

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE
LISTE DES FIGURES
LISTE DES TABLEAUX
INTRODUCTION GENERAL
TABLE DES MATIERES..... 5
INTRODUCTION GENERALE..... 1

I : MECANISME DU TRANSPORT DES SEDIMENTS MARINS.....	5
I-1 LES SEDIMENTS MARINS.....	5
I-2 PROVENANCE ET NATURE DES SEDIMENTS MARINS.....	5
I-3 DYNAMIQUE DU TRANSPORT DES SEDIMENTS.....	7
I-3-1 LES ECOULEMENTS MARINS.....	8
I-3-2 VITESSE DE L'ECOULEMENT.....	8
I-3-2-1 Contrainte de cisaillement.....	8
1-3-2-2 Evaluation de la contrainte du fond.....	9
1-3-2-3 Enoncé des vitesses des écoulements.....	10
I-3-3 VITESSE DE CHUTE DES SEDIMENTS.....	11
I-3-4 SEUIL ET MISE EN MOUVEMENT DES SEDIMENTS [16].....	13
I-4 PHENOMENES RESPONSABLES DU TRANSPORT DES SEDIMENTS MARINS.....	14
I-4-1 LES COURANTS MARINS.....	14
I-4-1-1 Les courants de marées	14
I-4-1-2 Les courants dus au vent.....	15
I-4-1-3 La dérive littorale.....	15
1-4-2 LES VAGUES ET LA HOULE	15
I-4-3 LES MAREES.....	17
I-5 DIFFERENTS MODES DE TRANSPORT.....	18
I-5-1 TRANSPORT PAR CHARRIAGE.....	19
I-5-2 TRANSPORT EN SUSPENSION.....	24
I-6 LES FLUX D'ECHANGES ENTRE LE FOND SEDIMENTAIRE ET LA SUSPENSION....	27
I-6-1 LOIS DE DESCRIPTION DU FLUX D'EROSION.....	27
I-6-2 LOIS DE DESCRIPTION DU FLUX DE DEPOT.....	27
I-6-3 LES DIFFERENTS PROFILS DU FOND MARIN [9].....	28
I-6-3-1 Rides :.....	28
I-6-3-2 Dunes :.....	28
I-6-3-3 Anti-dunes.....	28
II : SIMULATION DU TRANSPORT DES SEDIMENTS COTIERS.....	30
II-1 IMPACTE DE QUELQUES PARAMETRES SUR LE TRANSPORT DES PARTICULES..	31
II-1-1 EFFET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT.....	31
II-1-2 EFFET DE LA TURBULENCE.....	33
II-1-3 UTILITE DE QUELQUES NOMBRES ADIMENSIONNELS	33
II-2 SIMULATION DU TRANSPORT EN SUSPENSION.....	34
II-2-1 SCHEMA ET DESCRIPTION DU TRANSPORT EN SUSPENSION.....	34
II-2-2 DEVELOPPEMENT DE L'EQUATION DU TRANSPORT - DIFFUSION.....	35
II-2-3 CONDITIONS D'ETUDES.....	36
II-2-3-1 Modèle conceptuel.....	36
II-2-3-2 Conditions aux limites.....	36
II-2-3-3 Schéma numérique du problème.....	39
II-3 SIMULATION DU TRANSPORT PAR CHARRIAGE.....	39
II-3-1 ENONCE DE L'EQUATION DU TRANSPORT PAR CHARRIAGE.....	41
II-3-2 DEVELOPPEMENT DE L'EQUATION D'EVOLUTION	43
II-3-3 CONDITIONS D'ETUDES.....	44
II-3-3-1 Condition initiale.....	44
II-3-3-2 Conditions aux limites.....	45
II-3-4 SCHEMA NUMERIQUE DU PROBLEME.....	45
II-4 ETUDE DE LA FORMATION DES DUNES.....	45
III : RESOLUTION NUMERIQUE.....	47
III-1 LES EQUATIONS A RESOUDRE.....	47
III-2 RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DU Transport EN SUSPENSION.....	48
III-2-1 CONDITIONS DE RESOLUTION.....	48

III-2-1-1 Condition initiale.....	48
III-2-1-2 Conditions aux limites	48
III-2-2 THEORIE DE Résolution de l'équation	48
III-2-2-1 Schéma de description de la domaine du processus.....	51
III-2-2-2 Séquence de résolution.....	52
III-2-2-3 Schéma de résolution.....	52
III-3 RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DU Transport PAR CHARRIAGE.....	54
III-3-1 CONDITIONS DE RESOLUTION	54
III-3-1-1 Condition initiale.....	54
III-3-1-2 Conditions aux limites.....	54
III-3-2 THEORIE DE RESOLUTION DE L'EQUATION	55
III-2-2-2 Séquence de résolution.....	57
III-3 RESOLUTION DE L'EQUATION DE L'EVOLUTION DU FOND	59
III-4-1 METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION	59
III-4-2 SEQUENCE DE RESOLUTION.....	60
IV : RESULTAT ET INTERPRETATION.....	62
IV- 1 NUMERISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION.....	63
IV-2 RESULTATS SUR LE TRANSPORT PAR CHARRIAGE.....	63
IV-2-1 PRINCIPE.....	63
IV-2-2 REPARTITION DES PARTICULES TRANSPORTEES PAR CHARRIAGE.....	64
IV-2-3 INFLUENCE DU TEMPS.....	66
IV-2-4 INFLUENCE DU COURANT ET DE LA HOULE.....	67
IV-2-5 INFLUENCE DE LA position dU particule	70
IV-3 RESULTATS SUR LE TRANSPORT EN SUSPENSION.....	72
IV- 3-1 PRINCIPE.....	72
IV -2-3 REPARTITIONS DES SEDIMENTS MIS EN SUSPENSION	72
IV-3-3 INFLUENCE DU TEMPS ET DE LA TAILLE DU SEDIMENT.....	75
IV-3-4 INFLUENCE DE LA POSITION DU SEDIMENT.....	76
IV-3-5 INFLUENCE DE LA VITESSE DE FROTTEMENT	79
IV-4 ANALYSE GLOBALE DES RESULTATS.....	82
IV-5 COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC D'AUTRES MODELES PREDEFINIS	83
IV-6 EVALUATION DE LA COTE DU FOND.....	85
CONCLUSION GENERALE.....	87
BIBLIOGRAPHIE.....	91

NOMENCLATURE

Lettres latines

n	: porosité du lit marin	[-]
Z_f	: hauteur du fond marin	[m]
C_b, C_{eq}	: concentration de la zone d'équilibre	[kg/l]
C_f	: concentration des sédiments au fond de la mer	[kg/l]
$C(z)$: concentration des sédiments suivant la verticale en régime stationnaire	[kg/l]
q_s	: taux de transport total de sédiment	[m ² /s]
q_{ss}	: taux de transport de sédiment en suspension	[m ² /s]
q_{sb}	: taux de transport de sédiment par charriage	[m ² /s]
q_r	: débit relatif	[-]
H_w	: hauteur de la houle	[m]
T_w	: période de la houle	[s]
f_c	: coefficient de frottement du courant marin	[-]
A	: cambrure de la houle	[-]
f_w	: coefficient de frottement de la houle.	[-]
f_{cw}	: coefficient de l'interaction entre le courant et la houle	[-]
s	: densité relatif du sédiment	[-]
d_{50}	: diamètre médian du sédiment	[m]
d^*	: diamètre sédimentologique	[-]
z_b	: hauteur de référence	[m]
h	: hauteur de la mer	[m]
R	: nombre de Reynolds	[-]
C	: coefficient de traînée	[-]
k	: constante de Karman	[-]
k_t	: dispersion turbulente de la mer	[m ² /s]
U	: vitesse de l'écoulement (turbulent, ou laminaire)	[m/s]
U_c	: vitesse moyenne du courant marin	[m/s]
U_w	: vitesse orbitale de la houle au fond de la mer	[m/s]
u_w	: vitesse d'une période de la houle	[m/s]
$u(t)$: vitesse instantanée du mouvement	[m/s]
W_s	: vitesse de chute des sédiments	[m/s]
u^*	: vitesse de frottement hydrodynamique	[m/s]
F	: force de frottement hydrodynamique	[N]
Fe	: flux des sédiments érodés	[kg / (m ² .s)]
Fd	: flux des sédiments déposés	[kg / (m ² .s)]
P	: poids apparent du sédiment	[N]
g	: intensité gravitationnel	[m ² /s]
k_s	: rugosité du lit	[m]
z_b	: hauteur de la zone d'équilibre entre le charriage et la suspension	[m]
R	: nombre de Reynolds du sédiment	[-]

Lettres grecques

ρ	: densité de la mer	[kg/m ³]
ρ_s	: densité du sédiment	[kg/m ³]
Φ_{Ri}	: nombre de Richardson	[-]
$\bar{\sigma}_c$: nombre de Schmidt	[-]
ν	: viscosité cinématique de la mer	[m ² /s]
μ	: viscosité dynamique de la mer	[kg/(m.s)]
ν_f^t	: viscosité turbulente de la mer	[m ² /s]
φ	: angle que fait la direction de la houle et celle du courant	[rd]
α	: pente du fond de la mer	[rd]
τ_b	: contrainte de cisaillement du fond	[N/m ²]
τ_c	: contrainte de cisaillement dû au courant marin	[N/m ²]
τ_{cr}	: contrainte de cisaillement critique de mise en mouvement des sédiments	[N/m ²]
τ_d	: contrainte de cisaillement critique de déposition du sédiment	[N/m ²]
τ_w	: contrainte de cisaillement dû à la houle	[N/m ²]
τ_{cw}	: contrainte de cisaillement de l'interaction entre le courant et la houle	[N/m ²]
τ_{cf}	: contrainte de cisaillement total dû par le courant seulement	[N/m ²]
α_{cw}	: constante d'interaction courant-houle	[-]
ϵ_b	: paramètre d'interaction courant-houle	[-]
ϵ_s	: paramètre caractérisant la suspension	[-]
μ_c	: paramètre décrivant le ride dû au courant marin	[-]
θ	: paramètre adimensionnel de Shields	[-]
θ_c	: paramètre de Shields lié au courant marin	[-]
Φ	: paramètre caractérisant le transport par charriage	[-]
θ_{cr}	: paramètre de Shields critique de mise en mouvement des sédiments	[-]

LISTE DES FIGURES

Tableau VI-1: correspondance entre la vitesse moyenne du courant et les coefficients A et m.....65.....	11
Tableau VI-2: correspondance entre les coefficients a, b, c et la taille du sédiments en mm.....67.....	11
Tableau VI-3: correspondance entre les coefficients A, m et le temps en second.....72.....	11
Tableau IV-4 : correspondance entre le coefficient A, l'exposant n et la taille du sédiment... ..74.....	11
Figure I-1 : classification des sédiments par taille selon l'échelle de Wentworth [8].....	7
Figure I-2 : profile de la vitesse de l'écoulement turbulente. Obtenue à partir de la formule (I-7), $u^*=0.071\text{m/s}$ $K_s=2d_{50}$ (d_{50} =diamètre médiane du sédiment ; pris égale à 0.25mm).....	11
Figure I-3 : exemple d'image d'une vague (A : en déferlement. B : à l'approche de la côte) [21]	16
Figure I-4: Image mixte : traduisant la direction de propagation de la houle sur le rivage.....	17
A: extrait du document « Transport du Sédiment Marin » [16].....	17
B : extrait du document « A l'approche du rivage » [22].....	17
Figure I-5 : évaluation de la vitesse de frottement en fonction de la taille du sédiment pour différentes zones de transports [16].....	18
Figure I-6: image traduisant les modes du transport de sédiment à l'approche des côtes. [23]..	18
Figure I-7 : comparaison entre différentes formules du transport par charriage.....	21
Figure I-8 : Schéma traduisant les différentes directions du transport par charriage.....	23
Figure I-9 : image exprimant les différents types du fond marin induit par le transport des sédiments [26]	29
Figure I-10 : Résumé de la situation sur le transport de solide dans le milieu marin et à l'approche du zone côtier en principe.....	30
Figure II-1: évaluation de la contrainte de cisaillement de la houle et du courant, pour $f_c=0.05$; $f_w=0.0125$; $\rho=1025\text{kg/l}$	32
Figure II-2 : contrainte de cisaillement exercé par la mer pour différentes valeurs de la contrainte maximum du fond.....	32
Figure II-3 : variation de la turbulence en fonction de la hauteur de la mer pour différentes valeurs de la vitesse du frottement du fond marin $h=1.5\text{m}$ $k=0.41$	33
Figure II-4 : Schéma traduisant le mode de transport de sédiment en suspension.....	34
Figure II-5 : schéma de la zone littorale.....	36
Figure II-6 : Profile de la concentration verticale des sédiments en suspension. $d_{50}=0.25\text{mm}$, $W_s=0.015\text{m/s}$ $C_b=0.0086\text{kg/l}$ $z_b=2d$, $u^*=0.071\text{m/s}$	39
Figure II-7 : Schéma exprimant les interactions entre le courant et la houle	41
Figure II-8 : schéma définissant le domaine d'étude du transport par charriage.....	44
Figure III-1 : schéma descriptif du domaine d'étude.....	52
Figure III-2 : schéma descriptif du processus de la résolution.....	53
Figure IV-1 : vision globale des résultats obtenus lors de la résolution numérique de l'équation donnant le taux de transport des particules par charriage.	64
Figure IV-2 : comparaison entre le taux de transport par charriage obtenu par simulation avec celui de Van Rijn. $U_w=0.9\text{m/s}$, $U_c=0.04\text{m/s}$, $c_b=0.1$, $f_{ct}=0.1$, $f_c=0.01$, $\theta_{cr}=0.05$;.....	65
Figure IV-3 : variation du taux de transport par charriage en fonction du temps ; $d_{50}=1\text{mm}$..	67
Figure IV-4 : variation du taux de transport par charriage en fonction de la vitesse de la houle pour différentes valeurs de la vitesse du courant marin.....	67
Figure IV-5 : variation des coefficients de la fonction de tendance sur q_{sb} en fonction de la vitesse du courant marin.....	69
Figure IV-6 : influence du diamètre sur le taux de transport par charriage	70
Figure IV-7 : variation des coefficients a, b et c en fonction de la taille de la particule en mm..	71

Figure IV-9 : comparaison entre le taux de transport par suspension obtenu par simulation et celui présumé par la formule de Benoit Camenen&Magnus Larson, $\epsilon_s= 0.02$; $U_c=0.12\text{m/s}$.....	74
Figure IV-10 : effet de la taille de la particule sur le taux de transport en suspension pour différentes valeurs du temps	75
Figure IV-11 : effet du temps sur les coefficients A et m.....	76
Figure IV-12: schéma explicitant le processus du transport par suspension à l'instant $t=20\text{s}$; pour différentes valeurs de la taille du granulat.....	77
Figure IV-13 : effet de la taille de la particule sur les variables A et n.....	78
Figure IV-14 : effet de la vitesse de frottement sur le taux de transport en suspension.....	80
Figure IV-15 : influence de la vitesse de frottement sur les paramètres A et B.....	81
Figure IV-16 : influence de la taille du particule sur le taux de transport.....	82
Figure IV-17 : influence de la taille sur le transport de sédiment pour une interaction entre le courant et la houle [25].....	84
Figure IV-18 : comparaison entre nos résultats et le modèle de Bailard.....	85
$U_c /U_w=0.06,\varphi=1\text{rd},[12];, T_w = 7.2\text{s},\epsilon_b=0.1,\epsilon_s=0.02;[3];h=1.5\text{m}$.....	85
Figure IV-19 : évaluation de la côte Z f au début du processus de la simulation $d_{50}=1\text{mm}$.....	86
Figure IV-20 : évolution de la côte Z f en fonction de x et de z à travers le temps.....	87

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-1 : expression de différentes grandeurs selon le type de l'écoulement.....	14
Tableau I-2 : vitesse du vent telle qu'elle est estimée par Beaufort [6].....	17
Tableau II-1 : quelques expressions des nombres adimensionnels utiles [13].....	34
Tableau VI-1: correspondance entre la vitesse moyenne du courant et les coefficients A et m.....	65
Tableau VI-2: correspondance entre les coefficients a, b, c et la taille du sédiments en mm.....	67
Tableau VI-3: correspondance entre les coefficients A, m et le temps en second.....	72
Tableau IV-4 : correspondance entre le coefficient A, l'exposant n et la taille du sédiment.....	74
Tableau IV-5 : correspondance entre les coefficients A, B et la vitesse de frottement.....	76

INTRODUCTION GENERALE

La zone côtière fait partie des milieux les plus fréquentés de la planète. Selon une statistique faite en 2006 par le DATAR (Délégation à l'Aménagement du Territoire et de l'Action Régionale) en France, près de deux tiers de la population mondiale habitent dans la zone côtière et leur niveau d'occupation est très élevé, soit cinq fois plus que la densité moyenne des terres habitées [1] : Parmi les dix plus grandes villes du globe terrestre, huit se trouvent dans la zone côtière.

De ce fait le milieu littoral est riche en infrastructure, en production, et en urbanisation. Cette vision montre la place qu'occupe l'espace littoral au sein des activités humaines, comme lieu d'échange touristique, économique et socio culturel.

Ce mouvement d'envahissement de la zone côtière s'intensifie au jour le jour et le milieu est devenu par conséquent une zone d'acheminement, d'aboutissement, et de stockage des déchets entropiques [2]. Ceci provoque le recule des plages, la pollution chimique, bactériologique, thermique, et favorise enfin les activités hydro sédimentaires.

Le cycle des sédiments débute en général par le processus **d'érosion**, par lequel des particules ou fragments sont arrachés aux matériaux rocheux sous l'action des agents d'érosion [3]. Dans le cas du milieu marin cette activité est assurée par les phénomènes *de marée, des courants marins littoraux et des vagues*.

Le matériau est prêt à être transporté une fois délogé. Le processus de **transport** débute par un système de *roulade* dans le fond marin et dans *le cours d'eau* ; et ceci en fonction des **forces hydrodynamiques** exercées par les agents transporteurs. A savoir les courants marins et les vagues.

Le cycle se termine avec **l'accumulation des sédiments**. Lorsque l'intensité des forces hydrodynamiques n'est pas assez grande pour vaincre le poids des particules, ceux-ci s'immobilisent, s'accumulent [3] pour former les vagues du fond et recharger les plages.

Les sédiments transportés dans l'eau ont divers effets importants ; nous citons :

- **L'effet sur la navigation.**

L'accumulation de sédiments dans les milieux côtiers rend difficile la navigation ; ainsi de temps en temps il faudrait draguer les ports pour faciliter le débarquement des navires.

Sur ce, un moyen pratique pour faciliter la circulation des navires à la proche de la côte, est de construire des fosses marines où les sédiments peuvent s'accumuler naturellement [4]. Une fosse de stockages des matériaux marins se comporte comme un puits des sédiments et celle-ci empêche les

particules sédimentaires d'inonder les lieux de la navigation. Une fois que la fosse est pleine, il est possible d'extraire le sable marin pour ensuite recharger les plages et les dunes marines qui sont soumises à une érosion amplifiée par l'élévation attendue du niveau des mers.

Ces fosses de stockage de matériaux marin ont bien sûr un impact sur les paramètres hydrodynamique de la région où elle est installée. Ainsi il est important d'étudier la vitesse d'accumulation des particules dans les fosses, le temps de remplissage de la fosse, donc il est question d'étudier le taux de transport et d'accumulation des sédiments dans la région portuaire.

- **L'effet sur les pêches et habitats aquatiques [5]**

Les sédiments qui se trouvent dans les milieux marins ou fluviaux ont plusieurs effets directs sur les populations de poissons :

La présence de sédiments en suspension réduit le taux de pénétration de la lumière dans l'eau de mer, or certaines espèces aquatiques ont besoin d'une lumière suffisante pour leur survie. Donc la réduction de la lumière peut entraîner la disparition de ces espèces et provoque enfin un déséquilibre du réseau trophique marin.

La présence de grandes concentrations de sédiments en suspension irrite les branchies des poissons et peut entraîner leur mort

Les sédiments peuvent détruire la muqueuse protectrice couvrant les yeux et les écailles des poissons, ce qui rend ceux-ci plus vulnérables aux différentes maladies.

Les particules sédimentaires absorbent la chaleur du soleil et entraîne une croissance de la température de l'eau, cette croissance de la température peut causer un changement climatique au niveau du milieu aquatique et par conséquent les habitats aquatiques seront facilement exposés aux émissions de gaz à effet de serre.

La présence de sédiments en suspension en grande concentration peut déloger les plantes, les invertébrés et les insectes du lit marin. Cette présence peut avoir un effet sur les sources d'aliments des poissons et réduire leur taille et leur nombre.

Les sédiments, en s'accumulant, peuvent enfouir et étouffer les oeufs de poisson.

Les particules sédimentaires peuvent transporter des composés agricoles et industriels toxiques. Si ces derniers sont relâchés dans l'habitat, elles peuvent entraîner des malformations des poissons ou même leur mort.

- **L'effet des substances chimiques et toxiques**

Les substances chimiques toxiques peuvent se fixer aux particules sédimentaires ou être absorbées par celles-ci, puis transportées et déposées dans un autre milieu. Ces polluants peuvent plus tard être libérés dans l'environnement marin. Ces polluants présentent un danger pour la production des algues marines et aux récifs coralliens.[6] Les récifs coralliens qui se développent le plus rapidement sont généralement ceux qui sont situés dans des aires marines protégées et dans des eaux côtières où les niveaux de pollution sont moins importants.

Par l'étude de la quantité, de la qualité et des caractéristiques des sédiments dans les cours d'eau, les chercheurs et ingénieurs peuvent déterminer les sources et évaluer l'impact des polluants sur le milieu aquatique. Lorsque les sources et les répercussions sont connues, il est possible de prendre des mesures pour réduire les polluants. Des rapports entre substances chimiques toxiques et sédiments constituent en fait une question d'importance radicale dans notre vie quotidienne.

Le développement des zones côtières est désormais étroitement dépendant d'une intégration des problématiques environnementales et de leur bonne gestion. C'est la raison pour laquelle partout dans le monde des organismes régionales et internationales s'engagent dans une politique à long terme de conservation, d'aménagement, de protection et de mise en valeur de leurs espaces littoraux. Ainsi dans la région de l'Océan Indien naît le PROGECO (Organisation de Protection des Zones Côtières de la région de l'Océan Indien). Vu son importance, la faculté des sciences de l'université d'Antananarivo a jugé utile de porter sa contribution pour le développement du milieu

Ce mémoire intitulé « simulation du transport des sédiments côtiers » est le fruit des travaux effectués au laboratoire de rhéologie des suspensions, dans le département de physique à la faculté des sciences de l'université d'Antananarivo, sous la direction du professeur Adolphe Andriamanga RATIARSON. Il est constitué de quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré au rappel des processus de mise en mouvement et au mécanisme de transport des sédiments dans le milieu marin. On parle des différents phénomènes et écoulements qui influent une particule sédimentaire dans l'eau de mer.

Le deuxième chapitre fournit des expressions mathématiques décrivant la simulation du transport de sédiments côtiers.

Deux modes de transport sont étudiés : le transport des sédiments en suspension et le transport des sédiments par charriage.

On a un transport d'une particule en suspension, si la particule transportée reste toujours suspendue dans la cours d'eau sous l'effet de la turbulence.

Le transport par charriage est un mode de transport selon lequel la particule transportée reste toujours en contacte avec le fond du lit.

Pour réaliser la simulation de ces deux modes de transport des particules, nous avons procédé de la manière suivante :

- Le transport en suspension est traité à partir d'une équation d'advection diffusion avec l'hypothèse que la concentration des sédiments en suspension suit un traceur passif. Les grandeurs caractéristiques du tourbillon sont exprimées par des formules empiriques.

- Le charriage est traité à partir de l'équation d'Exner en optant que :

- 1 les processus d'érosion et de dépôt des sédiments en suspension se fait simultanément.
- 2 la vitesse du déplacement des vagues du fond est celle du mouvement de l'interaction d'un courant permanent et d'une houle asymétrique.

Finalement nous allons étudier l'évolution du fond marin suite à l'activité d'entassement et de consolidation des matériaux sédimentaires dans le fond.

Le troisième chapitre est consacré à une résolution numérique avec Matlab des modèles prédéfinis et choisis pour la simulation du transport des sédiments.

Le quatrième chapitre présente les résultats de la simulation, de l'évolution du fond et les interprétations afin de mieux comprendre le processus hydrodynamique lors du transport des sédiments en milieu côtière et l'évaluation dans le temps de l'activité d'accumulation et de formation du lit marin.

Une conclusion générale servira finalement de synthèse pour clore la présentation du travail

I : MECANISME DU TRANSPORT DES SEDIMENTS MARINS

Les sédiments marins sont soumis aux mouvements des marées, des courants marins et de la houle. Ils sont ensuite transportés du large vers les côtes.

Le but de ce chapitre préliminaire de notre travail est de définir :

- *Les différentes catégories des sédiments et des écoulements de l'univers marin*
- *les différentes forces qui influent le mouvement des sédiments dans la mer.*
- *Les différents modes selon lesquels les particules sont transportées*
- *Et enfin les différents phénomènes responsables du transport*

I-1 LES SEDIMENTS MARINS

Les sédiments sont issus de l'altération des formes continentales superficielles et de l'activité biologique in situ, etc.

L'altération constitue l'ensemble des mécanismes qui libèrent les particules des roches et soustraient les éléments dissous à la surface terrestre.

La sédimentation est définie comme le processus de séparation sous l'influence de la pesanteur et de la force de frottement d'une phase déposée solide ayant une densité plus grande que la phase fluide qui le contient [7]. La phase solide est constituée par des petites particules de taille de l'ordre du mm. Ces particules sont parfois agglutinées les unes des autres ; mais la plus part du temps les particules sont distantes les unes des autres et les interactions entre particules sont généralement faibles, ces interactions augmentent si la distance inter particulaire diminue.

I-2 PROVENANCE ET NATURE DES SEDIMENTS MARINS

Les provenances des sédiments marins sont différentes :

- Le sable de mer provient de la destruction des roches aquatiques par les courants marins et les forces des marées. Il est aussi composé de silice et de minéraux lourde ainsi que des fragments coquillés de calcaire
- Les galets et les boues viennent des côtes. Et la destruction des coquillages est responsable de fractions coquillées des sables
- Les limons et les vases dont la taille est trop faible proviennent des poussières, des particules micro biologiques et minérales

Les sédiments marins sont de nature très variée selon le type de solide dont ils proviennent et sont dominés généralement par les sables silicates, les quartz, les minéraux argileux et les carbonates d'origine biogénique.

Selon CHAUCHAT (2007) [1], le spectre granulométrique est très étendu, depuis les fines poussières jusqu'aux gigantesques blocs ; et les sédiments ont des formes très variées : ils sont curvilignes, allongés, aplatis ou en feuillets mais rarement sphériques. Ces formes compliquent beaucoup la mesure de la taille des particules et introduisent des incertitudes. L'analyse des tailles fait appel à une échelle partagée en classe granulométrique, dont la progression est géométrique par commodité historique. La progression la plus utilisée est celle de *Wentworth* pour la quelle chaque classe correspond à un diamètre du double ou de la moitié de la classe voisine (cf. figure I-1)

De plus on distingue deux configurations de sédiments [1] [7] [8] :

-les sédiments cohésifs

-les sédiments non cohésifs

En milieu aqueux contenant de sel dissout, les particules se ressemblent en flacon de 0.5à1.5mm et sédimentent avec des vitesses beaucoup plus grandes (environ 10à1000fois) que lorsqu'elles ont été séparées. Ce phénomène porte le nom de floculation ; il varie en fonction de la concentration des particules. Lorsque la concentration devient trop forte les grains se gênent dans leur chute et la vitesse de chute diminue. On dit dans ce cas que les *sédiments sont cohésifs*. Ces vitesses de chute sont également très grandes en écoulement turbulent qu'en écoulement laminaire

On note que ces genres des particules ont des diamètres sédimentologiques individuellement petits.

Dans le cadre de notre étude nous nous intéressons particulièrement aux sédiments de taille supérieure ou égale à 0.0625mm. Ce genre de grains peuvent être soumis à des forces d'interaction qui leurs permettent de bouger indépendamment les uns des autres.

Ils portent donc le nom de *sédiments non cohésifs*

La figure I-1 nous donne la classification des sédiments par taille selon l'échelle de Wentworth

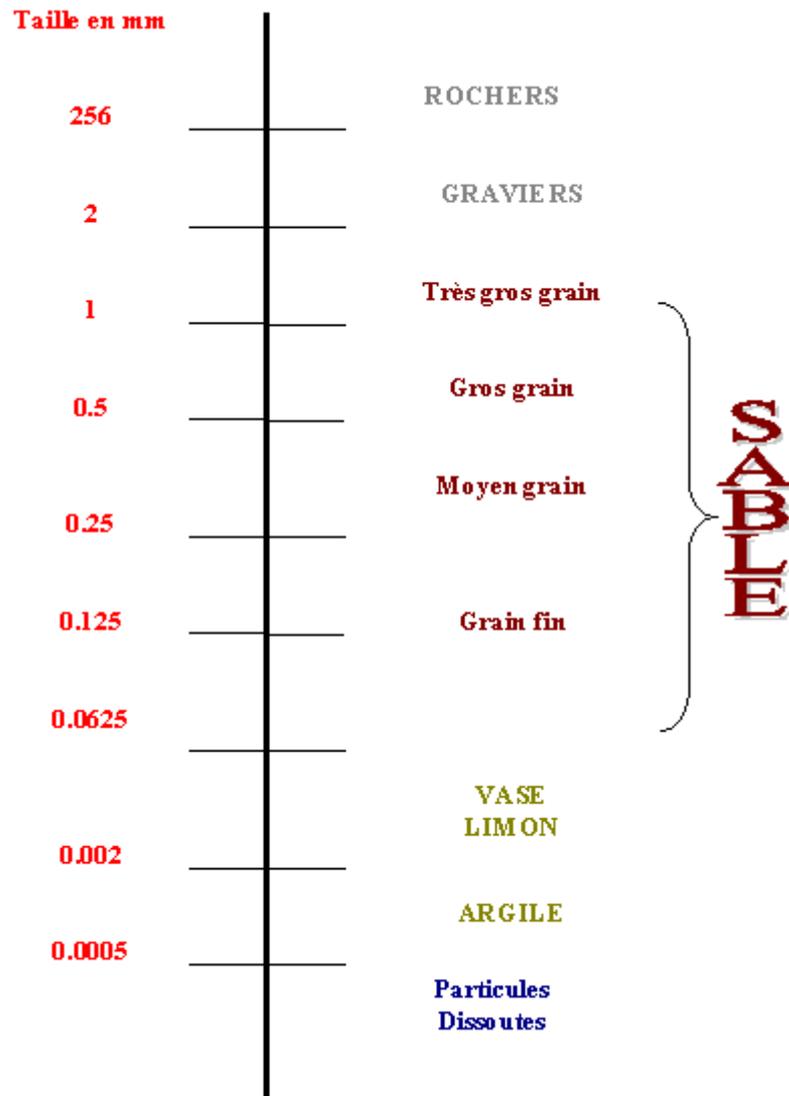


Figure I-1 : classification des sédiments par taille selon l'échelle de Wentworth [8]

I-3 DYNAMIQUE DU TRANSPORT DES SEDIMENTS

Les marées et les vagues génèrent des courants marins qui interagissent avec la houle pour créer le mouvement global et le transport des sédiments côtiers. Ce transport de sédiment s'effectue de différentes façons selon plusieurs paramètres :

- la nature du sédiment qui met en évidence la masse volumique ρ et la forme géométrique du sédiment
- la nature du fluide qui fait intervenir la viscosité ν et la masse volumique ρ_s du fluide
- les variations des profondeurs.

Une particule sédimentaire se comporte de manière différente selon la situation où elle se trouve :

- En suspension dans la colonne d'eau

- En contact avec le fond de la mer
- En zone d'équivoque.

I-3-1 LES ECOULEMENTS MARINS

La force de l'écoulement se décompose en une force de flottabilité verticale ascendante et une force de frottement de l'eau sur les sédiments, horizontale dans le sens de l'écoulement. Pour qu'il y ait transport de sédiment il faut que cette force soit suffisante pour compenser à la fois la force gravitationnelle à laquelle les sédiments sont soumis et la force de frottement des sédiments en contact avec le fond [8].

Ainsi on distingue deux types d'écoulement :

Écoulement laminaire agissant avec les sédiments en contact avec le fond et l'écoulement turbulent au dessus du fond de la mer.

Il existe une couche visqueuse très fine qui s'étend entre 1 et 10mm juste au dessus du fond où l'écoulement est ralenti ; c'est une zone de transition appelée **couche limite**.

I-3-2 VITESSE DE L'ECOULEMENT

La vitesse de l'écoulement décroît lorsqu'on se rapproche du fond de la mer ; elle reste constante juste au dessus du fond (cf. figure. I-2). La couche limite est délimitée par le fond et la profondeur à laquelle la vitesse de l'écoulement ne varie plus.

La vitesse varie alors de façon quasi-linéaire vis-à-vis de la vitesse de cisaillement noté u^*

Les sédiments du fond interagissent avec le courant ; entre l'écoulement d'eau et le sédiment, il existe une force de friction. Les sédiments ont pour effet de ralentir l'écoulement. Il se crée alors un gradient de vitesse ; cette différence entre une couche d'eau et la couche immédiatement supérieure s'explique par une contrainte de cisaillement noté τ .

I-3-2-1 Contrainte de cisaillement

Soit τ_b la valeur de la contrainte de cisaillement liée directement au gradient de vitesse dans la couche limite, cette valeur représente une grandeur radicale sur l'étude du comportement des particules.

Les équations de Navier Stokes expriment le cisaillement à une hauteur z de la manière suivante :

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \rho (u_{zb} - u) \Rightarrow \tau = \rho \int_0^{zb} \frac{\partial (u_{zb} - u)}{\partial t} dz$$

où U_{zb} est la vitesse à la limite supérieure de la couche visqueuse, zb la hauteur de la couche limite et U la vitesse de l'écoulement. [9]

En supposant que la turbulence n'influence pas le cisaillement, cette équation s'intègre et donnent :

$$\tau = \tau_b [\exp(-z/h)] \quad (I-1)$$

Où :

- z représente la position du plan vertical où le phénomène se réalise.
- h représente la hauteur de la mer.
- τ_b représente la contrainte de cisaillement exercée au fond de la mer

1-3-2-2 Evaluation de la contrainte du fond

Plusieurs formules de la littérature estiment la contrainte de cisaillement qui s'exerce au fond de la mer qu'on note τ_b .

- une première approche est de considérer que cette contrainte de cisaillement est liée au gradient de la vitesse de l'écoulement par la relation :

$$\tau_b = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (I-2)$$

Lorsque on est au dessous de la couche limite, l'écoulement est laminaire.

Lorsqu'on est au dessus de la couche limite, l'écoulement est turbulent.

Donc le gradient de la vitesse change selon la profondeur au cours de la sédimentation.

Généralement la contrainte du fond est liée par la vitesse de frottement u^* par la relation :

$$\tau_b = u^{*2} \rho \quad (I-3)$$

avec ρ la masse volumique de la mer.

u^* est homogène à une vitesse ; il représente la valeur de la vitesse de frottement pour une hauteur donnée mais il n'a pas de sens physique réel.

- Une deuxième approche est de considérer que la contrainte du fond représente un paramètre exprimant l'énergie qui se produit lors des frottements entre fluide- particule et elle prend cependant la forme suivante :

$$\tau_b = \frac{1}{2} L V^2 \quad (I-4)$$

où L est une constante définissant un paramètre du frottement et V l'expression d'une vitesse [9].

- Si l'énergie est produite par le mouvement du courant, la contrainte de cisaillement qui va être ressentie par les particules au fond de l'eau est donnée par :

$$\tau_c = \frac{1}{2} \rho f_c U_c^2 \quad (I-5)$$

Où f_c et U_c sont respectivement le coefficient de frottement et la vitesse du courant.

- Si l'énergie est produite par le mouvement orbital de la houle au fond de la mer, la contrainte qui va être ressentie par les particules est donnée par :

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho f_w U_w^2 \quad (I-6)$$

Où f_w et U_w sont respectivement le coefficient de frottement et la vitesse de la houle.

Généralement la vitesse du courant marin est faible par rapport à la vitesse de la houle. A tout instant

$$\frac{U_c}{U_w} < 0.05 \quad [10].$$

Tout modèle établi jusqu'alors définissant le phénomène de la sédimentation fait intervenir toujours cette contrainte de cisaillement du fond.

1-3-2-3 Enoncé des vitesses des écoulements

D'après ce qui précède on s'aperçoit que nous n'avons pas pu évaluer la vitesse juste au dessus des sédiments car la vitesse de la couche limite ne varie pas de façon linéaire mais plutôt constante.

On définit qu'au delà de la couche limite (région turbulente) le profil de vitesse de l'écoulement varie de façon logarithmique [11] [12] et l'expression la plus utilisée est la suivante :

$$U = \frac{u^*}{k} \log\left(\frac{30z}{K_s}\right) \quad (I-7)$$

où K représente la constante de Karman prise égale à 0.41 et K_s la rugosité du lit de la mer (elle est prise souvent égale à l'épaisseur de la couche limite)

Pour les écoulements permanents et uniformes (région laminaire) la vitesse de l'écoulement est donnée par la relation suivante :

$$U = 6.67u^* \left(\frac{d}{h}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (I-8)$$

La figure I-2 donne la vitesse de l'écoulement en régime turbulent. Cette vitesse tend vers zéro lorsque on se rapproche du fond de la mer. Elle croît d'une manière logarithmique lorsqu'on se rapproche de la surface libre.

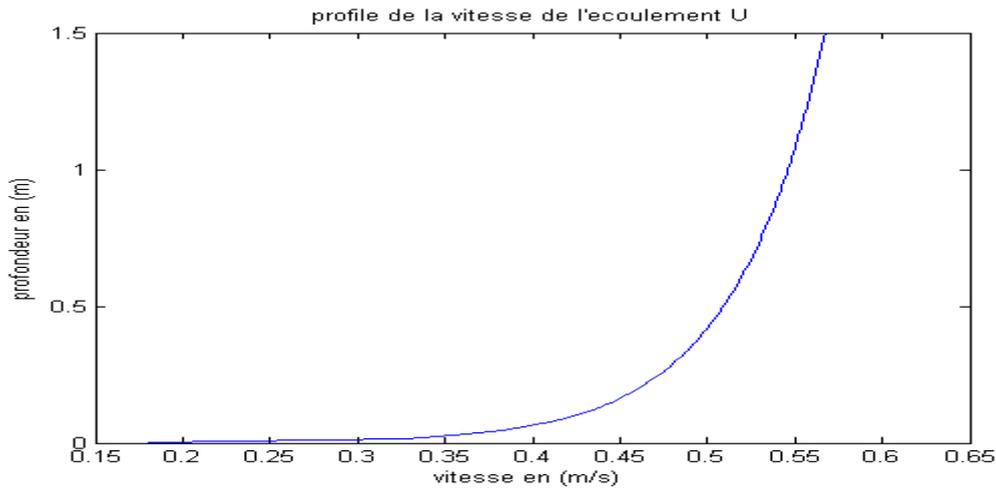


Figure I-2 : profil de la vitesse de l'écoulement turbulente. Obtenue à partir de la formule (I-7), $u^*=0.071m/s$ $Ks=2d_{50}$ (d_{50} =diamètre médiane du sédiment ; pris égale à 0. 25mm)

I-3-3 VITESSE DE CHUTE DES SEDIMENTS

La vitesse de chute ou vitesse de décantation fait parti des paramètres les plus importants pour la description du transport des sédiments

La vitesse de décantation W_s , est définie comme la vitesse constante d'une particule en sédimentation. Elle dépend de la taille du grain, de la densité relative notée s , de la forme et du coefficient de viscosité dynamique du fluide ν . [9]

Une particule solide de masse m de diamètre d qui sédimente, est soumis à trois forces :

- le poids vertical dirigé vers le bas.
- La poussée d'Archimède verticale dirigée vers le haut
- Les forces de frottements hydrodynamiques exercées sur la particule par le fluide que l'on appelle couramment force de traînée.

La pesanteur et la poussée d'Archimède constituent le poids apparent noté P . définie comme :

$$P = \frac{\pi}{6} (\rho_s - \rho) g d^3 \quad [9] [13] \quad (I-9)$$

La force hydrodynamique résultante est notée

$$F = \frac{1}{2} c W_s^2 \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \quad [9] [13] \quad (I-10)$$

10)

où c est le coefficient de traînée. A l'équilibre, ces deux forces donnent la vitesse de décantation

$$W_s = \sqrt{\frac{4(s-1)gd}{3C}} \quad (\text{I-11})$$

11)

Où :

- s représente la densité relative de la particule et s'écrit de la manière suivante :

$$s = \rho^s / \rho \quad (\text{I-12})$$

12)

- g est l'intensité de la pesanteur.

- C est le coefficient de traînée.

Le coefficient de traînée dépend uniquement du nombre de Reynolds lié au grain. Ce nombre de Reynolds noté R a pour expression :

$$R = \frac{W_s d}{\nu} \quad (\text{I-13})$$

13)

Le diamètre sédimentologique de la taille du sédiment par rapport à la turbulence est la suivante :

$$d^* = \left[\frac{(s-1)g}{\nu^2} \right]^{1/3} d \quad (\text{I-14})$$

Il est dit que :

- si $R < 1$ on a $C = 24R$ et finalement on trouve $R = \frac{18}{d^{*3}}$ (I-15)

15)

Dans ce cas on dit qu'on est dans un domaine d'écoulement laminaire. Ainsi la vitesse de sédimentation est donc :

$$W_s = \frac{(s-1)}{18\nu} gd^2 \quad (\text{I-16})$$

- si $R > 1000$; C est strictement constante égale à $4/9$

C'est le cas de l'écoulement turbulent. On peut alors dire que la vitesse de décantation en régime turbulent est beaucoup plus importante qu'en régime laminaire. Soit

$$W_s = \sqrt{3(s-1)gd} \quad (\text{I-17})$$

17)

En régime turbulent ; un sédiment chute beaucoup plus vite qu'en régime laminaire.

En conséquence, la vitesse de sédimentation augmente avec la différence de masse volumique particule-fluide $\rho_s - \rho$, l'accélération de la pesanteur g (ou centrifuge ω^2) et le diamètre de la particule (son carré en régime laminaire). La vitesse de sédimentation diminue lorsque la viscosité du milieu augmente, ou encore lorsque le diamètre des particules diminue. Les particules de plus gros diamètre sédimentent plus rapidement que les particules de petit diamètre.

Pour un nombre de Reynolds intermédiaire, on est dans une zone de transition ; la loi qui lie le coefficient de traînée et le nombre de Reynolds est très complexe mais peut être approximée par une proportionnalité entre C et $R^{-0.5}$

Un modèle empirique généralisant la situation sur la vitesse de chute a été édité [14] [15] ; il s'agit de la formule de Van Rijn (1984) :

$$W_s = 10 \frac{v}{d} \left[\left(1 + \frac{0.01(s-1)gd^3}{v^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (I-18)$$

I-3-4 SEUIL ET MISE EN MOUVEMENT DES SEDIMENTS [16]

Soit F_1 la force qui immobilise les grains ; composée d'une force de frottement et le poids apparent de la particule P.

F_2 la force hydrodynamique liée au cisaillement qui s'applique sur l'aire $\pi \frac{d^2}{4}$

F_2 peut prendre la forme suivante :

$$F_2 = \tau_b \pi \frac{d^2}{4} \quad (I-19)$$

Soit R^* le Nombre de Reynolds du grain lié au frottement entre l'écoulement et le fond marin

$$R^* = \frac{u^* d}{\nu} \quad (I-20)$$

L'introduction de R^* dans l'expression (I-19) donne :

$$F_2 = \frac{\pi}{4} \rho \nu^2 R^{*2} \quad (I-21)$$

La mobilisation des particules se produit lorsque les deux forces s'équilibrent. On dit alors qu'on atteint la valeur critique de cisaillement.

TABLEAU RECAPITULATIF

Dans ce tableau nous avons fait une récapitulation sur tout ce que nous venons d'étudier. Il présente les expressions de quelques grandeurs qui interviennent sur le transport des sédiments pour chaque type d'écoulement.

grandeurs écoulements	VITESSE DE CHUTE DES PARTICULES W_s	VITESSE HYDRODYNAMIQUE U	CONTRAINTES DU FOND MARIN τ_b
TURBULENT	$\sqrt{3(s-1)gd}$	$\frac{u^*}{k} \log\left(\frac{30z}{K_s}\right)$	$\mu \frac{\partial u}{\partial z}$
LAMINAIRE	$\frac{(s-1)}{18\nu} gd^2$	$6.67u^* \left(\frac{d}{h}\right)^{\frac{1}{6}}$	$u^{*2} \rho$

Tableau I-1 : expression de différentes grandeurs selon le type de l'écoulement

I-4 PHENOMENES RESPONSABLES DU TRANSPORT DES SEDIMENTS MARINS

I-4-1 LES COURANTS MARINS

Les courants qui règnent sur le littoral sont de plusieurs types et d'origines diverses [17].

Ils correspondent à des déplacements permanents de masse d'eau sur des longues distances et exercent une influence primordiale sur le transport et la dispersion des particules de petite taille dans l'eau de mer.

On distingue les courants océaniques et les courants littoraux. Nous allons citer quelques types de courant littoraux :

I-4-1-1 Les courants de marées

Les marées sont entraînées par des oscillations ondulatoires au niveau de la mer. Ces oscillations s'accompagnent des mouvements horizontaux de masse que l'on appelle des courants de marées.

La vitesse des courants présente, comme la hauteur d'eau, un caractère sinusoïdal.

Sur la crête de l'onde (flot), le mouvement du courant des marées est dirigé dans le sens de la propagation de l'onde; dans le creux (jusant), le mouvement du courant des marées se dirige dans le sens inverse de la propagation de l'onde sinusoïdale

Près des côtes ; les courants dépendent fortement de la topographie. Lorsque l'onde est stationnaire, au moment du flot, le courant s'établit aussitôt après la basse mer et dure jusqu'à l'étale de pleine mer ; au moment du creux, le courant commence à partir de plein mer et dure pendant toute la baisse avec étale à la basse mer.

Les courants des marées sont faibles et masqués généralement par ceux du vent. Au large, les vitesses sont très faibles (vitesse inférieure à 0.2m/s). ils s'amplifient au fur et à mesure qu'ils

s'approchent du rivage, pour atteindre des vitesses maximums de 0.5 à 0.8m/s en flot et 1.5m/s en jusant

I-4-1-2 Les courants dus au vent

C'est en fait le facteur dominant, que ce soit le courant de dérive généré par le vent (induit par la tension du vent sur la surface de l'océan) ou le courant résultant des effets de la houle arrivant sur la rivage. Les courants qui dérivent directement du vent sont d'autant plus importants quand le vent souffle parallèlement aux isobathes, alors que ceux qui dérivent de la houle ont des vitesses qui varient entre 1 à 1.5m/s

I-4-1-3 La dérive littorale

Les vagues arrivent en général sur le rivage avec une certaine direction qui explique l'existence, entre les lignes de déferlement et le trait de côte, d'un courant parallèle au littoral.

Ce courant joue un rôle important dans l'évolution des rivages, en particulier quand il s'agit de plage, et sa connaissance est essentielle pour l'étude des sédiments marins

1-4-2 LES VAGUES ET LA HOULE

Les vagues sont des ondes de gravité de surface : il s'agit donc d'oscillation de l'interface air-eau qui est maintenue par un échange entre énergie cinétique et énergie potentielle gravitationnelle.

On appelle vague les ondes qui sont directement ou indirectement générées par le vent. Ces oscillations sont généralement irrégulières et la période T de chaque vague, est généralement inférieure à 30 secondes [18].

Cependant on s'aperçoit avec étonnement qu'à mesure que la force du vent augmente 'les vagues s'allongent et deviennent plus planes, en particulier loin des côtes qui leur apportent des perturbations.

La profondeur de l'eau est un facteur qui influe le mouvement du courant à l'approche de la côte

. Lorsque la profondeur devient inférieure à la moitié de la hauteur du vague il se produit le phénomène de déferlement : les vagues se brisent et provoquent sur les côtes le ressac ou mouvement de retour [18] [19]. La formation des vagues littorales génère la houle et cette dernière favorise la mise en suspension des sédiments qui sont ensuite transportés par les courants moyens [20]

A

B



Figure I-3 : exemple d'image d'une vague (A : en déferlement. B : à l'approche de la côte) [21]

La houle est un phénomène ondulatoire de surface à l'origine de la formation des vagues.

Elle est engendrée par le frottement des vents à la surface de l'océan. La houle dépend de la vitesse et de la durée des vents (tableau) ainsi que de l'étendue de la surface océanique sur laquelle les vents s'exercent.

La houle est caractérisée par sa période ; et son nombre d'onde

- à la surface libre elle se distingue par son amplitude, et sa longueur d'onde.
- Au fond elle est évaluée à partir de sa vitesse orbitale notée U_w

La houle influence le mouvement des sables le long de rivage. Tout d'abord il faut tenir compte de l'angle d'attaque de la houle sur la ligne de rivage. Les vagues arrachent le sable de fond et l'apportent en haut de la plage. Quand la vague se retire, les sédiments sont entraînés suivant la ligne de plus grande pente. Finalement un transport en dent de scie emporte le sable le long du littorale. Les angles d'attaques les plus actifs sont entre 50 et 65°. Les vagues en déferlant avant la plage, peuvent créer une barre. Entre celle-ci et la plage peut s'établir un courant littoral érodant la plage et entraînant un déplacement des masses d'eau parallèle à la plage [16] [19]. Il existe aussi des courants de retours appelés 'rip-carrent' qui glissent sur le fond vers le large. Ceux ci entraînent les sédiments et les déposent loin du rivage.

Beaufort	Vitesse (nœuds *)	Effet	Hauteur probable des vagues (en m)
1	1- 3	Très légère brise	0,1
2	4- 6	Légère brise	
3	7-10	Petite brise	
4	11-16	Jolie brise	1,5
5	17-21	Bonne brise	
6	22-27	Vent frais	4
7	28-33	Grand frais	5,5

8	34-40	Coup de vent	
9	41-47	Fort coup de vent	10
10	48-55	Tempête	12,5
11	56-63	Violente tempête	
12	> 64	Ouragan	

***un nœud = un mille marin/ heure = 1852 m/h**

Tableau I-2 : vitesse du vent telle qu'elle est estimée par Beaufort [6]

A

B

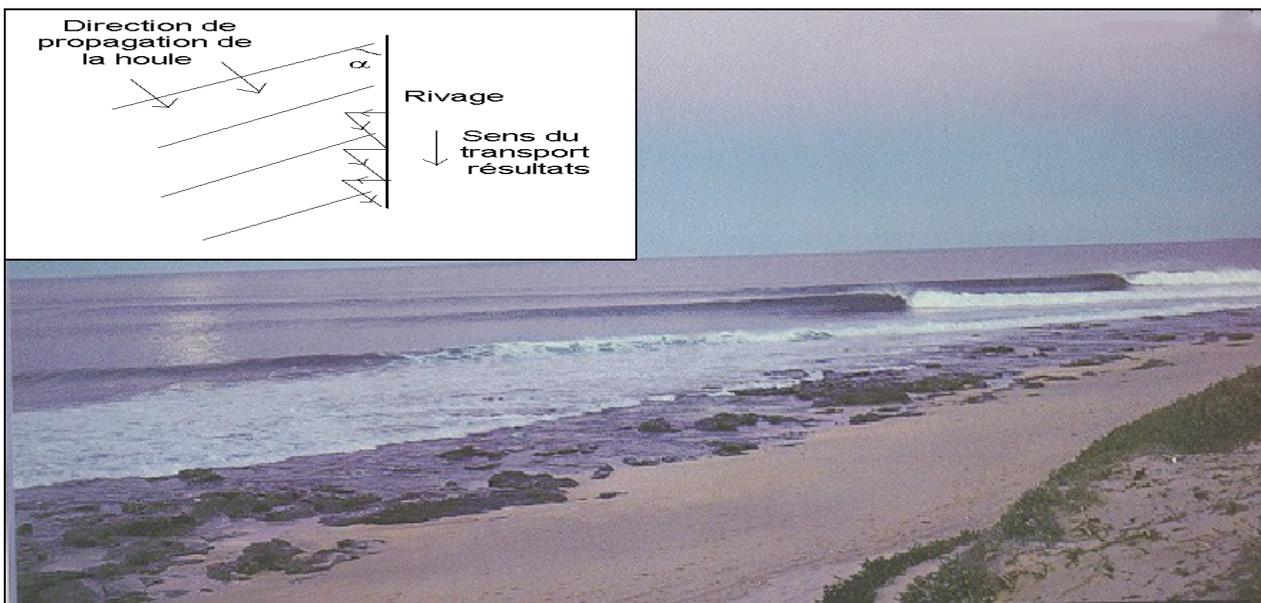


Figure I-4: Image mixte : traduisant la direction de propagation de la houle sur le rivage

A : extrait du document « Transport du Sédiment Marin » [16]

B : extrait du document « A l'approche du rivage » [22]

I-4-3 LES MAREES

Les écoulements marins sont par définition irréguliers et instables à cause des marées.

Après avoir atteint leur vitesse maximale, les courants des marées décèlent et en conséquence les tourbillons du fond ne sont plus assez puissants pour maintenir les particules en suspension : les sédiments se déposent.

Le phénomène de déposition des sédiments dans le fond se réalise lorsque la contrainte tangentielle de dépôt critique τ_{cd} sera atteinte, dans ce cas $\tau_{cd} = \tau_{cr}$.

Lorsque τ_{cd} est atteinte, les sédiments vont alors retomber sur le lit. Mais τ_{cd} dépend de la taille du grain. Les gros retombent dès que la gravité est plus forte que la portance mais ils peuvent rester en suspension au niveau de la couche de charriage grâce à l'action de tourbillons. On en déduit dans ce cas que $\tau_{cd} > \tau_{cr}$.

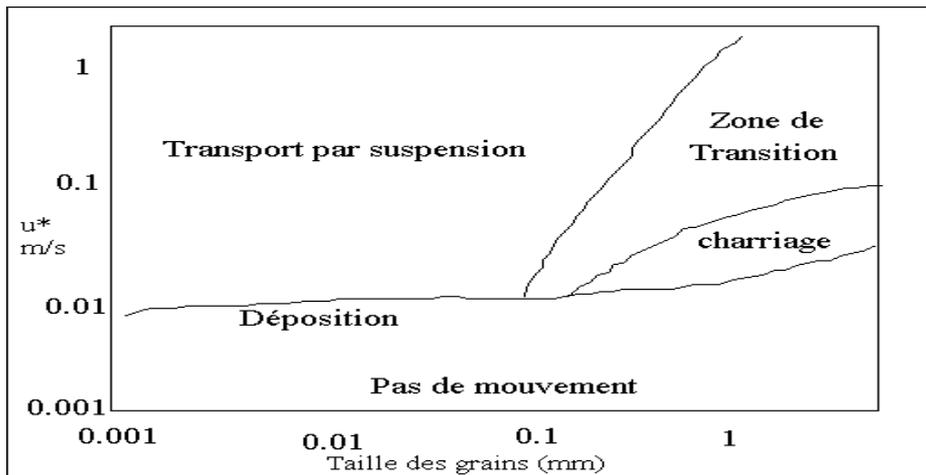


Figure I-5 : évaluation de la vitesse de frottement en fonction de la taille du sédiment pour différentes zones de transports [16]

Il apparaît alors un phénomène de retard de dépôt. Les grains de taille différente ne vont pas atteindre le fond au même moment vu leur différence de vitesse.

Dans ce travail on ne tient pas compte du transport du sable par les marées.

La figure I-5 est obtenue expérimentalement. Elle explique la nature du transport en fonction de la taille du grain et de la vitesse de frottement. Les paramètres utilisés sont la densité de l'eau de la mer égale à 1025 kg/m^3 , la densité des particules de quartz égale à 2650 kg/m^3 à 15°C et g égale à 9.8 m/s^2

I-5 DIFFERENTS MODES DE TRANSPORT

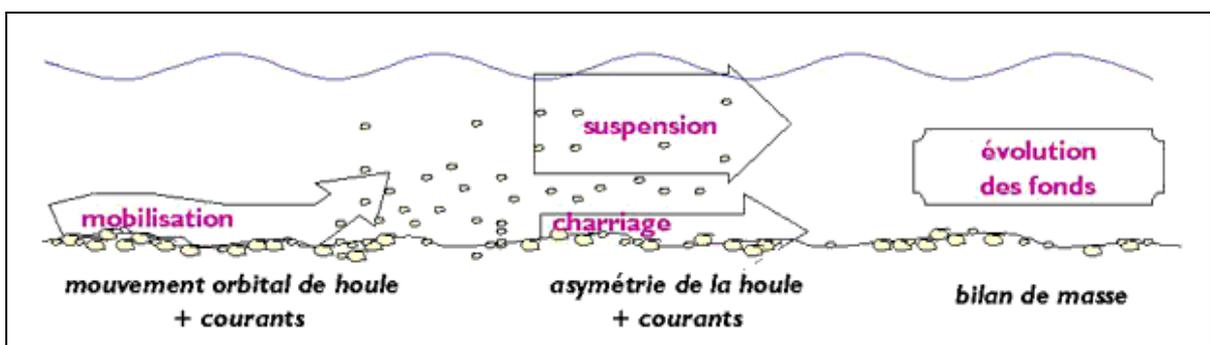


Figure I-6: image traduisant les modes du transport de sédiment à l'approche des côtes. [23]

Il existe trois modes de transport de particule [1] [9] : le roulement ou charriage, la saltation et la suspension. Ces trois modes peuvent être simultanés et les particules concernées par chaque mode dépendent des conditions d'écoulement.

Le transport par charriage concerne les grains de la couche superficielle des sédiments non cohésifs. Les sédiments roulent sur le fond dans le sens de l'écoulement

Le transport par saltation apparaît lorsque le seuil du mouvement est dépassé. L'impulsion fournie par le fluide fait sauter les particules au-dessus du fond suivant une trajectoire balistique. La hauteur maximale atteinte par les grains est de l'ordre de la grandeur du diamètre de celui-ci. Ce mode de transport est quantitativement négligeable.

Transport en suspension se produit lorsque l'écoulement est suffisamment fort pour maintenir en suspension le sédiment sans que celui-ci ne se redépose.

Les particules concernées par ce mode de transport sont les sables les silts et les argiles.

La taille et le poids des particules transportées sont en relation direct avec l'intensité de l'écoulement.

On s'intéresse au transport en suspension et au transport par charriage. Ces deux modes sont paramétrés par la même tension de frottement au fond.

$$\frac{\tau_b}{\rho} = u^{*2} \quad (I-22)$$

Il paramètre la turbulence dans le cas de la suspension et l'écoulement laminaire dans le transport par charriage.

Selon K. Blanckaert [24], le transport par charriage commence pour $u^*/W_s > 0.1$ et le transport en suspension pour $u^*/W_s > 0.4$

L'étude morpho dynamique de ces deux modes de transport fera l'objet des chapitres à venir.

I-5-1 TRANSPORT PAR CHARRIAGE

Dans le cas du courant permanent l'étude est basée sur le concept introduit par Meyer- Peter avec une attention toute particulière sur l'effet de la contrainte de cisaillement critique de mise en mouvement du sédiment.

Le transport solide par charriage est généralement représenté par l'intermédiaire du paramètre adimensionnel [10] [12] [13] [16]:

$$\Phi = \frac{q_{sb}}{\sqrt{(s-1)gd^3}} \quad (I-23)$$

q_{sb} est le débit solide correspondant à la masse de sédiment transporté par unité de largeur du lit mobile, on note que jusqu'à maintenant les opinions des autres divergent sur la modélisation de q_{sb} . Le modèle le plus connu et le plus classique est celui de Meyer-Peter :

$$q_{sb} = \frac{8}{\sqrt{\rho}} (\tau_b - \tau_{cr})^{3/2} \quad (I-24)$$

Où

- τ_b est la contrainte de cisaillement au fond du lit
- τ_{cr} est la valeur critique du cisaillement au delà duquel les particules sont susceptibles d'être transportées.

Nous verrons par la suite d'autres modèles exprimant ce débit solide.

Ainsi de nombreuses formules de transport ont été proposées où le débit solide est directement fonction du paramètre de Shields :

$$\theta_c = \frac{\tau_c}{(\rho_s - \rho)gd} = \frac{\frac{1}{2} f_c U_c^2}{(s-1)gd} \quad (I-25)$$

Avec τ_c la contrainte de cisaillement du courant au fond, f_c le coefficient de frottement et U_c la vitesse moyenne du courant.

- Meyer-Peter et Muler (1945)

$$\Phi = 8(\theta_c - \theta_{cr})^{\frac{3}{2}} \quad (I-26)$$

- Nelson (1992)

$$\Phi = 12\theta_c^{0.5} (\theta_c - \theta_{cr}) \quad (I-27)$$

- Ribberink (1998)

$$\Phi = 11(\theta_c - \theta_{cr})^{1.65} \quad (I-28)$$

- Benoît Camenen et Magnus Larson

$$\Phi = a\theta_c^{1.5} \exp\left(-b\frac{\theta_{cr}}{\theta_c}\right) \quad (I-$$

29)

$$a = 12$$

$$b = 4.5$$

Où θ_{cr} désigne le paramètre de Shields critique au delà duquel le mouvement est amorcé.

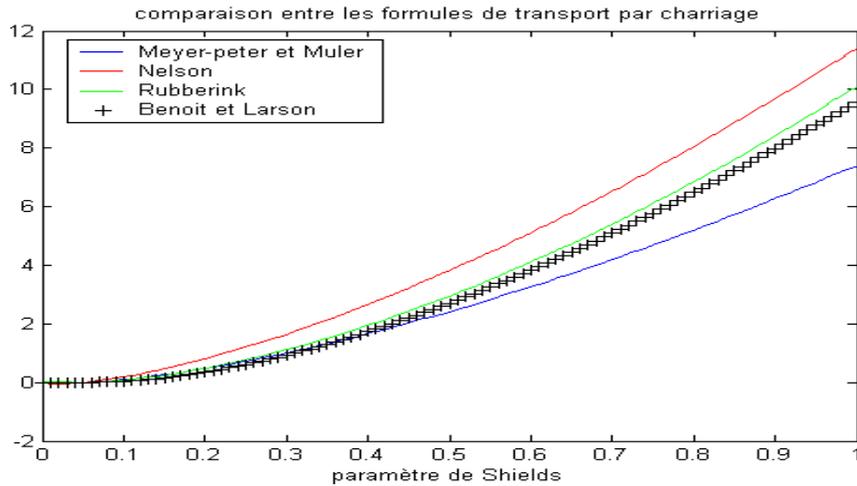


Figure I-7 : comparaison entre différentes formules du transport par charriage

Le paramètre de Shields critique dépend des caractéristiques du fond et du fluide. Pour un fond sableux et de l'eau, il convient de le prendre égale à 0.05 [9] [24]. Comme les sédiments côtiers sont constitués essentiellement par du sable on se contente alors de cette valeurs.

La figure I-7 exprime le transport des particules par charriage en fonction du paramètre de Shields selon différents auteurs. On observe que les quatre courbes présentent un comportement similaire ; c'est-à-dire une prédiction correcte pour des faibles valeurs du paramètre de Shields mais ils présentent une certaine divergence lorsque les paramètres se détachent de la valeur critique du Shields. Il est clair que ces quatre formules ne présument point du transport de solide lorsque $\theta_c < \theta_{cr}$ ceci s'explique du faite que θ_{cr} est fonction de la contrainte de cisaillement critique de mise en mouvement du sédiment τ_{cr} et du diamètre sédimentologique d^* . (Voir I-14)

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_{cr}}{(\rho_s - \rho)gd^*} \quad (I-30)$$

Pour $d^* > 100$; θ_{cr} est quasiment constant et égal à 0.05 ; c'est le cas du sable marin.

Pour $d^* < 20$; θ_{cr} diminue de 0.02 à 0.03 ceci est le domaine des sédiments cohésif ; où la cohésion entre les sédiments fins augmente leur résistance au transport

Entre $20 < d^* < 100$; θ_{cr} augmente entre 0.03 à 0.05, ce qui implique que la contrainte de cisaillement du fond τ_b croît plus que linéaire avec le diamètre du sédiment.

Il est dit que dans le cas particulier où les sédiments ont des diamètres inférieurs ou égaux à 0.2mm ; la sous-estimation induite par l'ensemble des formules parait être due au fait que le transport en suspension n'est pas négligeable [10].

Dans le cas de l'environnement côtier, il est nécessaire de prendre en compte l'effet d'une houle asymétrique et de l'interaction entre houle et un courant afin de permettre une prédiction

correcte du transport solide selon la direction de la houle, et aussi de mieux modéliser la formation de la barre pré littorale.

Plusieurs formules de transport solide par charriage sous la présence d'une houle asymétrique et d'un courant marin permanent ont été présentées par Benoît Camenen et Philippe Larroudé [25] dont plusieurs paramètres interpellant le mouvement combinatoire de la houle et celui du courant ont été mis en jeu.

Nous allons cependant présenter quelques modèles.

- Van Rijn (1989)

$$q_{sb} = 0.25d(d^{-0.3})\left(\frac{\tau_{cf}}{\rho}\right)^{0.5}\left(\frac{\tau_{cw} - \tau_{cr}}{\tau_{cr}}\right)^{1.5} \quad (I-31)$$

- Bijker (1968)

$$q_{sb} = Ad\sqrt{\frac{\mu_c\tau_c}{\rho}}\exp\left(-0.27\frac{(\rho_s - \rho)gd}{\mu_c\tau_{cw}}\right) \quad (I-32)$$

32)

Avec :

A : paramètre de cambrure de la houle

μ_c : paramètre des rides marines

τ_c : contrainte de cisaillement due par le courant seulement

τ_{cw} : contrainte de cisaillement due par l'interaction entre le courant et la houle

τ_{cf} : contrainte de cisaillement total due par le courant seulement

τ_{cr} : contrainte de cisaillement critique de mise en mouvement des sédiments

$$\mu_c = \left(\frac{f_{ct}}{f_c}\right)^{3/2} \quad (I-33)$$

Avec :

f_{ct} : coefficient de frottement total due par le courant marin

f_c : coefficient de frottement sur la couche de rugosité de la peau due par le courant marin.

La cambrure de la houle est évaluée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} A &= 2 \text{ si } H_w/h < 0.05 \\ &= 2+3(H_w/h - 0.05) \text{ si } 0.05 < H_w/h < 0.4 \\ &= 5 \text{ si } 0.4 < H_w/h \end{aligned} \quad (I-34)$$

H_w : la hauteur de la houle

h : la hauteur de la mer

$$\tau_{cw} = \left[1 + 0.5 \left(\varepsilon_b \frac{U_w}{U_c} \right)^2 \right] \tau_{cf} \quad (I-35)$$

$$\tau_{cf} = \mu_c \alpha_{cw} \tau_c \quad (I-36)$$

Le paramètre d'interaction entre le courant et la houle est donnée par :

$$\varepsilon_b = \left(\frac{f_{wt}}{f_{ct}} \right)^{1/2} \quad (I-37)$$

Avec :

f_{wt} : coefficient du frottement total de la houle

U_w : vitesse orbitale de la houle au fond

U_c : vitesse moyenne du courant

Remarque :

On rappelle que les formules décrites ci dessus sont en générales semi empiriques et basées sur des expériences faites dans des laboratoires où dans des environnements complètement différentes

Ainsi aucune de ces formules n'est absolument satisfaisante en dehors de sa plage paramétrique.

C'est-à-dire au delà des conditions physiques selon les quelles les données ont été recrutées.

Normalement dans la zone pré littorale avant le déferlement de la vague ; ce dernière arrache le sable du fond par l'influence de la houle pendant qu'il se crée un courant marin littoral, ainsi on assiste à un transport de sédiment en dent de scie suivant la direction de la houle et celle de sa normale [10] [16]. L'angle que fait la direction de la houle et celle du courant est estimé entre 50 et 65°C.

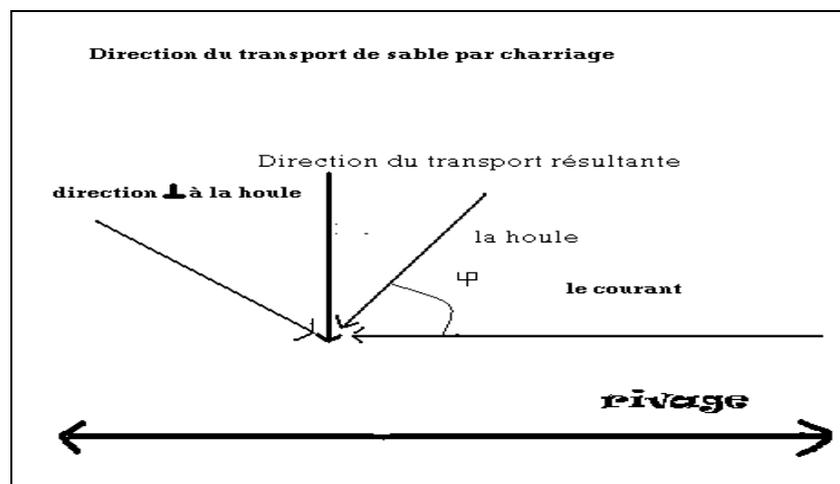


Figure I-8 : Schéma traduisant les différentes directions du transport par charriage

Donc pour mieux modéliser le transport de sable dans la zone côtière il faut toujours supposer qu'il y'ait transport de sable par charriage une fois que la vitesse d'interaction entre le courant et la houle n'est pas négligeable. Donc tenir compte de l'angle entre la direction de la houle est celle du courant. De ce fait une autre formule parait nécessaire.

En générale, le processus des évolutions morpho hydrodynamiques dans le fond marin s'explique par l'équation d'Exner [12] exprimant la conservation de la masse sédimentaire.

$$(1 - n) \frac{\partial z_f}{\partial t} + \text{div}(q_s) = 0 \quad (\text{I-38})$$

Où :

q_s est le débit solide, n désigne la porosité et z_f la hauteur d'une dune.

L'essentielle de la suite de notre travail sur le transport par charriage est de faire une étude par simulation à partir de cette équation tout en tenant compte des phénomènes qui influent le transport littoral.

I-5-2 TRANSPORT EN SUSPENSION

La variable essentielle sur le transport en suspension est la concentration volumique qui représente le volume occupé par les sédiments en suspension divisé par le volume total.

C'est avec cette concentration qu'on détermine le débit solide sur le transport en suspension.

On commence par définir un opérateur de moyenne sur la verticale

$$\bar{X} = \frac{1}{h} \int_0^h X dz \quad (\text{I-39})$$

h étant la hauteur d'eau et z l'épaisseur de la sous couche de charriage.

Le taux ou débit du transport en suspension, noté q^{ss} , représente le flux moyen de sédiment défini par :

$$q_{ss} = \int U(z)C(z)dz \quad (\text{I-40})$$

Où :

$U(z)$ est la vitesse de l'écoulement en régime turbulent.

$C(z)$ est la concentration volumique sédimentaire moyennée sur la verticale.

L'étude de cette concentration dans le cas d'une zone littorale est très complexe ; elle fait l'objet d'un sujet d'actualité ; l'expertise reste primordiale. Lors de la neuvième journée nationale du Génie Civile – Génie Côtier en septembre (2006) à Brest (France) [26] Benoît Camenen et Magnus Larson ont présenté un article sur le transport en suspension des particules sous une interaction houle-courant ayant dévoilé une nouvelle formule sur le calcul de la concentration

Cette formule est la suivante :

$$C(z) = c_b \exp\left(-\frac{W_s}{\varepsilon} z\right) \quad (\text{I-41})$$

où :

- C^b est la concentration de référence entre la couche de charriage et la suspension.

$$c_b = A_{cR} \theta^T \exp\left(-4.5 \frac{\theta_{cr}}{\theta^M}\right) \quad (\text{I-42})$$

- θ^T représente le paramètre de Shields du transport
- θ^M représente le paramètre de Shields maximum
- θ^{cr} le paramètre de Shields critique de mise en mouvement des sédiments

$$A_{cR} = 1.5 \cdot 10^{-3} \exp(-0.2d^{*2}) \quad (\text{I-43})$$

*
d est le diamètre sédimentologique.

- ε est le coefficient de diffusion supposé constant sur la verticale

- W_s la vitesse de chute des particules en régime turbulent.

En considérant que la vitesse de l'écoulement est due par une combinaison du mouvement de la houle et celle du courant marin ils ont abouti à l'expression suivante :

$$q_{ss} = U_c c_R \frac{\varepsilon}{W_s} \left[1 - \exp\left(-\frac{W_s}{\varepsilon} h\right) \right] \quad (\text{I-44})$$

U^c est la vitesse du courant permanent moyenné sur la verticale.

$$\varepsilon = \left(\frac{D}{\rho} \right)^{1/3} h \quad (\text{I-45})$$

où :

D représente la dissipation de l'énergie totale et peut être définie comme la somme de la dissipation au fond due au courant (D^c), à la houle (D^w) et à la houle déferlante (D^b)

$$D = k_b^3 D_b + k_c^3 D_c + k_w^3 D_w \quad (\text{I-46})$$

Avec k^b un coefficient d'efficacité k^c et k^w des coefficients liés au nombre de Schmidt.

Ce modèle paraît intéressant, toute fois il est basé sur des conceptions absolument empiriques.

Généralement, l'étude du transport en suspension est déduite d'une équation de transport diffusion donnant la concentration des sédiments en suspension [1] [12] [27] [28]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \text{div}((\vec{U} + \vec{W}_s)C) = \text{grad}(k_t \nabla C) \quad (\text{I-47})$$

K^t représente la dispersion turbulente (analogue au coefficient de viscosité turbulente).

Cette équation repose sur une hypothèse de scalaire passif qui consiste à supposer que les sédiments suivent l'écoulement turbulent. C'est pour cela qu'on a tenu compte de la vitesse de chute de sédiment W^s en plus du vecteur vitesse de l'écoulement.

L'essentielle de la suite de notre travail sur le transport en suspension des sédiments est de faire une étude par simulation à partir de cette équation tout en tenant compte du phénomène de la turbulence.

I-6 LES FLUX D'ÉCHANGES ENTRE LE FOND SEDIMENTAIRE ET LA SUSPENSION

I-6-1 LOIS DE DESCRIPTION DU FLUX D'ÉROSION

De nombreuses lois d'érosion ont été proposées, d'une manière générale il est admis qu'il existe une contrainte de frottement seuil au-dessus de laquelle il y'a érosion et que le flux d'érosion dépend directement de l'excès de la contrainte de frottement par rapport à ce seuil. La valeur de la contrainte à partir de laquelle l'érosion se produit est appelée contrainte critique d'érosion (τ_{ce}). Cette contrainte dépend de la nature, de la forme du fond et des sédiments. La plus part des auteurs du vingt et unième siècle tels que VILLARET [12] [20] [27] [28], CHAUCHAT [1] [29] et autres utilisent la loi de Partheniades (1962) pour modéliser le flux des sédiments érodés:

$$Fe = f_0 \frac{\tau_b - \tau_{ce}}{\tau_{ce}} \quad \text{si } \tau_b \geq \tau_{ce} \text{ et nul si } \tau_b \leq \tau_{ce} . \quad (\text{I-48})$$

Où, f_0 est une constante d'érosion ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) qui dépend de l'état de la morphologie du fond et de la vitesse de chute des particules :

$$f_0 = W_s C_e \quad (\text{I-49})$$

C_e est une constante qui caractérise le fond et W_s , la vitesse de la chute des sédiments.

En 2005 BRIVOIS [3] ajouta que ce flux d'érosion intervient dans l'équation (Saint-Venant (1871) [2]) de conservation de masse solide intégrée sur la dimension transversale :

$$\frac{\partial (ch)}{\partial t} + \frac{\partial (chu)}{\partial x} = Fe . \quad (\text{I-50})$$

Où $C(x, t)$ est la concentration des sédiments fins en suspension, $h(x, t)$ l'épaisseur moyenne de l'écoulement et $u(x)$ la vitesse moyenne de l'écoulement.

I-6-2 LOIS DE DESCRIPTION DU FLUX DE DEPOT

Lorsque les particules sont peu concentrées et dispersées, le flux s'obtient par application directe de la loi de Stokes. Pour des concentrations $> 0,1 \text{ g/l}$. la loi classique de dépôt est celle de Krone (1962) :

$$Fd = W_s C_d \frac{\tau_{cd} - \tau_b}{\tau_{cd}} \quad \text{si } \tau_b \leq \tau_{cd} \text{ et nul si } \tau_b \geq \tau_{cd} \quad (\text{I-51})$$

Où Fd est le flux des matières en suspension déposées sur le fond [30].

τ_{cd} représente la contrainte de cisaillement critique de dépôt qui dépend de la concentration des MES et de l'écoulement près du fond. Au-dessus de cette valeur critique le flux de dépôt est nul.

L'utilisation de ces lois explique que l'érosion et la déposition se réalisent simultanément au fond de la mer [1] [27].

En effet, une étude basée sur le traitement simultané du charriage et de la suspension par une approche intégrée et couplée sur le calcul des évolutions sédimentaires [27] estime que la morphologie du fond dépend alors du phénomène de l'érosion et de la déposition de sédiment. Ainsi l'évolution du fond est modélisée mathématiquement par l'équation transformée de la conservation de la masse [30] :

$$(1 - n) \frac{\partial Z_f}{\partial t} + (Fe - Fd)_{z=z_b} = 0 \quad (\text{I-52})$$

Où $Z_f(t)$ désigne la hauteur du fond et n la porosité du lit marin

I-6-3 LES DIFFERENTS PROFILS DU FOND MARIN [9]

Les différents profils de fond sont classés dans l'ordre croissante des vitesses de courant

I-6-3-1 Rides :

Dans le cas des sédiments fins, lorsque les forces de traction sur le fond sont suffisamment importantes pour que le transport sédimentaire commence, le fond devient instable, et de petites vagues triangulaires de sables se forment: les rides.

Elles font en général moins de 60cm de long, et moins de 60mm de haut

I-6-3-2 Dunes :

Ce sont des vagues de sables plus importants, plus ou moins réguliers, formées dans les courants naturels. C'est le profil de fond le plus courant. Les dunes sont globalement de formes triangulaires. Le front de dune se déplace dans le sens du courant. En effet le courant érode la face 'avant' (dans le sens du courant) de la dune, et les sédiments se déposent derrière la dune.

I-6-3-3 Anti-dunes

Ce phénomène se produit lorsque la force du courant augmente encore. Le profil du fond marin est alors de forme sinusoïdale. Cette forme de fond est appelée anti-dunes car contrairement aux dunes, elles se déplacent en remontant le courant. En effet, le courant arrivant sur l'anti-dune est

ralenti, et donc les sédiments se déposent, puis le courant arrache des sédiments sur la face ‘arrière’ (dans le sens du courant) de l’anti-dune par recirculation.

La figure I-9 présente les différents profils du fond marin les plus souvent observés.

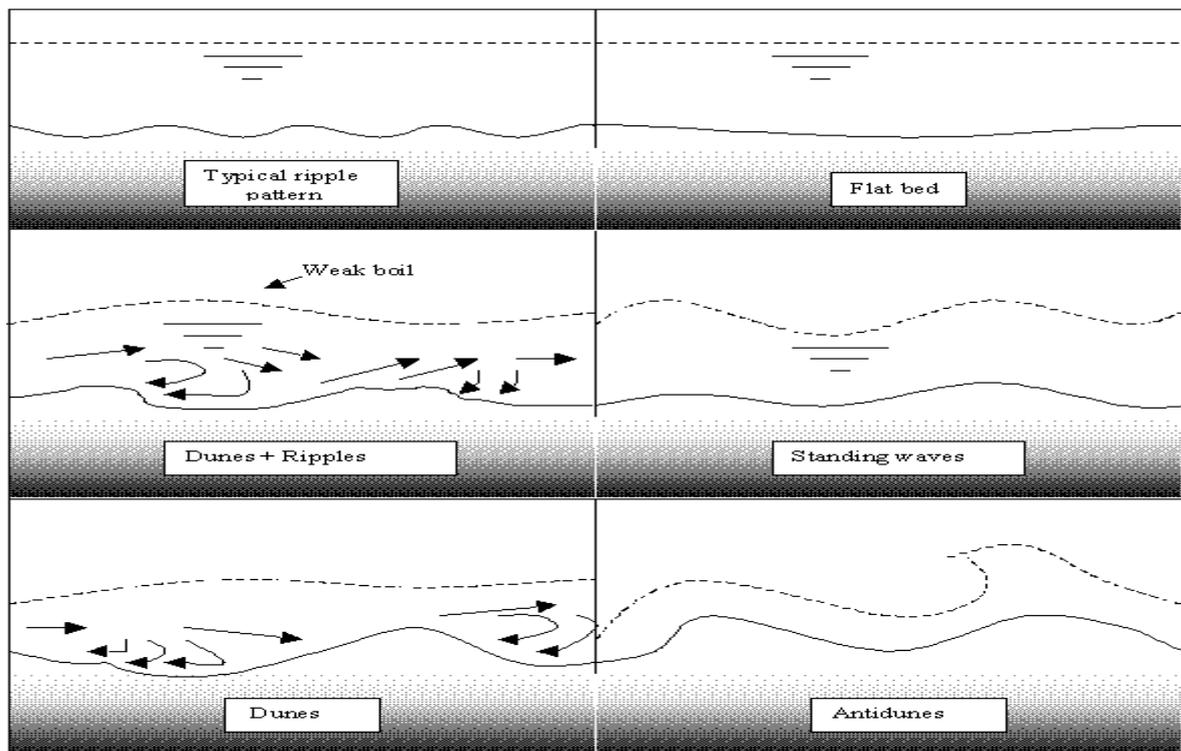


Figure I-9 : image exprimant les différents types du fond marin induit par le transport des sédiments [26]

La figure I-10 est une sorte de résumé sur tout ce que nous venons d’illustrer sur ce chapitre.

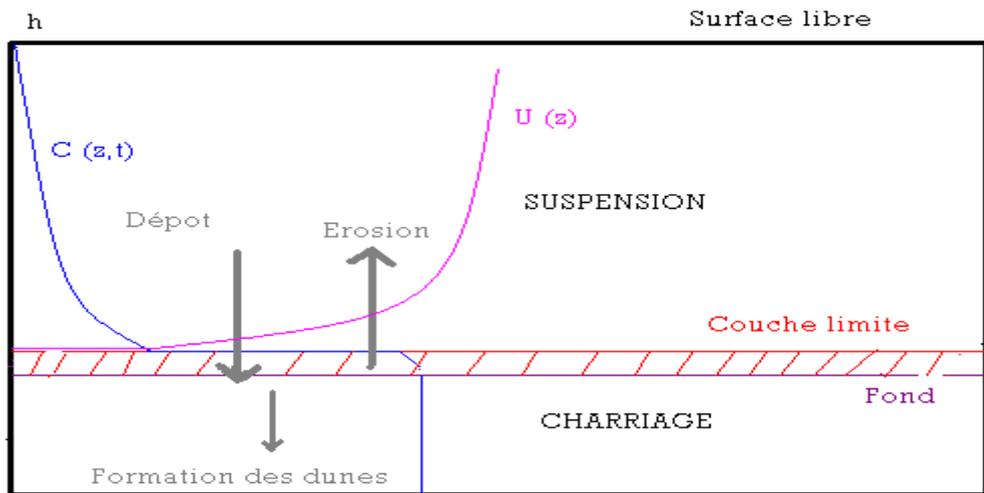


Figure I-10 : Résumé de la situation sur le transport de solide dans le milieu marin et à l'approche du zone côtier en principe

II : SIMULATION DU TRANSPORT DES SEDIMENTS COTIERS

Le comportement des sédiments dans la zone côtière est influencé par de nombreux phénomènes. Les particules chutent, sédimentent et se déposent pour consolider le fond marin.

Les phénomènes hydrodynamiques tels que la turbulence, la marée, les vagues, la houle et le courant marin influencent la dynamique des sédiments côtiers.

Ainsi deux modes de transports sont mis en jeu :

Le charriage au niveau du fond de la mer et la suspension dans la colonne d'eau

Ce chapitre a pour but de définir des expressions mathématiques pour décrire ces différents modes de transport.

La simulation du transport des sédiments est étroitement dépendante d'une résolution à la problématique d'un système à deux phases [29].

De ce fait deux équations s'avèrent nécessaires :

- L'équation de la conservation de masse
- L'équation de la quantité du mouvement

Ces équations dérivent de celles de Navier Stokes, toute fois elles sont définies d'une manière à traiter le cas particulier de notre étude

L'équation de conservation de masse qui va être définie est celle d'Exner qui sert à résoudre le problème de transport des sédiments au fond.

L'équation de la quantité du mouvement est prise comme étant une équation de transport diffusion donnant la répartition des particules en suspension.

La résolution numérique servira par la suite de donner des solutions claires et faire l'objet d'interprétation et de simulation du model dynamique lors du transport des sédiments en milieu côtier

II-1 IMPACTE DE QUELQUES PARAMETRES SUR LE TRANSPORT DES PARTICULES

Pour mieux comprendre le phénomène du transport des particules sédimentaires en milieu littoral il est primordial d'étudier l'impact de certains paramètres sur le comportement et le transport des particules.

II-1-1 EFFET DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT

La contrainte de cisaillement reste nulle depuis la surface libre de la mer jusqu'au voisinage de la couche limite. Elle est maximum au fond (figure II-2) pour $\tau = \tau_b$. (Contrainte de cisaillement ressentie par l'écoulement au fond (figure II-1)). τ_b représente une partie importante des efforts subis par les particules, c'est à partir d'une valeur τ_{bcr} (appelé tau critique) que la force hydrodynamique l'emporte sur la force qui stabilise le poids du sédiment au fond. Puis après la particule se met en mouvement de roulade [24] c'est donc le début du transport par charriage.

La contrainte de cisaillement ressentie par l'écoulement au fond est définie comme étant l'énergie fournie par le courant et/ ou la houle pour transporter les grains du fond de la mer.

La figure II-1 donne la variation de la contrainte de cisaillement ressentie par les particules au fond de la mer en fonction de la houle (courbe de la droite) et du courant marin (courbe de la gauche).

La courbe de la droite est la représentation graphique de l'équation (I-5) ($\tau_w = \frac{1}{2} f_w U_w^2$ [10])

et la courbe de la gauche est la représentation graphique de l'équation (I-6) ($\tau_c = \frac{1}{2} f_c U_c^2$ [10]).

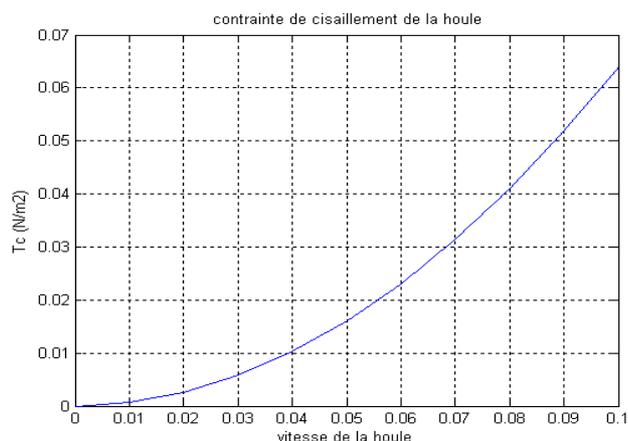
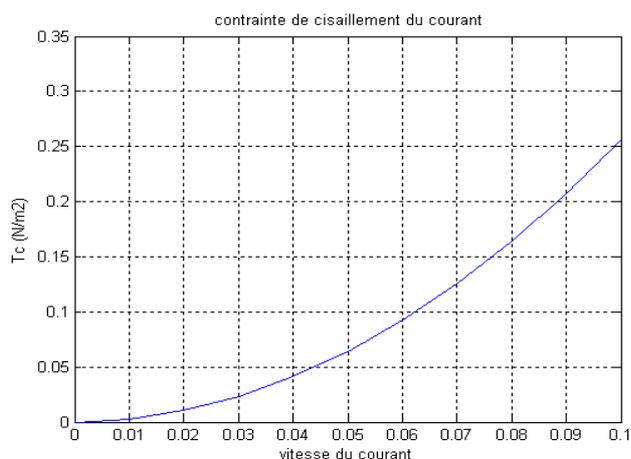


Figure II-1: évaluation de la contrainte de cisaillement de la houle et du courant, pour $f_c=0.05$; $f_w=0.0125$; $\rho=1025\text{kg/l}$

La figure II-2 est la représentation graphique de l'équation (I-1) ($\tau = \tau_b \left[\exp(-\frac{z}{h}) \right]$ [9]), pour différentes valeurs de la contrainte du cisaillement au fond. Elle comporte quatre courbes pour quatre différentes valeurs ($\tau_b = 0.01$; $\tau_b = \tau_{cr}$; $\tau_b = 0.5$; $\tau_b = 1$) de la contrainte du cisaillement au fond ; l'épaisseur de la couche limite est prise égal à Z_b

- Pour des valeurs inférieures à 0.05 (τ_{cr}), l'écoulement est amortie c'est le domaine de la couche limite
- Pour des valeurs au delà de cette valeur l'écoulement est laminaire

L'augmentation de la contrainte du fond ralentie l'écoulement laminaire et engendre une croissance de la vitesse de frottement.

Cette croissance de la vitesse de frottement perturbe l'écoulement et provoque le saut des sédiments.

C'est à cet effet que commence le transport des particules en suspension [24].

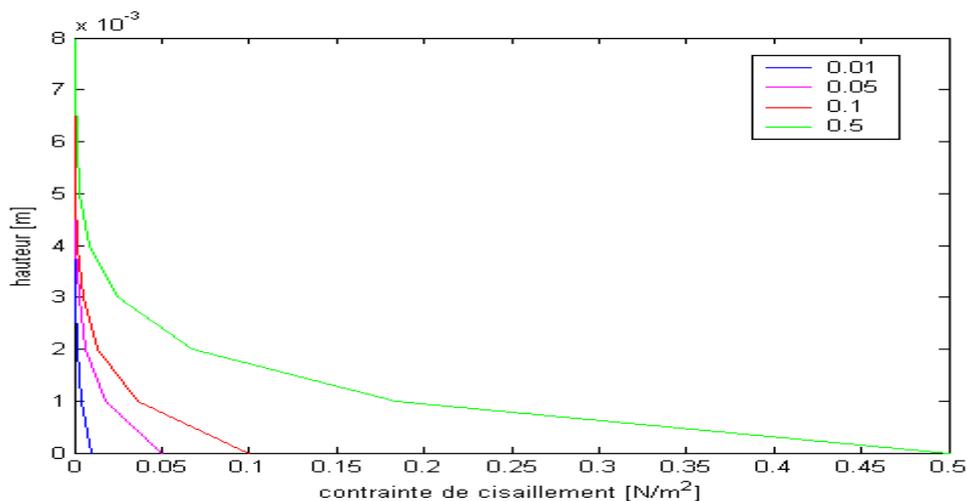


Figure II-2 : contrainte de cisaillement exercé par la mer pour différentes valeurs de la contrainte maximum du fond

II-1-2 EFFET DE LA TURBULENCE

La figure II-3 est la représentation graphique de l'équation qui donne la variation de la viscosité turbulente en fonction de la hauteur de l'eau pour différentes valeurs de la vitesse de frottement. L'expression analytique de cette équation est la suivante [1] [24]:

$$v_f^t = ku^* z \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (\text{II-1})$$

On observe que la turbulence reste nulle au fond ; maximum à mi-hauteur, croît proportionnellement avec l'intensité de la vitesse de frottement. Étant donné que le transport par charriage se réalise au fond ; alors on affirme cependant que la turbulence n'a pas d'influence sur le transport par charriage, quelque soit l'intensité de la vitesse de frottement au fond. On signale que c'est l'augmentation de la vitesse de frottement qui entraîne le saut des sédiments. Donc les fortes valeurs de la vitesse de frottement, entraînent la mise en suspension des sédiments ; la naissance et la croissance de la turbulence.

Et cette turbulence sert à maintenir dans le cours d'eau les particules déjà mises en suspension.

Au de là de $z = h/2$ la force de frottement du fond est négligeable et l'écoulement est pris en charge par le mouvement des vagues c'est qui explique la diminution de la dispersion turbulente.

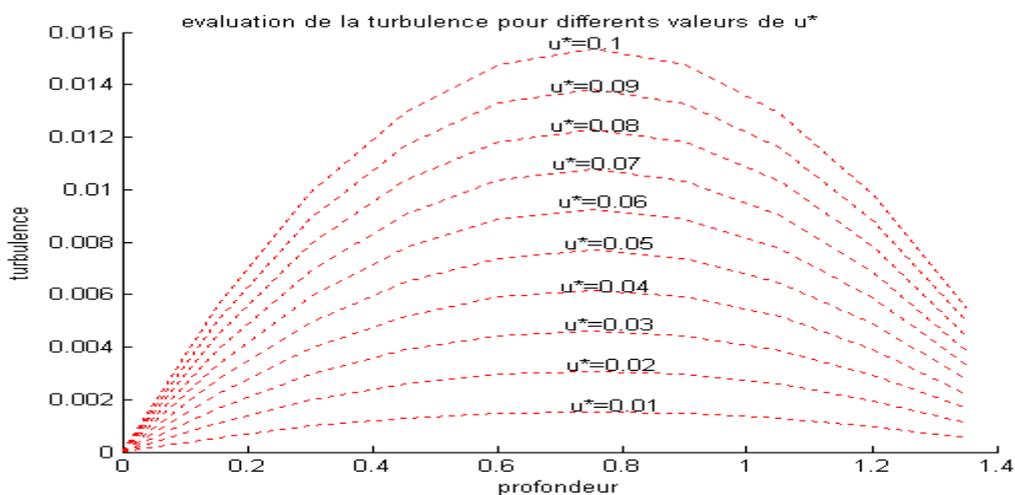


Figure II-3 : variation de la turbulence en fonction de la hauteur de la mer pour différentes valeurs de la vitesse du frottement du fond marin . $h=1.5m$ $k=0.41$

II-1-3 UTILITE DE QUELQUES NOMBRES ADIMENSIONNELS

Ce tableau explique l'importance de quelques expressions adimensionnelles sur le phénomène hydro sédimentaire lors d'un écoulement marin ou fluviale.

Diamètre adimensionnel	$d^* = \left[\frac{(s-1)g}{\nu^2} \right]^{1/3} d$	Indicateur de la taille du sédiment par rapport à la turbulence
Débit solide adimensionnel	$\Phi = \frac{q_{sb}}{\sqrt{(s-1)gd^3}}$	Indicateur de la quantité transportée par charriage
Paramètre de Shields	$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho)gd}$	Indicateur des éventualités sur le mouvement du fond
Nombre de Reynolds	$R = \frac{Uh}{\nu}$	Indicateur du type de l'écoulement
Nombre de Stokes	$S_t = \frac{32mU}{\rho(U - W_s)\pi d^2}$	Indicateur du couplage entre phase solide et phase liquide
Nombre de Froude	$F_r = \frac{U}{\sqrt{gh \cos \alpha}}$	Indicateur des intensités de l'écoulement selon la pente

Tableau II-1 : quelques expressions des nombres adimensionnels utiles [13]

II-2 SIMULATION DU TRANSPORT EN SUSPENSION

II-2-1 SCHEMA ET DESCRIPTION DU TRANSPORT EN SUSPENSION

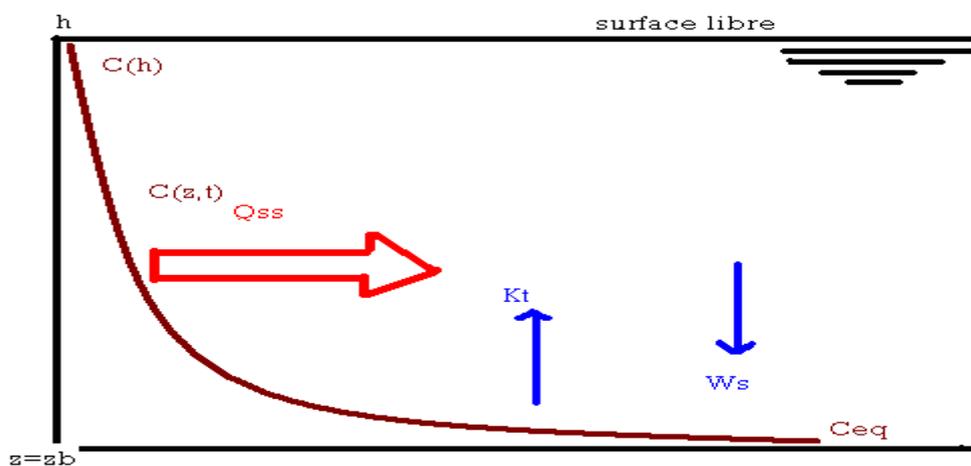


Figure II-4 : Schéma traduisant le mode de transport de sédiment en suspension.

Ce schéma définit le phénomène du transport en suspension. Il exprime la distribution de la concentration des particules transportées par suspension à travers le temps. Sur cette figure :

- $C(z,t)$ représente la concentration d'une particule non cohésive.
- $C(h)$ représente la concentration à la surface libre
- C_{eq} représente la concentration dans la zone d'équilibre entre les deux modes de transport

- K_t exprime la dispersion du tourbillon ascendant
- W_s est la vitesse de chute prise négativement dans le sens descendant d'une particule
- Q_{ss} est le débit solide dans le sens de l'écoulement marin lors du transport en suspension

Le transport des sédiments en suspension s'explique par la répartition de la concentration des sédiments dans le cours d'eau et est définie par une équation de transport-diffusion. On suppose que les particules n'interagissent pas avec le fluide et se comporte comme un teneur passif pour l'écoulement exception faite de leur vitesse de décantation.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (\vec{U}_{f,i} - \vec{W}_s \delta_{i3}) \frac{\partial c}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_t \frac{\partial c}{\partial x_i} \right) \quad [1] \quad (\text{II-2})$$

C'est l'équation de la quantité du mouvement dans le cas particulier de notre étude.

Où C représente la concentration des sédiments ; U_{fi} désigne la i^{eme} composante de la vitesse du fluide ; W_s la vitesse de chute ; δ le symbole de Kronecker et K_t représente la dispersion turbulente due aux interactions entre la marée et la houle asymétrique de la zone littorale.

$$k_t = \frac{\phi_{Ri}}{\sigma_c} \nu_f^t \quad (\text{II-3})$$

Avec : ϕ_{Ri} le nombre de Richardson

$$\phi_{Ri} = (1 + aR_i)^b \quad (\text{II-4})$$

a et b sont des caractéristiques du sédiment.

σ_c est le nombre de Schmidt turbulent

ν_f^t est la viscosité turbulente du fluide en milieu non stratifié donnée par la relation (II-1)

II-2-2 DEVELOPPEMENT DE L'EQUATION DU TRANSPORT - DIFFUSION

L'expression (II-1) est une équation à trois dimensions ; nous allons cependant donner l'expression de chaque axe :

➤ Suivant \vec{i} l'équation s'écrit : $\frac{\partial c}{\partial t} + (U(x)_f - W_s \delta_{13}) \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial x} (k_t \frac{\partial c}{\partial x})$

➤ Suivant \vec{j} l'équation s'écrit : $\frac{\partial c}{\partial t} + (U(y)_f - W_s \delta_{23}) \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial c}{\partial y} (k_t \frac{\partial c}{\partial y})$

➤ Suivant \vec{k} l'équation s'écrit : $\frac{\partial c}{\partial t} + (U(z)_f - W_s \delta_{33}) \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial c}{\partial z} (k_t \frac{\partial c}{\partial z})$

Avec

$$- U(x, y, z) = \frac{u^*}{k} \log\left(30 \frac{z}{k_s}\right) \quad (\text{II-5})$$

La vitesse de l'écoulement, la turbulence est essentiellement fonction de z

Le symbole de Kronecker est défini de la manière suivante :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } \vec{i} \neq \vec{j} \\ 1 & \text{si } \vec{i} = \vec{j} \end{cases} \quad (\text{II-6})$$

Donc la trajectoire des particules suit essentiellement la direction k. Ainsi l'équation de transport diffusion s'écrit sous cette forme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (U(z)_f - W_s) \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial c}{\partial z} \left(k_t \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad (\text{II-7})$$

II-2-3 CONDITIONS D'ETUDES

II-2-3-1 Modèle conceptuel

Pour mener cette étude on modélise la zone côtière de la manière suivante :

- On estime que la distance entre la ligne séparant la zone océanique et la côte est aux environs de 15m.
- la longueur de la barre littorale est infinie.
- La pente du fond α est de 10‰ afin de considérer, par équilibre avec le frottement, une profondeur moyenne constante de 1.5m.

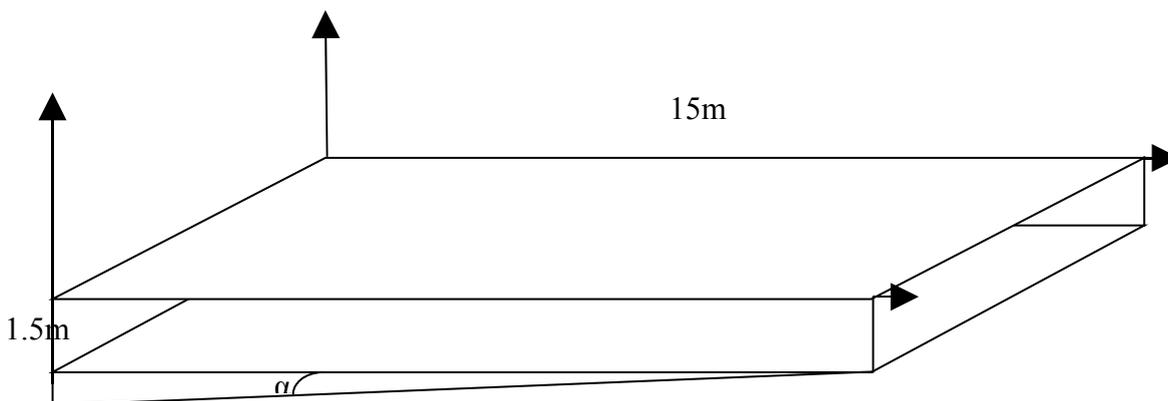


Figure II-5 : schéma de la zone littorale

II-2-3-2 Conditions aux limites

Concentration à l'équilibre

Plusieurs formules de la littérature permettent de calculer la concentration à l'équilibre en fonction de la contrainte de cisaillement, dont celle de Zyserman et Fredsoe qui considère que la rugosité de la peau de la couche limite k_s est égale à $2d_{50}$ est la plus utilisée à l'heure actuelle.

$$C_{eq} = \frac{0.331(\theta - 0.045)^{1.75}}{1 + 0.720(\theta - 0.045)^{1.75}} \quad (\text{II-8})$$

Où θ est le paramètre de Shields définie par :

$$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} = \frac{u^{*2}}{(s-1)gd_{50}} \quad (\text{II-9}).$$

Avec

- d_{50} le diamètre médian de la particule
- u^* la vitesse de la force de frottement.
- s la gravité spécifique
- g l'intensité de la pesanteur

Distribution verticale des sédiments en régime stationnaire [9]

En suivant le principe de la théorie de la longueur de mélange en milieu diphasique pour un régime stationnaire; on considère que la mer fait déplacer le sable d'un niveau **I** où la concentration (volumique) du sédiment en suspension est $C - \frac{1}{2} l \frac{dC}{dz}$ vers un niveau supérieur **II** où la concentration est $C + \frac{1}{2} l \frac{dC}{dz}$

A travers la section séparant le niveau **I** du **II** (section parallèle au fond), le fluide transporte une quantité de sédiments égale à :

$$Q_m = (w - w_s) \left(C - \frac{1}{2} l \frac{dC}{dz} \right) \quad (\text{II-10})$$

Par analogie ce flux montant est compensé par un flux descendant. La quantité de sédiment transférée à travers la section séparant les niveaux **I** et **II**, dans le sens descendant, est :

$$Q_d = (w + w_s) \left(C + \frac{1}{2} l \frac{dC}{dz} \right) \quad (\text{II-11})$$

Dans le cas stationnaire, ces deux quantités (Q_m et Q_d) doivent être égales. On obtient donc :

$$Cw_s + \frac{1}{2} wl \frac{dC}{dz} = 0 \quad (\text{II-12})$$

L'application des théories de la longueur de mélange, la définition de la contrainte de cisaillement verticale dans un flux stationnaire dans un canal, et en approximant le gradient de vitesse, on obtient les relations suivantes :

$$a) \frac{1}{2} \omega l \approx ql; b) ql = \frac{\tau}{\rho} \int \frac{dU}{dz}; c) \frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_0}{\rho} \left(1 - \frac{z}{h}\right); d) \frac{dU}{dz} = \frac{u^*}{kz}$$

En introduisant ces 4 relations dans la relation précédente ; on a :

$$Cw_s + ku^* z \left(1 - \frac{z}{h}\right) \frac{dC}{dz} = Cw_s + v_f^t \frac{dC}{dz} = 0 \quad (\text{II-13})$$

Résolution analytique de l'équation (II-13)

$$Cw_s + ku^* z \left(1 - \frac{z}{h}\right) \frac{dC}{dz} = 0 \Rightarrow \frac{dC}{C} + \frac{w_s}{ku^*} \frac{dz}{z \left(1 - \frac{z}{h}\right)} = 0 \Rightarrow \int \frac{dC}{C} = -r \int \frac{dz}{z \left(1 - \frac{z}{h}\right)}$$

Or

$$\frac{1}{z \left(1 - \frac{z}{h}\right)} = \frac{a}{z} + \frac{b}{1 - \frac{z}{h}} \Leftrightarrow a \left(1 - \frac{z}{h}\right) + zb = 1 \Rightarrow a + z \left(b - \frac{1}{h}\right) = 1 \Rightarrow a = 1, b = \frac{1}{h}$$

Ainsi on abouti à l'expression suivante :

$$\int \frac{dC}{C} = -r \int \left(\frac{1}{z} + \frac{1}{h-z} \right) dz = \log\left(\frac{C}{C_b}\right) = -r \left[\log\left(\frac{z}{z_b}\right) - \log\left(\frac{h-z}{h-z_b}\right) \right] \Rightarrow \frac{C}{C_b} = \left(\frac{h-z}{z} \frac{z_b}{h-z_b} \right)^r$$

La distribution verticale de la concentration en régime stationnaire est donc :

$$C(z) = C_b \left(\frac{h-z}{z} \frac{z_b}{h-z_b} \right)^r \quad (\text{II-14})$$

C'est la distribution de Vanoni déduite par K. Blanckaert [24] à partir de la théorie de la turbulence des flux moyens à l'équilibre dans le temps.

Avec :

- C_b la concentration à l'équilibre
- Z_b la hauteur de référence qui dans notre étude est prise égale à $2d_{50}$.
- $r = W_s/u^*k$
- h la hauteur de la mer

Interprétation du résultat à la surface libre :

La figure II-6 est la représentation graphique de l'équation (II-14). Elle donne la distribution de la concentration d'une particule en suspension sous un régime stationnaire. On remarque qu'à la surface libre (pour $z = h$) la concentration est égale à zéro.

$$C(h) = 0$$

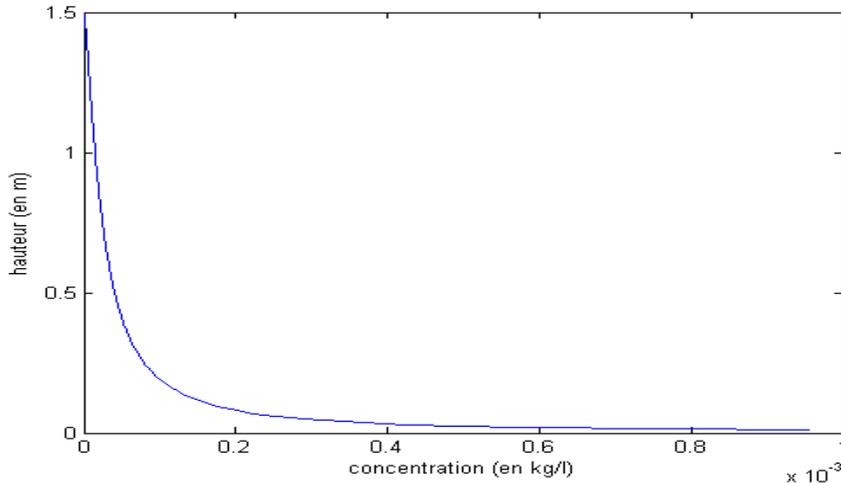


Figure II-6 : Profil de la concentration verticale des sédiments en suspension. $d_{50}=0.25\text{mm}$, $W_s=0.015\text{m/s}$ $C_b=0.0086\text{kg/l}$ $z_b=2d$, $u^*=0.071\text{m/s}$.

Condition initiale et finale de l'étude

On suppose que tout au long de l'étude les concentrations au fond et à la surface restent inchangées

À l'instant $t = 0$ la répartition des sédiments dans le cours d'eau suit la distribution verticale de la concentration en régime stationnaire.

On considère que la variation temporelle est périodique : $C(t, z) = C(t+T, z)$ avec cette hypothèse On peut avancer l'argument selon lequel à $t = T_f$ (temps final de l'étude) cette distribution verticale de la concentration reste intacte.

II-2-3-3 Schéma numérique du problème

La situation de notre problème se résume de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial C}{\partial t} + (U(z) - W_s) \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_t \frac{\partial C}{\partial z} \right) \\ C(z, 0) = C_b \left(\frac{h-z}{z} \frac{z_b}{h-z_b} \right)^r \\ C(h, t) = 0 \\ C(z_b, t) = C_b = C_{eq} \end{array} \right. \quad (\text{II-15})$$

II-3 SIMULATION DU TRANSPORT PAR CHARRIAGE

Soit f_{cw} le coefficient de frottement pour une interaction houle courant moyen, obtenu selon une combinaison linéaire des deux coefficients f_c et f_w ; ce coefficient de frottement est donné par :

$$f_{cw} = Xf_c + (1-X)f_w \quad (\text{II-16})$$

Où

- f_c le coefficient de frottement induit par le courant marin
- f_w le coefficient de frottement induit par la houle.
- $X = U_c / (U_c - U_w)$ (II-17)

Avec U_c et U_w les vitesses moyennes respectives du courant et de la houle [10] [25].

Le transport sédimentaire instantané peut être relié au paramètre de Shields instantané défini de la manière suivante :

$$\theta(t) = \frac{\frac{1}{2} f_{cw} u(t)^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (\text{II-18})$$

Avec $u(t)$ la vitesse instantanée donnée par la relation suivante :

$$u(t) = u_w(t) + U_c \cos\varphi \quad (\text{cf. figure II-7}) \quad (\text{II-19})$$

Où

- φ est l'angle entre la direction de la houle et celle du courant
- $u_w(t)$ est la vitesse instantanée pour une période de la houle [25] donnée par :

$$u_w(t) = U_w \sin\left(\frac{2\pi t}{T_w}\right) \quad (\text{II-20})$$

Notons que l'expression (II-20) est exprimée au premier ordre avec :

T_w la période de la houle et t la durée de l'événement.

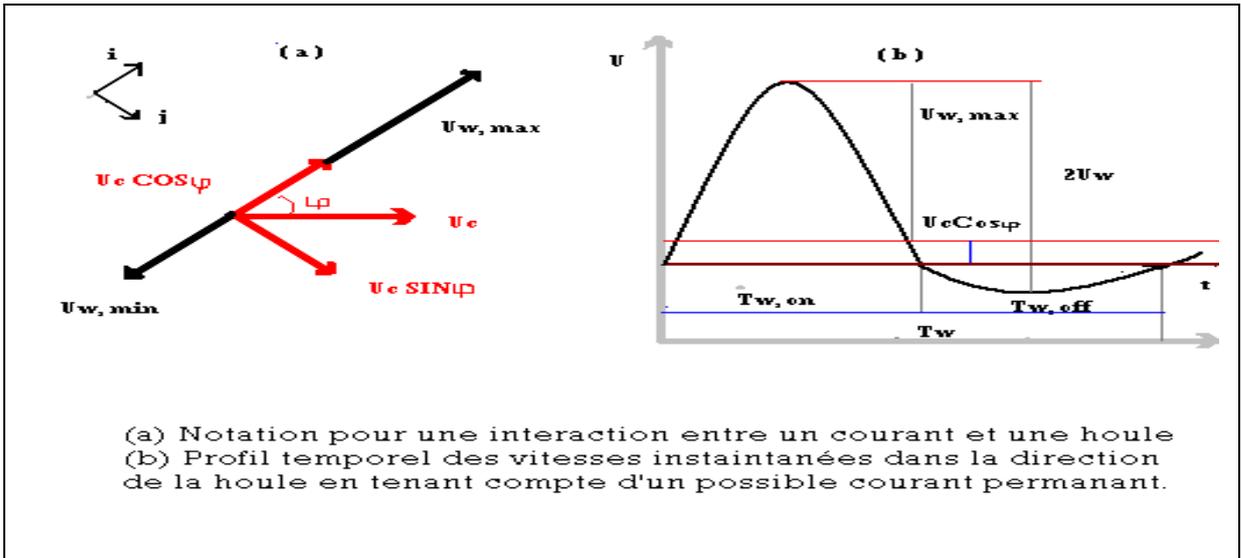


Figure II-7 : Schéma exprimant les interactions entre le courant et la houle

II-3-1 ENONCE DE L'EQUATION DU TRANSPORT PAR CHARRIAGE

Soit une quantité de masse sédimentaire transportée à travers deux sections consécutives espacées d'une unité dans la direction X (horizontale) ; le flux sortant de sédiment doit être égal au changement de l'évolution du fond marin [9].

Ainsi ce phénomène se traduit par l'équation de l'évolution du fond d'Exner.

Cette équation s'exprime de deux façons différentes en fonction du choix de modélisation du transport en suspension [4] [15] [28].

- si le transport en suspension est pris en compte par l'intermédiaire d'une loi de transport donnant le débit solide q_{ss} , l'équation d'évolution s'écrit :

$$(1 - n) \frac{\partial z_f}{\partial t} + \text{div}(q_{ss} + q_{sb}) = 0 \quad (\text{II-21})$$

- si le transport en suspension est modélisé à travers une équation de convection – diffusion (le cas de notre étude), l'équation d'évolution du fond prend la forme suivante :

$$(1 - n) \frac{\partial z_f}{\partial t} + \text{div}q_{sb} = - S \quad (\text{II-22})$$

Avec :

- n la porosité du fond
- z_f la côte des fonds
- q_{sb} le taux de transport par charriage
- S le terme source représentant le bilan des processus d'érosion et de dépôt de sédiment en suspension.

$$S = (F_e - F_d)_{z=z_b \rightarrow z_0} \quad (\text{II-23})$$

En se limitant dans ce domaine d'étude ; les flux d'érosion et du dépôt sont approximés de la manière suivante :

$$F_e = W_s C_e \frac{\tau_b - \tau_{ce}}{\tau_{ce}} = W_s C_{eq} \quad (\text{II-24})$$

$$F_d = W_s C_d \frac{\tau_{cd} - \tau_b}{\tau_{cd}} = W_s C_f \quad (\text{II-25})$$

où :

- C^{eq} est la concentration à l'équilibre définie par l'équation (II-8)

- C^f est la concentration des particules résidant au fond de l'eau.

Théoriquement ; comme on a adopté que la concentration des particules en suspension suit la distribution de Vanoni (II-14), alors C_f tend vers l'infinie. De ce fait pour limiter une éventuelle considération ; on suppose cependant que

$$\lim_{z \rightarrow z_0} \left(\frac{h-z}{z} \right)^r = F \quad (\text{II-26})$$

Avec F un coefficient correcteur, qui représente le rapport entre la concentration au fond et la concentration moyenne [28].

Ainsi la concentration au fond prend la forme suivante :

$$C_f = C_b F \left(\frac{z_b}{h-z_b} \right)^r \quad (\text{II-27})$$

D'après la théorie sur le dynamique de la formation du lit marin [9], on dit que les vagues du fond (dunes) obtenus à partir du courant marin seulement se déplacent avec une vitesse constante a . On peut donc dire que si la formation du fond est obtenue par combinaison du mouvement de la houle et du courant marin alors ces vagues du fond se déplacent avec la vitesse instantanée d'interaction courant - houle $u(t)$.

Ainsi la forme du lit est décrite par une expression de la forme suivante :

$$z_f = z_f(X - u.t) \quad (\text{II-28})$$

Où X une variable exprimant le plan horizontal du fond marin, de telle sorte que le taux de transport au fond est de la forme :

$$q_{sb} = Xu \quad (\text{II-29})$$

Dans le cas de faible contrainte de cisaillement, le transport en suspension est négligeable.

L'équation d'évolution s'écrit :

$$(1-n) \frac{\partial z_f}{\partial t} + \text{div} q_{sb} = 0 \quad (\text{II-30})$$

Ce qui donne la vitesse instantanée d'interaction :

$$u = \frac{\text{div} q_{sb}}{(1-n)z_f} \quad (\text{II-31})$$

Dans le cas de forte contrainte de cisaillement, z_f peut atteindre sa hauteur maximale qu'on appelle souvent z_{top} qui tend vers h .

A ce stade ; le taux de transport solide est noté q_{top} (nous tenons compte du transport en suspension des particules sédimentaires). La vitesse du déplacement des vagues du fond s'écrit :

$$u = \frac{\text{div} q_{\text{top}}}{(1-n)z_{\text{top}}} = \frac{\text{div}(q_{sb} + q)}{(1-n)h} \quad (\text{II-32})$$

Où q est une constante qui tend vers q_{ss}

La combinaison des équations (II-31) et (II-32) donnent :

$$\frac{1}{z_f} = \frac{q_{\text{top}}}{hq_{sb}} = \frac{1}{h} \left(1 + \frac{q}{q_{sb}} \right) = \frac{1}{h} (1 + q_r) \quad (\text{II-33})$$

Où q_r est le débit solide relatif constant du transport.

II-3-2 DEVELOPPEMENT DE L'EQUATION D'EVOLUTION

L'équation d'évolution que nous allons développer est la suivante :

$$\frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + \frac{\partial q_{sb}}{\partial y} + \frac{\partial q_{sb}}{\partial z} \right) = - \frac{1}{(1-n)} s \quad (\text{II-34})$$

Le schéma de la zone littorale que nous considérons dans notre étude est définie comme si la ligne du rivage a une longueur infinie (cf. figure II-5) et le transport par charriage se fait dans le plan (x, y). Donc :

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-35})$$

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\partial q_{sb}}{\partial y} = 0 \quad (\text{II-36})$$

L'équation de l'évolution s'est réduite de la manière suivante :

$$\frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} = - \frac{1}{(1-n)} s \quad (\text{II-37})$$

On peut l'écrire encore sous forme :

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial q_{sb}} \frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} = \frac{\partial z_f}{\partial q_{sb}} \frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} = \frac{1}{(1-n)} s$$

La relation (II-29) permet d'écrire

$$\frac{\partial z_f}{\partial q_{sb}} = \frac{1}{u} z_f (X - ut) = \frac{1}{u} z_f \quad (\text{II-38})$$

La relation (II-37) devient cependant :

$$\frac{1}{u} z_f \frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + s \right) = 0 \quad (\text{II-39})$$

Ce qui donne par la suite

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{u}{z_f(1-n)} \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + \frac{u}{z_f(1-n)} s = 0 \quad (\text{II-40})$$

D'après la relation (II-33), l'équation (II-37) prend finalement la forme suivante :

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{u(1+q_r)}{h(1-n)} \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + \frac{u(1+q_r)}{h(1-n)} s = 0 \quad (\text{II-41})$$

II-3-3 CONDITIONS D'ETUDES

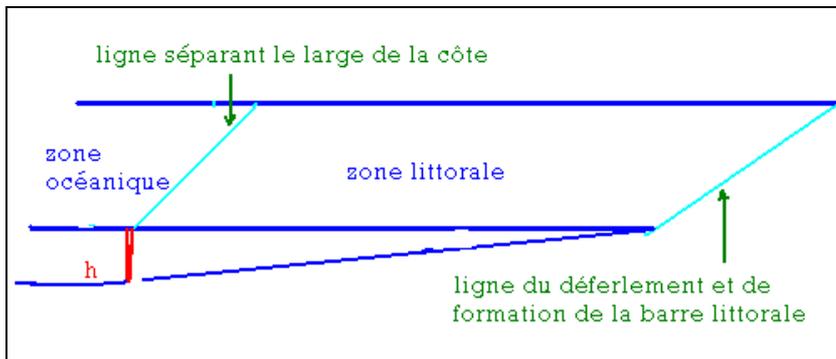


Figure II-8 : schéma définissant le domaine d'étude du transport par charriage

Le domaine d'étude du transport par charriage est compris entre la ligne séparant la zone océanique de la côte et la ligne de formation de la barre littorale. La distance entre ces deux lignes dépend du relief et principalement de la pente.

Dans une région de faible pente la longueur de la zone littorale est environ 10m.

Dans une région de forte pente la longueur de la zone littorale est environ 20m.

Dans notre étude on considère cependant la moyenne des deux ; donc 15m.

II-3-3-1 Condition initiale

A l'instant $t = t_0$ (début du processus de la simulation) on a :

$$q_{sb}(x, t_0) = q_e \left[1 - \log \left(\frac{x}{x_f} \right) \right] \quad (\text{II-42})$$

II-3-3-2 Conditions aux limites

Pour $x = x_0$ (le point x_0 est pris juste sur la ligne qui sépare la zone côtière du large de la mer), $q(x_0, t)$ est le taux de transport de sédiment en provenance de l'océan au début du processus.

Pour $x = x_f$ (le point x_f est pris juste sur la ligne du rivage), $q(x_f, t)$ représente le débit déduit à partir de la concentration du fond au début du processus

II-3-4 SCHEMA NUMERIQUE DU PROBLEME

On considère $x_0 = 0$ et $t_0 = 0$ ainsi le schéma numérique sur l'analyse du transport par charriage se pose de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{u(1+q_r)}{h(1-n)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + s \right) = 0 \\ q_{sb}(x, 0) = q_e \left[1 - \log \left(\frac{x}{x_f} \right) \right] \\ q_{sb}(x_f, t) = q_e \end{array} \right. \quad (\text{II-43})$$

II-4 ETUDE DE LA FORMATION DES DUNES

La morphologie du fond est traduite par la formation des dunes marines.

Les processus d'érosion, de dépôt et de transport des sédiments sont les conséquences de la déformation et de reformation de fond marin. Ce phénomène s'explique mathématiquement aussi par l'équation d'Exner.

$$(1-n) \frac{\partial z_f}{\partial t} + \text{div} q_s = 0 \quad (\text{II-44})$$

Où :

z_f représente la hauteur du fond obtenue à partir de l'entassement et de la consolidation des

matières sédimentaires sur le lit. Cette hauteur varie à travers le temps. Elle dépend des mouvements

hydro sédimentaires donc du taux de transport des sédiments q .

$$q_s = q_{sb} + q_{ss} \quad (\text{II-45})$$

Où :

q^{sb} est la solution du système (II-43)

q^{ss} est la solution de l'expression (I-38)

D'après tous ceux qui précédent on s'aperçoit que :

Le taux de transport en suspension est une fonction à deux variables. C'est-à-dire $q_{ss} = q_{ss}(z, t)$.

De même q_{sb} est une fonction à deux variables $q_{sb} = q_{sb}(x, t)$ donc le débit solide du transport total est une fonction à trois variable.

$$q_s = q_s(x, z, t)$$

Ainsi l'équation d'évolution de la hauteur du fond se réduit de la manière suivante :

$$\frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{ss}}{\partial z} + \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} \right) = 0 \quad (\text{II-46})$$

La résolution numérique de cette équation nous amènera par la suite à évaluer dans le temps l'évolution de la côte du fond z_f , dans le plan horizontal et vertical.

III : RESOLUTION NUMERIQUE

Dans ce chapitre, on définit un processus de résolution numérique des différentes expressions intervenant sur la simulation de transport de sédiment côtier

Les résultats obtenus seront présentés et interprétés pour mieux comprendre le comportement des solides qui sont astreints d'être transportés.

Le transport de sédiment en suspension est résolu à partir d'une équation différentielle partielle définissant la répartition de la concentration des sédiments dans la colonne d'eau. Puis le débit du transport en suspension se déduit comme étant le flux moyen sur la verticale de la répartition des sédiments.

Le taux du transport par charriage est obtenu à partir de la résolution de l'équation d'Exner en supposant que les vagues du fond se déplacent avec la vitesse instantanée du mouvement combinatoire du courant et de la houle.

La connaissance du débit solide sur le transport total nous amènera à évaluer dans le temps l'activité d'entassement des particules sédimentaires et de consolidation du fond marin en résolvant l'équation d'évolution du fond

III-1 LES EQUATIONS A RESOUDRE

Les équations à résoudre sont au nombre de 5 ; elles sont susceptibles d'être résolues séparément, néanmoins elles baignent dans les mêmes plages paramétriques.

L'essentiel de cette résolution est de définir :

Le taux de transport des sédiments et d'évaluer la morphologie du fond marin dans le temps

Ces équations sont :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (U(z) - W_s) \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_t(z) \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad (\text{III-1})$$

$$q_{ss} = \int U(z) C(z) dz \quad (\text{III-2})$$

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{u}{h} \frac{(1+q_r)}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + s \right) = 0 \quad (\text{III-3})$$

$$q_s = q_{sb} + q_{ss} \quad (\text{III-4})$$

$$\frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{ss}}{\partial z} + \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} \right) = 0 \quad (\text{III-5})$$

III-2 RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DU TRANSPORT EN SUSPENSION

L'équation à résoudre numériquement est la suivante :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (U(z) - W_s) \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_t(z) \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad (\text{III-6})$$

Ou :

- C est la concentration moyenne d'une particule de taille donnée
- U(z) est la vitesse de l'écoulement définie par l'équation (I-5).
- W_s est la vitesse de chute d'une particule sédimentaire définie par l'équation (I-15).
- K^t est le coefficient de dispersion turbulente défini par l'équation (II-3).

Cette équation porte le nom de PEDPE (partial equation differential parabolique-elliptique)

III-2-1 CONDITIONS DE RESOLUTION

III-2-1-1 Condition initiale

A l'instant $t = t^0$: $c(z, t^0) = c^0(z) = C(z)$.

où C(z) est le profile de la concentration en régime stationnaire. (cf. équation II-14) .

III-2-1-2 Conditions aux limites

La limite du fond est définie par une hauteur de référence z_b .

- c(z_b) est la concentration à l'équilibre entre le transport par charriage et le transport par suspension définie par l'équation (II- 8) Au début du processus de la simulation. On la note C_b

La limite à la surface libre est prise égale à la hauteur de la mer h.

- c(h) est la concentration à la surface libre qui est nul (cf. figure II-6) au début du processus de la simulation.

III-2-2 THEORIE DE RESOLUTION DE L'EQUATION

1°/ La fonction qui existe dans Matlab est la suivante :

$$e(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}) \frac{\partial u}{\partial t} = x^{-m} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^m f(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}) \right) + s(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}) \quad (\text{III-7})$$

En posant $x=z$ et $c = u$ l'équation (III-7) devient

$$e(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \frac{\partial c}{\partial t} = z^{-m} \frac{\partial}{\partial z} \left(z^m f(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \right) + s(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \quad (\text{III-8})$$

Où

- l'inconnu de l'expression (III-8) est la fonction $C(z, t)$.
- m est un paramètre correspondant à la symétrie du problème.

Si $m=1$ cela signifie que le problème a une symétrie cylindrique.

Si $m=2$ cela signifie que le problème a une symétrie sphérique.

Si $m=0$ cela signifie que le problème n'a pas de symétrie ; ce qui est le cas de l'équation (III-6).

De ce fait, en affectant à m une valeur nulle, l'expression (III-8) se trouve réduite à la forme suivante :

$$e(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(f(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \right) + s(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \quad (\text{III-9})$$

L'expression (III-6) est semblable à l'équation (III-9), si on fait les similitudes suivantes :

$$- e(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) = 1 \quad (\text{III-10})$$

$$- f(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) = k_t(z) \frac{\partial c}{\partial z} \quad (\text{III-11})$$

$$- s(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) = (W_s - U(z)) \frac{\partial c}{\partial z} \quad (\text{III-12})$$

Avec ces expressions, nous pouvons écrire l'équation (III-9) sous la forme suivante :

$$\underbrace{e(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z})}_{1} \frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \underbrace{\left(f(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z}) \right)}_{(k_t(z) \frac{\partial c}{\partial z})} + \underbrace{s(z, t, c, \frac{\partial c}{\partial z})}_{(W_s - U(z)) \frac{\partial c}{\partial z}} \quad (\text{III-13})$$

En ramenant le deuxième terme de la partie gauche à la droite de l'expression, on retrouve en fin l'équation (III-6).

Nous allons cependant programmer ces trois fonctions afin d'en avoir un résultat numérique de l'équation définissant le transport en suspension.

2°/Nous allons définir les arguments suivants :

- **zmesh** : une matrice définissant l'espace.

zmesh = [z₀ z₁,z₂,z₃,.....,z_n] = *linspace*(z_b,h,100). Cette syntaxe permet d'avoir 100 valeurs de z entre z_b et h.

- **tspan** : une matrice définissant le temps.

tspan= [t₀, t₁, t₂,t₃,.....t_f] = [t₀ : 2 :t_f]. Cette syntaxe permet de définir :

- le temps du début du processus de la simulation t₀ (second).
- le temps de la fin du processus de la simulation t_f(second)
- le pas d'échantillonnage temporel égal à 2sec.

3°/ nous définissons les fonctions e, f et s ainsi que la condition initiale et la condition aux limites dans trois fonctions (sous programme) différentes :

- fonction e, f et s dans le sou programme **pdefun**, soit

$$[e,f,s] = \text{pdefun}(z,t,c,dcdz)$$

Ce sous-programme traite les trois fonctions constituantes l'équation différentielle partielle.

$$W_s = \sqrt{3(s-1)gd} \tag{III-14}$$

$$U = \frac{u^*}{k} \log\left(\frac{30z}{k_s}\right) \tag{III-15}$$

$$e = 1 \tag{III-16}$$

$$f = \frac{\phi_{Ri}}{\sigma_c} ku^* \left(1 - \frac{z}{h}\right) dcdz \tag{III-17}$$

$$s = (W_s - U)dcdz \tag{III-18}$$

- condition initiale dans le sous-programme **icfun**. (initial condition function)

La condition initiale s'écrit en général comme suit : à t = t₀, C(z,t₀) = C(z)

icfun s'écrit :

$$C = \text{icfun}(z)$$

$$C = C_b \left(\frac{h-z}{z} \frac{z_b}{h-z_b} \right)^r \tag{III-19}$$

- condition aux limites dans le sou programme **bcfun** (boundary condition function)

Plus généralement, à tout instant t et pour $z = z_0$ et $z = z_n$, les solutions de l'équation (III-19) satisfont à la condition aux limites définie par :

$$p(z, t, c) + q(z, t) f(z, t, c \frac{\partial c}{\partial z}) = 0 \quad (\text{III-21})$$

Ainsi le sou programme `bcfun` s'écrit comme suit :

`[pl,ql,pr,qr]=bcfun(zl,cl,zr, cr, t)`

Où

- **zl** = z_0 ; **zr** = z_n .
- **cl** et **cr** sont les solutions approchées en z_l et z_r respectivement.
- **pl**, **ql**, **pr** et **qr** sont respectivement les valeurs de **p** et de **q** en **zl**, et **zr** selon (III-21)

Dans notre cas, d'après (III- 21) on a :

$$- \quad pl = C_b \left. \frac{dC(z)}{dz} \right|_{z=z_b} \quad (\text{III-22})$$

$$- \quad ql = C_b \quad (\text{III-23})$$

$$- \quad pr = 0 \text{ car (la fonction f est nulle en } z = h) \quad (\text{III-24})$$

$$- \quad qr = C_b \text{ (qr est arbitraire car pr et f étant nuls)} \quad (\text{III-25})$$

4°/ La solution de (III-6) est obtenue en appelant la fonction de résolution **pdepe** de la bibliothèque « Partial Differential Equation Solver » de Matlab. La syntaxe est la suivant :

`sol = pdepe(m,pdefun,icfun,bcfun,xmesh,tspan) ;`

La variable `sol` contenant les solutions de l'équation (III-6) est une matrice dont chaque ligne i correspondant à la solution $c(z,t_i)$ à l'instant t_j donné et chaque colonne correspond à la solution $c(z_j, t)$ à la hauteur z_j .

III-2-2-1 Schéma de description de la domaine du processus

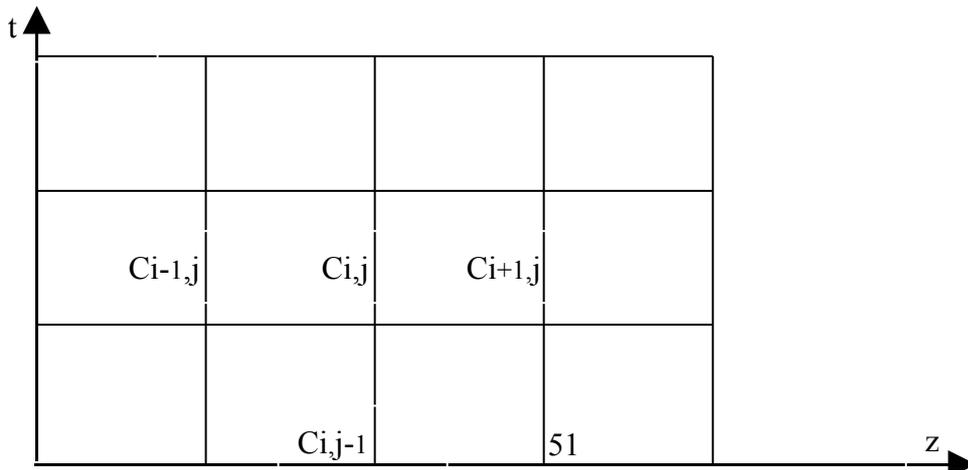


Figure III-1 : schéma descriptif du domaine d'étude

Ce schéma décrit la matrice du domaine du déroulement et de stockage des résultats de la simulation. C'est une représentation simplifiée de la grille de Richardson dont l'axe des abscisses représente l'espace et l'axe des ordonnées le temps. i et j représentent respectivement le pas de la position et celui du temps. En pratique ce domaine comprend 100 points sur l'axes des abscisses séparés l'un de l'autre par une distance égale à « i »

En ordonnée l'axe est composé de 100 points séparés l'un de l'autre par une distance égale à « j ».

Chaque point donné du maillage représente une distribution de la concentration $C(z, t)$.

III-2-2-2 Séquence de résolution

Le système de résolution se réalise en optant la séquence d'une suite des événements suivants :

- le point du début du processus est fixé avec une concentration $C(2d, t_0)$
- puis le calcul se fait en calculant la concentration en tout point de l'espace situé dans l'intervalle $[2d, h]$ avec un pas de discrétisation dz calculé dans la matrice $zmesh$ de la manière suivante : $dz = (h-2d)/100$.
- Après avoir atteint le point h (surface libre de la mer) le programme revient au point $t = t_0$
- Le programme affecte la valeur t à $t+dt$ avec dt le pas d'échantillonnage temporel déjà définie dans la matrice $tspan$.
- Puis le processus se répète jusqu'à ce que $t+dt=t_{max}$.

III-2-2-3 Schéma de résolution

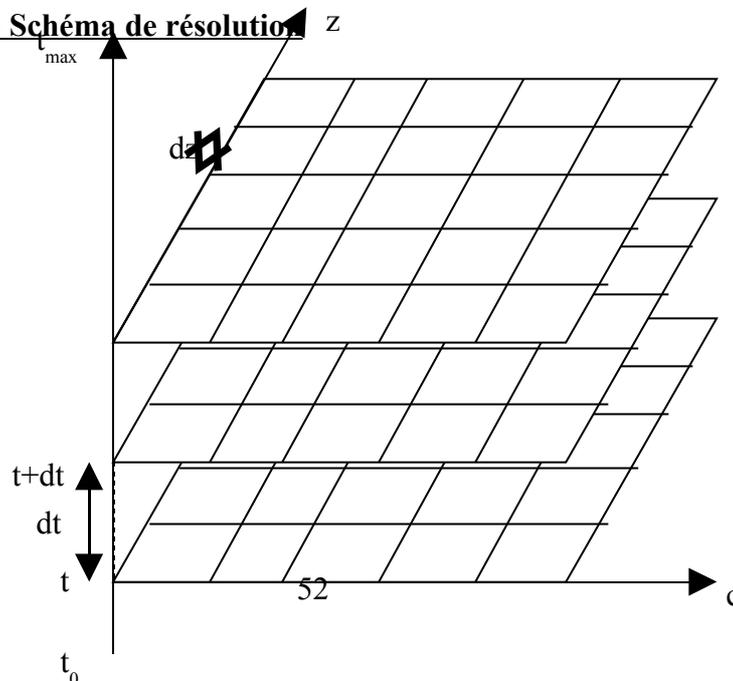


Figure III-2 : schéma descriptif du processus de résolution

Début

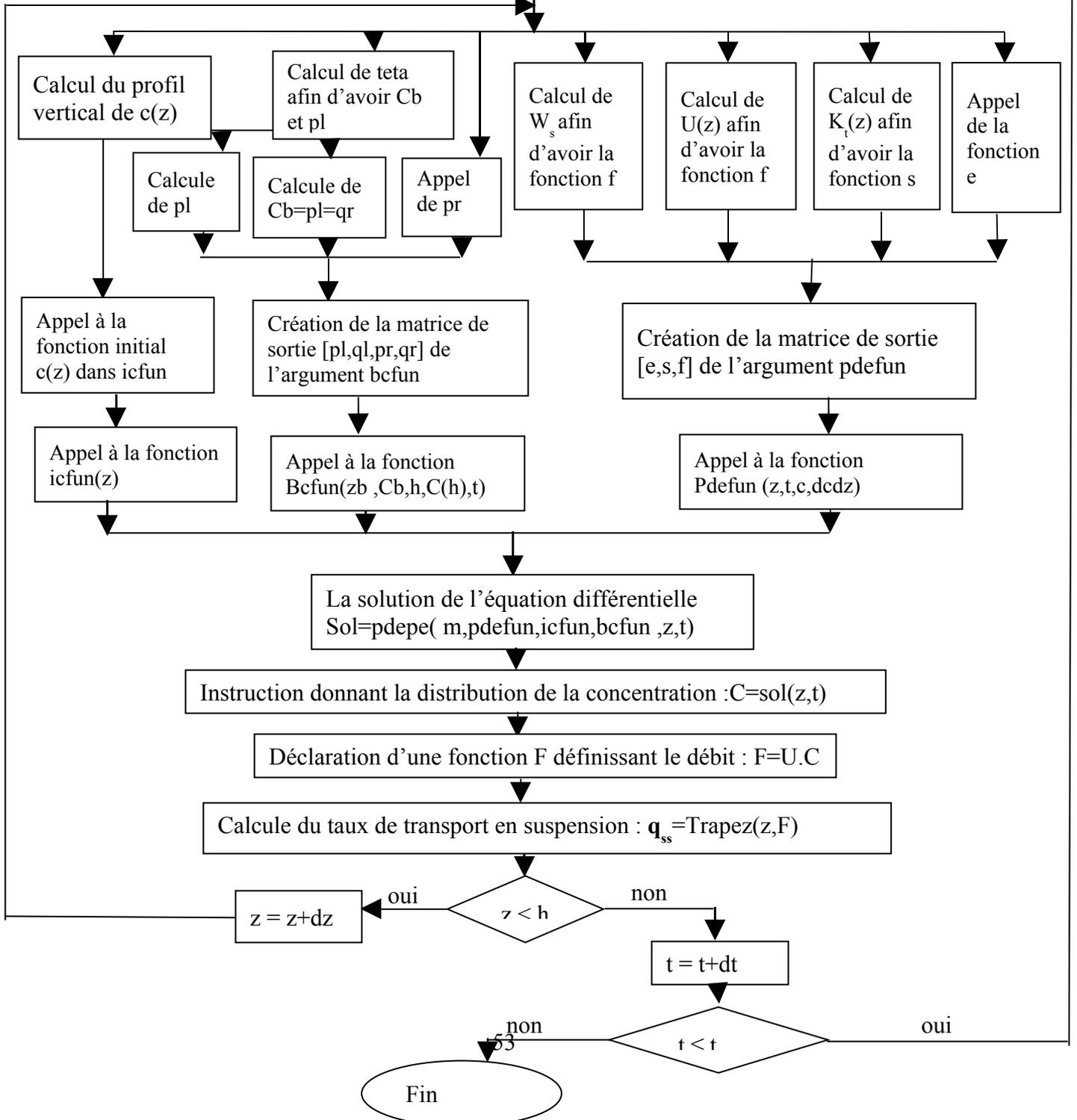
Ce procédé de résolution peut être schématiquement résumé selon l'organigramme présenté

Déclaration des variables et fonctions d'entrées :

K ; d ; h ; g ; ρ ; ρ_s ; m ; e ; u^* ; $zmesh = linspace(2d,h,100)$; $tspan = [t_0:t_{max}]$; $c(h) = pr$;

$t = t_0$

$z = 2d$



III-3 RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DU TRANSPORT PAR CHARRIAGE

L'équation à résoudre pour déterminer le taux de transport de sédiment par charriage est la suivante :

$$\frac{\partial q_{sb}}{\partial t} + \frac{u}{h} \frac{(1+q_r)}{(1-n)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + S \right) = 0 \quad (\text{III-26})$$

Où :

q_{sb} est le débit du transport par charriage

h la hauteur de l'eau

q^r le débit relatif du processus au point $z = z^{\text{top}}$

n défini la porosité du fond

u est la vitesse du mouvement combinatoire de la houle et du courant.

S est le terme source représentant le bilan des processus d'érosion et de dépôt de sédiment en suspension.

Cette équation fait partie aussi des équations PEDPE (partial equation differential parabolique-élliptique) ; elle se résout numériquement de la même façon que l'équation précédente avec quelques différences près.

III-3-1 CONDITIONS DE RESOLUTION

III-3-1-1 Condition initiale

A l'instant $t = t^0$, $q^{sb}(x, t^0) = q^{sb}(x)$,

$q^{sb}(x)$ est le taux de transport défini par l'expression (II-43).

III-3-1-2 Conditions aux limites

La ligne qui sépare le large du littoral est définie comme étant la limite en amont et tout point se trouvant sur cette ligne est noté x_0 .

- $q_{sb}(x_0)$ est le taux de transport solide au début de l'action à l'instant $t=t_0$ La ligne du rivage (barre littorale) est définie comme étant la limite en aval et tout point se trouvant sur cette ligne est noté x_f

- $q_{sb}(x_f)$ est le taux de transport solide sur la ligne du rivage qui est sensiblement égal à q_e au début du processus de la simulation.

III-3-2 THEORIE DE RESOLUTION DE L'EQUATION

La fonction qui existe dans Matlab est la suivante :

$$e(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}) \frac{\partial u}{\partial t} = f(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}) \quad (III-27)$$

C'est la forme réduite de l'équation (III-7) lorsqu'on considère que la première terme de la second partie est nulle.

Ainsi les deux équations (équation de transport par charriage et équation de transport en suspension) sont résolues presque de la même façon.

En posant $q_{sb} = u$ l'équation (III-27) devient :

$$e(x, t, q_{sb}, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x}) \frac{\partial q_{sb}}{\partial t} - f(x, t, q_{sb}, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x}) = 0 \quad (III-28)$$

On s'aperçoit que l'équation (III-26) est semblable à l'équation (III-28) si on fait les similitudes suivantes :

$$e(x, t, u, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x}) = 1 \quad (III-29)$$

$$f(x, t, q_{sb}, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x}) = \frac{u}{h} \frac{(1+q_r)}{(n-1)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + s \right) \quad (III-30)$$

Avec ces expressions, nous pouvons écrire l'équation (III-28) sous la forme suivante :

$$\underbrace{e \left(x, t, u, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} \right)}_1 \frac{\partial q_{sb}}{\partial t} - \underbrace{f \left(x, t, q_{sb}, \frac{\partial q_{sb}}{\partial x} \right)}_{\frac{u}{h} \frac{(1+q_r)}{(n-1)} \left(\frac{\partial q_{sb}}{\partial x} + s \right)} = 0 \quad (III-31)$$

Nous retrouvons finalement l'équation (III-26).

Nous définissons cependant les arguments suivants :

- **xmesh** : une matrice définissant l'espace. avec un pas d'échantillonnage égal à 0.5m
 \mathbf{x}_0 est pris au voisinage de zéro et \mathbf{x}_f est égal à 15m
- **tspan** : une matrice définissant le temps.
 - le temps du début du processus de la simulation est noté t_0 (second).
 - le temps de la fin du processus de la simulation est noté t_f (second)
 - le pas d'échantillonnage temporel égal à 1sec.

3°/ Nous définissons les fonctions **e**, et **f** ainsi que la condition initiale et les conditions aux limites dans trois fonctions (sous-programme) différentes :

- fonction **e** et **f** dans le sou programme **pdefun**, soit

$$[\mathbf{e}, \mathbf{f}] = \mathbf{pdefun}(\mathbf{x}, \mathbf{t}, \mathbf{q}_{sb}, \mathbf{dq}_{sb}d\mathbf{x})$$

La réalisation du Programme, necessite la numerisation des expressions suivantes :

$$W_s = \frac{1}{18\nu} (s - 1)gd^2 \quad (\text{III-32})$$

$$C_{eq} = \frac{0.331(\theta - 0.045)^{1.75}}{1 + 0.720(\theta - 0.045)^{1.75}} \quad (\text{III-33})$$

$$C_f = C_b F \left(\frac{z_b}{h - z_b} \right)^r \quad (\text{III-34})$$

$$S = W_s (c_{eq} - c_f) \quad (\text{III-35})$$

$$u = U_w \sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) + U_c \cos \varphi \quad (\text{III-36})$$

$$g = \frac{u (1 + q_r)}{h (1 - n)} \quad (\text{III-37})$$

On retrouve finalement

$$f = g(S + dq_{sb}dx) \quad (\text{III-38})$$

$$e = 1 \quad (\text{III-39})$$

- condition initiale dans le sous-programme **icfun**. (initial condition function)

Le sous-programme **icfun** s'écrit :

$$\mathbf{q}_{sb(x)} = \mathbf{icfun}(\mathbf{x})$$

on attribut **icfun(x)** a la fonction:

$$q_{sb}(x) = q_e \left[1 - \log \left(\frac{x}{x_f} \right) \right] \quad (\text{III-40})$$

- conditions aux limites dans le sous-programme **bcfun** (boundary condition function)

Les conditions aux limites sont décrites à partir de q_e

$$[pl,ql,pr,qr]=bcfun(xl,ul,xr,ur,t)$$

Où

- $xl = x_0$; $xr = x_f$.
- **ul** et **ur** sont les solutions approchées en x_l et x_r respectivement.
- **pl**, **ql**, **pr** et **qr** sont respectivement les valeurs de **p** et de **q** en **xl**, et **xr**

4°/ La solution de (III-26) est obtenue en appelant la fonction de résolution **pdepe** de la bibliothèque « Partial Differential Equation Solver » de Matlab. La syntaxe est la suivant :

$$sol = pdepe(pdefun,icfun,bcfun,xmesh,tspan) ;$$

La variable `sol` contenant les solutions de l'équation (III-26) est une matrice dont chaque ligne i correspondant à la solution $qsb(x,t_i)$ à l'instant t_i donné et chaque colonne correspond à la solution $qsb(x_j, t)$ à la distance x_j .

III-2-2-2 Séquence de résolution

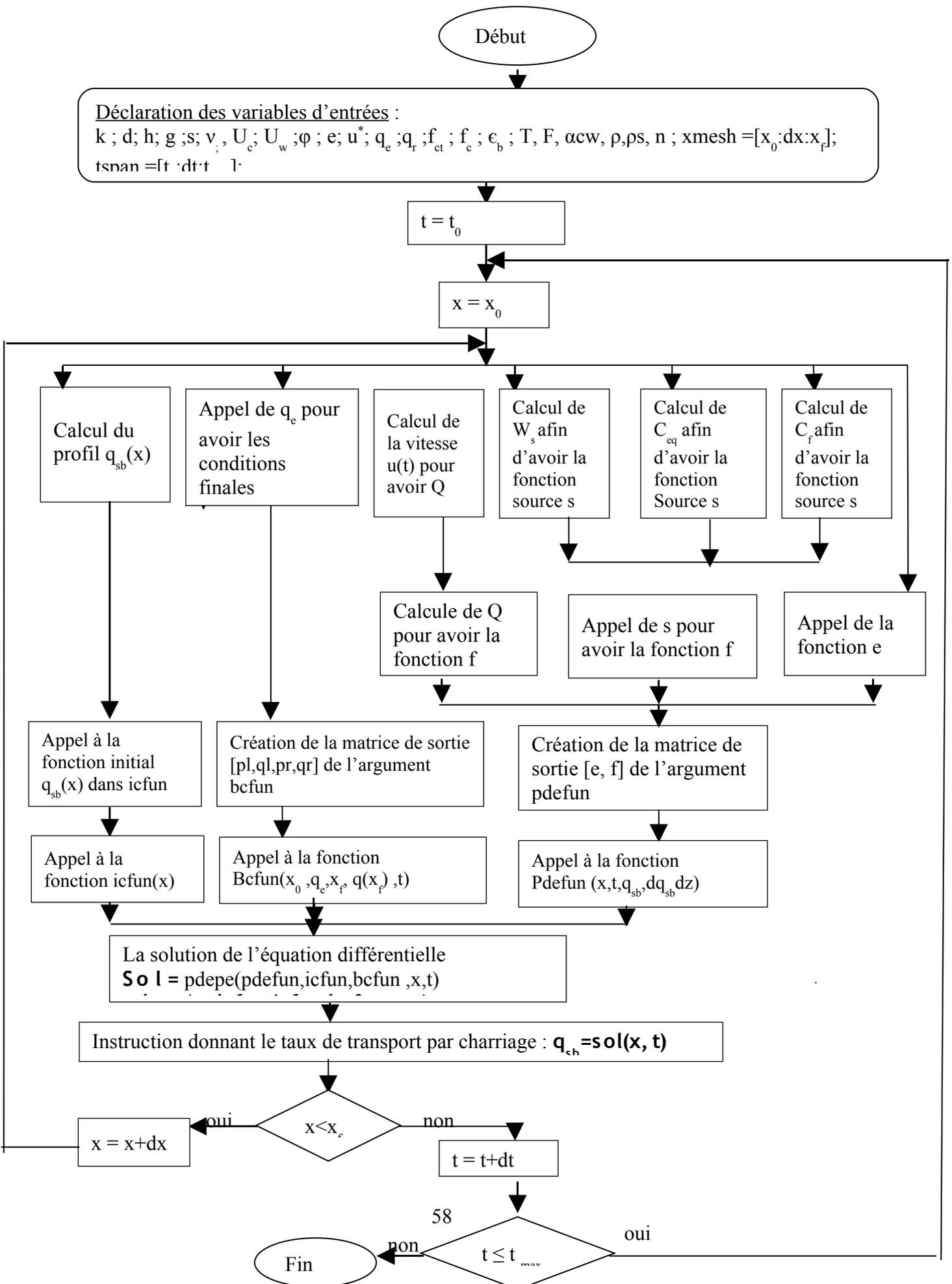
Le système de résolution se réalise en optant la séquence d'une suite des événements suivants :

- le point du début du processus est fixé en un point situant sur la ligne séparant le large de la zone littorale qu'on appelle x_0 à l'instant $t=t_0$
- puis le résolution se fait en calculant le taux de transport par charriage en tout point de l'espace situé dans l'intervalle $[x_0, x_f]$ avec un pas de discrétisation dx égal à 1

Après avoir atteindre le point x_f (point situant sur la ligne du rivage) le programme revient au point $t = t_0$

- Le programme affecte la valeur t à $t+dt$ avec dt le pas d'échantillonnage temporel déjà défini dans la matrice `tspan`.
- Puis le processus se répète jusqu'à ce que $t+dt=t_{max}$.

Ce procédé de résolution peut être schématiquement récapitulé selon l'organigramme présenté ci-après.





III-3 RESOLUTION DE L'EQUATION DE L'EVOLUTION DU FOND

L'équation que nous allons résoudre est la suivante :

$$\frac{\partial z_f}{\partial t} + \frac{1}{(1-n)} \operatorname{div}(q_{ss} + q_{sb}) = 0 \quad (\text{III-40})$$

Les paragraphes précédents du chapitre nous ont permis de calculer le taux de transport par charriage et le taux de transport en suspension. Nous allons enregistrer dans un fichier sous le nom de **calc_** chacun de ces deux fonctions

calc_q_{sb}.m pour le transport par charriage et **calc_q_{ss}.m** pour le transport en suspension.

Il nous reste à fournir une méthode d'évaluation de la côte Z_f .

Une des méthodes de résolution numérique d'une équation aux dérivées partielles est celle de la discrétisation.

III-4-1 METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION

La discrétisation aux dérivées partielles par différence finie d'ordre 1 de la côte Z_f par rapport au temps permet d'écrire l'équation (III-40) de la manière suivante :

$$Z_f t = \frac{Z_f(t_{i+1}) - Z_f(t_i)}{dt} = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} i + q_{sb} i) \quad (\text{III-41})$$

Ce qui donne la valeur de Z_f à l'instant $t = t_{i+1}$.

$$Z_f(t_{i+1}) = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} i + q_{sb} i) dt + Z_f(t_i) \quad (\text{III-42})$$

Où :

- dt est le pas d'échantillonnage sur le temps
- i est défini tels que : $1 \leq i \leq k$; avec k un indice du plan (x ; z) définissant les points suivants :
- $x_k = x_f$ (ligne séparant la zone océanique du littorale).
- $z_k = z_f$ (à la surface libre de la mer).

La méthode par itération nous amène à calculer $Z_f(t_i)$ jusqu'à l'ordre k.

Pour:

$$i=1 \Rightarrow Z_f(t_2) = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} 1 + q_{sb} 1) dt + Z_f(t_1)$$

$$i=2 \Rightarrow Z_f(t_3) = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} 2 + q_{sb} 2) dt + Z_f(t_2)$$

·
·

$$i=k-2 \Rightarrow Z_f(t_{k-1}) = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} k-2 + q_{sb} k-2) dt + Z_f(t_{k-2})$$

$$i=k-1 \Rightarrow Z_f(t_k) = \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} k-1 + q_{sb} k-1) dt + Z_f(t_{k-1})$$

Ce qui donne par la suite la somme cumulée de $Z_f(x, z, t)$ dans tout le domaine de notre étude.

$$Z_f(x, z, t) = \sum_{i=1}^{k-1} \frac{1}{n-1} \text{div}(q_{ss} i + q_{sb} i) dt + Z_f(t_1) \quad (\text{III-43})$$

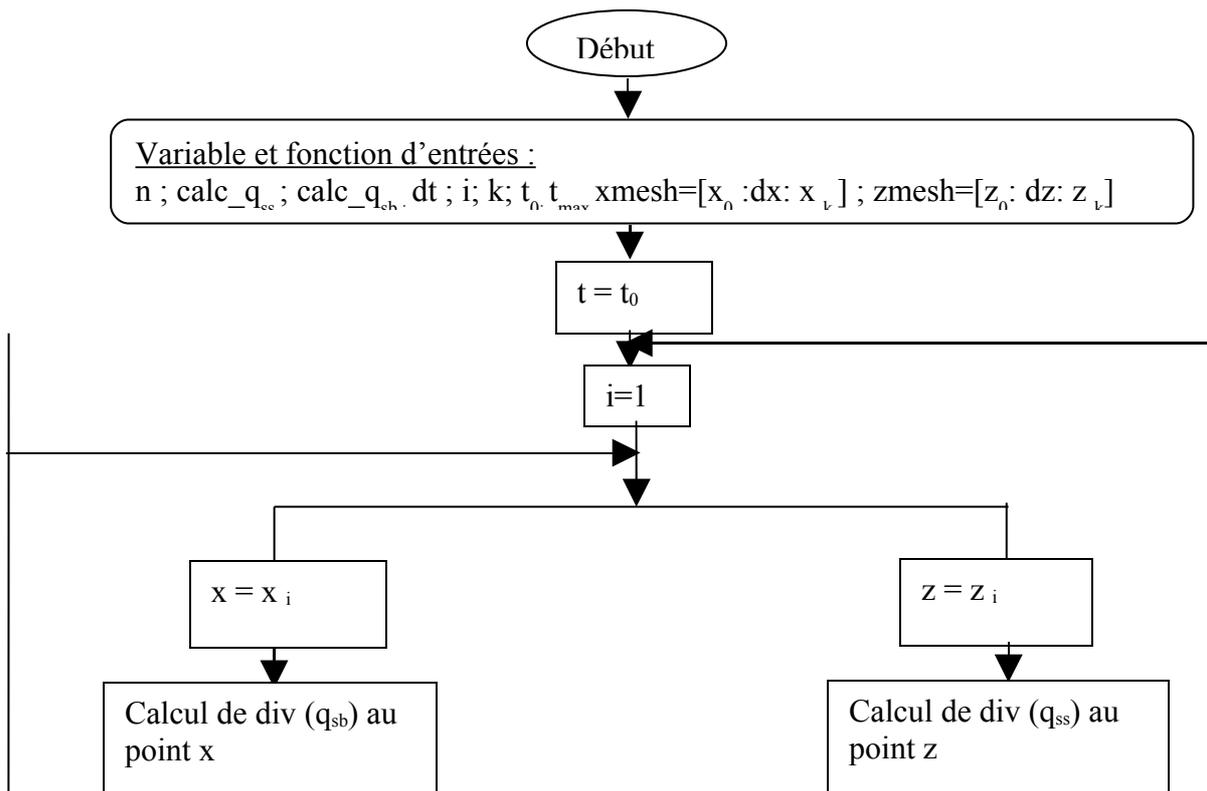
Où $Z_f(t_1)$ est une constante d'intégration prise égale à la hauteur de la couche limite.

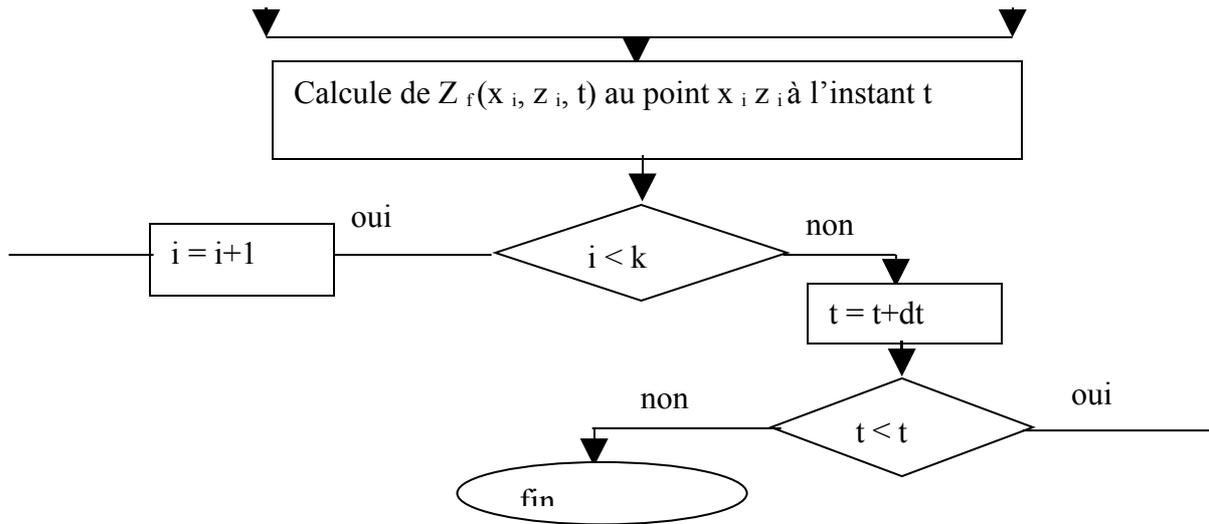
III-4-2 SEQUENCE DE RESOLUTION

Le système de résolution se fait en optant la séquence d'une suite des événements suivants :

- au début du processus ; le temps est fixé à l'instant $t=t_0$
- puis la résolution se fait en calculant par la méthode de différence en tout point i (i entier naturel compris entre 1 et k) la divergence de q_{ss} par rapport à z_i et la divergence de q_{sb} par rapport à x_i
- Après avoir atteint le point x_k et z_k , le programme revient au point $t = t_0$
- Le programme affecte la valeur t à $t+dt$ avec dt le pas d'échantillonnage temporel
- Puis le processus se répète jusqu'à ce que $t+dt=t_{max}$.

Ce procédé de résolution peut être schématiquement récapitulé selon l'organigramme présenté ci-après.





IV : RESULTAT ET INTERPRETATION

Ce chapitre intitulé Résultats et interprétations, sert à présenter les résultats numériques des modèles choisis pour simuler le transport des sédiments en milieu côtier.

Ceci nous amène à comprendre le mécanisme physique qui se produit lors de la formation des plages.

Ainsi trois grands axes forment le corps du travail :

- *Présentation et interprétation de façon détaillée des résultats obtenus à partir de l'équation d'Exner transformée pour l'étude du transport par charriage.*
- *Présentation et interprétation des résultats numériques obtenus à partir de l'équation du transport- diffusion pour l'étude du transport en suspension.*

- *Combinaison entre le transport par charriage et le transport en suspension afin d'avoir une vision générale sur le transport total à travers le temps. ceci nous amènera à évaluer dans le temps l'évolution de la côte du fond.*

IV- 1 NUMERISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION

- concentration à l'équilibre C_b (Zyserman and Fredsoe (1994)) [12] [27] [28]
- concentration au fond [28]
- la porosité du lit (estimer à 0.4)
- vitesse et friction de la houle (Benoit Camenen et Magnus Larson) [10] [26]
- vitesse et friction du courant (Benoit Camenen et Magnus Larson) [10] [26]
- vitesse du mouvement combinatoire de la houle et du courant [25]
- constante de karman $k=0.041$ (universelle)
- hauteur moyenne de la mer supposée à 1.5m
- débit relatif q_r
- coefficient de correction entre la concentration moyenne et celle du fond F
- longueur de la zone littorale évaluée à 15m
- temps de simulation fixé à 200s
- rugosité du lit K_s est prise = $2d_{50}$ [10]
- viscosité de la mer = $1e^{-3}Ns/m^2$ (cf. figure I-6)
- densités de la mer et de la particule (cf. figureI-6)
- Vitesse de sédimentation W_s : (relation obtenue à partir de l'équation I.15)

IV-2 RESULTATS SUR LE TRANSPORT PAR CHARRIAGE

Le transport par charriage concerne les particules qui roulent tout en restant en contact avec le fond.

Le but de cette partie consiste à étudier le comportement d'une particule sédimentaire située en un point du plan horizontal du fond soumise à des forces hydrodynamiques gouvernées par l'effet du mouvement des courants marins littoraux et de la vitesse orbitale de la houle qui est astreinte d'être charriée.

IV-2-1 PRINCIPE

Il s'agit d'étudier le taux de transport solide pour une masse de sédiment située au fond de l'eau.

Lors de cette étude les variables essentielles sont le temps, la vitesse de la houle et celle du courant, la taille et la position de la particule.

Notre travail sert à évaluer l'influence de ces paramètres lors du processus du transport de sédiment par charriage.

IV-2-2 REPARTITION DES PARTICULES TRANSPORTEES PAR CHARRIAGE

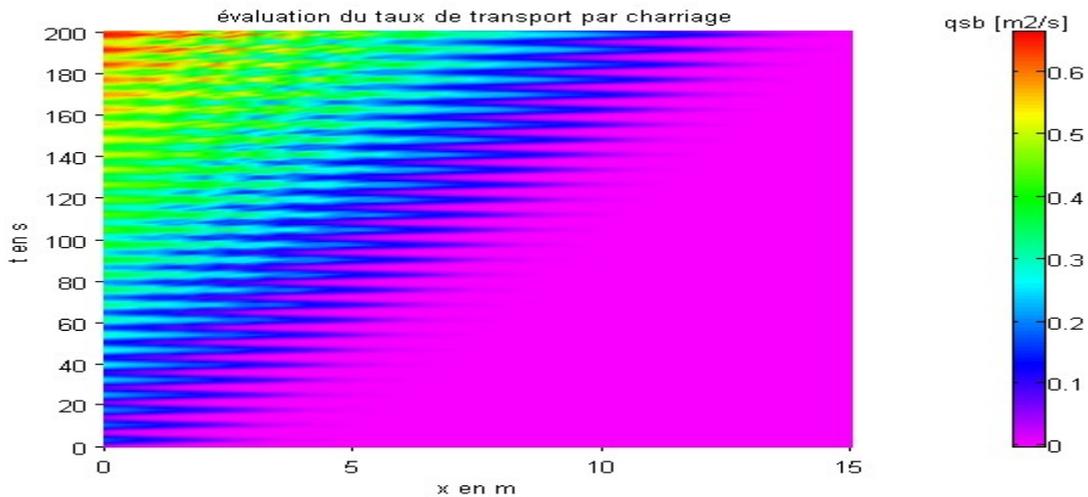


Figure IV-1 : vision globale des résultats obtenus lors de la résolution numérique de l'équation donnant le taux de transport des particules par charriage.

La figure IV-1 montre la répartition des particules qui sont astreintes d'être transportées par charriage. Elle présente la variation de taux de transport en fonction de la longueur de la zone littorale à travers le temps.

On remarque bien que le transport des sables par charriage se fait du large vers les côtes.

Au début du processus ; toutes les particules se concentrent à faible quantité sur la ligne séparant l'océan de la zone d'étude. Lorsque le temps s'écoule le taux de sable augmente, il est important au large. Il diminue lorsqu'on s'approche du rivage. Ceci s'explique par le fait qu'il y a une perte d'une partie de la quantité de sable transportée.

Cette perte est à l'origine de la décélération de la vitesse de l'agent transporteur à cause des irrégularités marines (phénomène des marées).

Cette perte de flux peut être due aussi à la morphologie et à la topographie du fond :

Si le fond est constitué par des gros blocs de quartz ; des baltes ou des roches, ces derniers retiennent une partie des particules qui ont été transportées.

Même si le fond est essentiellement constitué par des sables ; le frottement fluide-particule au fond de l'eau ralentit l'écoulement et par conséquent des particules qui ont été transportées se déposent dans le fond.

Par conséquent le taux de transport de sable par charriage est généralement faible.

Tout fois ce sont les particules de grande taille qui se déposent en premier dans le fond et les particules de taille fine sont facilement et massivement transportées ; de ce fait le taux de transport des sables de taille fine est assez important par rapport à celui de grosse taille.

A partir de la résolution numérique de l'équation différentielle partielle (III-3) nous avons obtenu la courbe violette de la figure IV-2. Cette courbe montre la variation du taux de transport par charriage en fonction de la taille de la particule. Le fit qu'on a fait selon la loi Ad^m nous a donné la fonction suivante :

$$q_{sb} = 3.4.10^{-2} d^{-0.025} \quad (IV-1)$$

Avec un coefficient de détermination $R^2 = 0.96$

d représente la taille de la particule charriée.

Cette fonction montre que le taux du transport croît inversement par rapport à la taille de la particule.

Si nous comparons la courbe obtenue à partir de notre étude et la courbe obtenue selon la loi de Van Rijn (équation I-31), on trouve que ces deux courbes présentent la même allure surtout à partir de $d \geq 0.2\text{mm}$; on dirait que l'étude par simulation coïncide avec le travail de Van Rijn surtout dans le cas où la vitesse du courant est trop faible devant celle de la houle. ($U_c/U_w > 0.06$), et que le milieu est constitué essentiellement par des sables de taille supérieures à 0.2mm.

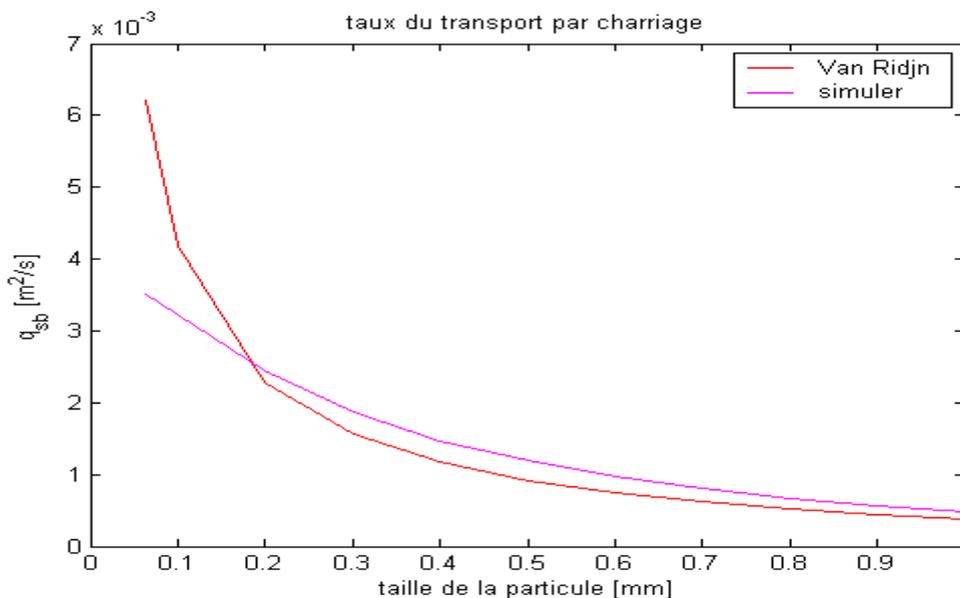


Figure IV-2 : comparaison entre le taux de transport par charriage obtenu par simulation avec celui de Van Rijn. $U_w=0.9\text{m/s}$, $U_c=0.04\text{m/s}$, $\epsilon_b=0.1$, $f_{ct}=0.1$, $f_c=0.01$, $\theta_{cr}=0.05$;

La suite de l'analyse des résultats du transport par charriage est d'étudier l'influence des quelques paramètres sur le taux du transport

IV-2-3 INFLUENCE DU TEMPS

La figure IV-3 montre que pour un point donné du plan horizontal, le taux de transport par charriage en fonction du temps obtenu par résolution numérique est sinusoïdal avec une période égale à celle de la vitesse de la houle. Cette simulation évolue pratiquement de la même façon que la courbe de tendance. Cette courbe de tendance est obtenue à partir de la fonction suivante :

$$q_{sb} = 0.02 \left[at^2 - bt + \left[1.25 \sin\left(\frac{\pi t}{T_w}\right) \right]^4 \right] \quad (IV-2)$$

Où

$$a = 2.10^{-4}$$

$$b = 8.10^{-4}$$

Toute fois on remarque que la courbe de tendance présente une valeur de la crête à crête constante par rapport au temps. Par contre cette valeur est faible pour des faibles valeur du temps ; elle augmente jusqu'à un instant d'équilibre puis elle se stabilise au delà de $t=80s$ dans le cas de la courbe obtenue par simulation.

Ceci s'explique par le fait que dans l'étude par simulation ; la vitesse de la houle dépend du mouvement ondulatoire des vagues. Ce mouvement est périodique et dépend de plusieurs paramètres dont l'effet du vent. Les vagues prennent naissance au large avec une faible intensité et se déplacent vers les côtes ; lorsqu'elles s'approchent de la zone littorale, elles augmentent d'intensité. Ainsi la vitesse de la houle se stabilise lorsque le taux de cisaillement critique du mouvement orbital de la houle au fond de l'eau est dépassé. Or la fonction qui a donné la courbe de tendance n'est que la somme d'une fonction polynomiale et d'une fonction sinusoïdale.

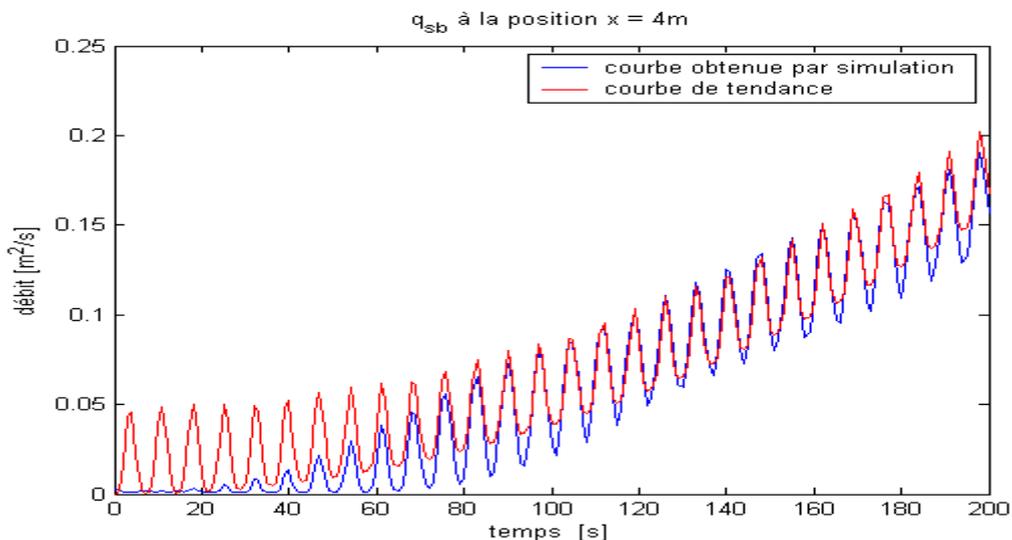


Figure IV-3 : variation du taux de transport par charriage en fonction du temps ; $d_{50}=1mm$

IV-2-4 INFLUENCE DU COURANT ET DE LA HOULE

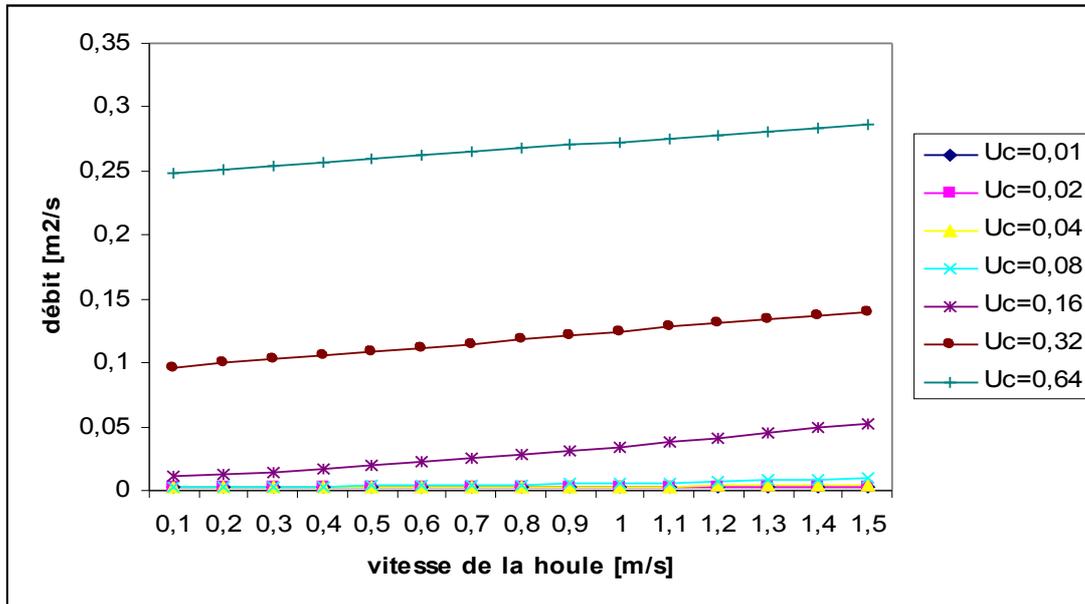


Figure IV-4 : variation du taux de transport par charriage en fonction de la vitesse de la houle pour différentes valeurs de la vitesse du courant marin

La figure IV-4 exprime la variation du taux de transport par charriage en fonction de la vitesse de la houle, pour différentes valeurs de la vitesse du courant marin. Elle sert alors à montrer l'effet de la houle et du courant vis-à-vis du transport des particules sédimentaires.

En zone côtière, la houle et les courants jouent des rôles complémentaires sur la dynamique sédimentaire : la houle a pour effet de favoriser la mobilisation des sédiments qui sont ensuite transportés par les courants moyens [20]

Nous remarquons que si la vitesse de la houle est inférieure à $0,1 m/s$, il n'y a pas de transport des particules sédimentaires. Pour des vitesses du courant inférieures à $0,02 m/s$ le taux de transport des particules est trop faible voire même négligeable (les courbes restent confondues avec l'axe des abscisses).

Étant donné que la mobilisation des masses sédimentaires dépend de la vitesse d'interaction courant-houle ceci montre que si la valeur de cette vitesse est faible, les particules résistent, on dit cependant que l'intensité du poids des particules est assez intense pour vaincre la force hydrodynamique induite par le courant et la houle. Donc pour qu'il y ait transport de sable par charriage il faut que la vitesse qui déplace les vagues du fond atteigne une vitesse critique de mise en mouvement des particules [24].

Au delà de cette valeur critique on observe une croissance du taux de transport par rapport à la vitesse de la houle.

Les courbes qui ont constitué la figure IV-4 sont obtenues à partir de la résolution numérique de l'équation différentielle partielle (III-3).

Nous avons appliqué à ces courbes une loi exponentielle de types $y = A \exp(mU_w)$ et nous avons aperçu que les fonctions qui ont donné les courbes de tendance respectives ont des coefficients de détermination R^2 supérieurs à 0.97

A et m sont des variables dépendants de la vitesse du courant.

U_w est la vitesse de la houle.

Le tableau suivant donne la correspondance entre la vitesse du courant et les variables A et m

Vitesse du courant [m/s]	A	m
0,64	0,2471	0,0991
0,32	0,0949	0,2677
0,16	0,0108	1,1197
0,08	0,0024	0,8713
0,04	0,0023	0,3717
0,02	0,0023	0,2483
0,01	0,0022	0,2121

Tableau VI-1: correspondance entre la vitesse moyenne du courant et les coefficients A et m

A partir de ces valeurs, nous avons tracé la courbe de variation de A et la courbe de variation de m en fonction de la vitesse moyenne du courant marin.

La figure IV-5 donne l'évolution de A et de m en fonction de la vitesse du courant.

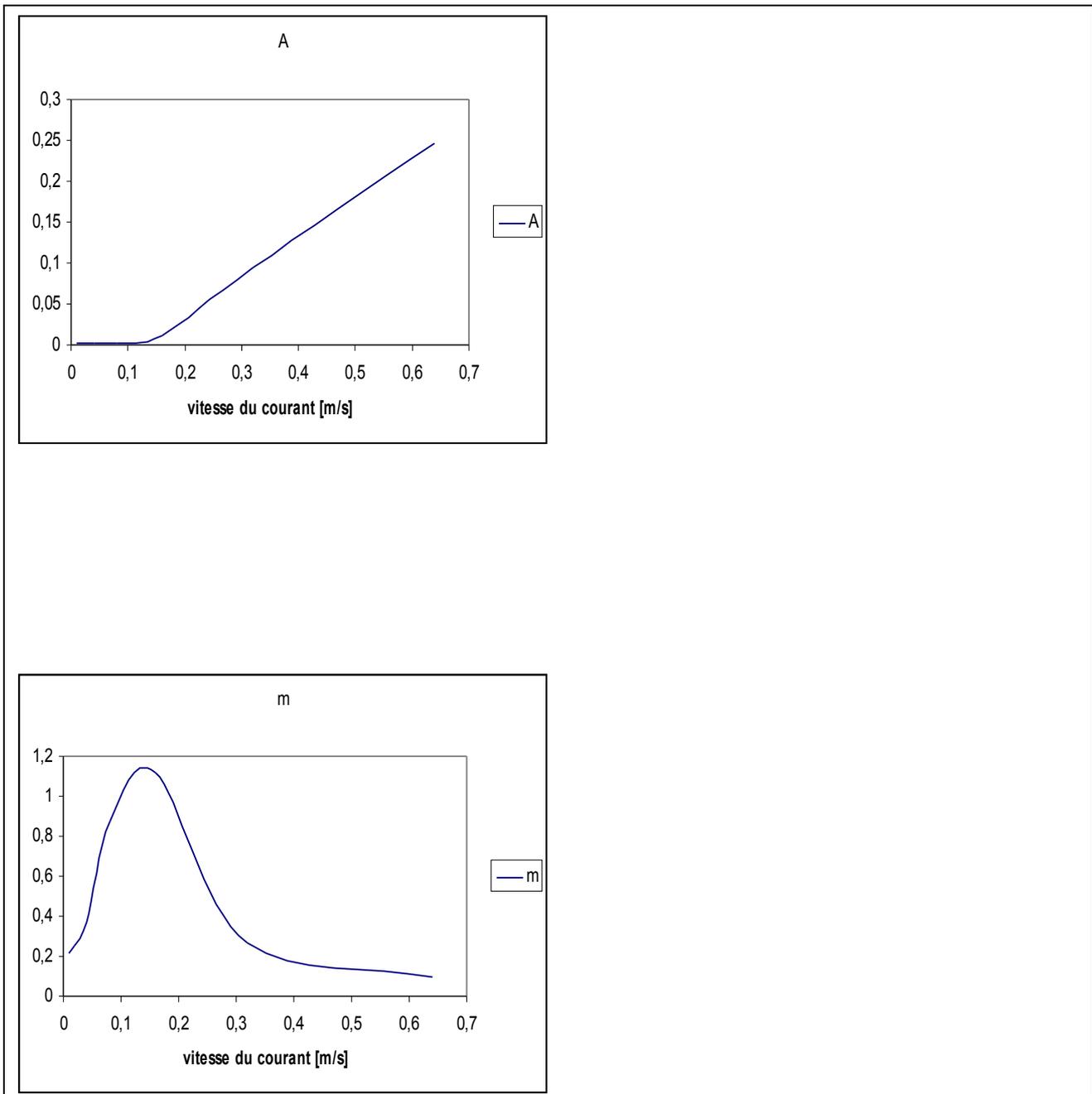


Figure IV-5 : variation des coefficients de la fonction de tendance sur q_{sb} en fonction de la vitesse du courant marin

La courbe exprimant le variable m tend vers une fonction polynomiale d'ordre trois avec un coefficient de détermination $R^2 = 0.96$

Cette fonction est la suivante:

$$m = 71.939U_c^3 - 71.58U_c^2 + 16.586U_c - 0.0449 \quad (IV-3)$$

La courbe exprimant le variable A tend vers une fonction lineaire avec un coefficient de détermination $R^2 = 0.97$.

Cette fonction est la suivante:

$$A = 0.3957U_c - 0.0201 \quad (IV-4)$$

Finalemment l'effet de la houle et du courant sur le transport par charriage peut se définir de la maniere suivante:

$$q_{sb} = (71.939U_c^3 - 71.58U_c^2 + 16.586U_c - 0.0449) \exp[(0.39577U_c - 0.0207)U_w] \quad (IV-5)$$

IV-2-5 INFLUENCE DE LA POSITION DU PARTICULE

Le taux de transport solide dépend non seulement de la taille de la particule mais aussi de la position selon laquelle la particule se trouve à un instant donné.

La figure IV-6 donne le taux de transport par charriage en fonction de la position pour différentes valeurs de la taille de la particule à l'instant $t=20s$.

On remarque que le taux des particules est très important à la position $x = x_0$, il décroît jusqu'à une valeur faible puis il est à peu près constant au-delà de $x = 5m$.

Ceci s'explique par une accumulation des particules à la position $x = x_0$, avant leur transport.

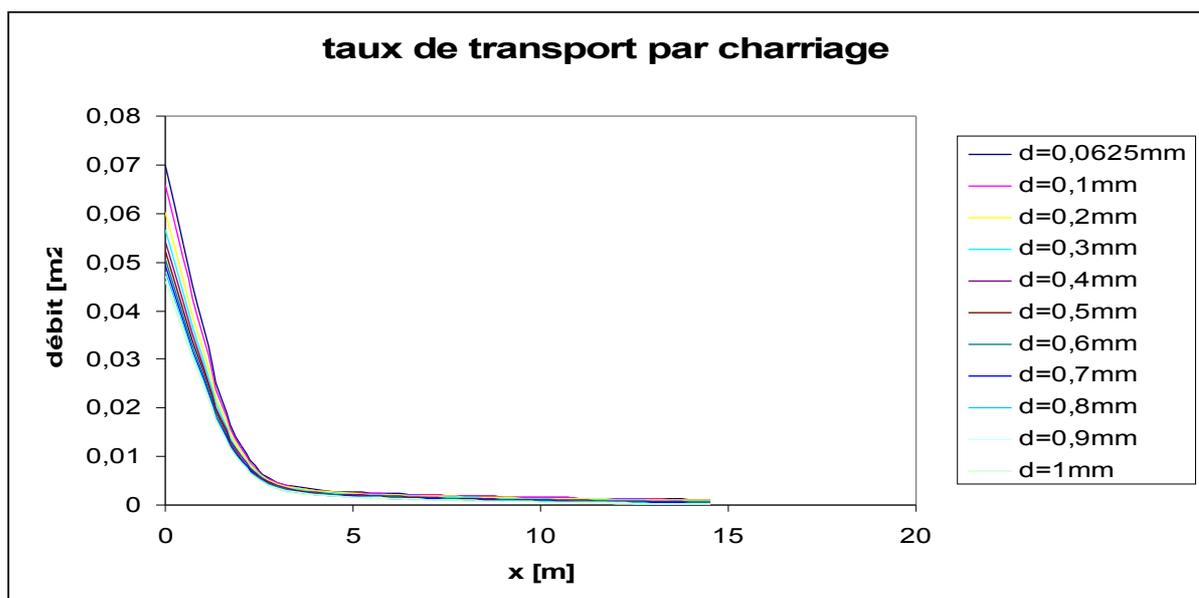


Figure IV-6 : influence du diamètre sur le taux de transport par charriage

On remarque ensuite que l'effet de la taille du sédiment n'a pas assez d'influence sur la variation du débit par rapport à la position. En effet il n'y a pas assez de différence entre les courbes des différentes tailles des particules sédimentaires.

Les courbes de tendance qu'on a pu simuler à cette représentation proviennent des fonctions polynomiales d'ordre 4 dont l'effet du diamètre n'apparaît qu'à l'ordre 2.

Les courbes de tendance obtenues à partir des fonctions polynomiales d'ordre 3 donnent des coefficients de détermination R^2 inférieures à 0.90.

La fonction polynomiale d'ordre 4 est la suivante :

$$q_{sb} = 1.5.10^{-5} x^4 - 5.10^{-4} x^3 + ax^2 + bx + c \quad (IV-6)$$

a, **b** et **c** sont des coefficients dépendants de la taille de la particule.

Le tableau suivant donne la correspondance entre les coefficients **a**, **b**, **c** et la taille du sédiments en mm

Taille du sédiment	a	B	c
0,0625	0,00078	-0,0391	0,0686
0,1	0,00073	-0,0367	0,0647
0,2	0,00066	-0,0333	0,0591
0,3	0,00062	-0,0313	0,0556
0,4	0,00059	-0,03	0,0532
0,5	0,00057	-0,0289	0,0513
0,6	0,00055	-0,028	0,0498
0,7	0,00054	-0,027	0,0485
0,8	0,00052	-0,0266	0,0473
0,9	0,00051	-0,026	0,0463
1	0,0005	-0,0255	0,0454

Tableau VI-2 : correspondance entre les coefficients *a*, *b*, *c* et la taille du sédiments en mm.

A partir des valeurs du tableau VI-2 nous avons présenté graphiquement les courbes de variation des coefficients **a**, **b** et **c** selon la taille du sédiment.

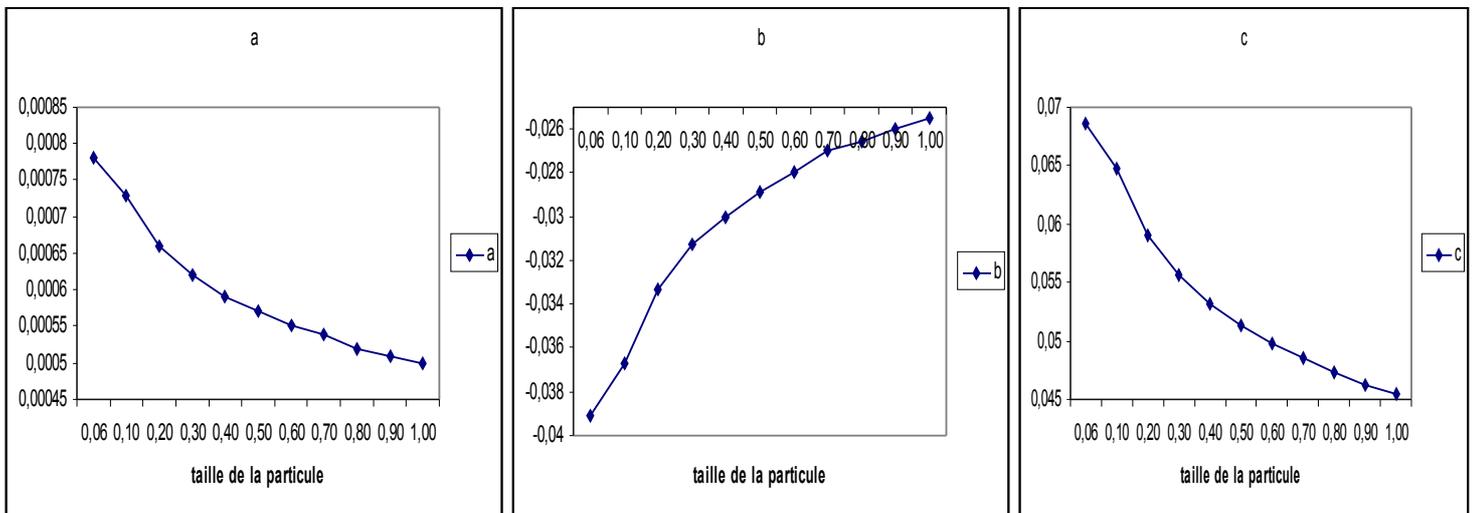


Figure IV-7 : variation des coefficients *a*, *b* et *c* en fonction de la taille de la particule en mm

La figure VI-7 montre comment se présente **a**, **b** et **c** en fonction de la taille de la particule. Le fit que nous avons réalisé selon la loi **Alog(d)+B** nous a donné les fonctions suivantes avec les coefficients de détermination respectifs :

$$a = -1.10^{-4} \log(d) + 5.10^{-4} \quad R^2 = 0.9999 \quad (IV-7)$$

$$b = 4.9.10^{-3} \log(d) - 0.0255 \quad R^2 = 0.9997 \quad (IV-8)$$

$$c = -8.4.10^{-3} \log(d) + 0.0455 \quad R^2 = 0.9996 \quad (IV-9)$$

Ces expressions montrent que le taux de transport diminue une fois que la taille de la particule augmente. Toute fois la variation se fait sur des faibles valeurs.

IV-3 RESULTATS SUR LE TRANSPORT EN SUSPENSION

Quand la vitesse de frottement au fond de la mer atteint une intensité décrite par un taux de cisaillement critique permettant le saut du granulat plus haut à tel point qu'il ne touche pas le fond, la particule sédimentaire est transportée en suspension dans le cours d'eau.

Le but de cette partie consiste à étudier le comportement de la particule en suspension soumise à son poids, à la poussée d'Archimède exercée par la mer et à une force de friction hydrodynamique sous un écoulement turbulent et qui sédimente avec une vitesse de décantation constante.

IV- 3-1 PRINCIPE

Le principe consiste à évaluer pour un sédiment d'une taille donnée la répartition de la concentration dans l'eau de mer à travers le temps.

Comme le taux de transport en suspension q_{ss} varie selon la concentration et la vitesse de l'écoulement, il nous fallait donc étudier son évolution à travers le temps et ceci va nous permettre de faire une estimation sur le transport des sédiments.

Lors de cette étude les variables sont la taille du sédiment, la profondeur de la mer et le temps. De ce fait les paramètres et les grandeurs susceptibles d'être variés sont ceux qui ont une relation avec les variables prédéfinies.

Ainsi les résultats que nous allons présenter font l'objet d'une simulation sur la concentration des sédiments dans la colonne d'eau et sur le taux de transport en suspension

IV -2-3 REPARTITIONS DES SEDIMENTS MIS EN SUSPENSION

On considère d'abord un sable moyen de diamètre médian d_{50} prise égale 0.25mm et qui sédimente avec une vitesse constante égale 0.015m/s

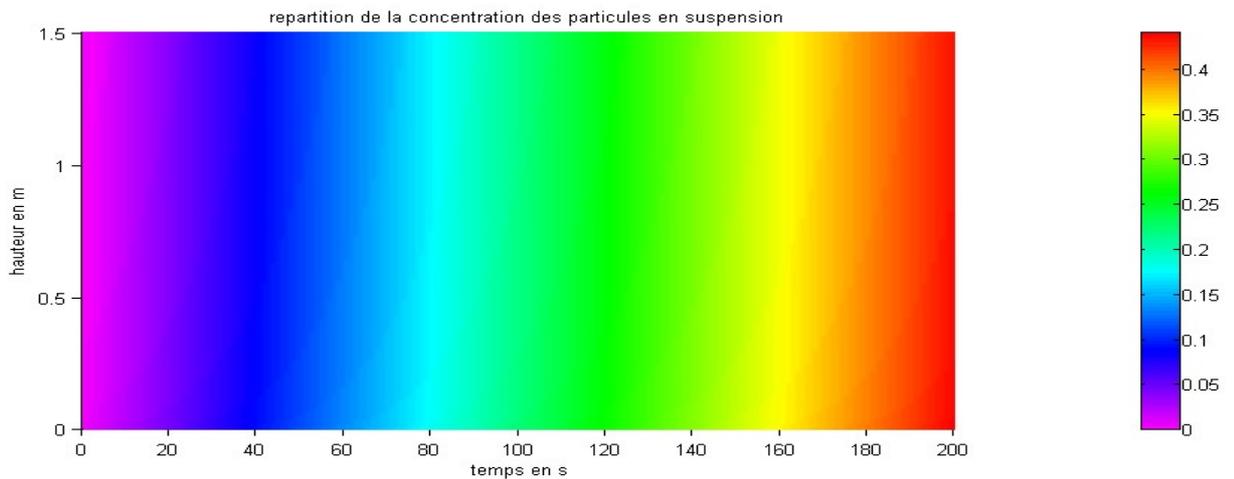


Figure IV-8: Vision globale du résultat de la simulation par pas de 1s d'un sédiment transporté en suspension. La concentration à l'équilibre imposée à 0.0086kg/l, la vitesse de frottement à 0.05m/s

La concentration d'un sédiment mis en suspension croît en fonction du temps. Elle augmente rapidement dans la zone qui se trouve juste au dessus de la couche limite mais très légèrement à la surface de la mer.

Notre travail consiste à étudier pour des instants donnés l'influence de la force de frottement, de la position et de la taille du granulat lors du transport des sédiments en suspension

La concentration en suspension des particules sédimentaires dans l'eau de mer est généralement faible. Si on se réfère de la quantité de sédiment existant dans l'environnement marin.

Ceci s'explique par le fait qu'une particule ne peut pas rester toujours suspendue dans l'eau. Elle est acculée à rechuter et à demeurer sur le lit à cause des irrégularités des écoulements marins :

- Quand les courants de marée décelèrent le tourbillon s'affaiblit et les sédiments se déposent.
- Quand la force gravitationnelle dépasse la force de friction, les sédiments chutent librement.
- Quand la contrainte de cisaillement critique de déposition est atteinte.

Dans le cas des fortes contraintes de cisaillement le processus de la mise en suspension des particules devient spectaculaire ; des particules de grosse taille se trouvent massivement suspendues et le taux de transport en suspension est largement important par rapport à celui du transport des particules par charriage.

Examinons le taux de transport des particules en suspension présumé par la formule de Benoit Camenen&Magnus Larson [26] dans le cas où l'intensité de la vitesse du courant marin est très importante ($U_c = 0.12\text{m/s}$). on remarque que le taux de transport est de l'ordre de 10^{-3} (valeur de taux de transport en suspension très importante).

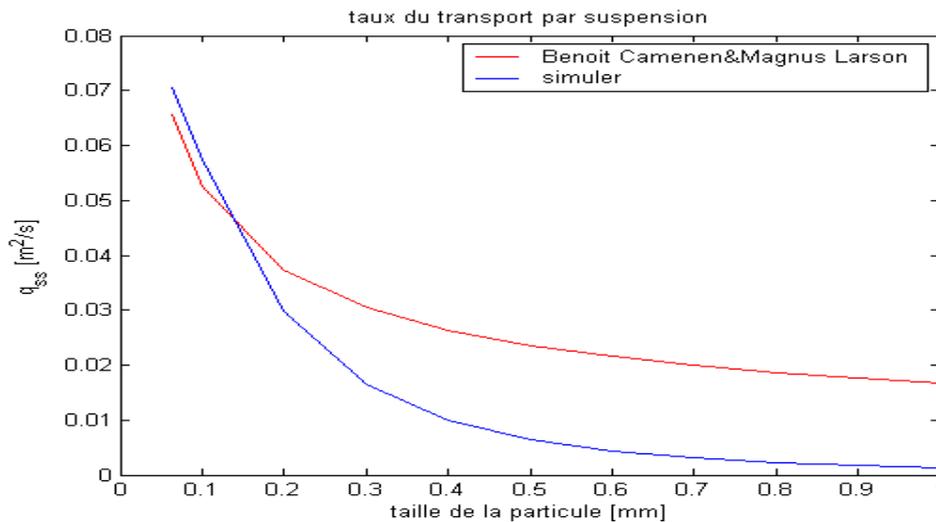


Figure IV-9 : comparaison entre le taux de transport par suspension obtenu par simulation et celui présumé par la formule de Benoit Camenen&Magnus Larson, $\epsilon_s = 0.02$; $U_c = 0.12 \text{ m/s}$

La figure IV-9 montre comment se dispose le taux de transport obtenu à partir de la résolution numérique et celui présumé par la formule de Benoit Camenen&Magnus Larson. On remarque que les deux courbes ont la même allure et présentent une forte ressemblance dans le cas des particules de petite taille ($d_{50} < 0.2 \text{ mm}$).

Donc ces résultats montrent que notre étude peut être simulée avec celle de Benoit Camenen&Magnus Larson si le milieu est constitué par des sables de taille fine envahie par des fortes écoulements hydrodynamiques.

La courbe bleue de la figure IV-9 est obtenue numériquement. Elle donne la variation du taux de transport en suspension par rapport à la taille de la particule. Nous avons fait un fit selon la loi $A \exp(-md)$, et nous avons trouvé l'expression suivante :

$$q_{ss} = 0.069 \exp(-4.26d) \quad R^2=0.978 \quad (\text{IV-10})$$

Cette fonction montre que le débit diminue d'une manière exponentielle lorsque la taille de la particule augmente. Et nous pouvons l'interpréter de la manière suivante.

- La valeur 0.069 est le taux de transport pour la particule la plus petite que l'on peut considérer.

Dans le cas des sédiments non cohésifs le diamètre d de la particule la plus petite mesure 0.0625mm.

- 4.26 représente le coefficient de régression du taux de transport.

Notons que ces valeurs ne sont pas du tout constantes. Elles peuvent changer car elles dépendent des paramètres spatio-temporels du problème.

Nous allons étudier cependant l'influence du temps et de la position de la particule sur le taux de transport.

IV-3-3 INFLUENCE DU TEMPS ET DE LA TAILLE DU SEDIMENT

La figure IV-10 donne la variation du taux de transport des particules en suspension pour différents instants de la simulation.

On remarque qu'il y'a une évolution sur le taux de transport pour chaque type de sédiment à travers le temps. Le débit augmente d'une valeur que l'on peut noter « δq_{ss} » à chaque espace du temps. On s'aperçoit ensuite que δq_{ss} est grand si la taille de la particule est trop petite et vis versa. De plus le taux de transport en suspension est très important pour les particules de taille inférieure à 0.4mm.

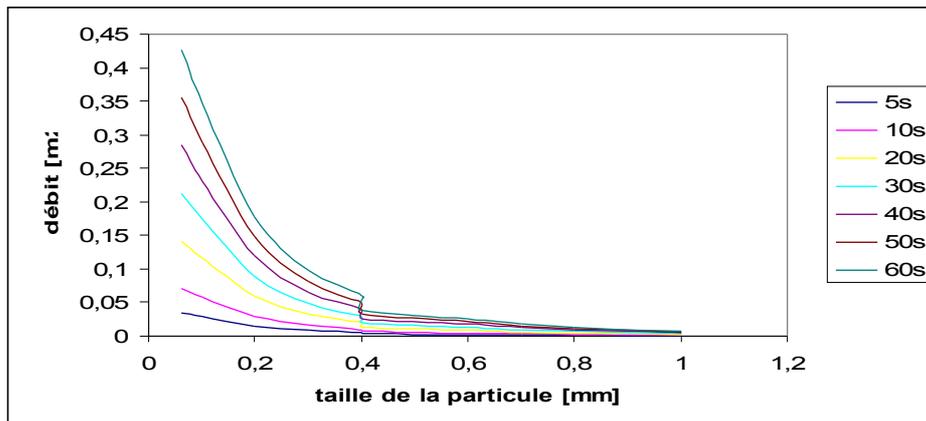


Figure IV-10 : effet de la taille de la particule sur le taux de transport en suspension pour différentes valeurs du temps

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que les fonctions de type $y = A \exp(md)$ peuvent donner ce genre de courbes avec un coefficient de détermination $R^2 > 0.92$.

On a montré ensuite que **A** et **m** dépendent des paramètres spatio-temporels du problème.

Nous allons montrer comment varient **A** et **m** en fonction du temps.

Le tableau suivant donne les valeurs de **A** et de **m** pour différents instants de la simulation.

Temps [s]	A	m
5	0,0322	-4,1859
10	0,0651	-4,2241
20	0,1308	-4,2437
30	0,1964	-4,2501
40	0,2621	-4,2534
50	0,3278	-4,2554
60	0,3935	-4,2567

Tableau VI-3: correspondance entre les coefficients **A**, **m** et le temps en second.

A partir des valeurs du tableau IV-3 nous avons réalisé la représentation graphique de A et la représentation graphique de m en fonction du temps.

La figure IV-11 donne les courbes de variation de A et de m en fonction du temps.

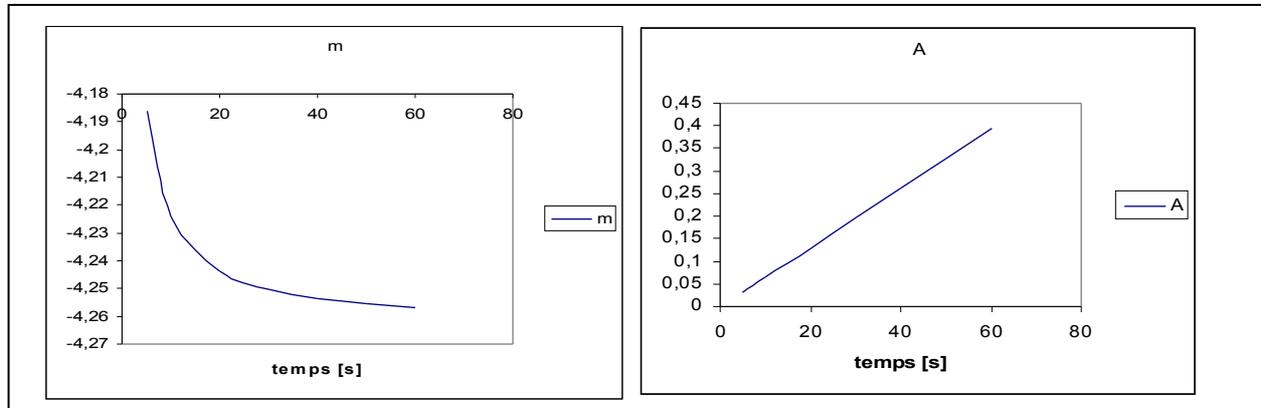


Figure IV-11 : effet du temps sur les coefficients A et m

On remarque que A est absolument linéaire par rapport au temps et son expression est la suivante :

$$A = 0.0066t + 0.0006 \quad R^2=1 \quad (IV-11)$$

La fonction m peut être simulée à une fonction polynomiale d'ordre 3 avec un coefficient de détermination $R^2= 0.9672$.

L'expression mathématique de la courbe de tendance vers m est la suivante :

$$m = -2.10^{-6}t^3 + 0.0002t^2 - 0.0076t + 4.1578 \quad (IV-12)$$

Finalement l'effet du temps et de la taille de la particule sur le transport en suspension peut se définir de la manière suivante:

$$q_{ss} = 6.10^{-4} (11t + 1) \exp[-2.10^{-4} (0.01t^3 + 38t^2 + 38t - 20789)d] \quad (IV-13)$$

IV-3-4 INFLUENCE DE LA POSITION DU SEDIMENT

Les particules en suspension se sont réparties dans la colonne d'eau. La concentration des sédiments varie selon la hauteur.

Les grains sont très concentrés dans la zone proche de la couche limite, et la concentration diminue lorsqu'on se rapproche de la surface libre de la mer. Toute fois ce sont les particules de petite taille qui sont les plus nombreuses dans le cours d'eau.

La figure IV-12 donne la répartition de la concentration par rapport à la hauteur d'eau pour différents types des particules à l'instant $t = 20s$.

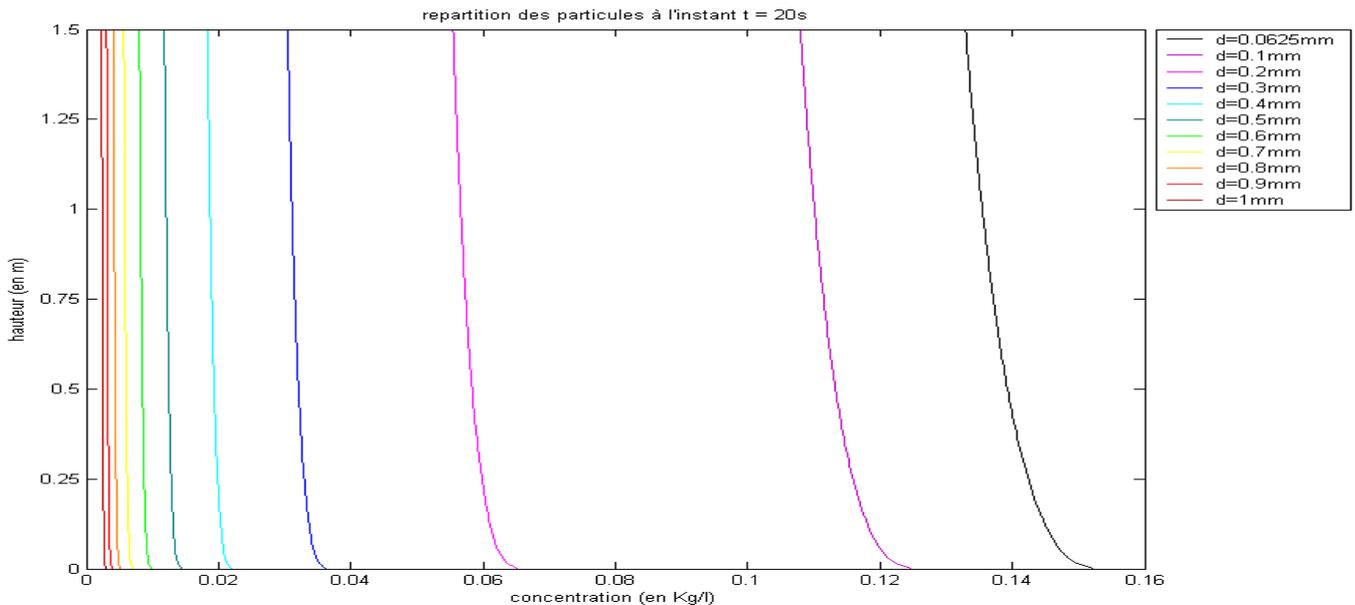


Figure IV-12: schéma explicitant le processus du transport par suspension à l'instant $t=20s$; pour différentes valeurs de la taille du granulat.

Les courbes qui constituent la figure IV-12 sont obtenues à partir de la résolution numérique de l'équation différentielle partielle (III-1).

Nous avons appliqué à ces courbes une loi de z à la puissance n de types : $C(z) = Az^n$ et nous avons aperçu que les fonctions qui ont donné les courbes de tendance respectives ont des coefficients de détermination R^2 supérieurs à 0.95

z désigne la position de la particules par rapport au plan vertical

A et n sont des paramètres dépendants de la taille de la particule.

Le tableau IV-4 donne la correspondance entre la taille de la particule et les coefficients A et n

A partir des valeurs du tableau IV-4, nous avons tracé, la courbe de variation du coefficient A et la courbe de variation de l'exposant n en fonction de la taille du sédiment.

La figure IV-13 donne l'évolution de A et l'évolution de n en fonction de la taille de la particule.

Taille du sédiment [mm]	A	n
-------------------------	---	---

0,0625	0,1555	-0,0325
0,1	0,1271	-0,0341
0,2	0,0661	-0,0369
0,3	0,0366	-0,0381
0,4	0,0222	-0,0406
0,5	0,0144	-0,0421
0,6	0,0099	-0,0435
0,7	0,007	-0,0447
0,8	0,0051	-0,0459
0,9	0,0038	-0,047
1	0,0029	-0,0481

Tableau IV-4 : correspondance entre le coefficient **A**, l'exposant **n** et la taille du sédiment.

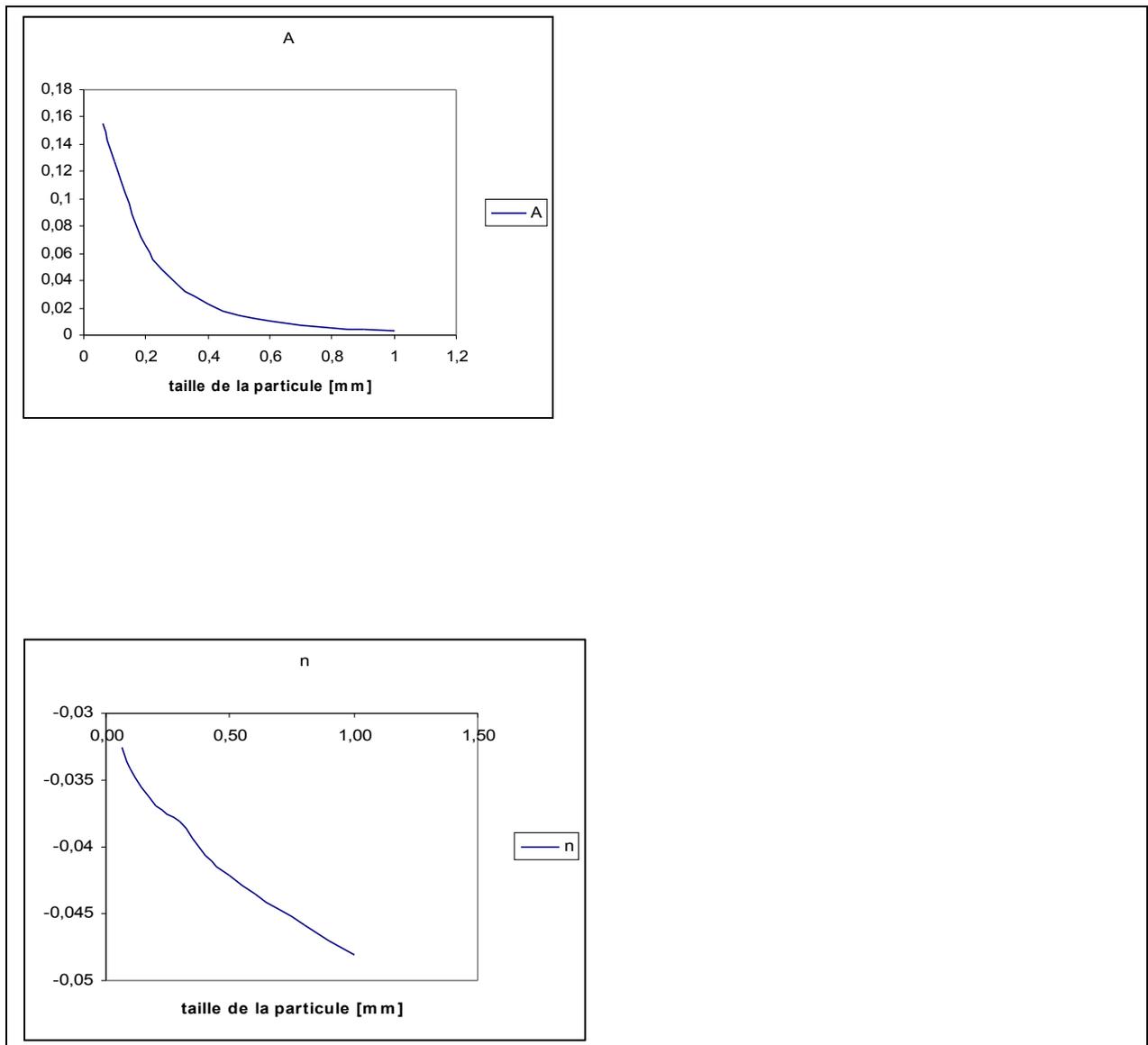


Figure IV-13 : effet de la taille de la particule sur les variables **A** et **n**

A est simulé à une fonction exponentielle de **d**, cette fonction diminue une fois que la taille de la particule augmente. Son expression analytique est la suivante :

$$\mathbf{A = 0.1545 \exp(-4.2648d)} \quad R^2=0.9785 \quad (\text{IV-13})$$

n est simulé à une fonction logarithmique de d qui décroît une fois que la taille d de la particule augmente. Son expression analytique avec $R^2 = 0.97$ est la suivante :

$$n = -0.0056 \log (d) - 0.0467 \quad (\text{IV-14})$$

14)

Finalement la concentration des particules sédimentaires de taille d à la position z s'écrit :

$$C(z) = 0.1545z^{(-0.0056 \log(d) - 0.0467)} \exp(-4.2648d) \quad (\text{IV-15})$$

Or le taux de transport en suspension à la position z du plan vertical est le produit de la vitesse de l'écoulement et de la concentration des particules en ce point z du plan :

$$q_{ss}(z) \approx c(z) \cdot U(z) \quad (\text{IV-16})$$

16)

$U(z)$ est l'expression de la vitesse de l'écoulement en régime turbulent définie par l'équation (I-5)

Ainsi l'expression analytique du taux de transport en suspension à la position z est :

$$q_{ss} = \frac{0.1545u^*}{k} \log\left(\frac{15z}{d}\right) z^{(-0.0056 \log(d) - 0.0467)} \exp(-4.2648d) \quad (\text{IV-17})$$

- k est la constante de karman
- u^* est la vitesse de frottement hydrodynamique.

La vitesse de frottement n'est pas une constante, elle varie selon l'intensité de la contrainte de cisaillement au fond du l'eau.

Nous allons étudier l'influence de la vitesse de frottement sur le taux de transport en suspension en prenant d constant.

IV-3-5 INFLUENCE DE LA VITESSE DE FROTTEMENT

Le taux de transport des particules en suspension augmente proportionnellement avec le temps.

Cette croissance du débit est beaucoup plus importante une fois que la vitesse de frottement augmente. Ce phénomène peut être interprété de la manière suivante :

Une fois que le frottement entre fluide et particule s'intensifie, les particules ont tendance à quitter le lit marin, la turbulence augmente. L'augmentation de la turbulence permet de maintenir longtemps les particules dans le cours d'eau. Par conséquent, le taux de transport augmente.

La figure IV-14 donne la variation par rapport au temps du taux de transport en suspension pour différentes valeurs de la vitesse de frottement

La particule considérée a un diamètre médian $d_{50} = 0.1 \text{ mm}$.

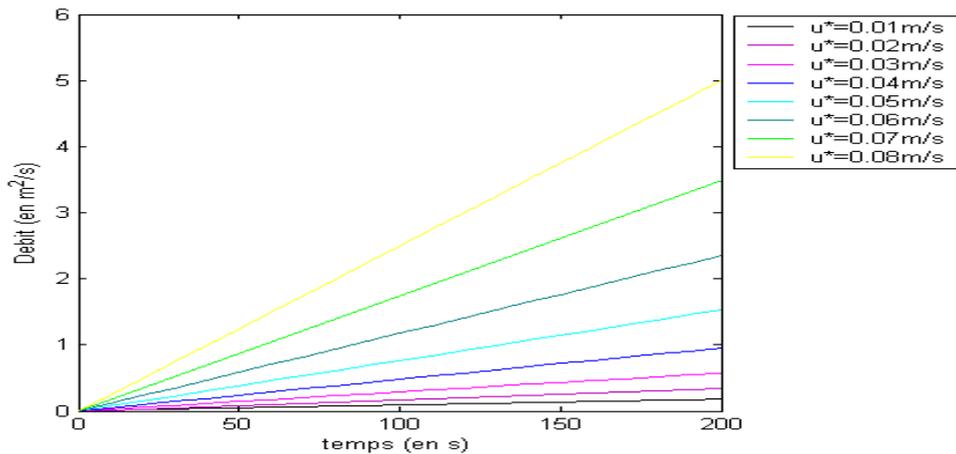


Figure IV-14 : effet de la vitesse de frottement sur le taux de transport en suspension.

On remarque que les courbes qui constituent la figure IV-4 sont linéaires. Elles sont alors les représentations graphiques des fonctions de type :

$$Y = A t + B$$

Où A et B sont des paramètres dépendants de la vitesse de frottement.

Le tableau IV-5 donne la correspondance entre les coefficients A, B et la vitesse de frottement

Vitesse de frottement u^* [m/s]	A	B
0,01	0,0009	-0,0002
0,02	0,0017	-0,0006
0,03	0,0029	-0,0013
0,04	0,0048	-0,0025
0,05	0,0077	-0,0042
0,06	0,0118	-0,0068
0,07	0,0175	-0,0103
0,08	0,0251	-0,0147

Tableau IV-5 : correspondance entre les coefficients A, B et la vitesse de frottement

Nous avons tracé à partir des valeurs du tableau IV-5 la courbe de variation de A et la courbe de variation de B en fonction de la vitesse de frottement.

La figure IV-15 donne la variation des paramètres A et B en fonction de la vitesse de frottement.

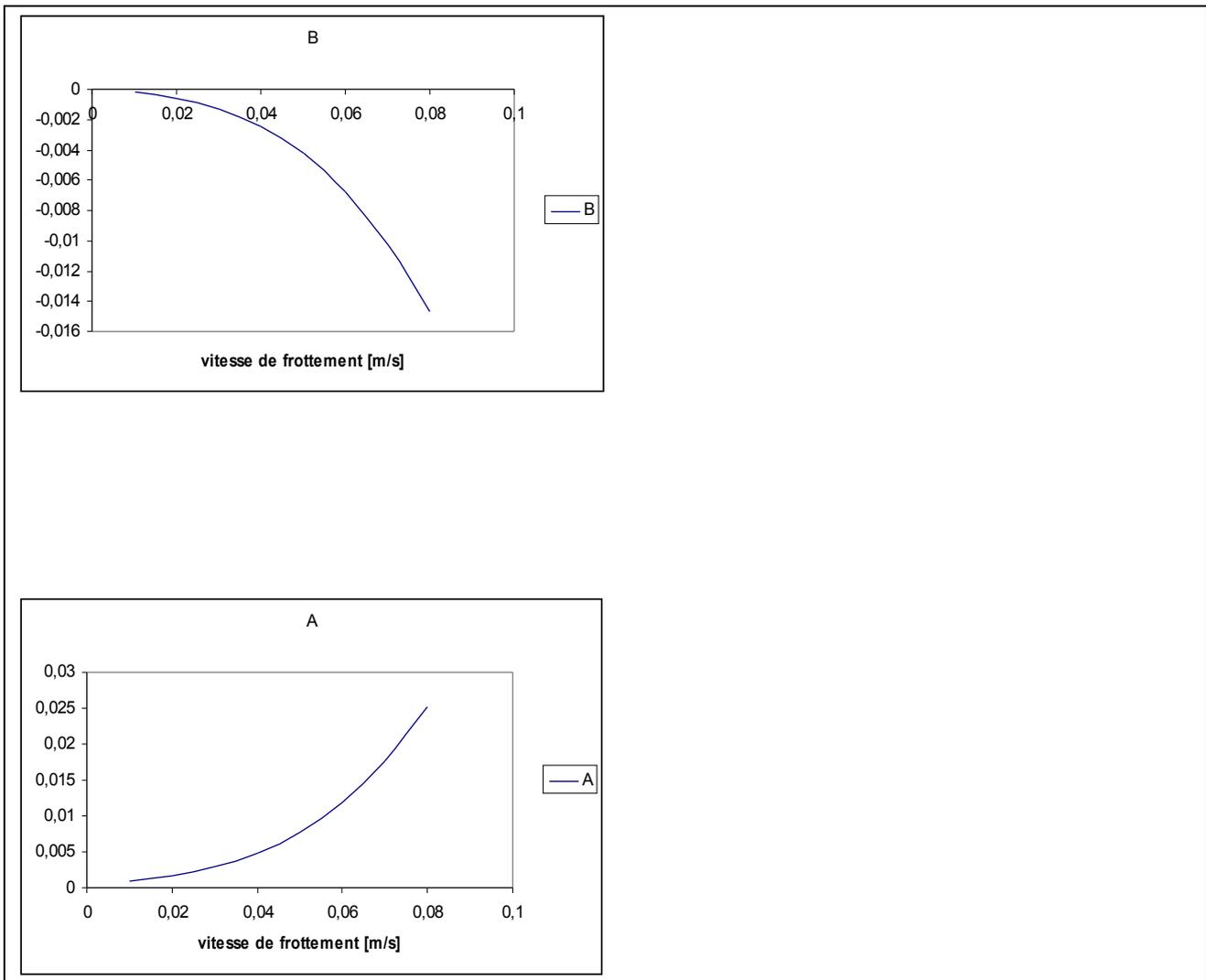


Figure IV-15 : influence de la vitesse de frottement sur les paramètres A et B

B est absolument une fonction polynomiale d'ordre 3, son expression analytique est la suivante :

$$B = -23.737u^{*3} - 0.2131u^{*2} - 0.01u^{*} - 0.00001 \quad R^2=1 \quad (IV-18)$$

Nous avons appliqué sur A une loi exponentielle de type $A \exp(\mu^*)$ et nous avons obtenu la fonction suivante :

$$A = 0.0007 \exp(47.188u^{*}) \quad R^2= 0.9924 \quad (IV-19)$$

Donc le taux de transport des particules en suspension varie par rapport à la vitesse de frottement de la manière suivante :

$$q_{ss} = 0.0007t \exp(47.188u^{*}) - 23.737u^{*3} - 0.2131u^{*2} - 0.01u^{*} - 0.00001 \quad (IV-20)$$

si on analyse les deux termes constituant l'expression ci-dessus on s'aperçoit que le deuxième terme est négligeable par rapport au premier. En effet :

- le taux de transport est une fonction croissante du temps

- une fonction exponentielle de u^* croît si vite qu'une fonction polynomiale de u^*

Finalement nous pouvons négliger le deuxième terme. Et le taux de transport se réduit de la manière suivante :

$$q_{ss} = 0.0007t \exp(47.188u^*) \quad (IV-21)$$

En résumé, l'étude du transport des particules en suspension montre que l'expression analytique du débit est de la forme :

$$q_{ss} = A(z(d), t) \exp(d, u^*, t). \quad (IV-22)$$

IV-4 ANALYSE GLOBALE DES RESULTATS

Après avoir fait l'étude du transport en suspension et par charriage des particules ; nous sommes arrivé sur les points suivants :

- Le frottement du fond ralentit le transport par charriage, néanmoins il favorise le transport en suspension des sédiments.
- Le taux de transport solide est important une fois que la vitesse de l'écoulement augmente.
- Les particules de petite taille favorisent les écoulements marins.
- Le taux de transport augmente à travers le temps.

La figure IV-16 donne l'influence de la taille de la particule sur le débit total du transport

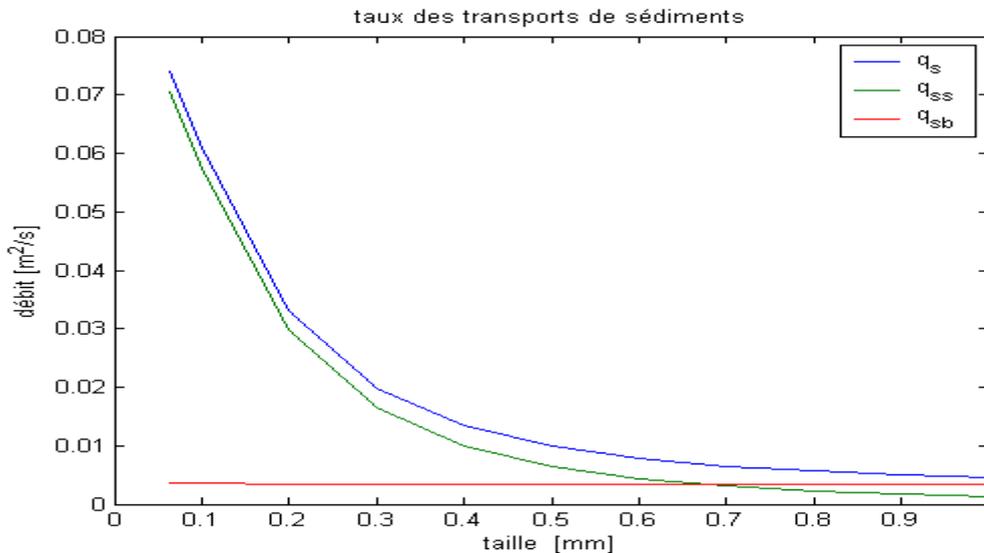


Figure IV-16 : influence de la taille du particule sur le taux de transport.

On remarque que :

Le taux de transport par charriage est important par rapport à celui du transport en suspension si la taille de la particule est supérieure à 0.65mm.

Si la taille est inférieure à 0.6mm le taux de transport en suspension est très considérable.

Donc les résultats obtenus à partir de notre travail donnent des estimations assez réalistes sur le transport des sédiments et surtout dans le cas des forts écoulements marins.

- Interaction permanente entre le mouvement du courant et le mouvement orbital de la houle.
- Vitesse de frottement importante ($u^*=0.05\text{m/s}$)

IV-5 COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC D'AUTRES MODELES PREDEFINIS

Le taux de transport totale q_s obtenu par simulation est la somme de q_{ss} et q_{sb}

Où

- q_{ss} est le taux de transport des particules en suspension suivant le vertical
- q_{sb} est le taux de transport des particules suivant le plan horizontal du fond

Le taux de transport total dépend de plusieurs paramètres. Un des paramètres les plus importants est la taille de la particule. Voici comment se présente le débit total obtenu à partir de notre travail en fonction de la taille de la particule :

$$q_s = 3.4 \cdot 10^{-2} d^{-0.025} + 0.069 \exp(-4.26d) \quad (\text{IV-23})$$

En général le débit solide total définissant la somme du débit solide de sédiment charrié et du débit solide de sédiment en suspension q_s , est exprimé à partir de l'équation de conservation de masse de sédiment sur tout le domaine d'étude. Cette équation et celle d'Exner [12] exprimant l'évolution du fond marin

Les opinions entre les différents auteurs se divergent sur le calcul de q_s . Jusqu'alors aucune formule n'est absolument satisfaisante pour généraliser la situation du transport des sédiments marins, l'expertise reste alors primordiale.

Nous allons cependant présenter quelques modèles prédéfinis et les comparer finalement avec les résultats de la simulation

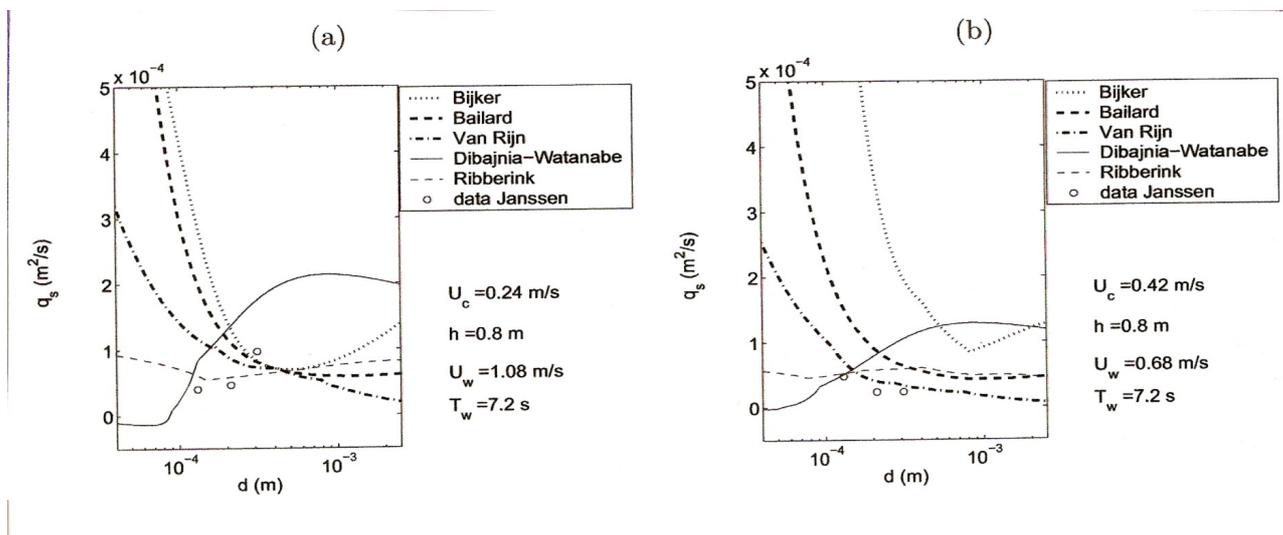


Figure IV-17 : influence de la taille sur le transport de sédiment pour une interaction entre le courant et la houle [25].

Ce graphe comporte six courbes dont parmi elles présument une diminution du débit solide une fois que la taille du sédiment augmente. Ce qui est le cas de notre étude

On rappelle cependant, deux des formules utilisées pour réaliser ce graphe

- Bijker [3] [6]:

$$q_s = q_{sb} + q_{ss}$$

Où

- q_{sb} est le débit solide défini par l'expression (II-39).
- $q_{ss} = 1.83q_{sb} \left(I_1 \log \left[\frac{33h}{k_s} \right] + I_2 \right)$ (IV-24)

Avec :

$$I_1 = \int_{z_b/h}^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^r dy \quad \text{Et} \quad I_2 = \int_{z_b/h}^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^r \log(y) dy \quad (IV-25)$$

- Bailard [3]:

Bailard modélise le débit solide sous forme vectorielle.

$$\vec{q}_s = \frac{0.5 f_{cw}}{g(s-1)} \left(\frac{\epsilon_b}{\tan \phi} \langle |\vec{u}|^2 \vec{u} \rangle + \frac{\epsilon_s}{W_s} \langle |\vec{u}|^3 \vec{u} \rangle \right) \quad (IV-26)$$

Où

- u représente la vitesse instantanée décrite par l'équation (II-19).
- ϵ_b et ϵ_s représentent respectivement le paramètre caractéristique du charriage et de la suspension.

Une analyse simple montre que le taux de transport présumé par le modèle de Bijker est constant à travers le temps car le terme temps ne figure pas parmi les paramètres explicitant la formule c'est-à-dire que le temps fait partie des variables implicites du modèle. Tandis que le facteur temps est un des éléments les plus importants de l'étude par simulation.

De ce fait on a jugé utile de comparer enfin nos résultats avec le modèle de Bailard car ce dernier fait intervenir presque les paramètres qui ont été étudiés précédemment.

Voici en guise de comparaison ; comment se présente le débit solide obtenu par simulation par rapport au modèle de Bailard à l'instant $t=10s$.

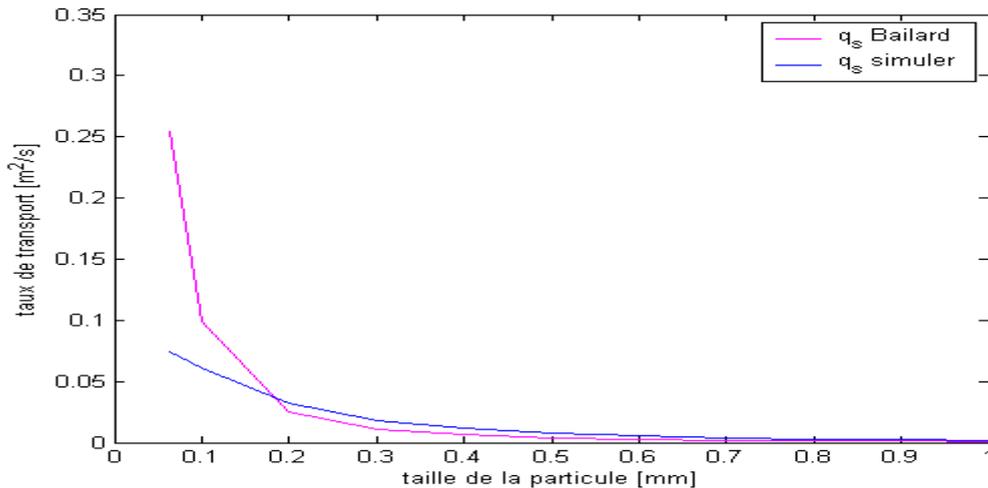


Figure IV-18 : comparaison entre nos résultats et le modèle de Bailard.

$U_c / U_w = 0.06, \varphi = 1 \text{rd}, [12];, T_w = 7.2 \text{s}, \epsilon_b = 0.1, \epsilon_s = 0.02; [3]; h = 1.5 \text{m}$

La figure VI-18 exprime la variation du taux de transport solide en fonction de la taille du sédiment.

A $t = 10 \text{s}$ l'étude par simulation coïncide bien avec le modèle de Bailard et par conséquent avec les modèles qui présentent la même allure. Toute fois on aperçoit un décalage pour les sédiments de tailles inférieures à 0.2mm. Au dessous de cette valeur, on constate que le débit présumé par le modèle de Bailard augmente considérablement.

Ainsi on peut dire que le taux de transport obtenu par simulation donne des bons résultats sur des particules de taille grosse et moyenne.

Ainsi les particules qui ne sont pas massivement transportées, s'immobilisent, s'entassent et se consolident pour former le fond.

Nous allons par la suite examiner le processus de consolidation et de formation des dunes marines dans le temps.

IV-6 EVALUATION DE LA COTE DU FOND

Considérons un espace constitué par des sables de diamètre médian d_{50} égal à 1mm. Et examinons le phénomène de formation des dunes marines.

A l'instant $t=t_0$ on remarque qu'aucune vague de sable ne se forme ; la hauteur de la côte du fond est partout la même, en effet la figure IV-19 ne présente qu'une seule couleur (couleur jaune) montrant une valeur de Z_f très faible disons presque nulle.

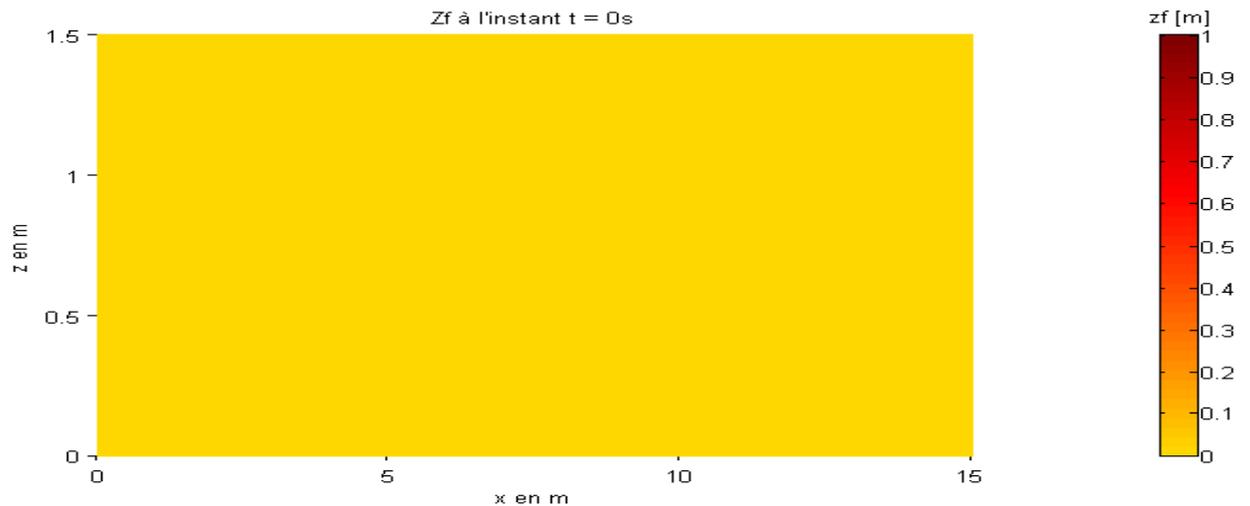


Figure IV-19 : évaluation de la côte Z_f au début du processus de la simulation $d_{50}=1mm$

A travers le temps la figure IV-20 nous permet d'examiner le phénomène suivant :

Des petites vagues de sables se forment d'abord sur la ligne séparant l'océan de notre zone d'étude et regagne petit à petit la côte. Et la hauteur des vagues augmente en proportion avec le temps.

- A l'instant $t=50s$ on observe deux petites vagues de sables (couleur rouge) d'une hauteur variant entre 7 à 8mm. Toute fois ces vagues n'apparaissent pas clairement.
- Mais à l'instant $t=150s$ on remarque que les vagues se déplacent et il se forme d'autre vagues de hauteur moyenne variant entre 2 à 2.5cm
- A l'instant $t=200s$ les vagues atteignent le nombre de cinq et la hauteur de chaque vagues au fond est aux environs de 3.5cm

Cette observation explique normalement le processus de consolidation et de formation des dunes marines. Ce processus est beaucoup plus important si la hauteur de l'eau est peu profonde ; mais l'activité est généralement trop lente. Elle est dépendante de l'effet de dépôt des sédiments et d'érosion des côtes. Or nous n'avons pas fait une étude profonde de cette partie dans notre travail.

Donc pour bien évaluer l'évolution de la côte du fond marin il aurait dû être nécessaire de faire une simulation du processus du dépôt des sédiments et d'érosion des côtes à travers le temps.

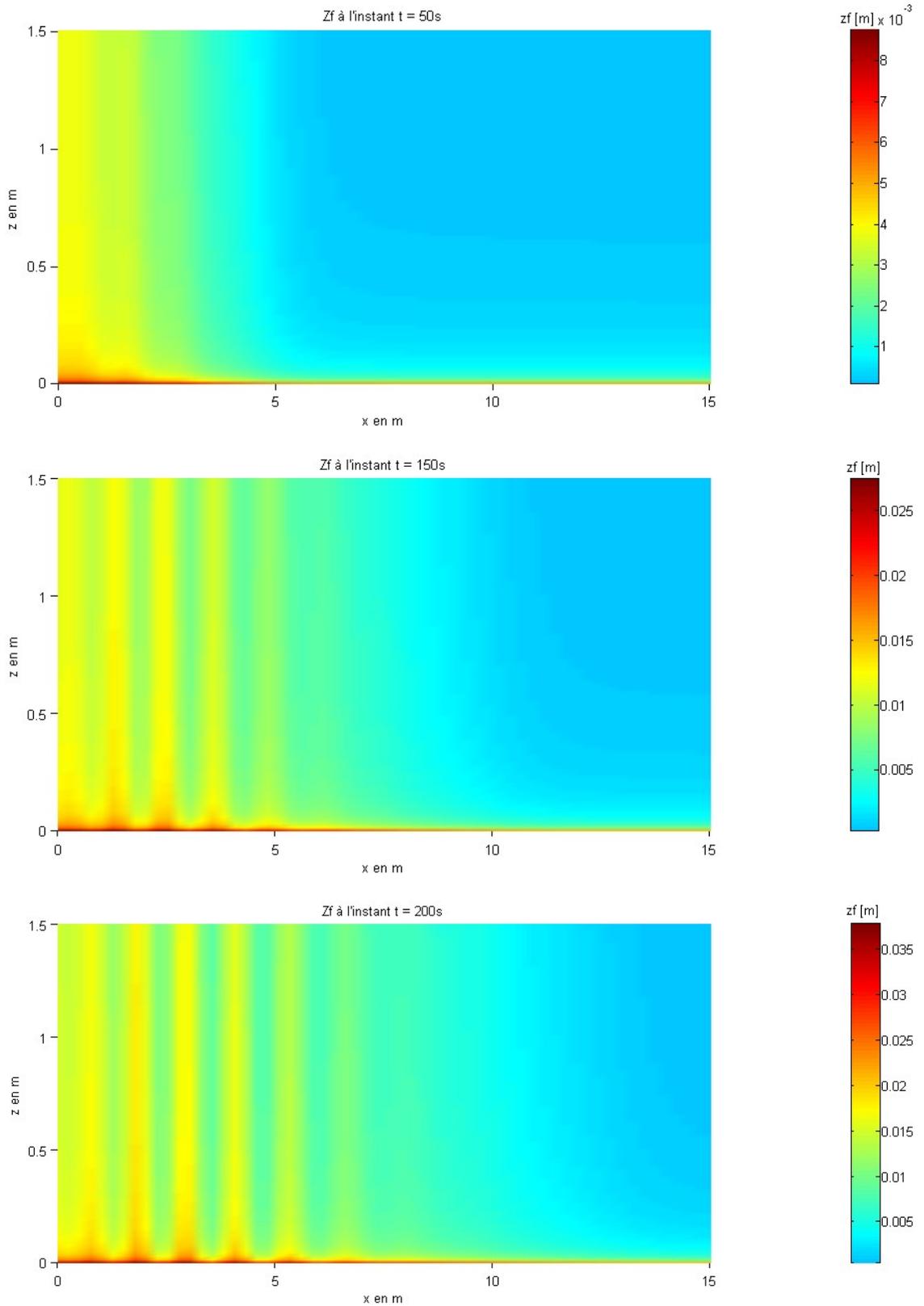


Figure IV-20 : évolution de la côte Z_f en fonction de x et de z à travers le temps

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail nous avons étudié le comportement d'une particule sédimentaire non cohésive soumise à son poids et à des forces hydrodynamiques côtières, et qui est astreinte d'être transportée en suspension dans la colonne d'eau ou par charriage en contact avec le fond.

Au cours d'une analyse préliminaire du phénomène nous avons pu dégager quelques facteurs qui interviennent de façon décisive sur le mécanisme hydrodynamiques et le transport sédimentaire en milieu côtiers. Ces facteurs sont :

- les courants marins littoraux
- la houle
- les marées
- la contrainte de cisaillement.
- la turbulence

Les courants littoraux ont pour rôle, le déplacement des masses d'eau parallèlement au rivage ; et la force hydrodynamique induite entraîne le transport des sédiments.

La houle provoque un transport sédimentaire dans le sens de sa propagation. Le mouvement orbital de la houle s'ajoute de façon non linéaire au courant pour mobiliser les sédiments du fond, crée une agitation de l'eau qui maintient la suspension du sédiment et initie des courants du large vers les côtes.

Les marées induisent les courant de marée et une variation périodique de la hauteur d'eau ce qui influe sur la déformation et la vitesse de propagation de la houle.

La contrainte de cisaillement peut être définie comme étant l'énergie nécessaire pour mobiliser les sédiments du fond de la mer et la plus grande partie de cette énergie dérive du courant marin. L'influence de la houle n'est pas du tout prépondérante.

La turbulence n'intervient pas dans le transport de sédiment plutôt elle sert à maintenir dans le cours d'eau les particules déjà mises en suspension à partir du frottement sédiment - forces hydrodynamiques.

Le mouvement d'ensemble est paramétré par la même tension du frottement du fond. Cette tension du frottement paramètre la turbulence dans le cas de la suspension et l'écoulement laminaire

dans le cas du transport par charriage. Tout fois la mobilisation et le transport de sédiment ne se produisent que lorsque la contrainte de frottement du fond atteint une valeur critique appelée taux de cisaillement critique de mise en mouvement de sédiments. Après que cette valeur soit dépassée, le sédiment se met en mouvement, se déplace d'abord en roulant. Au fur et à mesure que la contrainte du cisaillement augmente, le sédiment commence à glisser et à sauter brièvement. C'est ce qu'on appelle transport de sédiment par charriage. On a remarqué qu'en augmentant d'avantage la contrainte du fond le saut de la particule devient de plus en plus haut et long. Finalement, la particule n'est qu'occasionnellement en contact avec le fond. Ce mode de transport où la particule reste suspendue dans l'eau est appelé transport en suspension.

L'étude de ces deux types de transport de sédiment a été menée de façon classique. La suspension est traitée à partir d'une équation de transport diffusion et le charriage est étudié à partir de l'équation d'évolution du fond marin.

Pour mieux analyser la situation nous avons jugé pratique d'étudier séparément chaque mode de transport. Etant donné que le mouvement de la particule sédimentaire commence par un système de roulade, on a commencé d'abord à traiter la partie charriage.

Les résultats obtenus de l'étude par simulation de la partie charriage nous ont permis de comprendre que le transport de sable se fait du large vers les côtes.

La plus grande partie des particules transportées provient de la zone océanique. Lorsque le temps s'écoule le taux de sable augmente, il est important au large. Il diminue lorsqu'on s'approche du rivage. Ceci s'explique par une décélération de la vitesse de l'agent transporteur. Cette décélération peut être à l'origine des frottements fluide - particules au fond ou aux irrégularités marines.

L'étude de la partie suspension dévoile que la concentration des sédiments dans la colonne d'eau est très faible si on se réfère à la quantité de sédiment existant dans l'environnement marin. Elle augmente à travers le temps. Elle est plus importante en profondeur qu'à la surface libre. En plus, ce sont les sédiments de taille fine et moyenne ($d_{50} < 0.4\text{mm}$) qui restent longtemps suspendus à cause de la faiblesse de leur poids apparent. Mais dans le cas de forte contrainte de cisaillement le taux de transport en suspension dépasse largement celui du transport par charriage.

Dans le cas de faible contrainte de cisaillement, les particules retombent sur le lit, s'entassent et forment des petites vagues de sables (dunes). Ce processus évolue dans le temps mais de façon

trop lente ; il est étroitement dépendant de l'activité d'érosion des côtes et de la déposition des particules sur le fond marin (cette activité n'est pas étudiée d'une manière détaillée dans ce travail).

Cette simulation a été réalisée donc sans tenir compte de plusieurs phénomènes marins. Ainsi le problème était largement simplifié. Néanmoins, les résultats obtenus nous ont servi à mieux comprendre les évolutions morpho hydro sédimentaires de la zone littorale. Ceci pourra nous aider à projeter des méthodes de protection et de valorisation du milieu.

Une éventuelle amélioration des résultats obtenus consisterait à compléter les paramètres de description par la prise en compte d'autres effets impliqués tels que : effet de la topographie du fond, effet de marée et d'érosion dans le milieu ; puis ensuite confronter les résultats de la simulation avec des relevés expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

- [1]- Julien CHAUCHAT « Contribution à la modélisation diphasique du transport Sédimentaire en milieu côtier et estuaire » Thèse de doctorat (2007)
- [2]- Aurélie Le DISSEZ « modélisation numériques des écoulements tidaux en milieu peu profond: Application à l'étude de l'hydrodynamique du bassin d'Arcachon » Thèse de doctorat (2006)
- [3]- Olivier BRIVOIS « Contribution à la modélisation de l'érosion de forte pente par un écoulement turbulente diphasique. Thèse de doctorat (2005)
- [4]- P.GOMI, P.SERGENT, B.ZHANG « évolution morpho dynamique des souilles d'extraction marines » (2004)
- [5]- « l'importance des sédiments » <http://www.ec.gc.ca/water/fr/sedim/>
- [6]- « les particularités du milieu marin : l'hydrodynamisme <http://seme.uqar.qc.ca> /01_pollution-marine/
- [7]- « Généralité sur les sédiments » <http://hmf.enseeiht.fr> travaux/CD0001/travaux/optsee/hym/
- [8]- « Transport des sédiments » <http://hmf.enseeiht.fr> travaux/CD9598/travaux/optsee/hym/
- [9]- « Différents modes de transport, concept de base du transport sédimentaire » <http://hmf.enseeiht.fr>/travaux/CD0001/travaux/optsee/hym
- [10]- Benoit Camenen, Magnus Larson « Transport solide par charriage sous une interaction Houle-Courant » REGC-9/2005
- [11]- Thierry GARLAN « Apport de la modélisation dans l'Etude de la sédimentation Marine Ressente » Mémoire HDR (2004)
- [12]- VILLARET Catherine, Jean Michel HERVOUET « Modélisation morpho dynamique » EDF-R&D (2006)
- [13]- Magali JODEAU « Etude expérimentale des mécanismes du transport solide charriage torrentiel » mémoire DEA (2004)
- [14]- Bang-Fuh Chen, Chan-Lin Lee « A Numerical Simulation of HOC Transport With a Sorption-Desorption Model » parallel Session 1998
- [15]- Philippe SERGENT, Bainian ZHANG « Modélisation Du dépôt du KANNICK » (2001)
- [16]- A. Bensahri, C. Coppens « Transport des sédiments marins » (1998)
- [17]- « Les courant marins » <http://www.bretagne-environnement.org/article/espace/>
- [18]- Fabrice ARDHUIM « Les vagues » cours de seconde année, Master M-P (2004)
- [19]- S. Huard et D. Fernandez « Le déferlement » (2001)
- [20]- VILLARET Catherine « Modélisation du transport littoral » (2004)
- [21]- « les vagues » <http://www.alertes-meteo.com>
- [22]- « A l'approche du rivage... » <http://hmf.enseeiht.fr>/travaux/CD9598/travaux/optsee/hym/

- [23]- « stabilité littoral » <http://www.frimer.fr/drogm/réalisation/miner/sable/stabilité/>
- [24]- K. Blanckaert « hydraulique fluviale et aménagement des cours d'eau : Transport sédiments : l'essentiel »
- [25]- Benoit Camenen, Philippe Larroudé « Comparaison of transport formulae » (2003)
- [26]- Benoît CAMENEN&Magnus LARSON « Transport solide en suspension sous une interaction houle-courant » 2006
- [27]- VILLARET Catherine, Jeans Michel HERVOUET « simulation numérique des évolutions sédimentaires, importance d'une approche intégrée » (2004)
- [28]- VILLARET Catherine « Modélisation du couplage charriage- suspension » programme Biparti 2002
- [29]- J.Chauchat, S. Guillou, N.V.Phan, N.Barbry, K.D.Nguyen « Simulation numérique du transport sédimentaire dans l'estuaire de la seine avec un modèle diphasique » (2004)
- [30]- Pierre Le HIR « Modélisation hydro-sédimentaire » séminaire SGF/ASF 16/10/2006
- [31]- Olivier Le CALVE « Propriété physique du milieu marin » cours d'introduction à l'océanographie physique. (2002)
- [32]- Stéphane BALAC « Débuter avec Matlab » centre de mathématique INSA de Lyon copyright (2001)

Titre : SIMULATION DU TRANSPORT DES SEDIMENTS COTIERS

RESUME :

Le travail présenté dans ce mémoire concerne la simulation du transport d'une particule sédimentaire soumise à son poids, à la poussée d'Archimède exercée par la mer et aux différentes forces hydrodynamiques engendrées par le mouvement de la houle et du courant marin.

Cette étude par simulation a permis d'évaluer le taux de transport des sédiments en suspension et par charriage de la zone côtières.

Le transport est très important dans le cas des fortes contraintes de cisaillement et concerne surtout les particules de taille fine et moyenne.

Une fois que les mouvements hydrodynamiques s'affaiblissent, les particules s'immobilisent, s'entassent sur le lit marin pour former les dunes.

L'activité de consolidation du fond est lente; elle ne dépend non seulement du transport des particules mais aussi de l'érosion des côtes.

A partir de cette simulation il est possible de projeter des techniques de protection et de valorisation d'une zone littorale.

Mots clés :

Débit, sédiment, taux de transport, charriage, suspension, zone littorale, vitesse orbitale de la houle, vitesse moyenne du courant, interaction courant –houle, vitesse de sédimentation, évolution du fond, contrainte de cisaillement, vitesse de frottement, mouvement hydrodynamique.

ABSTRACT:

Work presented in this memory concerns the simulation of a sedimentary particle transport submitted to his weight, the Archimedes's thrust exercised by the sea and to the different hydrodynamics strengths generated by wave and marine current movement.

This survey by simulation permitted to estimate sediment transport rate in suspended load and bed load of the coastal environment.

The transportation is very important in the case of the strong shear stress and especially concerns the fine and middle size particles.

Once the streamlined movements weaken, the particles immobilize themselves, cram in the marine bed to form the bottom.

The activity to strengthen the seafloor is slow; it doesn't depend not only on particles transport but also of the erosion coastline.

From this simulation it's possible to project the protective techniques and valorization of an inshore zone.

Key words:

Debit, sediment, transport rate, bed load, suspended load, coastal zone, wave orbital velocity, mean current velocity, wave-current interaction, speed of sedimentation, seafloor evolution, shear stress, friction velocity, streamlined movement.

