. The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer. In : *Proc. Symp. on Air-Sea Interaction*, Sydney. University of New South Wales, pp. 239–245.
- Tessier, C., 2006. *Caractérisation et dynamique des turbidités en zone côtière : l'exemple de la région marine bretagne sud*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.
- Tessier, C., Le Hir, P., Lurton, X., Castaing, P., 2008. Estimation de la matière en suspension à partir de l'intensité rétrodiffusée des courantomètres acoustiques à effet doppler (adcp). *Comptes Rendus Geosciences* 340 (1), 57–67.
- The Medatlas Group, Gaillard, P., Ravazzola, P., Kontolios, C., Arrivet, L., Athanassoulis, G. A., Stefanakos, C. N., Gerostathis, T. P., Cavaleri, L., Bertotti, L., Scavo, M., Ramieri, E., Dentone, L., Noel, C., Viala, C., Lefevre, J. M., 2004. *Wind and wave atlas of the Mediterranean sea*. Rapport technique.
- Thill, A., 1999. *Agrégation des particules : structure, dynamique et simulation. Application au cas d'un écoulement stratifié : l'estuaire du Rhône*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille.
- Thill, A., Moustier, S., Garnier, J.-M., Estournel, C., Naudin, J.-J., Bottero, J.-Y., 2001. Evolution of particle size and concentration in the Rhone river mixing zone : influence of salt flocculation. *Continental Shelf Research* 21, 2127–2140.
- Thomas, A., 1997. Input of artificial radionuclides to the Gulf of Lions and tracing the Rhône influence in marine surface sediments. *Deep Sea Research II* 44 (3-4), 577–595.
- Thorn, M. F. C., 1981. Physical processes of siltation in channels. In : *Proceedings of the Conference on Hydraulic Modelling Applied to Maritime Engineering Problems*. Institution of Civil Engineers. London, pp. 47–55.

- Tolman, H. L., 1991. A third generation model for wind on slowly varying, unsteady and inhomogeneous depth and currents. *Journal of Physical Oceanography* 21, 766–781.
- Tolman, H. L., 1992. Effects of numerics on the physics in a third-generation wind-wave model. *Journal of Physical Oceanography* 22, 1095–1111.
- Tolman, H. L., 2002a. User manual and system documentation of WAVEWATCH-III version 2.22. Rapport technique 222, NOAA/NWS/NCEP/MMAB.
- Tolman, H. L., 2002b. Validation of WAVEWATCH-III version 1.15. Rapport technique 213, NOAA/NWS/NCEP/MMAB.
- Ulses, C., Estournel, C., Bonnin, J., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., 2008a. Interactions between storms and dense water cascading on shelf-slope exchange in the Gulf of Lion (NW Mediterranean). *Journal of Geophysical Research* sous presse.
- Ulses, C., Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Palanques, A., 2008b. Suspended sediment transport in the Gulf of Lion (NW Mediterranean) : Impact of extreme storms and floods. *Continental Shelf Research* sous presse.
- Ulses, C., Grenz, C., Marsaleix, P., Schaaff, E., Estournel, C., Meule, S., Pinazo, C., 2005. Circulation in a semi-enclosed bay under influence of strong freshwater input. *Journal of Marine Systems* 56 (1-2), 113–132.
- van der Wal, D., Herman, P., Wielemaker-van den Dool, A., 2005. Characterisation of surface roughness and sediment texture of intertidal flats using ERS SAR imagery. *Remote Sensing of Environment* 98, 96–109.
- van Leussen, W., 1994. Estuarine macroflocs : their role in fine grained sediment transport. Thèse de doctorat, University of Utrecht.
- van Rijn, L., 1984. Sediment transport : part I : bed load transport ; part II : suspended load transport ; part III : bed forms and alluvial roughness. *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers* 110, 159–177.
- van Rijn, L., 1993. Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. Aqua Publications, Amsterdam, The Netherlands.
- Verney, R., 2006. Processus de contrôle de la dynamique des sédiments cohésifs. Thèse de doctorat, Université de Rouen.
- Villaret, C., 2003. Intercomparaison de formules de transport solide : Etude de fonctionnalités supplémentaires du logiciel sédimentologique SISYPHE - Programme Biparti 2001. Rapport technique.
- Waeles, B., 2005. Modélisation morphodynamique de l'embouchure de la Seine. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- WAMDI Group, 1988. The WAM Model - A third generation ocean wave prediction model. *Journal of Physical Oceanography* 18, 1,775–1,810.
- Whitehouse, R., Soulsby, R., Roberts, W., Mitchener, H., 2000. Dynamics of estuarine muds. Thomas Telford, London.
- Wiberg, P., Nelson, J. M., 1992. Unidirectional flow over asymmetric and symmetric ripples. *Journal of Geophysical Research* 97, 12,745–12,761.

- Wiberg, P. L., Rubin, D. M., 1988. Bed roughness produced by saltating sediment. *Journal of Geophysical Research* 94 (C4), 5011–5016.
- Winterwerp, J., 1999. On the dynamics of high-concentrated mud suspension. Thèse de doctorat, University of Technology, Delft.
- Wu, W., Wang, S. S., Jia, Y., 2000. Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research* 38 (6), 427–434.
- Xie, L., Wu, K., Pietrafesa, L., Zhang, C., 2001. A numerical study of wave-current interactions through surface and bottom stresses : wind-driven circulation in the South Atlantic Bight under uniform winds. *Journal of Geophysical Research* 106 (C8), 16841–16855.
- Yalin, M., 1964. Geometrical properties of sand waves. *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers* 90 HY5 (Part. 1), 105–119.
- Yang, C., 1973. Incipient motion and sediment transport. *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers* 99, 1679–1703.

Annexe A

Compilation des données granulométriques

A.1 Principe de l'interpolation

On note $X_i, i \in [1, n]$ les n observations contenues dans un rayon D autour du point de maille. La valeur interpolée Y au niveau d'un point de grille est alors définie par :

$$Y = \frac{\sum_{i=1}^n X_i e^{-\frac{(d_i - d_{min})^2}{r^2}}}{\sum_{i=1}^n e^{-\frac{(d_i - d_{min})^2}{r^2}}} \quad (\text{A.1})$$

avec $d_{min} = \min(d_i)$ et r une constante à paramétrer. Dans le cas de l'interpolation classique, d_i correspond à la distance entre le point de grille et le point de mesure. Dans le cas de l'interpolation suivant la profondeur, d_i correspond à la différence entre la profondeur au point de grille et la profondeur au point de la mesure. Le rayon D est calculé pour chaque point de grille de manière à avoir au moins nb mesures dans l'aire d'interpolation. Le rayon D vaut au maximum D_{max} .

Les trois paramètres D_{max} , nb et r sont ajustés de manière à obtenir la meilleure interpolation. Ils sont dépendants du jeu de données et de la grille d'interpolation choisie.

Pour les interpolations à l'échelle du Golfe du Lion la grille a une résolution horizontale de 1200 m. A l'échelle du prodelta du Rhône, la grille a une résolution de 220 m.

A.2 Données du CEFREM

Une compilation des données de granulométrie des campagnes réalisées par le CEFREM entre 1973 et 1994 a servi à créer une première carte de la granulométrie dans le Golfe du Lion (figure A.1). Notons qu'une partie de ces données (celles acquises avant 1980) ont servi à l'élaboration de la carte sédimentologique de Got et Aloisi (1990).

Les prélèvements ayant été analysés par tamisage à 40 μm , seules deux fractions peuvent être dissociées. Il est donc difficile d'intégrer ces données aux données analysées au granulomètre laser, à l'aide duquel un nombre bien plus important de classes peut être considéré. Cependant, compte tenu de la densité de points de prélèvement sur le plateau des données du CEFREM, la carte érigée permettra de valider l'interpolation réalisée à l'aide des données obtenues par granulométrie laser. En effet, si ces données plus récentes sont intéressantes en termes de granulométrie, elles sont cependant bien moins denses sur une majeure partie du plateau.

A.3 Données analysées au granulomètre laser

Une carte granulométrique a été réalisée à l'aide des données de granulométrie laser issues des campagnes suivantes (figure A.2) :

*REMORA 1, 2 et 3 (prodelta du Rhône et plateau) \diamond IRSN, C. Marion, 2001-2002

*SED+BOBORHONE (prodelta du Rhône) \diamond IRSN, C. Marion, 2003-2004

*Données US-EUROSTRATAFORM (Canyon + Prodelta + plateau) \diamond IRSN, C. Marion, 2003-2004

*METROC (Rade de Marseille) \diamond IFREMER, Agence de l'eau, D. Sauzade

*SEDIFOS (Golfe de Fos) \diamond COM, C. Grenz

*REDIT (Zone littorale) \diamond Banuyls, Durrieu de Madron

*Données Thèse G. Maillet (Prodelta < 20m) \diamond CEREGE, G. Maillet

*Compilation IFREMER (Canyon + plateau) \diamond IFREMER, S. Berné

L'ensemble des données de surface (les premiers centimètres le plus souvent) a été compilé et tracé sans interpolation en dehors des zones prélevées dans un premier temps afin de contrôler ultérieurement la qualité de l'interpolation (figure A.3).

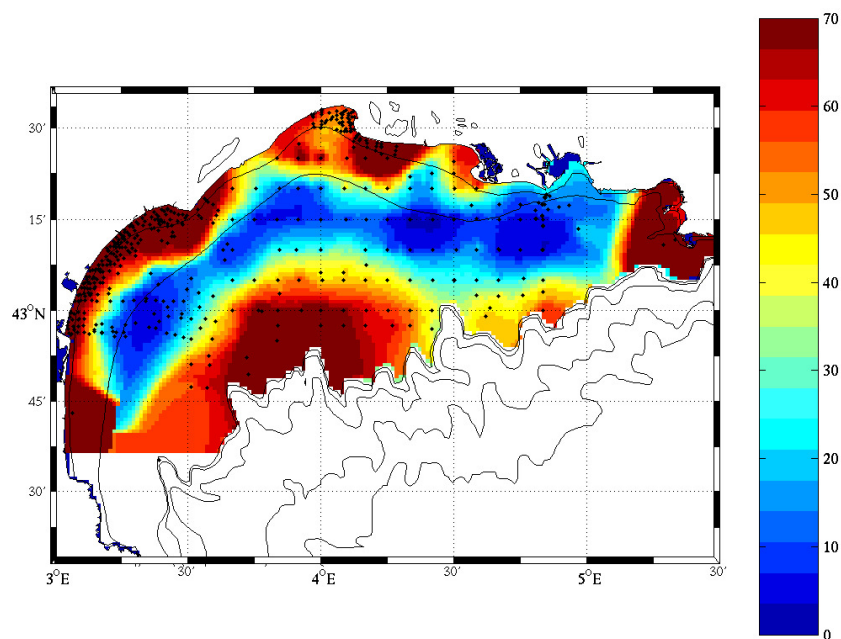


FIG. A.1 – Proportion de la fraction supérieure à $40 \mu\text{m}$ et position des prélèvements. Données tamis CEFREM.

Les données granulométriques ont été compilées en les classant suivant les 8 classes de taille décrites dans le tableau A.1.

Taille	Typologie
$< 4 \mu\text{m}$	Argiles
De 4 à $20 \mu\text{m}$	Silts fins
De 20 à $63 \mu\text{m}$	Silts grossiers
De 63 à $125 \mu\text{m}$	Sables très fins
De 125 à $250 \mu\text{m}$	Sables fins
De 250 à $500 \mu\text{m}$	Sables moyens
De 500 à $1000 \mu\text{m}$	Sables grossiers
De 1000 à $2000 \mu\text{m}$	Sables très grossiers

TAB. A.1 – Classes de taille de la compilation

La majorité des prélèvements ont été réalisés au carottier multitube, à la benne ou en plongée (G. Maillet) excepté dans les zones trop sableuses (bande littorale, prodelta) où le carottier type Kullenberg est le plus souvent utilisé (REMORA 1, REDIT). La compilation des prélèvements IFREMER présente un grand nombre de carottes obtenues à l'aide de carottiers de type Kullenberg ou Calypso, ou de vibro-carottiers. Ces dernières analyses (IFREMER) présentant une fraction sableuse relativement élevée, l'interpolation a tout d'abord été réalisée sans prendre en compte ces données (figure A.4). L'interpolation à l'aide de ces données (figure A.5) montre bien une augmentation de la fraction sableuse au droit des prélèvements réalisés sur le plateau à l'aide de carottiers qui ne préservent peut-être pas l'interface et sa constitution.

A.3. Données analysées au granulomètre laser

Au niveau du prodelta du Rhône, une interpolation sur une grille plus fine a été réalisée (figure A.6). Compte tenu des biais obtenus pour l'interpolation sur la grille fine dans les zones peu denses en points de mesure, l'interpolation suivant la profondeur est préférée (figure A.7). Cette méthode permet de respecter l'influence de la bathymétrie sur la granulométrie.

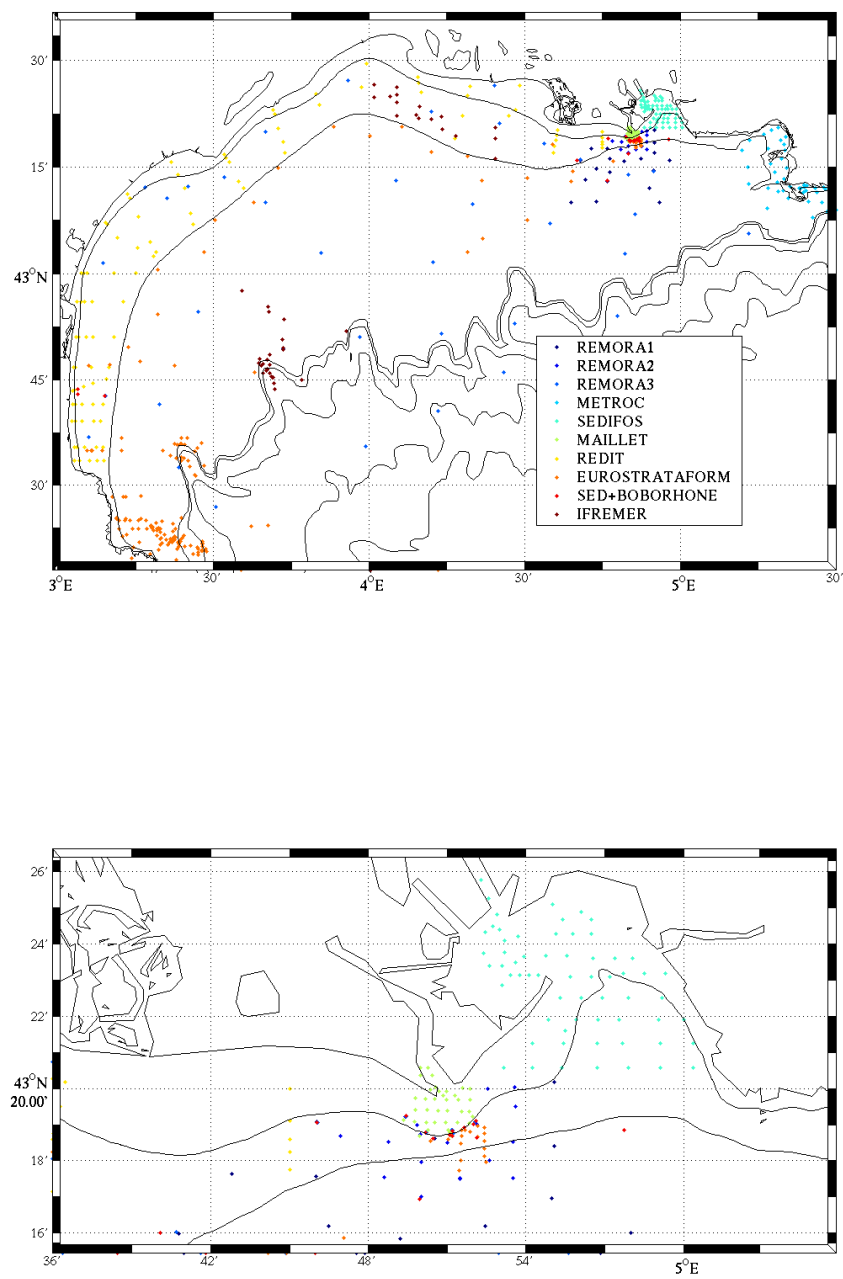


FIG. A.2 – Positionnement des prélèvements analysés au granulomètre laser.

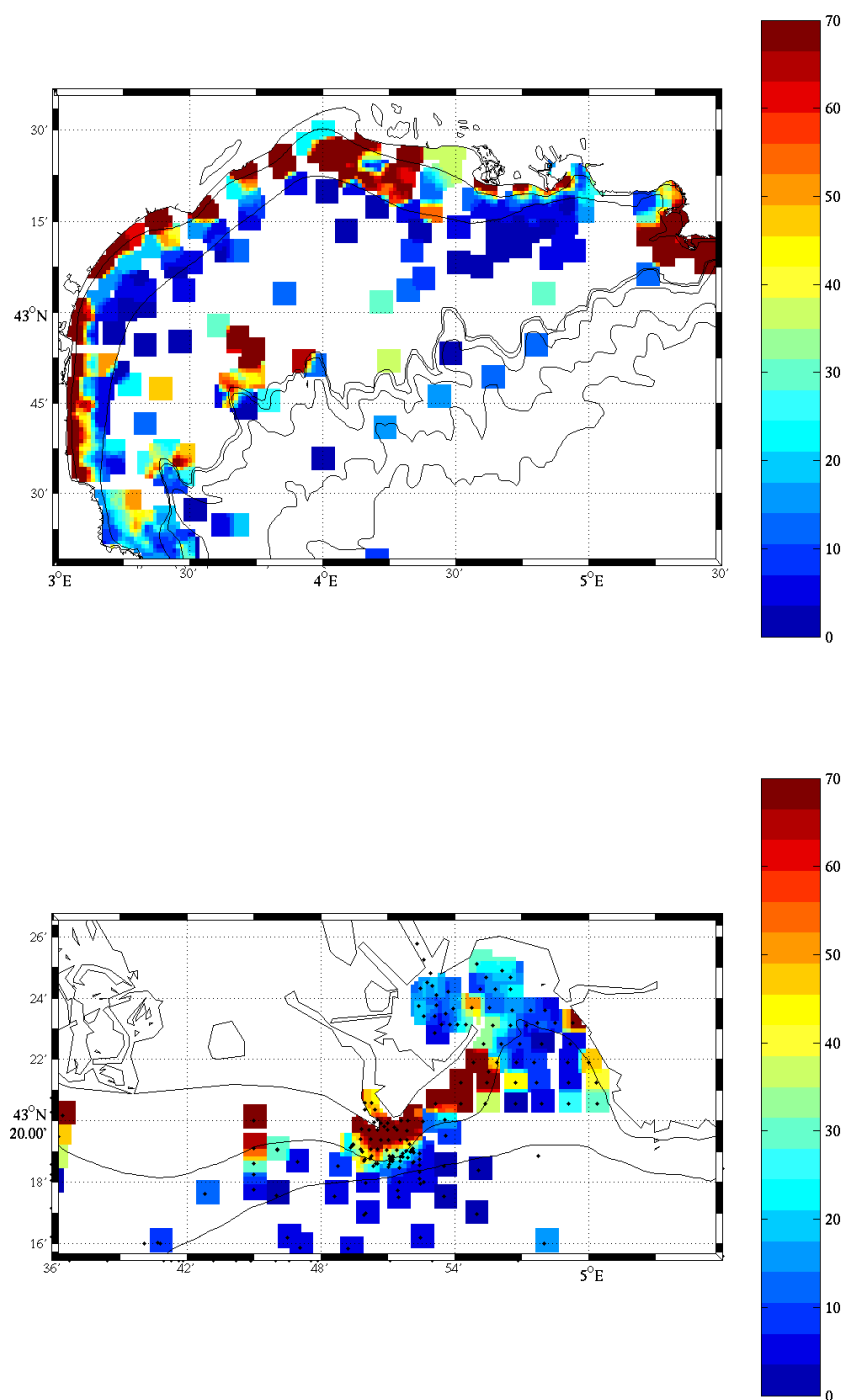


FIG. A.3 – Fraction sableuse (supérieure à 63 μm) aux différents points de prélèvement.

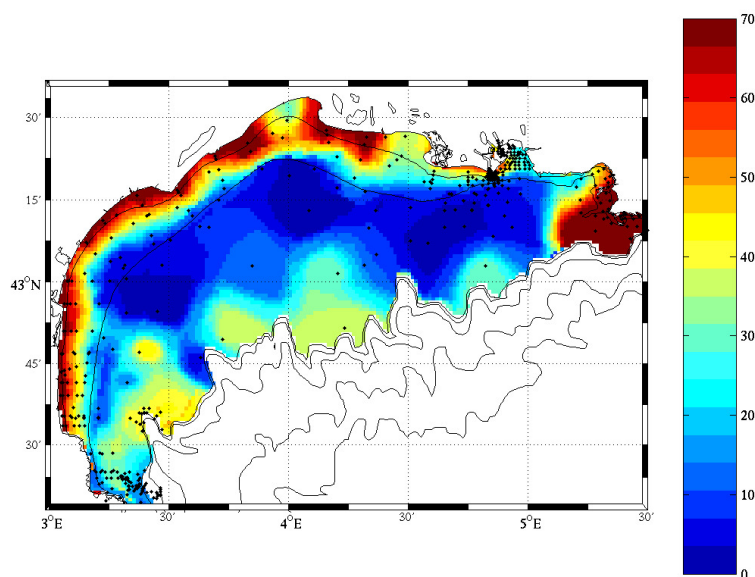


FIG. A.4 – Fraction sableuse (supérieure à $63 \mu\text{m}$) interpolée sans prise en compte des prélèvements IFREMER(S. Berné).

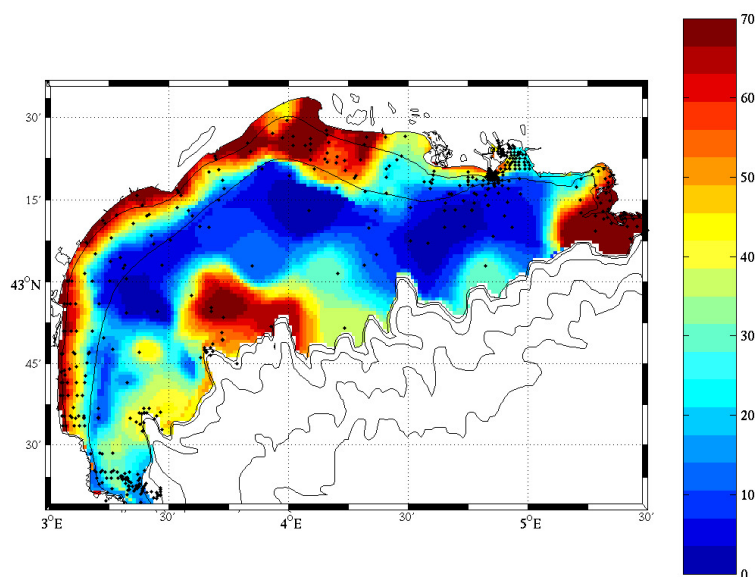


FIG. A.5 – Fraction sableuse (supérieure à $63 \mu\text{m}$) interpolée avec prise en compte des prélèvements IFREMER(S. Berné).

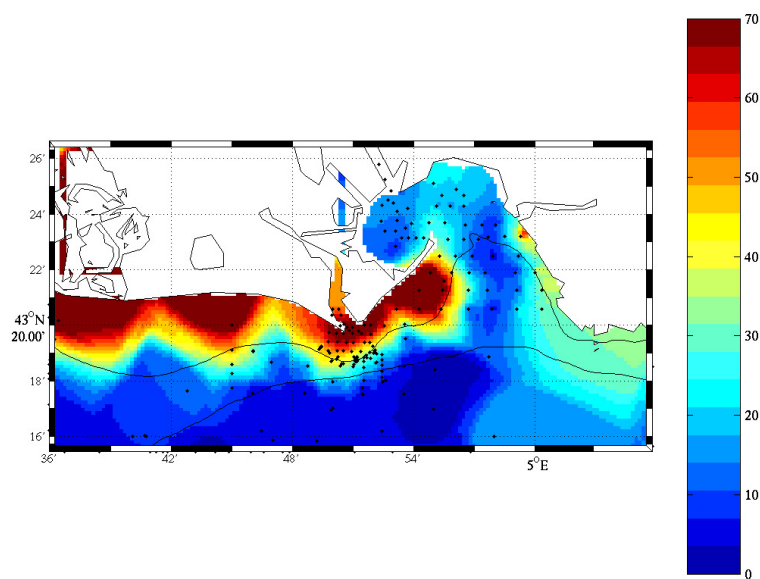


FIG. A.6 – Fraction sableuse (supérieure à 63 μm). Interpolation classique.

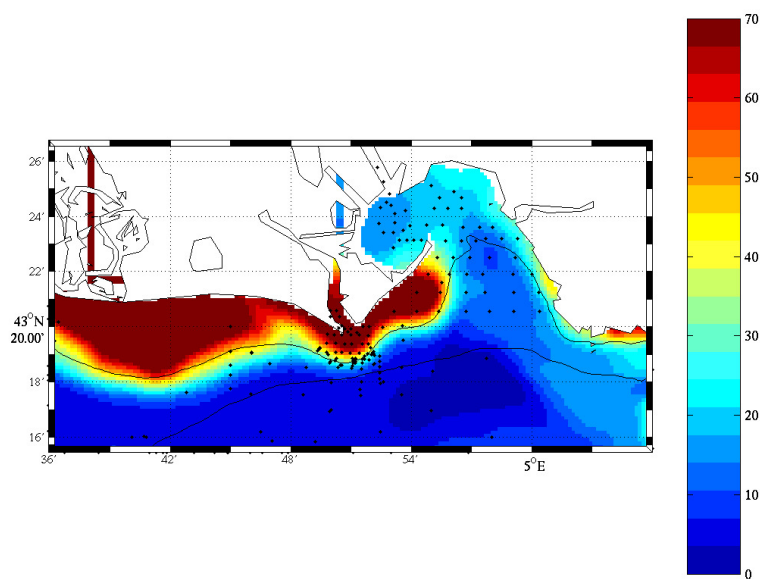


FIG. A.7 – Fraction sableuse (supérieure à 63 μm). Interpolation suivant la profondeur.

Annexe B

Données d'érodimétrie acquises durant EXTREMA1

B.1 L'Erodimètre

L'érodimètre (figure B.1), prototype développé à IFREMER, est un canal à courant transportable destiné à caractériser l'érodabilité des sédiments (seuil critique d'érosion et flux d'érosion) en fonction d'un forçage paramétré par la contrainte de cisaillement à la surface du sédiment.

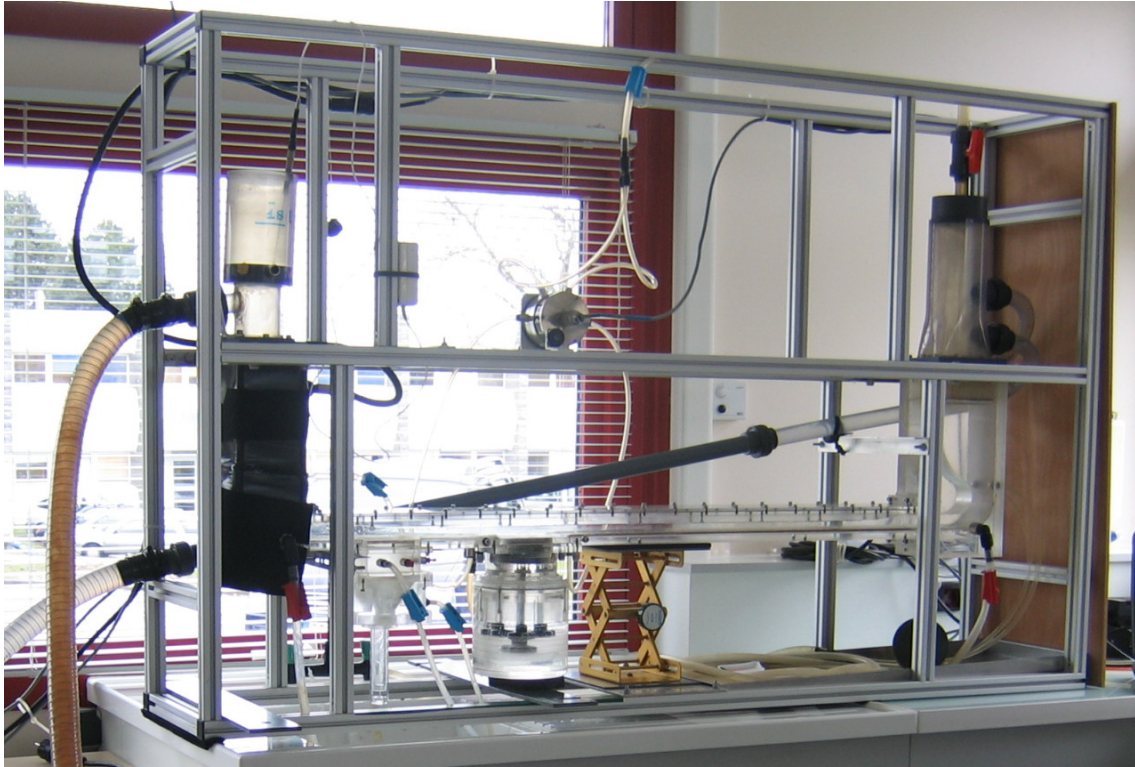


FIG. B.1 – L'Erodimètre développé à IFREMER.

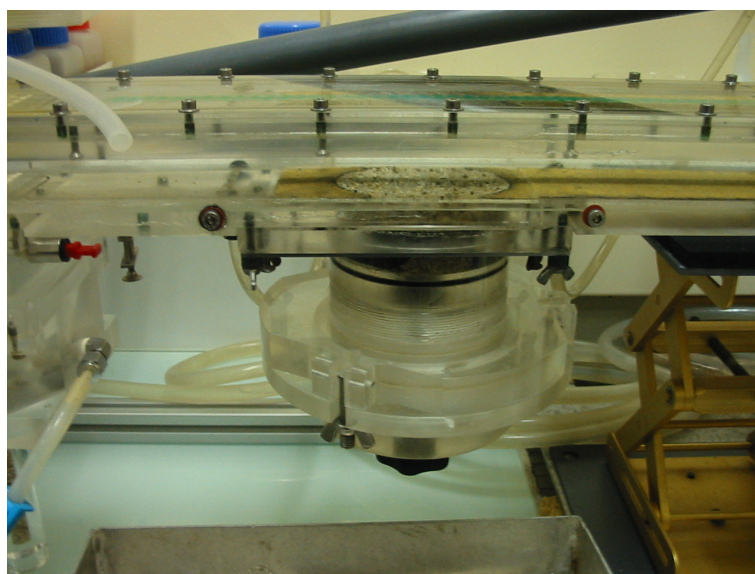


FIG. B.2 – Support de l'échantillon de sédiment testé.

Principe de la mesure

Un échantillon de sédiment est prélevé, avec éventuellement l'eau surnageante, en préservant l'interface, soit manuellement sur estran découvert à l'aide d'un tube de carotte, soit en mer à l'aide d'un carottier préservant. La mesure quasi-in situ dans l'érodimètre est réalisée au plus vite après le prélèvement de la carotte de manière à ne pas dénaturer le matériau. Il est possible de faire un profil d'érodimétrie en découpant successivement la carotte. Cependant, les opérations de découpage sont susceptibles de perturber les paramètres du sédiment et seule la surface n'est pas remaniée. C'est donc cette mesure qui présente le plus d'intérêt. La carotte de sédiment, après découpe, est placée dans un "porte échantillon" (figure B.2) avant d'être positionnée dans le canal. Le débit dans le circuit est ensuite augmenté par paliers à l'aide d'une pompe commandée par un variateur de fréquence. La contrainte de cisaillement est déduite directement par calibration du débit (Le Hir et al., 2008). La turbidité dans le circuit est mesurée en continu à l'aide d'un turbidimètre optique et permet la détermination du seuil de mise en suspension. Les flux d'érosion sont calculés en faisant l'hypothèse raisonnable que l'homogénéisation de la turbidité dans le canal est très rapide. Le flux $E(t)$ à l'instant t est ainsi déduit directement de l'évolution de la turbidité dans le canal :

$$E(t) = \frac{(C(t) - C(t - \Delta t))V}{S\Delta t} \quad (\text{B.1})$$

avec C la concentration, Δt le pas de temps considéré, S la surface de sédiment impactée (estimée à 0.003 m^2) et V le volume d'eau du canal (0.018 m^3).

B.2 Les mesures durant la campagne EXTREMA1 (mars 2008)

Durant cette campagne, l'Erodimètre a été embarqué à bord du bateau l'EUROPE. Cependant, afin de ne pas perturber la mesure par les mouvements du bateau, les expériences ont été effectuées à quai dans les premières heures après le prélèvement des échantillons par carottage. Les carottes ont été prélevées par sous-carottage dans une benne Usnel. Quatre sites ont été échantillonnés (cf. figure B.3) et les mesures ont été effectuées à différentes profondeurs le long de la carotte (surface, surface - 4cm et surface - 8cm en un site). Le profil face au débouché du Grand Rhône a été effectué à 20, 40 et 60 m de profondeur. Le prélèvement à la Balancelle a été effectué par 20 m de profondeur.

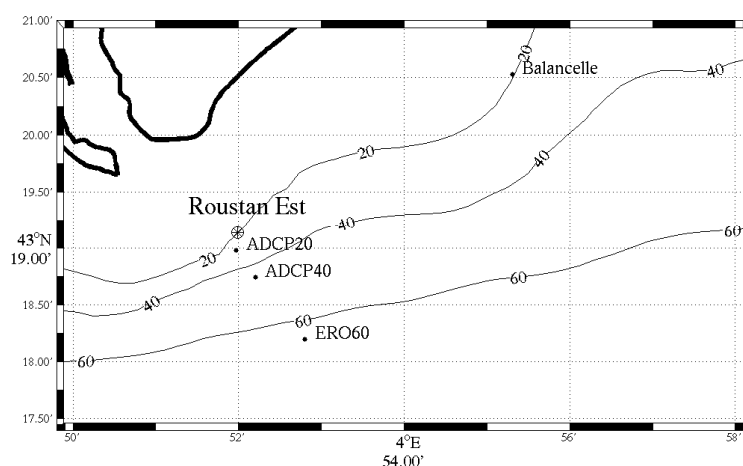


FIG. B.3 – Position des mesures d'érodimétrie

La charge en suspension dans le canal a été calculée à partir de la mesure en Volts du turbidimètre en utilisant la calibration suivante déterminée à partir des prélèvements d'eau du

canal et des pesées après filtration :

$$MES(mg/l) = 222 \times \text{turbidité}(V)$$

Lors des deux premières mesures effectuées (ADCP20 et ADCP40 en surface), un problème dans le câblage a induit des erreurs sur la mesure de la turbidité. Le problème a ensuite été résolu. Ces deux premières mesures doivent être considérées avec précautions. Il semble néanmoins que le problème ne se soit traduit que par l'ajout d'une constante au niveau de la mesure de turbidité et les mesures de flux ne seraient alors pas erronées.

D'autre part, durant le dernier palier de la mesure ERO60 à 4 cm sous la surface, le turbidimètre ayant saturé, le flux durant ce palier sera ignoré pour l'analyse des données.

Des mesures de granulométrie laser ont également été effectuées pour chacun des échantillons. L'ensemble des mesures effectuées durant la campagne EXTREMA1 sont présentées ci-après. Chaque test est présenté sur une page où figure en haut la granulométrie du prélèvement et en bas l'évolution de la contrainte, de la concentration dans le canal et du flux de sédiment au cours de l'expérience.

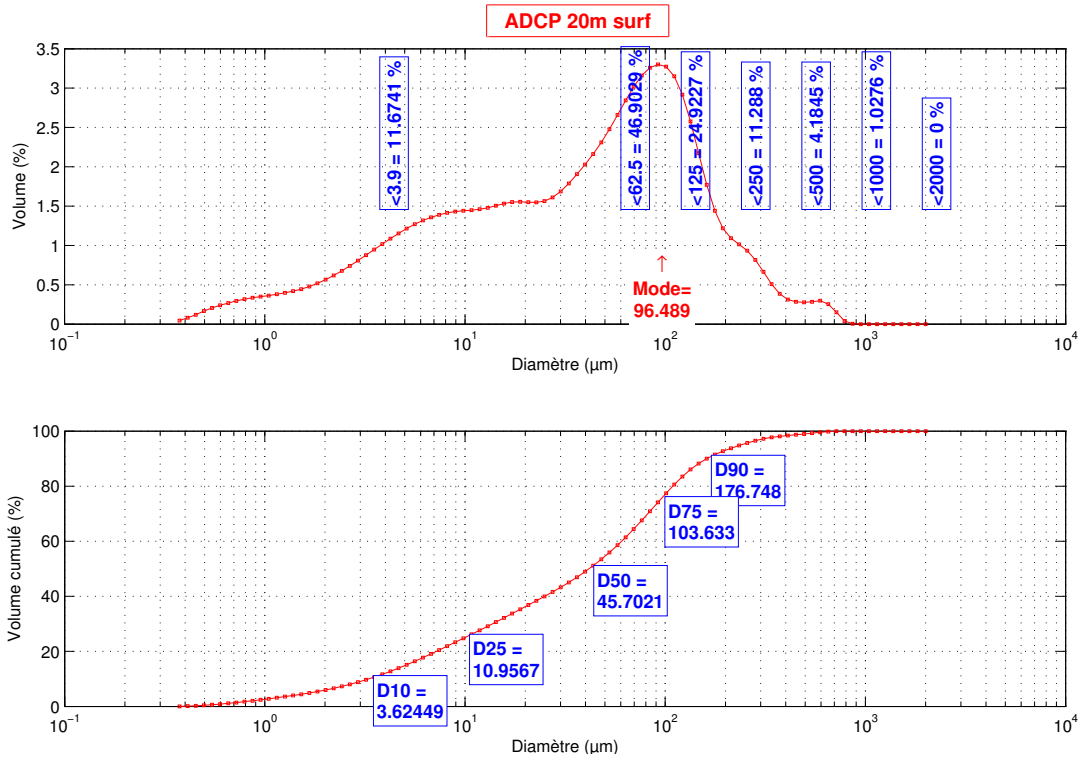


FIG. B.4 – Granulométrie du prélèvement

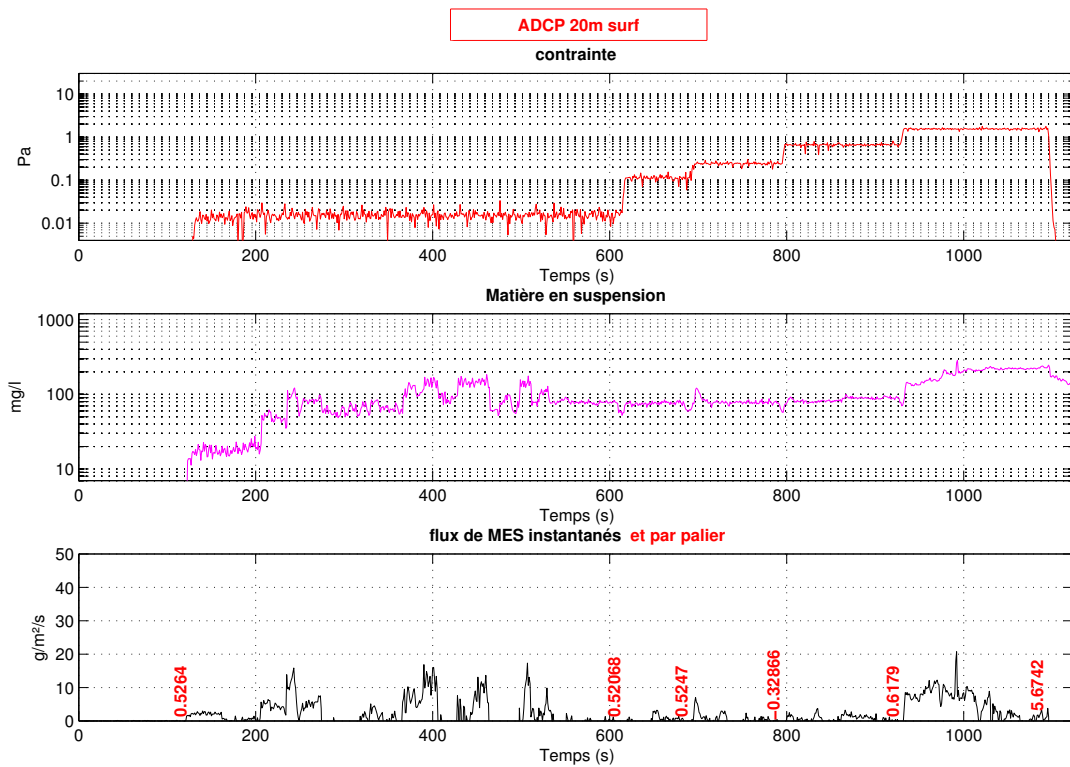


FIG. B.5 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

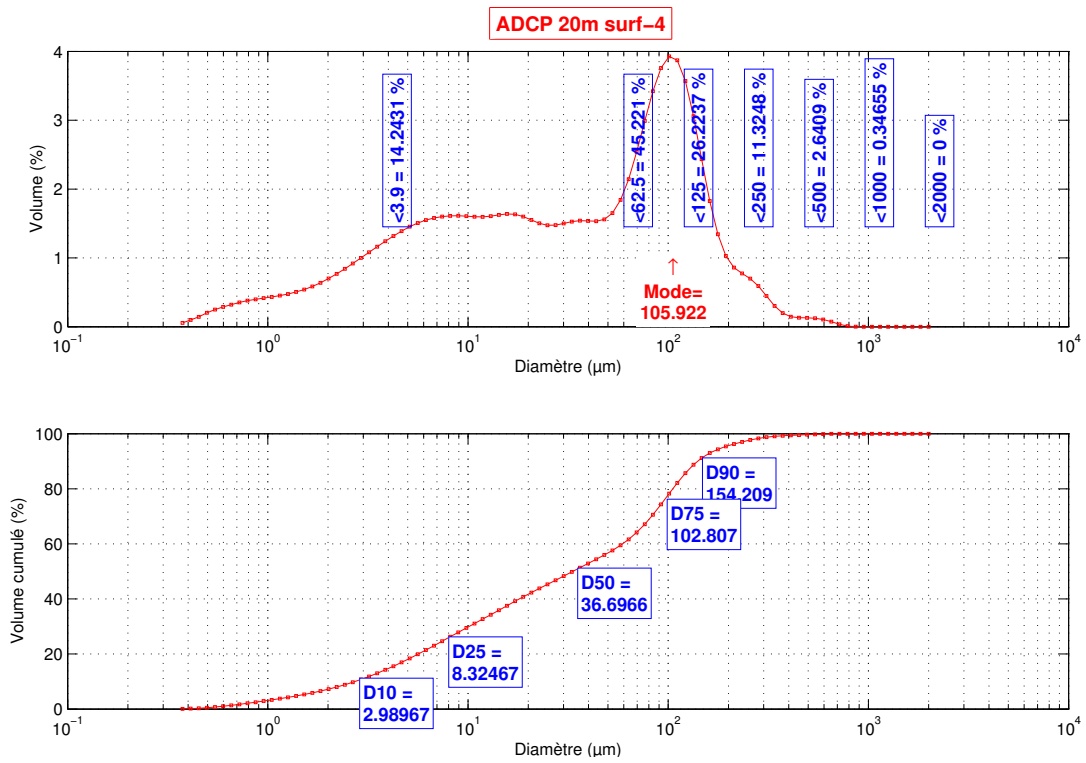


FIG. B.6 – Granulométrie du prélèvement

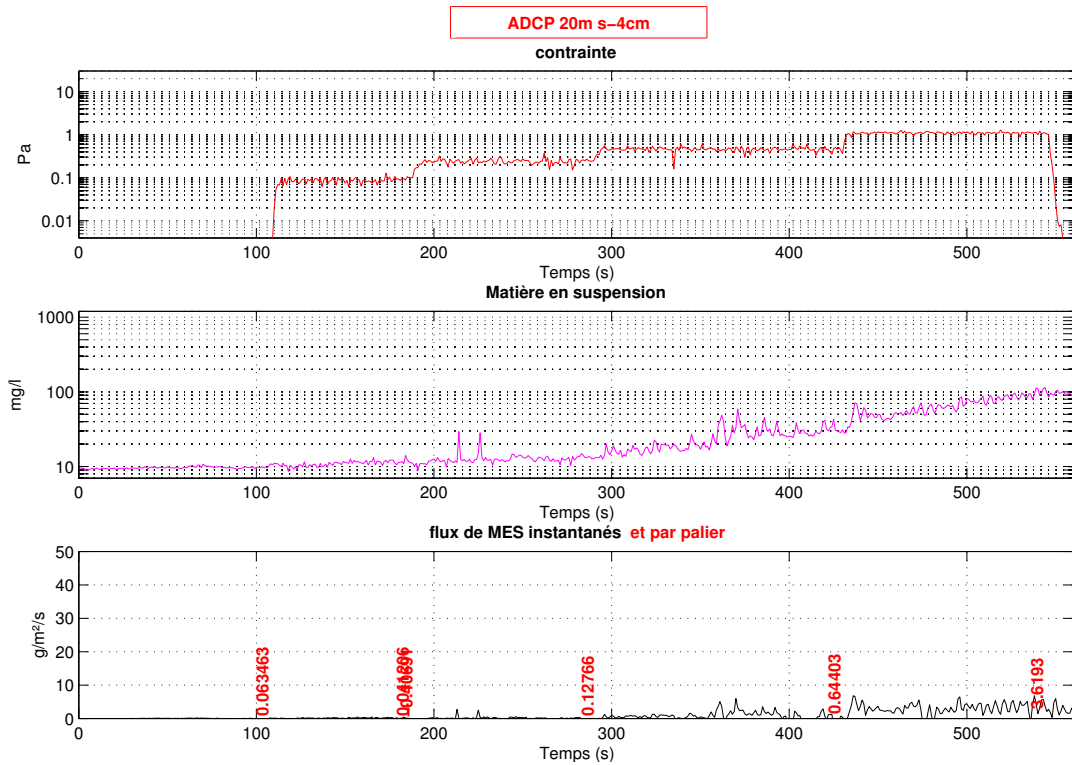


FIG. B.7 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

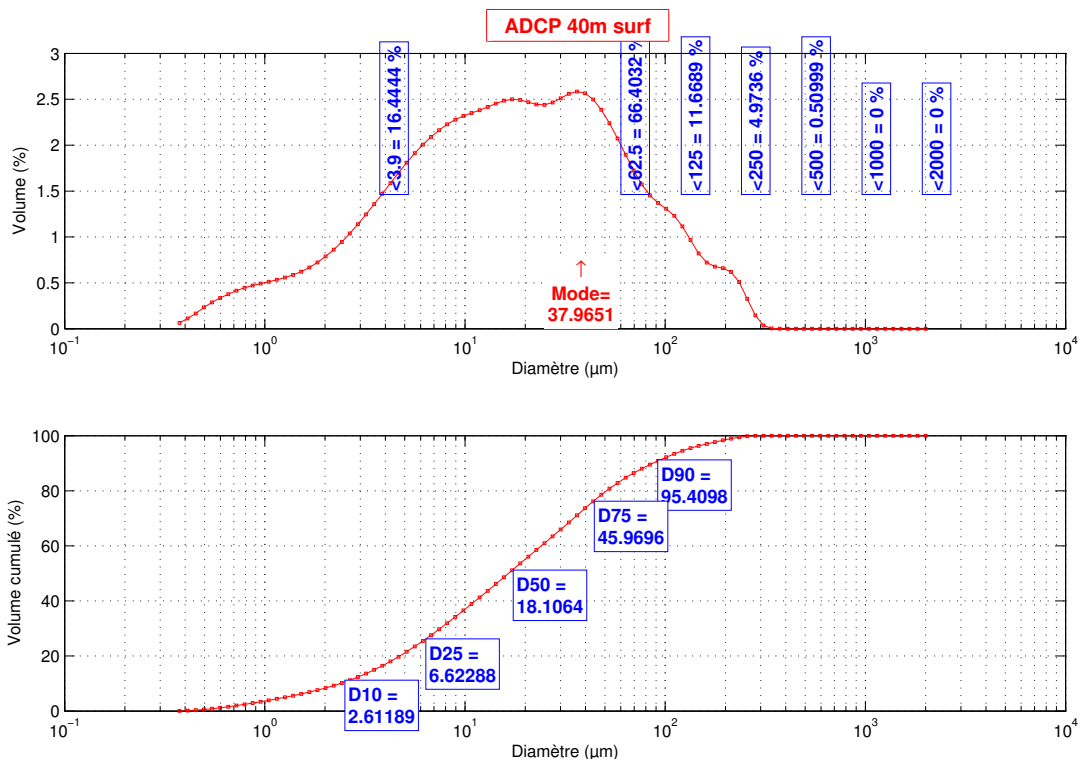


FIG. B.8 – Granulométrie du prélèvement

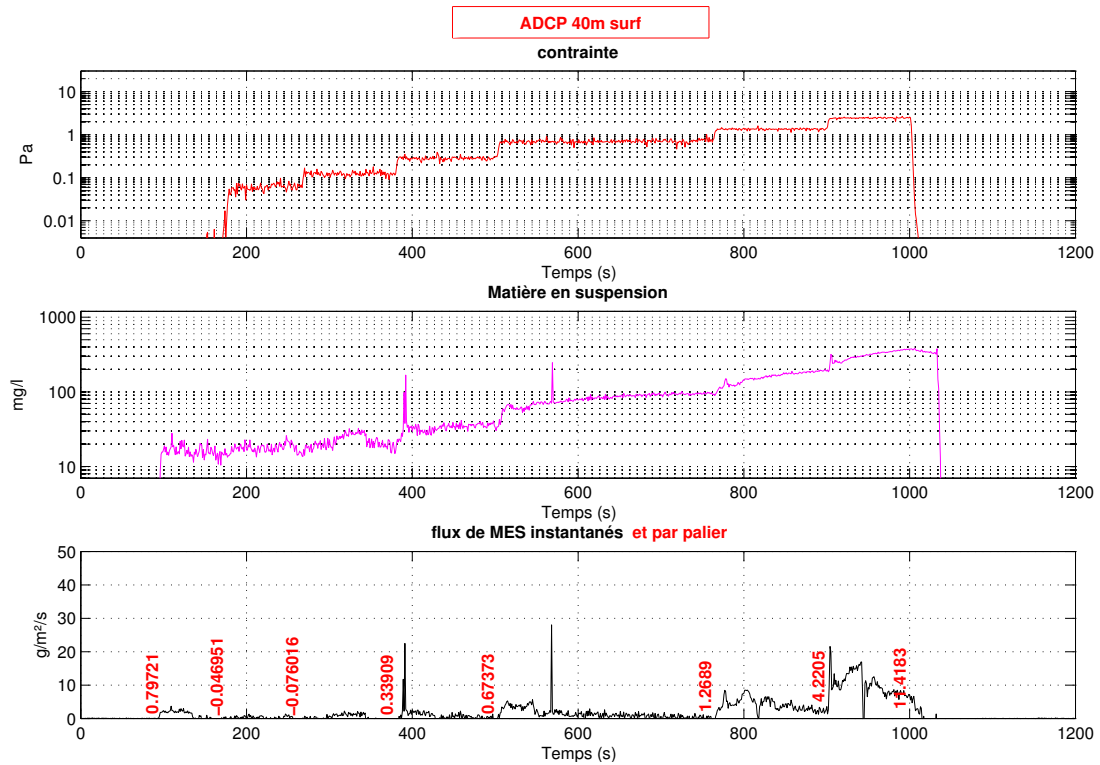


FIG. B.9 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

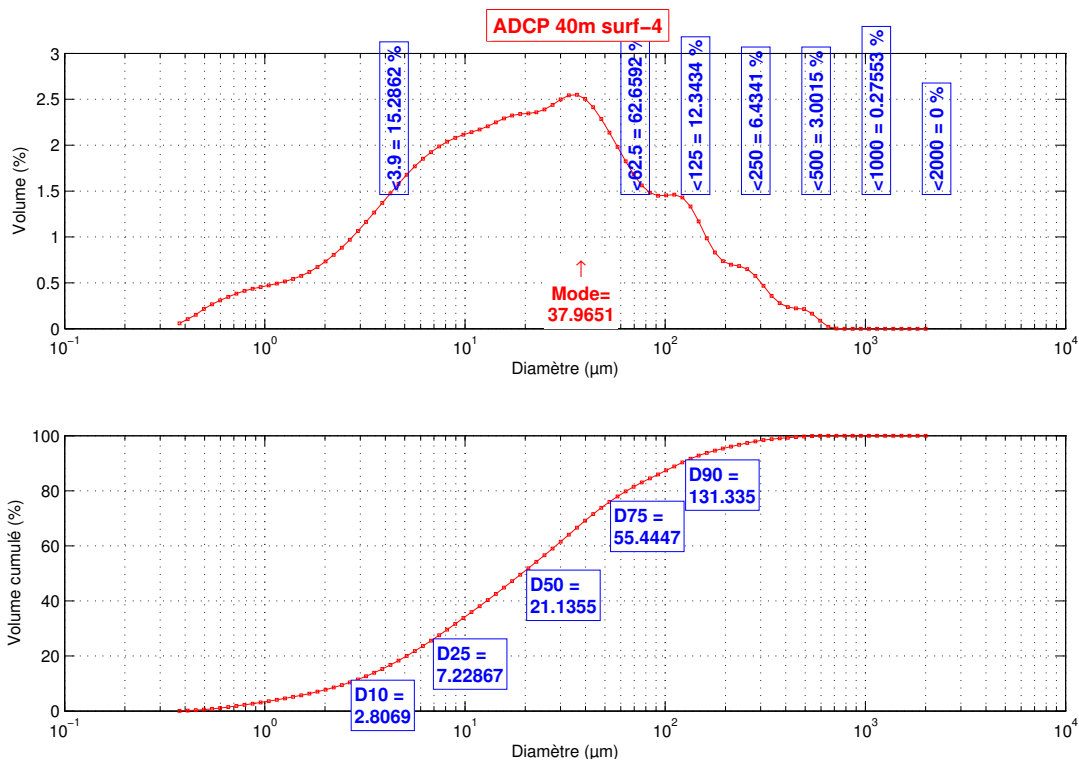


FIG. B.10 – Granulométrie du prélèvement

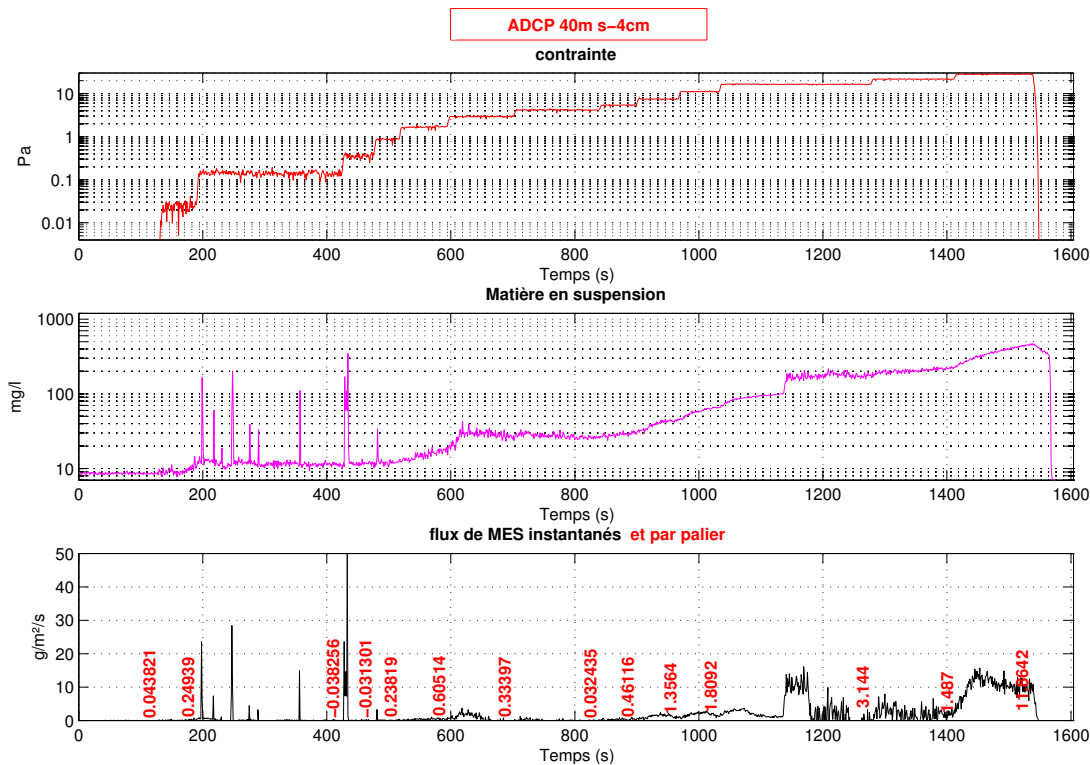


FIG. B.11 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

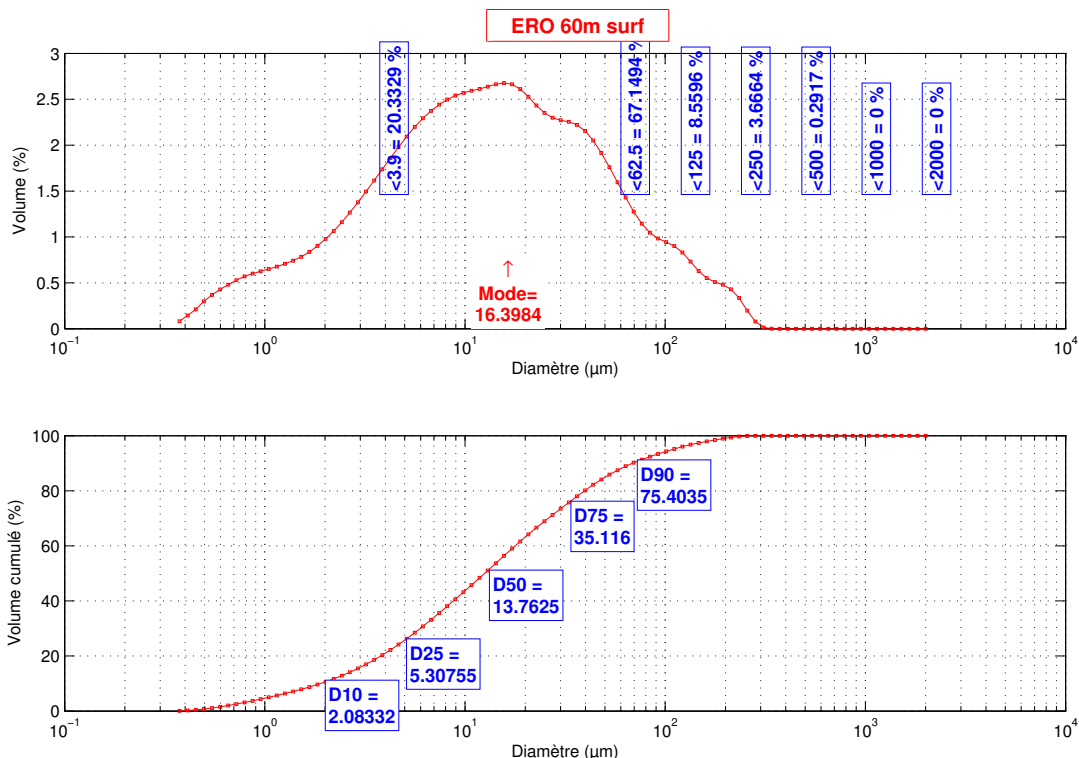


FIG. B.12 – Granulométrie du prélèvement

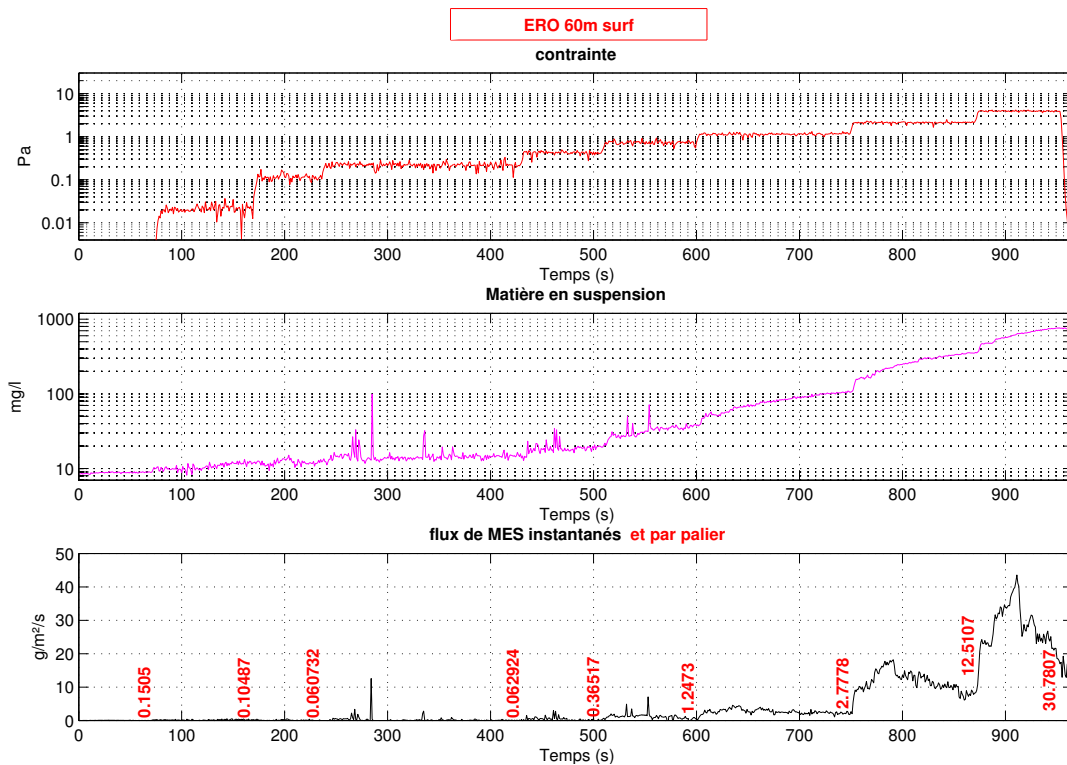


FIG. B.13 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

B.2. Les mesures durant la campagne EXTREMA1 (mars 2008)

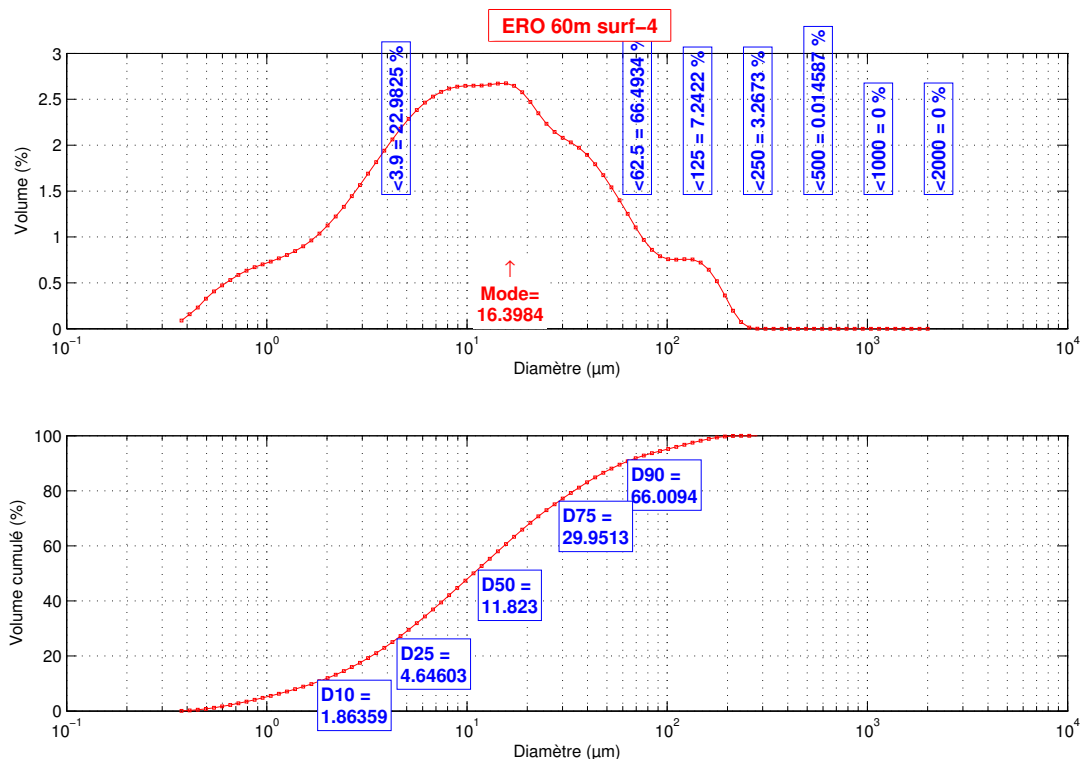


FIG. B.14 – Granulométrie du prélèvement

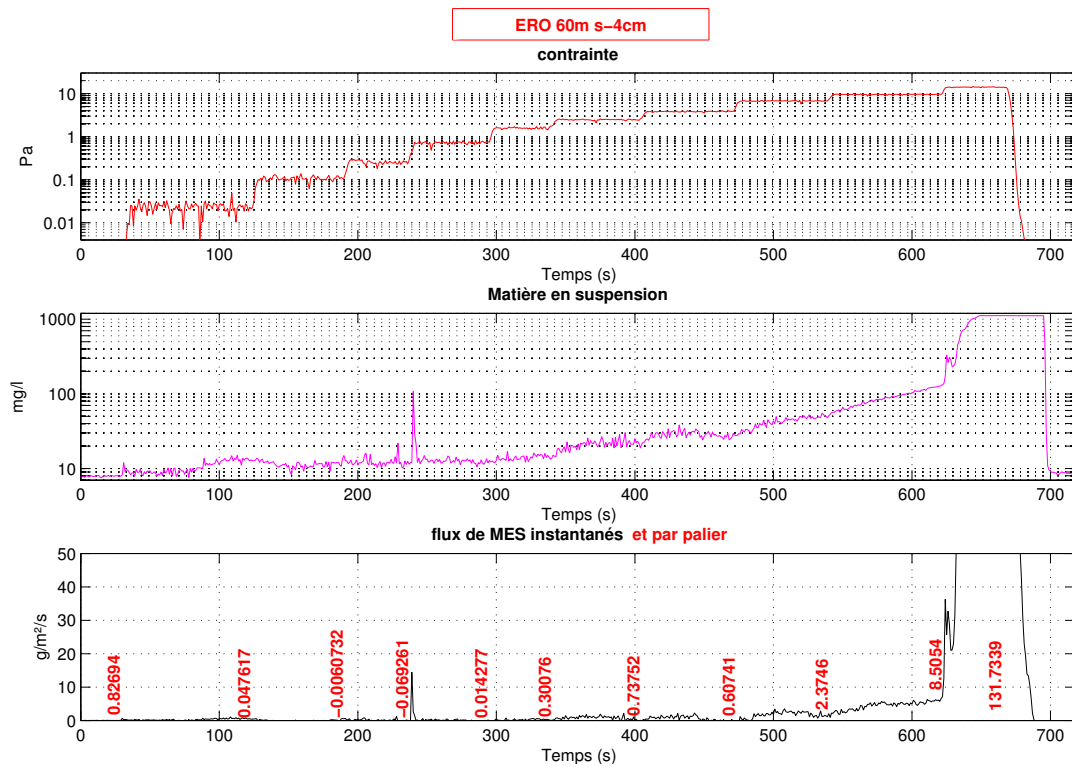


FIG. B.15 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

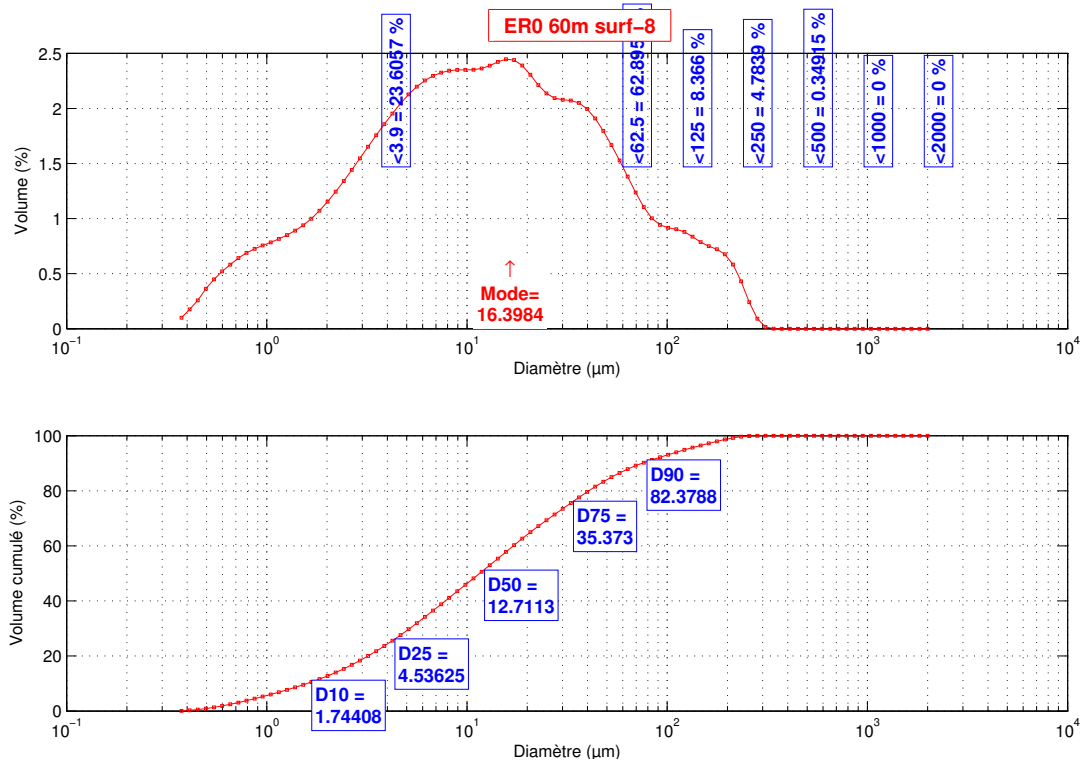


FIG. B.16 – Granulométrie du prélèvement

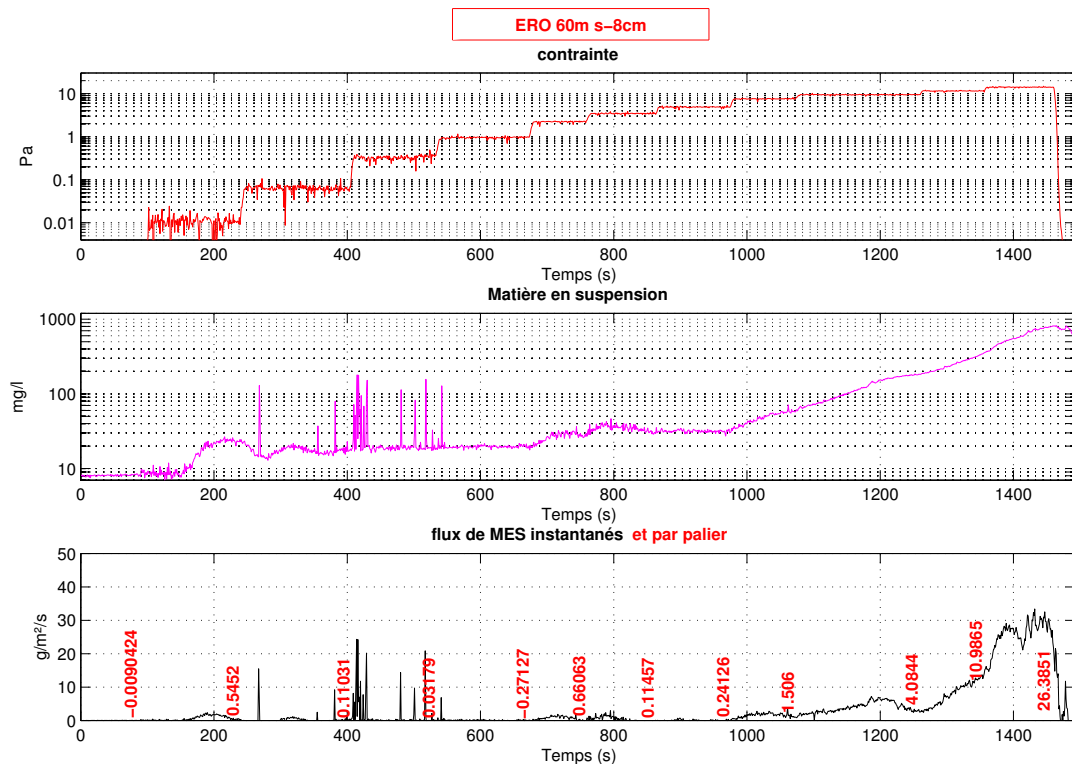


FIG. B.17 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

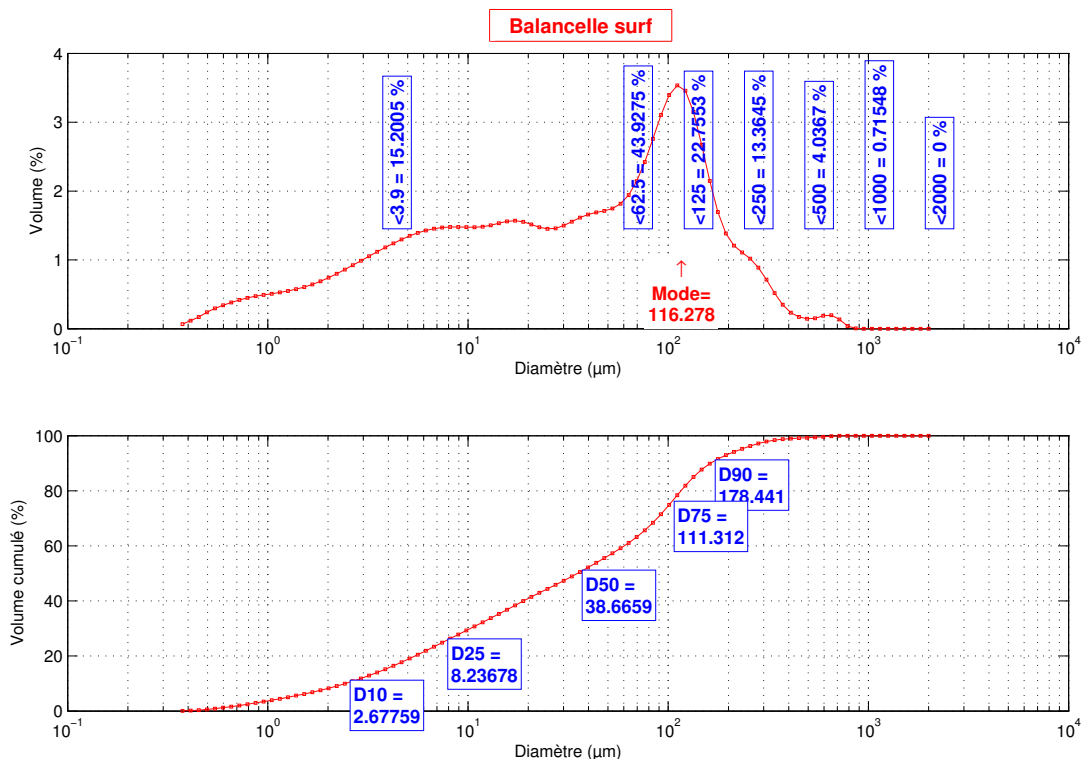


FIG. B.18 – Granulométrie du prélèvement

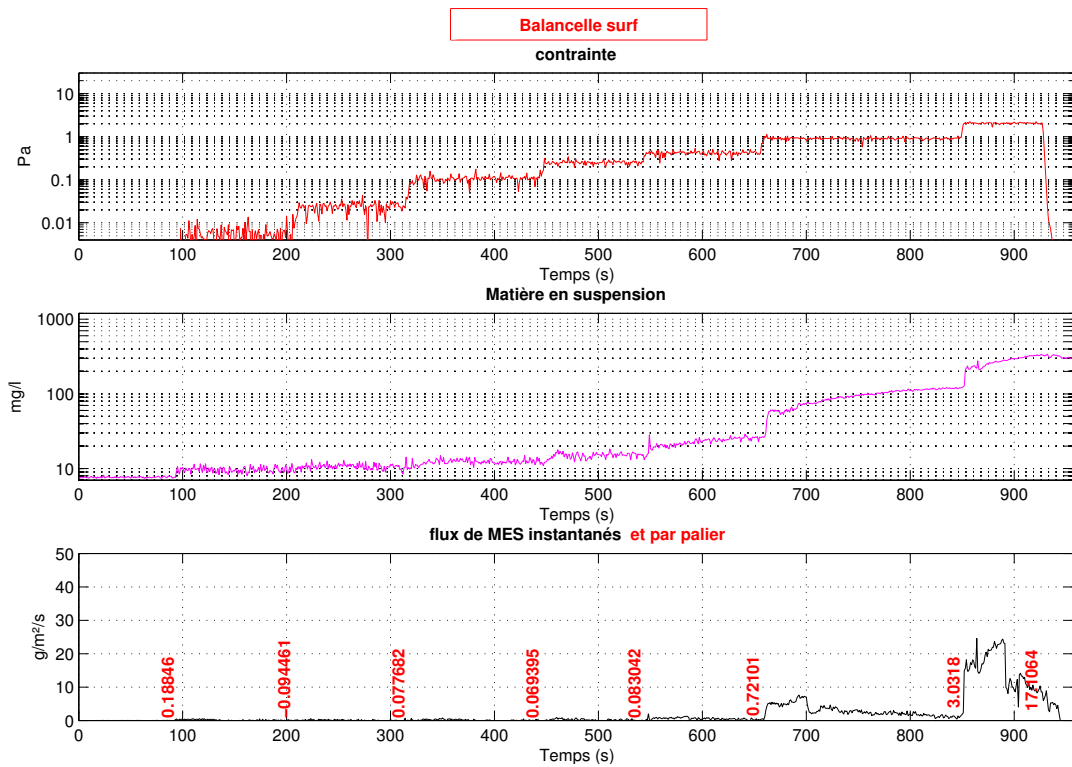


FIG. B.19 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

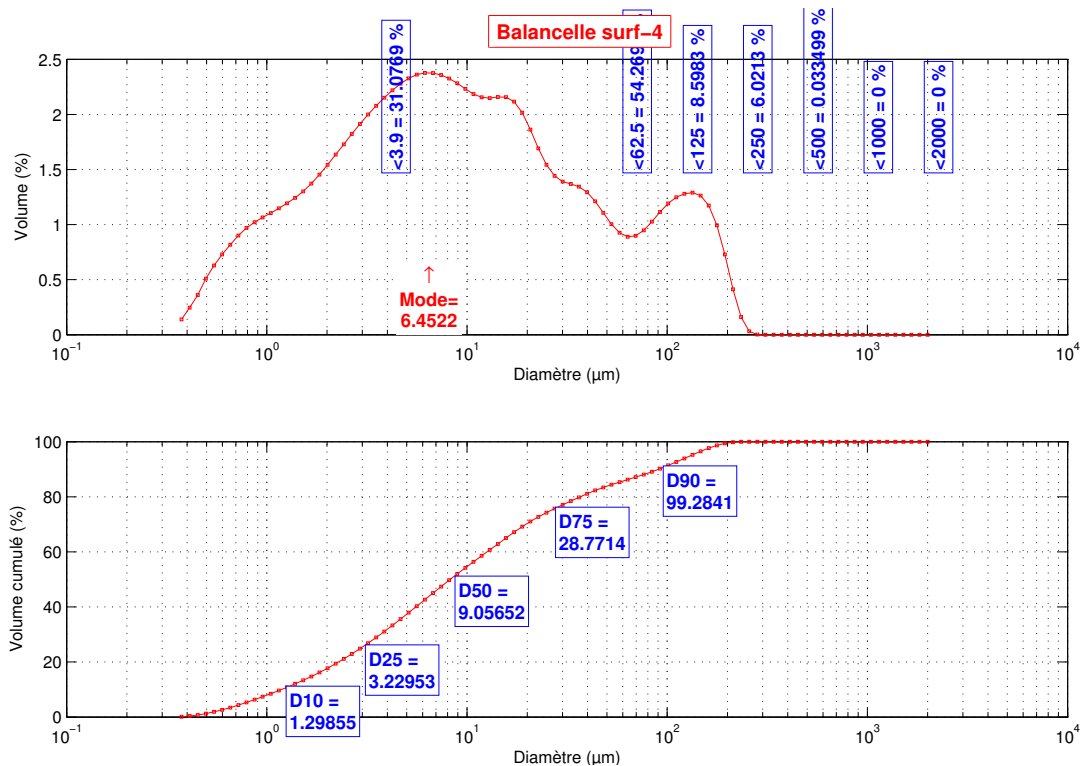


FIG. B.20 – Granulométrie du prélèvement

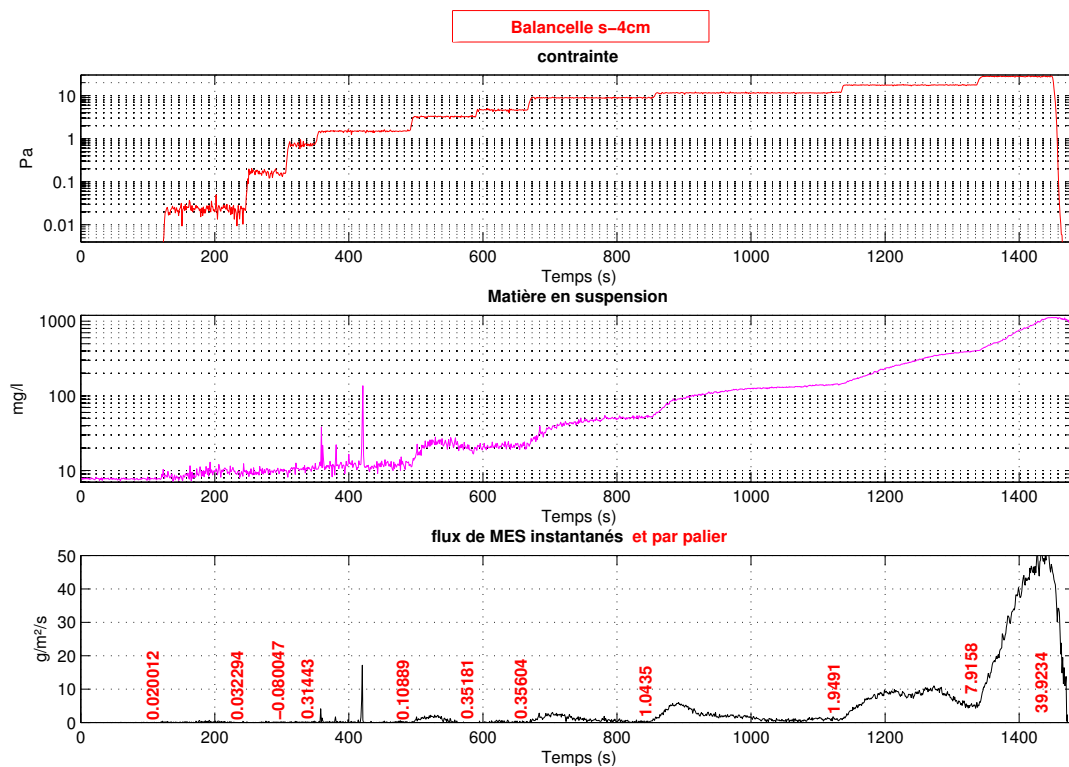


FIG. B.21 – Paramètres temporels mesurés durant l'expérience

Annexe C

Données hydrologiques des campagnes CARMEX et EXTREMA1

C.1 Campagne CARMEX

Les mesures hydrologiques ont été réalisées avec une sonde CTD SBE 9 montée avec une rosette de 11 bouteilles Niskin (figure C.1) durant la campagne CARMEX (du 11 au 14 mars 2007). Un transmissomètre WET-Labs était couplé à la sonde CTD, de même qu'un fluorimètre et un capteur d'O₂ dissous. Deux sondes autonomes NKE Micrel ont été adjointes pour mesurer parallèlement température, salinité et turbidité. La mesure de granulométrie in-situ a été réalisée à l'aide du LISST-100 (granulomètre laser autonome de marque Sequoia).

Au laboratoire des mesures ont été réalisées à l'aide de ce même granulomètre sur des matières en suspension prélevées avec les bouteilles Niskin. Les MES ont été préalablement filtrées puis insonifiées (passage du filtre aux ultra-sons) afin d'obtenir la répartition granulométrique du même matériel après défloculation. Ainsi, pour chaque prélèvement, la distribution granulométrique obtenue in-situ pourra être comparée à celle obtenue en laboratoire après défloculation.

Compte tenu de la panne survenue au niveau de la pompe de la CTD Seabird, les paramètres de température, salinité et O₂ dissous déterminés par cette sonde n'ont pas été retenus. Le système de mesure possède deux mesures de turbidité dont une mesure de transmission optique (transmissomètre) et une mesure de rétrodiffusion optique (sonde NKE). Un ADCP RDI 600 KHz fonctionnant en mode "Bottom-Tracking" fixé sur un mini-catamaran a également permis l'acquisition simultanée de données d'intensité rétrodiffusée.

Les mesures se sont déroulées du 11 au 14 mars 2007 avec des débits du Rhône baissant de 2500 à 1500 m³/s (figure C.2). La météo a été très clémente durant toute la période avec des vents très faibles (figure C.3) et une mer belle.

Les différentes calibrations effectuées durant la campagne sont décrites ci-après, puis les résultats bruts de la campagne sont présentés. Une discussion de l'ensemble des résultats terminera cette annexe.

Calibration des sondes de turbidité

Sur l'ensemble de la campagne CARMEX, environ 70 prélèvements d'eau ont été réalisés à l'aide des bouteilles Niskin. Les pesées réalisées ont permis de calibrer les sondes de turbidité. La gamme de validité de ces calibrations est cependant peu étendue puisque les mesures ne dépassent pas 20 mg/l. Ces calibrations seront utilisées ultérieurement pour l'analyse des données.

Pour calibrer le transmissomètre, l'atténuation lumineuse à 660 nm (c_{660} en m⁻¹) a été calculée à l'aide de la relation suivante :

$$c_{\lambda} = -\frac{1}{L} \ln(tr/100)$$

où λ est la longueur d'onde, L la longueur du chemin optique du transmissomètre et tr (%) le pourcentage de lumière reçue.

On obtient pour le transmissomètre la calibration suivante (figure C.4) :

$$MES_{\text{trans}} = 0.1458 c_{660}^2 + 1.4713 c_{660} \quad [\text{mg/l}] \quad (R^2 = 0.8434).$$

Pour le turbidimètre NKE (en NTU) on obtient la relation suivante (figure C.5) :

$$MES_{\text{NKE}} = 1.3581 \text{ Turb}_{\text{NKE}} \quad [\text{mg/l}] \quad (R^2 = 0.88).$$

La comparaison des MES calculées par le turbidimètre et le transmissomètre à partir des relations déterminées précédemment est relativement bonne (cf figure C.6). On peut cependant noter que pour les concentrations les plus faibles la valeur déterminée par le turbidimètre est supérieure.

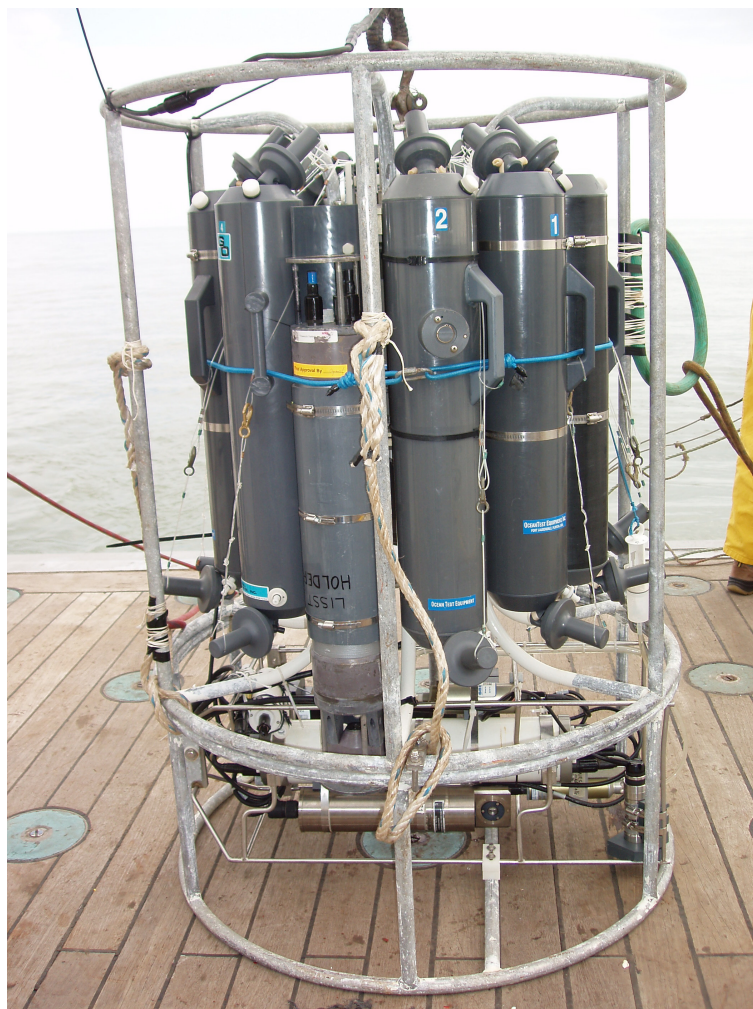


FIG. C.1 – Montage utilisé pour les profils hydrologiques.

Débit du Rhône (m^3/s)

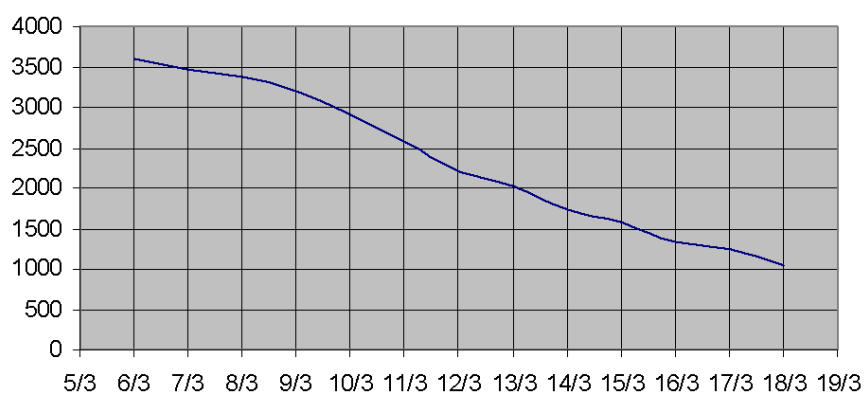


FIG. C.2 – Débit du Rhône pour la période de la campagne.

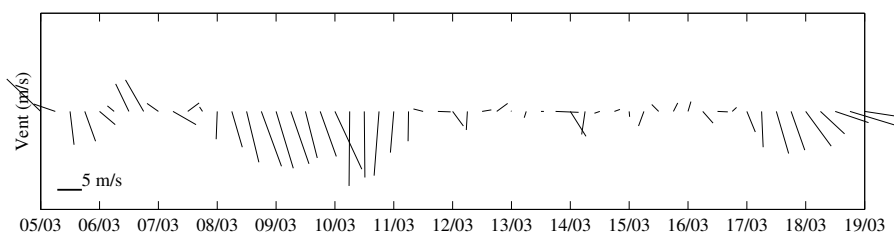


FIG. C.3 – Vitesse et direction du vent pour la période de la campagne (Modèle Météo-France ARPEGE).

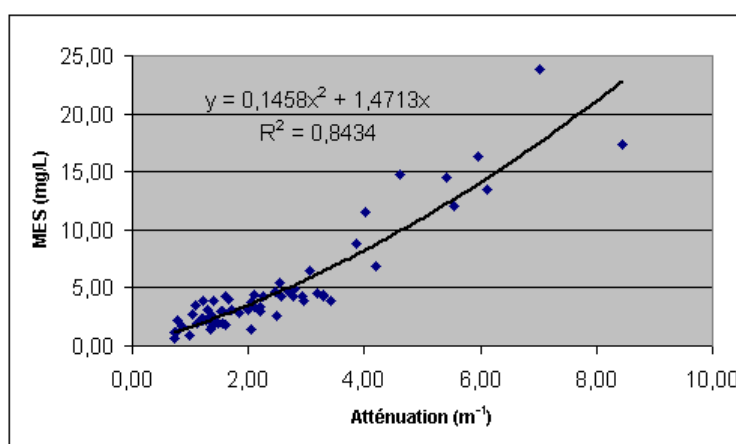


FIG. C.4 – Calibration empirique en concentration massique du transmissomètre à partir de pesées MES.

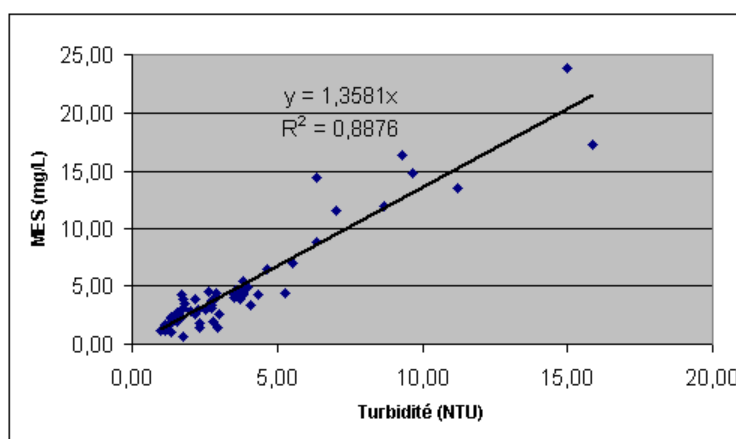


FIG. C.5 – Calibration empirique en concentration massique de la sonde de turbidité optique NKE à partir de pesées MES.

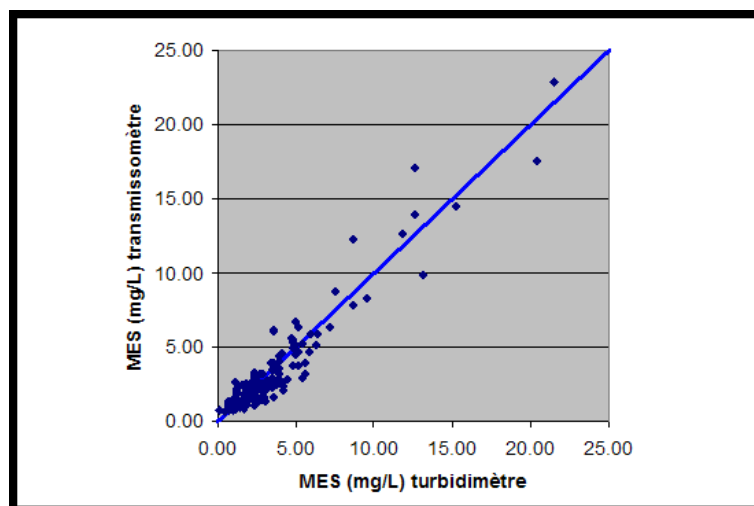


FIG. C.6 – Comparaison des MES calculées par le turbidimètre et le transmissomètre pour les prélèvements effectués

Calibration du signal ADCP

Afin de calibrer le signal de l'ADCP en mg/l, il est nécessaire de calculer l'indice de rétrodiffusion volumique relatif IV_r , qui correspond à l'intensité rétrodiffusée corrigée des pertes de transmission (cf. annexe E). La calibration a été réalisée avec le transmissomètre et le turbidimètre calibrés, et également directement à l'aide des pesées MES (figure C.7). Les mesures utilisées pour la calibration de l'ADCP proviennent des profils effectués le 14 mars (cf paragraphe C.1).

Quel que soit le mode de calibration choisi, la pente de la droite de régression est quasiment similaire. Seule la régression obtenue à l'aide des pesées se démarque vraiment des deux autres avec une ordonnée à l'origine plus importante. C'est cette droite de calibration qui a été choisie puisqu'elle est moins contrainte par les très faibles concentrations qui ont tendance à rabaisser les droites dans le cas de l'utilisation des turbidimètres. Le coefficient de corrélation linéaire n'est cependant pas très fort (0.67) et montre bien la difficulté de calibrer les appareils de mesure dans des gammes de concentrations faibles.

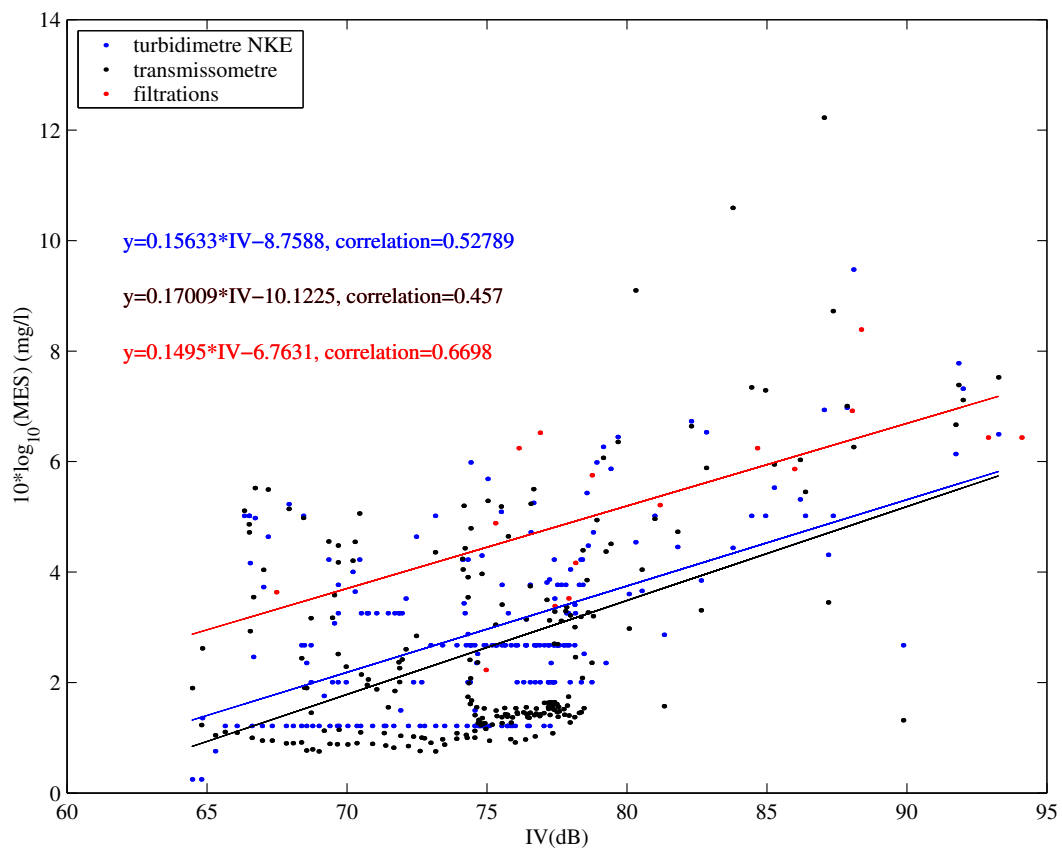


FIG. C.7 – Calibration de l'indice IV_r de l'ADCP en fonction des pesées, et des profils calibrés des deux turbidimètres.

Journée du 11 mars

Deux profils au dessus de la position de l'ADCP de 40 m ont été réalisés à 20 minutes d'intervalle (figure C.8). Les profils hydrologiques sont présentés sur la figure C.9 et les profils de granulométrie sur la figure C.10.

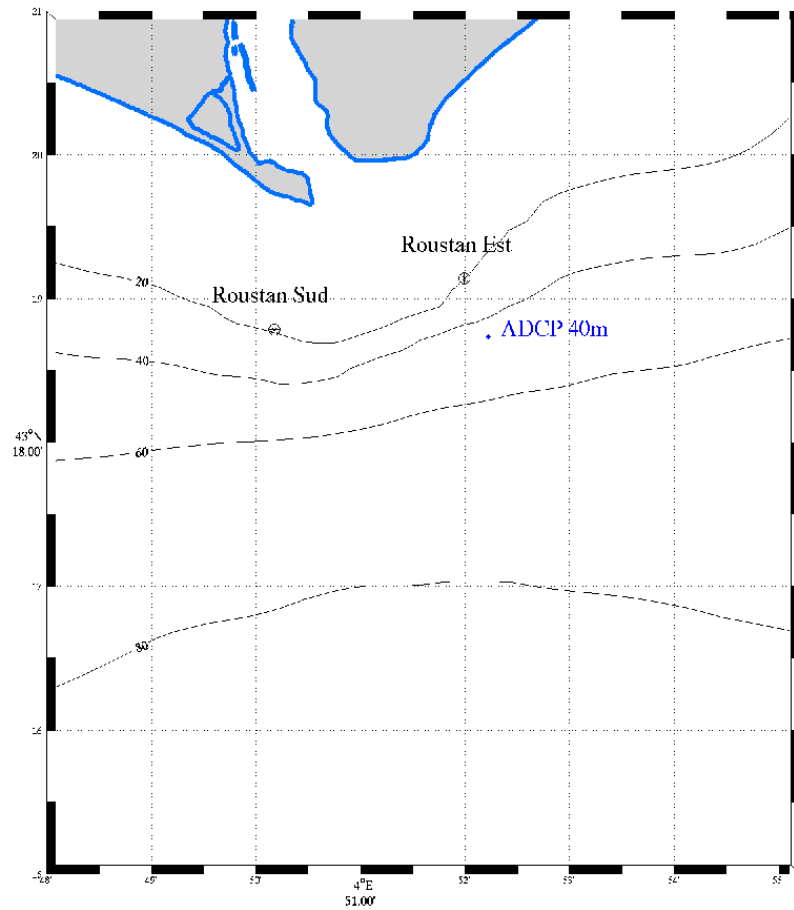


FIG. C.8 – Position des profils du 11 mars.

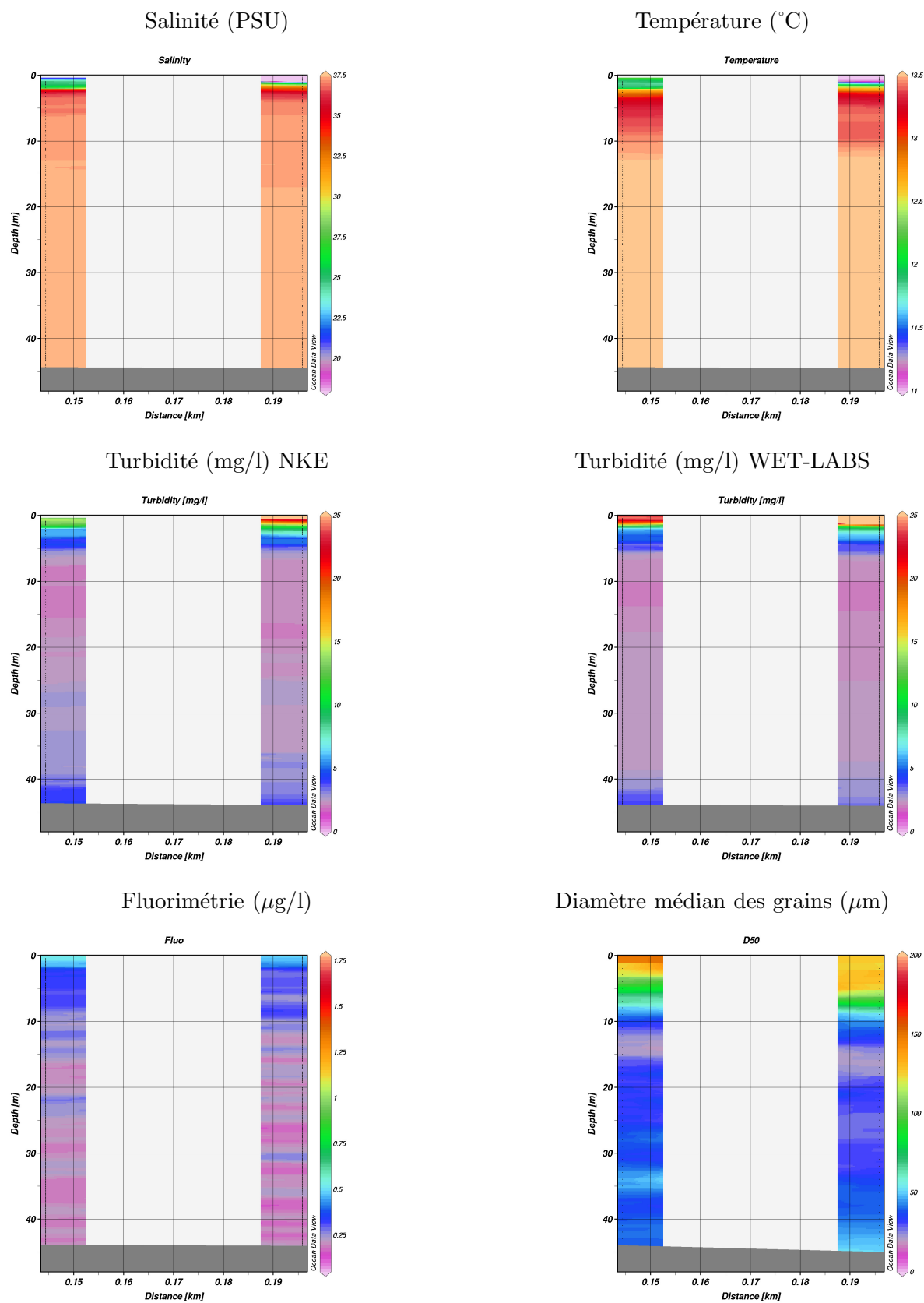


FIG. C.9 – Profils hydrologiques du 11 mars.

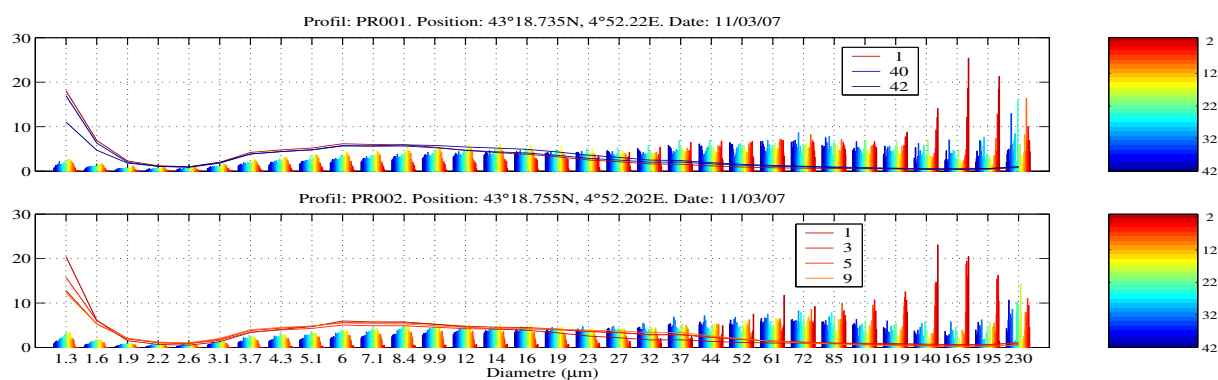


FIG. C.10 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Journée du 12 mars

Deux profils à proximité du Petit Rhône ont été effectués avec un peu plus de deux heures d'écart (figure C.11). Des problèmes techniques sont survenus ; lors du premier des deux profils les sondes NKE n'ont pas fonctionné, tandis que lors du second profil le LISST n'a pas délivré de données. Les profils hydrologiques sont présentés sur la figure C.12 et les profils de granulométrie sur la figure C.13.

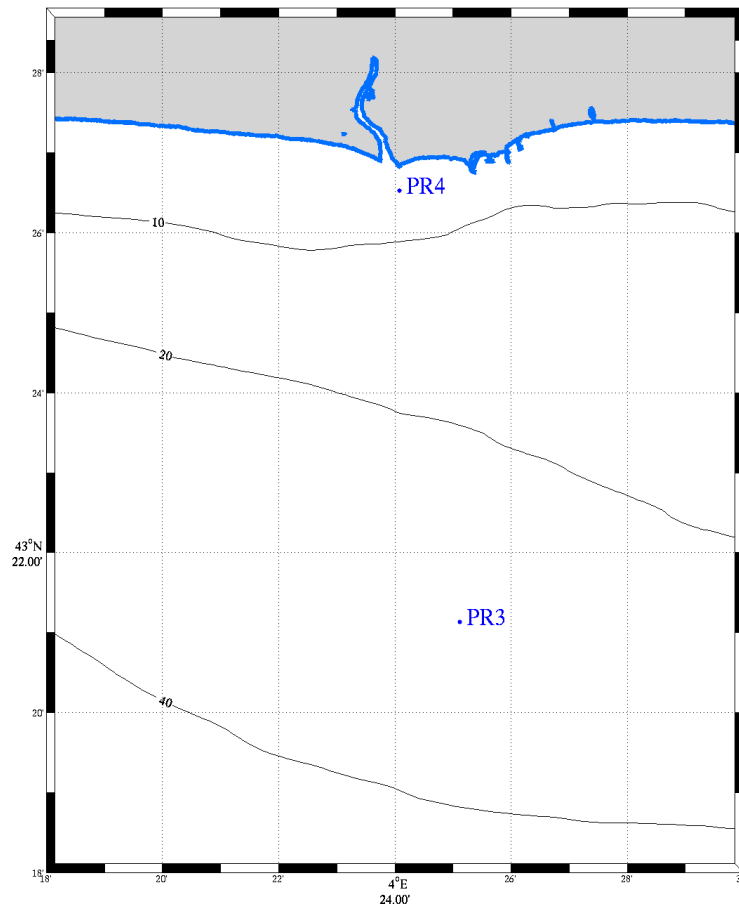


FIG. C.11 – Position des profils du 12 mars.

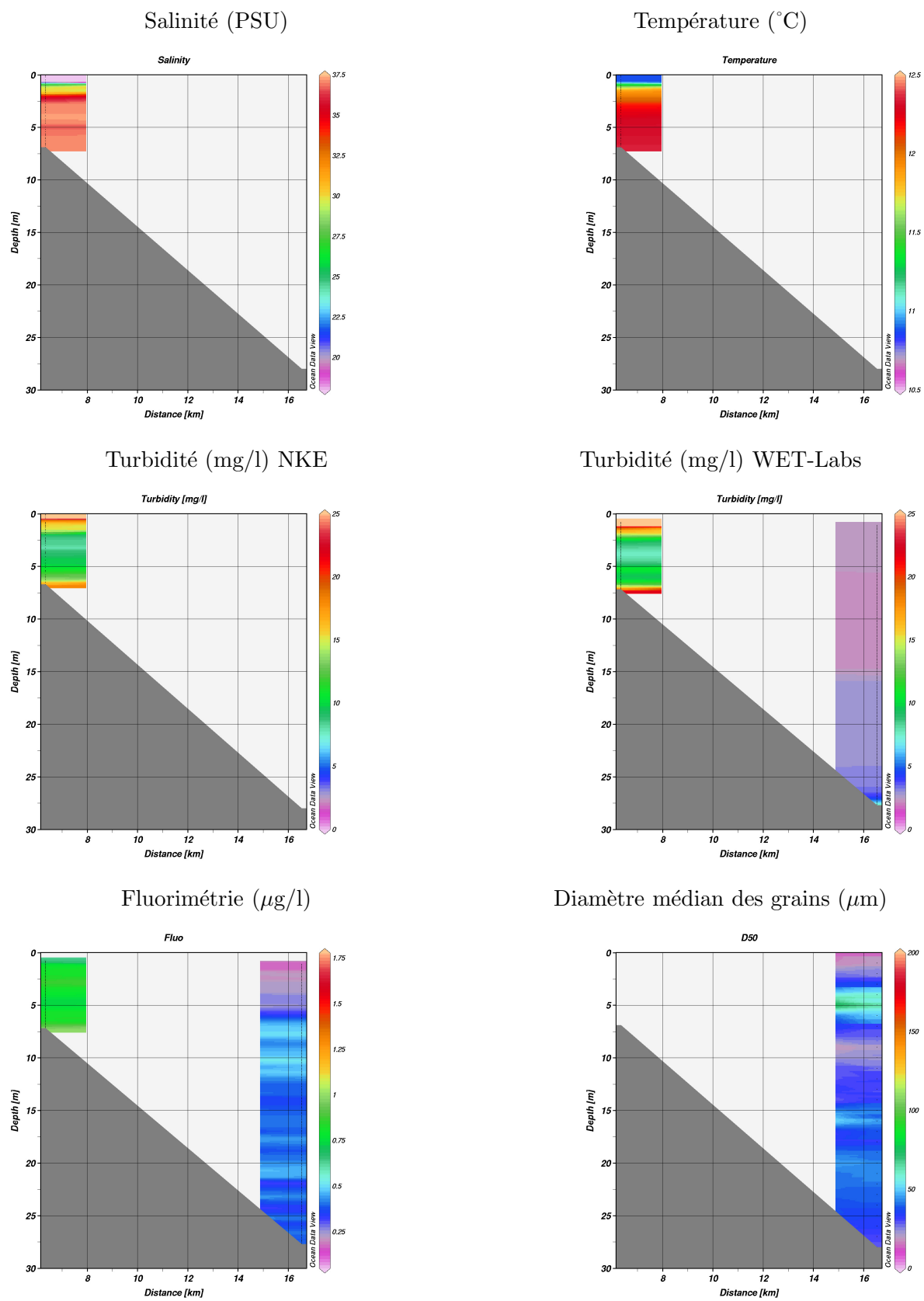


FIG. C.12 – Profils hydrologiques du 12 mars.

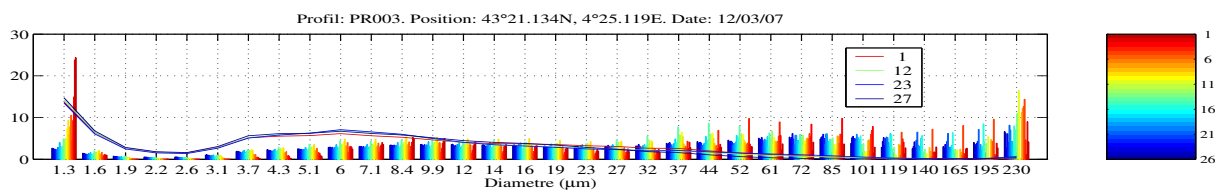


FIG. C.13 – Distribution volumique de taille de particules pour le profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Journée du 13 mars

Deux profils ont été réalisés dans le secteur du prodelta avec un peu plus de deux heures d'écart (figure C.14). Les profils hydrologiques sont présentés sur la figure C.15 et les profils de granulométrie sur la figure C.16.

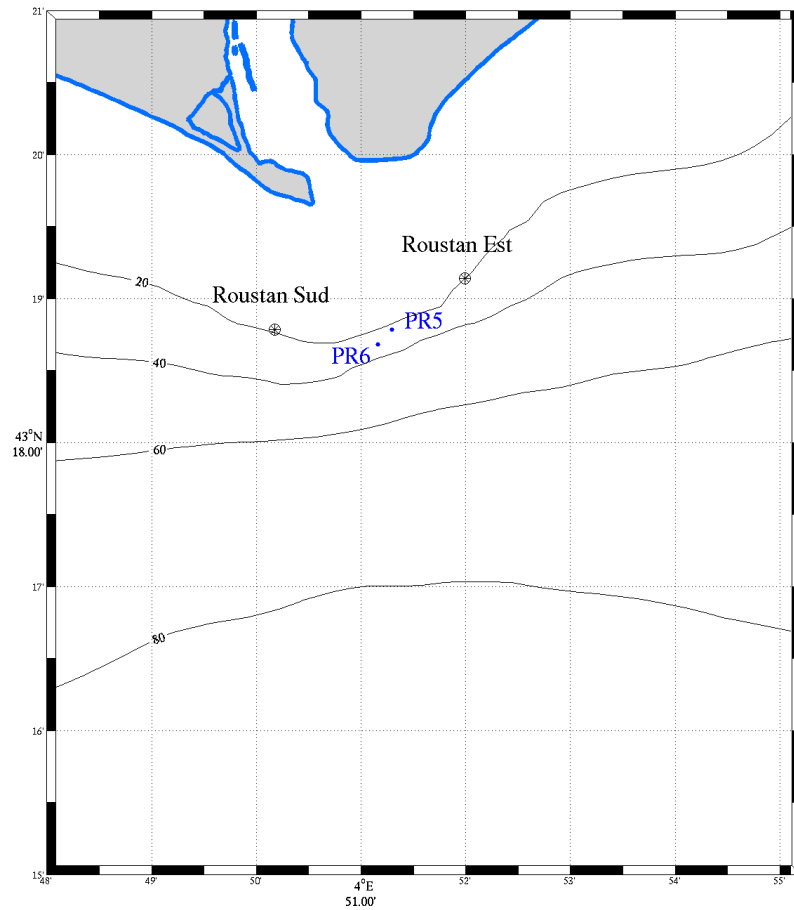


FIG. C.14 – Position des profils du 13 mars.

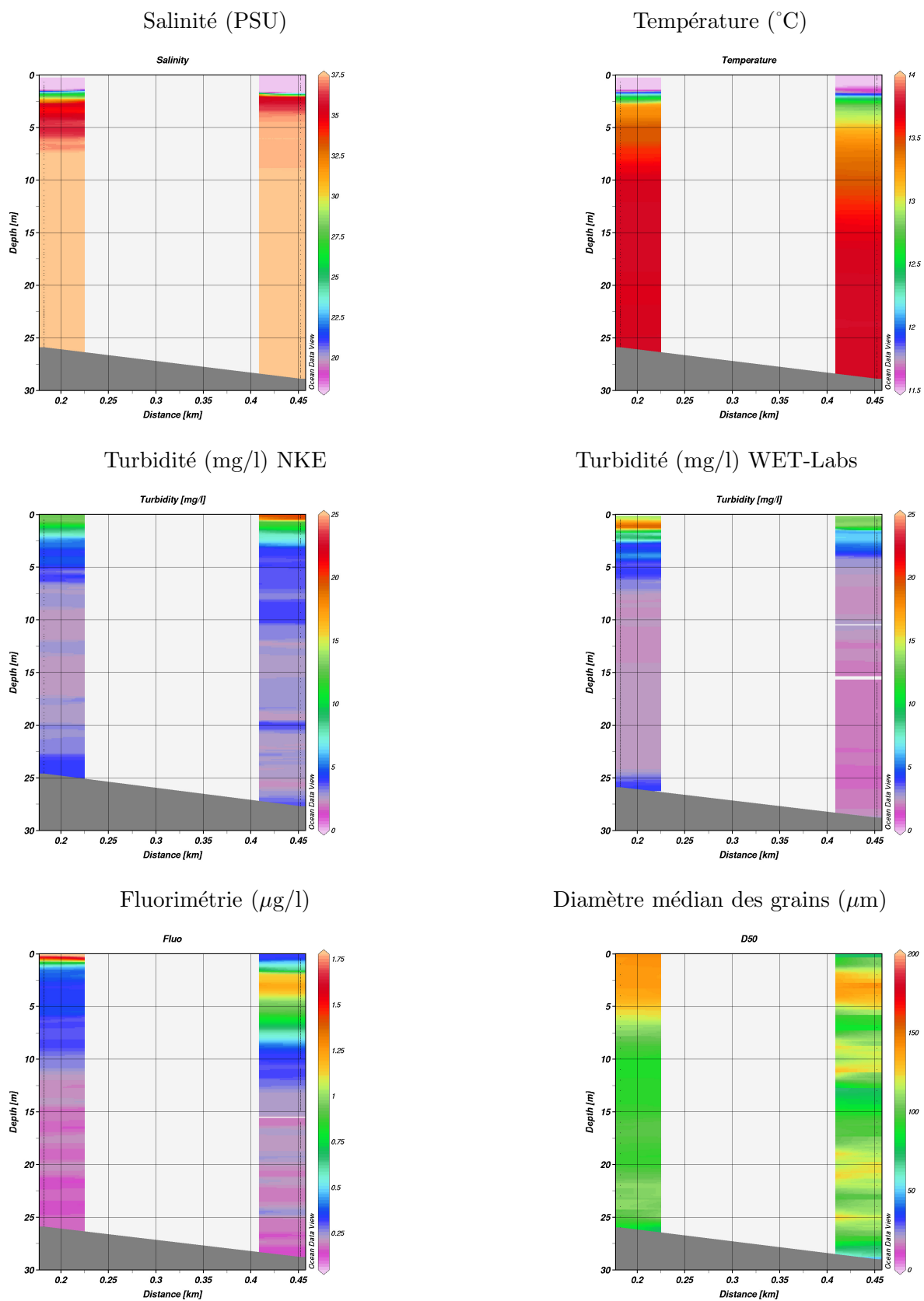


FIG. C.15 – Profils hydrologiques du 13 mars.

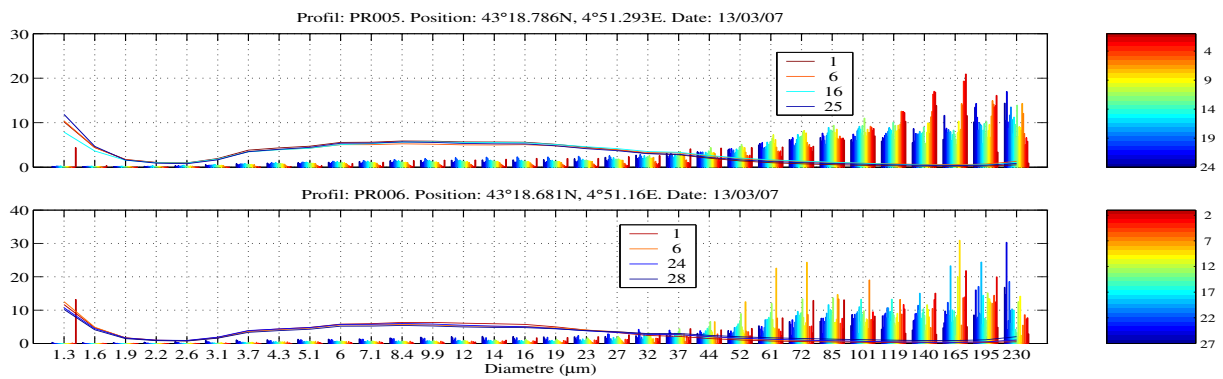


FIG. C.16 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Journée du 14 mars

Quatorze profils ont été réalisés. Des mesures d'ADCP tracté ont également été effectuées en parallèle de quelques profils (principalement sur des fonds inférieurs à 40 m). Un transect entre les deux bouées de Roustan a également été réalisé (figure C.17). L'ensemble des profils a été réalisé en moins de 8 heures avec des conditions météoclimatiques (figure C.3) peu changeantes, ce qui permet d'avoir une vision quasi-synoptique de la zone.

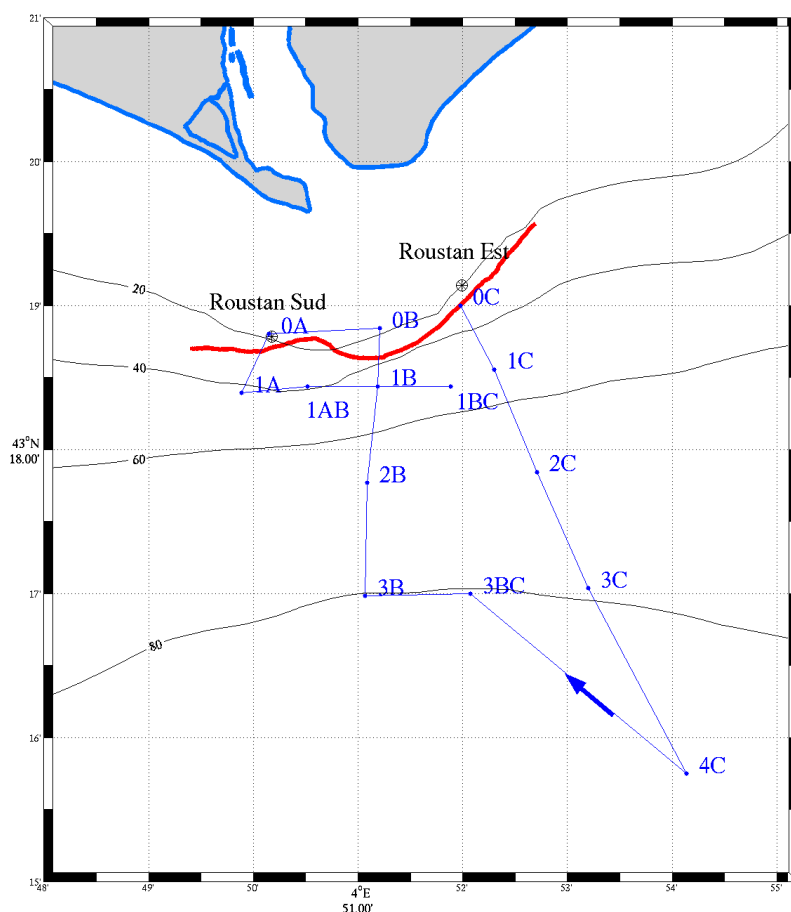
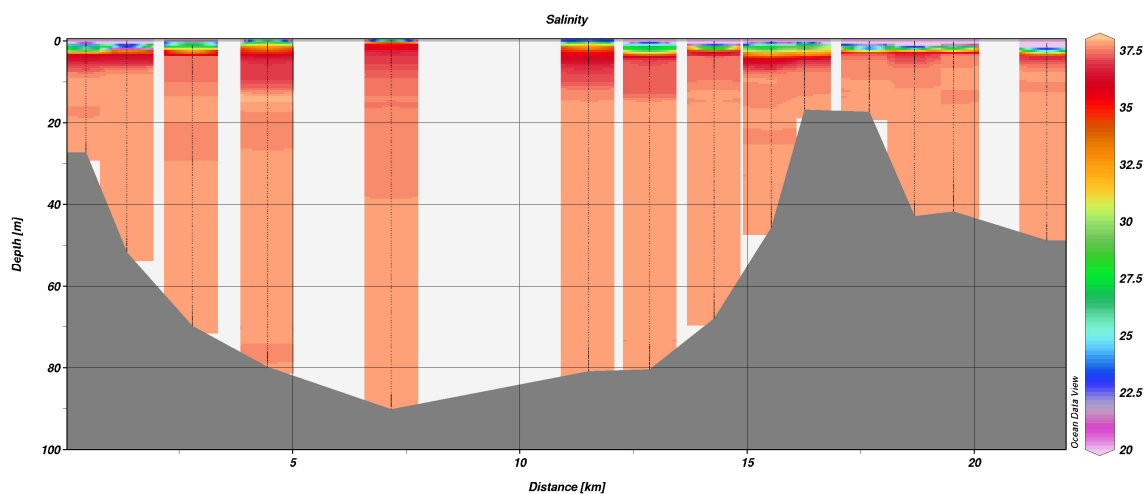


FIG. C.17 – Position des mesures du 14 mars. En trait rouge, transect d'ADCP tracté ; en trait bleu trajet du N/O L'Europe.

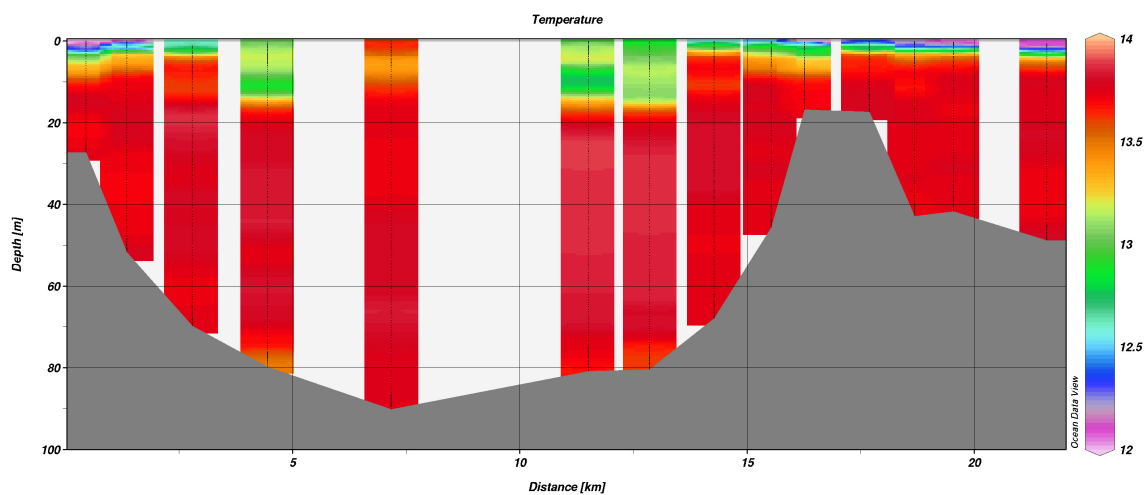
Mesures le long du trajet

Le trajet a commencé par le profil PR0C pour se terminer par le profil PR1BC dans le sens indiqué par la flèche sur la figure C.17. Le parcours du bateau a été "déplié" afin d'obtenir une vision globale de l'ensemble des paramètres dans la zone échantillonnée.

Salinité (PSU)



Température (°C)



Turbidité (mg/l) mesurée par le turbidimètre NKE

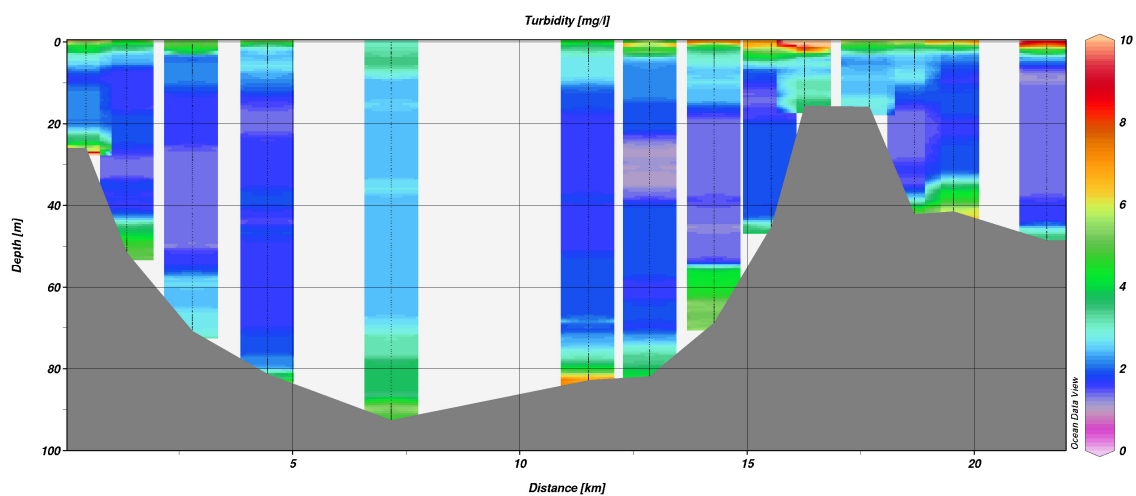


FIG. C.18 – Hydrologie le long de la section le 14 mars.

Turbidité (mg/l) mesurée par le transmissomètre

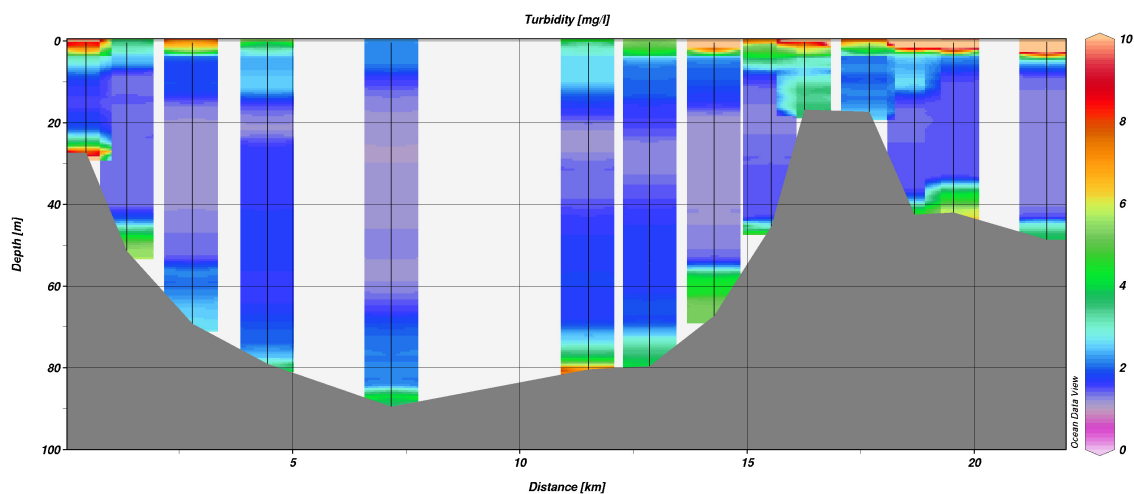
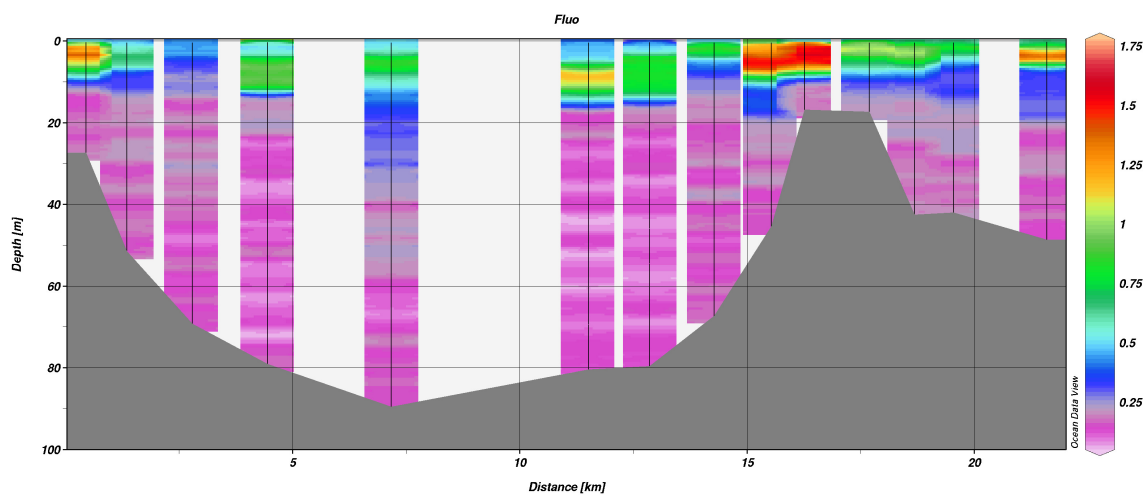
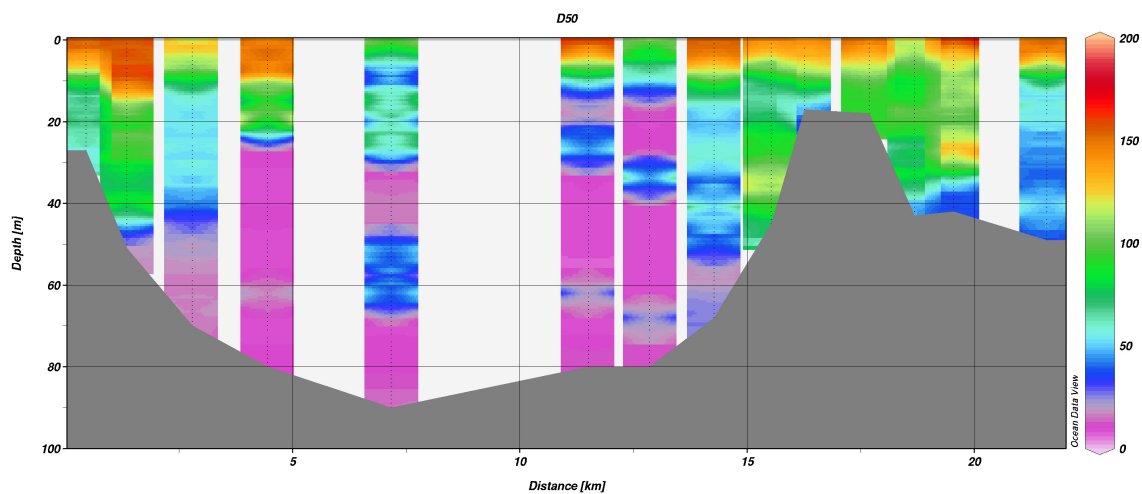
Fluorimétrie ($\mu\text{g/l}$)Diamètre médian des grains (μm)

FIG. C.19 – Hydrologie le long de la section le 14 mars.

Mesures de surface dans le panache

Les mesures ont été moyennées sur les 3 premiers mètres afin d'avoir une valeur représentative pour chaque paramètre dans le panache.

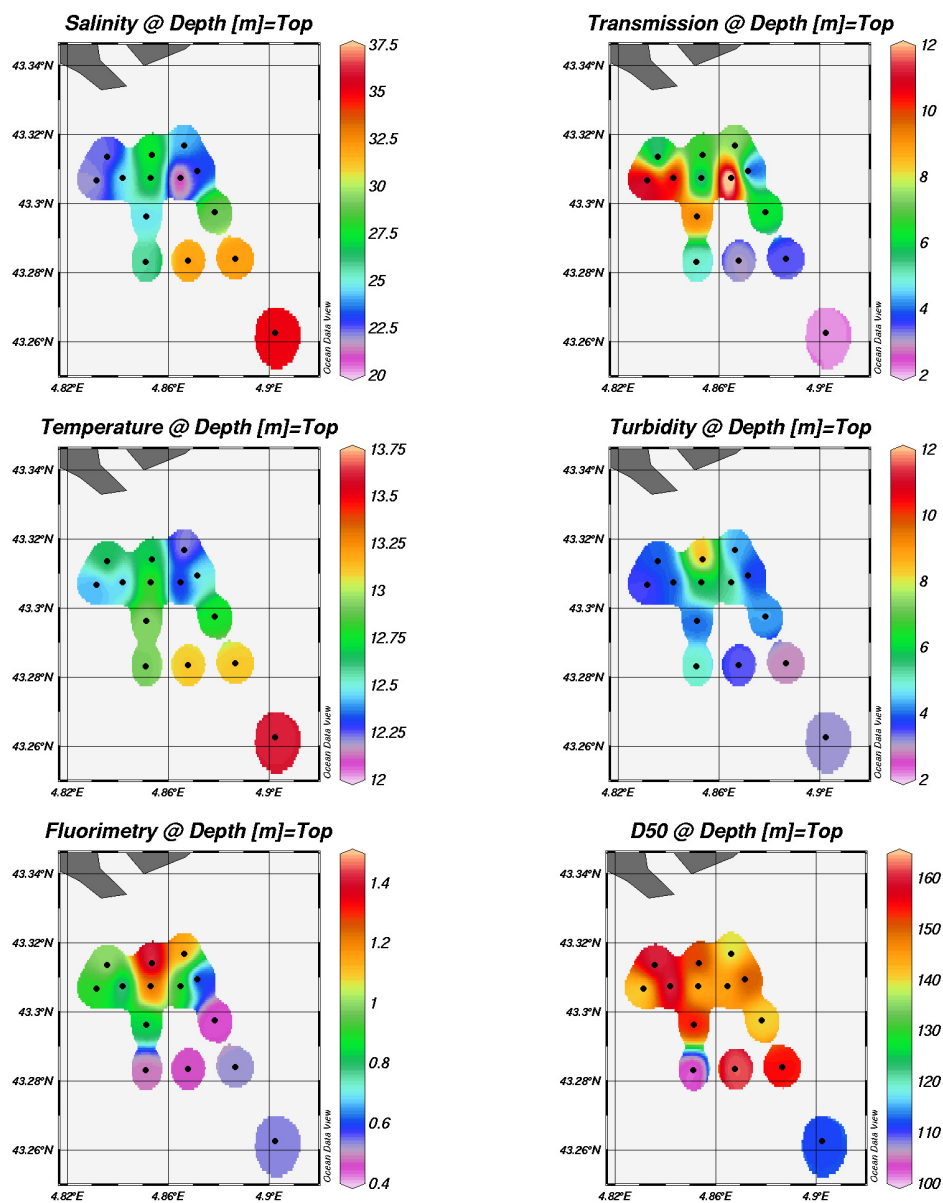


FIG. C.20 – Paramètres moyens mesurés en surface (Température (°C), turbidité (NKE et transmissomètre) (mg/l), fluorimétrie ($\mu\text{g/l}$), diamètre médian des grains D_{50} (μm), salinité (PSU)).

Profils de granulométrie laser

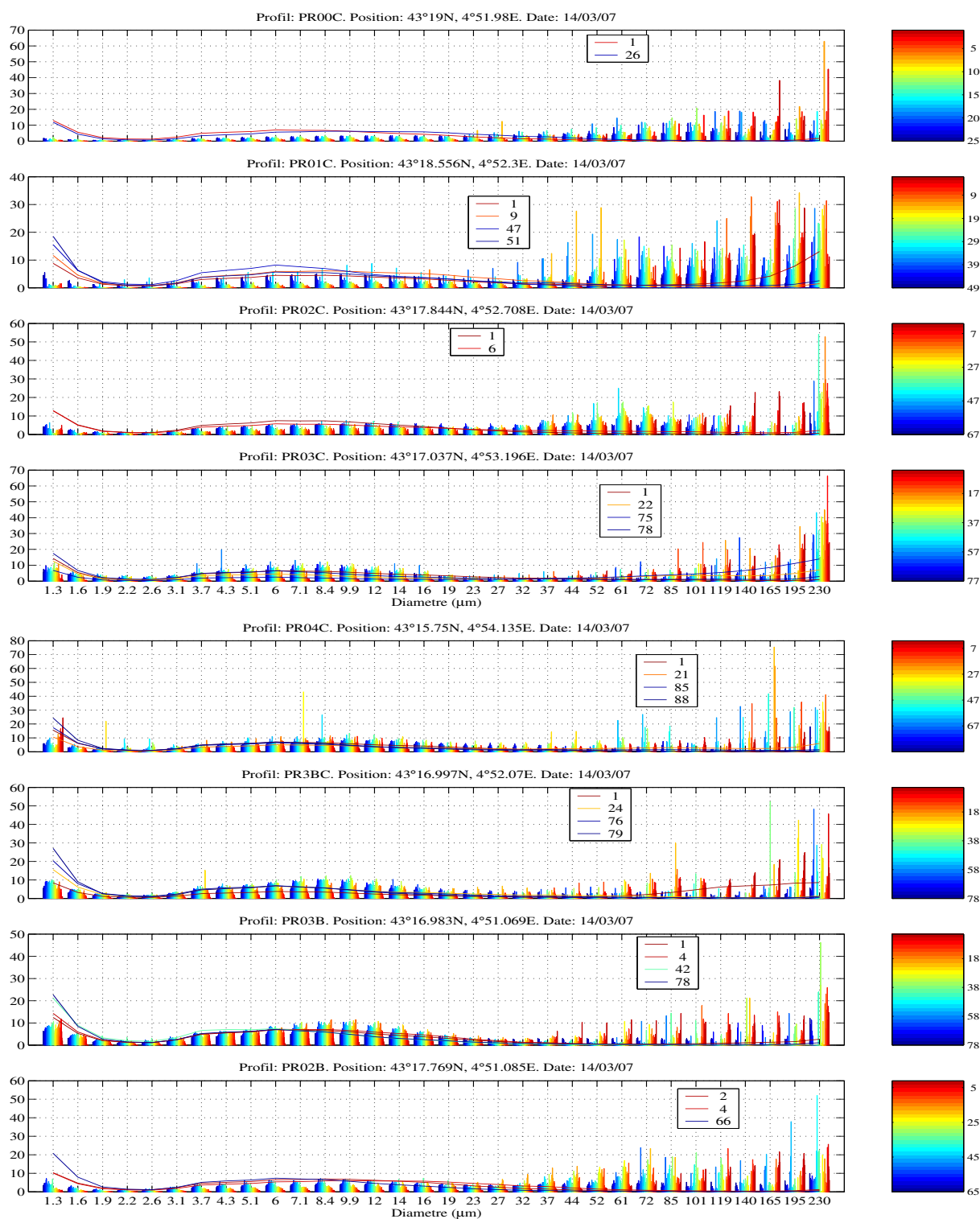


FIG. C.21 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

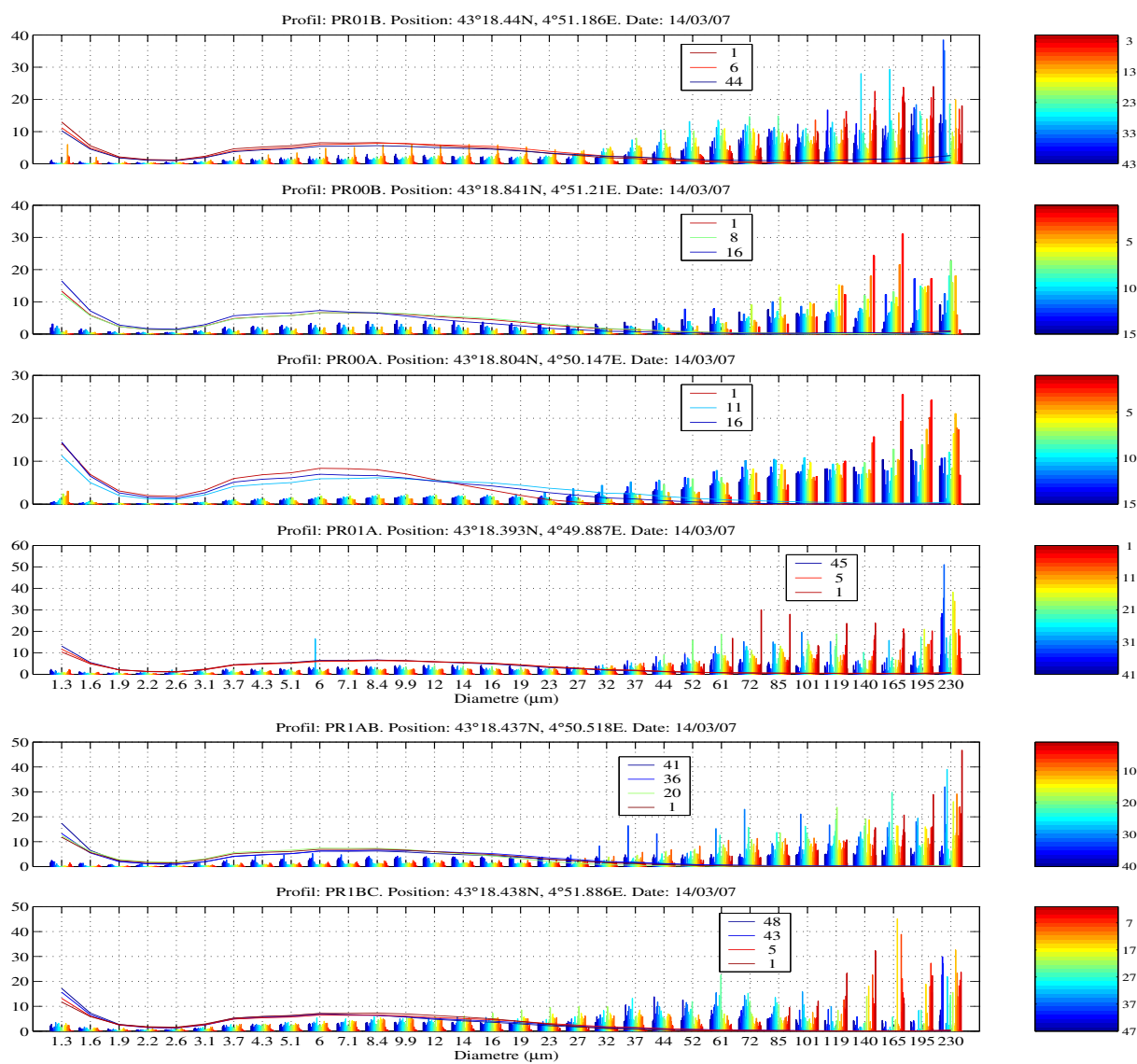


FIG. C.22 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Transect entre les bouées de Roustan

Du fait d'un défaut sur un des transducteur de l'ADCP, les vitesses délivrées par l'ADCP ne sont pas cohérentes et ne sont donc pas regardées. Seules les données de backscatter ont été traitées (cf. § C.1).

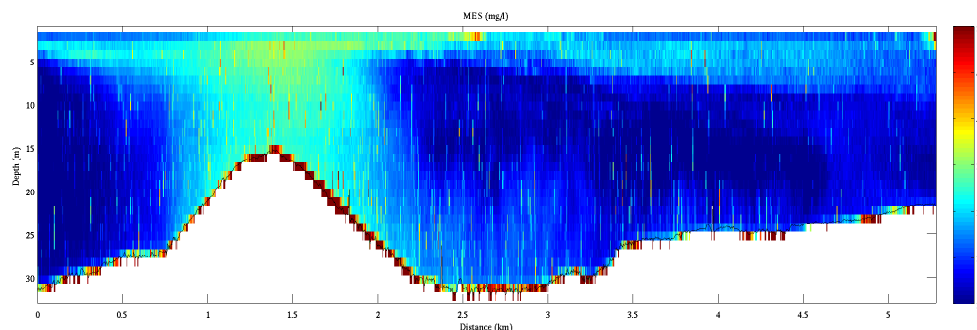


FIG. C.23 – Turbidité (mg/l) mesurée par l'ADCP le long du transect.

Discussion sur les données acquises

Comparaison des mesures de turbidité

Tout d'abord, concernant l'utilisation des différents appareils pour quantifier les matières en suspension, on remarque dans l'ensemble une bonne adéquation entre le signal de transmission et le signal de rétrodiffusion optique (turbidimètre NKE). Les zones de gradient de turbidité sont bien reproduites avec les deux appareils (figure C.24). Le léger décalage que l'on peut noter au niveau de la position du gradient est a priori lié à un problème d'étalonnage du capteur de pression de la sonde NKE. L'étalonnage n'a en effet pas pu être corrigé puisque l'erreur en pression n'a pu être déterminée précisément. On remarque cependant que le transmissomètre donne des valeurs plus importantes de turbidité à proximité directe de la surface. Le transmissomètre est plus sensible à la présence de grosses particules, mais une dépendance du signal de transmission à la présence de phytoplancton (fluorimétrie) ne semble pas mise en évidence. Il se peut donc que la différence au niveau de la surface soit liée à la présence de floes de taille importante. On constate en effet que le diamètre moyen des grains a tendance à être supérieur en surface dans la zone du prodelta (figure C.19).

Concernant les mesures réalisées avec le signal de l'ADCP, on constate que le gradient lié au panache de surface est bien reproduit (figure C.24). Cependant, du fait de la résolution de l'ADCP (cellules de 1 m), le panache de surface n'est, ni systématiquement, ni intégralement capté. Dans la colonne d'eau, la tendance est bien reproduite, mais à proximité du fond, l'incertitude demeure sur la possibilité d'exploiter le signal. Il est en effet difficile de déterminer si le gradient de turbidité donné par l'ADCP est lié à la présence du gradient réel de turbidité ou à l'écho du fond. Dans le doute, il convient de ne pas analyser la zone à proximité du fond qui correspond à 6 % de la hauteur d'eau. D'une manière générale, même si les courbes ne sont pas superposables, compte tenu des faibles concentrations rencontrées et de l'hétérogénéité de la caractéristique des grains (cf. granulométrie et fluorimétrie) et étant donné les hypothèses faites lors du calcul de IV, la comparaison est acceptable. Il conviendrait cependant de réitérer l'exercice pour des gammes de concentrations plus importantes afin de s'assurer de la bonne corrélation du signal ADCP et du signal de turbidité.

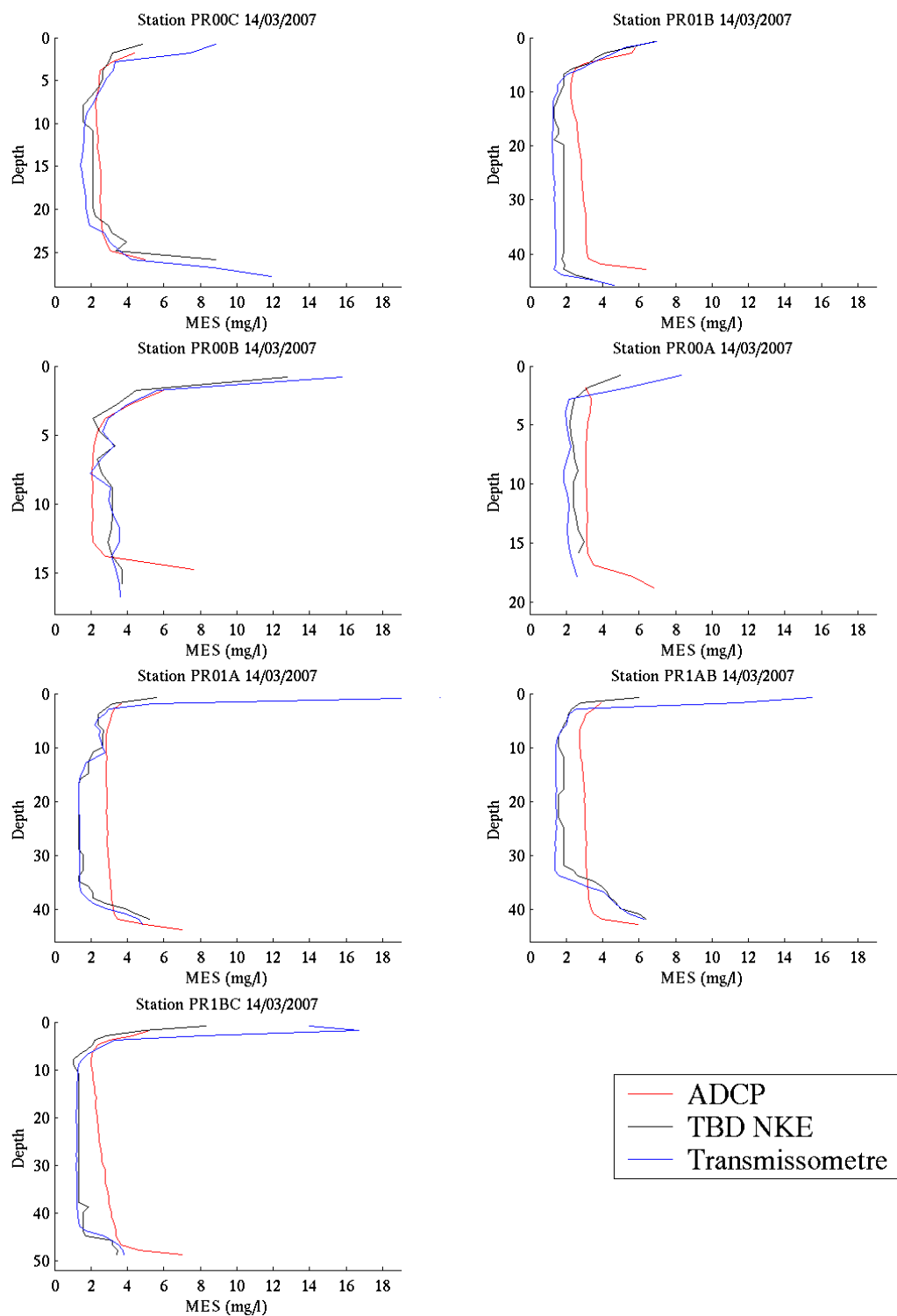


FIG. C.24 – Comparaison de la sonde turbidité, du transmissomètre et du backscatter de l'ADCP calibrés.

Position du panache pendant la campagne

Pendant toute la durée de la campagne, le vent n'a jamais excédé les 10 noeuds, et était le plus souvent inférieur à 5 noeuds (vitesses enregistrées sur le bateau). Le panache de chlorophylle vu par le satellite MODIS (figure C.25) le 12 mars montre un panache d'une forme classiquement observée lors d'épisodes de vent faible. La forme du panache a, a priori, peu évolué au cours de la campagne compte tenu de la météorologie.

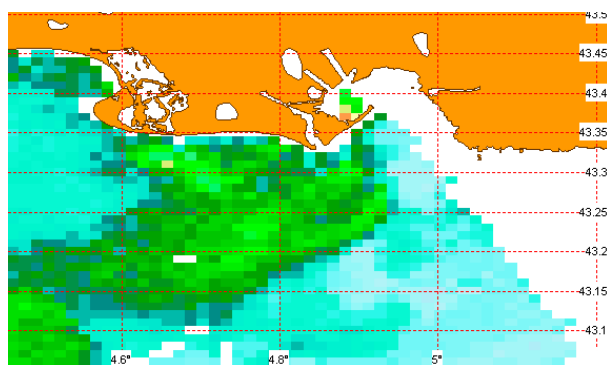


FIG. C.25 – Concentration en chlorophylle observée par le satellite MODIS le 12 mars 2007 à 0h.

On constate sur la figure C.20 que la position du panache du 14 mars est cohérente avec celle observée par satellite. Les différents paramètres ont tendance à évoluer en se déplaçant vers le sud-est. Le panache semble ainsi s'incurver vers l'ouest.

Charge particulaire devant le Rhône

Une tendance à la diminution de la charge particulaire du panache est observée pendant la durée de la campagne. On passe de plus de 25 mg/l le premier jour à 15 mg/l au maximum le 14 mars. Cette diminution est, semble-t-il, liée à la diminution régulière du débit tout au long de la campagne (figure C.2).

On constate également une diminution de la charge particulaire dans toute la colonne d'eau en s'éloignant de l'embouchure avec l'augmentation de la hauteur d'eau (figure C.23).

D'autre part, on constate la présence d'une couche néphéloïde de fond pour une majorité des profils (figure C.18 et C.19). Cette couche néphéloïde est assez bien échantillonnée du fait de l'utilisation d'un altimètre couplé aux sondes qui a permis de s'approcher au maximum du fond sans risquer de remettre le sédiment en suspension en le touchant. Son épaisseur semble être comprise entre 5 et 10 m. Pour les deux profils réalisés par moins de 20 m, cette couche de fond n'est cependant pas présente (cf. profils PR00A et PR00B, figure C.24).

Taille des particules devant le Rhône

En comparant les spectres de tailles in-situ, avec les spectres de tailles réalisés en laboratoire avec le même granulomètre à partir des MES filtrées puis insonifiées, on remarque un décalage des modes vers les grosses tailles lorsque le matériel est à l'état naturel, et ce, quelle que soit la profondeur d'eau. Les grosses particules que l'on retrouve in-situ dans la colonne d'eau semblent être des agrégats composés de fines particules. Les spectres obtenus en laboratoire, qui correspondent aux spectres des particules unitaires, sont tous similaires, quel que soit le profil ou le niveau de prélèvement (figure C.26).

Les particules en suspension, bien que de tailles très différentes in-situ, ont toutes le même spectre de particules unitaires (présences de deux modes, l'un inférieur à $1.5 \mu\text{m}$ et l'autre à

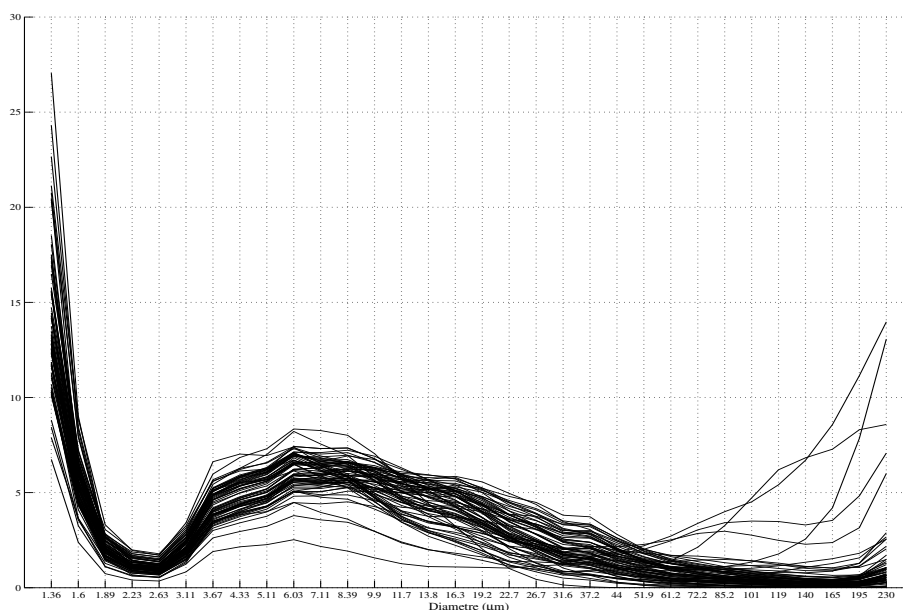


FIG. C.26 – Distribution volumique (%) de taille de particules pour toutes les filtrations réalisées pendant la campagne.

environ $10 \mu\text{m}$). Les distributions très différentes de 5 des 71 filtres sont a priori liées à des erreurs expérimentales. En effet compte tenu des très faibles concentrations, le moindre cheveu ou la moindre peluche présent sur le filtre ou tombé dans la cuve du granulomètre modifie de beaucoup l'allure de spectre.

On constate également que le diamètre médian des grains (D_{50}) est très dépendant de la profondeur à laquelle on fait la mesure. Ainsi, on remarque sur la figure C.27, que passé 50 m, on rencontre très peu de flocs supérieurs à $20 \mu\text{m}$. D'une manière plus générale, à part en surface, plus on s'éloigne de l'embouchure et plus le diamètre des grains est faible (figure C.19). Le gradient vertical du diamètre médian apparaît très variable dans le temps et dans l'espace. Ainsi, le 11 mars, un gradient de taille très marqué apparaît sous la surface sur une zone de 45 m de fond (figure C.9). Trois jours plus tard, on ne retrouve pas de gradient aussi marqué pour des hauteurs d'eau équivalentes. Les données semblent suggérer que le gradient vertical de D_{50} augmente avec la hauteur d'eau.

D'autre part, on remarque que la taille des grains varie énormément entre le fond et la surface (figure C.20 et C.28). Des diamètres médians d'environ $150 \mu\text{m}$ sont rencontrés en surface alors que ceux-ci n'excèdent pas $80 \mu\text{m}$ et diminuent rapidement avec la hauteur d'eau.

Il semble donc qu'il y ait deux dynamiques très différentes entre les deux couches turbides rencontrées à proximité du prodelta du Rhône. Alors que la spectre des particules unitaires recueillies sur les filtres dans le panache de surface et dans la couche néphéloïde de fond semble similaire, le spectre granulométrique in-situ est très différent. Les mécanismes de floculation sont donc différents dans ces deux zones, puisque le néphéloïde de fond présente des particules bien plus fines. La présence de matière organique bien plus importante en surface ou bien les propriétés physico-chimiques du panache peuvent expliquer cette différence de comportement.

Le Petit Rhône

On note également, comme devant le Grand Rhône, la présence de deux zones turbides, l'une en surface et l'autre au fond. Le panache turbide ne s'étend pas jusqu'au deuxième profil situé à plus de 10 km et seul le néphéloïde de fond est présent sur ce profil. Le diamètre

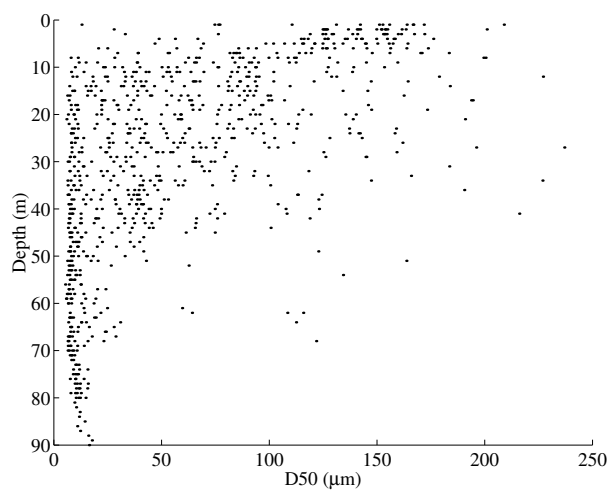


FIG. C.27 – Diamètre médian des grains (μm) en fonction de la profondeur pour l'ensemble des profils CARMEX.

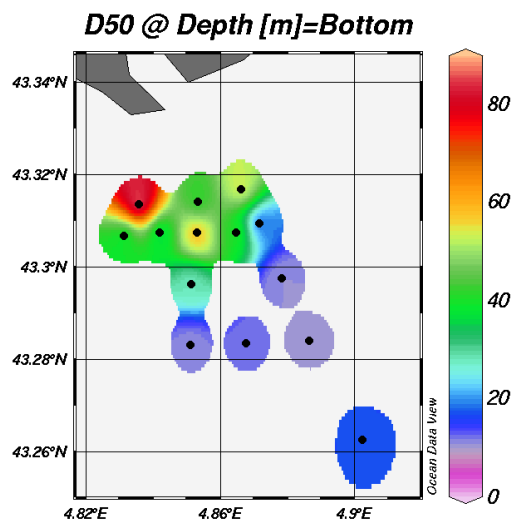


FIG. C.28 – Diamètre médian (μm) des grains moyennés sur 3 m près du fond.

des grains apparaît faible du fait de l'absence d'influence du panache à cet endroit, mais le matériel en suspension est néanmoins également à l'état floculé (figure C.13). De même que devant le prodelta du Rhône, les particules en suspension ne sont pas sous forme de particules élémentaires.

C.2 Campagne EXTREMA1

Les mesures hydrologiques ont été réalisées avec une sonde CTD SBE 9 montée avec une rosette de 11 bouteilles Niskin comme durant la campagne CARMA. Un transmissomètre WET-Labs était couplé à la sonde CTD, de même qu'un fluorimètre et un capteur d'O₂ dissous. Deux sondes autonomes NKE Micrel ont été adjointes pour mesurer parallèlement température, salinité et turbidité. La mesure de granulométrie in-situ a été réalisée à l'aide du LISST-100 (granulomètre laser autonome de marque Sequoia).

La campagne s'est déroulée du 8 mars au 24 mars 2008 et les mesures hydrologiques ont été effectuées le 11 et le 14 mars avec des débits du Rhône de 1300 et 1700 m³/s respectivement (figure C.29). La météo a été très clémente pendant les deux journées dédiées à la mesure hydrologique, avec des vents faibles (figure C.30) et une mer belle.

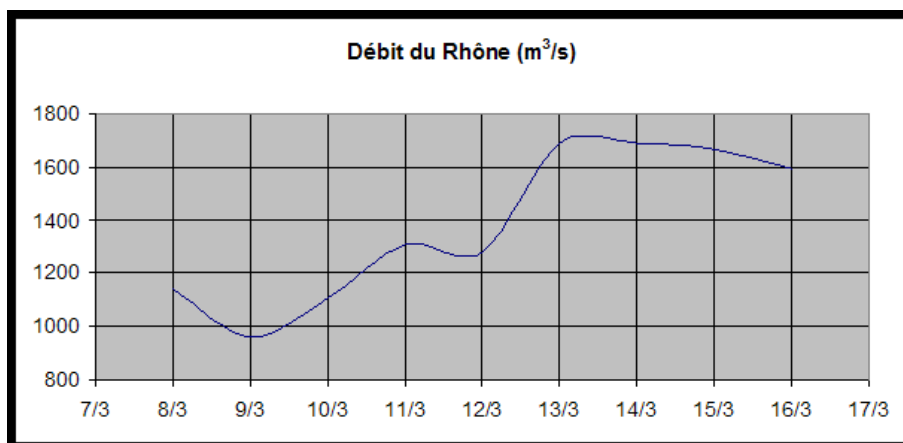


FIG. C.29 – Débit du Rhône pour la période de la campagne.

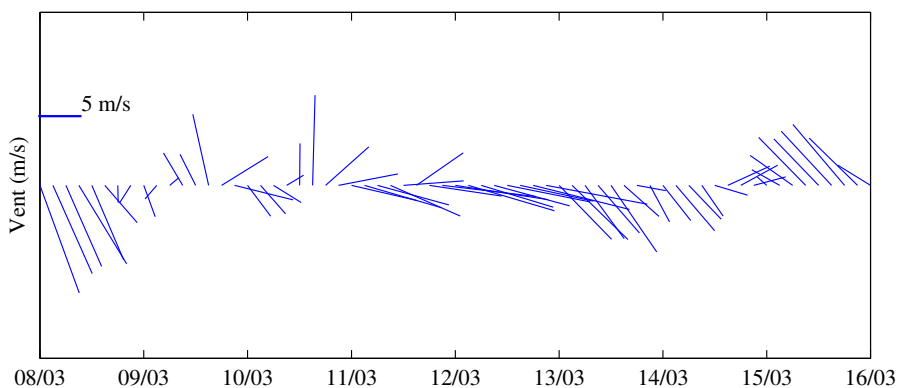


FIG. C.30 – Vitesse et direction du vent pour la période de la campagne (Modèle ALADIN Météo-France).

Le trajet présenté figure C.31 a été répété lors de deux legs à trois jours d'intervalle. Le quadrillage a été effectué dans la journée avec des conditions météorologiques relativement stables.

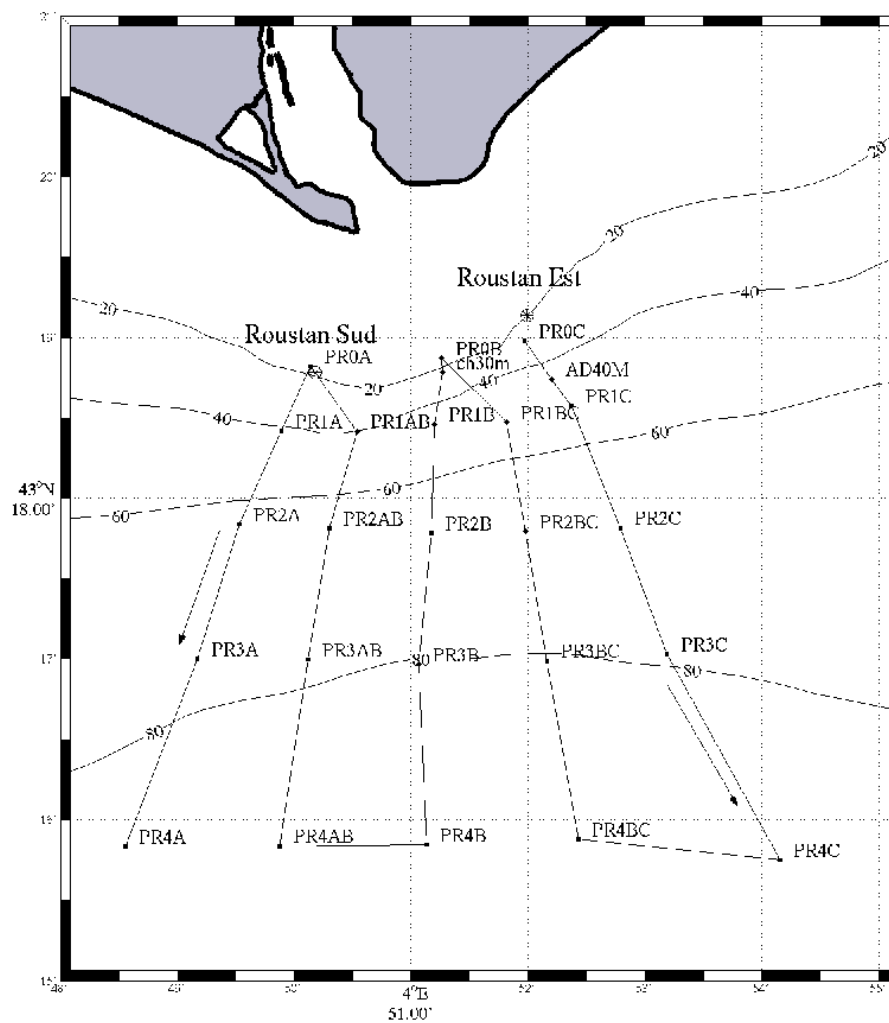


FIG. C.31 – Position des profils lors des 2 legs de la mission EXTREMA1.

Calibration des sondes de turbidité

Sur l'ensemble de la campagne EXTREMA1, environ 140 prélèvements d'eau ont été réalisés à l'aide des bouteilles Niskin. Les pesées réalisées ont permis de calibrer les sondes de turbidité. La gamme de validité de ces calibrations est cependant peu étendue puisque les mesures ne dépassent pas 20 mg/l. Ces calibrations seront utilisées ultérieurement pour l'analyse des données.

Pour calibrer le transmissomètre, l'atténuation lumineuse à 660 nm (c_{660} en m^{-1}) a été calculée à l'aide de la relation suivante :

$$c_{\lambda} = -\frac{1}{L} \ln(tr/100)$$

où λ est la longueur d'onde, L la longueur du chemin optique du transmissomètre et tr (%) le pourcentage de lumière reçue.

On obtient pour le transmissomètre la calibration suivante (figure C.4) :

$$MES_{\text{trans}} = 0.0565 c_{660}^2 + 1.1146 c_{660} \quad [\text{mg/l}] \quad (R^2 = 0.81).$$

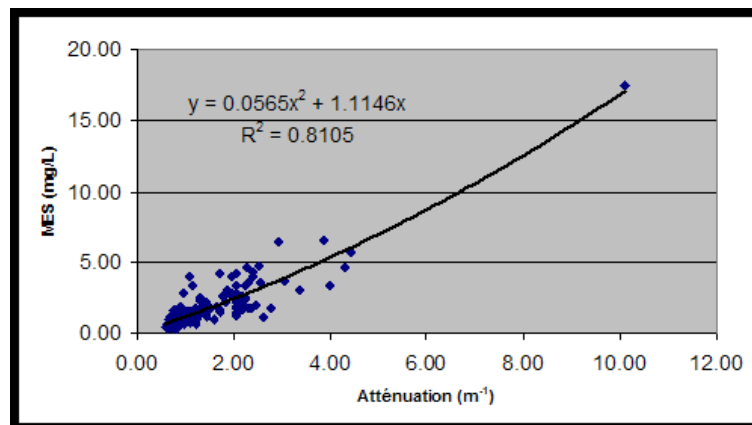


FIG. C.32 – Calibration empirique en concentration massique du transmissomètre à partir de pesées MES.

Pour le turbidimètre NKE (en NTU) on obtient la relation suivante (figure C.5) :

$$MES_{\text{NKE}} = 1.197 \text{ Turb}_{\text{NKE}} \quad [\text{mg/l}] \quad (R^2 = 0.82).$$

On remarque, en comparant les MES calculées par le turbidimètre et le transmissomètre à partir des relations déterminées précédemment (cf figure C.34), que le turbidimètre a une tendance à donner des valeurs de MES supérieures à celle du transmissomètre. Cette conclusion est analogue à celle obtenue durant CARMEX.

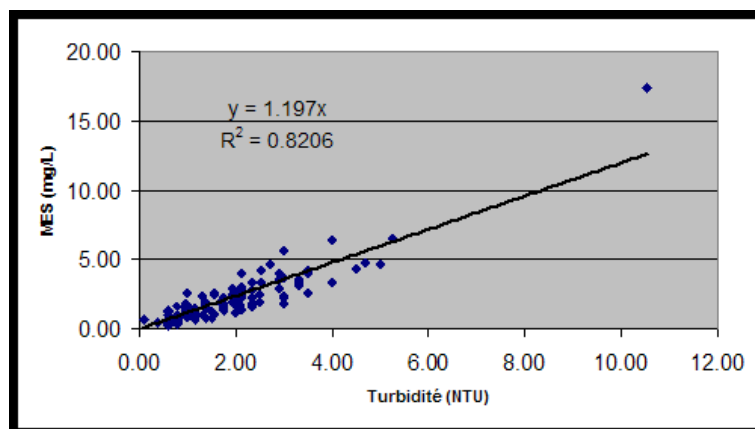


FIG. C.33 – Calibration empirique en concentration massique de la sonde de turbidité optique NKE à partir de pesées MES.

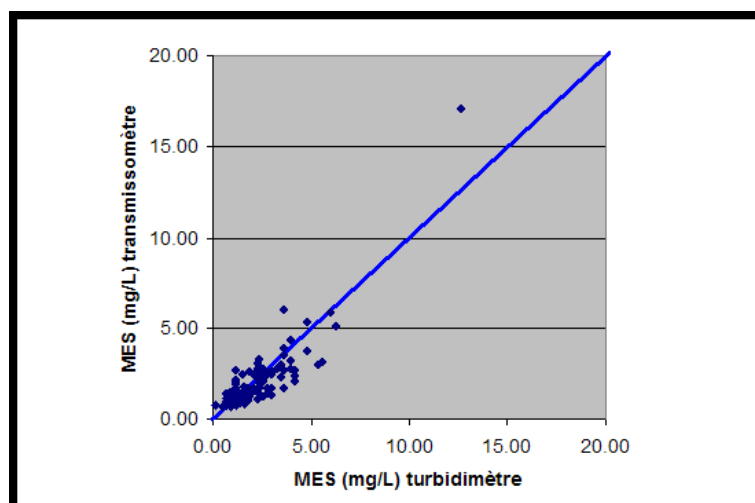


FIG. C.34 – Comparaison des MES calculées par le turbidimètre et le transmissomètre pour les prélèvements effectués

Paramètres hydrologiques

Les figures ci-dessous correspondent aux différents paramètres mesurés et projetés le long de la trajectoire qui apparaît figure C.31.

Journée du 11 mars

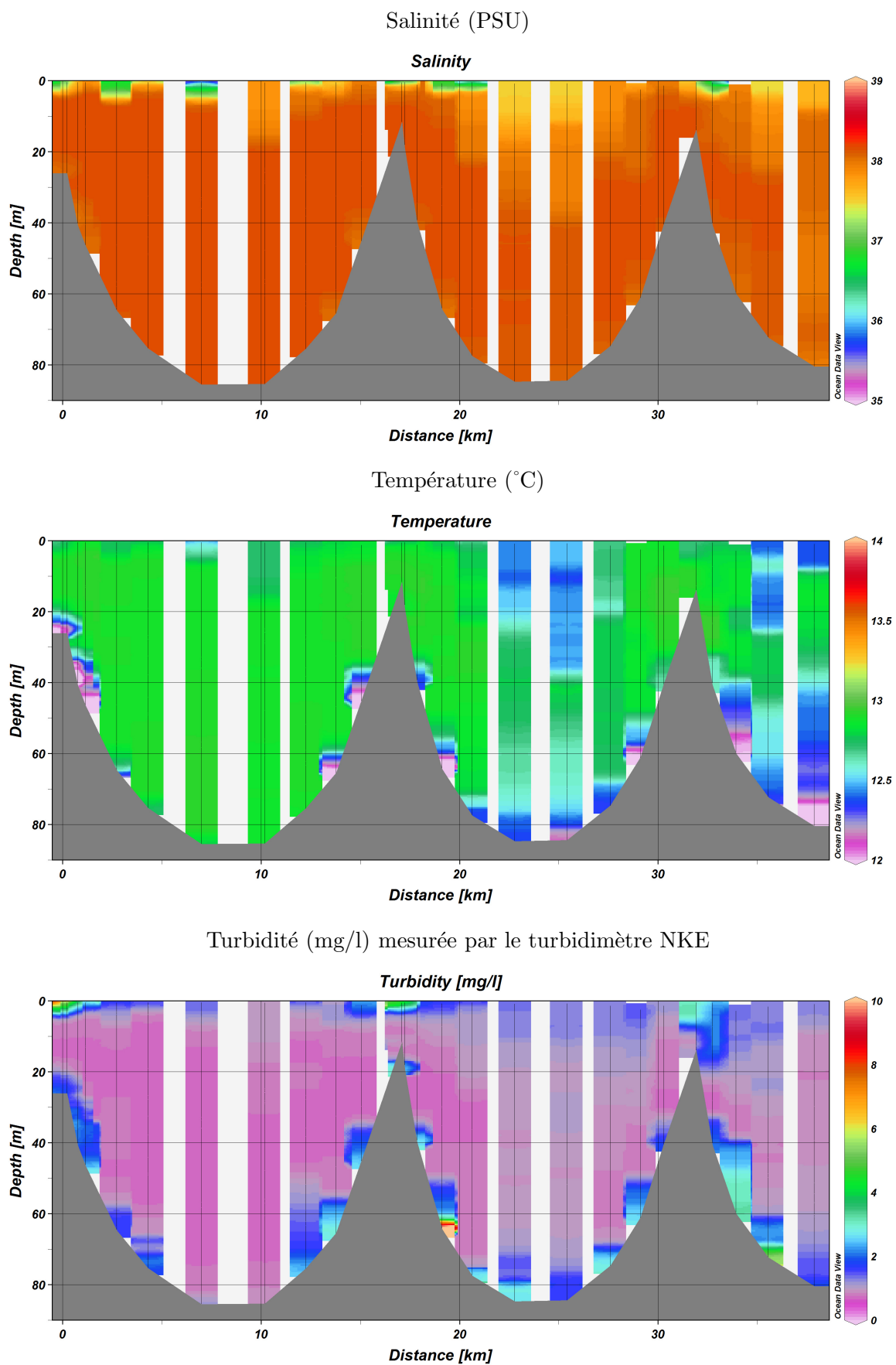
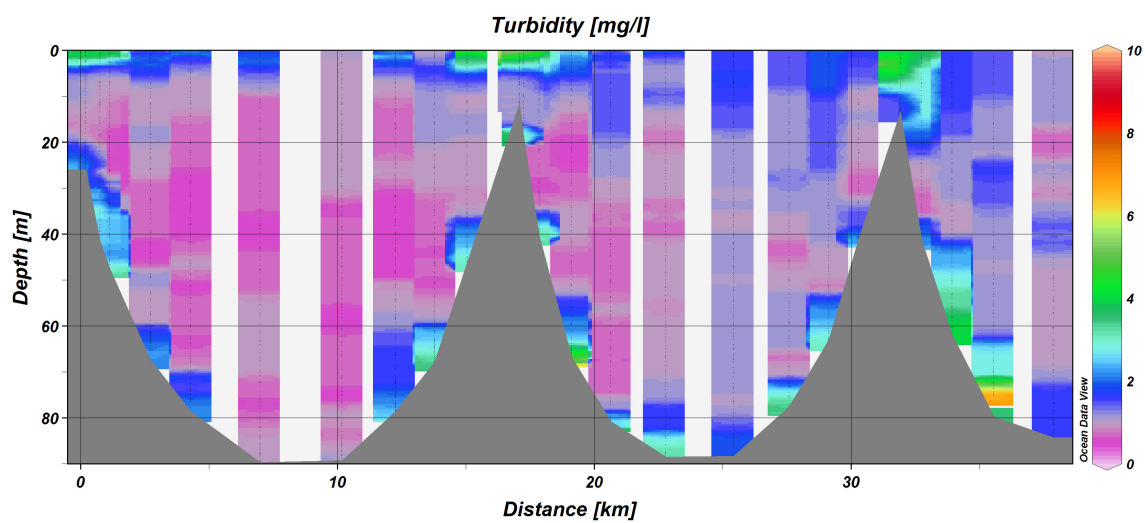
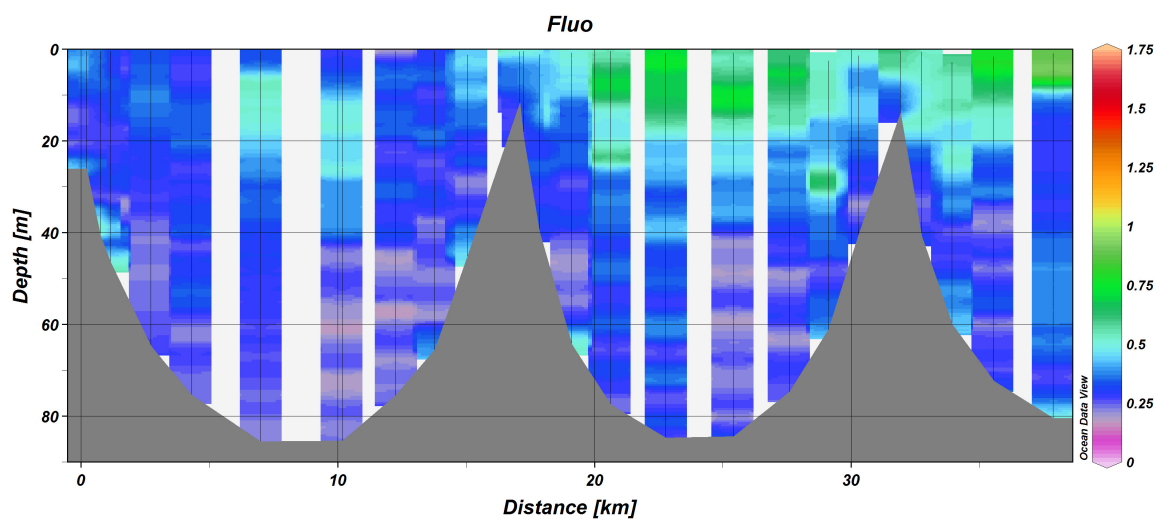


FIG. C.35 – Hydrologie le long de la section le 11 mars.

Turbidité (mg/l) mesurée par le transmissomètre



Fluorimétrie ($\mu\text{g/l}$)



Diamètre médian des grains (μm)

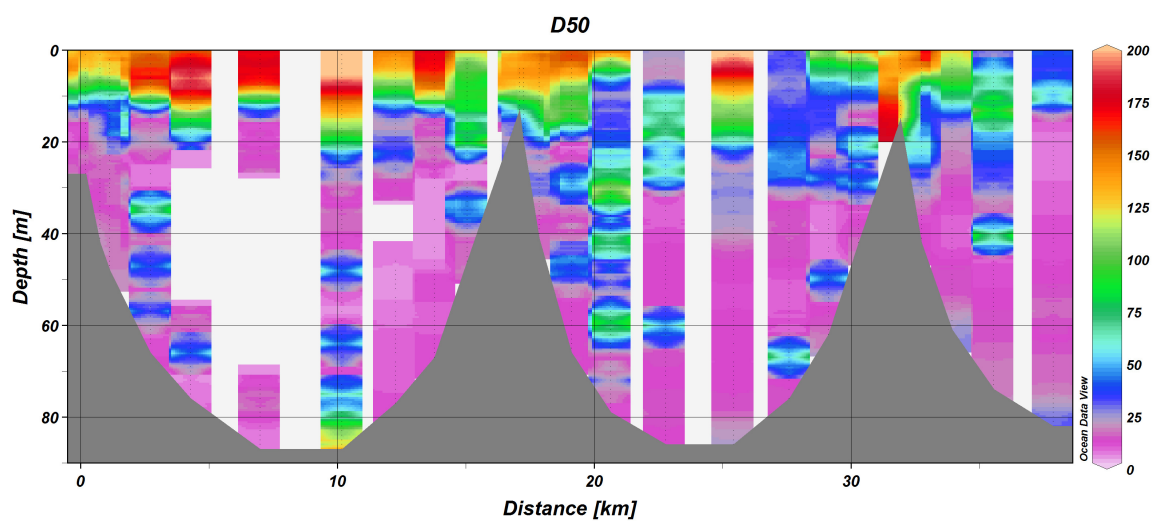


FIG. C.36 – Hydrologie le long de la section le 11 mars.

Journée du 14 mars

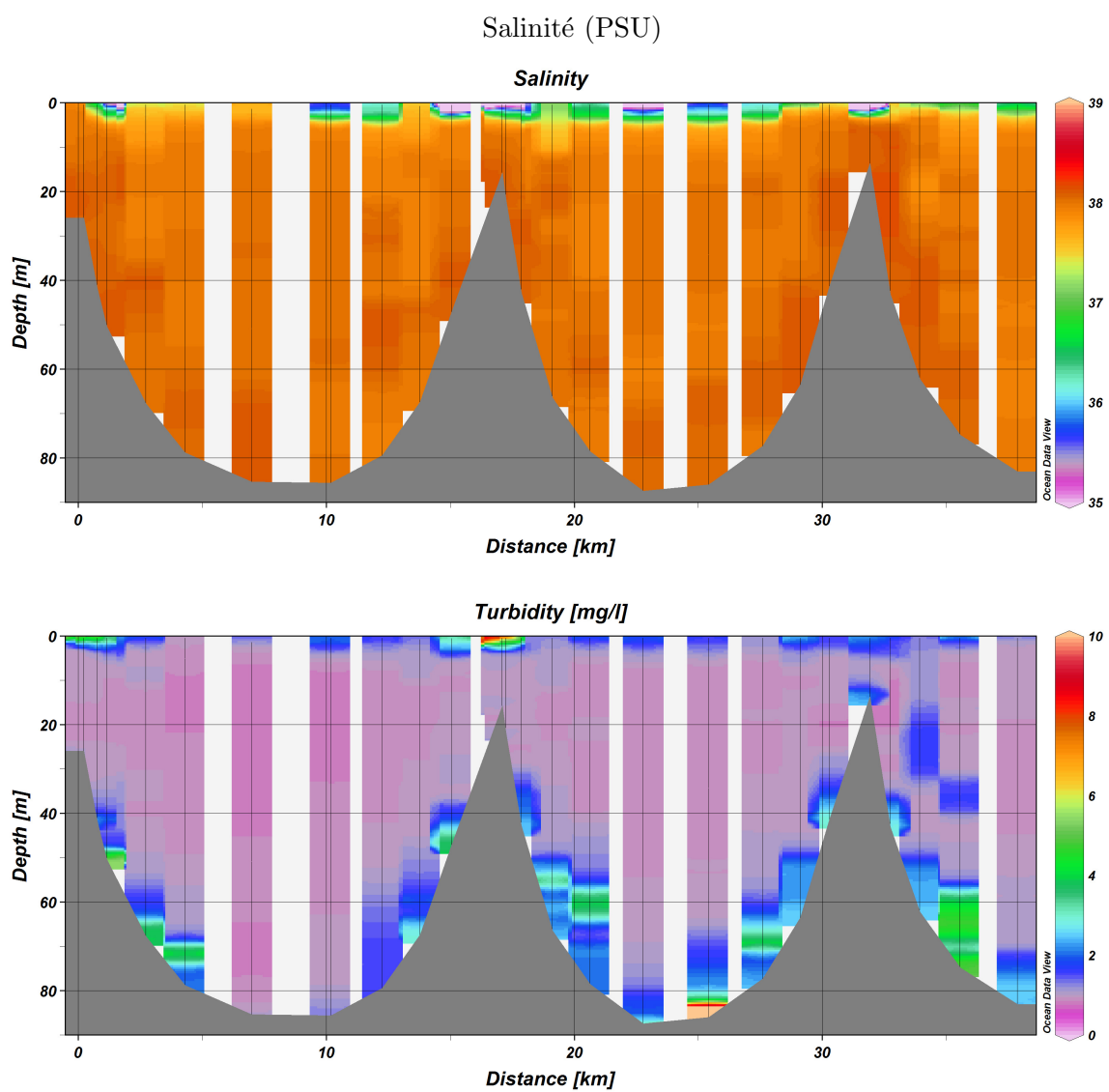
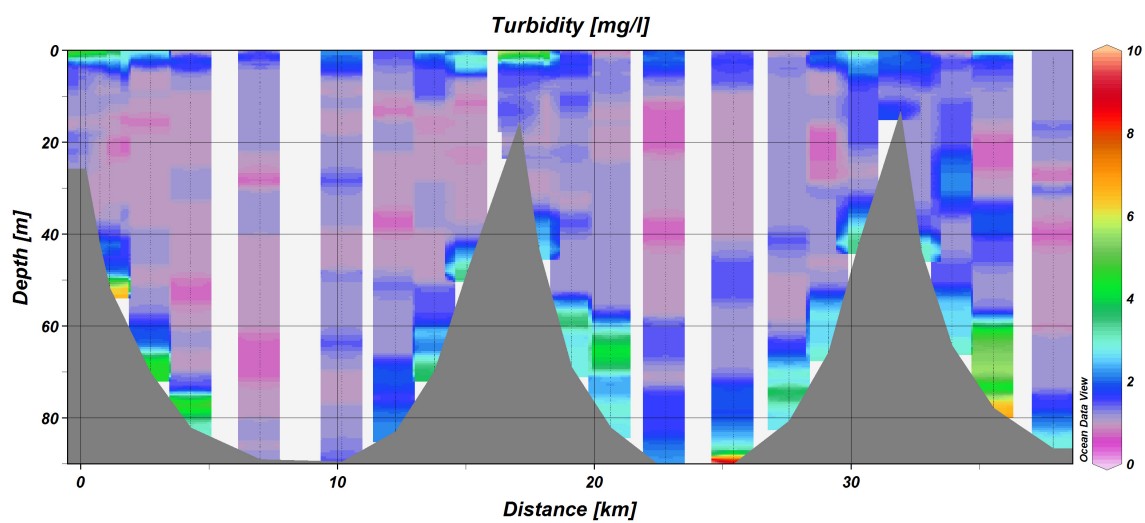
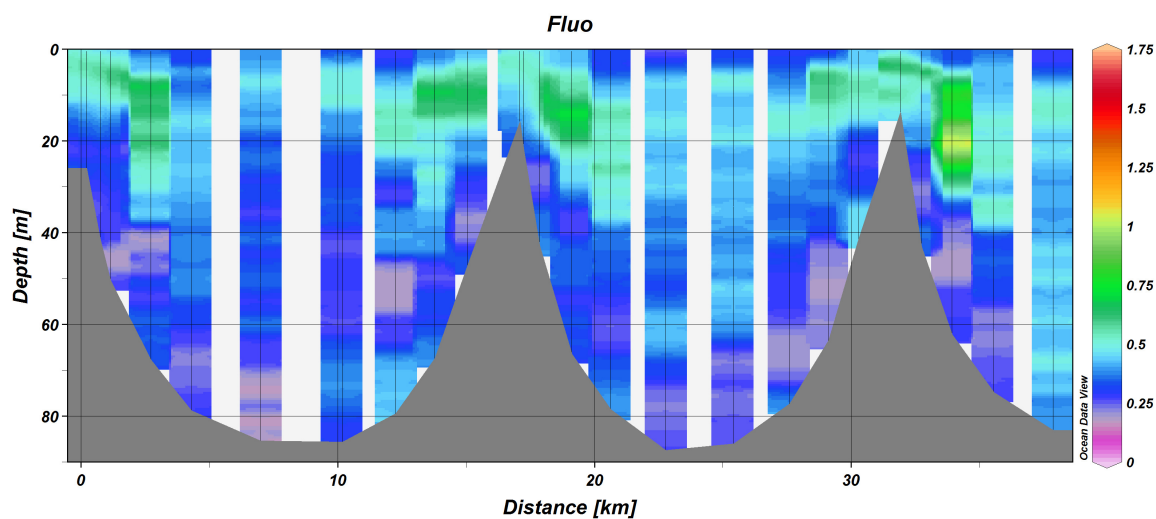


FIG. C.37 – Hydrologie le long de la section le 14 mars.

Turbidité (mg/l) mesurée par le transmissomètre



Fluorimétrie ($\mu\text{g/l}$)



Diamètre médian des grains (μm)

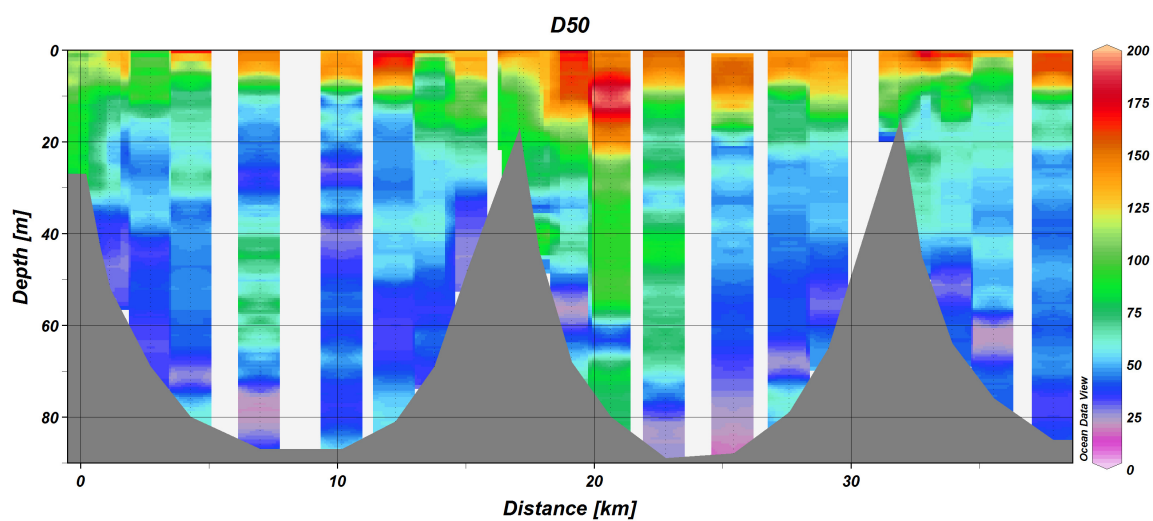


FIG. C.38 – Hydrologie le long de la section le 14 mars.

Spectre de granulométrie in-situ de la campagne EXTREMA1

Journée du 11 mars 2008

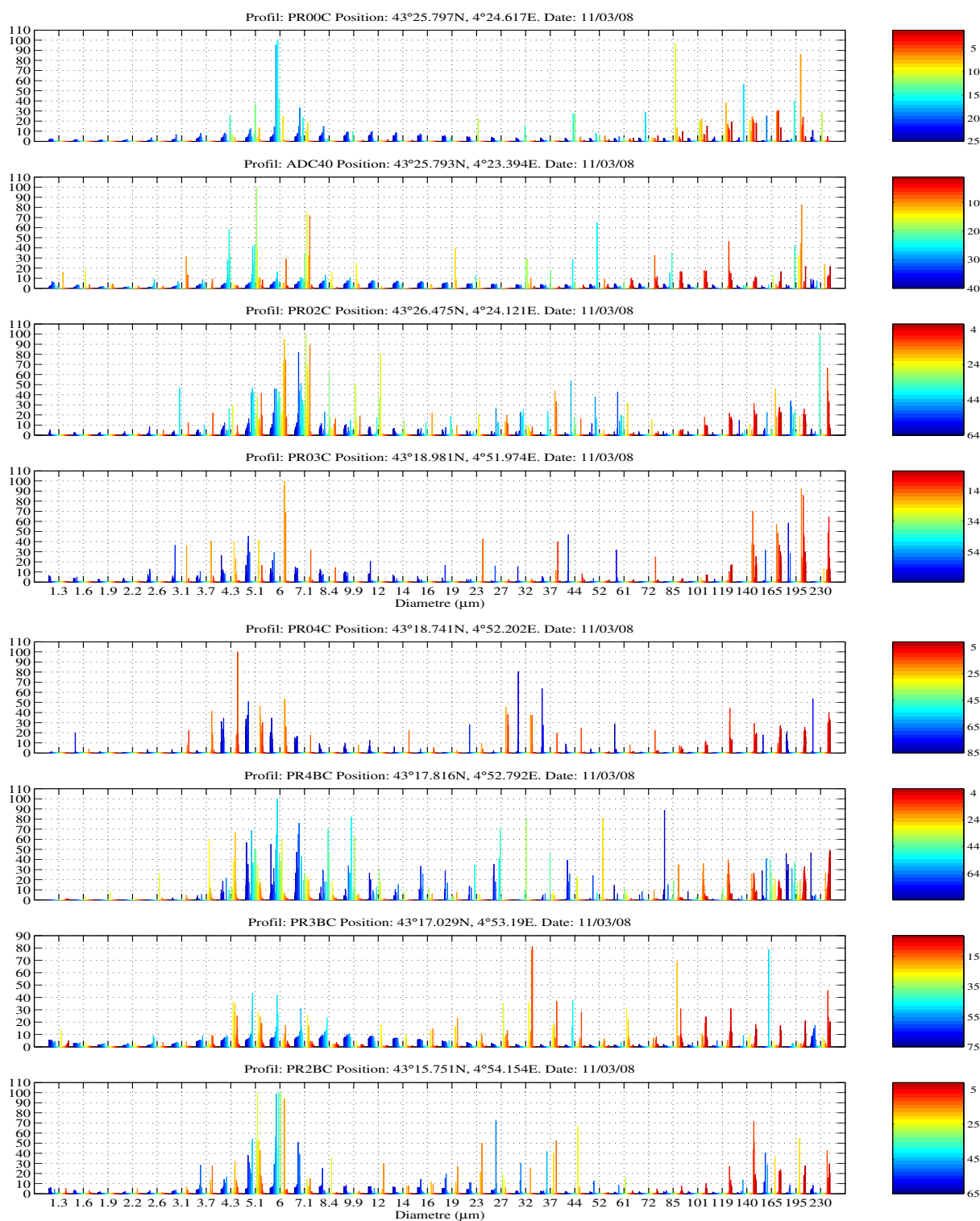


FIG. C.39 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

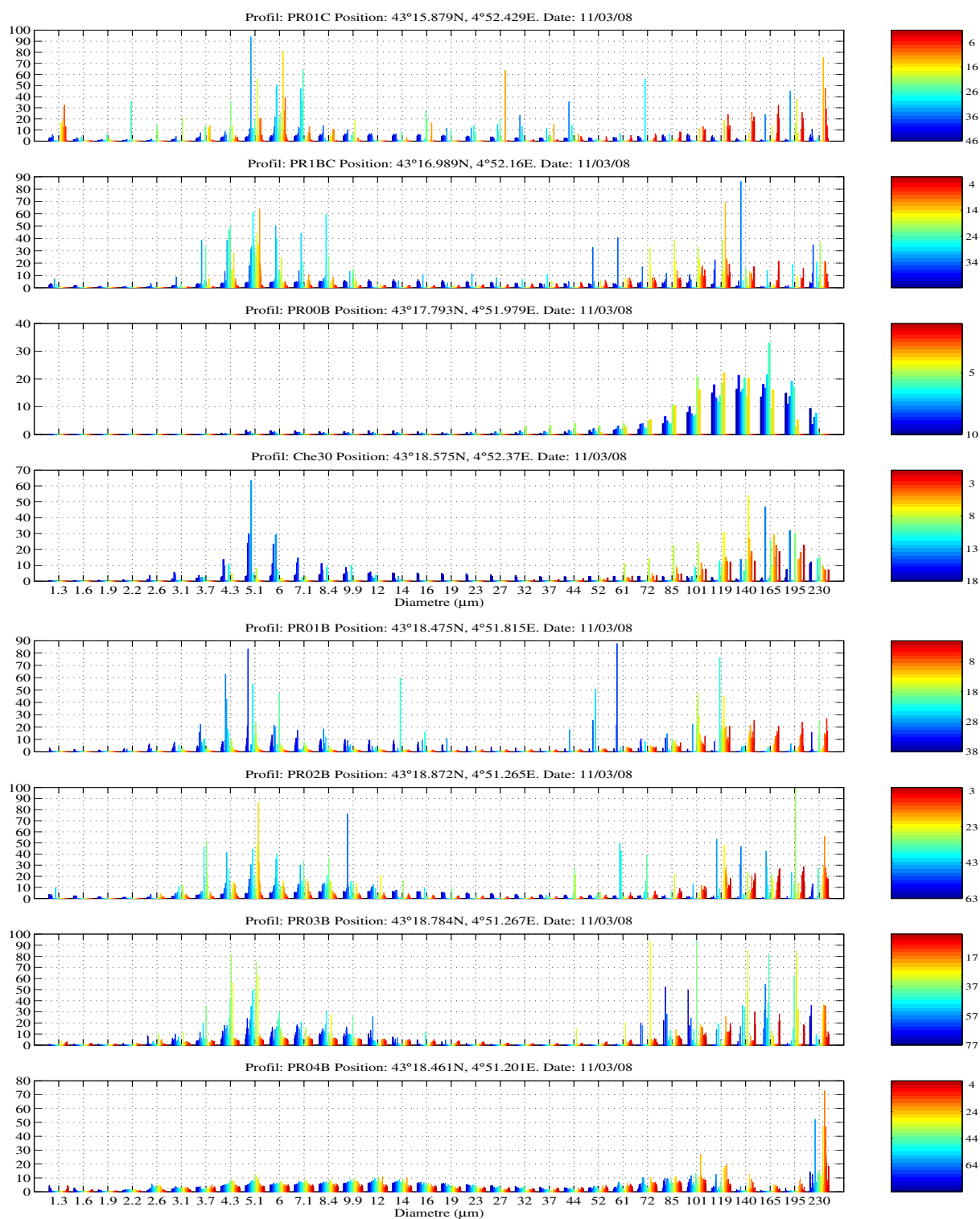


FIG. C.40 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

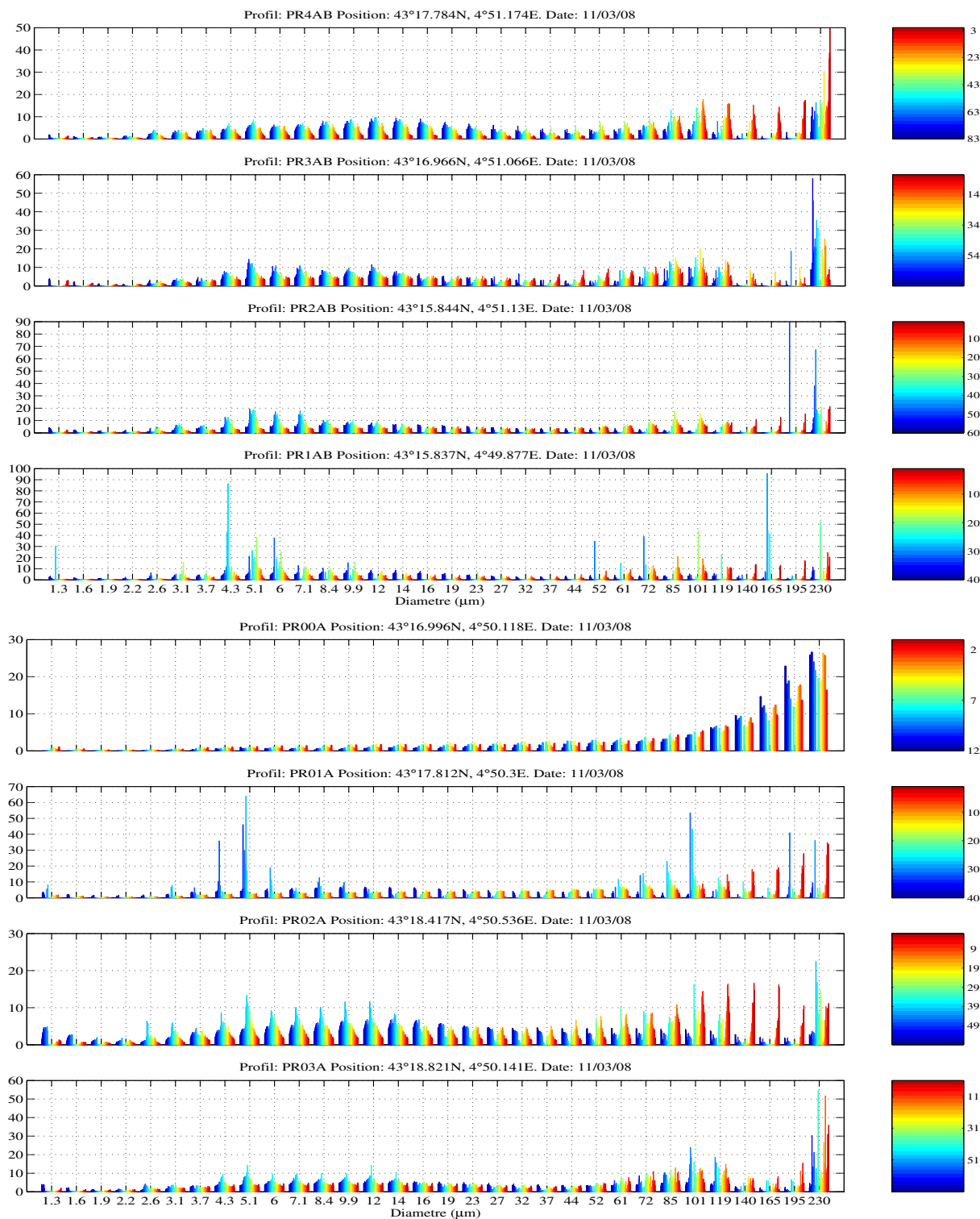


FIG. C.41 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

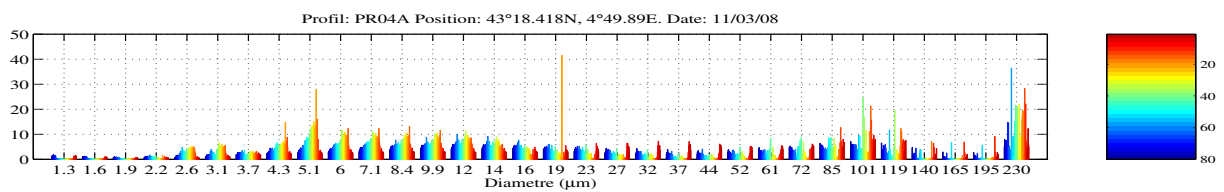


FIG. C.42 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Journée du 14 mars 2008

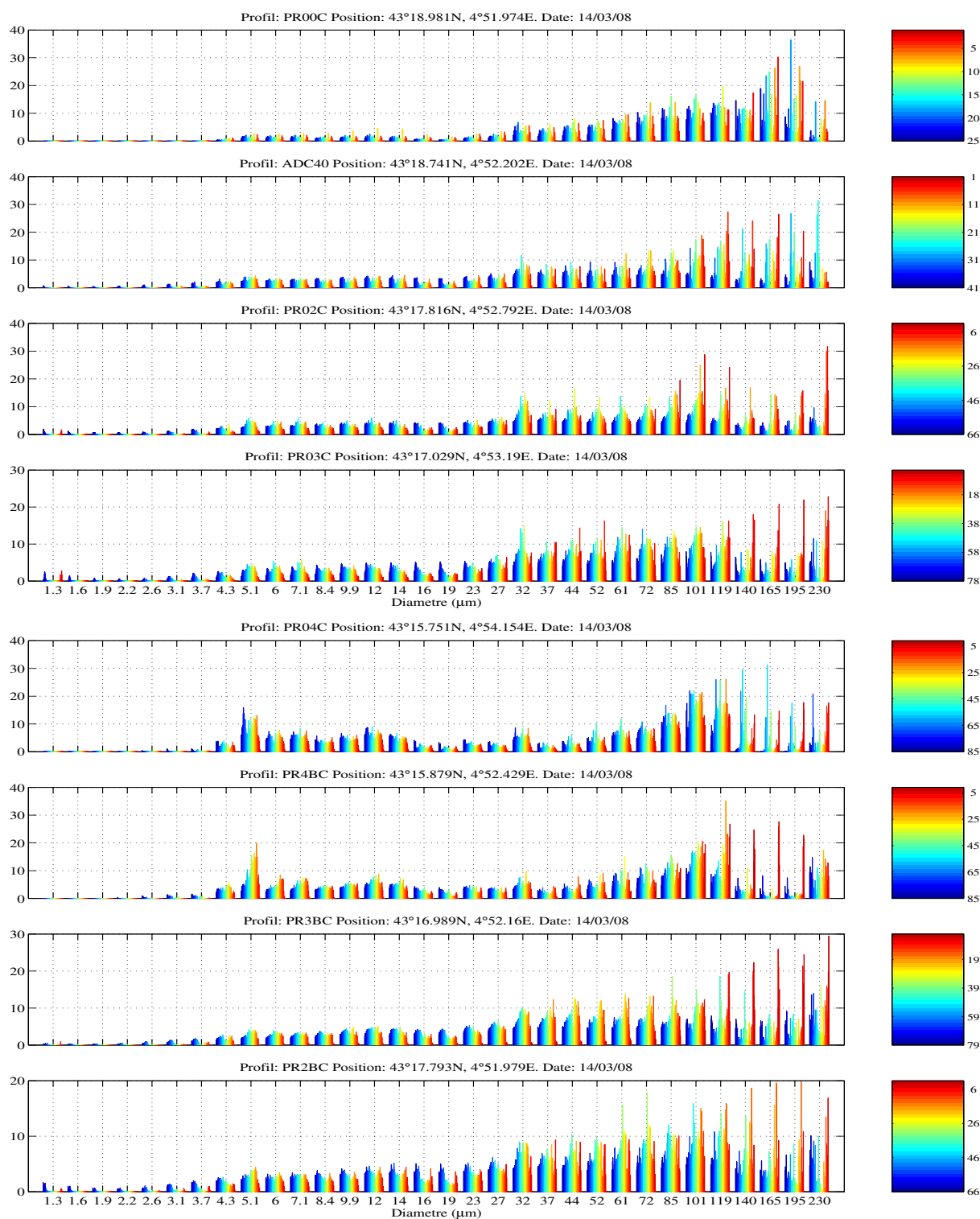


FIG. C.43 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

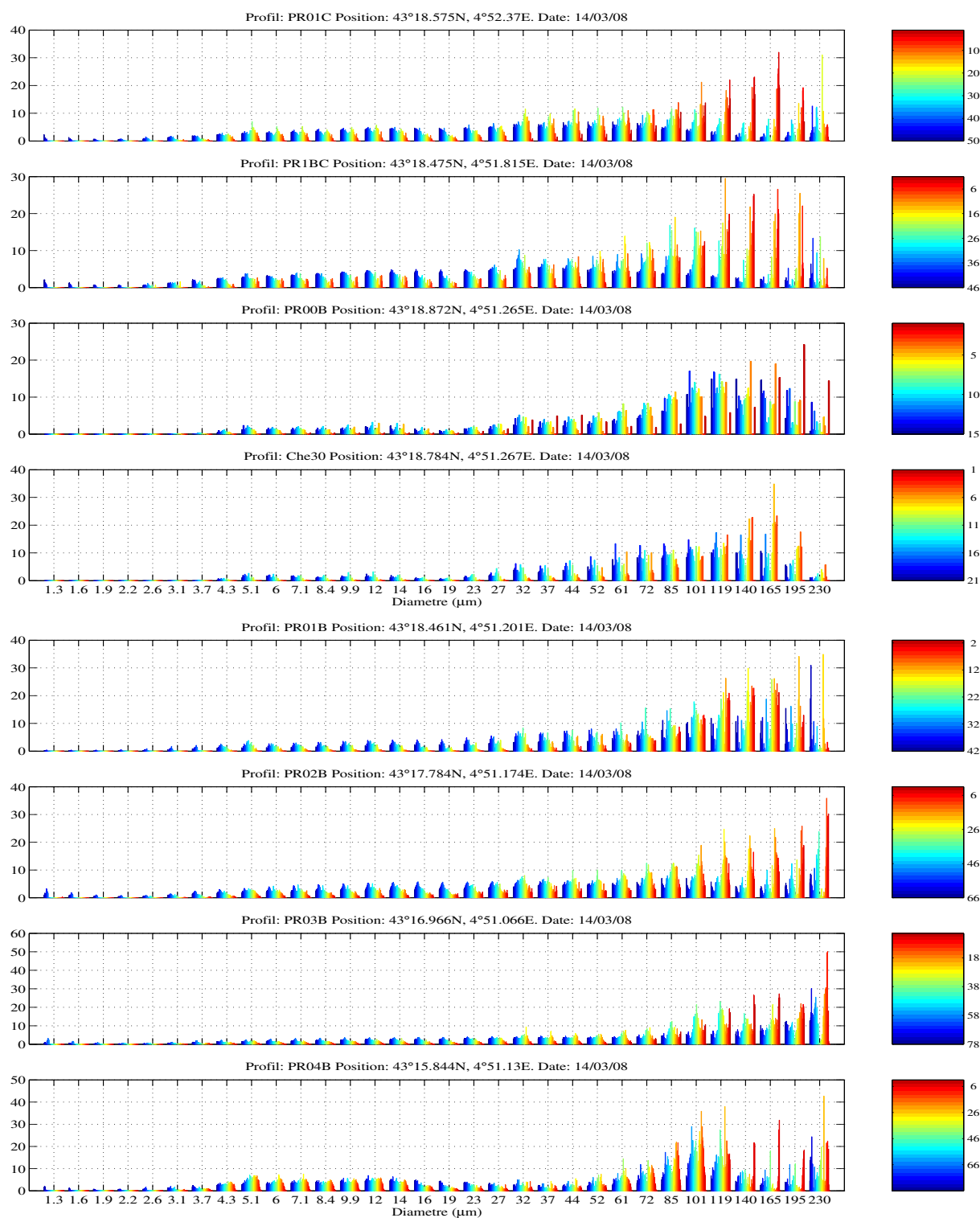


FIG. C.44 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

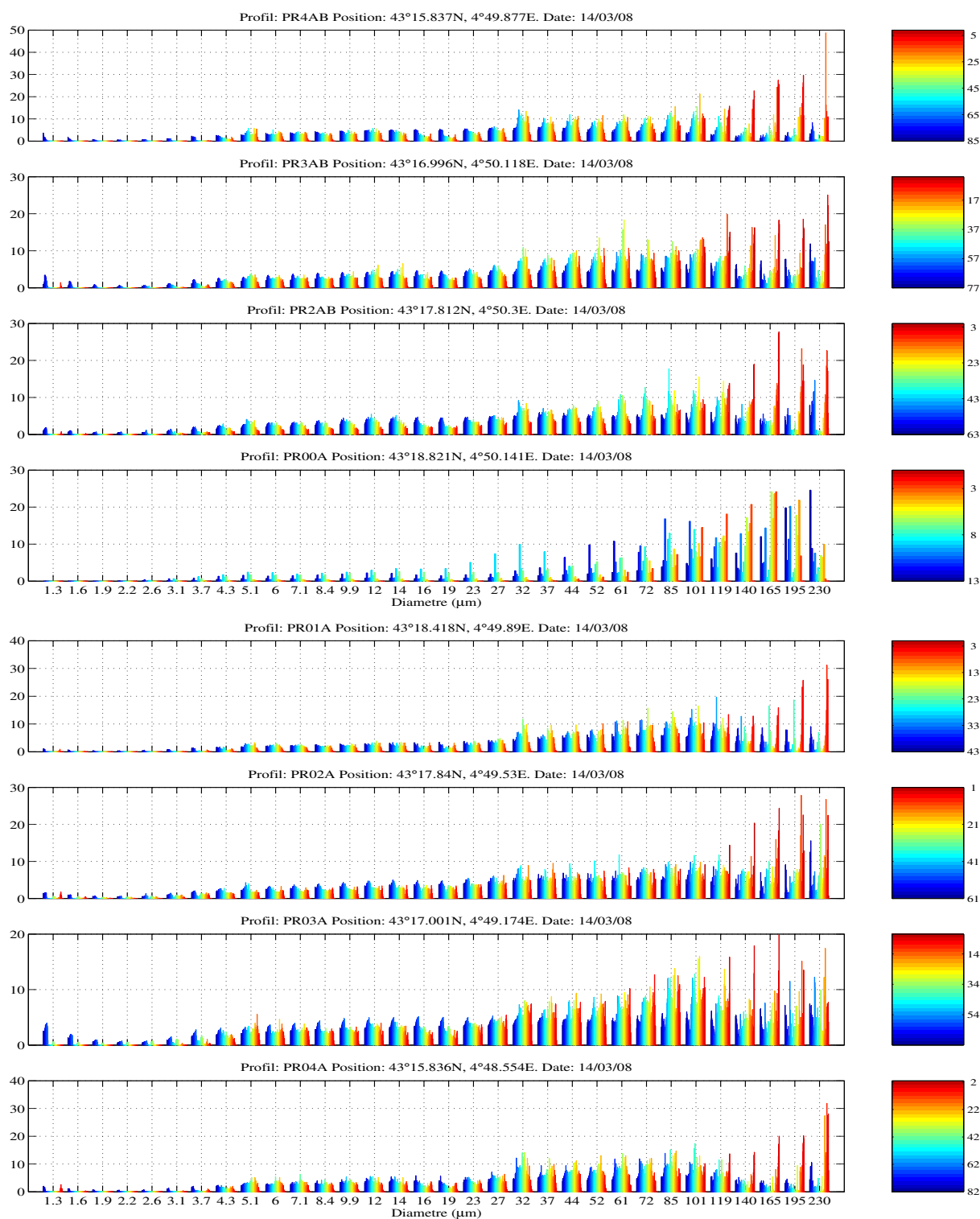


FIG. C.45 – Distribution volumique de taille de particules pour chaque profil en fonction de la profondeur, du fond (en bleu) à la surface (en rouge). Les courbes correspondent aux distributions obtenues sur les filtres insonifiés à la profondeur indiquée (m).

Annexe D

Spectre granulométrique in-situ de la campagne BIODYPAR 2

Lors de la campagne BIODYPAR 2 qui a eu lieu du 16 novembre 1998 au 30 novembre 1998, des mesures de granulométrie in-situ ont été réalisées. Le granulomètre laser CILAS, mis au point avec l'IFREMER, qui renseigne sur 30 classes de taille comprises entre 0 et 400 μm a été utilisé. Les mesures ont été réalisées sur les 10 premiers mètres de la colonne d'eau en différentes positions (cf. figure D.1). Durant la campagne le bateau était laissé à la dérive dans le panache, et les positions des mesures sont donc réparties le long d'une trajectoire lagrangienne du panache.

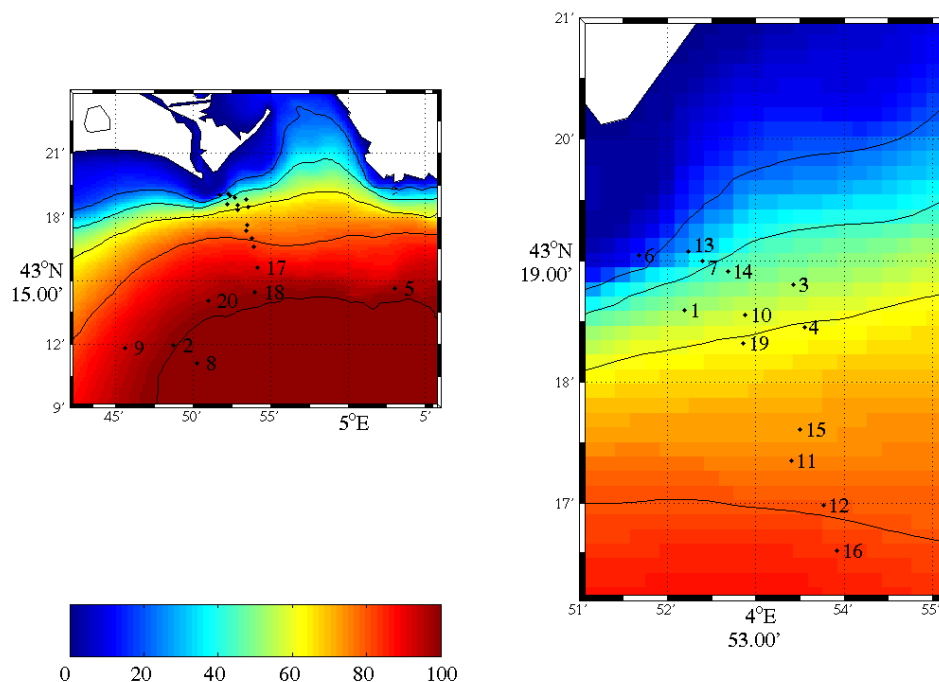


FIG. D.1 – Position des profils de granulométrie

Durant la manipulation, le granulomètre était laissé à 0.5 m environ 3 minutes puis descendu à 10 m pendant à peu près la même durée. Le CILAS n'ayant pas de sonde de pression, le traitement des données suivant la profondeur est délicat. Cependant, à l'aide du journal de bord, les mesures ont été moyennées dans le temps afin de distinguer quatre niveaux d'immersion différents. Des spectres de taille ont ainsi été obtenus en surface (à 0.5 m), entre 0 et 5 m, entre 5 et 10 m, puis à 10 m. Les mesures obtenues pendant la phase de descente sont plus approximatives que celles de 10 m et de surface puisqu'elles résultent d'une intégration dans le temps de mesures dont la profondeur est mal connue. Ces mesures (figures D.2, D.3 et D.4) mettent en évidence l'existence de deux modes principaux de grosses particules, l'un aux alentours de 120 μm et l'autre proche de 300 μm pour une majorité de profils face au débouché du Rhône. Les particules les plus grossières se trouvent cependant essentiellement en surface.

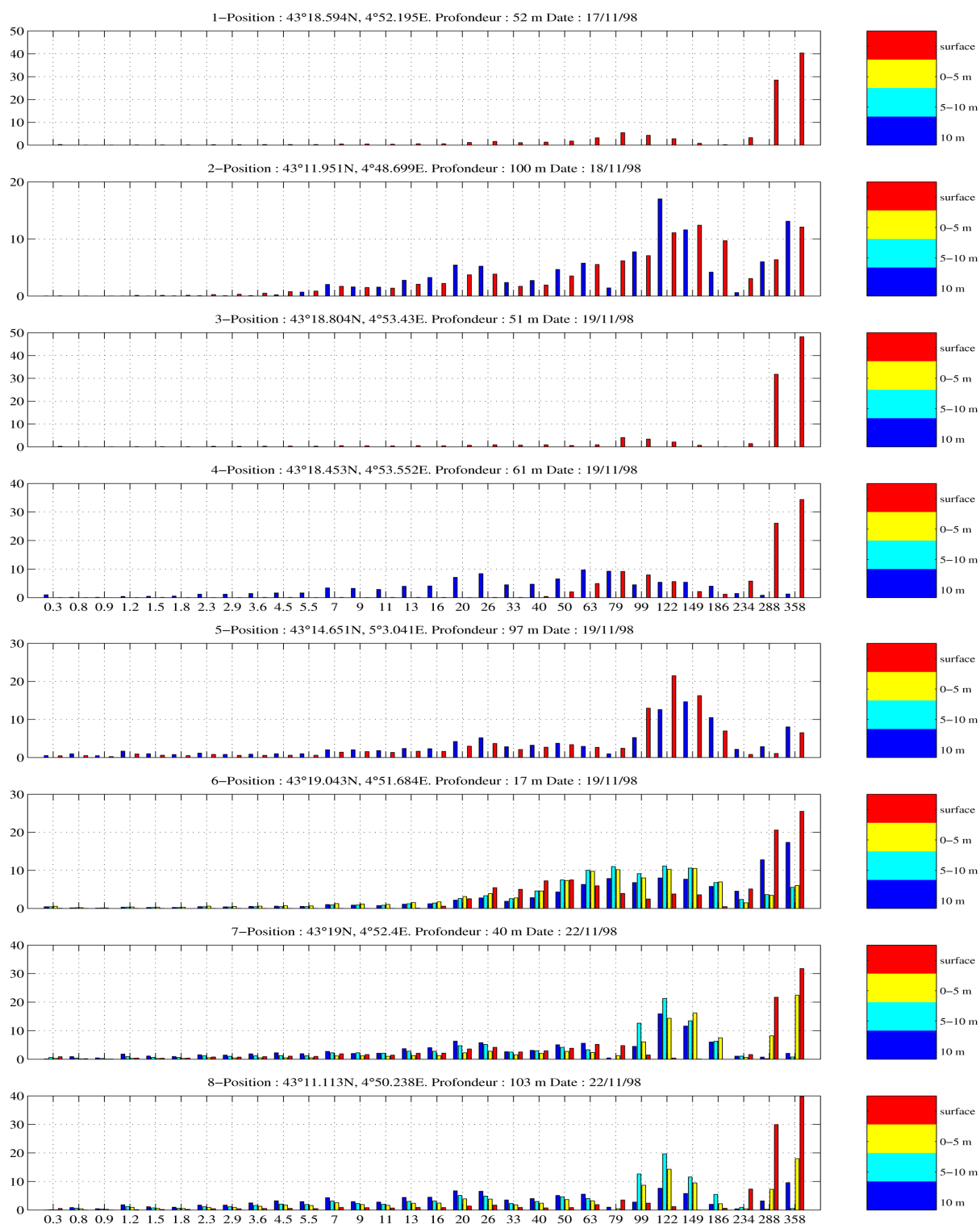


FIG. D.2 – Distribution volumique de taille de particules (%) de 10 m (en bleu) à la surface (en rouge).

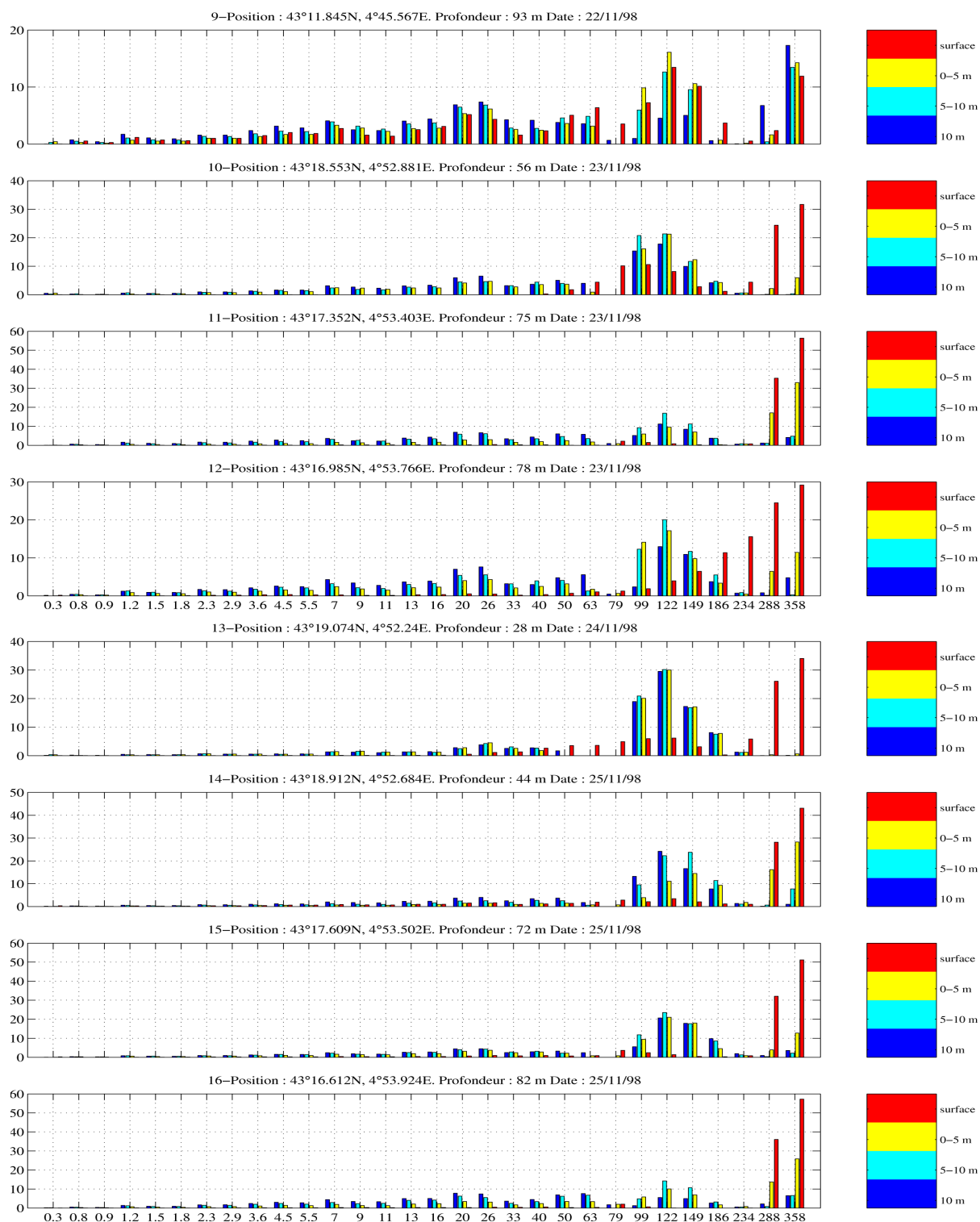


FIG. D.3 – Distribution volumique de taille de particules (%) de 10 m (en bleu) à la surface (en rouge).

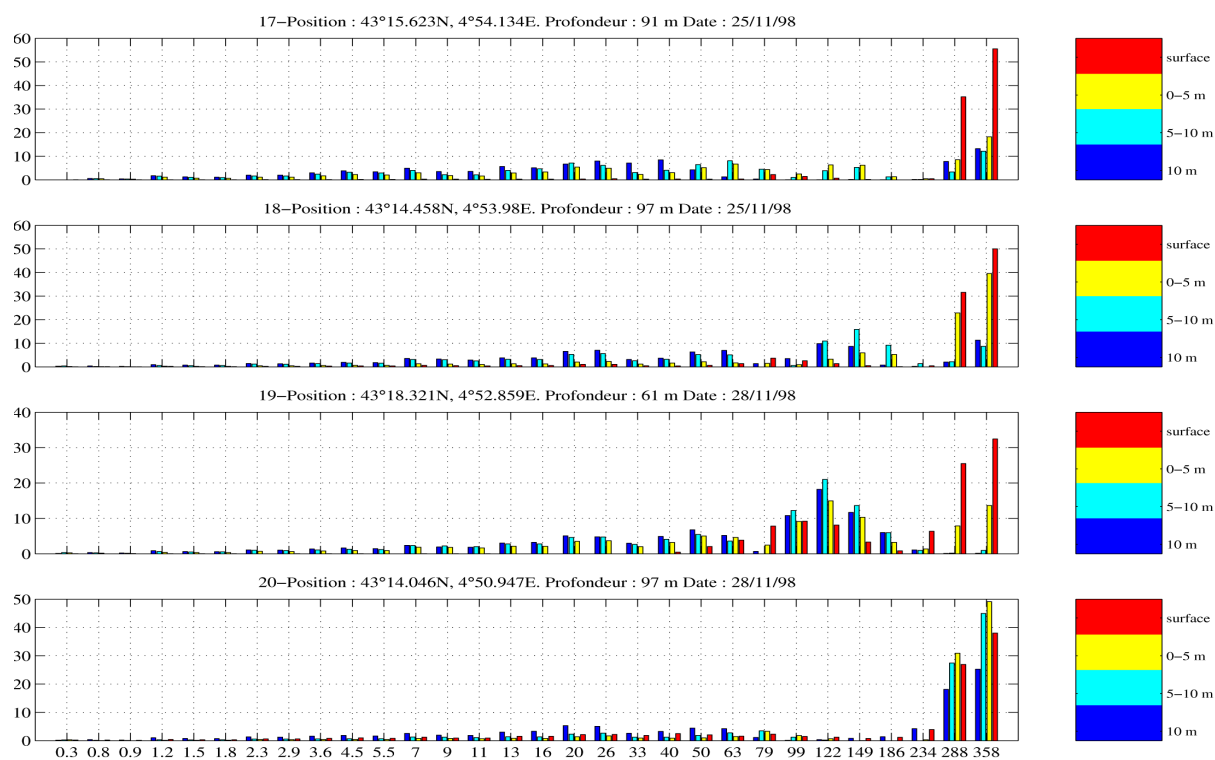


FIG. D.4 – Distribution volumique de taille de particules (%) de 10 m (en bleu) à la surface (en rouge).

Annexe E

Utilisation de l'ADCP pour quantifier la charge particulaire

E.1 Théorie générale

Le signal d'intensité rétrodiffusée d'un ADCP (profileur de courant acoustique) peut être exploité afin de quantifier les matières en suspension dans toute la colonne d'eau. La description réalisée ici est tirée des travaux de Tessier (2006) et de Tessier et al. (2008).

L'intensité du signal rétrodiffusé NC est un paramètre donné par l'ADCP en nombre de counts (unité arbitraire). Pour déterminer la charge en particules à partir de ce dernier, il est nécessaire d'établir le bilan d'énergie (en dB) qui relie le niveau d'émission de l'onde acoustique (NE) et le niveau reçu (NR) après l'atténuation subie dans la colonne d'eau et la rétrodiffusion exercée par les particules.

$$NR = NE - 2PT + IC \quad (\text{E.1})$$

- PT (dB) est la perte par transmission lors de la propagation de l'onde dans le milieu.
- IC (dB) est l'indice de cible ou encore le coefficient de rétrodiffusion.

Le niveau d'énergie reçu est relié à l'intensité du signal rétrodiffusé par l'équation :

$$NR = K_c(NC - NC_0) + B_r \quad (\text{E.2})$$

- les différents paramètres de l'équation peuvent être obtenus lors d'essais de calibration en bassin de l'ADCP. Une valeur nominale moyenne de K_c est donnée par le constructeur (~ 0.43). Les valeurs de K_c obtenues par calibration par Tessier (2006) confirment la valeur donnée par le constructeur.

Les pertes de transmission sont liées à la divergence sphérique (décroissance en $1/R^2$ de l'intensité acoustique) et à l'amortissement par le milieu dissipatif (décroissance exponentielle de l'amplitude en distance). A une distance R du transducteur on a ainsi :

$$PT = 20 \log_{10}(\Psi R) + (\alpha_w + \alpha_s).R \quad (\text{E.3})$$

- α_s (en dB/m) est le coefficient d'amortissement lié à la présence de particules dans le milieu.
- α_w (en dB/m) est lié à l'amortissement par l'eau pure.
- Ψ est le facteur de correction du champs proche.

Pour le calcul de α_w le modèle de François et Garrison (1982), dépendant de la température et de la salinité, est utilisé.

Le facteur Ψ permet de corriger de l'approximation de divergence sphérique à proximité du transducteur, là où le champ de pression est oscillant. La formulation de Downing est utilisée :

$$\Psi = [1 + 1.35z + (2.5z)^{3.2}]/[1.35z + (2.5z)^{3.2}] \quad (\text{E.4})$$

- $z = R/R_0$, avec $R_0 = a_t^2/2\lambda$, a_t étant le rayon du transducteur et λ la longueur d'onde.

L'indice de cible IC dépend de la densité numérique N des particules dans le volume insonifié V de la cellule et de la section efficace de rétrodiffusion σ :

$$IC = 10 \log_{10}(\sigma NV) = 10 \log_{10}(V) + IV \quad (\text{E.5})$$

avec IV l'indice de cible volumique (c'est-à-dire relatif à 1 m^3).

En faisant apparaître la concentration massique $M = N\rho_s v_s$ (en kg.m^{-3}), avec ρ_s la masse volumique des particules et v_s le volume particulaire moyen, l'indice de cible est déterminé par :

$$IC = 10 \log_{10} \left(\frac{M \cdot \sigma V}{\rho_s \cdot v_s} \right) = 10 \log_{10}(M) + 10 \log_{10} \left(\frac{\sigma}{\rho_s \cdot v_s} \right) + 10 \log_{10}(V) \quad (\text{E.6})$$

Le volume V qui correspond au volume insonifié est dépendant de la distance à laquelle est effectuée la mesure par rapport au transducteur. En supposant le faisceau de l'onde de forme conique, on a :

$$V = \pi(\phi/2)^2 R_i^2 L \quad (\text{E.7})$$

- ϕ correspond à l'angle d'ouverture du faisceau
- L correspond à l'épaisseur de la cellule qui rétrodiffuse soit la moitié ou le quart de la cellule de l'ADCP (fonction de la configuration de l'appareil)

On obtient finalement, en utilisant les équations E.1, E.3, E.6, E.7, une équation valable pour calculer la concentration massique en chaque cellule de l'ADCP positionnée à la distance R du transducteur :

$$10 \log_{10}(M) = \underbrace{NR - NE}_{(1)} + \underbrace{20 \log_{10}(\Psi R) + 2(\alpha_w + \alpha_s)R}_{(2)} - \underbrace{10 \log_{10}(\pi(\phi/2)^2 L)}_{(3)} - \underbrace{10 \log_{10}\left(\frac{\sigma}{v_s \rho_s}\right)}_{(4)} \quad (\text{E.8})$$

Le terme (1) correspond à la différence entre signal reçu et signal émis, le terme (2) correspond aux pertes de transmission dans le milieu, le terme (3) est un terme correctif lié à la géométrie de la cellule qui rétrodiffuse et le terme (4) est lié aux caractéristiques des particules qui rétrodiffusent.

E.2 Application au cas d'une calibration empirique

L'indice de rétrodiffusion volumique IV (dB) correspond à l'indice de rétrodiffusion IC pour un volume unitaire de 1 m^3 . Dans le cas d'une calibration empirique, on calcule l'indice de rétrodiffusion volumique relatif IV_r en faisant abstraction des termes constants ou supposés constants. Les pertes de transmission liées à l'atténuation par les particules sont négligées puisque les concentrations massiques ne sont pas trop élevées ($< 200 \text{ mg/l}$). On obtient alors :

$$IV_r = K_c \cdot NC + 20 \log_{10}(\Psi R) + 2\alpha_w \cdot R \quad (\text{E.9})$$

Ainsi, on peut relier la concentration massique M à l'indice IV_r calculé. Une calibration empirique peut se faire entre le \log_{10} de la concentration et l'indice IV_r obtenu par l'ADCP :

$$10 \log_{10}(M) = a \cdot IV_r + b \quad (\text{E.10})$$

En principe la pente a de l'équation devrait valoir 1, mais du fait de l'inhomogénéité, dans le temps et dans l'espace, des caractéristiques des particules qui rétrodiffusent, il est nécessaire d'ajuster la pente en fonction du jeu de données qui servira à la calibration. Pratiquement, le signal IV_r calculé doit être calibré à l'aide de profils ou de mesures au point fixe de turbidité (turbidimètre ou transmissomètre) ou avec des pesées MES afin de déterminer a et b . On peut finalement déterminer la concentration à l'aide de cette dernière relation :

$$M = 10^{(a \cdot IV_r + b)/10} \quad (\text{E.11})$$

Annexe F

Méthode de calcul des tensions de radiation

Les tensions de radiation peuvent être déterminées à partir des paramètres de vagues calculés (hauteur, direction et période) en utilisant les équations de la théorie linéaire (équations 4.62, 4.63 et 4.64). Elles peuvent également être obtenues directement depuis un modèle de génération/ propagation de vague. Elles résultent alors d'une intégration des équations de la théorie linéaire sur l'ensemble du spectre. Différents tests ont été réalisés afin de déterminer une méthode convenable pour obtenir les forces de radiation à l'échelle du modèle hydrodynamique PRODELTA. Les méthodes de calcul basées sur l'interpolation/extrapolation, soit des forces de radiation, soit des paramètres de vague fournis par le modèle de plus grande emprise ont été confrontées aux valeurs obtenues directement par le modèle de vague afin de déterminer leur impact. Dans cette annexe, le terme force de radiation est associé à la force surfacique (N/m^2) induite par le gradient horizontal des tensions de radiation et peut être comparé à l'effet du cisaillement du vent :

$$F_i = -\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \quad (F.1)$$

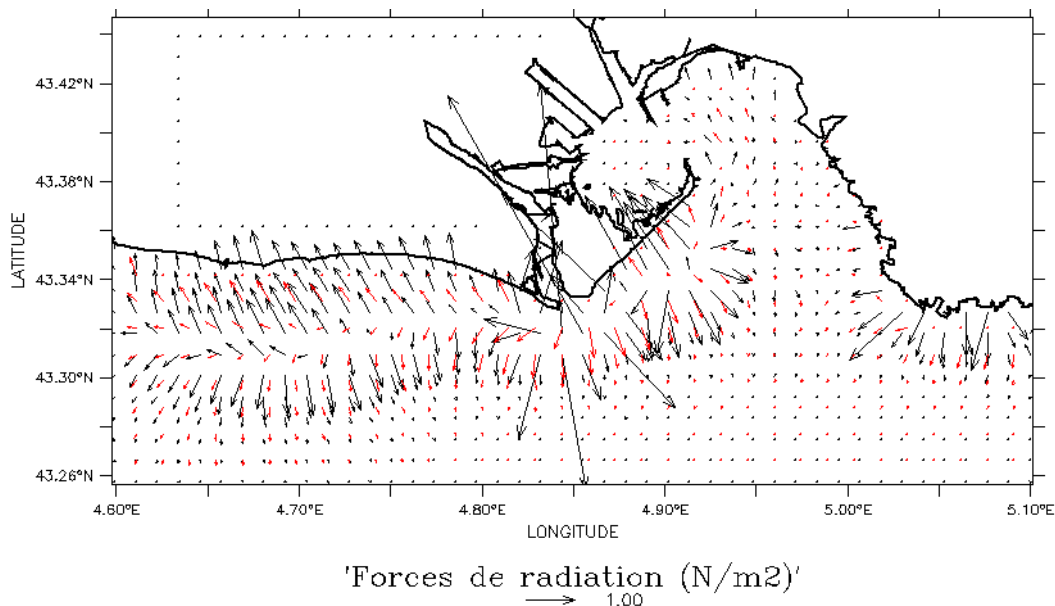


FIG. F.1 – Forces liées aux tensions de radiation calculées par le modèle SWAN dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et unidirectionnelle ($hs=3m$, $dir=130^\circ$, $Tp=10s$). En noir, modèle haute résolution SWAN PRODELTA (1 flèche toutes les 4 mailles) et en rouge modèle moyenne résolution SWAN GOL (1 flèche par maille).

• **Interpolation des forces de radiation et effet de la résolution du modèle de vague :**

Dans un premier temps, les forces du modèle de vague SWAN ont été comparées pour deux résolutions différentes. Un modèle SWAN à la même résolution que la grille du modèle PRODELTA a été implémenté (SWAN PRODELTA). Les forces induites par les tensions de radiation de ce modèle avec un pas d'espace horizontal de 200 m ont été comparées avec celles du modèle dans lequel il est emboîté de résolution 5 fois moindre (SWAN GOL). Dans le cas où l'on impose une houle quasi-monochromatique (figure F.1), il apparaît que les forces calculées par les deux modèles sont différentes essentiellement en intensité, alors que les directions sont cohérentes. Si l'on impose un état de mer spectral (figure F.2), les forces sont alors encore bien plus différentes. Les intensités des forces calculées par le modèle de basse résolution sont beaucoup plus faibles de manière générale sur tout le domaine. Le modèle de plus basse résolution

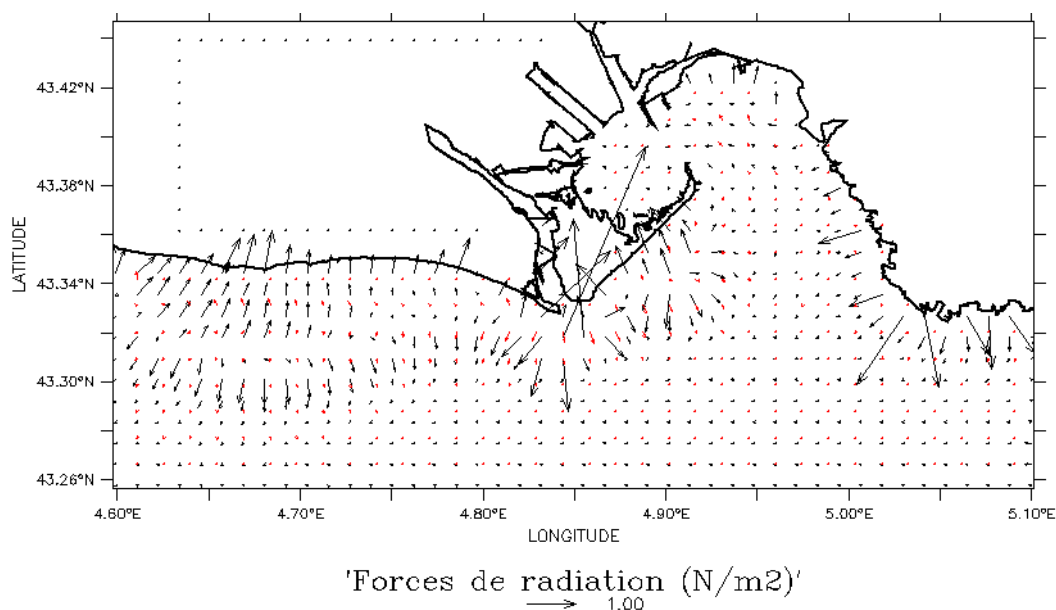


FIG. F.2 – Forces liées aux tensions de radiation calculées par le modèle SWAN dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et unidirectionnelle ($h_s=3\text{m}$, $\text{dir}=130^\circ$, $T_p=10\text{s}$) surimposée à une mer de vent (vent d'ouest de 15 m/s). En noir, modèle haute résolution SWAN PRODELTA (1 flèche toutes les 4 mailles) et en rouge modèle moyenne résolution SWAN GOL (1 flèche par maille).

reproduit assurément moins bien les gradients des paramètres de vague lors de la propagation en zone côtière. Il apparaît donc qu'une interpolation/extrapolation des forces fournies par un modèle de vague de moyenne résolution ne peut satisfaire les besoins d'un modèle hydrodynamique de haute résolution puisque les forces calculées par le domaine de moyenne résolution ne sont déjà pas satisfaisantes.

- **Interpolation des paramètres spectraux :**

Se pose alors la question de savoir si l'utilisation des équations 4.62, 4.63 et 4.64 en faisant l'hypothèse d'une houle monochromatique équivalente dont les paramètres seraient ceux du spectre (Hauteur h_{rms} , Période du pic, Direction moyenne) est acceptable pour déterminer ces forces. On pourrait alors envisager d'interpolier/extrapoler les paramètres de vague de la moyenne résolution (SWAN GOL) en prenant en compte la bathymétrie de la grille fine pour calculer les paramètres dérivés utiles dans les équations (vitesses de phase et de groupe, longueur d'onde). La projection des forces dans la grille fille prendrait ainsi mieux en compte les gradients des vagues en zone côtière.

- *Cas d'une houle monochromatique unidirectionnelle :*

Si l'on procède ainsi, dans le même cas de houle quasi-monochromatique que précédemment, et que l'on compare aux forces issues de SWAN PRODELTA considérées comme étant la référence (figure F.3), on constate que cette méthode est préférable à la simple interpolation des forces issues de SWAN GOL (figure F.1). Direction et intensité des forces sont bien reproduites sur une large partie du domaine. Néanmoins, dans la zone de déferlement où les processus sont mal pris en compte (un simple critère de déferlement fonction de la hauteur d'eau est appliqué en cas d'extrapolation) les forces peuvent être très différentes. Cette méthode semble apporter une solution acceptable dans le cas d'une houle monochromatique.

On peut également noter que la différence entre forces calculées et forces données par SWAN

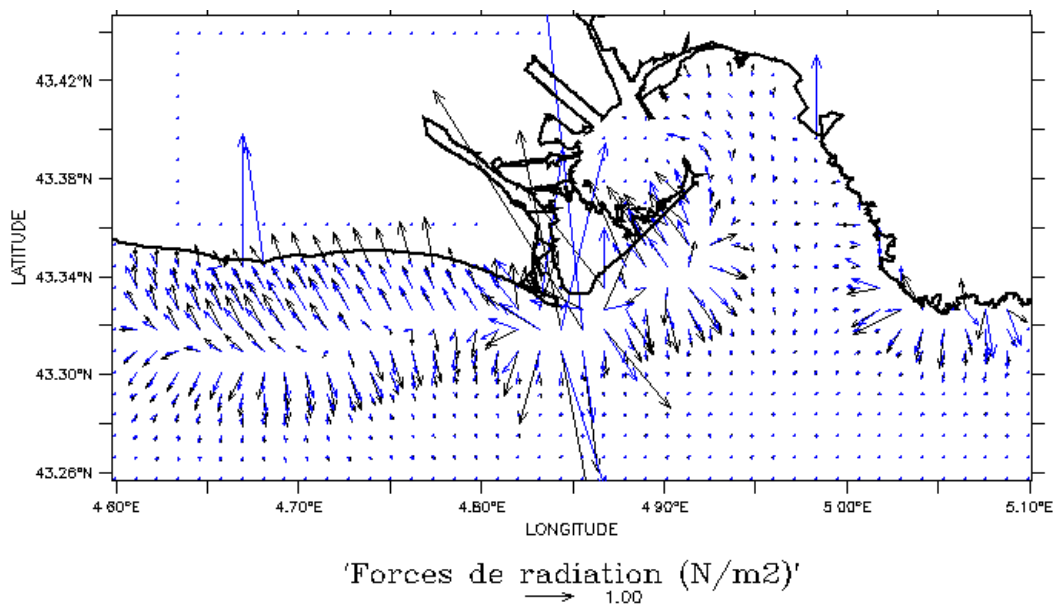


FIG. F.3 – Forces liées aux tensions de radiation dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et unidirectionnelle ($h_s=3\text{m}$, $\text{dir}=130^\circ$, $T_p=10\text{s}$). En noir, calcul SWAN PRODELTA (1 flèche toutes les 4 mailles) et en bleu, calcul issu de la théorie linéaire à l'aide des paramètres de SWAN GOL interpolés (1 flèche toutes les 4 mailles).

dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et quasi-unidirectionnelle provient en partie du fait que le calcul de SWAN est malgré tout spectral. En effet, compte tenu de la discrétisation fréquentielle et directionnelle, SWAN ne propage pas une houle réellement monochromatique et unidirectionnelle. Au cours de la propagation, la houle imposée aux frontières peut être dispersée numériquement et s'éloigner de la solution analytique d'une houle monochromatique. Une comparaison entre la solution analytique à partir des paramètres de SWAN PRODELTA et des forces données par SWAN PRODELTA à proximité directe de la côte montre bien l'écart du calcul de SWAN avec la solution analytique attendue (figure F.4). On peut également noter que le schéma utilisé pour la différenciation des tensions de radiation peut induire des différences.

◦ *Cas d'un état de mer spectral :*

Dans le cas où l'état de mer est spectral, il convient désormais de déterminer si la méthode de calcul à partir des paramètres d'état de mer de SWAN est satisfaisante. Une comparaison entre la solution linéaire déduite des paramètres moyens de SWAN PRODELTA et le calcul spectral de SWAN PRODELTA est réalisée dans le cas où mer de vent et houle de directions différentes se propagent dans le domaine (figure F.5). On constate, alors même que le champ de vague est de bonne résolution, que les forces calculées ne sont pas cohérentes avec celles issues d'un calcul spectral.

En conclusion, dans le cas d'une houle monochromatique et unidirectionnelle, il apparaît possible d'utiliser un champ de vague de moindre résolution que le modèle de circulation et de déterminer de manière satisfaisante les forces induites par les tensions de radiation à partir des paramètres d'état de mer interpolés. Néanmoins dans le cas d'un état de mer dispersé en fréquence et en direction, le calcul d'une force à partir d'une houle monochromatique équivalente n'est pas satisfaisant.

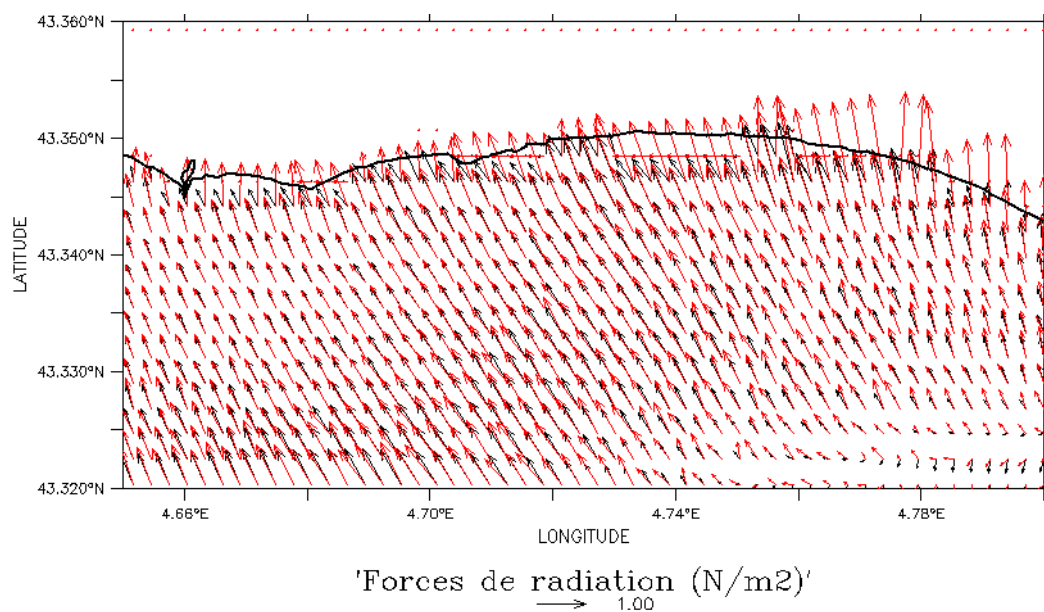


FIG. F.4 – Forces liées aux tensions de radiation dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et unidirectionnelle ($h_s=3\text{m}$, $\text{dir}=130^\circ$, $T_p=10\text{s}$) au niveau de la côte à l'ouest de l'embouchure du Rhône. En noir, calcul SWAN PRODELTA (1 flèche par maille) et en rouge, calcul issu de la théorie linéaire à l'aide des paramètres de SWAN PRODELTA (1 flèche par maille).

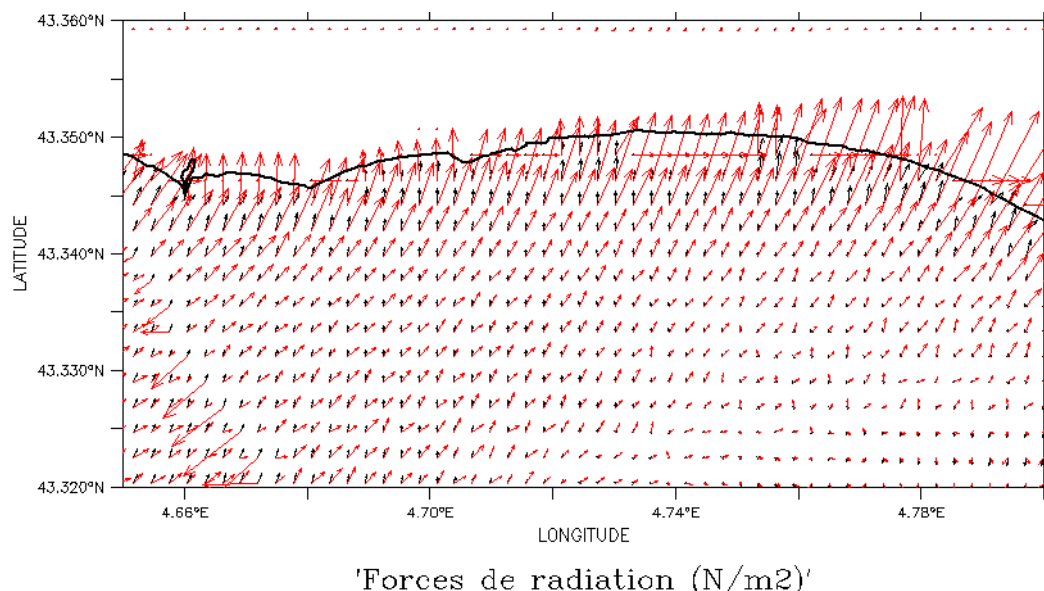


FIG. F.5 – Forces liées aux tensions de radiation dans le cas d'une houle quasi-monochromatique et unidirectionnelle ($h_s=3\text{m}$, $\text{dir}=130^\circ$, $T_p=10\text{s}$) surimposée à une mer de vent (vent d'ouest de 15 m/s) au niveau de la côte à l'ouest de l'embouchure du Rhône. En noir, calcul SWAN PRODELTA (1 flèche par maille) et en rouge, calcul issu de la théorie linéaire à l'aide des paramètres de SWAN PRODELTA (1 flèche par maille).

Annexe G

Méthode de calcul de la vitesse orbitale

Pour une houle monochromatique, U_b est calculé à partir de l'expression de la vitesse près du fond. En supposant une houle de Airy (ou houle de Stokes au 1^{er} ordre), la vitesse sur l'horizontale s'écrit :

$$u(z) = U \cos(\omega t - kx) = \frac{a\omega \cosh(k(z+h))}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad (\text{G.1})$$

avec ω la fréquence angulaire, a l'amplitude, h la profondeur, k le nombre d'onde et x la direction de propagation. L'axe des z est orienté vers le haut (en surface $z=0$).

L'amplitude de la vitesse orbitale au fond vaut donc :

$$U_b = U(z = -h) = \frac{a\omega}{\sinh(kh)} \quad (\text{G.2})$$

On peut également écrire U_b en fonction d'autres paramètres des vagues :

$$U_b = \frac{\pi H}{T \sinh(2\pi h/L)} \quad (\text{G.3})$$

avec H la hauteur crête à creux de la houle ($= 2a$), T sa période, L sa longueur d'onde et h la hauteur d'eau.

Pour une houle pluri-modale qui contient n fréquences d'amplitude a_n , de longueur d'onde L_n et de fréquence angulaire ω_n , on calcule l'amplitude U_b tel que (Madsen, 1994) :

$$U_b = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\omega_n a_n}{\sinh(2\pi h/L_n)} \right)^2} \quad (\text{G.4})$$

Notons que l'expression utilisée par Harris et Wiberg (1997; 2001) et qui reprend celle de (Madsen, 1994) contient une erreur.

Le calcul de la vitesse orbitale au fond à l'aide de l'équation G.4 en présence d'une houle spectrale nécessite donc de connaître l'intégralité du spectre de vague. Alors que le modèle SWAN réalise ce calcul et propose U_b comme sortie du modèle, WWIII n'effectue pas ce calcul. Si l'on souhaite déterminer U_b de manière spectrale, il faudrait sauvegarder tout le spectre à chaque pas de sortie du modèle et en chaque point du domaine, ce qui n'est pas possible. Il s'agit donc de savoir comment calculer au mieux cette valeur, lorsqu'en chaque point de grille du modèle les valeurs connues sont : h_s la hauteur significative, T_p la période du pic, T_m la période moyenne.

L'objectif est donc de déterminer une vague monochromatique "équivalente" qui produirait le même effet sur le fond que le spectre de vague. Whitehouse (2000) propose de considérer pour le calcul de U_b une vague ayant pour période T_p et pour hauteur h_{rms} . La hauteur h_{rms} correspond à la moyenne des hauteurs des composantes au sens des moindres carrés (la hauteur significative h_s est déduite de cette valeur avec $h_s = \sqrt{2}h_{rms}$). Massel (1996) propose quant à lui de déterminer une hauteur de vague "équivalente" (h_e) qui, à la période du pic, induirait le même forçage au fond qu'un spectre de vague de type JONSWAP (figure G). Il obtient ainsi une formulation de h_e en fonction des paramètres du spectre de JONSWAP. D'une manière générale, en faible profondeur, h_e est plus faible que h_s , ce qui est cohérent avec la formulation de Whitehouse.

Détermination du couple de paramètres de la meilleure vague équivalente

Afin de déterminer les caractéristiques de la houle monochromatique équivalente qui reproduit le mieux l'effet du spectre de houle, le modèle SWAN PRODELTA a été utilisé durant

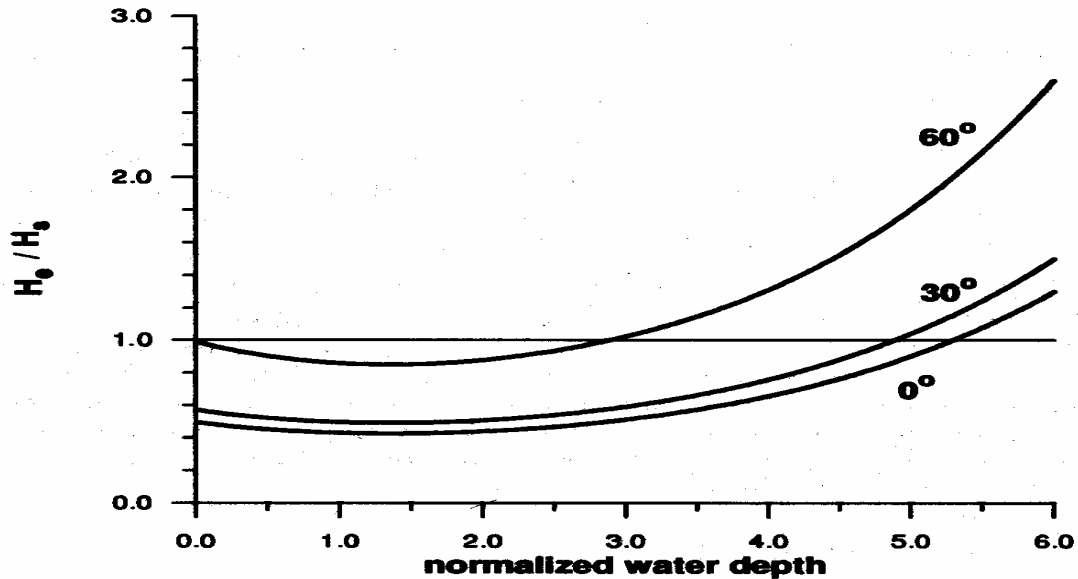


FIG. G.1 – Rapport entre la hauteur équivalente et la hauteur significative des vagues (h_e/h_s) en fonction de la hauteur d'eau normalisée ($\omega^2 h/g$). La direction indiquée sur la figure correspond à l'étalement directionnel du spectre de JONSWAP. D'après Massel (1996).

l'année 2001 complète. En chaque point du domaine où U_b est donné par le modèle SWAN, on calcule l'erreur quadratique moyenne relative (SI défini en annexe H) du calcul effectué par rapport au calcul de SWAN.

Les paramètres h_s et h_{rms} ont été testés pour représenter l'amplitude du spectre de vague. Pour le choix de la période, un test a été réalisé pour déterminer s'il est préférable de choisir la période moyenne ou la période de pic.

On constate que les erreurs réalisées sur le calcul de U_b sont minimisées par le choix du couple de paramètres (h_{rms}, T_p) (figures G.2, G.3 et G.4). On obtient ainsi des erreurs relatives de l'ordre de 30 à 40 % dans la zone côtière pour l'année 2001 complète. On remarque d'autre part que cette erreur est plus faible si l'on s'intéresse uniquement aux épisodes les plus énergétiques au cours de cette année (de l'ordre de 20 %)(figure G.4). Pour les autres couples de paramètres les erreurs sont dans l'ensemble bien plus importantes. Cette conclusion est donc conforme avec la suggestion de Whitehouse et al. (2000).

Calcul d'une hauteur équivalente Dans le cas où l'on dispose d'un modèle SWAN à une résolution bien moindre que celle du modèle sédimentaire, on souhaite maintenant savoir quelle est la meilleure méthode d'interpolation pour obtenir U_b sur une grille plus fine. Le calcul de U_b étant dépendant de la hauteur d'eau, il apparaît qu'une interpolation simple de ce paramètre sur la grille hydrodynamique plus fine n'est pas possible. En effet, si l'interpolation linéaire entre les mailles semble possible, l'extrapolation vers la côte et donc vers des mailles très peu profondes serait erronée.

Il semble donc préférable d'interpoler et d'extrapoler les paramètres de vagues les moins dépendant de la hauteur d'eau et de faire ensuite un calcul de vitesse orbitale adaptée à la hauteur d'eau considérée en utilisant l'équation G.3. Une autre possibilité pour calculer U_b consiste à calculer en chaque point de la grille la hauteur de vague équivalente et d'interpoler ou d'extrapoler cette valeur.

Ainsi pour déterminer U_b à une profondeur h en dehors de la grille de calcul du modèle

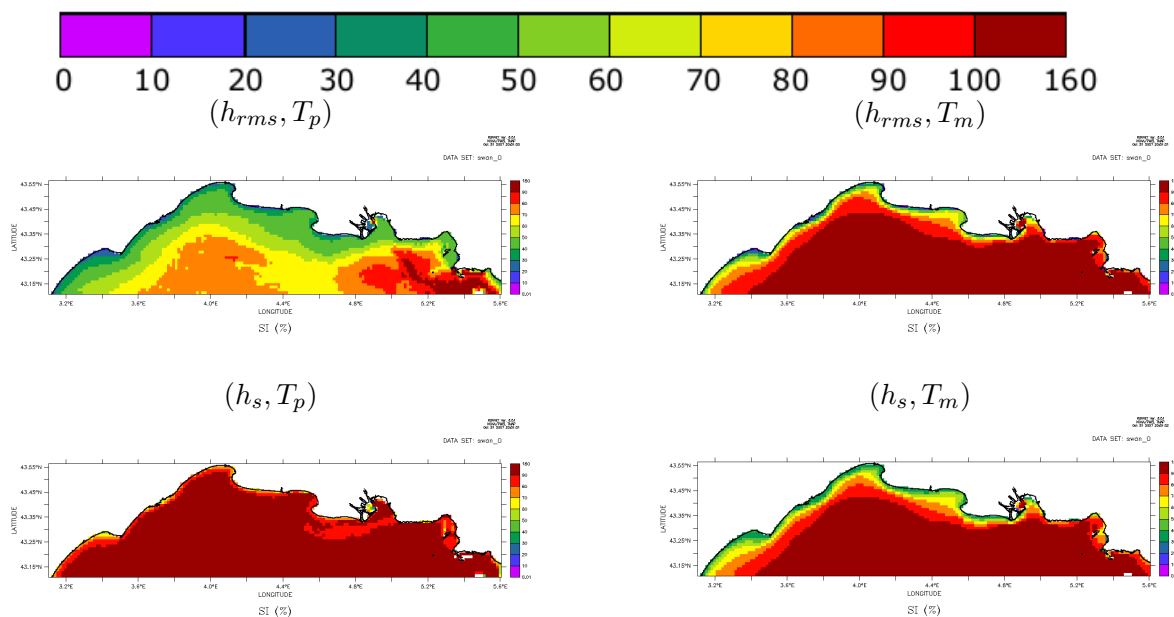


FIG. G.2 – Erreur quadratique moyenne relative (%) sur U_b pour différents jeux de paramètres pendant l'année 2001.

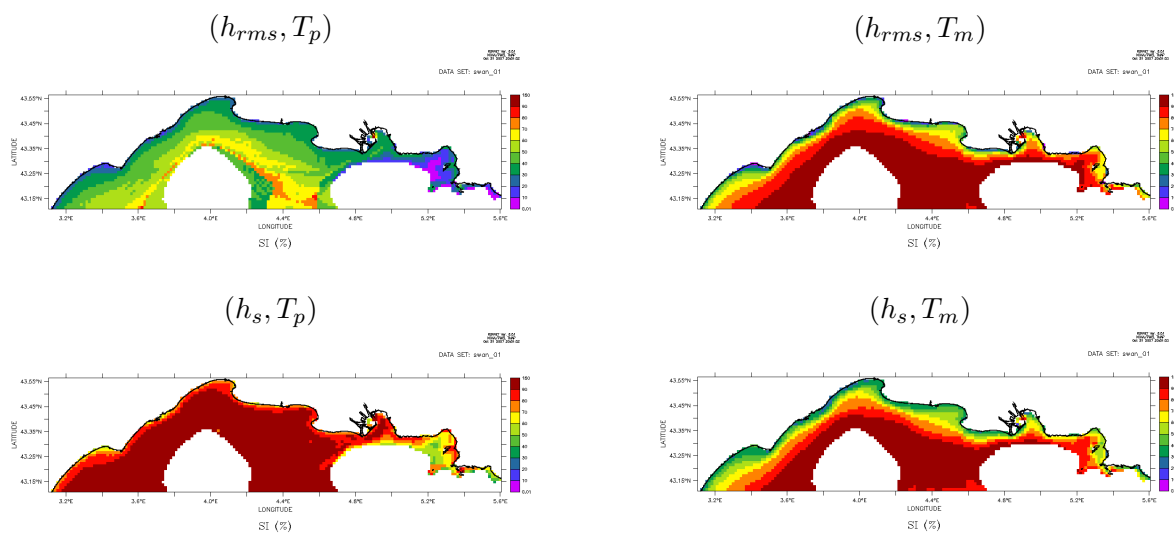


FIG. G.3 – Erreur quadratique moyenne relative (%) sur $U_b > 0.1m/s$ pour différents jeux de paramètres pendant l'année 2001.

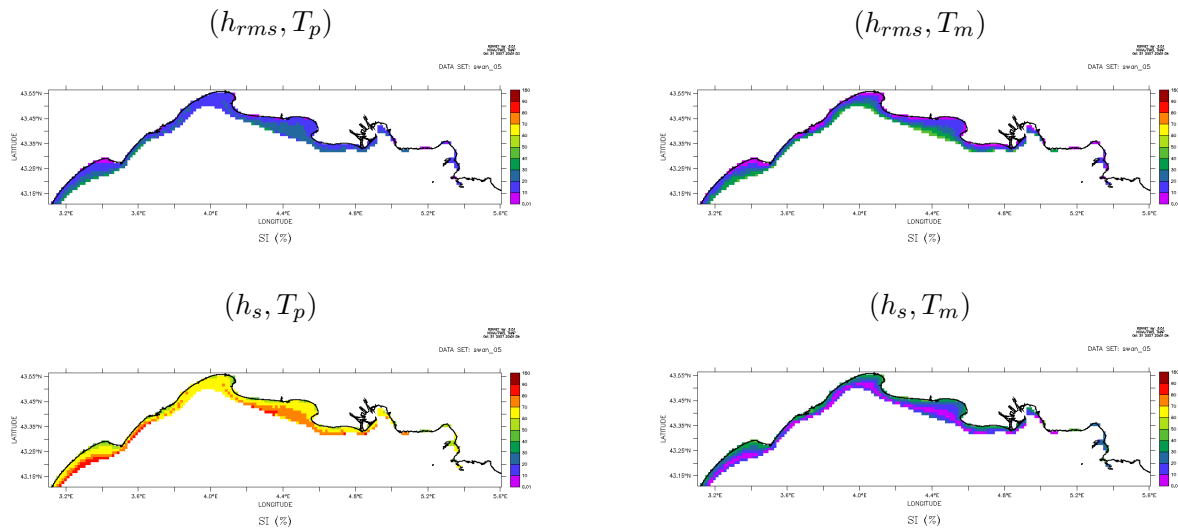


FIG. G.4 – Erreur quadratique moyenne relative (%) sur $U_b > 0.5m/s$ pour différents jeux de paramètres pendant l'année 2001.

SWAN dans le cas d'une extrapolation vers la côte, on considère le point le plus proche sur la grille de calcul SWAN dont la vitesse orbitale calculée vaut U_{b0} à la profondeur h_0 . On considère qu'il n'y a pas de variation de T et de h_e entre ces deux positions, et on obtient alors :

$$h_e = \frac{U_{b0}T}{\pi} \sinh(2\pi h_0/L_0) \quad (G.5)$$

et donc,

$$U_b = \frac{\pi h_e}{T \sinh(2\pi h/L)} = U_{b0} \frac{\sinh(2\pi h_0/L_0)}{\sinh(2\pi h/L)} \quad (G.6)$$

Afin de comparer les différentes méthodes de calcul, on s'est placé dans le cas où une extrapolation de U_b à proximité de la côte est nécessaire. On a donc considéré deux points de calcul voisins de la grille de SWAN (pour lesquelles on connaît la valeur spectrale de U_b). On a ensuite calculé U_b en (i,j) à partir des paramètres du point $(i,j-1)$. On s'est placé dans un cas où il existe un gradient bathymétrique important entre les deux points considérés, sans quoi le calcul ne pose pas réellement de difficultés ($h(i,j) = 9m$ et $h(i,j-1) = 15m$). La valeur obtenue à partir du calcul de hauteur équivalente (équation G.6) est notée U_{be} et celle obtenue avec l'équation G.3 utilisée avec le couple de paramètres (h_{rms}, T_p) est notée U_{bT_p} . On constate premièrement (figure G.5 en haut) que les valeurs de h_s (courbes bleue et noire) sont peu dépendantes du point choisi, tandis que la hauteur équivalente (courbes rouge et verte) est très sensible au gradient de bathymétrie. Il apparaît donc que cette valeur est difficilement extrapolable particulièrement durant les épisodes les moins énergétiques. On constate également (figure G.5 en bas) que la valeur de U_b calculée par SWAN (courbes bleue et noire) est très dépendante de la bathymétrie. On cherche donc à approcher au mieux la courbe bleue à l'aide des deux méthodes de calcul. Il semble que si U_{be} approche le mieux U_b durant les épisodes les plus énergétiques, une erreur très importante est réalisée durant les épisodes peu énergétiques. La grandeur h_e est donc trop sensible à la bathymétrie pour pouvoir être extrapolée et interpolée sans avoir à fixer un critère de seuil supplémentaire (par exemple si $U_b < 0.1m/s$ alors $h_e = 0$) lors de son calcul.

En conclusion, lorsque la grille de calcul sédimentaire est différente de la grille de calcul de vague, il est préférable de déterminer la vitesse orbitale sur le fond à partir de l'équation G.3

et des paramètres (h_{rms}, T_p) interpolés.

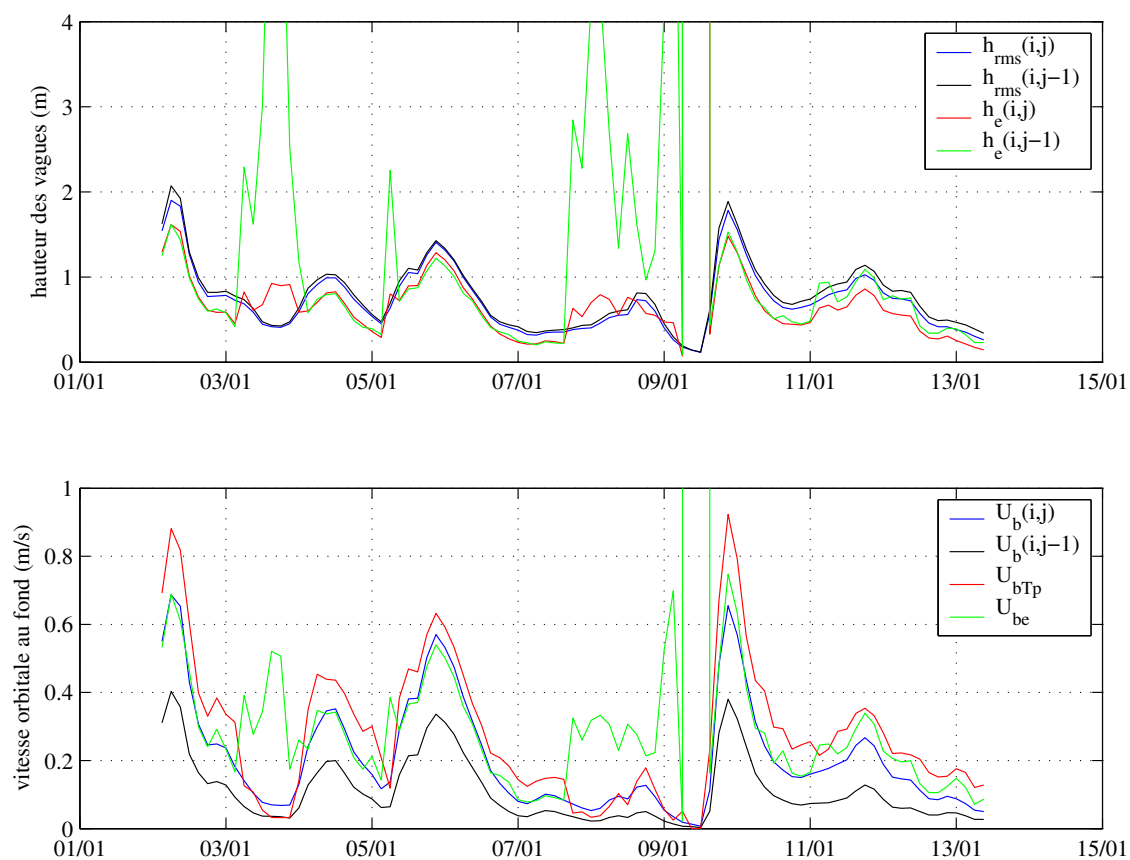


FIG. G.5 – Comparaison des méthodes de calcul dans le cas d’une extrapolation.

Annexe H

Grandeurs statistiques utilisées

La qualité des simulations peut être évaluée à l'aide de différents paramètres statistiques qui comparent les séries temporelles mesurées aux séries simulées. Le coefficient de corrélation (COR), le biais (BIAS), l'erreur quadratique moyenne (RMSE) et l'erreur quadratique moyenne relative (Scatter Index noté SI) sont notamment utilisés.

On note x_i la valeur mesurée au pas de temps i et y_i la valeur simulée au même pas de temps. \bar{x} et \bar{y} sont respectivement les valeurs moyennes de x_i et y_i pour les N pas de temps.

Le coefficient de corrélation, compris entre 1 et -1 donne une information sur le degré de dépendance linéaire entre les deux séries de données. Il est défini par :

$$COR = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}}$$

Le biais correspond à la différence moyenne entre les deux séries considérées :

$$BIAS = \bar{y} - \bar{x}$$

L'erreur quadratique moyenne, donnée dans l'unité des variables, est défini par :

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2}{N}}$$

L'erreur quadratique moyenne relative, également appelée scatter index, s'écrit :

$$SI = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2}{\sum_{i=1}^N x_i^2}}$$

Annexe I

Sand bodies at the shelf edge in the Gulf of Lions (Western Mediterranean) : Deglacial history and modern processes

Marine Geology, 2006

M.A. Bassetti, G. Jouet, **F. Dufois**,
S. Berné, M. Rabineau, M. Taviani



Sand bodies at the shelf edge in the Gulf of Lions (Western Mediterranean): Deglacial history and modern processes

M.A. Bassetti ^{a,b,*}, G. Jouet ^{a,b}, F. Dufois ^{c,d}, S. Berné ^a, M. Rabineau ^b, M. Taviani ^e

^a GM-IFREMER BP70 29280 Plouzané, France

^b UMR6538 Domaines océaniques, IUEM, 29280 Plouzané, France

^c EC-TP-IFREMER/BP 70/29280 Plouzané, France

^d IRSN, Base Ifremer, BP 330, 83507 La Seyne sur Mer Cedex, France

^e ISMAR-CNR, Via P. Gobetti, 101 Bologna, Italy

Accepted 5 September 2006

Abstract

The outer continental shelf of the Gulf of Lions is covered by thick, mainly regressive, sand deposits. A combination of seismic, sedimentological and geochronological methods allows us to demonstrate that a veneer of transgressive sand bodies, few m to less than 1 m thick, reworks these deposits. They take the form of sand ridges and transverse dunes that formed at different periods. In fact, the low-gradient outer shelf of the Gulf of Lions displays a complete record of deglacial history, including not only transgressive deposits that formed during sea-level rise, but also bedforms that still evolve under episodic high-energy events that occur under more highstand conditions.

Core lithology, ¹⁴C dates and regional sea-level curve suggest that the formation of the sand ridges was favoured during a period of deceleration of sea-level rise, such as during the Younger Dryas event. The dunes are part of a “mobile carpet” (here U160). The deposition of this marine sand veneer is possibly related to the interplay between different factors that trigger the turning on/off for bottom currents sand deposition/transport on the outer shelf. In fact, the sands appear to have been reworked intermittently due to high-energy conditions in shallow water depth (currents, wave regime and wind-driven circulation) as well as they form current ridges superimposed to the transgressive deposits in the westernmost part of the studied area (at the Bourcart Canyon’s head).

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: sand ridges; outer shelf; deglacial transgression; sand transport; Gulf of Lions

1. Introduction

1.1. Background: “offshore sands” of outer continental shelves

The concept of relict “offshore sands” was first introduced by Emery (1968), who observed that sand belts were covering many continental shelves around the world, at water depths generally comprised between 80 and 120 m water depth. He noticed that they were not in

* Corresponding author. GM-IFREMER BP70 29280 Plouzané, France.

E-mail address: mabasset@ifremer.fr (M.A. Bassetti).

equilibrium with modern shelf processes, and concluded that these deposits were deposited during and immediately after the Last Glacial period. Later, Swift et al. (1971) suggested that shelf sands, although too coarse to have been transported by present-day processes, are being reworked and resorted by waves and currents, and referred to them as “palimpsest”.

In the Gulf of Lions, which is considered as a relatively low energy continental shelf, most of the authors still consider that the offshore sands are relict features, only the transgressive processes, at a time when sea-level was lower by about 100 m, being able to rework sediments (Monaco, 1971; Aloisi, 1986; Berné et al., 1998). However, ultra-high-resolution seismic data, coring and ^{14}C dating, as well as numerical modelling of wind stress on oceanic circulation, allow us to demonstrate that a mobile carpet of sand is periodically active at the shelf edge, feeding slope and rise deposits and contributing to the episodic reworking of shelf morphology.

Among the studies dedicated to the stratigraphy of the late Pleistocene in the Gulf of Lions (Monaco, 1971; Aloisi, 1986; Tesson et al., 1990; Rabineau et al., 1998; Tesson et al., 2000; Rabineau, 2001; Berné et al., 2004, among the others), the present work concerns the definition of the post-glacial deposit geometry, as well as the distribution of sediments in relation with the latest Quaternary episodes and, in some cases, recent oceanographic events. As a matter of fact, we think that the most recent sedimentary unit is still under the influence of events able to mobilize at least the upper part of the well definable transgressive deposits. These considerations arise from the recently acquired data in the Gulf of Lions about the significant influence of cold water downwelling during winter storms on recent sedimentations (Palanques et al., 2004). In fact, seasonal modifications in the thermohaline circulation in the Gulf of Lions related to the wind action (Cers, Mistral and Tramontane wind complex) have been observed and we propose that the combination of regional interannual variability in water circulation and local hydrodynamic conditions (wind and wave-driven circulation) might lead to strong sea-bed stirring up and sediment transport.

In order to support this hypothesis and, therefore, to estimate the degree of preservation of the most recent sedimentation layer, a numerical model of bottom shear-stress, is here proposed.

On the other hand, the post-glacial unit interfaces are closely analyzed, combining sedimentological data (sedimentary facies and fossil content), radiocarbon dates and seismic features, to trace them on the basis of their distribution on the basal *ravinement* surface.

2. Regional and stratigraphic setting

The Gulf of Lions is a passive, prograding margin, located in the northwestern sector of the Mediterranean Sea bounded, to the west and east, by Pyrenean and Alpine orogenic belts, respectively. It comprises a wide (at least 70 km) shelf and a continental slope that is incised by numerous canyons descending down to the abyssal area of the Algero–Balearic Basin (Fig. 1A). This basin formed as a result of Oligocene–Miocene rifting (Gorini et al., 1994) and it hosted the accumulation of huge amount of clastic sediments forming a thick wedge (900 m) on the inner shelf, more than 2 km on the outer shelf (Lofi, 2002) that makes up the outbuilding shelf.

The post-rift sedimentation was severely affected by the Messinian Salinity Crisis (Hsü et al., 1973), when the sea-level dramatically dropped (Ryan, 1976) and the continental margins were exposed to intense erosion (Cita and Ryan, 1978). The Messinian unconformity bases the cyclically stacked Plio-quaternary bodies that have been object of investigation over the last 30 years by several authors that proposed a number of stratigraphic models (Monaco, 1971; Aloisi, 1986; Tesson et al., 1990; Tesson et al., 2000; Rabineau, 2001, Lofi et al., 2003, Lobo et al., 2004). The last ca 500 kyr, in particular, display superimposed prograding wedges extending over the entire shelf seawards-thickening and pinching out landward beneath the 80 m isobath (Aloisi, 1986). They are interpreted as deposited during ‘forced regressions’, in response to successive sea-level falls (Posamentier et al., 1992). They correspond to units U140, 147 and 150 in Fig. 2 (Berné et al., 1998; Rabineau et al., 1998, 2005).

The deglacial (post-Last Glacial Maximum) succession overlies the major erosional discontinuity related to emersion of the continental shelf during the Last Glacial Maximum (LGM). It consists of basal transgressive deposits, subsequently reworked, on the outer shelf, into dunes and sand ridges (U155; Berné et al., 1998; Rabineau, 2001; Perez-Belmonte, 2003) overlain the regressive prograding body. It thickens toward the inner shelf, especially on the Rhône prodeltaic area, between 35 and 70 m water depth (Aloisi, 1986; Gensous and Tesson, 2003; Berné et al., 2004). The shelf “relict” sands, whose distribution is shown in Fig. 1A, were deposited from 80 m to about 120 m water depth, where they pass rapidly to marine muds. These sands were first described by Bourcart (1945) who called them “sables du large”, an equivalent to the “offshore sands” of Emery (1968). The transition between sands and muds is outlined by a distinct regional step in the sea-floor

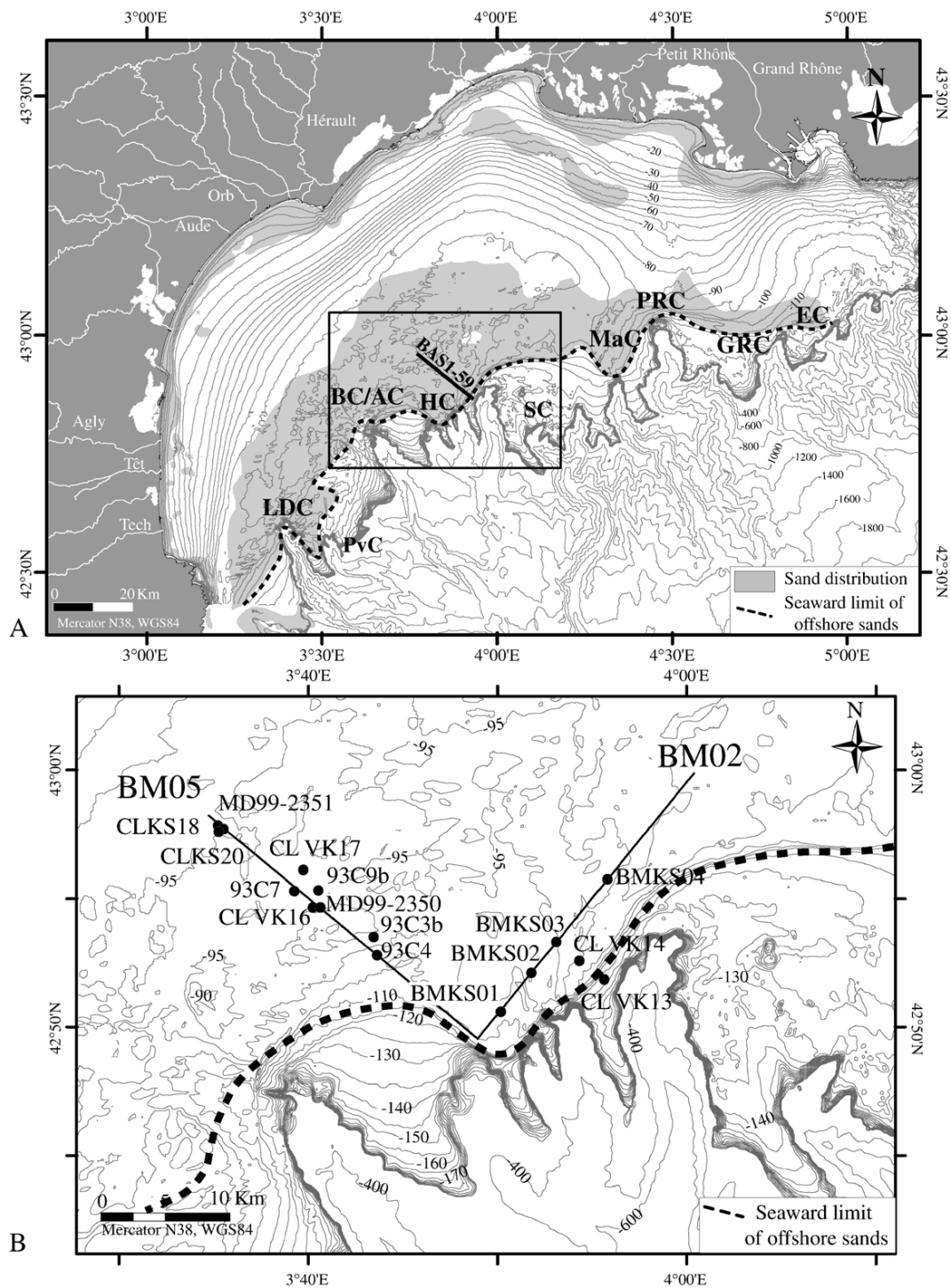


Fig. 1. (A) Bathymetric map of the Gulf of Lions and position of the study area on the outer shelf. LDC, Lacaze-Duthiers Canyon; PvC, Pruvot Canyon; BC/AC, Bourcart or Aude Canyon; HC, Herault Canyon; SC, Sète Canyon; MaC, Marti Canyon; PRC, Petit-Rhône Canyon; GRC, Grand-Rhône Canyon; EC, Estocade canyon; (B) location of seismic lines and cores, showed in this study, at the head of Herault Canyon.

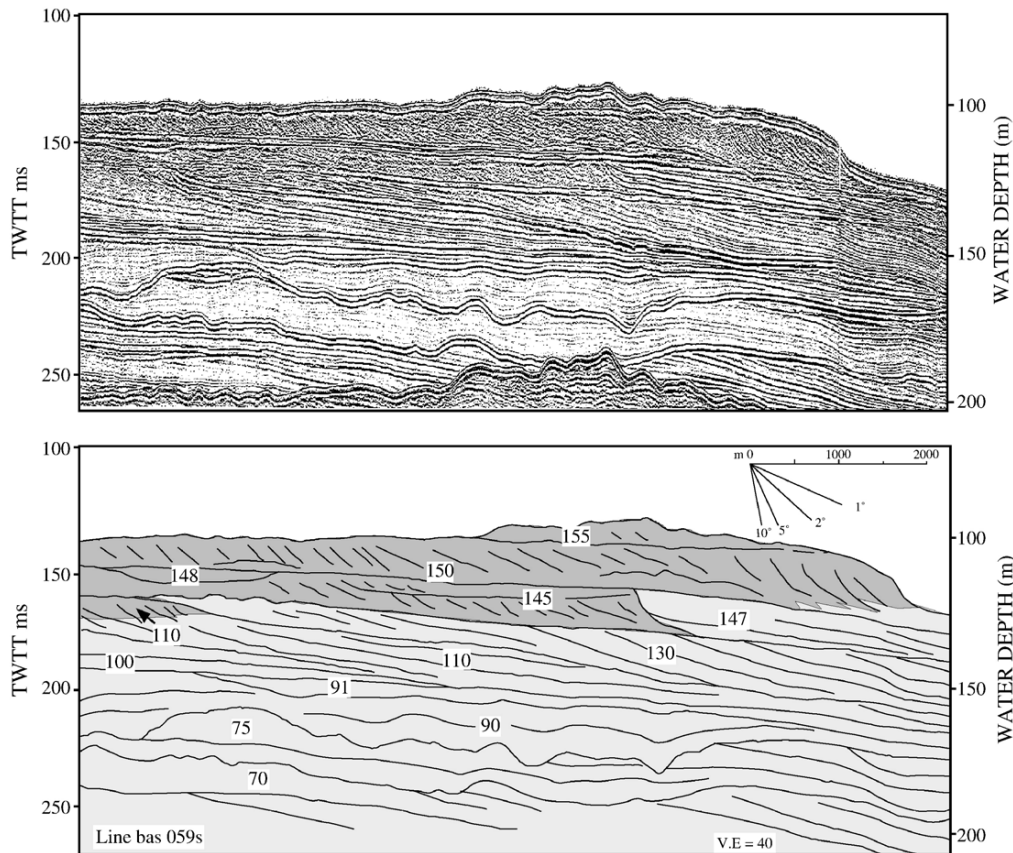


Fig. 2. Seismic section across the Pleistocene sand wedges (BAS 59 on Fig. 1) showing the vertical relationship of the seismic unit identified on the outer shelf of the Gulf of Lions (from Berné et al., 1998, modified).

morphology, that can reach up to 20–25 m of height and can be tracked all along the shelf edge (Berné et al., 2002). The sands are characterized by high carbonate content (25–50%), mainly due to a significant biogenic component (Got and Aloisi, 1990).

3. Hydrodynamic setting

The continental shelf of the Gulf of Lions is a low-energy wave dominated area where tides have small amplitudes (a few cm) and associated currents are so weak that they cannot be measured (Lamy et al., 1981).

The general circulation and hydrodynamic conditions result from the interaction with the atmospheric phenomena, determining the formation of dense water, up and downwellings and oscillatory currents caused by winds (Tramontane, Mistral) and storms (Millot, 1990).

One of the main components of the general circulation in the western Mediterranean is the “Liguro-Provençal-Catalan Current” or “Northern Current”

which involves water of Atlantic origin, flowing south-westwards mainly along the continental slope and shelf break, following the continental margin. This current is characterized by speeds ranging from 50 cm s^{-1} near the surface and a few cm s^{-1} at a few hundreds of metres depth (Monaco et al., 1990). According to Millot (1990), the core of the Northern Current follows the continental slope most of the time, but the trajectory can be temporally altered during northwesterly wind, when the superficial waters tend to penetrate onto the continental shelf forming a current front that can reach 30 cm s^{-1} after the wind decay (Millot and Wald, 1980). The hydrodynamic conditions on the continental shelf have a strong seasonal variability and the maximum current velocity is reached in winter (Millot, 1990; Estournel et al., 2003; Dufau et al., 2004).

An important parameter in the Gulf of Lions circulation is the meteorological forcing. In fact, local hydrodynamic conditions are determined by the interactions of wave regimes and wind-driven circulation.

The latter is generally dominated by the northwest Tramontane, or by the occurrence of Mistral and Tramontane winds that generate classical oceanographic features (up and downwellings, Palanques et al., 2006-[this volume](#)) and transitional circulation features such as inertial oscillations (Millot, 1990; Petrenko, 2003).

However, the winds are not homogeneous throughout the Gulf and especially easterly winds seem to generate the most significant bottom stress, according the modelling, year 2001 (Fig. 3A), despite their occasional occurrence (Fig. 3B). In fact, the surface wind stress, which occurs as individual storm events lasting several

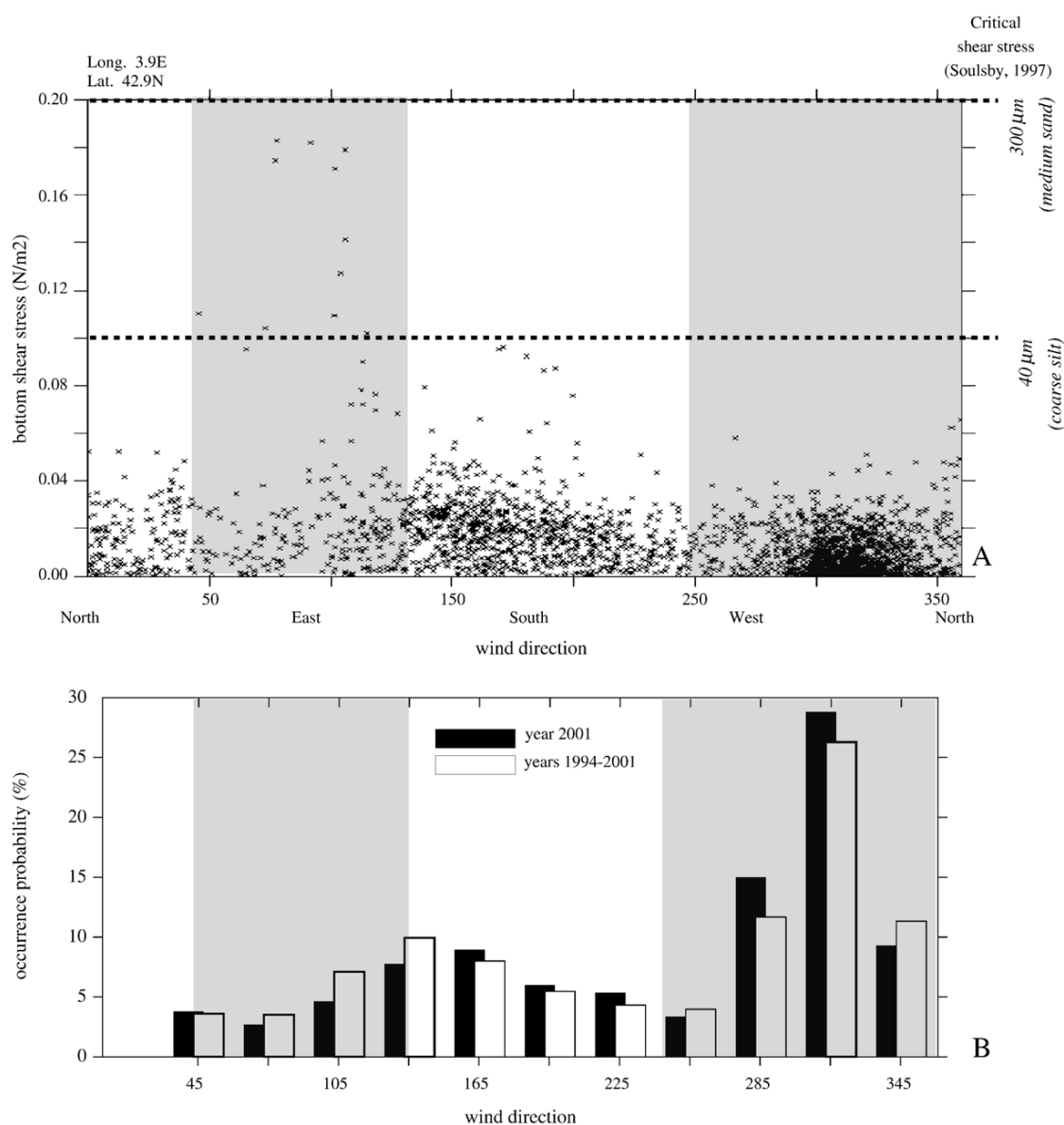


Fig. 3. (A) Comparison plot of wind distribution and the bottom shear stress that they generate measured at a fix point (Long 3.9E; Lat. 42.9 N). Remarkable difference is observed between the bottom stresses induced by easterly winds (up to 0.2 N/m^2) with respect to the ones linked to the Tramontane, Mistral, Cers wind complex, despite their lower occurrence in the gulf. Critical shear stress for sand ($300 \mu\text{m}$) and coarse silt ($40 \mu\text{m}$) transport is marked on the plot (after Soulsby, 1997). (B) Statistical record of wind annual (year 2001) and interannual occurrence (years 1994–2001) in the Gulf of Lions, based on the model Météo France ARPEGE. Note that the statistic probability of wind occurrence observed over several years is very similar to the one established during one single year.

days, can generate bottom currents able to transport sediment. This has been demonstrated by *in situ* measurements on other continental shelves (Drake, 1976; Drake and Cacchione, 1989; Nittrouer and Wright, 1994), as well as studies on the genesis of Holocene sand banks (East Texas, Rodriguez et al., 1999; Snedden and Darlymple, 1999).

Nonetheless, extensive measurements of real current speeds at the bottom and its influence on sediment transport are not yet available in the Gulf of Lions. Recent studies demonstrate the existence of strong links between the occurrence of catastrophic meteorological events (such as winter storms) and the formation of cold, dense water cascading that reinforces the transport of suspended sediments and may trigger the remobilization of recent deposits from the shelf towards the canyons (Palanques et al., 2006-this volume). On the other hand, the wave influence on the outer shelf can be neglected, since it results to be not particularly significant in bottom shear stress generation mechanisms (Ulses, 2005).

In this work, we will focus on an area of the outer shelf and shelf edge, in the vicinity of the Bourcart canyon (Fig. 1).

4. Methods

The data were acquired during several cruises with *R/V "Georges Petit"*, *"L'Europe"*, *"Le Suroît"*, *"Beautemps-Beaupré"* and *"Marion Dufresne"*. During these cruises, we used several high-resolution seismic sources including (a) a 700 Joules SIG sparker, (b) a towed "EDO Western" 2.5 kHz sub-bottom profiler, and (c) a hull-mounted "Eramer" Chirp system. Swath bathymetry systems included a Simrad EM 1000 (on *"L'Europe"*), EM300 (on *"Le Suroît"*) and an EM 1002S on the *"Beautemps-Beaupré"*. Cores were sampled with piston corers, vibrocorers, and the *"Calypso"* system onboard *"Marion Dufresne"*. Radiocarbon dates were performed on selected shells (Table 1) using both conventional radiocarbon method and accelerator mass spectrometer (AMS). The shells were collected from various parts in the listed cores. Well-preserved material has been chosen (as bivalves with the two valves).

All ^{14}C dates are given in calibrated ages, using the Cal v5.1 version (Hughen et al., 2004) or the polynomial in Bard et al., 1998, except for dates giving an age >40,000 years.

A correlation between the seismic units observed on very high-resolution (700 Joules sparker) and ultra-high (chirp) seismic data and the post-glacial climatic/sea-level changes was attempted. These data are "ground-truthed" by sedimentological interpretation of shallow

cores (piston cores and vibra-cores), analysis of mollusc assemblages and ^{14}C dates. Seismic lines and core samples that are shown in this work are located in Fig. 1B.

The hydrodynamics was modelled using MARS-3D (André et al., 2005), a three-dimensional model in sigma coordinates, which solves equations under the assumptions of Boussinesq and hydrostaticity. It was designed to simulate the three components of the currents, surface elevation, temperature and salinity in coastal areas. The set of equation solved is well known and is given for example in Blumberg and Mellor (1987).

The model is forced by several parameters: atmospheric conditions (wind, solar fluxes...), river discharges, lateral fluxes and elevation at the open boundaries. The latter allows forcing the model with large-scale circulation such as the Northern Current.

In order to estimate the erosion probability, the most interesting output of the model is the bottom shear stress (τ) that is calculated under the assumption that velocity profile is logarithmic in the turbulent bottom layer (Eq. (1))

$$\tau = \rho [\kappa u(z) / \ln(z/z_0)]^2 \quad (1)$$

where ρ is the water density, κ the von Karman constant (0.4), and z_0 the roughness length of bed surface taken as 0.0035 m.

The observations of simulated bottom shear stress for all the 2001-year show that easterly winds have the strongest effect on bottom stress, generated in the western part of the shelf after a few hours. Therefore, a simulation with a constant wind of 20 m/s from the east for the entire area of Gulf of Lions, has been run to determine bottom stress during high easterly wind events (wind directions seem to be more significant than wind intensity to force bottom circulation in this area, Fig. 3A). Consequently, in this work, we do not consider the influence of N–NW winds since the bottom shear stress generated by these winds is estimated not strong enough for remobilizing sandy sediments.

5. Results

5.1. Morphology and seismic facies of post-glacial deposits

- (a) *Sand ridges* in the studied area, the major morphological feature is represented by the sand ridges, localized between 95 and 110 m water depth (U155). They have limited areal distribution, variable heights (up to 9 m) a mainly WNW–ESE

Table 1
AMS and conventional ^{14}C datings of biogenic carbonate material

Core	Sample depth (cm)	Sample depth (m)	Sample weight (mg)	Lat (N)	Long (E)	Water depth (m)	Core length (m)	Dated material	Dating technique	Conventional age (BP)	Calibrated age (y BP)	Calibration reference
93C3b	70	30	30	42°55.32	3°40.52'	96	1.96	Undet. bivalve	Conventional	6305±45	67.04–6.831	Hughen et al. (2004)
93C3b	161	93	93	42°55.32	3°40.52	96	1.96	Undet. bivalve	Conventional	9085±45	9.711–9.897	Hughen et al. (2004)
93C4	155	42	42	42°52.80	3°43.68	103	2.4	Undet. bivalve	Conventional	2140±40	1.682–1.797	Hughen et al. (2004)
93C9b-1	175	n.a.	n.a.	42°55.32	3°40.52	96	1.96	Undet. bivalve	AMS	12.290±80	13.661–13.830	Hughen et al. (2004)
BMK01	250	120	120	42°50.52	3°50.13	103	2.73	<i>Timoclea ovata</i>	AMS	12.560	13.914–14.108	Hughen et al. (2004)
BMKS02	25–27	50	50	42°52.11	3°51.78	100	2.67	<i>Caryophyllia smithii</i>	AMS	250	6.014–6.578	Hughen et al. (2004)
BMKS02	85	14	14	42°52.11	3°51.78	100	2.67	Undet. bivalve	AMS	12.980±60	14.638–14.976	Hughen et al. (2004)
BMKS02	160	35	35	42°52.11	3°51.78	100	2.67	(articulated shell)	AMS	12.590±50	13.980–14.111	Hughen et al. (2004)
BMKS02	260	0.45	0.45	42°52.11	3°51.78	100	2.67	(articulated shell)	AMS	12.690±60	14.035–14.249	Hughen et al. (2004)
BMKS02	260	0.45	0.45	42°52.11	3°51.78	100	2.67	<i>Corbula gibba</i> (articulated shell)	AMS	12.690±60	14.035–14.249	Hughen et al. (2004)
BMKS03	50	0.33	0.33	42°53.33	3°53.10	98	2.83	Veneridae sp.	AMS	8410±50	8.958–9.090	Hughen et al. (2004)
CLVK20	172–175	n.a.	n.a.	42°57.55	3°35.56	95	2.35	Ostracods	Conventional	39.710±720	45.034	Bard et al. (1998)
CLVK20	68–74	n.a.	n.a.	42°57.55	3°35.56	95	2.35	Undet. bivalve	Conventional	10.875±120	12.212–12.656	Hughen et al. (2004)
MD99-2350	14–17	190	190	42°54.64	3°40.63	98	2.57	<i>Pitar rufis</i>	AMS	9250	9.958–10.061	Hughen et al. (2004)
MD99-2350	43	n.a.	n.a.	42°54.64	3°40.63	98	2.57	Undet. bivalve	Conventional	10.715±60	11.965–12.211	Hughen et al. (2004)
MD99-2350	240	1.01	1.01	42°54.64	3°40.63	98	2.57	Aequipecten opercularis	AMS	40.200±800	–	–
MD99-2350	53–54	443	443	42°54.64	3°40.63	98	2.57	<i>Mytilus</i> sp.	Conventional	24.170±140	27.947	Bard et al. (1998)
MD99-2350	99–101	13	13	42°54.64	3°40.63	98	2.57	<i>Nucula</i> sp.	AMS	42.500±900	–	–
MD99-2351	15–17	400	400	42°57.69	3°35.59	98	3.51	<i>Corbula gibba</i>	AMS	720	309–413	Hughen et al. (2004)
MD99-2351	22–25	450	450	42°57.69	3°35.59	98	3.51	<i>Acanthocardia echinata</i>	AMS	2190	1721–1849	Hughen et al. (2004)
MD99-2351	89–93	721	721	42°57.69	3°35.59	98	3.51	<i>Mytilus</i> sp.	Conventional	13.970±40	15947–16320	Hughen et al. (2004)
MD99-2351	325–327	23	23	42°57.69	3°35.59	98	3.51	Mixed benthic forams	AMS	45.100±1200	–	–

orientation, as recognized on the bathymetric maps (Fig. 4A). They have an irregular topography and mainly show a linear, elongated shape. On the chirp profiles their surface is smooth, they form bodies of

maximum length of 5 km and they rest on a major erosional surface (*ravinement* surface) that is possibly exposed beyond the ridge field (Fig. 5A). The ridges have an asymmetric transverse profile

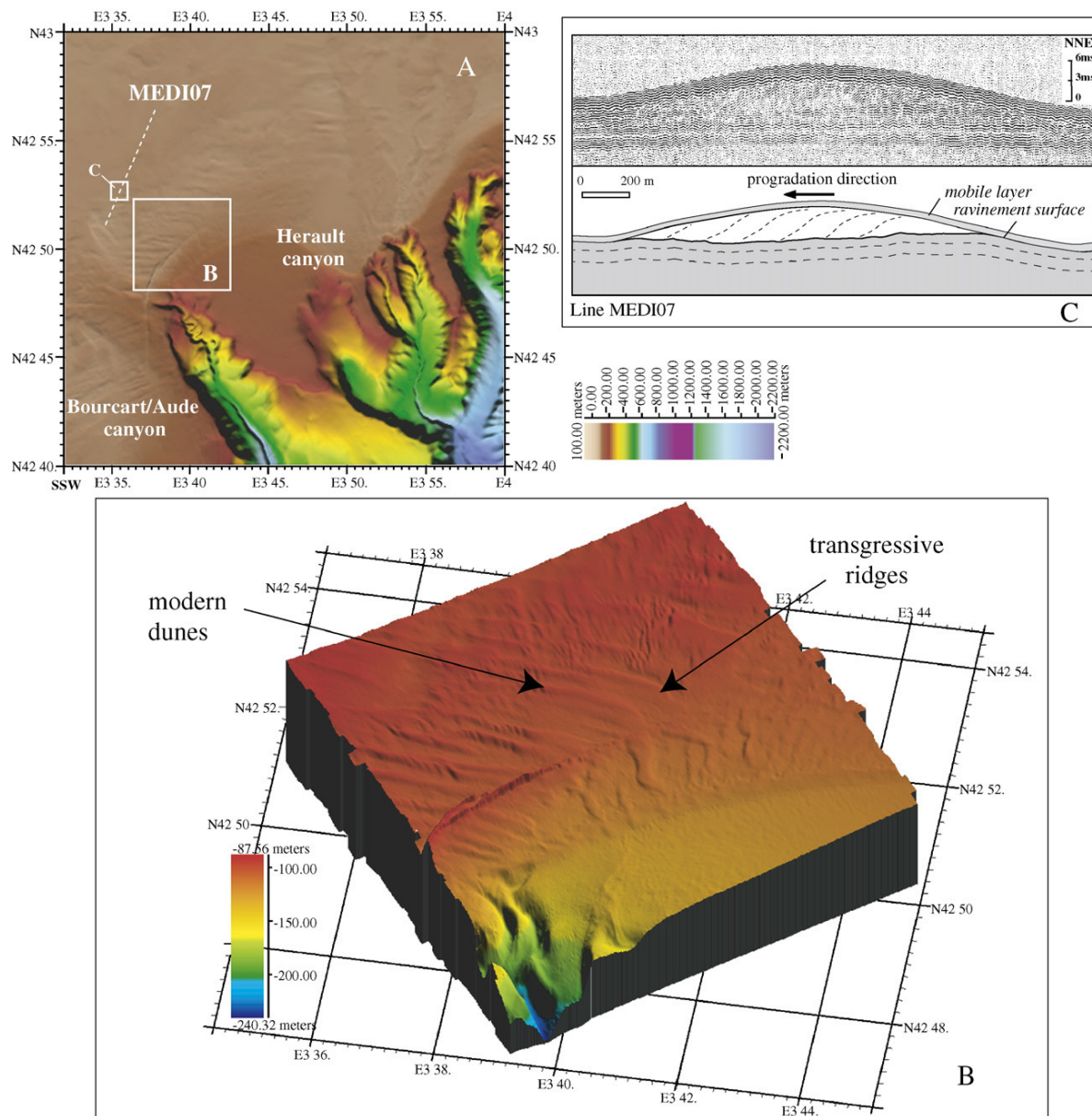


Fig. 4. Detailed morpho-bathymetric map of the study area: (A) morphological alignments are evident on the general map corresponding to the transgressive deposits (dunes); (B) closer view of the map of Fig. 4A. Note the superimposition of dunes on fossil ridges, possibly linked to modern hydrodynamics. Data and processing by Service Hydrographique de la Marine (SHOM); (C) internal structure of a sand ridge (2.5 kHz sub-bottom profile). Apparent WSW direction of migration is indicated by the dipping of clinoforms. The upper layers are not distinct at the resolution of the system, and create a thick packet of parallel reflections.

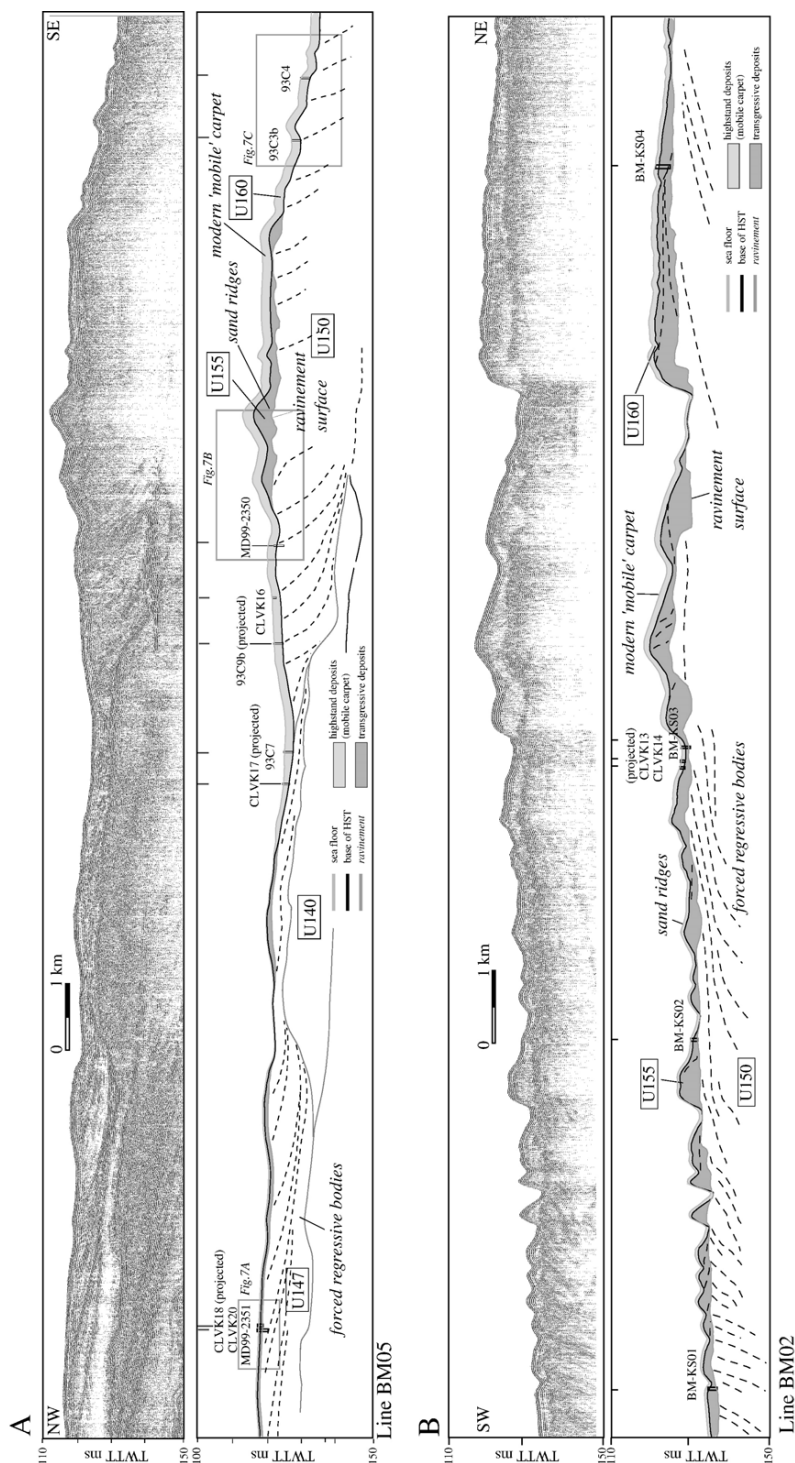


Fig. 5. Uninterpreted and interpreted seismic profile sections located on the outer shelf (A) and at the shelf break (B), which clearly show the stratigraphic relations between the forced regressive bodies (U140, 147, 150), transgressive deposits (U155) and deglacial unit (U160). The two profiles are approximately perpendicular (see Fig. 1B). The boxes point to the closer view showed in Fig. 7A–B–C.

(with the steepest slope facing the SW). At times, they show a nearly symmetric profile, but it concerns only the smaller bodies. They show distinct clinofolds, dipping in the SW direction (Figs. 2 and 4C) and some chaotic internal reflections (Fig. 5B), probably in relation with coarse-grained material diffracting seismic waves. However, some major erosional surfaces (discontinuities) can be recognized within the ridge, that may be related to storm events affecting the ridge growth, although they cannot be correlated from one ridge to another. These sand ridges correspond to seismic unit U155.

- (b) *The dunes* were only detected when we used high-resolution swath bathymetric systems, such as the EM 1000 and EM1002S (Fig. 4B). They have an average spacing of 130 m and maximum height of 2 m. Their great axis has a NNW–SSE orientation in the NE part of the surveyed area, turning progressively to NW–SE in the SW corner (Fig. 4B). Their internal structure was not detectable considering their small size. They are classified as transverse dunes in the sense of Ashley (1990) and they clearly rework the shape of the sand ridges.

On top of the sand ridges, chirp and sub-bottom seismic profiles display a thick pattern of parallel reflections, that was first considered as the result of some ringing effect representing the pulse length of the seismic sources, instead of a real sedimentary layer (Figs. 5 and 7). However, extensive coring (see next section) and bathymetric data (Fig. 4B) demonstrated that a distinct layer actually exists at the sea-floor interface. All together, the dunes and the uppermost layers will be included into a new seismic unit named U160.

5.2. Sedimentary facies

Units U155 and U160 have been extensively sampled by vibrocoring and piston coring. The various sedimentary facies can be classified into three main types: (1) muddy sand facies, (2) sand facies and (3) gravel facies (Fig. 6).

The muddy sands (from medium to coarse grained) generally consists of a maximum of 2 m thick veneer of sediments (U160) covering U155. They are homogeneous and possibly bioturbated. They do not show bedding and contain abundant biogenic sand often concentrated into irregular layers.

The sand facies does not show any structure and consists of sand (rarely muddy sand) with or without

shells or shell beds. The sand facies comprises the sand ridges (U155), the sediments are medium to coarse-grained and moderately to well sorted. The sand is dominantly siliciclastic with a minor amount of biogenic components (mollusc shell fragments). The shells that are found there are indicative of nearshore, shallow-water environment of a 10–100 m water range. Presence of reworked material is highly possible in this facies.

The *gravel facies* marks a sharp lithological passage with the underlying deposits, it consists of mixed clasts and biogenic fragments, often in a muddy matrix. The macrofaunal assemblage of this facies is prevalently a mixture of mollusc shells sourced from littoral-estuarine (*Mytilus* sp.) to infralittoral nearshore environments associated with bioturbation-driven younger shells from deeper environments. These shell assemblages contain typical cold guests (*Arctica islandica*, *Mya truncata*, *Buccinum* sp), likely indicating the latest glacial age (Fig. 6). In fact, the gravel facies is usually found at the transition between units U150 and U155, therefore it corresponds to the erosional surface that bases the post-glacial deposits (*ravinement*). The lithological passage between unit U155 and the underlying forced regressive bodies is always abrupt and easily detectable both on seismic profiles and on core sections (Figs. 5A–B, 6 and 7).

5.3. Chrono-stratigraphic constraints

Based on the numerous ¹⁴C dates, it is possible to distinguish 2 groups of dates belonging to deposits that are separated by the *ravinement* surface situated between U155 and U150, despite the fact that some shells are likely reworked from older deposits. Under this surface, the forced regressive deposits of U150 are all dated more than 20 ka cal BP. Above it, the dates within U155 range from 15 ka to 12 ka cal BP. The uppermost U160 layer displays a very broad range of ages, from early Holocene (about 10 kyr cal BP) to recent (250 yr cal BP). The presence of a “modern” shell (1682 yr cal BP, core 93C4 in Fig. 6) at 145 cm below the sea-floor demonstrates the high amount of mobility of unit U160. In order to understand the processes at the origin of the mobility of U160, we utilized the output of the Mars 3D circulation model of the Gulf of Lions (Fig. 8).

5.4. Wind-induced bottom circulation

Based on the statistical analysis of Fig. 3, the easterly winds are likely the source of high shear stress in our

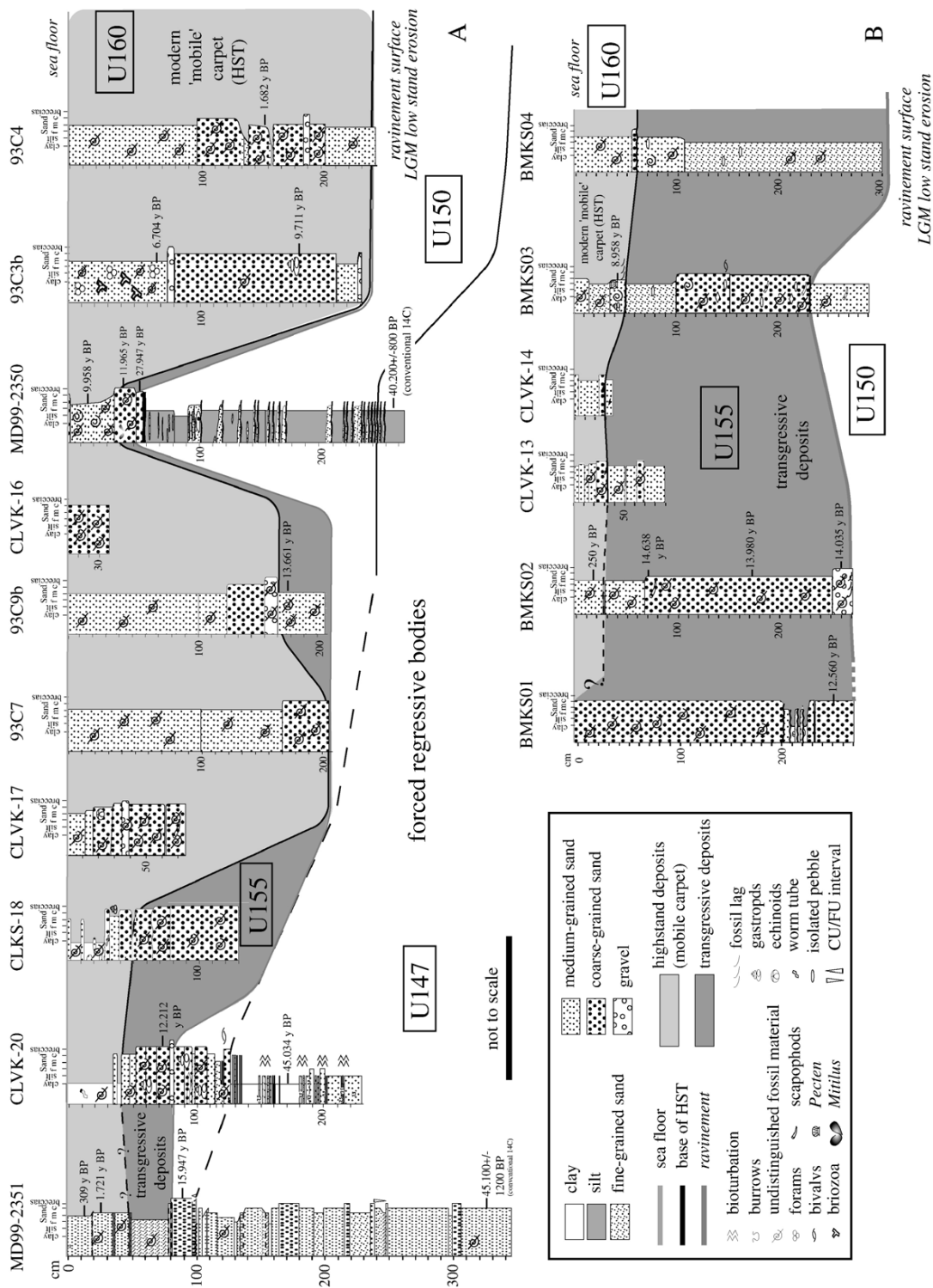


Fig. 6. Time correlation along the BM05 (A) and BM02 (B), see Fig. 1 for location. The time equivalency is based on ¹⁴C dates, seismic features and facies analysis.

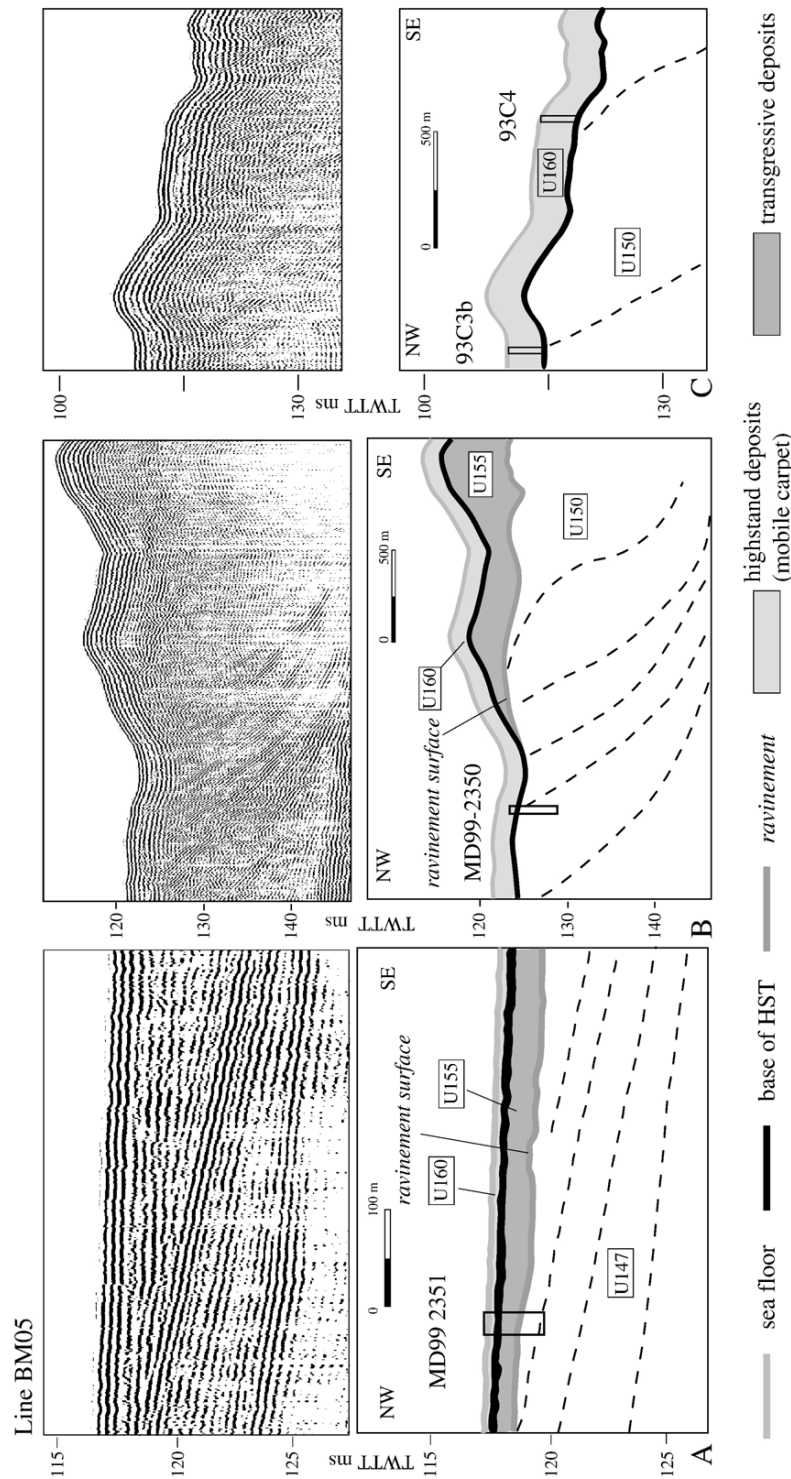


Fig. 7. (A) Uninterpreted and interpreted portion of the high-resolution seismic profile BM05 showing the strongly lenticular geometry of unit 155 (transgressive sand ridges), draped by the modern mobile layer, as discussed in the text. Note the change in amplitude in the upper reflections, that supports the interpretation of a real upper mobile layer rather than a ringing effect of the seismic signal. The core MD 2350 is located at the lateral pinch out of the unit 155 (see Fig. 6 for log and lateral correlation) and, possibly, the uppermost part of the core was lost during coring operations; (B) landward thinning of units 155 and 160. However, there are no clear indications of the presence of the unit 160 on this area: tracing the U160 in this part of the shelf is mostly speculative and, possibly, the U155 is exposed at the sea bottom. In the figure C, the U160 is more than 2 m thick, as also confirmed by the ¹⁴C dates (see Fig. 6).

study area. Therefore, we used a realistic constant wind velocity of 20 m/s, blowing during a period of 7 days, in order to evaluate the effect on the sea floor. It turns out that, after one day, intense bottom currents can be pro-

duced in the coastal zone, as expected, but also in the westernmost area of the shelf and at the shelf break (Fig. 8A). The maximum effect, occurring at the beginning of the events and showing tensions up to 0.24 N

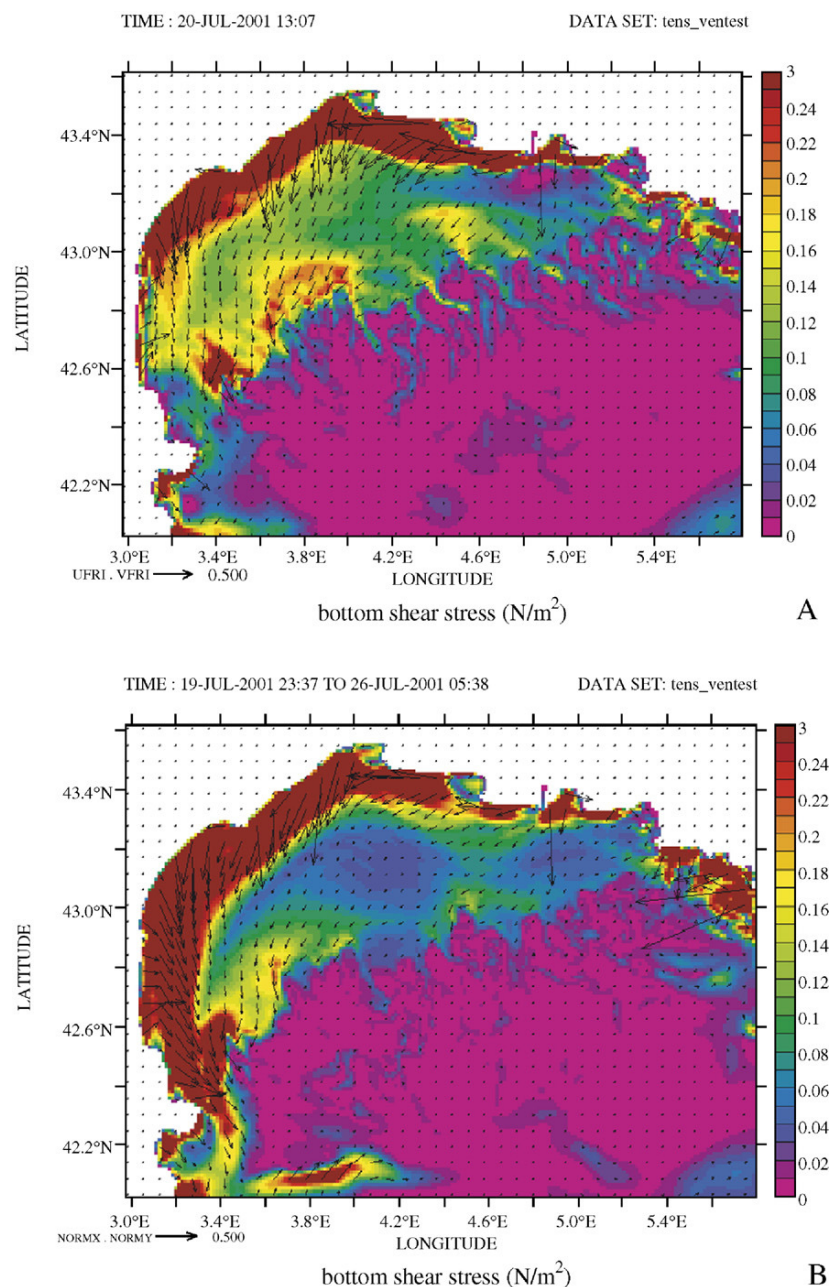


Fig. 8. The intense winds from east can induce a significant bottom shear stress (according to the model MARS 3D) in the western part of the outer shelf that is stronger at the beginning of the wind event due to the contribution of inertial-gravity oscillation signal (A). On a longer time frame (1 week, in this model), the stress on the bottom gradually decreases in intensity (B).

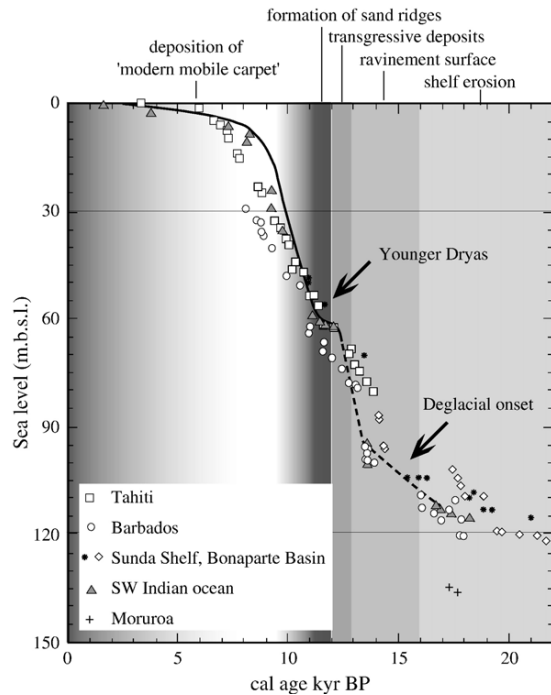


Fig. 9. Correlation of depositional events in the outer shelf of the Gulf of Lions during the last 20 ka to the global sea-level curve (from Camoin et al., 2004, modified).

m^{-2} at the sea-bottom, can be expected at about 100 m depth. The observation of the bottom currents evolution during several days demonstrates that the tensions progressively weakens during a 7-day period, and that the area where the bottom shear stress is the most intense progressively moves southwestwardly (Fig. 8B). The reason of this southwestward shifting is not clear: it could be related to a local acceleration of the flow due to a convergence of the shelf water transport towards the SW ends of the gulf. In summary, one single day of constant wind blowing at 20 m/s is sufficient for erosion and transport in the SW direction of fine sand in our study area. This direction is consistent with that predicted from the asymmetry of transverse dunes. More precisely, it might be noted that the progressive change in direction of transverse dunes observed on the swath bathymetric map of Fig. 4 coincide with the progressive shift of predicted directions of sand transport from WSW to SW in Fig. 8. Compared to this very conservative 20 m/s scenario, there is no doubt that much more severe meteorological conditions that likely occurred during the last hundred years, allowed episodic transport of all classes of sand and rejuvenation of transverse dunes, which therefore can be considered as “active”.

6. Discussion

6.1. Bounding surfaces associated with transgressive deposits

Our investigation demonstrates that, on the outer shelf, the transgressive deposits only consist of a thin veneer (0 to 9 m thick) of sandy sediment resting on a marine *ravinement* surface. These transgressive deposits rework the sandy facies that formed between Marine Isotope Stage (MIS) 3 and the Last Glacial Maximum. The shoreface sands form a thick (up to 30 m) regressive wedge that was misinterpreted by some authors as a transgressive parasequence (Gensous and Tesson, 1997). In fact, the top of regressive deposits were reworked into transgressive dunes and ridges during the deglacial sea-level rise (Fig. 9), making difficult the seismic and lithological distinction of the two units. However, the base of the transgressive deposits is clearly detectable on ultra-high-resolution seismic profiles (Fig. 5). In addition, ^{14}C dates, despite some age inversions due to reworking, allow to distinguish transgressive (<16 ka cal BP) and regressive deposits (45 to 20 ka cal BP). In between, time-transgressive erosional (or *ravinement*) surface made of coarse sand with abundant shells and shell fragments are observed. Similar erosional surfaces are reported in many continental shelves such as the Adriatic sea (Trincardi et al., 1994) or the Gulf of Mexico (Anderson et al., 2004). However, because of a relatively high-energy situation compared to the above-mentioned areas, the surface is more distinct in the Gulf of Lions.

6.2. Sand ridges formation and implications for sea-level reconstruction

Active, “moribund” and relict sand ridges are described over most continental shelves around the world. If we have clear evidences for proposing that transverse dunes are still episodically active, it is difficult to determine what is the status of sand ridges. However, according to some authors (see review by Berné, 2002) their spacing is an indirect way to estimate paleo-water depths at which they were created. Different equations have been proposed that link bedform spacing and water depth:

- (1) $H=0.167h$ (Yalin, 1964)
- (2) $H=0.086h^{1.19}$ (Allen, 1984)

Where H is the dune height and h is the water depth. With both equations, we obtain a maximum water depth

of about 50 m for ridge formation. Considering that present water depth of these features is between 95 and 110 m, and using a sea-level curve as that of Fig. 9, it gives an age of 11 to 12 ka Cal BP, at least, for ridge formation that may correspond to the Younger Dryas event. During this period, sea-level rise deceleration or a short-lived stillstand possibly favoured the formation of these sedimentary bodies. This age is consistent with most of the ^{14}C dates found within unit U155.

Additional support to the estimated shallow water nature of the sand ridges may be derived from the macrofaunal assemblage indicating a 3–50 m depth range. In particular, within this unit (155) the basal erosional surface (*ravinement*) contains shells unquestionably sourced from littoral-estuarine (i.e. *Mytilus cf galloprovincialis*) to infralittoral-nearshore environments, while those hosted in the ridges muddy sand suggest a deeper sub-littoral environment in the order of 30–50 m approximately.

On the other hand, macrofaunal assemblages of unit 160 are enriched in benthic bivalves (*Bathyarca grenophia*, *Nuculana commutata*, *Pseudoamussium clavatum*, *Corbula gibba*, *Timoclea ovata*...), gastropods (*Aporrhais cf. pespelecani*, *Turritella communis*, *Alvania testae* etc.), scaphopods (*Dentalium* sp.) and occasional holoplanktic thecosomatous pteropods (*Creseis acicula*, *Diacria trispinosa*), characterizing macrofaunal communities inhabiting offshore middle to outer shelf setting, from 50 m down, thus supporting the interpretation of a “modern” bed.

The best estimate for the age of the *ravinement* surface in our study area comes from core MD992351, where a shell of *Mytilus* sp. yield an age of 15,947 a cal B.P. The corresponding water depth is $98 \pm 1 = 99$ m (Figs. 6 and 9).

6.3. Sediment transport during late Holocene and modern oceanographic conditions

Sediment deposition on the shelf is related to the sediment input from land, topography of the sea floor and wave and current energy. For those sediments, subsequent transport can result from processes linked to occasional events.

In the Gulf of Lions, numerical modelling shows that oceanographic and meteorological processes can combine to generate ample bed shear stresses to move fine sands. Wind-induced tensions during extreme meteorological conditions are capable of reaching the sea floor at the outer shelf depth (100 m approximately), producing currents that have an erosive potential and possibly producing bottom stresses triggering sediment

transport on and offshore, in particular down the submarine canyons.

A distinctive feature associated with the Gulf of Lions setting resulting from the modelling is that of shear bed stresses are mainly generated in the area where dunes are found (western outer shelf), whereas the flat mid shelf is weakly affected by the wind-induced bottom tensions.

This fact suggests that during extreme meteorological events linked to easterly winds (as showed in the model, Fig. 8), the flow jetting is bypassing the mid shelf where the bottom shear stress is $< 0.1 \text{ N m}^{-1}$, whereas, according to the model, bathymetric influence induces a rapid increase of bottom shear stress up to 0.24 N m^{-1} toward the SW outer shelf area. The proposed mechanism would imply a large remobilization of at least the uppermost sediment layer that blankets the outer shelf and this is actually the area where the draping unit 160 is detected on the high-resolution seismic profiles (Figs. 5 and 7).

7. Conclusions

The correlation between the seismic units defined on the outer shelf, the numerous sediment cores, and the sea-level curve allows us to establish a scenario for the evolution of shelf edge sand bodies (Fig. 9):

1. During the LGM sea-level lowstand, the platform underwent intensive erosion and, at the onset of deglaciation, the landward migration of shoreline activated the deposition of a transgressive unit, based by a *ravinement* surface that can be followed throughout the whole outer shelf. Such a discontinuity is unambiguously recognized on the basis of characteristic seismic and lithological features and ^{14}C dates. This surface is dated at 15,900 y cal BP at 99 m water depth;
2. The transgressive deposits take the form of sand ridges that cover a portion of the outer shelf (U155). They usually show asymmetric transverse profiles (with a lee side toward SW). ^{14}C dates, core lithology and inferences from the depth of formation of modern sand ridges, suggest that they formed during a slow down of sea-level rise, around the Younger Dryas;
3. These transgressive deposits are topped by a thin (< 2 m) layer of sands or muddy sands (here called U160) that blankets the outer shelf, sometimes shaped into transverse dunes. Numerical modelling demonstrates that easterly winds can be at the origin of sea-floor shear stress sufficient for sand transport,

in our study area as well as in the Western Gulf of Lions (where larger dunes are also observed). Therefore, these bedforms can be considered as “active” features.

- The occurrence of strong energy events able to remobilize and transport sand from former shoreface deposits situated at the shelf edge is a mechanism for supplying sand to canyon heads, as observed by Gaudin et al. (2006-this volume). This mechanism, and others such as dense water cascading (Palanques et al., 2006-this volume; Ulses, 2005), can be the source of sand to the deep-sea during modern (highstand) conditions.

Acknowledgments

This research is supported by the European Community through the Eurostrataform (contract EVK3-2001-00200) and Promess 1 (contract EVR1-CT-2002-40024) projects. Additional support came from Ifremer, “Region Languedoc-Roussillon” and the French “Margins” program. US partners are supported by the Office of Naval Research. The French Hydrographic Service (SHOM) gave access to sounding charts. Special thanks are due to Yann Stephan and Gwladys Theuillon who gave access to recently acquired (2004) swath bathymetric data with “*Beautemps Beuprè*”, in the framework of the “Calimero” project (convention 8D/003 between SHOM and Ifremer) as well as Xavier Lurton at Ifremer. Captains and crews of “*Marion Dufresne*”, “*Le Suroît*” and “*L'Europe*” are thanked during cruises “Basar” 1 and 2, “Calmar 99”, “Strataform”, GMO2 (thanks to N. Sultan), and “Beachmed” (thanks to C. Satra). Colleagues at Ifremer and Genavir (R. Apprioual, B. Dennielou, F. Duval, G. Floch, R. Kerbrat, E. Le Drezen, A.S. Alix, E. Leroux, L. Morvan, A. Normand, C. Prud’homme, D. Pierre, N. Frumholtz), are warmly thanked for their assistance.

Moreover, we are indebted to Prof. F.J. Hernández-Molina and to two anonymous reviewers for thorough revision and critical discussions.

This is IGM scientific contribution n. 1445 and n. 990 IUEM contribution.

References

- Allen, J.R.L., 1984. Principles of Physical Sedimentology. Allen and Unwin, London. 272 pp.
- Aloïsi, J.-C., 1986. Sur un modèle de sédimentation deltaïque: Contribution à la connaissance des marges passives. PhD thesis, University of Perpignan, 162 pp.
- Anderson, J.B., Rodriguez, A., Abdulah, K.C., Fillon, R.H., Banfield, L.A., McKeown, H.A., Wellner, J.S., 2004. Late Quaternary stratigraphic evolution of the northern Gulf of Mexico margin: a synthesis. In: Anderson, J.B., Fillon, R.H. (Eds.), Late Quaternary Stratigraphic Evolution of the Northern Gulf of Mexico Margin. SEPM (Society for Sedimentary Geology), Tulsa, pp. 1–23.
- André, G., Garreau, P., Garnier, V., Fraunie, P., 2005. Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions. *Ocean Dyn.* 55, 294–308.
- Ashley, G.M., 1990. Classification of large-scale subaqueous bedforms: a new look at an old problem. *J. Sediment. Petrol.* 60 (1), 160–172.
- Bard, E., Arnold, M., Hamelin, B., Tisnerat-Laborde, N., Cabioch, G., 1998. Radiocarbon calibration by means of mass spectrometric $^{230}\text{Th}/^{234}\text{U}$ and ^{14}C ages of corals. An updated data base including samples from Barbados, Mururoa and Tahiti. *Radiocarbon* 40 (3), 1085–1092.
- Berné, S., 2002. Offshore sands. In: Middleton, G.V. (Ed.), Encyclopedia of Sediments and Sedimentary Rocks. Kluwer Academic Publishers, pp. 492–499.
- Berné, S., Lericolais, G., Marsset, T., Bourillet, J.F., de Batist, M., 1998. Erosional shelf sand ridges and lowstand shorefaces. Examples from tide and wave dominated environments of France. *J. Sediment. Res.* 68 (4), 540–555.
- Berné, S., Satra, C., Aloïsi, J.C., Baztan, J., Dennielou, B., Droz, L., Dos Reis, A.T., Lofi, J., Méar, Y., Rabineau, M., 2002. Carte morphobathymétrique du Golfe du Lion, notice explicative. Ifremer, Brest.
- Berné, S., Rabineau, M., Flores, J.A., Sierro, F.J., 2004. The impact of Quaternary global changes on strata formation. *Oceanography* 17 (4), 92–103.
- Blumberg, A.F., Mellor, G.L., 1987. A description of a three dimensional coastal circulation model. In: Heap, N.S. (Ed.), Three Dimensional Coastal Ocean Models. Coastal and Estuarine Sciences, vol. 4. American Geophysical Union, Washington, D.C., pp. 1–16.
- Bourcart, J., 1945. Etude des sédiments pliocènes et quaternaires du Roussillon: service Carte Géologique de France. *Bulletin* 45, 395–476.
- Camoin, G.F., Montaggioni, L.F., Braithwhite, C.J.R., 2004. Late to post glacial sea levels in the Western Indian Ocean. *Mar. Geol.* 206, 119–146.
- Cita, M.B., Ryan, W.B.F. (Eds.), 1978. Messinian erosional surfaces in the Mediterranean. *Mar. Geol.*, vol. 27, pp. 193–365.
- Drake, D.E., 1976. Suspended sediment transport and mud deposition on continental shelves. Marine Sediment Transport and Environmental Management. John Wiley and Sons, New York, pp. 127–158.
- Drake, D.E., Cacchione, D.A., 1989. Field observations of bed shear stress and sediment resuspension on continental shelves, Alaska and California. *Cont. Shelf Res.* 6, 415–429.
- Dufau, C., Marsaleix, P., Petrenko, A., Dekeyser, Y., 2004. 3D modeling of the Gulf of Lion’s hydrodynamics during January 1999 (MOOGLI 3 experiment) and Late winter 1999: WIW formation and cascading over the shelf break. *J. Geophys. Res.* 109 (C11), C11002. doi:10.1029/2003JC002019.
- Emery, K.O., 1968. Relict sediments on continental shelves of the world. *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.* 52, 445–464.
- Estoumel, C., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, A., Julliard-Dufau, C., Vehil, R., 2003. Observation and modelisation of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lions under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment). *J. Geophys. Res.* 108 (C3), 8059. doi:10.1029/2001JC000825.
- Gaudin, M., Berné, S., Jouanneau, J.-M., Palanques, A., Puig, P., Mulder, T., Cirac, P., Rabineau, M., Imbert, P. 2006-this volume. Massive sand

- beds deposited by dense water cascading in the Bourcart canyon head, Gulf of Lions (northwestern Mediterranean Sea). *Mar. Geol.* 234, 111–128.
- Gensous, B., Tesson, M., 1997. Postglacial deposits of the Rhone shelf: stratigraphic organisation and growth patterns. *C.r. Acad. Sci., Ser. 2, Sci. -Earth Planet. Sci.* 325 (9), 695–701.
- Gensous, B., Tesson, M., 2003. L'analyse des dépôts postglaciaires et son application à l'étude des séquences de dépôt du Quaternaire terminal sur la plate-forme au large du Rhône (golfe du Lion). *Bull. Soc. Geol. Fr.* 174 (3), 401–419.
- Gorini, C., Mauffret, P., Guennoc, P., Le Marrec, A., 1994. The structure of the Gulf of Lions (Northwestern Mediterranean Sea): a review. In: Mascle, A. (Ed.), *Hydrocarbon and Petroleum Geology of France*. Springer-Verlag, New York, pp. 223–243.
- Got, H., Aloisi, J.-C., 1990. The Holocene sedimentation on the Gulf of Lions margin: a quantitative approach. *Cont. Shelf Res.* 10 (9–11), 841–855.
- Hughen, K.A., Baillie, M.G.L., Bard, E., Bayliss, A., Beck, J.W., Bertrand, C.J.H., Blackwell, P.G., Buck, C.E., Burr, G.S., Cutler, K.B., Damon, P.E., Edwards, R.L., Fairbanks, R.G., Friedrich, M., Guilderson, T.P., Kromer, B., McCormac, F.G., Manning, S.W., Bronk Ramsey, C., Reimer, P.J., Reimer, R.W., Remmele, S., Southon, J.R., Stuiver, M., Talamo, S., Taylor, F.W., van der Plicht, J., Weyhenmeyer, C.E., 2004. Marine04 Marine radiocarbon age calibration, 26–0 ka BP. *Radiocarbon* 46, 1059–1086.
- Hsü, K.J., Ryan, W.B.F., Cita, M.B., 1973. Late Miocene desiccation of the Mediterranean. *Nature* 242, 240–244.
- Lamy, A., Millot, C., Molines, J.M., 1981. Bottom pressure and sea-level measurements in the Gulf of Lions. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 394–410.
- Lobo, F.J., Tesson, M., Gensous, B., 2004. Stratigraphic architectures of late Quaternary regressive–transgressive cycles in the Roussillon Shelf (SW Gulf of Lions, France). *Mar. Pet. Geol.* 21 (9), 1181–1203.
- Lofi, J., 2002. La crise de salinité messinienne: conséquences directes et différées sur l'évolution sédimentaire de la marge du Golfe du Lion, Lille 1, Lille. 260 pp.
- Lofi, J., Rabineau, M., Gorini, C., Berne, S., Clauzon, G., De Clarens, P., Tadeu Dos Reis, A., Mountain, G.S., Ryan, W.B.F., Steckler, M.S., Fouchet, C., 2003. Plio-Quaternary prograding clinoform wedges of the western Gulf of Lion continental margin (NW Mediterranean) after the Messinian Salinity Crisis. *Mar. Geol.* 198 (3–4), 289–317.
- Millot, C., 1990. The Gulf of Lions' hydrodynamics. *Cont. Shelf Res.* 10 (9–11), 885–894.
- Millot, C., Wald, L., 1980. The effect of Mistral wind on the Ligurian Current near Provence. *Oceanol. Acta* 3, 399–402.
- Monaco, A., 1971. Contribution à l'étude géologique et sédimentologique du plateau continental du Roussillon. PhD thesis, University of Perpignan, pp. 295.
- Monaco, A., Courp, T., Heussner, S., Carbonne, J., Fowler, S.W., Deniaux, B., 1990. Seasonality and composition of particulate fluxes during ECOMARGE-I, western Gulf of Lions. *Cont. Shelf Res.* 9–11, 959–987.
- Nittrouer, C.A., Wright, L.D., 1994. Transport of particles across the continental shelves. *Rev. Geophys.* 32, 85–113.
- Perez-Belmonte, L., 2003. Enregistrement de la dernière transgression dans le Gulf du Lion. Memoire DEA. University of Lille, p. 52.
- Palanques, A., Puig, P., Durrieu de Madron, X., Guillén, J., Calafat, A., Fabrés, A., Bourrin, F., Heussner, S., Canals, M., 2004. Suspended sediment fluxes in the Gulf of Lion submarine canyons during the November–May 2003 high resolution experiment. Eurodelta–Eurostrataform meeting, Venice 2004. *Abstr. Book*, p. 29.
- Palanques, A., Durrieu de Madron, X., Puig, P., Fabres, J., Guillén, J., Calafat, A., Canals, M., Bonnín, J., 2006-this volume. Suspended sediment fluxes and transport processes in the Gulf of Lions submarine canyons. The role of storms and dense water cascading. *Mar. Geol.* 234, 43–61. doi:10.1016/j.margeo.2006.09.002.
- Petrenko, A.A., 2003. Circulation features in the Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea; importance of inertial currents. *Oceanol. Acta* 26, 323–328.
- Posamentier, H.W., Allen, G.P., James, D.P., Tesson, 1992. Forced regression in a sequence stratigraphic framework: concepts, examples, and exploration significance. *AAPG Bull.* 76, 1687–1709.
- Rabineau, M., 2001. Un modèle géométrique des séquences des dépôts quaternaires sur la marge du Gulf du Lion: enregistrement des cycles climatiques de 100.000 ans. PhD thesis, University of Rennes, pp. 394.
- Rabineau, M., Berné, S., Ledrezen, E., Lericolais, G., Marsset, T., Rotunno, M., 1998. 3D architecture of lowstand and transgressive Quaternary sand bodies on the outer shelf of the Gulf of Lion, France. *Mar. Pet. Geol.* 15, 439–452.
- Rabineau, M., Berné, S., Aslanian, D., Olivet, J.-L., Joseph, P., Guillocheau, F., Bourillet, J.-F., Ledrezen, E., Granjeon, D., 2005. Sedimentary sequences in the Gulf of Lion: a record of 100,000 years climatic cycles. *Mar. Pet. Geol.* 22 (6–7), 775–804.
- Ryan, W.B.F., 1976. Quantitative evaluation of the depth of the Western Mediterranean before, during, and after the Late Miocene salinity crisis. *Sedimentology* 23, 791–813.
- Rodriguez, A.B., Anderson, J.B., Siringan, F.P., Taviani, M., 1999. Sedimentary facies and genesis of Holocene sand banks on the East Texas inner continental shelf. In: Bergman, K.M., Snedden, J.V. (Eds.), *Isolated Shallow Marine Sand Bodies: Sequence Stratigraphic Analysis and Sedimentologic Interpretation*. Spec. Publ., vol. 64. SEPM, pp. 165–178.
- Snedden, J.W., Darlymple, R.W., 1999. Modern shelf sand ridges: from historical perspective to a unified hydrodynamic and evolutionary model. In: Bergman, K.M., Snedden, J.V. (Eds.), *Isolated Shallow Marine Sand Bodies: Sequence Stratigraphic Analysis and Sedimentologic Interpretation*. Spec. Publ., vol. 64. SEPM, pp. 13–28.
- Soulsby, R.L., 1997. Dynamics of marine sands. A Manual for Practical Applications. Thomas Telford Publications. 249 pp.
- Swift, D.J.P., Stanley, D.J., Curray, J.R., 1971. Relict sediments on continental shelves; a reconsideration. *J. Geol.* 79 (3), 322–346.
- Tesson, M., Gensous, B., Allen, G., Ravanne, C., 1990. Late Quaternary lowstand wedges on the Rhône continental shelf, France. *Mar. Geol.* 91, 325–332.
- Tesson, M., Posamentier, H.W., Gensous, B., 2000. Stratigraphic organisation of Late Pleistocene deposits of the western part of the Rhone shelf (Languedoc shelf) from high resolution seismic and core data. *AAPG Bull.* 84 (1), 119–150.
- Trincardi, F., Correggiari, A., Roveri, M., 1994. Late Quaternary transgressive erosion and deposition in a modern epicontinental shelf: the Adriatic semi-enclosed basin. *Geo Mar. Lett.* 14, 41–51.
- Ulses, C., 2005. Dynamique océanique et transport de la matière dans le Golfe du Lion: crue, tempêtes et période hivernale. PhD Thesis, University Paul Sabatier, 247 pp.
- Yalin, M.S., 1964. Geometrical properties of sand waves. *Proc. Am. Soc. Civ. Eng., J. Hydraul. Div.* 90, 105–119.

Annexe J

Profils de salinité de la campagne Biodypar 3

Durant la campagne Biodypar 3, 77 mesures de profils de CTD ont été effectuées à proximité du débouché du Rhône entre 0 et 10 m. Cette campagne étant une des campagnes les plus riches en mesures hydrologiques dans le panache du Rhône, elle a été simulée afin de rendre compte de la capacité du modèle à reproduire la stratification observée entre les eaux douces peu mélangées de surface et les eaux sous-jacentes. Les mesures ont été effectuées entre le 22 mars et le 2 avril 1999 lors d'épisodes de vent de sud-est et de mistral relativement établis (figure J.1). Les vents Aladin de Météo-France utilisés pour forcer le modèle semblent relativement représentatif de la situation météorologique observée (figure J.1). La configuration $AL + C_D2 + Paca + NRD$ (cf. tableau 5.10) a été utilisée pour modéliser cette période.

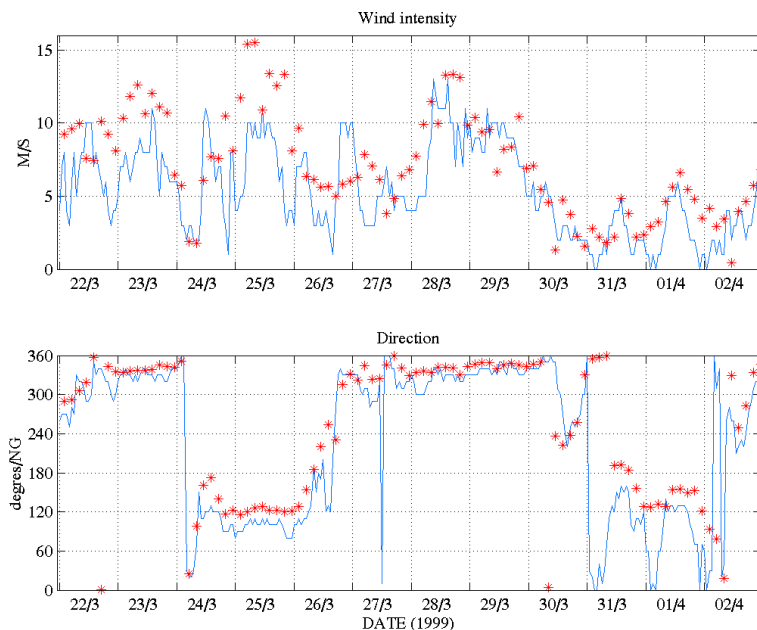


FIG. J.1 – Norme et direction du vent mesuré à la tour du Vallat en bleu et issu du modèle ALADIN Météo-France durant la campagne BIODYPAR en rouge.

La comparaison du modèle aux mesures est présentée ci-après pour l'ensemble des profils effectués. La salinité de surface simulée est également donné en parallèle.

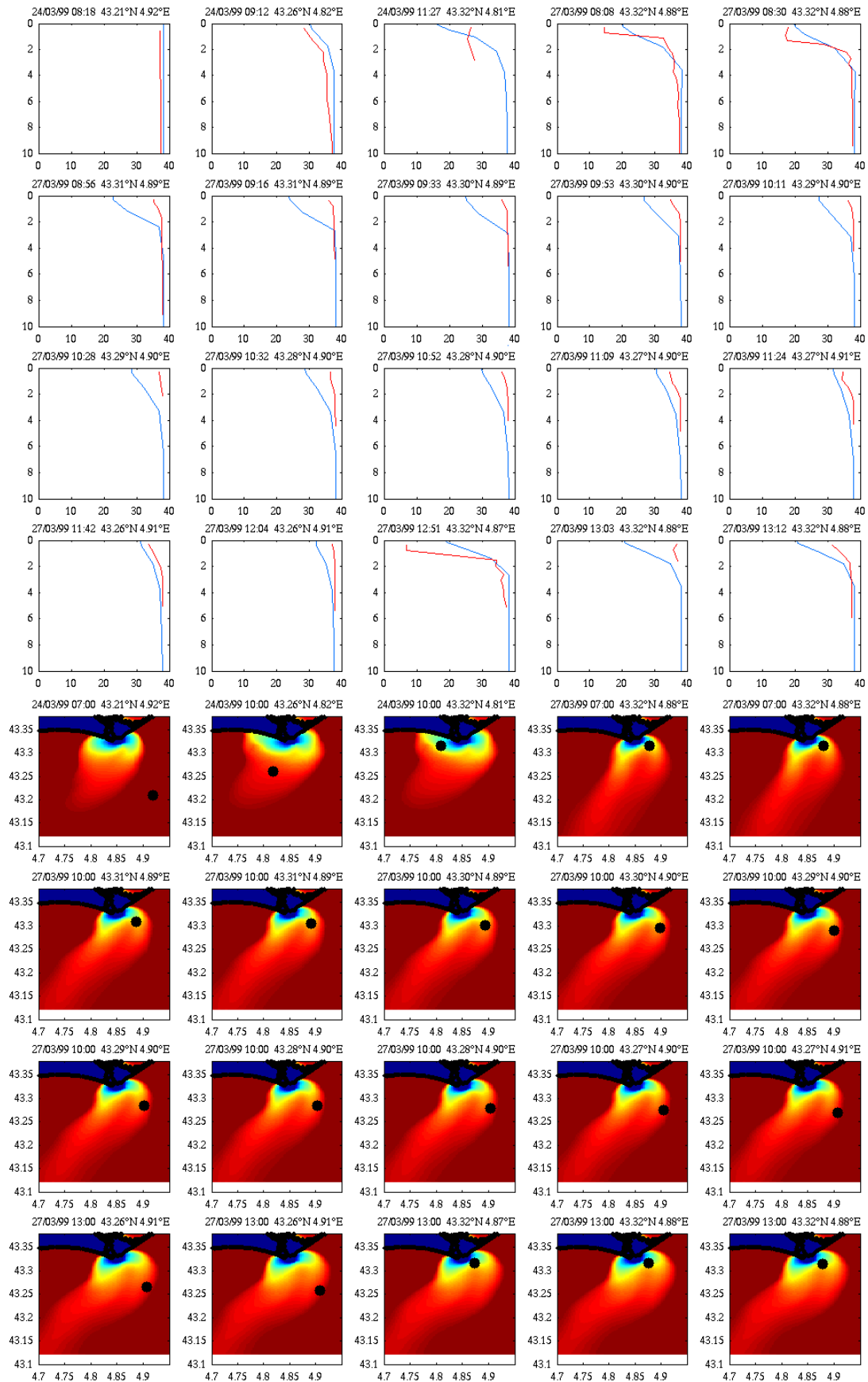


FIG. J.2 – En haut, profils de salinité (PSU) mesurés en rouge et simulés en bleu. En bas, position de la mesure et salinité de surface simulée pendant celle-ci.

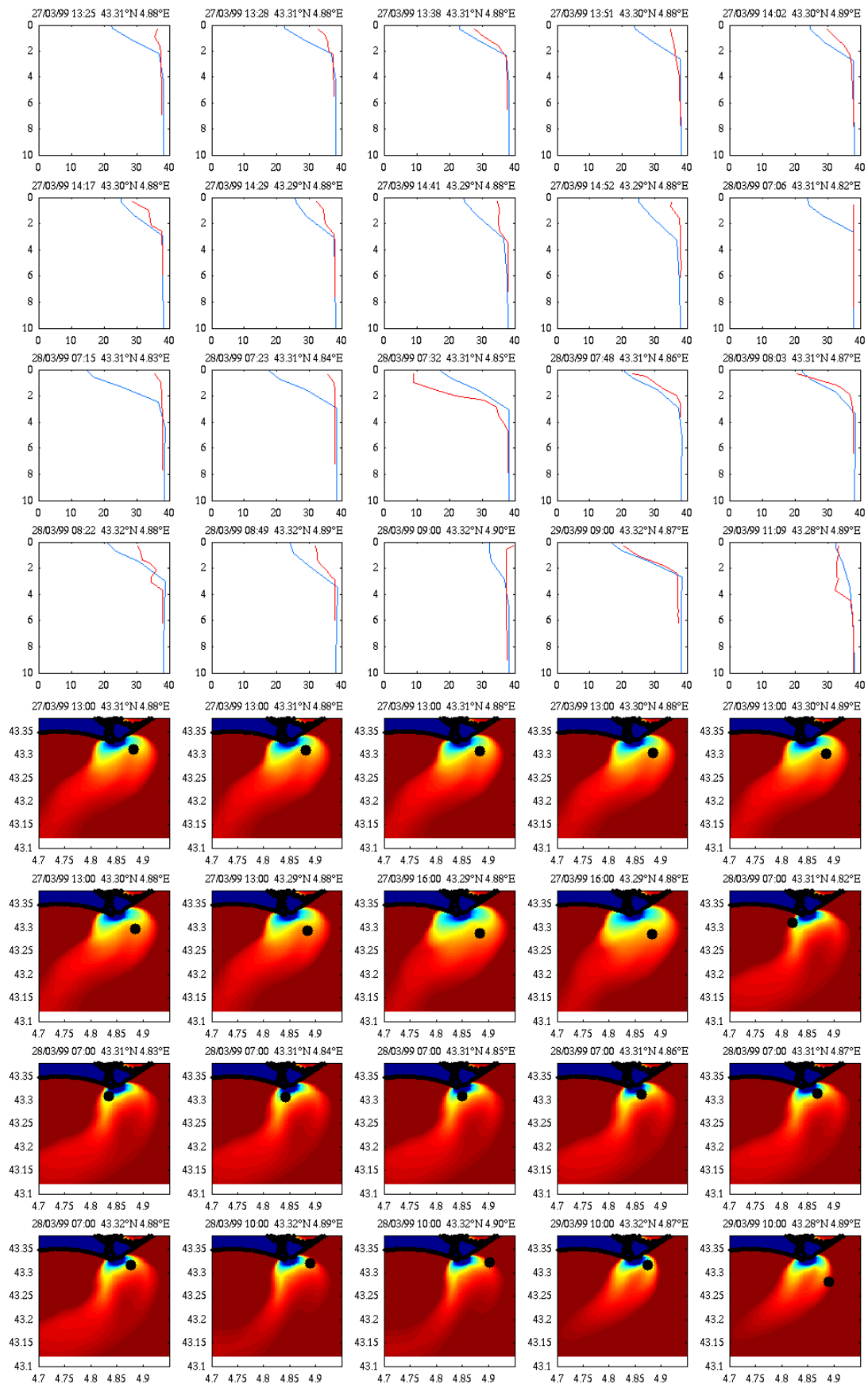


FIG. J.3 – En haut, profils de salinité (PSU) mesurés en rouge et simulés en bleu. En bas, position de la mesure et salinité de surface simulée pendant celle-ci.

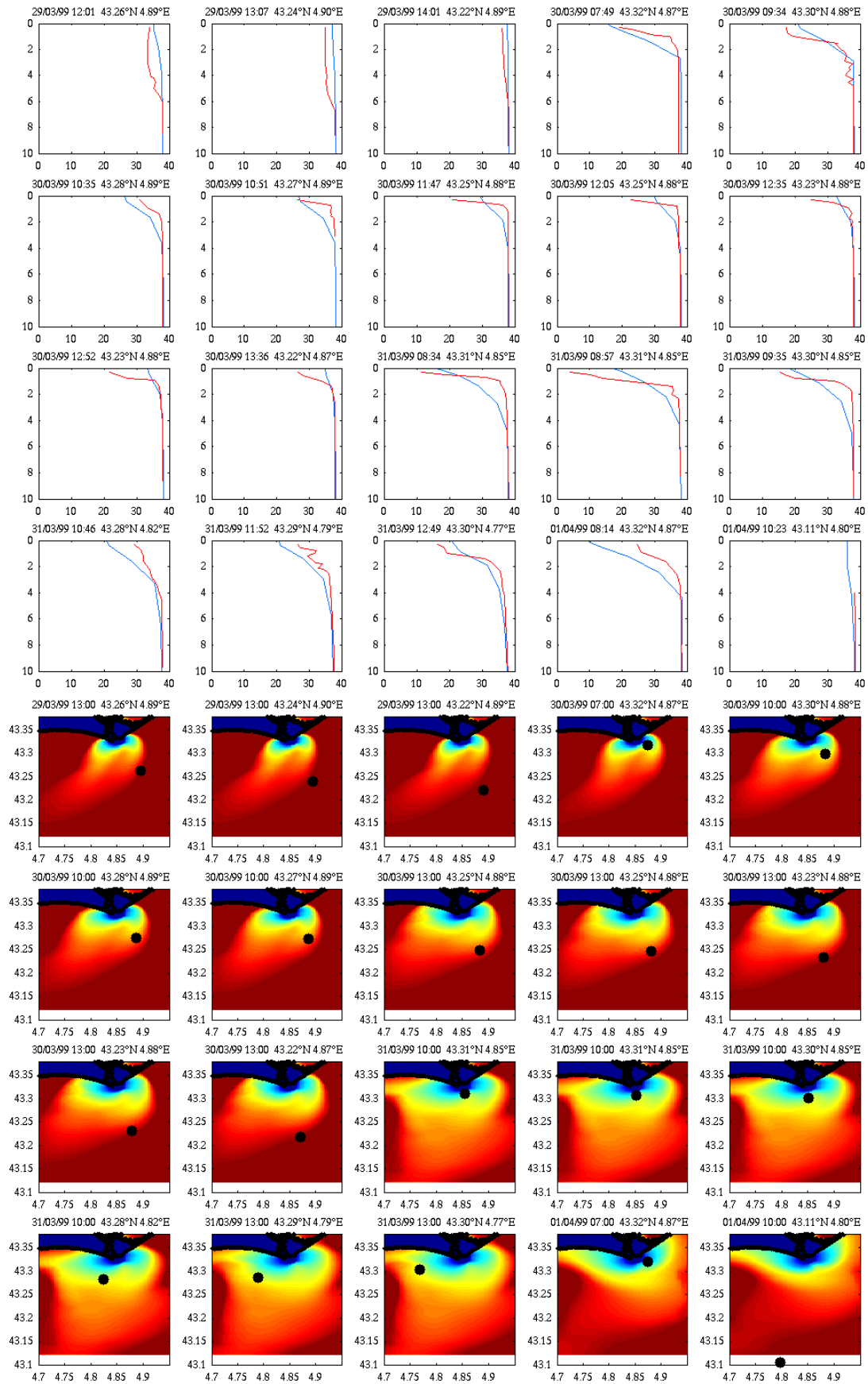


FIG. J.4 – En haut, profils de salinité (PSU) mesurés en rouge et simulés en bleu. En bas, position de la mesure et salinité de surface simulée pendant celle-ci.

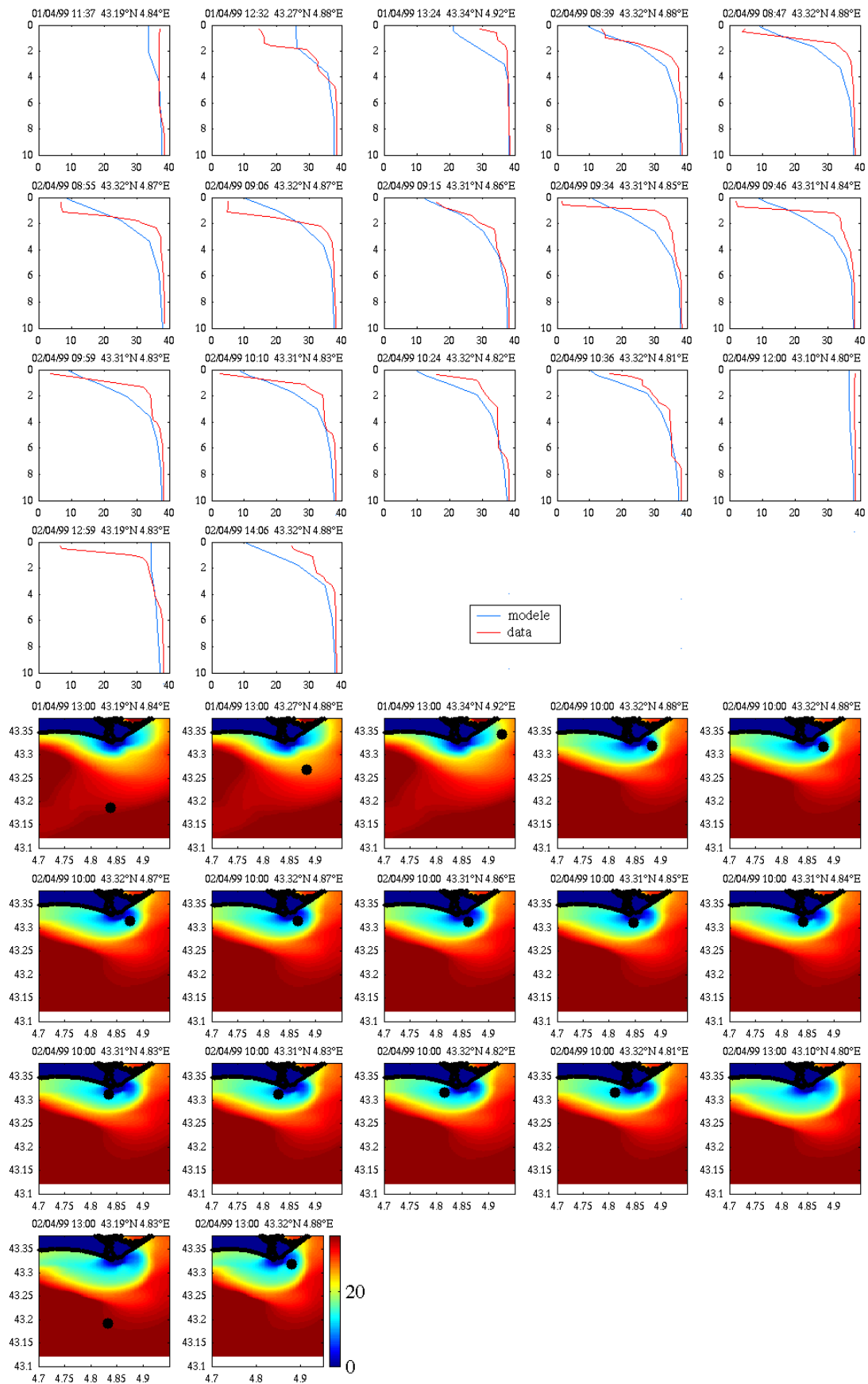


FIG. J.5 – En haut, profils de salinité (PSU) mesurés en rouge et simulés en bleu. En bas, position de la mesure et salinité de surface simulés pendant celle-ci.

Annexe K

Comparaison des matières en suspension minérales modélisées en surface avec les données satellitales

Afin de valider le modèle hydro-sédimentaire sur différentes périodes à une échelle régionale telle que celle du Golfe du Lion, les données satellitaires de couleur de l'eau sont une source intéressante de données. Les estimations de la charge en suspension sont issues des capteurs MERIS et MODIS à partir des radiances mesurées dans le spectre visible.

Le capteur MODIS lancé le 4 mai 2002 par la NASA sur le satellite AQUA dispose d'une fauchée de 2330 km. MODIS dispose de 9 bandes spectrales de 405 à 877 nm et permet une couverture quotidienne à nos latitudes avec une résolution kilométrique. Les données sont plus denses que celles fournies par le capteur MERIS de l'agence spatiale européenne (ESA). Lancé le 1er Mars 2002 sur la plateforme ENVISAT, ce capteur n'offre en effet pas de couverture quotidienne (la totalité du globe est couverte en moins de trois jours) du fait de l'étroitesse de sa fauchée. Sa fauchée est de 1150 km et la résolution du pixel en mode RR ("Raw Resolution") est 1200 m au nadir ; c'est-à-dire sous la trace du satellite. En mode FR ("Full resolution") MERIS permet l'accès à une donnée à 300 m. MERIS possède 15 bandes spectrales, de 412 à 900 nm.

Les algorithmes proposés classiquement pour estimer la matière en suspension à partir des radiances ne font pas la distinction entre la turbidité d'origine organique et celle d'origine minérale. Ainsi, l'algorithme utilisé par l'ESA pour le capteur MERIS, basé sur un système d'inversion des équations de transfert radiatif de type neuronal (<http://envi-sat.esa.int/instruments/meris/atbd>) fournit une estimation de la matière en suspension totale. Dans le cadre de la validation d'un modèle de transport sédimentaire, c'est plus particulièrement la fraction minérale de la charge en suspension qui nous intéresse. A cet effet, l'algorithme OC5 de l'IFREMER (Gohin et al., 2005) est préféré. L'ensemble des données satellites utilisées pour la validation du modèle ont été traitées avec cet algorithme et sont extraites du serveur NAUSICAA (<http://www.ifremer.fr/nausicaa/medit/index.htm>) mis en place par l'IFREMER. Les images MERIS sont accessibles uniquement en mode RR sur ce serveur.

Principe de l'estimation de la concentration en matière en suspension inorganique à l'aide de l'algorithme OC5 IFREMER

Dans un premier temps, la chlorophylle est estimée à partir du rapport des réflectances bleu/vert tout en tenant compte aussi des valeurs absolues de la radiance dans le vert à 555 nm (reliée à la présence de matières en suspension) et dans le bleu à 412 nm (une valeur négative ou très faible traduisant un excès lors de la correction des effets atmosphériques ou la présence de substances organiques dissoutes). Le résultat de l'algorithme est matérialisé sous la forme d'une table de correspondance reliant la chlorophylle au triplet rapport Bleu/Vert, réflectance à 412 nm et réflectance à 555 nm.

La MES inorganique est ensuite définie comme étant la MES non reliée au phytoplancton vivant ou mort, déduit de la concentration en chlorophylle. La MES minérale est estimée en inversant un modèle semi-analytique du transfert radiatif dans l'eau prenant en compte une modélisation de l'absorption et de la diffusion. Le modèle fait intervenir les coefficients de l'eau pure, du phytoplancton (à travers la chlorophylle), et des MES minérales. En utilisant des coefficients spécifiques théoriques de la chlorophylle et des MES minérales issus de la littérature, et du fait que les propriétés optiques de l'eau pure sont bien connues, les radiances à 555 nm et à 670 nm s'expriment en fonction de la quantités des MES minérales qui est la seule inconnue (si on néglige la contribution des substances organiques dissoutes à cette longueur d'onde). L'inversion de cette formule permet ainsi de déterminer la MES minérale (Gohin et al., 2005). Le choix entre les radiances à 555 nm et à 670 nm est dépendant des concentrations déduites de chacune d'entre elle. La réflectance à 550 nm est préférée lorsque

les concentrations sont relativement faibles.

L'algorithme empirique OC5 de l'IFREMER a été calibré sur les eaux du plateau continental du Golfe de Gascogne et sur la Manche. Aucune validation de l'algorithme n'a cependant été effectuée dans le Golfe du Lion et les estimations sont donc à considérer avec précautions.

La comparaison des matières en suspension de surface modélisées avec celles estimées par les capteurs MERIS et MODIS est présentée ci-après pour trois périodes. L'ensemble des images satellitaires exploitables des périodes de la crue du Rhône de décembre 2003, de l'expérience CARMA et de l'expérience SCOPE ont été extraites. Les images sont toutes acquises entre 10h et 12h UTC. Les champs de matière en suspension de surface modélisés résultent de la superposition des modèles GOL et PRODELTA emboîtés avec AGRIF à 12h UTC.

K.1 Période de la crue du Rhône de décembre 2003

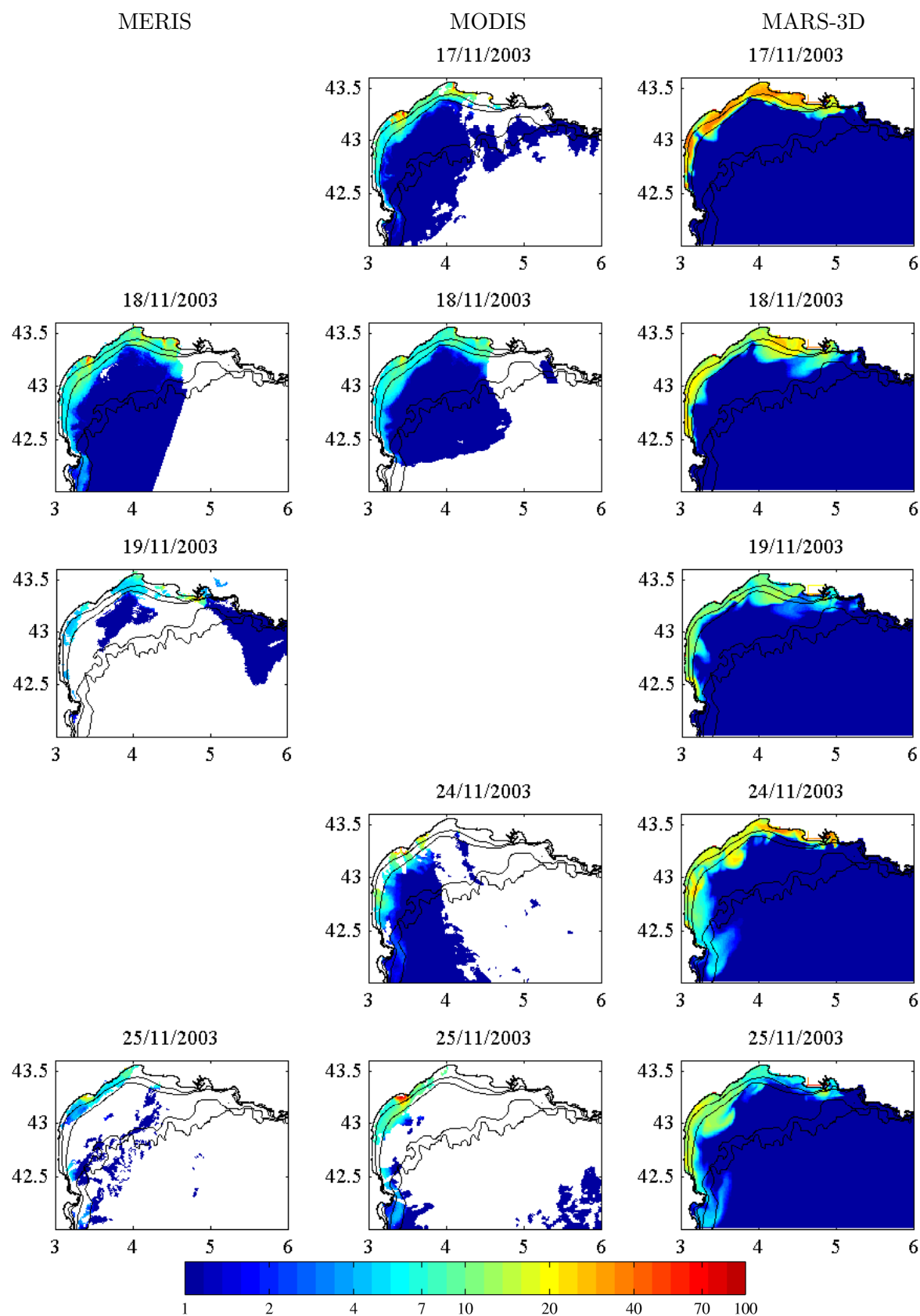


FIG. K.1 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

ANNEXE K. COMPARAISON DES MATIÈRES EN SUSPENSION MINÉRALES MODÉLISÉES EN SURFACE AVEC LES DONNÉES SATELLITALES

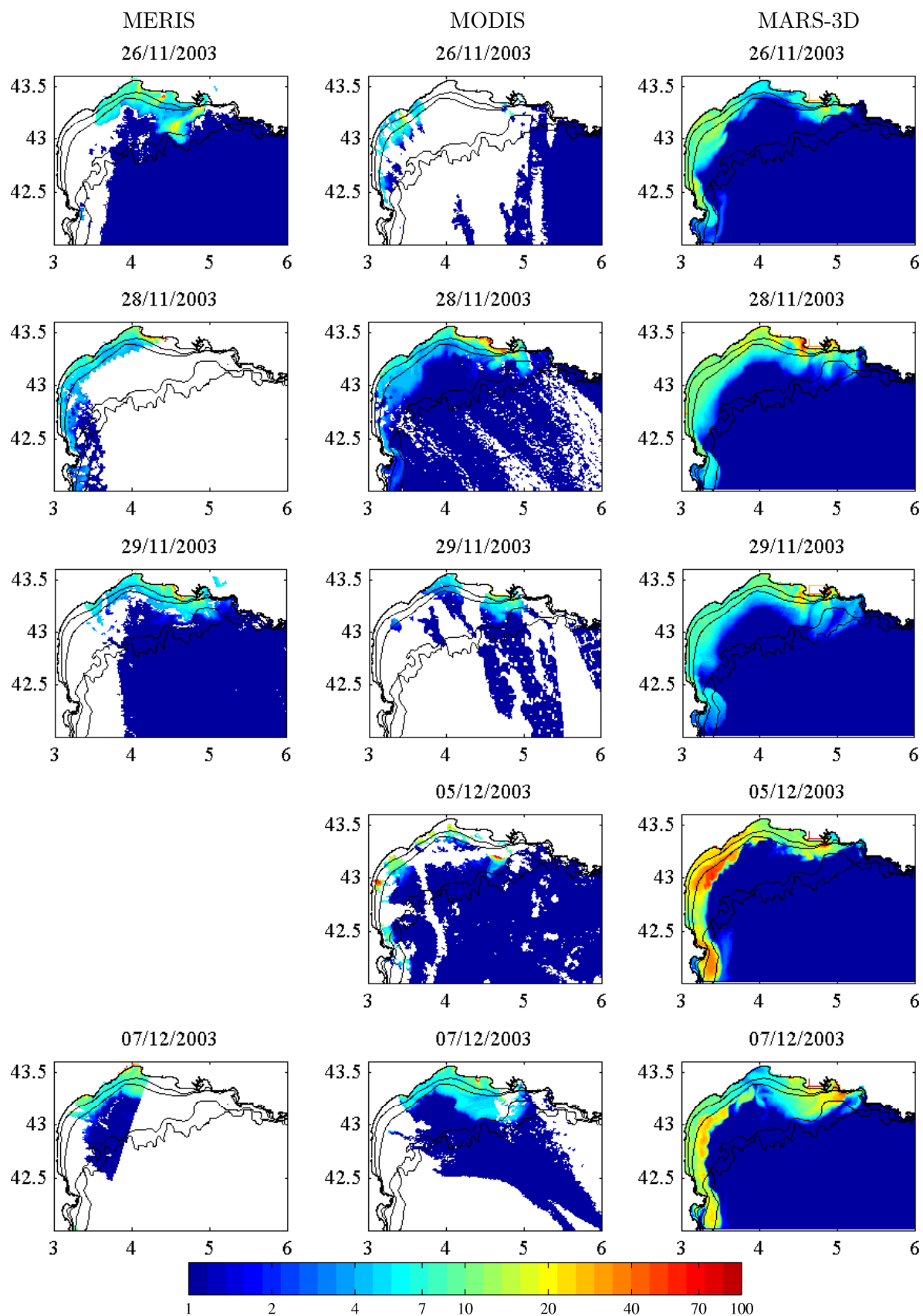


FIG. K.2 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

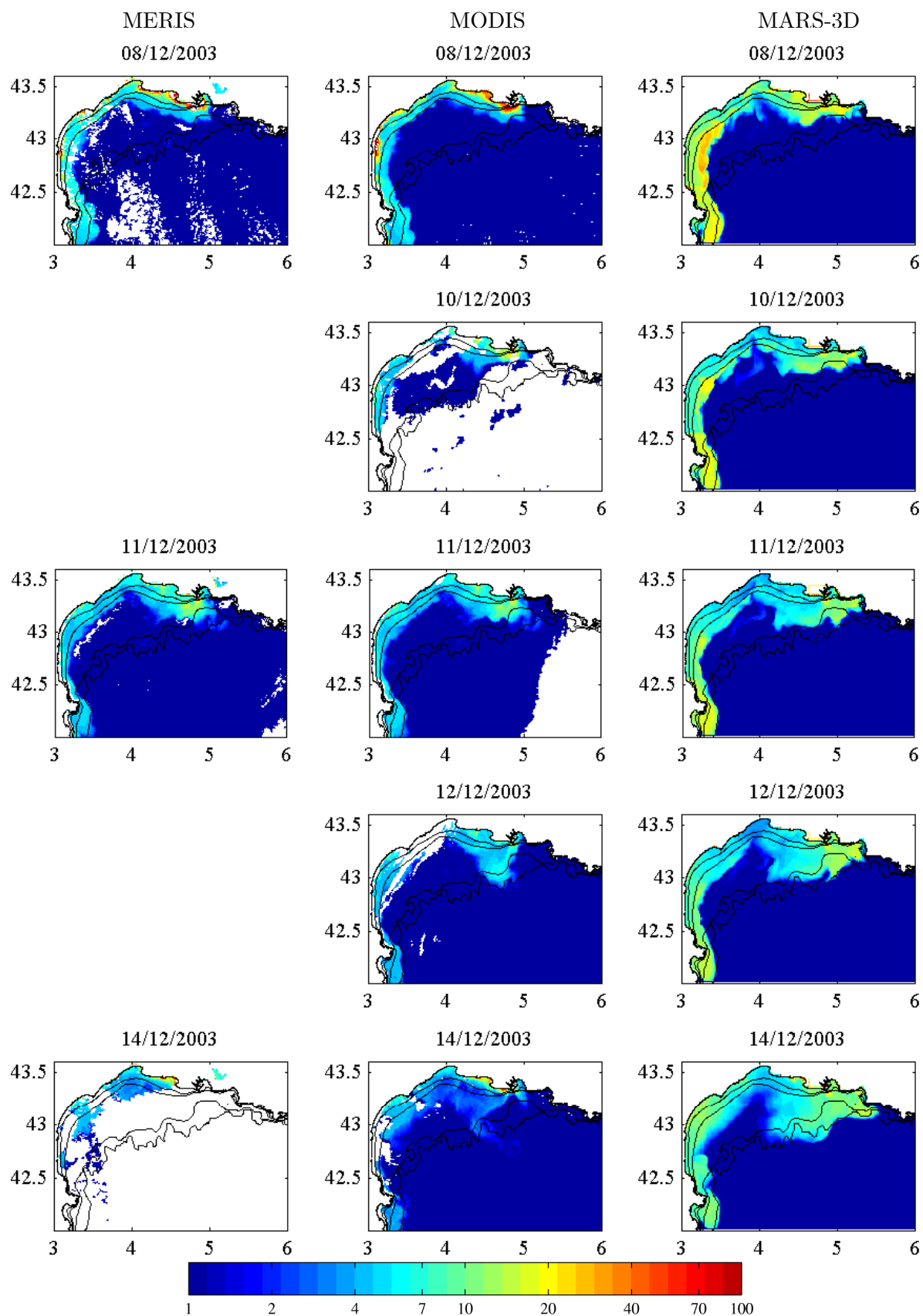


FIG. K.3 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

K.2 Période de l'expérience CARMA

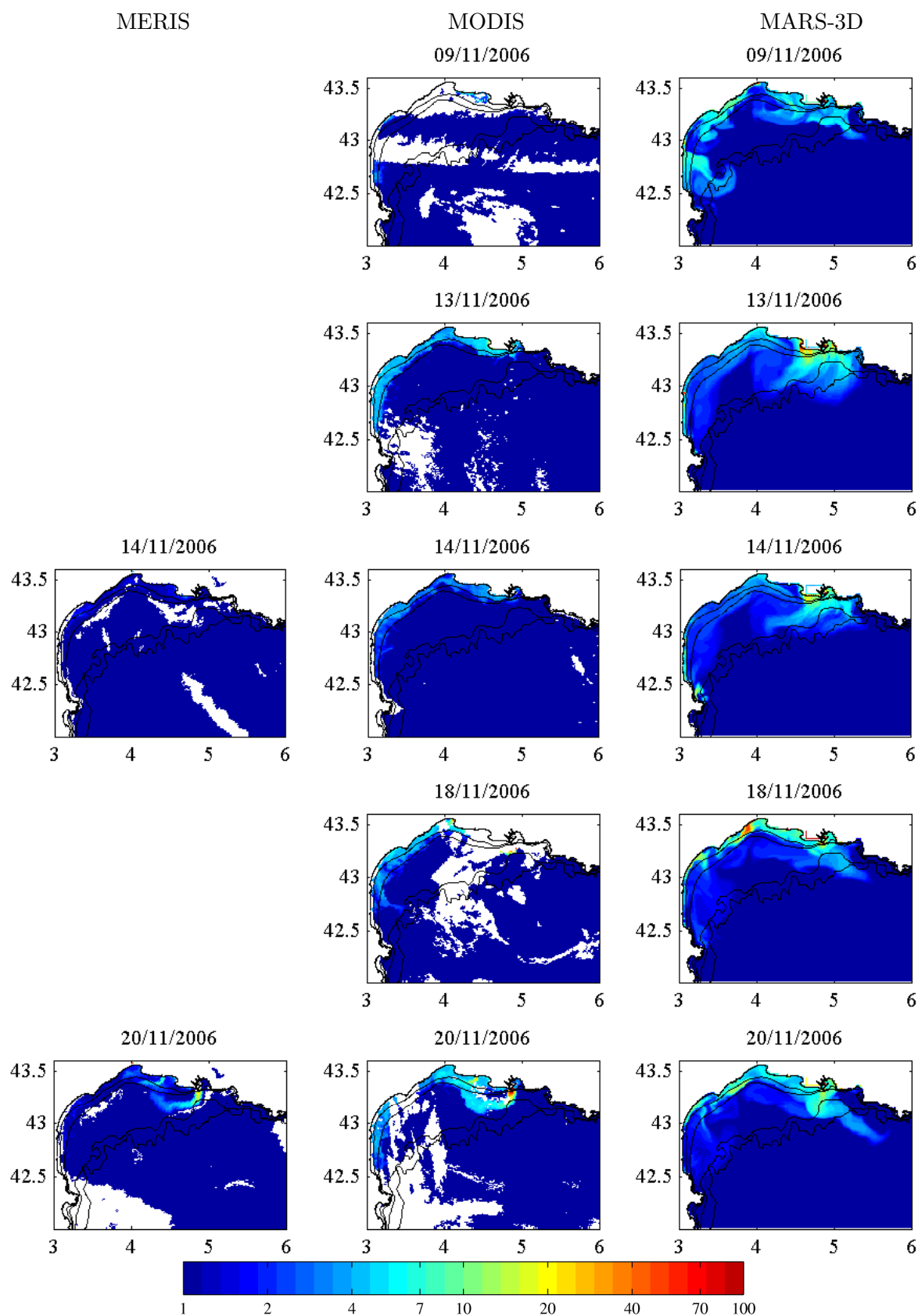


FIG. K.4 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

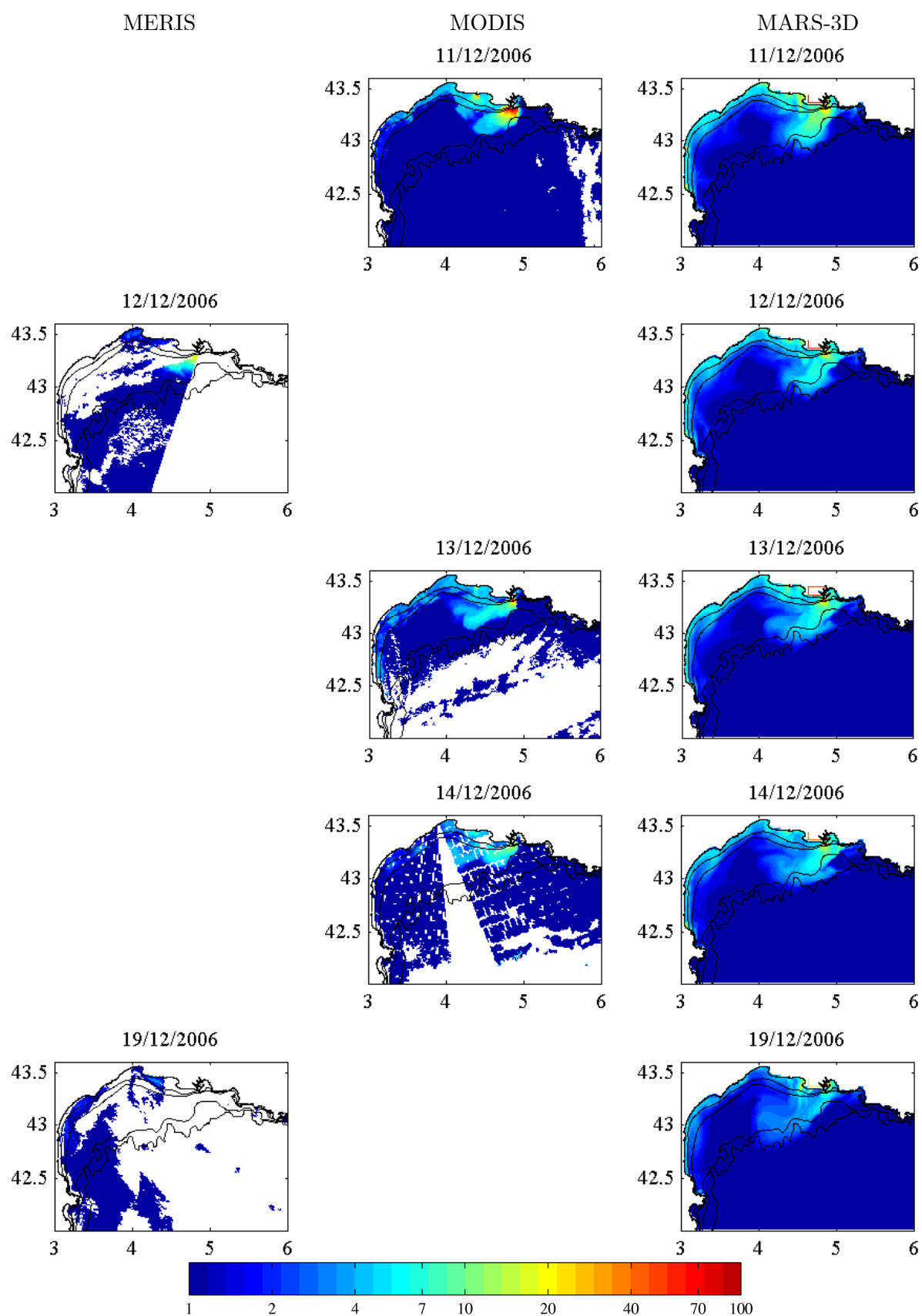


FIG. K.6 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

MERIS

MODIS

MARS-3D

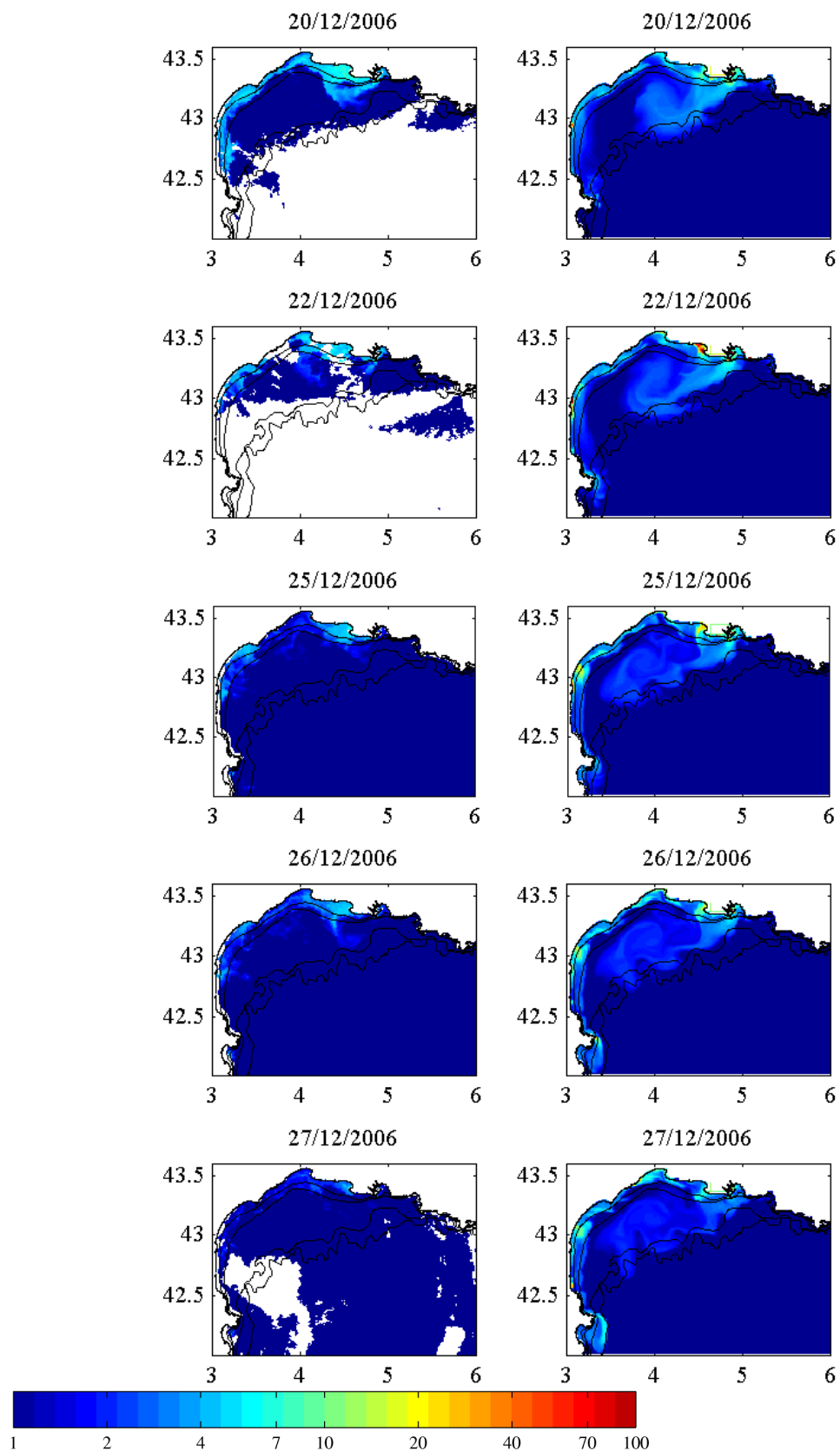


FIG. K.7 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

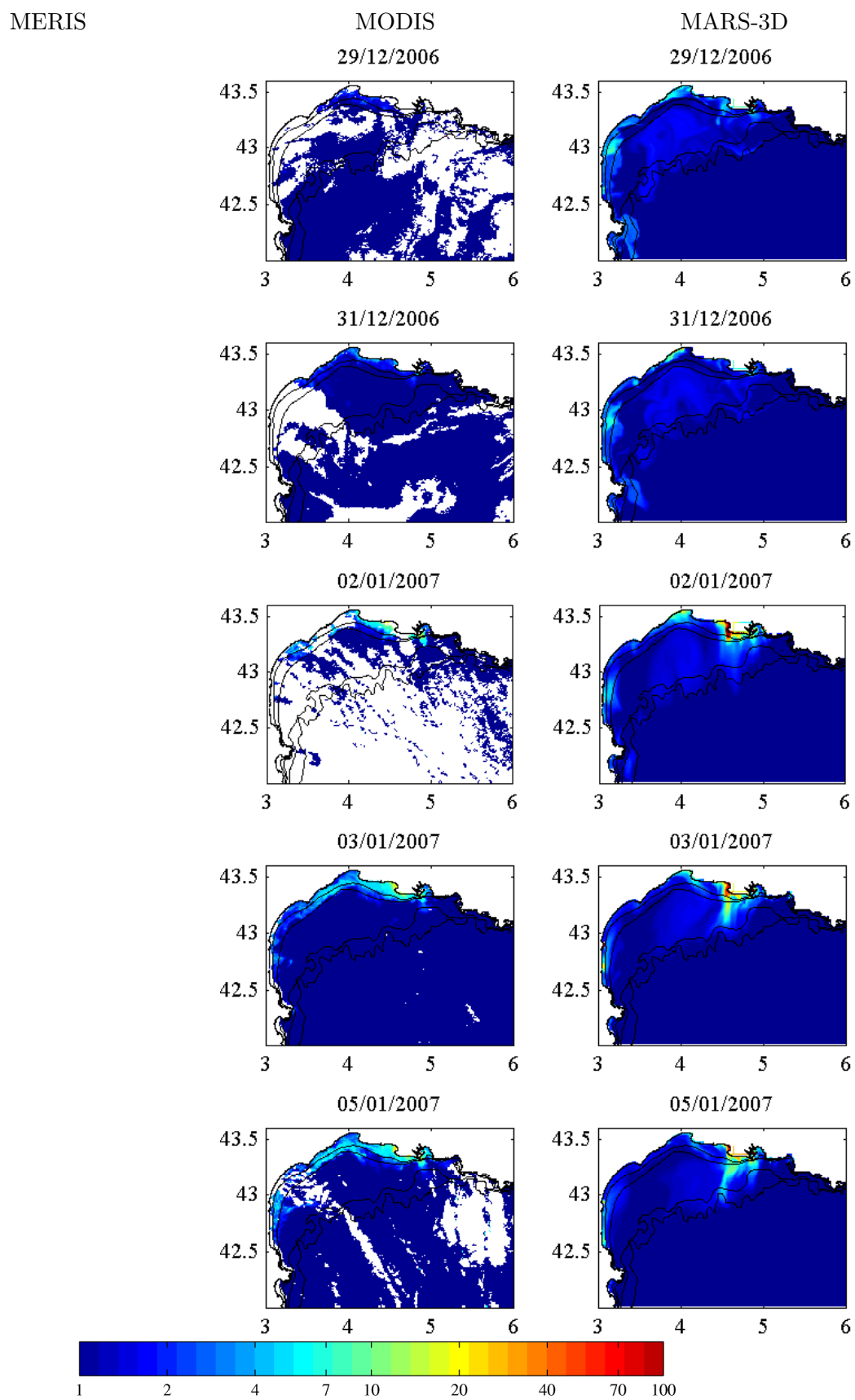


FIG. K.8 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

MERIS

MODIS

MARS-3D

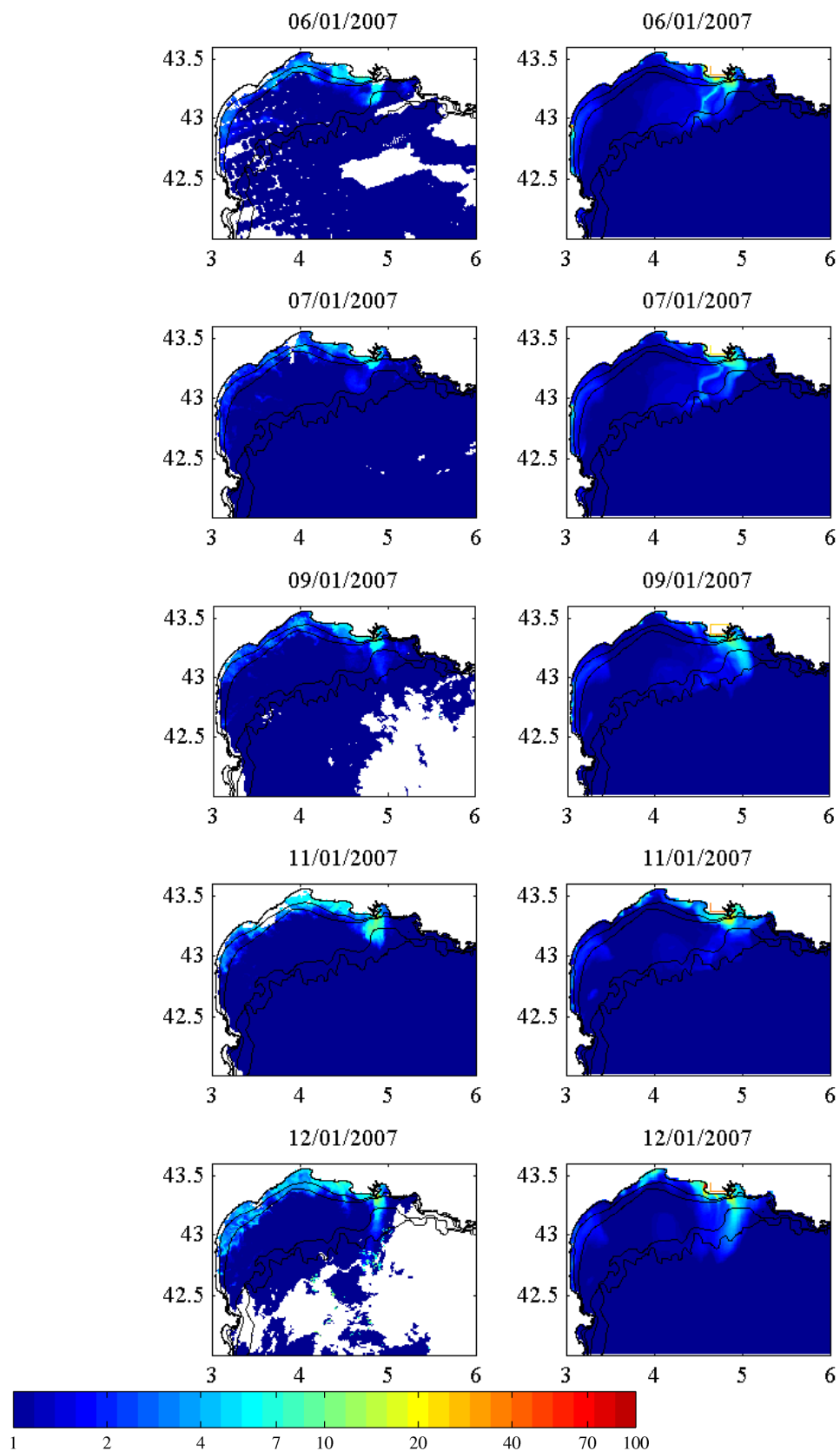


FIG. K.9 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

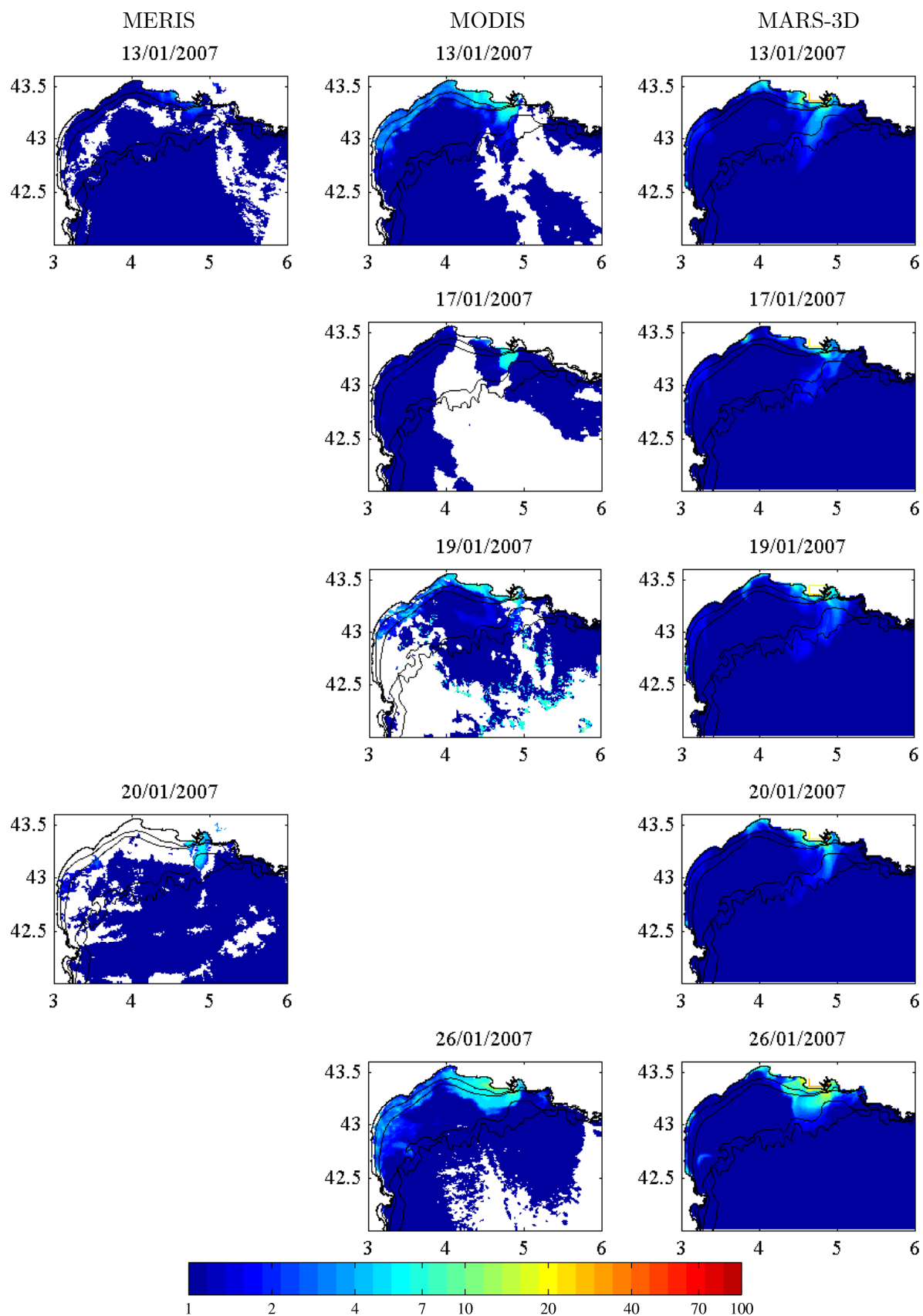


FIG. K.10 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

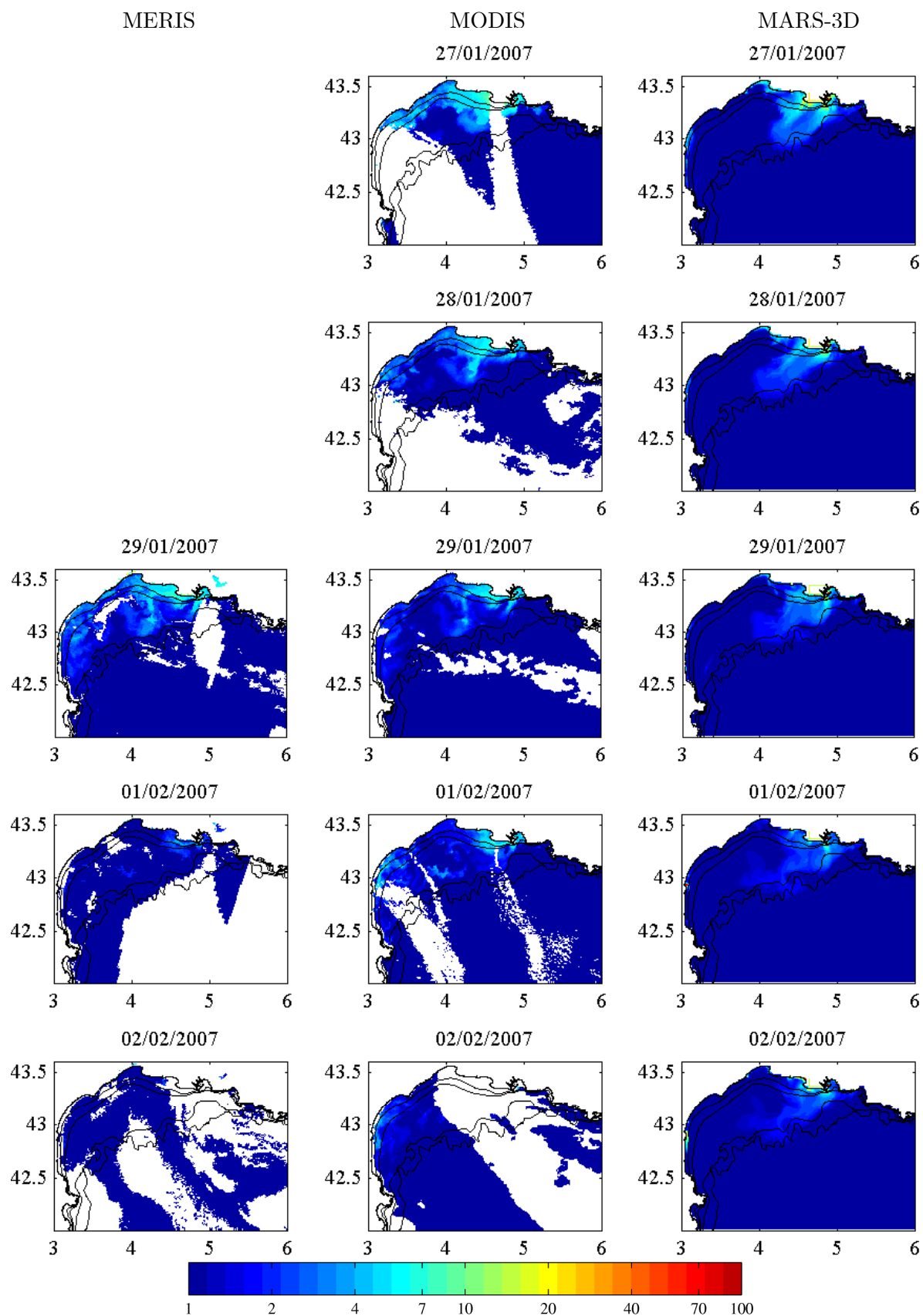


FIG. K.11 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

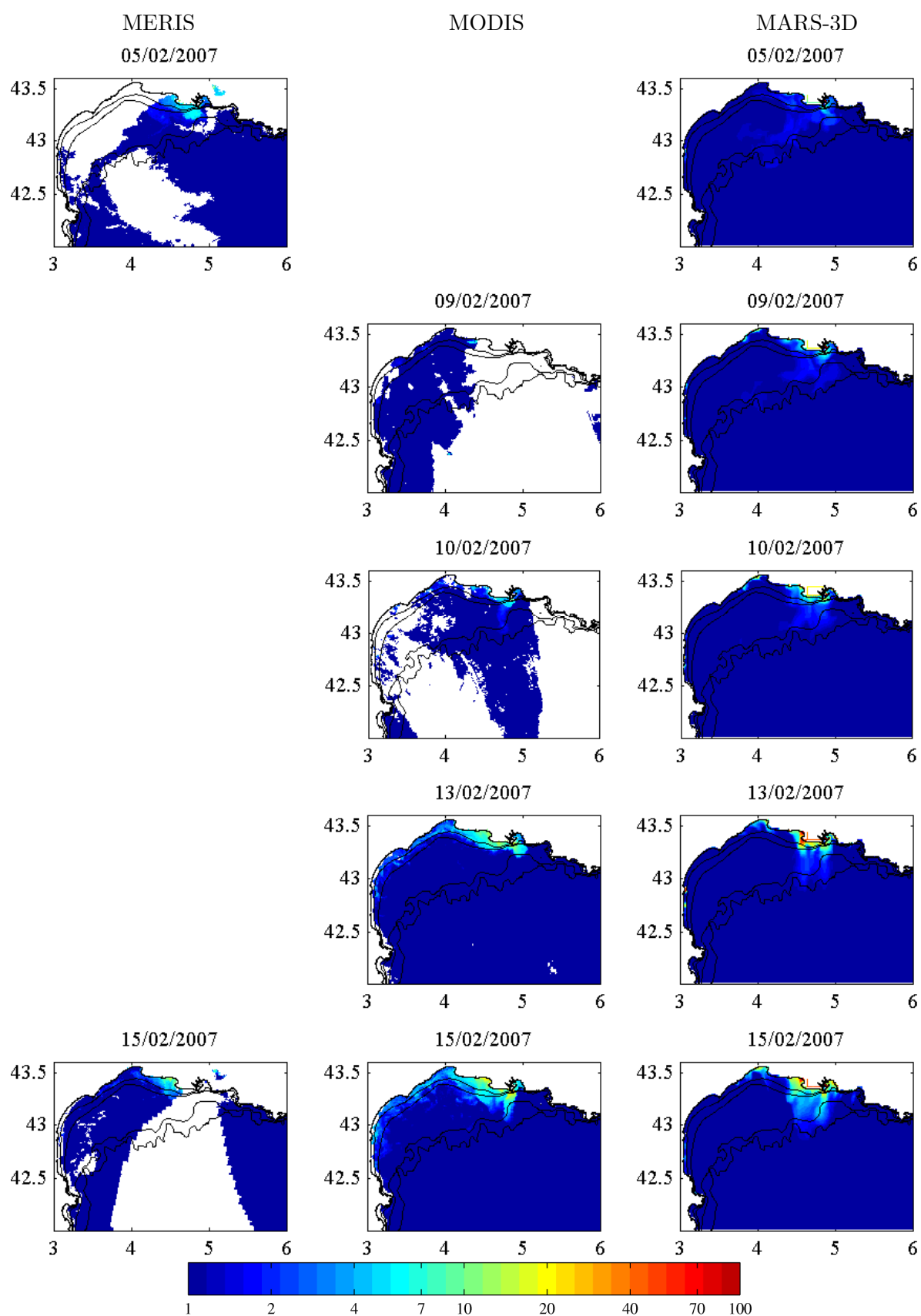


FIG. K.12 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

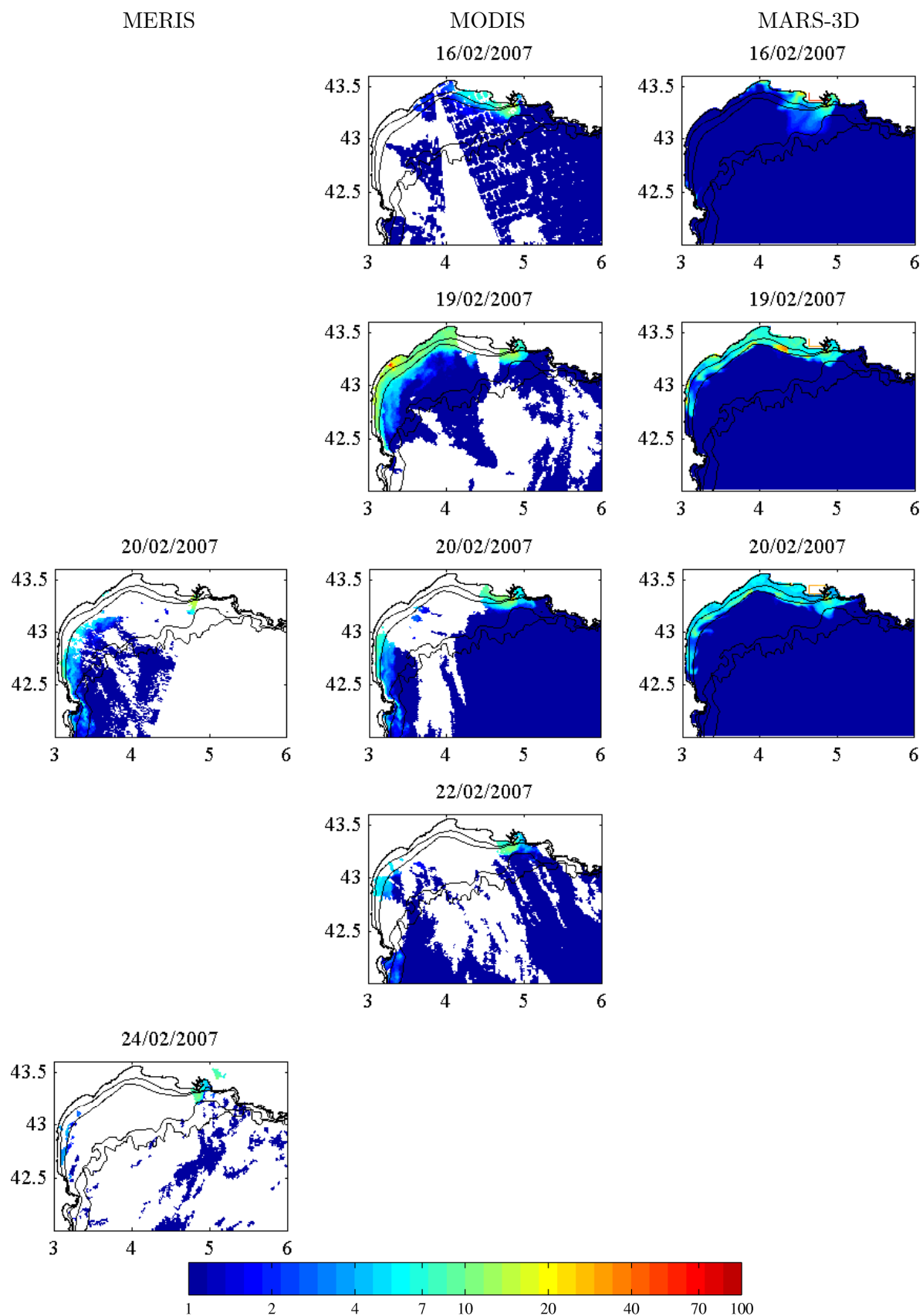


FIG. K.13 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

K.3 Période de l'expérience SCOPE

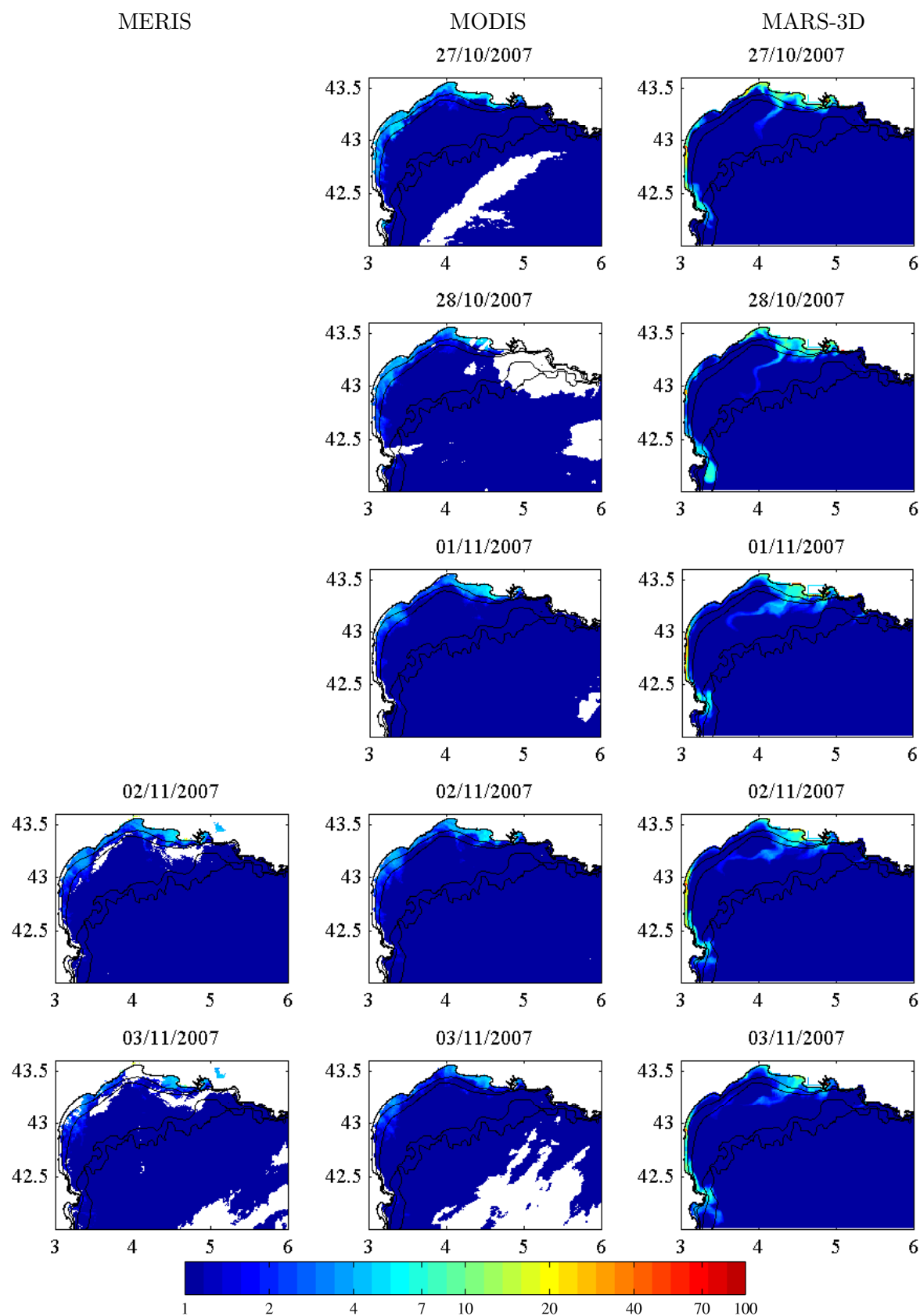


FIG. K.14 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

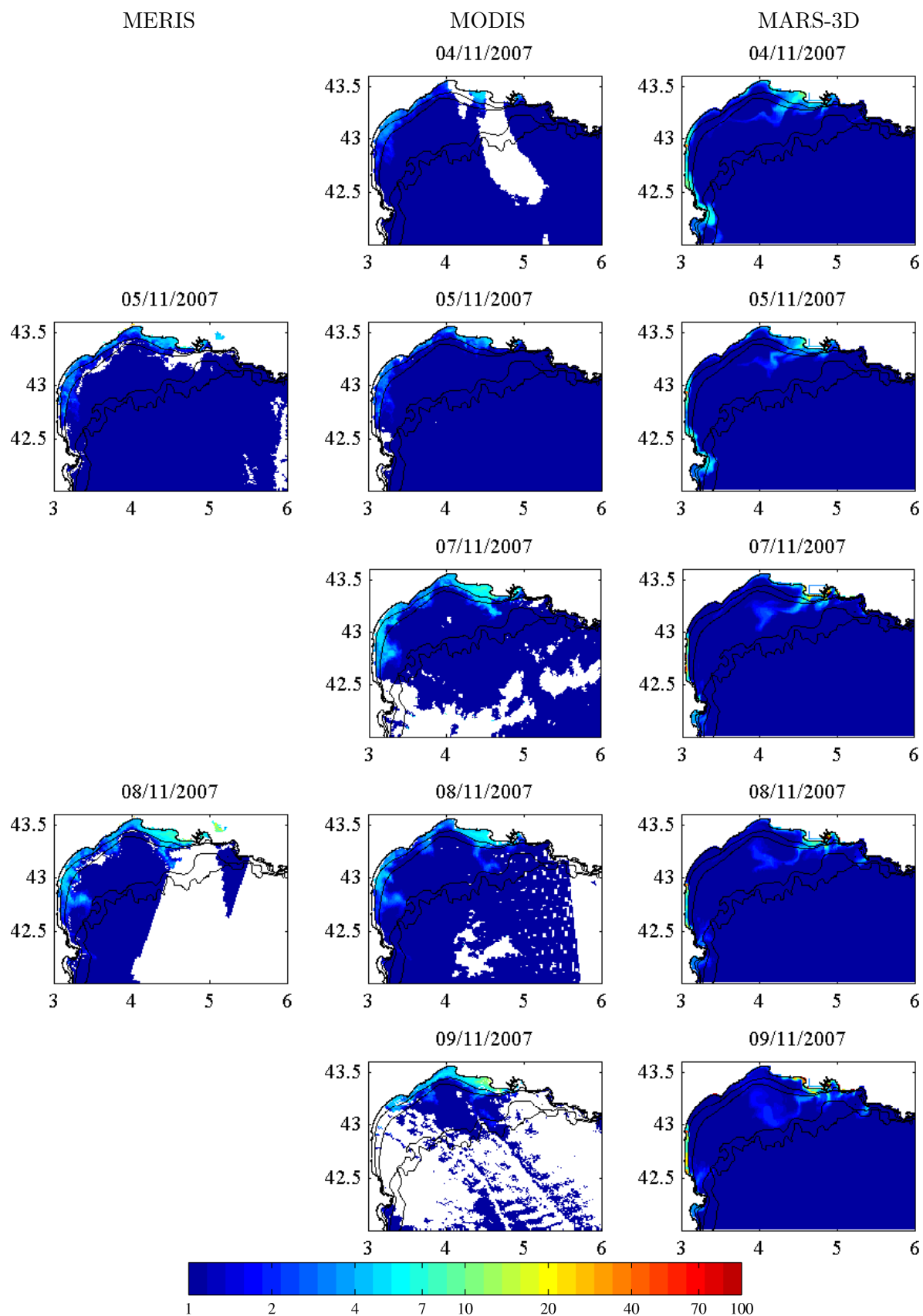


FIG. K.15 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

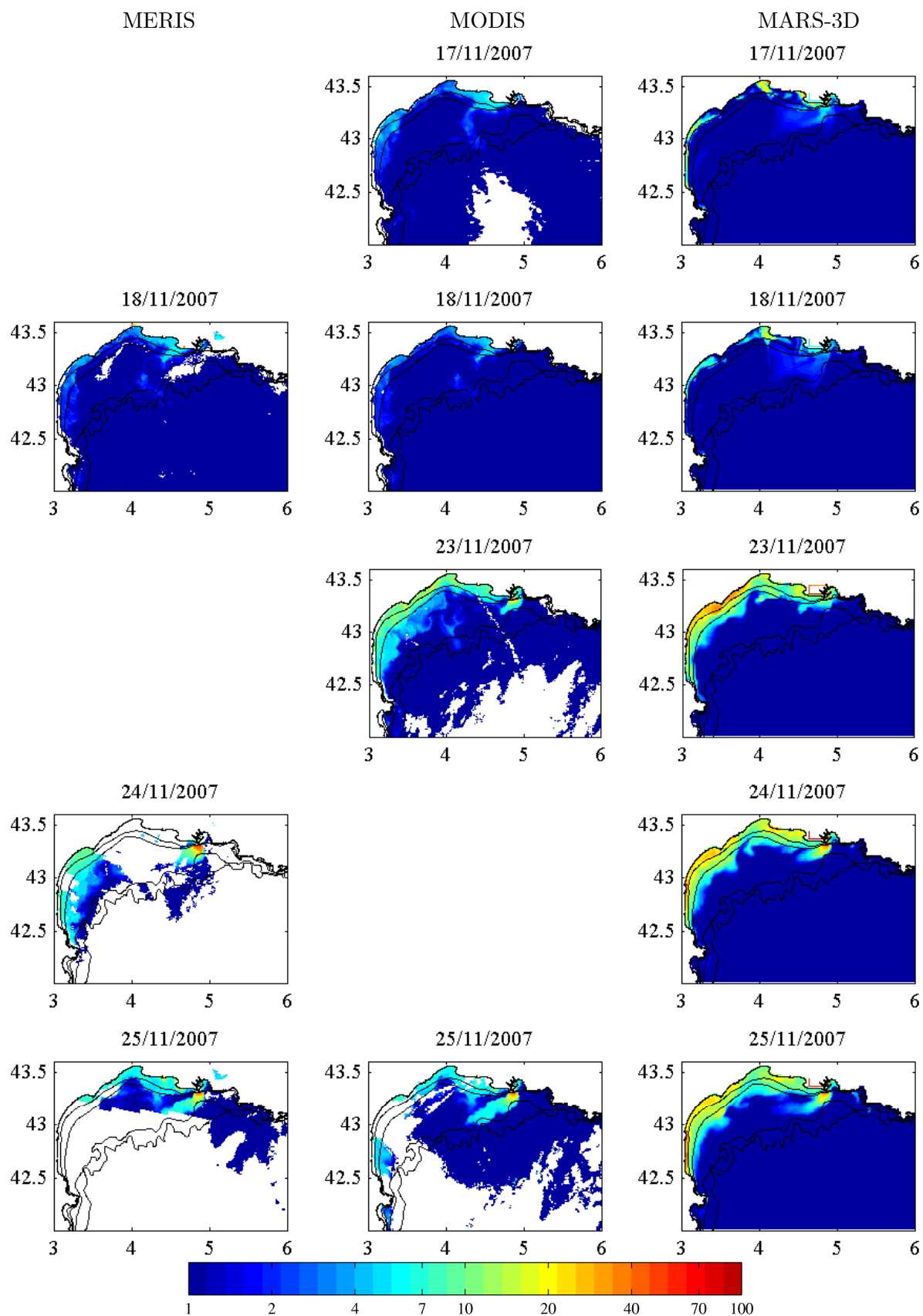


FIG. K.17 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

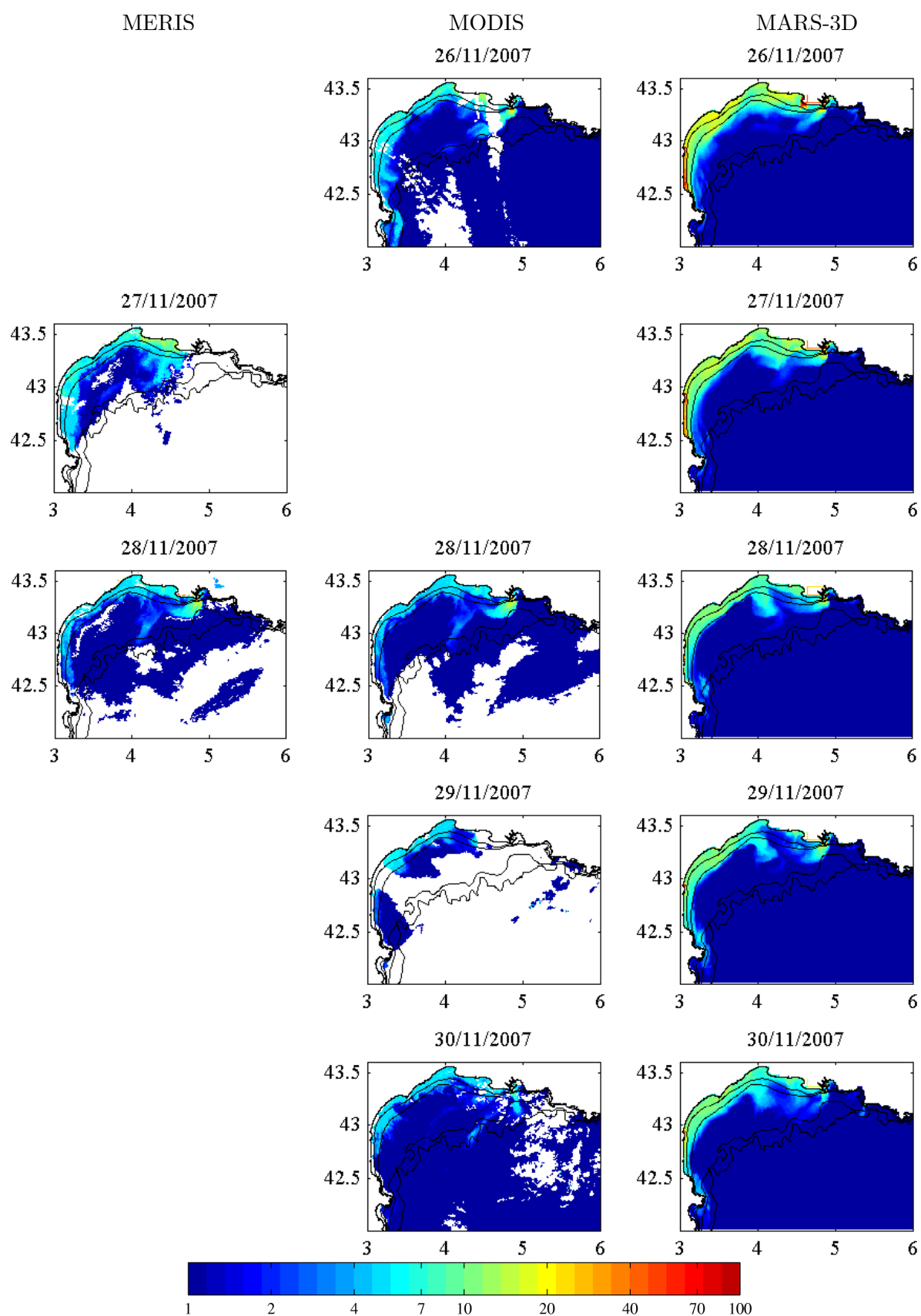


FIG. K.18 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

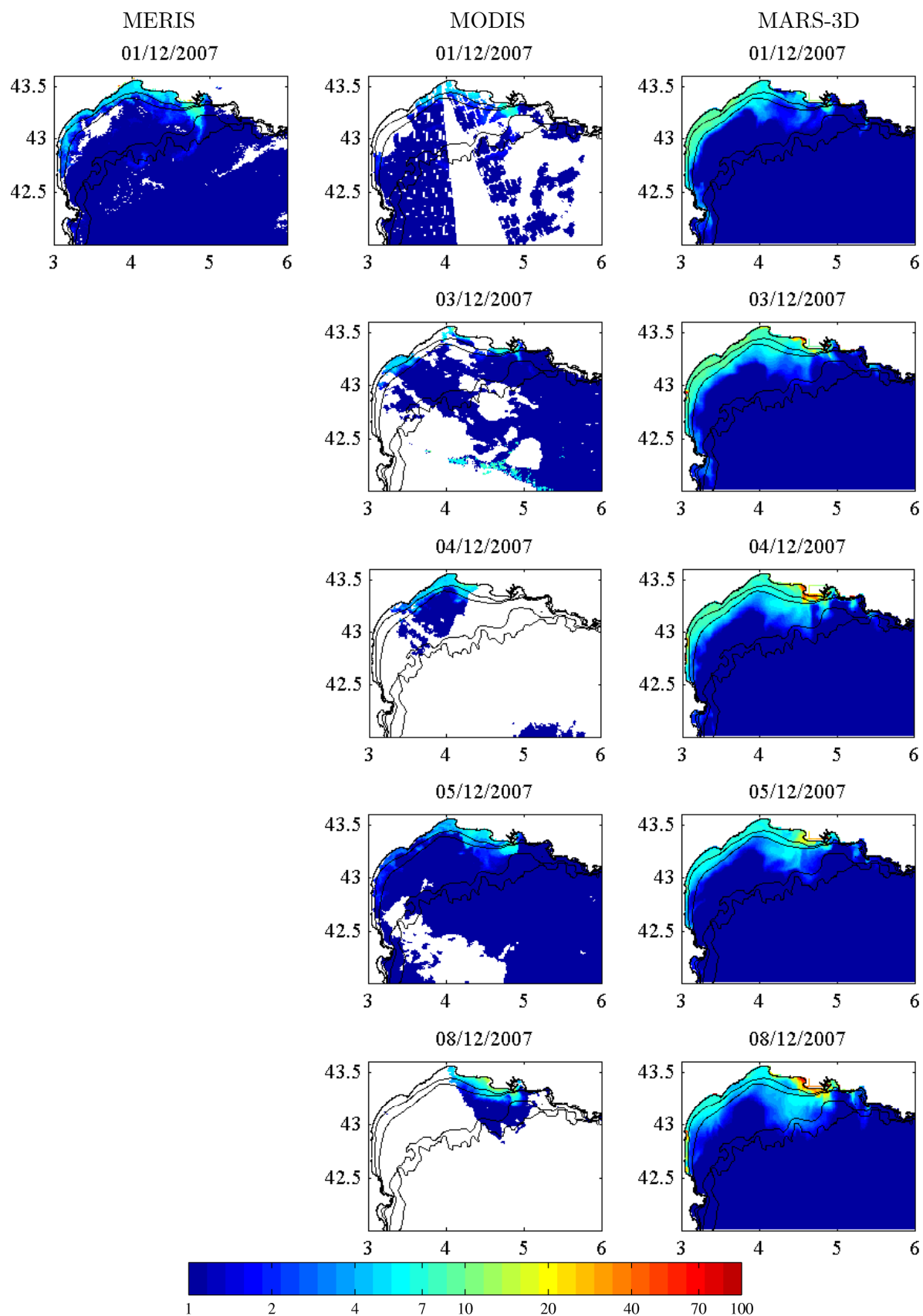


FIG. K.19 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

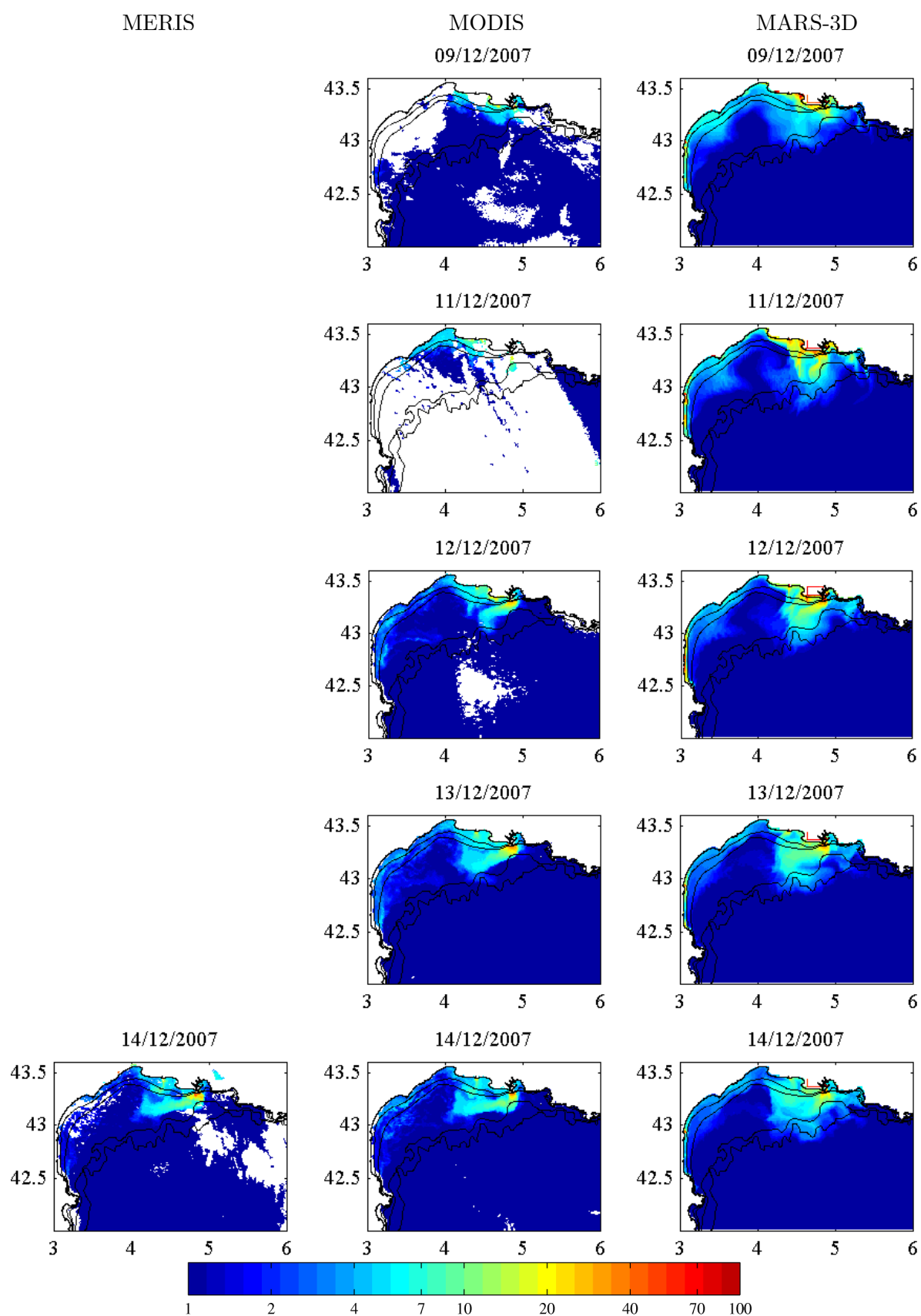


FIG. K.20 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

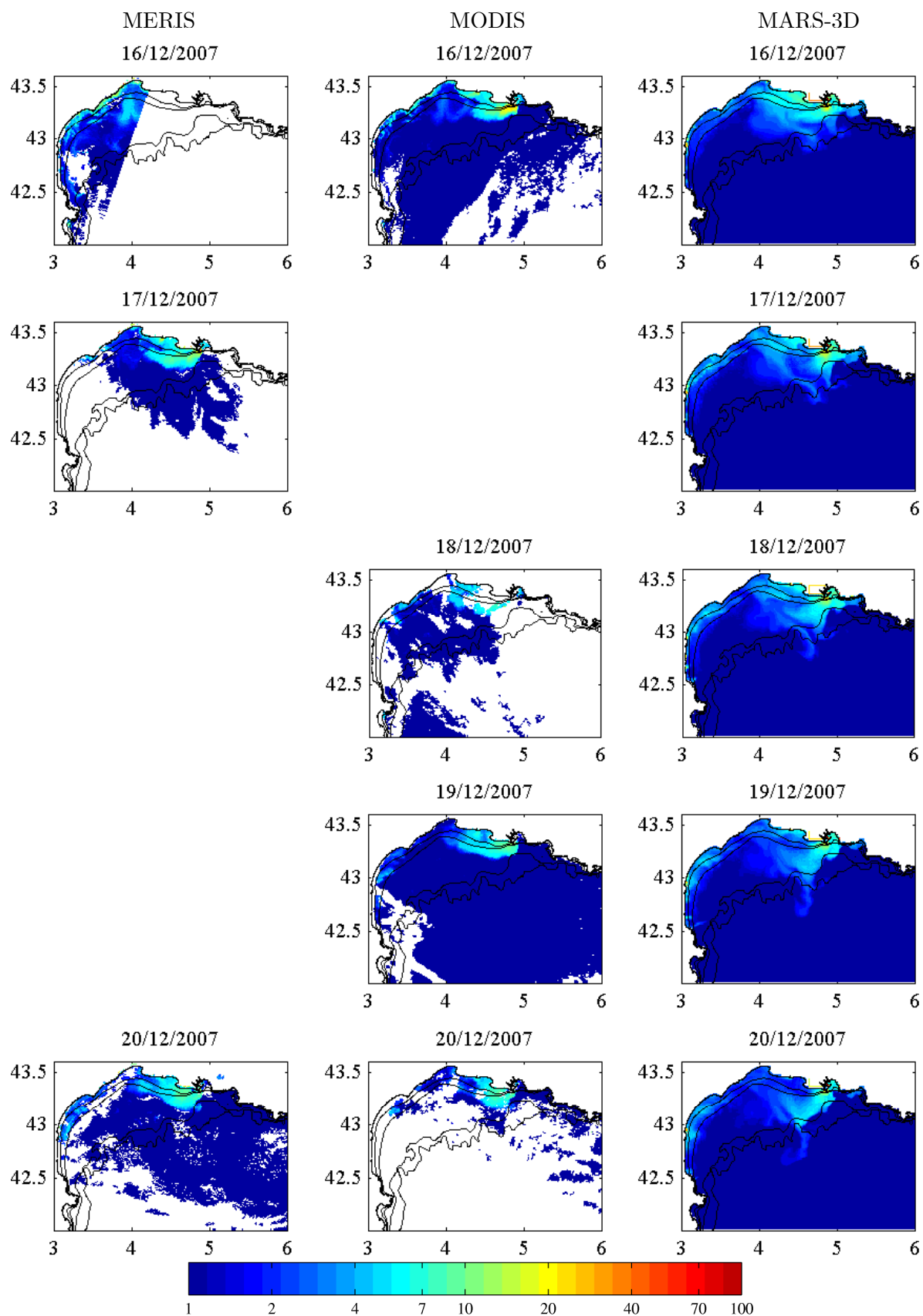


FIG. K.21 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

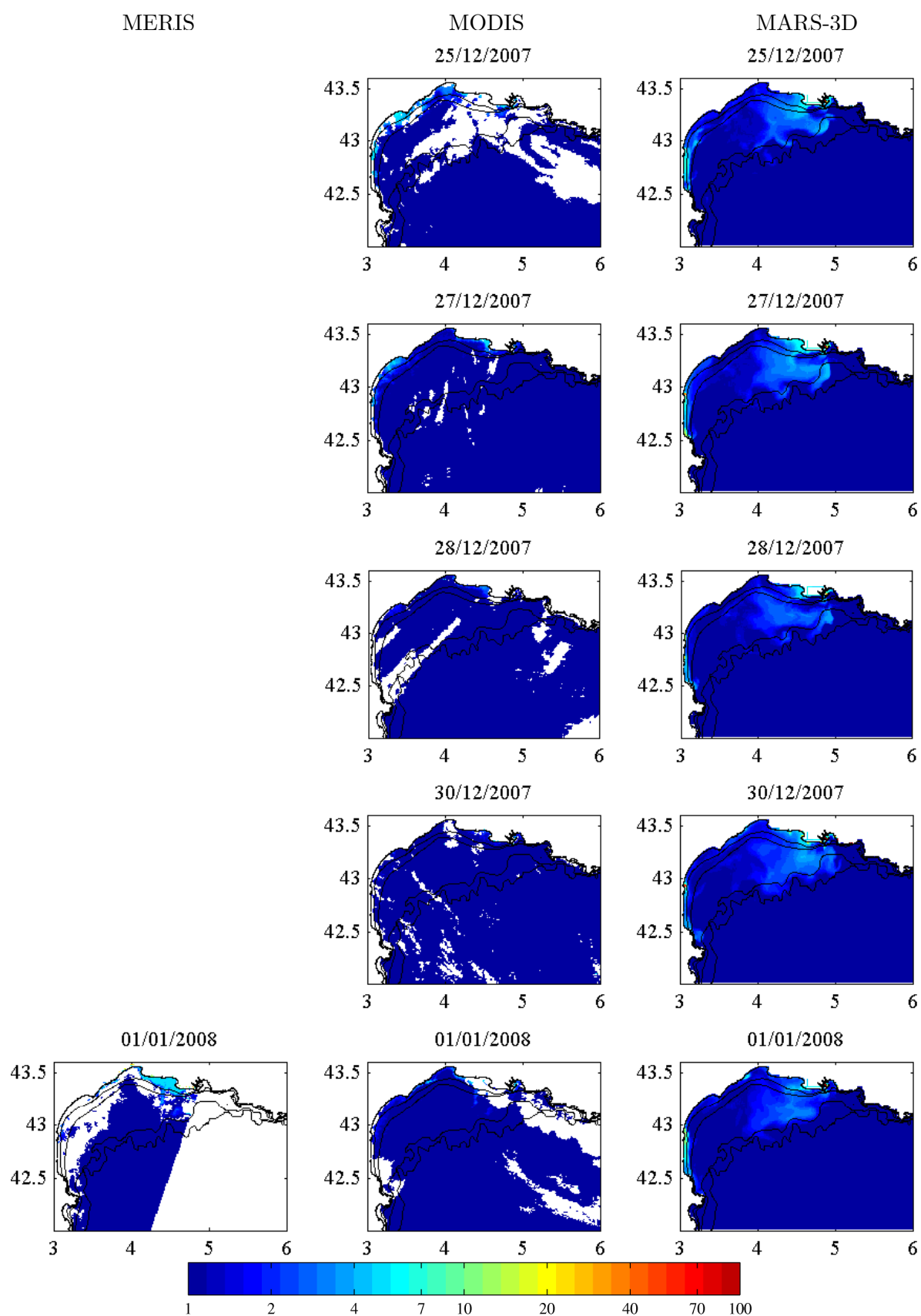


FIG. K.22 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

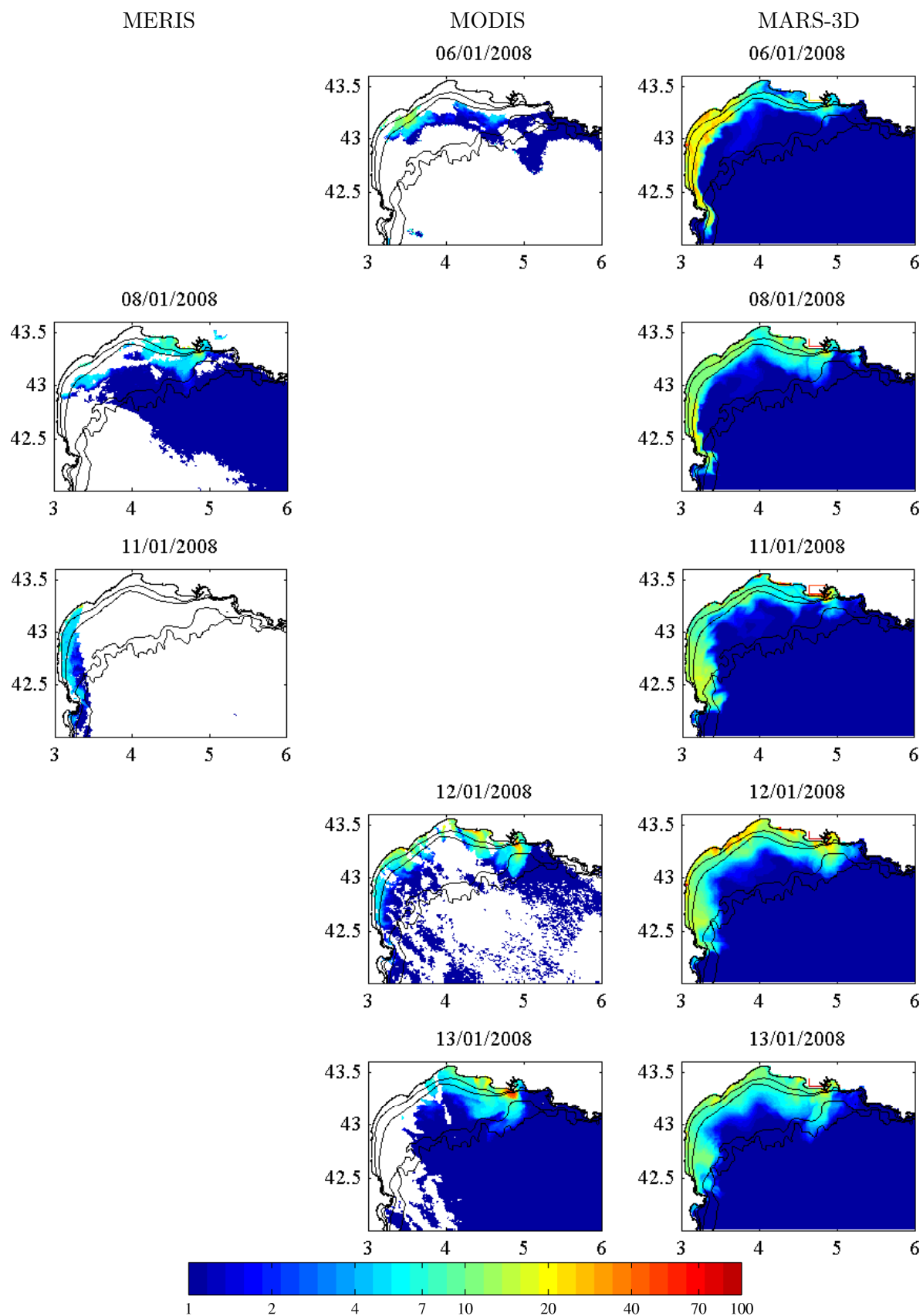


FIG. K.23 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

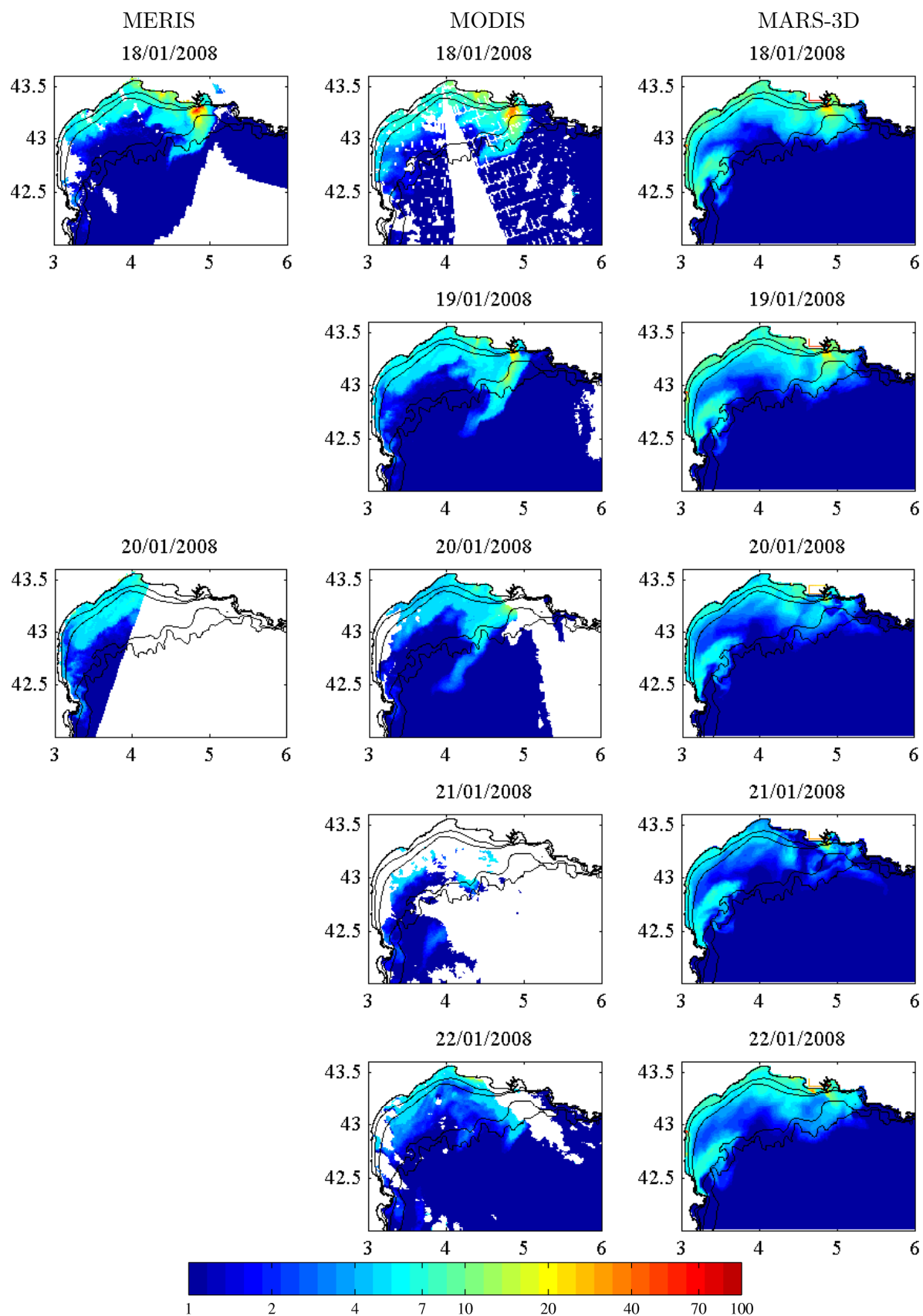


FIG. K.24 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

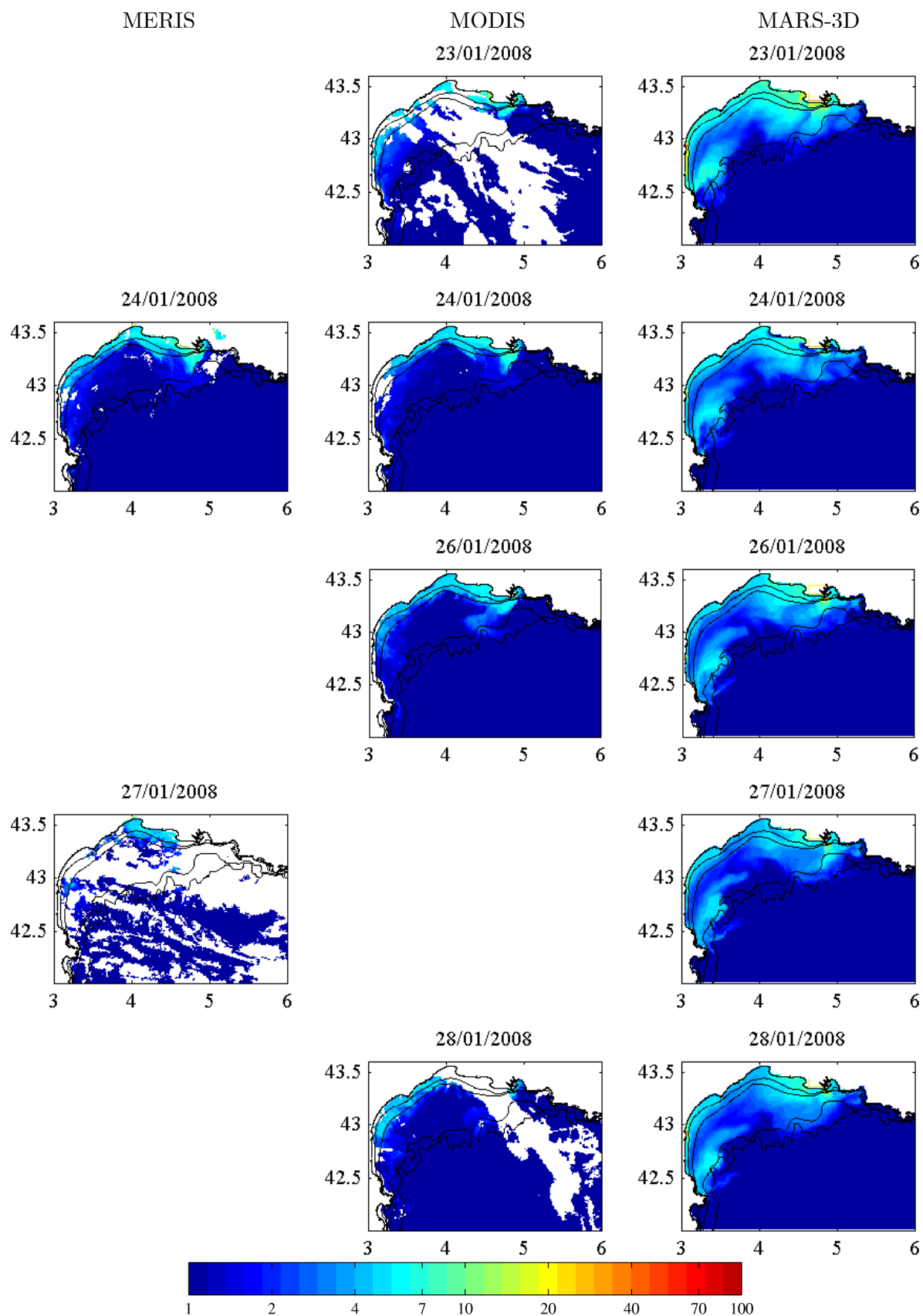


FIG. K.25 – Comparaison des MES minérales (mg/l) de surface estimées par les satellites MERIS et MODIS et modélisées.

Modélisation du transport particulaire dans le Golfe du Lion en vue d'une application au devenir des traceurs radioactifs issus du Rhône.

Parmi les contaminants introduits dans l'environnement, les éléments radioactifs artificiels apparaissent particulièrement importants à prendre en considération du fait de leur toxicité chimique et/ou de leur radiotoxicité. De nombreux radioéléments étant susceptibles de se retrouver associés aux sédiments, l'étude de la dynamique sédimentaire est un préalable nécessaire à l'étude de leur dispersion en mer. Cette thèse s'intéresse au devenir des sédiments dans le Golfe du Lion (NW de la Méditerranée) et en particulier à l'impact des apports du Rhône, principal vecteur de matière particulaire vers le milieu marin. Afin d'étudier les mécanismes du transport particulaire à différentes échelles spatiales et temporelles, cette thèse s'appuie sur la modélisation mathématique. Le modèle hydro-sédimentaire mis en place dans le Golfe du Lion, qui prend en compte l'effet conjoint des vagues et des courants, a été étayé par l'analyse de données hydro-sédimentaires récemment acquises. Des observations in situ obtenues au cours des expériences CARMA (hiver 2006/2007) et SCOPE (hiver 2007/2008) ont été utilisées pour mieux comprendre les processus physiques contrôlant le transfert des particules au niveau du prodelta du Rhône et valider le modèle mis en place. La période de la crue centennale du Rhône de décembre 2003 a également été simulée afin d'étudier l'impact de ce type d'événement extrême sur le devenir des sédiments. Pour l'ensemble des périodes considérées, les observations et les simulations utilisées conjointement ont permis de mettre en évidence la capacité d'érosion et de transport importante induite au niveau du prodelta lors des tempêtes de sud-est.

Mots-clefs : Golfe du Lion, Prodelta du Rhône, Hydrodynamique, Vagues, Sédiments, Radioéléments, Modélisation numérique

Sediment transport modelling in the Gulf of Lions with the perspective of studying the fate of radionuclides originated by the Rhône River.

Among the contaminants introduced into the environment, the artificial radionuclides appear particularly important to take into account because of their chemical toxicity and/or of their radiotoxicity. Some radionuclides present a high affinity with particles so that the study of the sediment dynamics is a useful preliminary to the study of their dispersion on the open sea. This thesis is focused on the fate of sediments in the Gulf of Lions (NW Mediterranean) and in particular on the impact of the Rhone River, which is the main source of particulate matter in the Gulf of Lions. In order to study the sediment transport mechanisms on various space and time scales, this thesis is based on mathematical modelling. The hydro-sedimentary model set up in the Gulf of Lions, which takes into account the gathered effect of waves and currents, was supported by recent hydro-sedimentary data analyses. The CARMA (winter 2006/2007) and SCOPE (winter 2007/2008) experiments were used to better understand the physical processes that control the sediment transport on the Rhone prodelta and to validate the model. The period of the centennial Rhone River flood of December 2003 was also simulated in order to determine the impact of such extreme events on the fate of sediments. Both observations and simulations of the studied periods highlight the high capacity of erosion and transport induced by south-eastern storms on the prodelta.

Key-words : Gulf of Lions, Rhone prodelta, Hydrodynamics, Waves, Sediments, Radionuclides, Numerical modelling