



HAL
open science

Modélisation stratigraphique déterministe: Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique.

Didier Granjeon

► To cite this version:

Didier Granjeon. Modélisation stratigraphique déterministe: Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique.. Stratigraphie. Université Rennes 1, 1996. Français. NNT: . tel-00648827

HAL Id: tel-00648827

<https://theses.hal.science/tel-00648827>

Submitted on 6 Dec 2011

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

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

D. GRANJEON

ISSN 1240-1498

ISBN 2-905532-77-7

**modélisation stratigraphique
déterministe:**

CONCEPTION ET APPLICATIONS

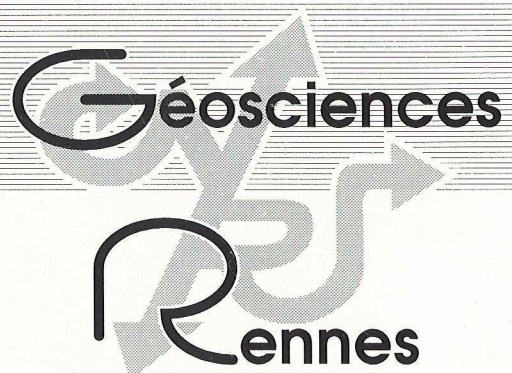
D'UN MODÈLE DIFFUSIF

3D MULTILITHOLOGIQUE

MEMOIRES

1997

n° 78



MEMOIRES DE GEOSCIENCES - RENNES

n° 78

Didier GRANJEON

**Modélisation Stratigraphique Déterministe :
Conception et Applications d'un Modèle Diffusif
3D Multilithologique**

**Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes I
soutenue le 25 Janvier 1996**

**Géosciences - Rennes
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I
Campus de Beaulieu
F - 35042 - RENNES Cédex
(France)**

1997

ISSN : 1240-1498

ISBN : 2-905532-77-7

1997

**GEOSCIENCES-RENNES
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
F-35042-RENNES Cédex (France)**

Didier GRANJEON

**Modélisation stratigraphique déterministe :
Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique.**

Mémoires de Géosciences Rennes, n° 78, 197p.

Table des matières

Remerciements.....	3
Résumé.....	5
Abstract.....	6
Introduction générale.....	7
Résumé des chapitres du mémoire.....	8

<p style="text-align: center;">Chapitre 1 La modélisation stratigraphique - État de l'art</p>

1. La création de l'espace disponible pour la sédimentation.....	12
11. L'eustatisme	13
111. <i>La tectonique des plaques et le tectono-eustatisme.....</i>	<i>14</i>
112. <i>Le climat et le glacio-eustatisme.....</i>	<i>14</i>
113. <i>Le champ de gravité</i>	<i>16</i>
12. La subsidence.....	16
121. <i>Les subsidences tectoniques et thermiques</i>	<i>16</i>
122. <i>La subsidence gravitaire</i>	<i>18</i>
13. La compaction	20
14. Synthèse sur la création de l'espace disponible.....	23
2. L'apport sédimentaire.....	24
21. Les sédiments siliciclastiques	24
22. Les sédiments carbonatés	25
221. <i>Le taux de production maximal</i>	<i>26</i>
222. <i>La luminosité.....</i>	<i>27</i>
223. <i>L'inhibition silicoclastique.....</i>	<i>28</i>
224. <i>Les autres facteurs auto écologiques</i>	<i>29</i>

3. La répartition des sédiments dans les bassins..... 30

31. Les modèles particuliers.....	30
311. <i>Le modèle Sedsim de Tetzlaff et Harbaugh</i>	30
312 <i>La modélisation des vagues</i>	34
313 <i>Le modèle 2D de Martinez</i>	37
314 <i>Le modèle Wave de Martinez et Harbaugh</i>	38
315. <i>Synthèse</i>	39
32. Les modèles géométriques	40
331. <i>Les modèles fondés sur l'accommodation</i>	40
332. <i>Un modèle mixte</i>	45
33. Les modèles diffusifs.....	47
331. <i>La diffusion et la géomorphologie</i>	47
332. <i>La diffusion et la géodynamique</i>	48
333. <i>La diffusion et la géologie</i>	49
335. <i>Le couplage de la diffusion à d'autres lois de transport</i>	51

4. L'approche retenue 53

<p style="text-align: center;">Chapitre 2 Philosophie du modèle</p>

1. Etude des transports continentaux à petite échelle et en 2D..... 57

11. L'héritage géomorphologique	59
111. <i>Les cycles de Davis et de Penck</i>	59
112. <i>Le modèle de Culling et la diffusion des sols de colline</i>	59
113. <i>Le modèle de Scheiddeger et l'évolution advective des escarpements</i>	60
114. <i>Confrontation des deux approches</i>	61
12. La mécanique des fluides et les lois transport à petite échelle.....	62
121. <i>Les hypothèses initiales</i>	62
122. <i>Étude du transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique</i>	63
123. <i>Étude des contraintes de cisaillement</i>	68
124. <i>Obtention de l'équation de diffusion</i>	69

2. Établissement d'une loi de transport à grande échelle en 3D..... 70

21. L'écriture en trois dimensions de la loi de transport fluvial	71
---	----

23. L'extrapolation au domaine marin.....	75
231. <i>Les écoulements gravitaires</i>	75
232. <i>Le transport des sédiments induit par les vagues</i>	76
24. Le transport simultané de plusieurs lithologies	80
25. La disponibilité en sédiments et la couche d'altération.....	82
3. Conception d'un modèle déterministe.....	83
31. La création de l'espace disponible.....	83
32. L'introduction et la production de sédiments	84
321. <i>L'introduction de sédiments dans le domaine d'étude</i>	84
322. <i>La production sédimentaire à l'intérieur du domaine d'étude</i>	85
33. Le transport des sédiments.....	85
331. <i>Les équations de transport</i>	85
332. <i>La résolution numérique</i>	85
4. Conclusion.....	86

<p>Chapitre 3 Applications du modèle</p>
--

1. Test de la cohérence géologique du modèle.....	91
11. Les concepts de la stratigraphie génétique.....	91
12. La restitution des implications géométriques des concepts de la stratigraphie génétique.....	93
121. <i>Les paramètres du modèle</i>	93
122. <i>Test 1. Restitution du partitionnement volumétrique</i>	95
123. <i>Test 2. Restitution de la distorsion des unités génétiques</i>	96
124. <i>Test 3. Influence de la compaction des sédiments</i>	98
124. <i>Conséquence 1. Influence de la vitesse de subsidence</i>	100
125. <i>Conséquence 2. Étude des variations de pente</i>	102
126. <i>Conséquence 3. Relation entre sablosité et bathymétrie</i>	103
13. Étude de la géométrie 3D des unités génétiques	105
2. La simulation du groupe du MesaVerde du bassin du San Juan.....	111
21. Le cadre géologique et les contraintes du modèle	111
22. L'estimation des paramètres du modèle diffusif.....	115
221. <i>Estimation de l'accommodation</i>	115

222. Estimation des apports sédimentaires	117
223. Estimation des coefficients de diffusion	118
23. L'inversion des contraintes géologiques	119
241. Les différentes techniques d'inversion.....	119
232. L'estimation de l'accommodation par inversion des contraintes géologiques.....	121
233. L'adimensionnement des équations et la calibration des paramètres	128
24. L'analyse de la simulation du Groupe du Mesa Verde	129
241. Analyse des variations spatiales de l'accommodation	129
242. Analyse des variations au cours du temps de l'accommodation.....	130
243. L'augmentation de la pente au sein du Point Look Out	131
3. La simulation du Crétacé inférieur du Bassin de Paris.....	134
31. Le cadre géologique et les contraintes du modèle	134
32. L'estimation des paramètres du modèle diffusif.....	138
321. Estimation de l'accommodation.....	138
322. Estimation des apports sédimentaires	139
323. Estimation des coefficients de diffusion	141
33. L'inversion des contraintes géologiques	141
331. La méthodologie de l'inversion	141
332. L'estimation des apports sédimentaires par inversion des contraintes géologiques	142
333. La vérification des résultats de l'inversion.....	145
34. L'analyse de la simulation du Crétacé inférieur du Bassin de Paris.....	155
341. Analyse des géométries	155
342. Implication des datations imposées par la stratigraphie génétique	155
343. Étude de la sensibilité du paramètre temps.....	156
Conclusion	159

<p>Chapitre 4</p> <p>Dionisos : bilan et perspectives</p>

1. Avantages et inconvénients de Dionisos.....	162
11. Les modèles diffusifs actuels	162
12. Le statut du modèle	163
121. La validation physique du modèle	163
122. La validation géologique du modèle.....	163
123. Conclusion	164

13. Les points faibles.....	164
131. <i>Le domaine continental</i>	165
132. <i>Le domaine marin</i>	165
14. Les points forts.....	165
141. <i>La prédictibilité des géométries sédimentaires</i>	166
142. <i>Le retour à l'information géologique</i>	166
2. Avantages et inconvénients des différentes approches déterministes.....	166
21. Les modèles géométriques.....	167
22. Les modèles particuliers.....	167
23. L'imbrication des différentes approches.....	168
3. Perspectives de développement.....	168
Conclusion générale.....	173
Bibliographie.....	179
Table des matières.....	193



Remerciements

Au moment d'achever ce mémoire, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont apporté leur soutien au cours de ces trois années.

En tout premier lieu, je tiens à remercier pour sa patience infinie à m'encadrer et à me former Philippe JOSEPH, ingénieur du groupe Géologie de réservoir de l'I.F.P. (Institut Français du Pétrole). Il m'a apporté toute son expérience pour guider mes travaux, et fut un des rares à oser entrer dans les équations que je m'ingéniais à écrire. De plus, il m'a soulagé de toutes les tracasseries administratives, laissant ainsi libre cours à mon imagination pour développer une multitude de modèles, la plupart ayant avorté avant d'être nés.

Je remercie également François GUILLOCHEAU, chargé de recherche à l'Université de Rennes, pour m'avoir initié à la stratigraphie séquentielle et aux délices des nuits rennaises. Un long chemin a été parcouru grâce à lui depuis mes premières pelotes de laine mathématique il y a trois ans jusqu'au modèle DIONISOS qui ressemble un peu plus maintenant à de la géologie.

Je tiens également à remercier les autres membres du jury pour avoir apporté leurs compétences scientifiques pour juger ce travail.

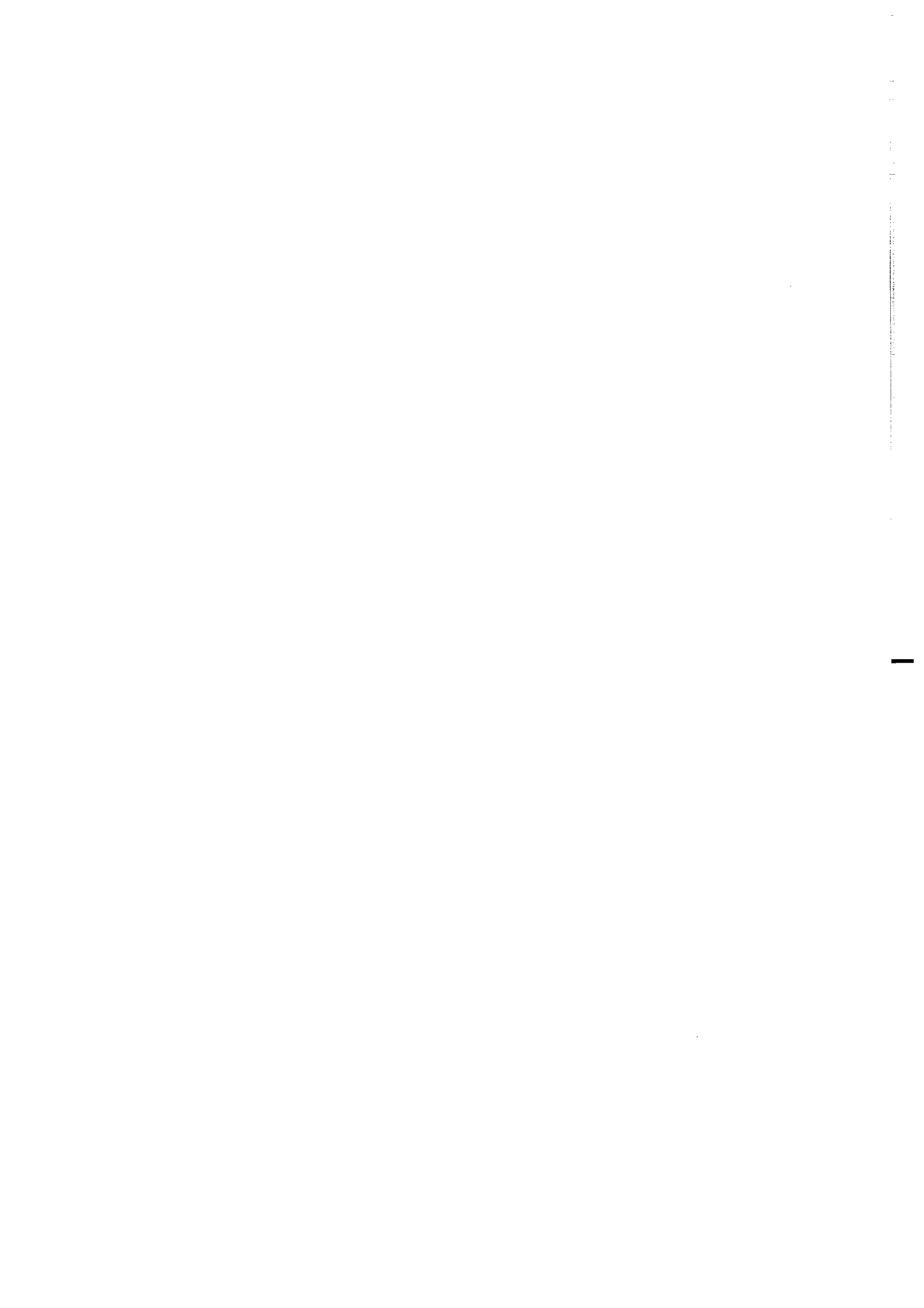
Philippe DAVY, directeur de recherche à l'Université de Rennes, et Gilles DROMART, professeur à l'Université de Lyon, m'ont incité, au cours des trop rares discussions que nous avons pu avoir, à fouiller dans les équations de la physique pour rechercher l'origine de l'exposant $3/2$ ou $2/3$ de telle ou telle formule, et à mieux comprendre ainsi la diffusion des sédiments.

Bernard BIJU-DUVAL, professeur à l'École des Pétroles et Moteurs, eut la lourde tâche de me former aux géosciences il y a trois ans lors du début de cette thèse.

Lucien MONTADERT, directeur de l'objectif Exploration Gisement de l'I.F.P., a apporté tout son appui pour propulser en avant l'approche déterministe tout au long de ces trois années.

Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement John HARBAUGH, professeur à l'Université de Stanford (Californie, USA), pionnier de la modélisation déterministe, d'avoir accepté de venir partager son expérience en modélisation pour juger l'avancée de mes travaux.

Je tiens également à remercier tous ceux qui ont dû me supporter pendant trois ans au sein du Groupe Géologie de Réservoir, et principalement Christian RAVENNE, chef de ce dernier village gaulois de l'I.F.P., dont la bonne humeur et les connaissances scientifiques portent une part de responsabilité non négligeable dans la conception de DIONISOS (et surtout dans son nom de baptême), Brigitte DOLIGEZ, qui a su me soutenir durant la phase la plus dure de cette thèse, ainsi que nos brillantes dessinatrices: Yolande CALOT et Nadia DOIZELET qui ont fait tout leur possible pour m'aider au cours de cette thèse. Merci également à l'équipe de Géosciences Rennes: Cécile ROBIN (Mille gros bisous), Thierry NALPAS, Stéphane BONNET, ..., pour m'avoir si chaleureusement accueilli.



Résumé

Les progrès récents en géologie, et en particulier en stratigraphie génétique, ont permis de mieux appréhender l'étude du remplissage sédimentaire des bassins sur des échelles de temps de quelques centaines de milliers à dizaines de millions d'années, et d'espace de l'ordre de la dizaine à la centaine de kilomètres. Le but de notre travail est la conception d'un modèle déterministe numérique permettant la simulation de ce remplissage multilithologique en 3D.

Trois types de modélisation sont actuellement développées: les modèles géométriques, diffusifs et particuliers. Parmi ces approches, nous avons retenu l'approche diffusive, seule approche permettant la simulation du remplissage des bassins sédimentaires aux échelles de temps et d'espace envisagées. Nous avons ainsi conçu un modèle diffusif, baptisé DIONISOS (Diffusion Oriented - Normal and Inverse - Simulation Of Sedimentation).

L'étude de lois utilisées en mécanique des fluides et de leur enregistrements dans les sédiments sur de grandes échelles de temps et d'espace nous a permis de concevoir une équation de diffusion reliant le flux de sédiments, s'écoulant en chaque point du bassin, à la pente (énergie de l'écoulement de l'eau), au flux d'eau (capacité de transport de l'eau) et à un coefficient de diffusion (efficacité du transport). Afin de simuler le transport de plusieurs lithologies, nous avons de plus défini une couche superficielle d'altération au sein de laquelle s'effectue l'ensemble ce transport.

Les applications de ce modèle diffusif sur des cas théoriques et sur des cas réels ont montré que ce modèle restitue les implications des concepts de la stratigraphie génétique (partitionnement volumétrique et distorsion des unités génétiques) et les géométries sédimentaires observées. Le modèle est ainsi physiquement et géologiquement cohérent.

Ces applications du modèle DIONISOS ont de plus illustré différents retours possibles vers les informations géologiques, tant au niveau des cas théoriques (relation entre bathymétrie et sablosité, évolution de la pente du littoral, ...) qu'au niveau des cas réels (affinement de la définition des bathymétries, ...).

Malgré ces résultats encourageants, il reste cependant différents points à tester, améliorer ou développer, tels que la prise en compte de la dérive littorale et des écoulements turbiditiques, ainsi que la production des carbonates. Ainsi, couplé avec des modèles tectoniques, le modèle DIONISOS devrait permettre de mieux appréhender l'influence à diverses échelles des processus tectoniques sur la sédimentation.

Abstract

Recent progress in geology, and especially in genetic stratigraphy, has improved our understanding of basin fill on temporal (hundreds of thousand to tens of million years) and spatial (tens to hundreds kilometers) macro scales. The purpose of this work is to conceive a deterministic numerical model able to simulate this multilithological filling in 3D.

Three kinds of model has been previously developed : geometrical, diffusive and hydrodynamic models. Among these approaches, we have chosen the diffusive approach, which is the only one enabling to simulate the basin fill at the specified temporal and spatial scales. We have built a diffusive model, named DIONISOS (DIffusion Oriented - Normal and Inverse - Simulation Of Sedimentation). The simulation results of this model may be adjusted to real well data by a manual inversion method.

Study of micro-scale fluid mechanics laws and analysis of their records in the sediments on macro-scales led us to a diffusion equation. This equation links sediment flow to ground slope (water energy), water flow (water transport capacity) and diffusion coefficient (transport efficiency). To simulate transport of different lithologies, we define an altered layer, in which takes place all the sediment transport. Different diffusion coefficients are used to simulate the behaviour of these different lithologies in different environments.

Applications of DIONISOS on theoretical and real cases show that the model can reproduce the implications of genetic stratigraphy concepts (sediment volume partitionning and genetic units distorsion) and the sedimentary geometries observed on outcrops. DIONISOS is physically and geologically consistent.

These applications illustrate several possible feedbacks concerning the geological information, on theoretical cases (relation between bathymetry and sand-shale ratio, littoral slope evolution, ...) as on real cases (definition of bathymetries from facies, ...).

Despite of these encouraging results, some points need to be tested, improved or developed such as a littoral drift and turbiditic transport, or carbonate production. Thus, the link of DIONISOS with tectonic models should improve our understanding of the influence of tectonic processes on sedimentation at different scales.

Introduction générale

Les progrès récents en géologie, ayant donné naissance au cours de ces vingt dernières années à la stratigraphie sismique, puis à la stratigraphie génétique, ont profondément modifié la compréhension de l'histoire du remplissage sédimentaire des bassins sur de **grandes échelles de temps** (centaine de milliers à dizaine de millions d'années) et **d'espace** (dizaine à centaines de kilomètres) en montrant l'influence primordiale de trois paramètres principaux : l'eustatisme, la tectonique et le flux sédimentaire.

Parallèlement à ces progrès des concepts géologiques, de nombreux modèles numériques déterministes ont été élaborés afin de pouvoir appréhender les implications géométriques et lithologiques de ces nouvelles approches. Trois grands types de modèles stratigraphiques existent actuellement : les modèles géométriques, les modèles diffusifs et les modèles particuliers.

Le propos de ce travail est de concevoir un modèle stratigraphique numérique permettant de simuler en **trois dimensions** le transport de **plusieurs lithologies** dans le but de simuler la **réponse stratigraphique** du système sédimentaire à des variations au cours du temps de l'eustatisme, de la subsidence, des apports sédimentaires et des paramètres physiques régissant le transport des sédiments dans le bassin.

Résumé des chapitres du mémoire

Chapitre 1 - La modélisation stratigraphique - Etat de l'art

L'étude du remplissage sédimentaire d'un bassin se fait par la réponse à trois questions: combien d'espace est créé (eustatisme, subsidence, compaction) ? quel volume de sédiments vient remplir ces espaces (apports siliciclastiques et production des carbonates) ? comment les sédiments sont-ils répartis dans l'espace créé ?

Une revue de chacune de ces trois questions et des différentes approches déterministes retenues pour y répondre est présentée.

Chapitre 2 - Philosophie du modèle

La revue du chapitre 1 ayant conduit au choix de l'approche diffusive, nous nous proposons dans un premier temps de chercher les origines physiques de l'équation de diffusion à l'aide de l'analyse de lois applicables sur de petites échelles de temps et d'espace en domaine continental.

L'extrapolation en 3D de ces lois à l'ensemble du bassin et à l'étude des transports de plusieurs lithologies nous permet ainsi d'appréhender les limites sous-jacentes à l'équation de diffusion.

Chapitre 3 - Applications du modèle

Au-delà de la validation physique précédente, nous nous proposons dans un deuxième temps de valider géologiquement le modèle diffusif que nous avons conçu en l'appliquant sur des cas théoriques et réels (le Bassin de Paris et le Bassin du San Juan).

Chapitre 4 - DIONISOS - Bilan et perspectives

A partir des enseignements tirés de l'analyse des principes physiques du modèle et de son application sur des cas réels et géologiques, nous établissons le bilan du modèle et nous en tirons les perspectives de tests, d'améliorations et de développements.

Chapitre 1

La modélisation stratigraphique - État de l'art

Les progrès récents en géologie, ayant abouti au développement de la stratigraphie sismique (Posamentier et Vail, 1988, Posamentier *et al.*, 1988, Vail *et al.*, 1991) puis génétique (Cross, 1988, Guillocheau, 1991, Homewood *et al.*, 1992, Guillocheau, 1995), ont permis de mieux appréhender le mode de formation des géométries sédimentaires. La compréhension de ce mode de formation peut être réalisée par la recherche de la réponse à trois questions majeures:

- (1) Combien d'espace disponible existe-t-il dans le bassin pour piéger les sédiments?
- (2) Quel volume de sédiments est introduit ou produit dans le bassin ?
- (3) Comment ces sédiments se répartissent-ils dans l'espace disponible ?

Différents types de modèles sont utilisés pour répondre à ces questions. On distingue des modèles conceptuels, des modèles analogiques et des modèles numériques.

Les **modèles conceptuels** sont en général fondés sur l'observation de cas géologiques réels (affleurement et subsurface) (Bruun, 1962, Posamentier et Vail, 1988, Posamentier et Allen, 1993 a et b).

Les **modèles analogiques** sont fondés sur l'analyse d'une maquette de taille réduite représentant le comportement du bassin étudié. Ils sont utilisés en géologie pour permettre de mieux comprendre les déformations tectoniques d'un bassin sédimentaire (Ballard *et al.*, 1987, Allemand *et al.*, 1989, Merle et Vendeville, 1992, Brun et Tron, 1993), les phénomènes d'avulsion des fleuves (Schumm *et al.*, 1987), la formation des barres littorales (McKee et Sterrett, 1961), ou le transport des corps turbiditiques en pied de plate-forme (Ravenne et Béghin, 1983, Wood *et al.*, 1994, Ouchi *et al.*, 1995, Kneller, 1995). Les écoulements d'eau et les processus de transport des sédiments dans un bassin réel et sur une maquette obéissent à des comportements physiques très différents. Il est ainsi impossible de restituer l'architecture d'un delta en patte d'oiseau ou d'un delta dominé par les vagues (Tetzlaff et Harbaugh, 1989).

Enfin, les **modèles numériques** se regroupent en deux grandes sous-familles: les modèles déterministes et les modèles stochastiques. Les **modèles déterministes** sont fondés sur l'hypothèse que tout fait a une cause. Pour des mêmes conditions initiales, les mêmes causes produisent les mêmes faits. Ces modèles sont ainsi construits autour d'un ensemble de lois spécifiques reliant les faits étudiés, tels que la sédimentation, aux causes initiatrices, telles que l'écoulement de l'eau. De nombreux phénomènes physiques tels que la méandrisation des fleuves ont malheureusement des comportements chaotiques. Bien que contrôlé par des lois physiques, ces phénomènes suivent des évolutions très différentes lorsque les conditions initiales sont très légèrement modifiées. Ce chaos déterministe rend ces phénomènes imprédictibles. Il est alors nécessaire d'utiliser des **modèles stochastiques** pour estimer la probabilité d'occurrence

d'un événement tel que la formation d'un lobe d'épandage de crevasse (Bridge et Leeder, 1979, Matheron *et al.*, 1987, Journel et Alabert, 1990, Haldorsen et Damsleth, 1991).

L'approche retenue dans le cadre de cette thèse étant la modélisation numérique déterministe, ce chapitre a pour but de passer en revue la manière dont les trois questions majeures vues précédemment ont été formalisées dans les modèles déterministes.

1. La création de l'espace disponible pour la sédimentation

Afin de quantifier l'espace créé pour la sédimentation dans un bassin, on se réfère habituellement à la notion de niveau de base. Cette notion, apparue il y a plus d'un siècle (Powell, 1875), est très utilisée actuellement en stratigraphie séquentielle (Cross *et al.*, 1993, Schumm, 1993). Le niveau de base est usuellement défini comme étant:

- (1) soit une surface imaginaire continue séparant le globe terrestre en deux environnements (figure 1.1-1). En un point donné du globe, si la surface topographique se situe au-dessus du niveau de base, il y a érosion. Au contraire, si la surface topographique est au-dessous, il y a sédimentation (Wheeler, 1964).
- (2) soit une altitude de référence (figure 1.1-2) correspondant par exemple à la jonction de deux cours d'eau ou à changement de la dureté du sol (lié à une variation lithologique par exemple). Dans des environnements de dépôt proches du rivage tels que la plaine côtière, le domaine littoral ou le domaine marin proximal, on considère que le niveau de base est confondu avec le niveau de la mer (Jervey, 1988, Schumm, 1993).

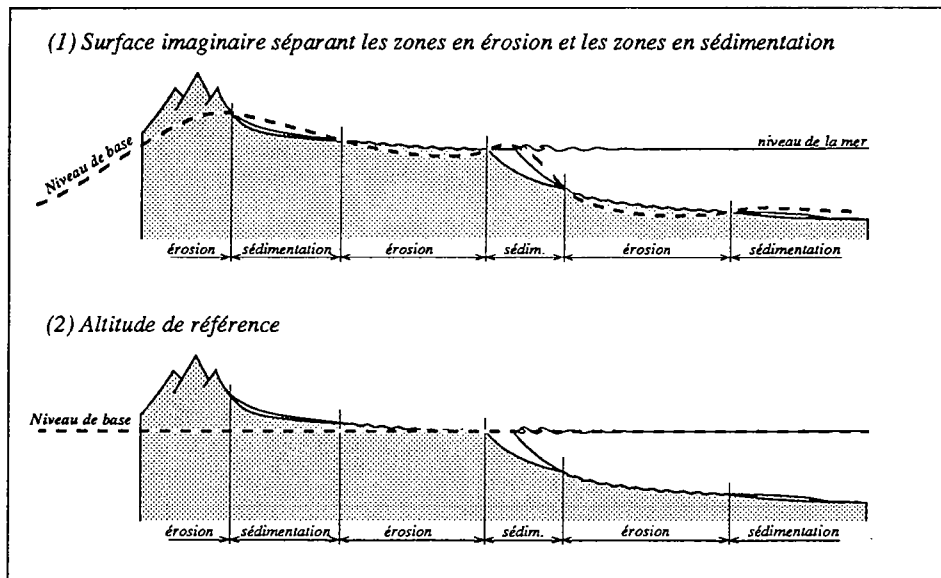


figure 1.1: Définition du niveau de base

Le but de cette thèse étant de formaliser les principes physiques régissant le remplissage sédimentaire des bassins, il a été choisi d'identifier le niveau de base avec le niveau de la mer. Il est ainsi possible de définir l'accommodation, ou espace disponible pour les sédiments, comme étant la distance séparant le substratum du

bassin du niveau de la mer. Le substratum du bassin correspond à l'horizon isochrone marquant la base de la formation sédimentaire étudiée.

L'accommodation peut ainsi être appréhendée de deux manières distinctes (figure 1.2), soit à partir de son origine physique comme étant le résultat des mouvements eustatiques et tectoniques, soit à partir de son enregistrement dans les sédiments comme étant la somme de l'épaisseur cumulée des sédiments et de la bathymétrie (Granjeon *et al.*, 1994).

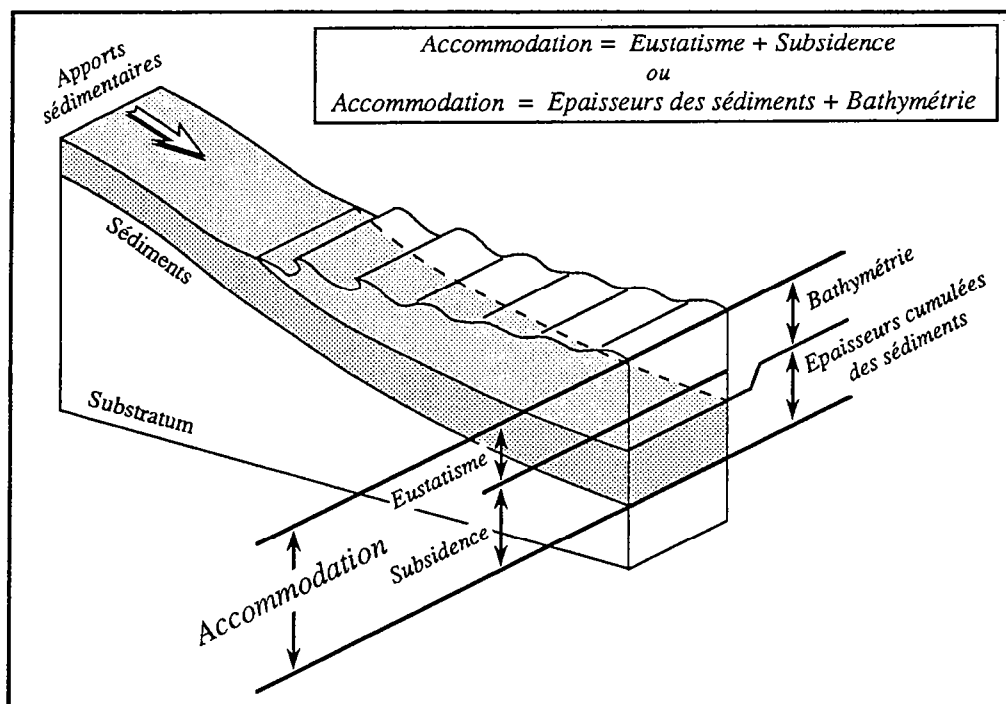


figure 1.2: La double définition de l'accommodation

11. L'eustatisme

L'eustatisme a été définie par Suess (1888) comme étant les variations de la surface de la mer enregistrées simultanément sur l'ensemble de la surface terrestre.

L'eustatisme est régi par trois paramètres géométriques (figure 1.3) : le volume d'eau dans les océans, le volume des océans et la forme de la surface de la mer (Mörner, 1976 et 1987). Ces trois paramètres varient au cours du temps suivant des lois plus ou moins bien connues. Parmi les différents processus interagissant, on peut noter en particulier la tectonique des plaques, les variations du champ de gravité et le climat (Pitman, 1978, Donovan et Jones, 1979, Hallam, 1984).

11.1. La tectonique des plaques et le tectono-eustatisme

Le volume d'eau que peut contenir les océans dépend principalement de la forme du fond marin défini par les mouvements tectoniques des plaques en particulier par les vitesses d'expansion au niveau des rides océaniques et les vitesses de collision au niveau des fronts de chevauchement et de subduction. Ces mouvements tectoniques globaux engendrent en permanence des modifications du relief sous marin et peuvent générer des variations eustatiques très importantes de l'ordre de 300 m (Donovan et Jones, 1979). En particulier, Hays et Pitman (1973) ont montré

que la transgression du Crétacé supérieur et la régression Cénozoïque pouvaient être expliquées par une phase d'expansion puis de contraction du système de ride océanique. Ces variations tectono-eustatiques sont cependant très lentes, de l'ordre de quelques centimètres par millier d'années (Pitman, 1978), et ne sont sensibles que sur des durées supérieures au million d'années.

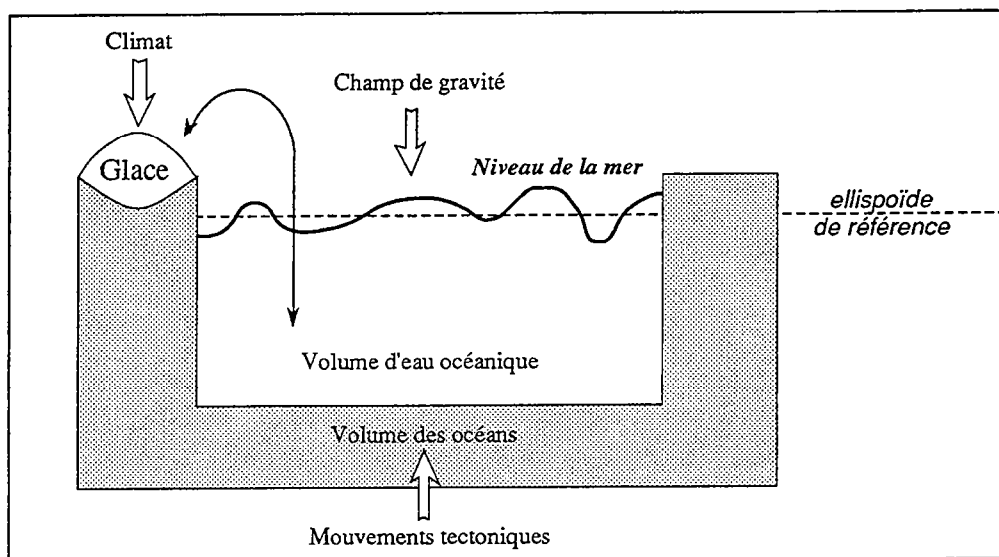


figure 1.3: Paramètres régissant le niveau de la mer

Les mouvements induits par la tectonique des plaques peuvent engendrer deux autres conséquences importantes. D'une part, dans les zones de subduction, une portion de la croûte océanique subductée est transformée en magma qui vient s'agréger à la croûte continentale chevauchante. En étudiant l'évolution des cartes de pourcentage de terres émergées, Hallam (1971) montra que l'augmentation de ce pourcentage depuis le Paléozoïque jusqu'à notre époque pouvait être liée à ce processus de transformation de la lithosphère ayant ainsi induit une émergence progressive des terres de l'ordre de 0,02 centimètre par milliers d'années. D'autre part, dans les zones de collision de plaques, par exemple dans la région de l'Himalaya, les orogénèses peuvent induire un raccourcissement de la croûte et une chute du niveau marin de l'ordre de 0,2 centimètre par millier d'années (Pitman, 1978).

112. Le climat et le glacio-eustatisme

Les variations climatiques au cours du temps influent sur le volume d'eau piégé sous la forme de glace au niveau des calottes polaires et des glaciers. Un refroidissement du climat entraîne une formation de glace et une chute du niveau marin. La variation eustatique maximale produite par le climat est de l'ordre de 150 m (Donovan et Jones, 1979). Du même ordre d'amplitude que les variations tectono-eustatiques vues précédemment, ces variations glacio-eustatiques sont cependant beaucoup plus rapides, et peuvent présenter une forme cyclique, avec des amplitudes de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres et des périodes de l'ordre de 20 000 à 40 000 ans. La cause et la forme de ces cycles glacio-eustatiques sont encore très discutées actuellement. Leur interprétation repose sur la validité de la théorie de Milankovitch supposant que ces variations glacio-eustatiques sont liées aux variations de trois paramètres astronomiques (figure 1.4) : l'excentricité de l'orbite de la Terre, l'obliquité et la précession de l'axe de la Terre.

L'excentricité, paramètre adimensionnel compris entre 0 et 0.05, caractérise la forme plus ou moins elliptique de l'orbite terrestre, et est un indicateur de la variation de la distance Terre-Soleil au cours d'une année. Plus l'excentricité est

importante, et plus le contraste de température entre l'été et l'hiver est important. L'obliquité, comprise entre 22° et 24°3, correspond à l'angle entre l'axe de la Terre et la normale au plan de l'orbite. Avec une obliquité faible, les régions polaires sont faiblement ensoleillées et ont plus facilement tendance à conserver une calotte glaciaire. Enfin, la précession climatique caractérise la distance Terre-Soleil pour une date donnée, par exemple le solstice d'été. 27

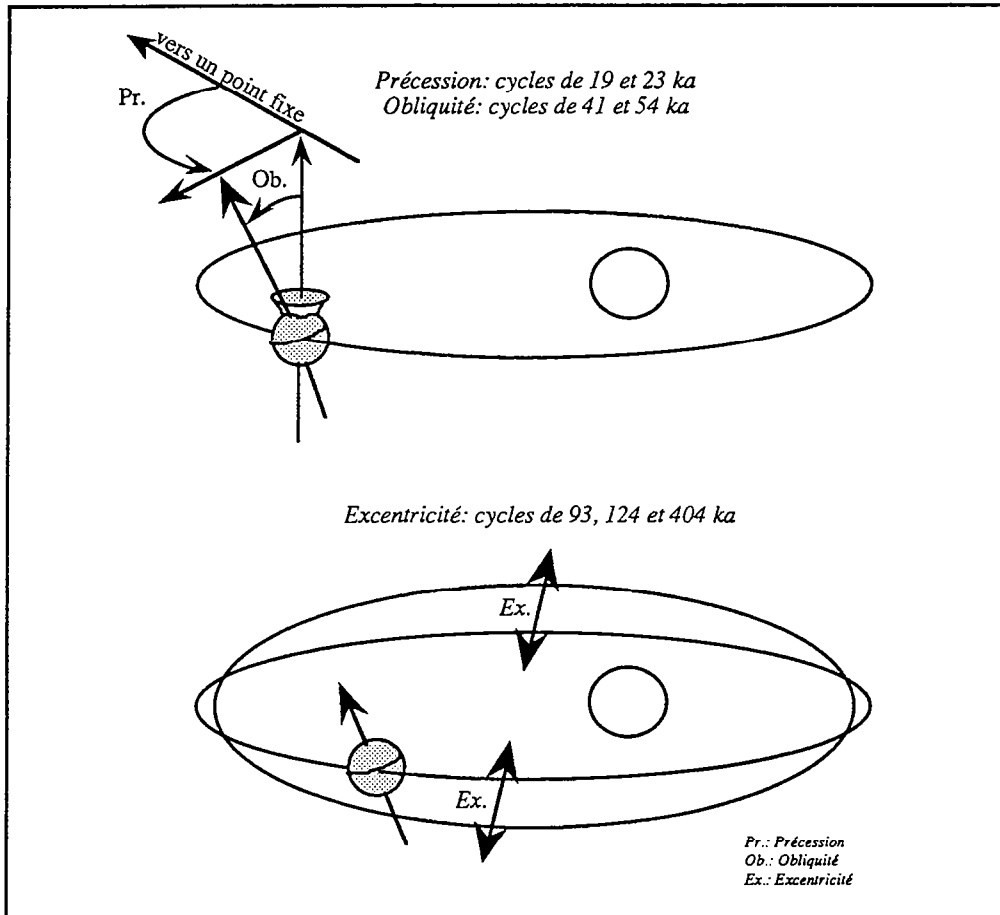


figure 1.4: Paramètres astronomiques

La valeur de la précession détermine si le contraste de température entre les saisons, dû à l'obliquité de l'axe de la Terre, est accentué ou atténué par l'excentricité (Imbrie et Imbrie, 1980, Broecker et Denton, 1990).

Diverses équipes (Laskar, 1988 et 1990, Berger et Loutre, 1991, Quinn *et al.*, 1991) ont conçu des modèles numériques bâtis sur une description plus ou moins complexe des mouvements des planètes du système solaire afin de définir les variations de ces trois paramètres orbitaux. Au cours des 3 derniers millions d'années, ces paramètres ont évolué suivant des cycles dont les périodes ont les valeurs moyennes suivantes (Berger et Loutre, 1992).

Précession	⇒	19 000 et 23 000 ans
Obliquité	⇒	41 000 et 54 000 ans
Excentricité	⇒	93 000, 124 000 et 404 000 ans

Les valeurs de ces paramètres ont évolué au cours des âges géologiques. La période de l'obliquité, égale à 41 000 et 54 000 ans actuellement, aurait été égale à 31 000 et 39 000 ans au début du Primaire (Berger *et al.*, 1989).

Bien que ces cycles astronomiques et leurs conséquences climatiques soient désormais connus et bien quantifiés (Hays *et al.*, 1976, Weertman, 1976, Pollard, 1982, Clemens *et al.*, 1991, Matthews et Frohlich, 1992), leurs conséquences sédimentaires sont encore le sujet de nombreuses controverses. De nombreux géologues ont montré qu'il existait une forte corrélation entre ces cycles et des paramètres sédimentaires (Borer et Harris, 1991, Mitchum et van Wagoner, 1991, van Buchem *et al.*, 1992). Une forte opposition existe cependant à cette théorie. Ferry et son équipe, en étudiant des sédiments marneux, ont montré qu'il existait des cyclicités sédimentaires ne correspondant pas aux cycles de Milankovitch (Rio *et al.*, 1989, Ferry, 1995). De même, l'étude des phénomènes non-linéaires tels que les processus de glaciation et de fonte des calottes glaciaires a montré qu'un système naturel pouvait osciller de manière libre sans cause forçante externe au système étudié (Gaffin et Maasch, 1991, Nicolis et Nicolis, 1991, Gaffin, 1992).

113. Le champ de gravité

Du fait du mouvement des plaques et des orogenèses en découlant, la masse terrestre n'est pas répartie uniformément dans le globe terrestre. Ces anomalies de masse entraînent une variation de l'action du champ de gravité suivant les points du globe (Clark, 1976, Mörner, 1976, 1986 et 1987). La surface de la mer a ainsi une allure sphérique "bosselée". La dénivellation maximale actuelle entre les bosses et les creux est proche de 170 m par rapport à l'ellipsoïde de référence, avec des bosses importantes au nord de la Nouvelle-Calédonie (+70 m), au sud de l'Islande (+60 m) et au sud de l'Afrique (+ 50 m), et des creux au sud de l'Inde (-100 m) et sur la côte ouest de l'Amérique (-60 m) (Gaposhkin, 1975).

Des travaux menés sur des sédiments Holocène (Fjeldskaar, 1991, Wang, 1991) montrent que la fonte des calottes glaciaires génère une variation de la répartition de la masse de l'eau à la surface de la Terre engendrant des variations géoïdo-eustatiques. Ces variations ont un caractère local en affectant des bassins d'environ 5000 km de long et peuvent atteindre des amplitudes de l'ordre d'une vingtaine de mètres en 10 000 ans. Ces variations, empêchant tout raisonnement eustatique global, ne sont cependant guère sensibles à l'échelle d'un bassin sédimentaire. Le gradient de la surface de la mer généré par ces variations géoïdo-eustatiques est en effet de l'ordre de 0,01 à 0,1 m/km (Clark, 1976, Fjeldskaar, 1991).

Les variations géoïdo-eustatiques peuvent malheureusement être confondues avec des variations tectono-eustatiques ou glacio-eustatiques du fait de la similitude de leurs périodes et amplitudes. La distinction entre les différentes composantes de l'eustatisme n'est ainsi pas toujours possible.

12. La subsidence

La subsidence d'un bassin est le déplacement absolu du fond du bassin sédimentaire par rapport à un niveau repère fixe au cours du temps. On distingue classiquement la subsidence tectonique, la subsidence thermique et la subsidence gravitaire (Perrodon, 1983).

121. Les subsidences tectoniques et thermiques

Les subsidences tectoniques et thermiques regroupent l'ensemble des déformations qu'auraient subies un bassin en l'absence de sédiments. Ces

subsidences sont de l'ordre de 10 à 20 m/Ma dans le cas des marges passives, et peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 100 à 200 m/Ma, voire plus, dans le cas des marges actives. En fonction du régime tectonique, soit en extension, soit en compression, ces subsidences ont été formalisées par différents modèles.

Les modèles de **bassin en extension** sont principalement issus du modèle classique de McKenzie (McKenzie, 1978, Jarvis et McKenzie, 1980) (figure 1.5a). Ce modèle décompose l'extension des bassins en deux périodes. Dans un premier temps, le bassin est soumis à une extension rapide induisant un amincissement de la lithosphère et une anomalie thermique à la base de celle-ci. Dans un second temps, la lithosphère est soumise à une relaxation thermique qui tend à faire disparaître progressivement l'anomalie thermique due à l'extension initiale. La constante de temps régissant la relaxation thermique est de l'ordre de 50 à 60 millions d'années (Sleep, 1971, Jarvis et McKenzie, 1980). De nombreux modèles, tels que le modèle de Royden et Keen (1980), ont cherché à améliorer le modèle de McKenzie en introduisant par exemple une extension différentielle de la croûte et du manteau supérieur. Ces modèles génèrent cependant un cisaillement très important à la base de la croûte rarement observé.

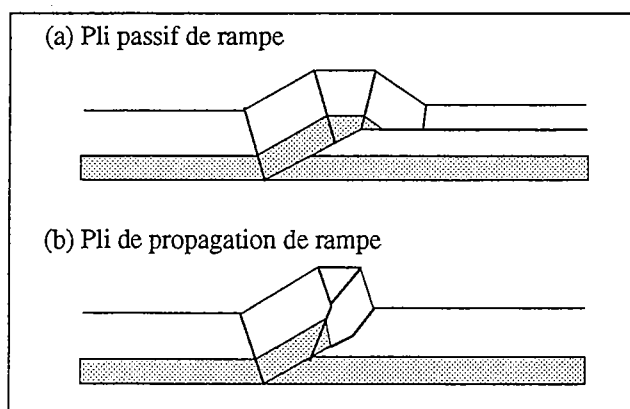


figure 1.5: Modèles de bassin en compression

Bien que le modèle de McKenzie estime convenablement l'évolution thermique et la subsidence d'un bassin, les taux d'extension nécessaires sont souvent trop importants (Chenet *et al.*, 1982, Burrus, 1989). De plus, le modèle de McKenzie prédit une évolution symétrique des deux marges du rift alors que des profils de rift asymétriques ont été observés. Wernicke mis au point un modèle de détachement lithosphérique (figure 1.5b) dans lequel la lithosphère dans son ensemble est coupée en deux par une faille oblique (Wernicke et Burchfiel, 1982, Wernicke, 1985). Ce modèle implique ainsi que l'anomalie thermique à la base de la lithosphère n'est pas sur le même plan vertical que le rift, d'où un décalage de la subsidence post-rift (thermique) et syn-rift (tectonique).

Actuellement, la controverse entre les modèles de McKenzie et de Wernicke est toujours active. Il semblerait que le modèle de Wernicke soit applicable à l'échelle de la croûte, tandis que le modèle de McKenzie représente l'évolution globale de la lithosphère (Brun et Tron, 1993).

Les modèles de **bassins en compression** sont actuellement principalement étudiés à l'aide de principes géométriques régissant les différents chevauchements du bassin. Ces modèles sont généralement basés sur le modèle de Suppe (1983), fondés sur les hypothèses suivantes: la coupe étudiée est construite parallèlement à la direction du raccourcissement, les volumes de roche sont conservés pendant la déformation, et il n'y a pas de déformation perpendiculaire au plan étudié.

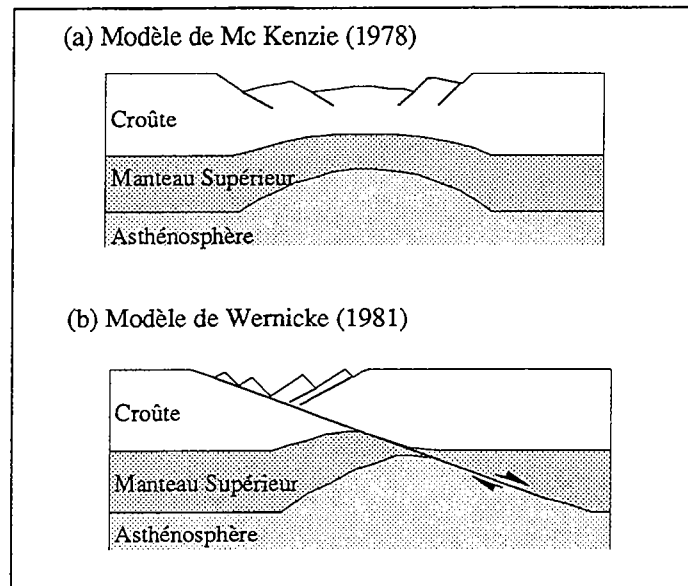


figure 1.6 Modèles de bassin en extension
(d'après Jamison, 1987 et Zoetemeijer, 1993)

Les chevauchements peuvent générer deux types: les plis passifs de rampe (ou *fault-bend fold*) (figure 1.6a) dans lesquels le plan de chevauchement préexiste au déplacement du bassin, et les plis de propagation de rampe (ou *fault-propagation fold*) (figure 1.6b) dans lesquels le plan du chevauchement est créé puis se propage lors du déplacement du bassin. Face à ces modèles géométriques très utilisés, de nouveaux modèles commencent à émerger en se fondant sur des principes physiques. On peut noter en particulier le modèle de Beaumont (Beaumont *et al.*, 1993) qui étudie le chevauchement d'un bassin en supposant que la plaque chevauchante a un comportement visqueux.

De nombreux modèles déterministes ont cherché à relier ces modèles de subsidence à des lois de sédimentation afin d'étudier l'influence d'une déformation complexe d'un bassin, tels que la formation de chevauchements ou de rifts, sur son remplissage sédimentaire. Ces modèles se regroupent en deux familles en fonction des lois de utilisées:

- les modèles géométriques (Schlische, 1991, Zoetemeijer *et al.*, 1992, Zoetemeijer, 1993) basés sur un remplissage complet de tout l'espace situé au dessous du niveau de la mer,
- les modèles diffusifs (Jordan et Flemings, 1991, Heller et Paola, 1992, Hardy, 1993, Beaumont *et al.*, 1993, Chalaron *et al.*, 1995) utilisant une équation de diffusion pour décrire le transport des sédiments dans le bassin.

Ces différentes familles de modèles seront vues en détail dans la deuxième partie de ce chapitre.

122. La subsidence gravitaire

La subsidence gravitaire est la déformation du bassin induit par le poids des sédiments et de l'eau contenue dans le bassin. Elle fut formalisée pour la première fois par Airy au XIX^{ème} siècle.

Dans le modèle d'**isostasie locale d'Airy** (Turcotte et Schubert, 1982), un niveau d'équilibre ou de compensation existe au sein du manteau. En tout point de ce niveau, la pression est constante. Lors d'une variation de la charge sédimentaire due à une sédimentation ou à une érosion, les pressions s'équilibrent instantanément afin de maintenir l'équilibre (figure 1.7a). Dans le cas de sédiments immergés, ce modèle prédit une subsidence isostatique instantanée égale à environ 50 à 65 % de la variation de l'épaisseur de la couche sédimentaire. Une

sédimentation d'une couche de 100 m d'épaisseur engendre ainsi une subsidence instantanée de l'ordre de 50 à 65 m.

$$Z = \frac{\rho_s - \rho_e}{\rho_m - \rho_e} E_{sed}$$

avec

- Z Subsidence isostatique (en m)
- E_{sed} Epaisseur de la couche sédimentaire (en m)
- ρ_s masse volumique des sédiments ($\approx 2200 \text{ kg/m}^3$)
- ρ_m masse volumique du manteau ($\approx 3300 \text{ kg/m}^3$)
- ρ_e masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$)

Ce principe d'isostasie locale d'Airy ne permet d'obtenir qu'une approximation de la subsidence isostatique. En particulier, cette estimation ne tient pas compte des caractéristiques géométriques et rhéologiques du manteau et de la croûte. Différents modèles ont été développés pour affiner la prédiction de la subsidence isostatique.

Le **modèle élastique** suppose que la croûte terrestre est assimilable à une plaque rigide élastique se déformant en accord avec la loi de Hooke (Turcotte et Schubert, 1982). La déformation de la plaque est instantanée et proportionnelle à la contrainte appliquée (figure 1.7b). Elle est décrite par deux paramètres principaux, la rigidité flexurale D et le paramètre flexural a .

$$D = \frac{E H^3}{12(1-\nu^2)} \quad \text{et} \quad a = \left(\frac{4D}{(\rho_m - \rho_e)g} \right)^{1/4}$$

avec

- D rigidité flexurale de la croûte ($\approx 10^{21}$ à 10^{26} N.m)
- E module d'Young (≈ 60 à 100 GPa)
- ν coefficient de Poisson ($\approx 0,25$)
- H épaisseur élastique (≈ 10 à 80 km)
- a paramètre flexural (≈ 25 à 250 km)
- ρ_m masse volumique du manteau ($\approx 3300 \text{ kg/m}^3$)
- ρ_e masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$)
- g accélération de la pesanteur ($\approx 9,81 \text{ m/s}^2$)

Dans le cas d'une charge théorique ponctuelle, le bassin sédimentaire se déforme en suivant une allure sinusoïdale amortie dont la géométrie dépend de ces deux paramètres (Turcotte et Schubert, 1982). Si on considère par exemple un bassin intracratonique théorique dont la longueur totale mesure 400 km et dans lequel la formation sédimentaire étudiée à une épaisseur croissant linéairement depuis les bords du bassin, où elle est nulle, jusqu'au centre de celui-ci, où elle atteint 500 m. Le modèle d'isostasie d'Airy et le modèle élastique prédisent les valeurs suivantes de subsidence (figures 1.7 a, b et c).

	Isostasie locale d'Airy	Modèle élastique H=10 km	Modèle élastique H=50 km
Rigidité flexurale D		$6,2 \cdot 10^{21} \text{ N.m}$	$7,8 \cdot 10^{23} \text{ N.m}$
paramètre flexural a	-	32 km	108 km
au centre du bassin	250 m	230 m	196 m
aux quarts du bassin	125 m	170 m	154 m
aux bords du bassin	0	33 m	68 m

Bien que ces résultats soient du même ordre de grandeur, on constate un écart de plus de 50 m entre les deux modèles extrêmes. Le principe d'Airy ne prend en considération que la charge sédimentaire locale. L'isostasie prédite par le modèle d'Airy est ainsi très forte au centre du bassin et nulle aux bords. Au contraire, le modèle élastique prend en compte la répartition régionale de la charge et cherche à uniformiser les contraintes et les déformations subies par la croûte.

Dans le cas de la **flexure visco-élastique** (Turcotte et Schubert, 1982), la plaque se comporte initialement comme une plaque élastique de forte épaisseur, avec une faible subsidence et un bombement périphérique éloigné.

L'équilibrage visqueux de la plaque induit une diminution des contraintes au cours du temps suivant une loi de relaxation exponentielle, et se caractérise par une subsidence augmentant de plus en plus au centre du bassin et un bombement périphérique se rapprochant du lieu d'application de la charge sédimentaire (Quinlan et Beaumont, 1984, Beaumont *et al.*, 1987). Le temps de relaxation des contraintes est défini par la relation de Maxwell (Nadai, 1963, Turcotte et Schubert, 1982), faisant intervenir la viscosité et le module d'Young de la lithosphère.

$$T = \frac{3\mu}{E}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} T \text{ temps de relaxation (de l'ordre de } 20\ 000 \text{ à } 200\ 000 \text{ ans)} \\ \mu \text{ viscosité de la lithosphère (de l'ordre de } 10^{19} \text{ à } 10^{20} \text{ Pa.s)} \\ E \text{ module d'Young (de l'ordre de } 60 \text{ à } 100 \text{ GPa)} \end{array} \right.$

Cette relaxation viscoélastique peut être assimilée à une diminution progressive de l'épaisseur élastique de la lithosphère au cours du temps. Si nous reprenons le cas précédent avec une plaque ayant une épaisseur élastique initiale égale à 50 kilomètres, et une viscosité égale à $4 \cdot 10^{19}$ Pa.s, le temps de relaxation est de l'ordre de 50 000 ans. Nous constatons que le bassin s'ajuste instantanément à la charge sédimentaire (figure 1.7 c) de manière élastique, puis se déforme progressivement pour présenter une épaisseur élastique apparente de l'ordre de 10 kilomètres (figure 1.7 b) 10 millions d'années après la mise en place de la charge sédimentaire. Au bout d'un temps infini, les contraintes sont entièrement équilibrées et le bassin se comporte comme en isostasie locale (figure 1.7 a).

Temps (ka)	Épaisseur élastique apparente (km)
0	50
50	42,5
100	38,5
500	26,5
1 000	21
5 000	12
10 000	9
50 000	5

Sur des durées très courtes, de l'ordre du millier ou de la dizaine de milliers d'années, le modèle élastique est applicable. Pour des durées supérieures à la dizaine de million d'années, il est possible de définir une épaisseur élastique apparente afin d'utiliser le modèle élastique. Pour des durées intermédiaires, de l'ordre de la centaine de milliers ou du million d'années, il est cependant nécessaire d'utiliser un modèle visco-élastique permettant de prendre en compte l'ajustement dynamique des contraintes au sein de la lithosphère.

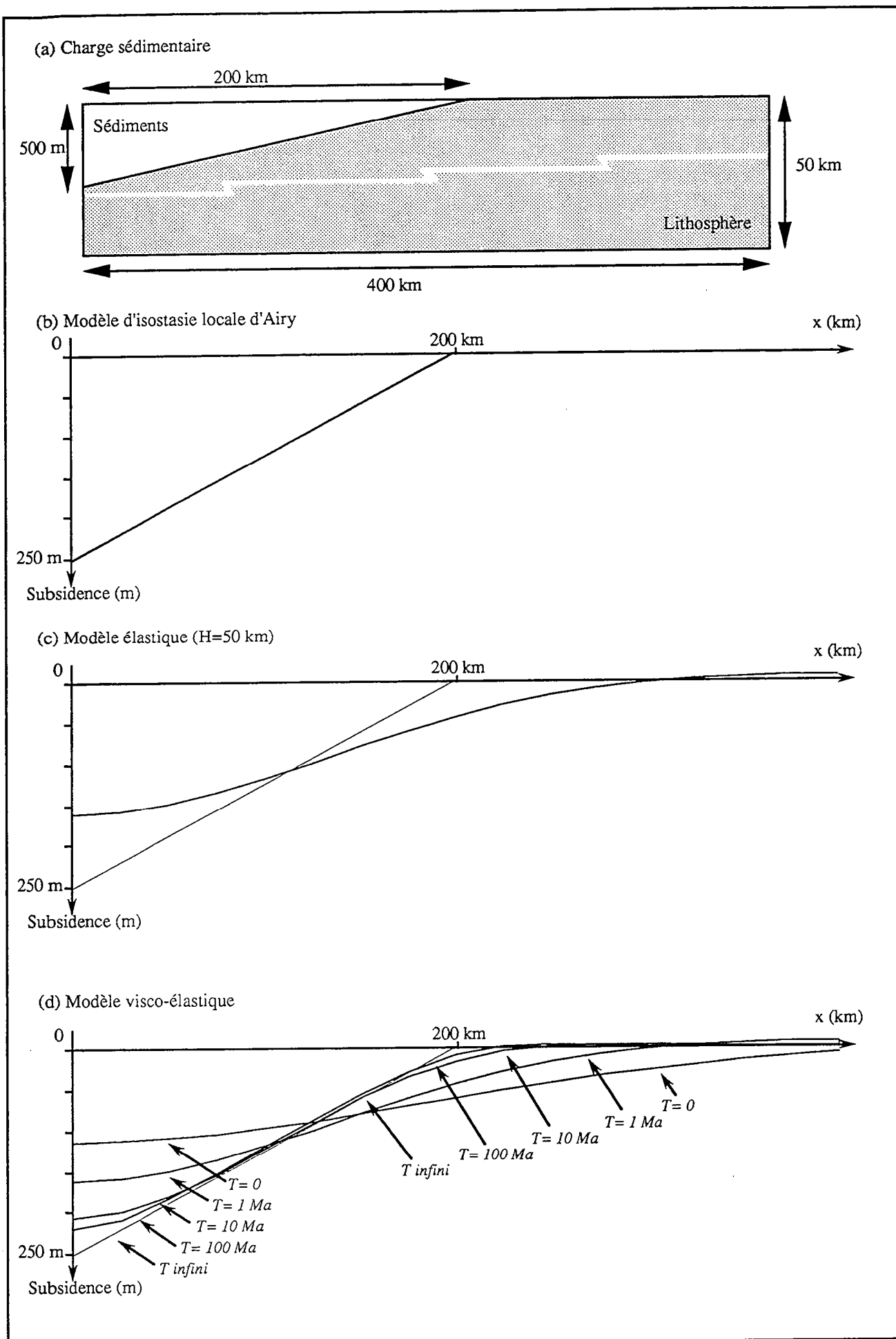


figure 1.7. Modèles de subsidence gravitaire

13. La compaction

Alors que l'eustatisme et la subsidence génèrent de l'espace disponible, ou accommodation, en faisant varier la distance séparant le substratum du bassin du niveau de la mer, la compaction modifie la bathymétrie du bassin, correspondant à l'espace libre pour les sédiments à chaque instant, en diminuant l'épaisseur totale de la couche sédimentaire.

La compaction est due à l'expulsion mécanique des fluides contenue dans le système poreux des sédiments, à des processus chimiques de dissolution des particules sédimentaires, et à des transformations minéralogiques (Hedberg, 1936). La compaction mécanique des sédiments est généralement décrite à l'aide de lois empiriques substituant une relation géométrique au comportement mécanique des sédiments. Ces lois empiriques relient la porosité des sédiments à leurs enfouissements maximaux (Magara, 1978). Une compilation de ces lois montrent la diversité des relations porosité - profondeur lié à l'histoire géologique du bassin, des processus diagénétiques, de la migration de l'eau, ... (figure 1.8).

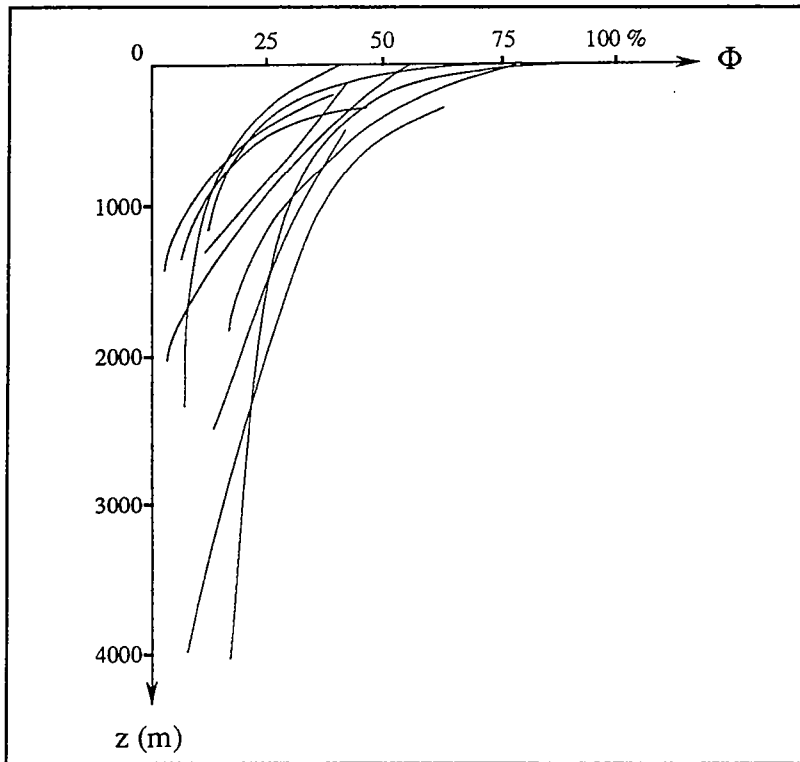


figure 1.8: Compilation de courbes porosité - profondeur pour des sédiments argileux (d'après Rieke et Chilingarian, 1974)

Ces relations ont été formalisées mathématiquement par l'utilisation de courbes ayant une forme:

- soit exponentielle (Athy, 1930, Sclater et Christie, 1980, Magara, 1985):

$$\Phi(z) = \Phi_0 e^{-z/z_0}$$

avec

{	$\Phi(z)$	porosité des sédiments
	Φ_0	porosité initiale des sédiments lors du dépôt
	z	enfouissement des sédiments
	z_0	enfouissement de référence (de l'ordre de 250 à 2000 m)

- soit puissance (Dickinson, 1953, Baldwin et Butler, 1985):

$$\Phi(z) = 1 - \left(\frac{z}{z_o} \right)^c$$

$$\text{avec } \begin{cases} z_o & \text{enfouissement de référence } (\approx 6000 \text{ à } 15000 \text{ m}) \\ c & \text{exposant } (\approx 0,12 \text{ à } 0,17) \end{cases}$$

- soit une combinaison de ces deux lois (Beaudoin *et al.*, 1987):

$$\Phi(z) = \Phi_{res} + (\Phi_o - \Phi_{res}) e^{-(z/z_o)^\beta}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Phi_o & \text{porosité à profondeur nulle } (\approx 60 \text{ à } 90 \%) \\ \Phi_{res} & \text{porosité à grande profondeur } (\approx 5 \text{ à } 15 \%) \\ z_o & \text{enfouissement de référence } (\approx 1000 \text{ m}) \\ \beta & \text{exposant } (\approx 1) \end{cases}$$

Ces lois empiriques ne sont valides que lorsque l'eau piégée dans les sédiments reste à une pression hydrostatique lors de l'enfouissement progressif des sédiments. En se fondant sur les travaux de Terzaghi (1943), des modèles ont cherché à relier la porosité à la contrainte effective supportée par les sédiments afin de prendre en compte le comportement mécanique des sédiments et la vitesse de migration de l'eau dans les sédiments (Smith, 1971, Ungerer *et al.*, 1990). Ce comportement mécanique est de mieux en mieux formalisé avec par exemple la description récente du caractère élasto-plastique des sédiments (Schneider, 1993).

En se basant sur ces différentes approches, nous pouvons retenir les ordres de grandeur suivantes. Une couche sableuse perd au minimum la moitié de sa porosité lorsque son enfouissement dépasse 1000 m. Cette perte de porosité s'accompagne d'une diminution de plus de 20 % de l'épaisseur totale de la couche sédimentaire. Ainsi, une couche mesurant 100 m d'épaisseur lors de son dépôt mesure moins de 80 m sous 1000 m d'enfouissement, entraînant une baisse de la surface du bassin de plus de 20 m. Cependant, cette chute de 20 m de la surface se fait progressivement au cours de l'enfouissement des sédiments et n'a pas la même conséquence qu'une montée brutale de 20 m du niveau de la mer.

14. Synthèse sur la création de l'espace disponible

En synthèse, différents processus peuvent créer de l'espace disponible pour les sédiments.

Les deux paramètres externes au bassin sont l'eustatisme et la subsidence tectonique régionale. L'eustatisme peut avoir des causes climatiques et tectoniques. Dans le premier cas, la vitesse des variations de l'accommodation est de l'ordre de quelques mètres à dizaines de mètres par millier d'années. Dans le second cas, elle est beaucoup plus faible, de l'ordre de quelques mètres à dizaines de mètres par million d'années. La subsidence tectonique peut atteindre des vitesses de l'ordre de quelques mètres à quelques milliers de mètres par million d'années.

Des processus internes au bassin peuvent également créer de l'espace disponible. En particulier, la subsidence isostatique peut créer un enfoncement du substratum égale à environ la moitié de l'épaisseur des sédiments déposés dans le bassin. De plus, la compaction, en modifiant l'épaisseur totale de la couche sédimentaire, influe sur l'espace libre, ou bathymétrie, sans créer d'accommodation. Cependant,

bien que ces deux processus internes aient visiblement un rôle majeur, ils jouent de manière continue pendant l'histoire du bassin et ne font qu'amplifier les variations tectono-eustatiques externes.

<i>Tectono – eustatisme</i>	1 à 10 m par million d' années	<i>régionale</i>
<i>Glacio – eustatisme</i>	1 à 10 m par millier d' années	<i>régionale</i>
<i>Géoido – eustatisme</i>	du même ordre de grandeur que le glacio - eustatisme (déglaciation) ou que le tectono - eustatisme (mouvement du noyau) en fonction du processus physique intervenant	<i>locale</i> à <i>régionale</i>
Subsidence tectonique	1 à 1000 m par million d' années	<i>locale</i> à <i>régionale</i>
Isostasie	Enfoncement continu du substratum de l' ordre de 50% de l' épaisseur des sédiments	<i>locale</i> à <i>régionale</i>
<i>Compaction</i>	Enfoncement continu de la surface du bassin de l' ordre de 20% de l' épaisseur des sédiments	<i>locale</i>

La connaissance de l'ensemble des processus responsables de la création de l'accommodation ne suffit malheureusement pas pour prédire de manière précise le remplissage sédimentaire d'un bassin. En effet, ce remplissage dépend énormément de la quantité de sédiments introduits ou produits dans le bassin, et de la manière dont ces sédiments sont transportés puis sédimentés.

2. L'apport sédimentaire

Après avoir quantifié l'espace disponible pour les sédiments, la deuxième question à laquelle il est nécessaire de répondre concerne la quantité de sédiments introduits ou produits à l'intérieur du domaine étudié. Les roches sédimentaires formant le remplissage des bassins sont classiquement regroupées en deux grandes familles en fonction de leurs compositions. On distingue ainsi les sédiments siliciclastiques tels que le sable ou les argiles et les sédiments d'origine chimique et biochimique tels que les carbonates ou les évaporites par exemple.

21. Les sédiments siliciclastiques

Les sédiments siliciclastiques sont composés essentiellement des sables, formés par des grains de silice dont le diamètre moyen est de l'ordre de 0,1 à 1 mm, et des argiles, constitués de minéraux silico-alumineux tels que l'illite, la chlorite ou la kaolinite. Ils sont principalement issus de l'érosion des continents et transportés vers les domaines deltaïques et marins par l'action des fleuves.

L'érosion des continents est liée à l'altération des roches qui combine différents processus physiques tels que les alternances gel - dégel et humidité - dessiccation, et des processus chimiques tels que l'hydrolyse. Des compilations récentes de nombreuses mesures effectuées sur des bassins versants actuels ont montré que les vitesses moyennes d'érosion varient entre 0,1 et 100 m/Ma (Ahnert, 1970, Travi, 1993, Bierman, 1994, Summerfield et Hulton, 1994, Elverhoi *et al.*, 1995). Dans certains cas exceptionnels tels que les Alpes ou l'Himalaya, l'érosion peut atteindre des vitesses voisines de 1000 m/Ma (Milliman *et al.*, 1987). Cette vitesse d'érosion a été reliée à de nombreux paramètres tels que la vitesse de subsidence, la pluviométrie ou l'altitude moyenne du bassin (Milliman et Meade, 1983, Pinet et Souriau, 1988, Milliman et Syvitski, 1992). Ces corrélations sont cependant établies sur des mesures des paramètres moyennées sur l'ensemble de la surface du bassin versant, dont la superficie est généralement de l'ordre de quelques milliers à quelques millions de km².

Cette altération des roches joue le rôle d'une "production" de sédiments mobilisables par les agents de transports tels que l'eau ou le vent. De nombreuses études se sont attachées à quantifier les caractéristiques des apports sédimentaires fluviaux. La précision de ces mesures est cependant limitée car elle dépend de la méthode employée et de la durée d'observation. Ces mesures permettent d'appréhender le comportement "instantané" du cours d'eau. Différents paramètres physiques ont ainsi été quantifiés, tels que la longueur du cours d'eau principal, l'aire et l'altitude moyenne du bassin-versant, le flux d'eau et de sédiment à l'embouchure du fleuve ou la pluviométrie moyenne. La recherche d'une corrélation entre ces paramètres (figure 1.9) a permis d'élaborer des formules empiriques reliant le flux sédimentaire annuel apporté par les cours d'eau dans les océans à l'aire du bassin-versant nourricier et au flux d'eau annuel arrivant aux exutoires des cours d'eau (Milliman et Meade, 1983), ou à l'altitude moyenne de ce bassin-versant (Milliman et Syvitski, 1992).

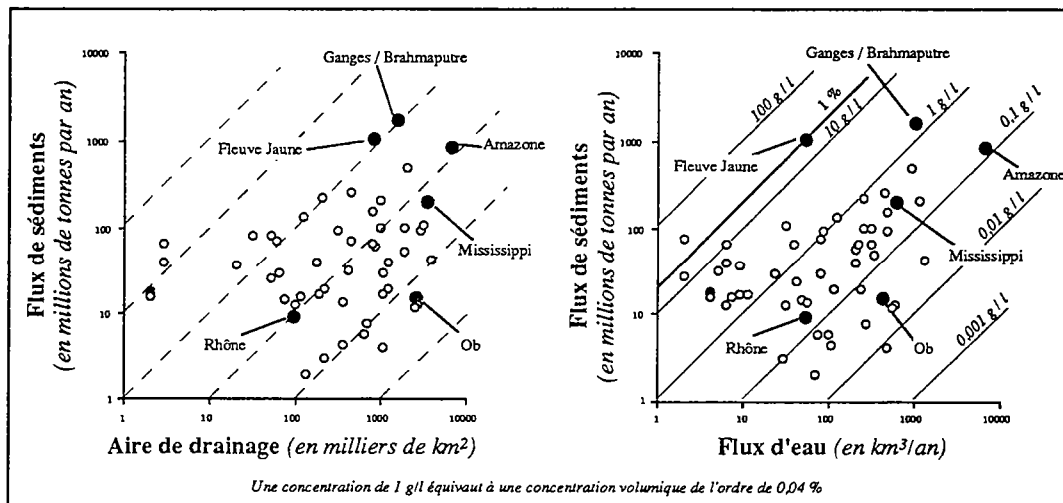


figure 1.9: Relations empiriques permettant l'estimation du flux de sédiments

Ces relations empiriques du premier ordre ne prennent cependant pas en compte la diversité de la nature lithologique des terrains traversés par les cours d'eaux et ne permettent d'obtenir qu'une estimation grossière de la quantité de sédiments apportés par les fleuves.

22. Les sédiments carbonatés

Différents types de sédiments peuvent être produits par des processus chimiques ou biochimiques tels que les roches carbonatées, ferrugineuses, phosphatées et salifères. Dans le cadre de cette revue, nous nous sommes focalisés sur l'étude des roches carbonatées.

Contrairement aux roches détritiques dont la matière première provient de l'érosion des continents, les carbonates sont principalement issus de la préservation de la calcite issue du squelette d'organismes vivants (planctons, coraux, algues, ...). L'extrapolation des observations faites sur les coraux actuels vers les massifs coralliens anciens et la reconstitution des biotopes sont difficiles. En particulier, les coraux actuels sont dominés par les *Acropora Palmata*, très peu présents dans les sédiments anciens. On peut cependant espérer que les règles écologiques actuelles et anciennes ne sont pas trop dissemblables (Tucker et Wright, 1990).

En supposant ainsi que l'eau a toujours été saturée en calcium Ca^{2+} , la production des carbonates est liée à la synécologie et à l'autoécologie des organismes vivants.

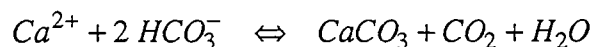
La **synécologie** est l'ensemble des paramètres biotiques réglant la compétition entre les espèces. Nous pouvons illustrer l'influence de ces paramètres à l'aide de l'exemple classique de la niche écologique composée de lapins et de renards. Cette niche est régie par deux règles simples:

- plus les lapins sont nombreux et plus il y a de renards (abondance de la nourriture).
- plus les renards sont nombreux et moins il y a de lapins (abondance des prédateurs).

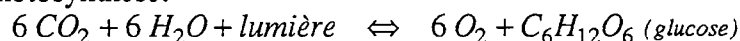
Bien qu'ayant un formalisme très simple, ces deux règles induisent un comportement oscillant de la niche écologique. De plus, la moindre perturbation d'un des paramètres régissant l'équilibre des deux espèces peut engendrer des évolutions très différentes. Ce comportement chaotique du monde vivant est à comparer avec le comportement chaotique des fleuves mise en évidence avec les phénomènes d'avulsion ou d'épandage de crevasse par exemple. Cette niche écologique composée de deux espèces: les lapins et les renards, peut être étendue aux systèmes carbonatés dans lesquels les coraux peuvent être considérés comme des "lapins" et les bivalves comme des "renards". A l'instar du chaos des fleuves, le chaos déterministe des niches écologiques ne sera pas abordé dans le modèle que nous cherchons à développer. Nous nous focaliserons sur les paramètres autoécologiques.

L'**autoécologie** regroupe l'ensemble des paramètres abiotiques, tels que la température ou la salinité de l'eau, réglant l'adaptation d'une espèce vivante avec le milieu ambiant. Elle est contrôlée principalement par des réactions chimiques telles que:

l'équilibre des carbonates:



et la photosynthèse:



221. Le taux de production maximal

Le taux de production optimal des sédiments carbonatés, mesuré sur des récifs actuels, est de l'ordre de 10 mètres par millier d'années (Chalker, 1981, Bosscher, 1992, Schlager, 1993). De nombreuses mesures du taux de croissance des plates-formes carbonatées anciennes, compilées dans la revue de Bosscher (1992), montrent que ce taux varie entre 0,02 et 0,2 mètres par milliers d'années. La différence entre les mesures actuelles et anciennes peut s'expliquer de plusieurs manières. D'une part, la production des carbonates est limitée par l'espace disponible. Un récif corallien ne peut pas croître au-dessus du niveau de la mer. Son taux de production est donc limité par la vitesse de montée du niveau relatif de la mer. D'autre part, plus la durée totale du dépôt est importante, et plus la probabilité de rencontrer des périodes de non-dépôt ou d'érosion augmente, entraînant une diminution apparente du taux de production moyen de la plate-forme (Sadler, 1981, Strauss et Sadler, 1989, Sadler et Strauss, 1990).

222. La luminosité

Le taux de production réel des sédiments carbonatés dépend de multiples paramètres autoécologiques caractérisant l'environnement marin. Bosscher et Schlager (1992) ont montré que le principal paramètre dans le cas des roches carbonatées est la lumière. La lumière reçue par les organismes vivants sous une certaine tranche d'eau ou bathymétrie dépend de la pénétration à travers l'eau de la luminosité reçue à la surface de la mer. De nombreuses mesures ont permis de montrer que l'intensité du rayonnement solaire décroît exponentiellement avec la bathymétrie suivant la loi de Beer-Lambert (Chalker, 1981, Bosscher, 1992) (figure 1.10a). La bathymétrie d'atténuation dépend de la clarté de l'eau. Pour des eaux limpides, cette bathymétrie est de l'ordre de 30 m, tandis que pour des eaux turbides, elle est de l'ordre de 1 à 5 m seulement (Kirk, 1983).

$$I_b = I_o e^{-b/b_o}$$

avec

- I_b Intensité du rayonnement solaire reçu au niveau bathymétrique b
- I_o Intensité reçue à la surface de la mer
- b bathymétrie de la tranche d'eau étudiée (en m)
- b_o bathymétrie d'atténuation (≈ 1 à 30 m)

Alors que l'atténuation de la lumière est assez bien quantifiée grâce aux travaux réalisés en optique, l'impact de la lumière sur les organismes vivants est moins bien connu. Des travaux sur la photosynthèse dans des récifs actuels ont montré que le taux de production des carbonates est relativement constant dans les couches superficielles de l'eau puis chute rapidement dès que l'intensité lumineuse devient inférieure à un seuil de saturation spécifique à l'espèce étudiée (Bosscher et Schlager, 1992, Bosscher, 1992) (figure 1.10b).

$$P_b \equiv \tanh\left(S e^{-b/b_o}\right)$$

avec

- P_b Taux de production de l'espèce étudiée (en m/ann)
- b bathymétrie de la tranche d'eau étudiée
- b_o bathymétrie d'atténuation (≈ 1 à 30 m)
- S paramètre adimensionnel de seuil (≈ 5 à 40)

\equiv signifiant proportionnel à

$\tanh(x)$ représentant la tangente hyperbolique $\left(\tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}\right)$

Opposée à ce modèle avec seuil, une deuxième théorie suppose qu'il existe une relation linéaire entre le taux de production de l'espèce moyenne et la luminosité, ce qui implique une décroissance exponentielle de la production avec la bathymétrie (Lawrence *et al.*, 1990, Li *et al.*, 1993) (figure 1.10b).

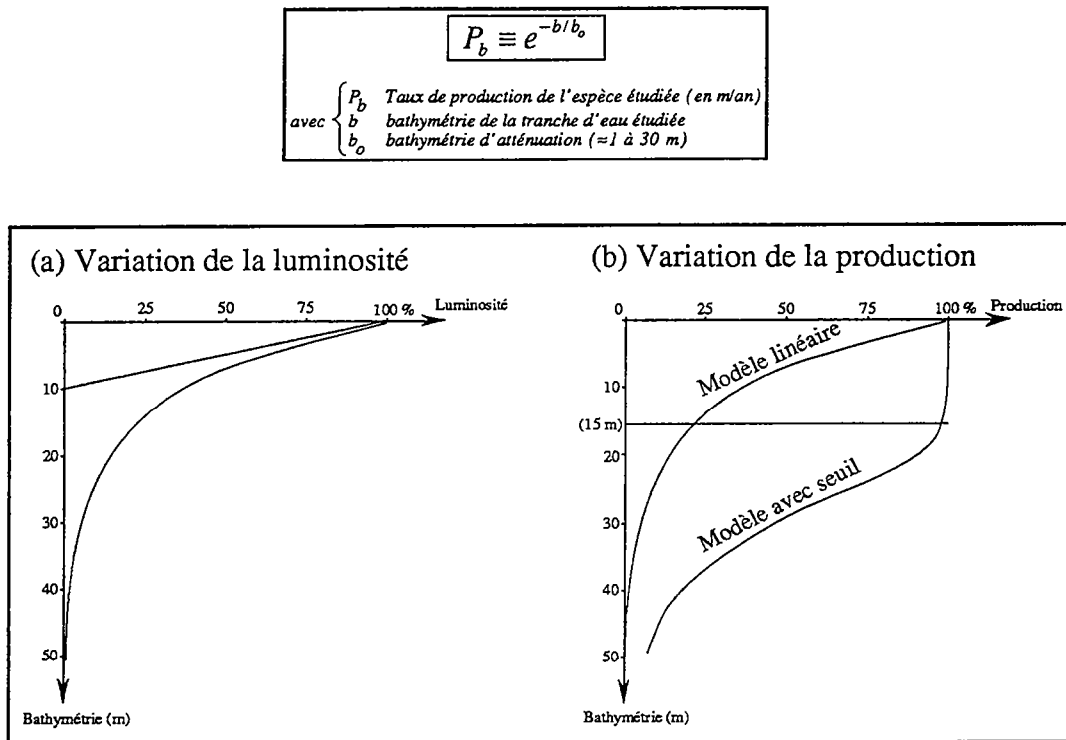


figure 1.10: Relations entre taux de production de carbonate, luminosité et bathymétrie

223. L'inhibition silicoclastique

Dans le cas de bassins se remplissant par des sédiments mixtes, l'introduction d'un flux de sédiments sablo-argileux dans un milieu marin va avoir deux conséquences majeures :

- la présence de sédiments en suspension dans l'eau diminue la clarté de l'eau. Cette turbidité de l'eau induit une diminution de la production carbonatée suite à une baisse de la luminosité ambiante.
- le dépôt de sédiments crée un nappage du fonds marin, générant un recouvrement et une extinction des organismes vivants, et une diminution de la densité du sol, empêchant ainsi les organismes vivants de s'accrocher au sol et de former de nouvelles colonies.

L'impact de cet apport silicoclastiques (figure 1.11) est généralement simulé par la définition d'un seuil de pollution critique, spécifique à chaque espèce carbonatée moyenne, au-dessous duquel l'apport est trop faible pour incommoder les carbonates, mais au-dessus duquel la production carbonatée est rapidement inhibée (Lawrence *et al.*, 1987, Aigner *et al.*, 1989, Aigner *et al.*, 1990, Lawrence *et al.*, 1990, Schuster et Aigner, 1994).

$$P_b \equiv F(v)$$

avec $\begin{cases} P_b & \text{Taux de production de l'espèce étudiée (en m/an)} \\ v & \text{vitesse de sédimentation siliciclastique} \\ F(v) & \text{Sensibilité à la pollution siliciclastique} \end{cases}$

$$F(v) = \begin{cases} 1 & \text{si } v < v_C \\ e^{-\frac{v-v_C}{v_A}} & \text{si } v > v_C \end{cases}$$

avec $\begin{cases} v_C & \text{Seuil de pollution admissible} \\ v_A & \text{vitesse d'atténuation} \end{cases}$

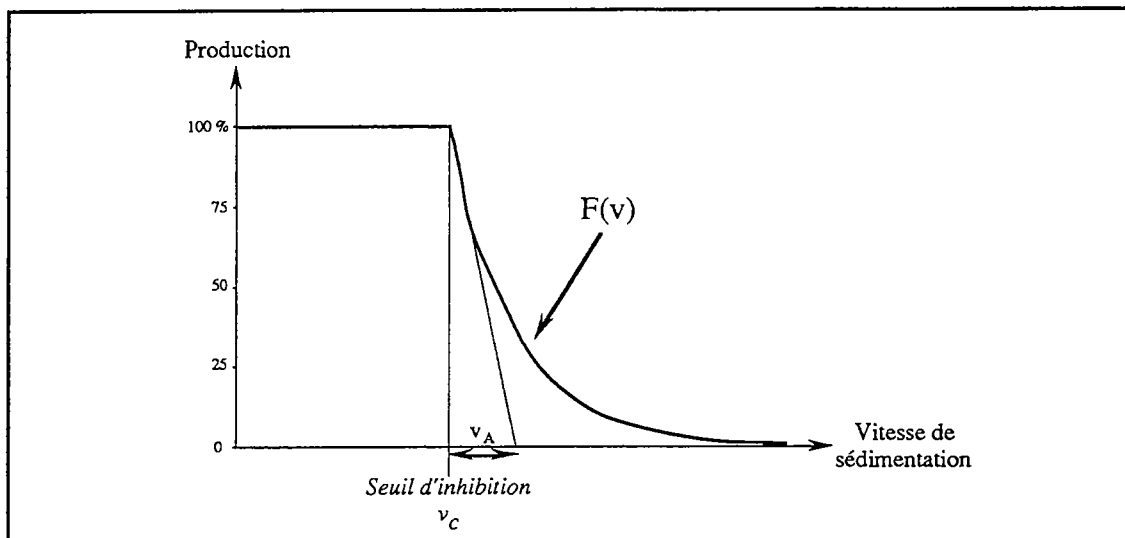


figure 1.11: Inhibition silicoclastique de la production carbonatée

224. Les autres facteurs auto écologiques

De nombreux autres paramètres physico-chimiques interviennent pour régler la production des carbonates.

Parmi ces différents paramètres, on peut citer par exemple l'apport en nutriments, la température de l'eau, la teneur en oxygène dissous dans l'eau et la salinité de l'eau (Bosscher, 1992, Li *et al.*, 1993) (figure 1.12). Chaque espèce carbonatée a un biotope spécifique. Par exemple, les coraux se développent principalement dans les eaux chaudes sous une température optimale de 26°C (plage de température admise comprise entre 20 et 32°C) et ayant une salinité moyenne de l'ordre de 35 ‰ (Bosscher, 1992).

Le biotope d'un organisme vivant est également caractérisé par une certaine énergie des vagues et par une luminosité. Dans de faibles tranches d'eau, les coraux vont se développer sous des formes robustes, telles que les formes en boule de *Montastrea annularis*. Lorsque la bathymétrie augmente, les coraux vont progressivement changer de forme pour s'adapter à la baisse de la luminosité, ils développent ainsi des réseaux de plus en plus complexes, et de plus en plus fins, pour mieux capter le rayonnement solaire. Cette ramification des coraux est permis par la diminution de l'influence des vagues avec la bathymétrie, et on peut voir se développer des coraux du type *Acropora palmata*, avec des branches robustes, et *Acropora cervicornis*, avec des branches fines (James, 1984).

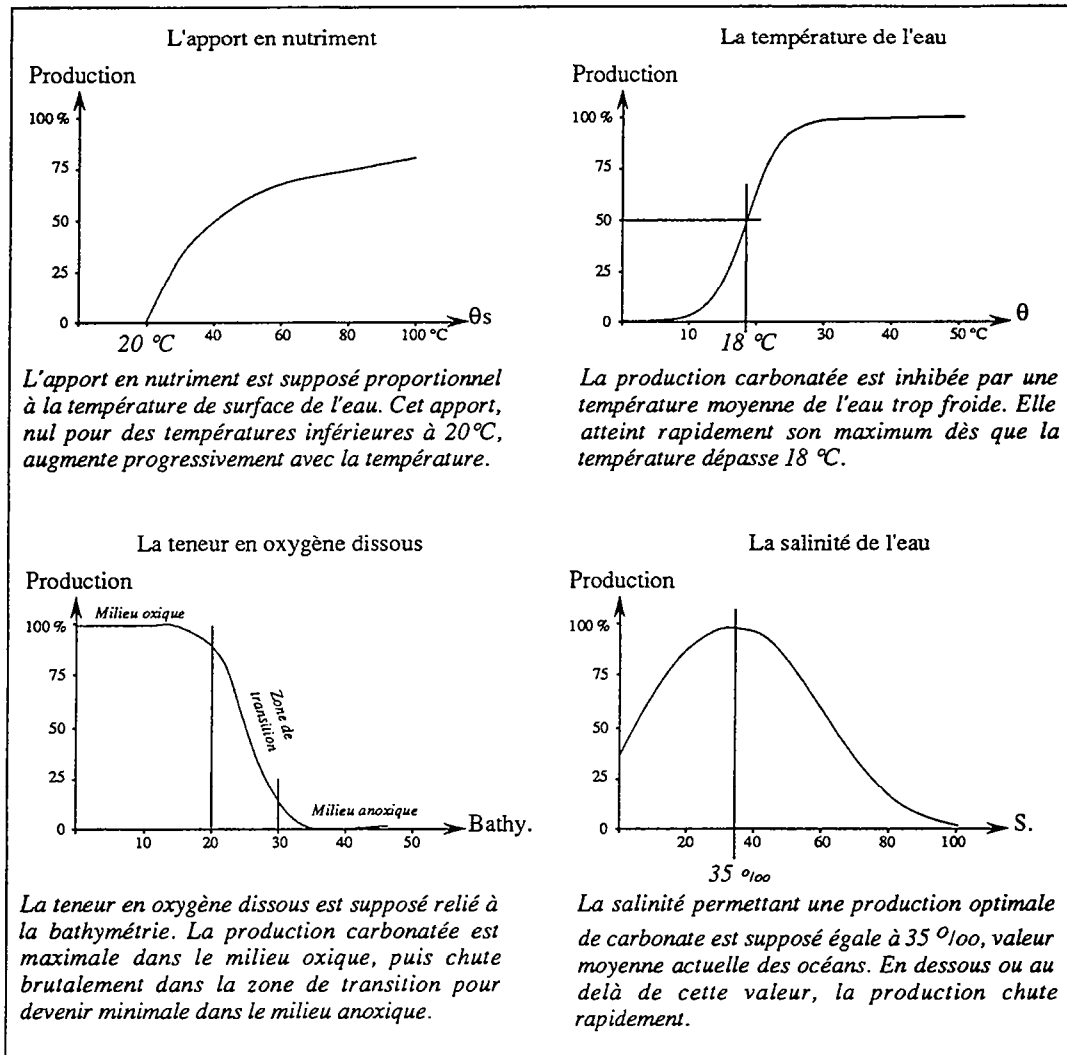


figure 1.12: Quelques facteurs auto écologiques

3. La répartition des sédiments dans les bassins

Après avoir été introduits ou produits dans le bassin, les sédiments sont répartis dans le domaine étudié. Les modèles numériques déterministes se regroupent en trois familles suivant l'approche retenue pour la simulation de cette répartition des sédiments. Nous distinguerons ainsi:

- (1) **Les modèles particuliers** basés sur des lois physiques décrivant l'écoulement de l'eau et le transport des sédiments induit par cet écoulement.
- (2) **Les modèles géométriques** supposant l'existence d'un profil d'équilibre du bassin sédimentaire.
- (3) **Les modèles diffusifs** simulant l'ensemble des transports sédimentaires à l'aide d'une équation de diffusion.

31. Les modèles particuliers

Les modèles particuliers sont basés sur les lois physiques gouvernant les processus de transport des sédiments. Le but de ces modèles est de reconstituer le déplacement de chaque grain de sédiment afin de prédire l'évolution des différents environnements de dépôt. Très répandue en ingénierie côtière pour prédire l'ensablement des ports ou l'impact de la construction d'une jetée (van Hijum, 1976, van de Graaf et van Overeem, 1979, van Rijn, 1984 a et b, Thouvenin et Salomon, 1984, Chapalain *et al.*, 1993), cette approche particulière est peu utilisée en modélisation de bassin. Elle a été introduite en géologie essentiellement par les travaux de Harbaugh (Harbaugh, 1966, Harbaugh et Merriam, 1968, Harbaugh et Bonham-Carter, 1970), ayant donné naissance au modèle SEDSIM (Tetzlaff et Harbaugh, 1989).

311. Le modèle SEDSIM de Tetzlaff et Harbaugh

Le modèle SEDSIM permet la simulation en 3D des deltas dominés par une hydrodynamique fluviale (Tetzlaff et Harbaugh, 1989). La simulation du mouvement des sédiments, de la sédimentation et de l'érosion dans le bassin, s'effectue en étudiant l'écoulement de l'eau dans le bassin et les conséquences sédimentaires de cet écoulement.

(1) Calcul des caractéristiques de l'écoulement de l'eau

Le mouvement de l'eau est simulé en suivant progressivement le déplacement d'un élément de fluide, depuis sa création en amont des fleuves, jusqu'à sa disparition à l'une des frontières du domaine étudié. Par la suite, nous assimilerons ces différents éléments fluides à une "flottille de bateaux".

Le mouvement des bateaux le long des cours d'eau est régi par l'équation de Navier-Stokes. Cette équation, issue du principe fondamental de la dynamique, indique que l'accélération d'une particule d'eau est due aux forces agissant sur elle. Ces forces se regroupent en des forces volumiques dues essentiellement à la gravité, et des forces surfaciques liées à l'agitation interne des particules d'eau, entraînant l'existence d'un champ de pression, et à la vitesse de l'écoulement de l'eau, induisant des contraintes de cisaillement entre les particules d'eau.

$\underbrace{\rho_e \frac{d\bar{v}}{dt}}_{\text{Accélération des particules d'eau}} = \underbrace{\rho_e \bar{g}}_{\text{Forces volumiques (gravité, ...)}} - \underbrace{\bar{\nabla}p}_{\text{Forces surfaciques dues à la pression}} + \underbrace{\eta \Delta\bar{v}}_{\text{Forces surfaciques dues aux cisaillements}}$		
<p>avec</p> <table style="margin-left: 20px;"> <tr> <td style="font-size: 2em; vertical-align: middle;">{</td> <td style="padding-left: 10px;"> ρ_e masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$) \bar{v} vitesse des particules d'eau \bar{g} accélération de la pesanteur ($\approx 9,81 \text{ m/s}^2$) $\bar{\nabla}p$ gradient du champ de pression η viscosité de l'eau ($\approx 10^{-3} \text{ Pa.s}$) $\Delta\bar{v}$ laplacien du champ de vitesse, indicateur des contraintes de cisaillement subies par l'eau </td> </tr> </table>	{	ρ_e masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$) \bar{v} vitesse des particules d'eau \bar{g} accélération de la pesanteur ($\approx 9,81 \text{ m/s}^2$) $\bar{\nabla}p$ gradient du champ de pression η viscosité de l'eau ($\approx 10^{-3} \text{ Pa.s}$) $\Delta\bar{v}$ laplacien du champ de vitesse, indicateur des contraintes de cisaillement subies par l'eau
{	ρ_e masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$) \bar{v} vitesse des particules d'eau \bar{g} accélération de la pesanteur ($\approx 9,81 \text{ m/s}^2$) $\bar{\nabla}p$ gradient du champ de pression η viscosité de l'eau ($\approx 10^{-3} \text{ Pa.s}$) $\Delta\bar{v}$ laplacien du champ de vitesse, indicateur des contraintes de cisaillement subies par l'eau	

Cette équation est résolue explicitement à partir des hypothèses suivantes:

- la charge sédimentaire est très faible dans l'eau, considérée ainsi comme un fluide homogène dont la viscosité et la masse volumique sont constantes,
- la vitesse de l'eau est essentiellement horizontale et ne dépend pas de la position verticale de la particule d'eau étudiée dans le chenal ou dans le domaine marin,

- le frottement de l'eau sur le fond marin, ou le lit du chenal, peut être représenté par un terme empirique de frottement proportionnel au carré de la vitesse de l'eau.

$$\underbrace{\rho_e \frac{d\bar{V}}{dt}}_{\text{Accélération des particules d'eau}} = \underbrace{-\rho_e g \bar{V}H}_{\text{Forces surfaciques dues à la pression}} + \underbrace{C_v \Delta\bar{V}}_{\text{Forces surfaciques dues aux cisaillements}} - \underbrace{C_f \frac{V}{b} \bar{V}}_{\text{Forces surfaciques dues aux frottements}}$$

avec

ρ_e	masse volumique de l'eau ($\approx 1000 \text{ kg/m}^3$)
\bar{V}	vitesse horizontale des particules d'eau
g	accélération de la pesanteur ($\approx 9,81 \text{ m/s}^2$)
H	cote de la surface de la mer
C_v	coefficient de cisaillement lié à la viscosité de l'eau
C_f	coefficient empirique de frottement sur le fond marin
b	bathymétrie ou profondeur du chenal

La connaissance de l'écoulement de l'eau au temps précédent permet de définir la vitesse de l'eau au temps étudié de manière explicite. Cette résolution locale et explicite de l'écoulement de l'eau, calculé uniquement à l'emplacement de chacun des bateaux, est ensuite extrapolé à l'ensemble du domaine continental pour servir de base au calcul du temps suivant.

Ce calcul de la vitesse est utilisé uniquement en domaine continental. Dès que les bateaux atteignent le rivage, SEDSIM considère qu'ils conservent en domaine marin une vitesse et une trajectoire constante.

(2) Calcul du transport des sédiments

Après la détermination de la vitesse de l'eau au niveau de chaque bateau, la capacité de transport, égale à la concentration maximale de sédiments transportable par l'écoulement de l'eau, est estimée par la relation empirique suivante:

$$C_{\max} = A \frac{V^3}{b^{4/3}}$$

avec

C_{\max}	concentration maximale de sédiments en suspension dans l'eau
A	coefficient empirique (≈ 10 à 100 en USI)
V	vitesse d'écoulement de l'eau (en m/s)
b	bathymétrie, ou profondeur du chenal (en m)

La contrainte de cisaillement exercée par l'eau est supposé proportionnelle au carré de la vitesse de l'eau.

$$\tau = \rho_e C V^2$$

avec

τ	contrainte de cisaillement exercée par l'eau
ρ_e	masse volumique de l'eau
C	coefficient de trainée
V	vitesse de l'eau

A partir du calcul de la capacité de transport de l'eau et de la contrainte de cisaillement, SEDSIM détermine le quantité réelle de sédiment transporté par l'eau en considérant cette valeur maximale comme un palier d'équilibre que l'eau cherche à atteindre. Pour chaque bateau, deux cas peuvent se produire.

(a) Quelque soit la contrainte de cisaillement exercée par l'eau, il y a sédimentation si la concentration en sédiment dans l'eau, égale à la charge sédimentaire transportée par le bateau, est supérieure à la capacité de transport de l'eau. Cette sédimentation, débutant par les sédiments ayant la plus forte taille de grains, est régie par une équation du premier ordre reliant le taux de sédimentation à l'écart entre la charge du bateau et la capacité de transport de l'eau.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_c (C_{\text{susp}} - C_{\text{max}})$$

avec

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} & \text{taux de sédimentation} \\ v_c & \text{vitesse de chute des particules } (\approx 10^{-2} \text{ m/s pour les sables}) \\ C_{\text{susp}} & \text{concentration réelle de sédiment en suspension dans l'eau} \\ C_{\text{max}} & \text{capacité de transport de l'eau} \end{cases}$$

(b) Si la capacité de transport de l'eau n'est pas atteinte, il y a érosion si la contrainte exercée par l'eau excède une contrainte critique de mise en mouvement des particules. Cette contrainte de cisaillement critique est estimée à partir des relations de l'*USBR (United States Bureau of Reclamation)*.

Pour les sédiments fins ($d < 1 \text{ mm}$)	La contrainte critique est constante $t_c = 0.8 \text{ Pa}$
Pour les sédiments grossiers ($d > 1 \text{ mm}$)	La contrainte critique augmente linéairement avec le diamètre $t_c = 0.8 d$ (avec d en mm et t_c en Pa)

Le produit de l'érosion est incorporé à la charge sédimentaire du bateau, à un taux régi par l'équation du premier ordre vue précédemment. Aucune érosion en domaine marin n'est possible.

Le mouvement des bateaux s'interrompt lorsque ceux-ci ont atteint le domaine marin et déposé l'ensemble de leurs charges. Cette approche très fine des processus sédimentaires, basée sur un suivi de chaque particule d'eau, ou bateau, et en examinant les conséquences du passage de chacune d'elles sur le sol du bassin, permet ainsi au modèle SEDSIM de simuler de manière très précise l'évolution des environnements fluviaux. Basé sur une simulation en 3D, le modèle SEDSIM permet ainsi de suivre l'évolution transversale d'un réseau fluvial en tresse, et de mettre en évidence les différents corps chenalés et les différentes barres au sein de ce réseau (figure 1.13).

De plus, appliqué aux environnements littoraux, le modèle SEDSIM permet de restituer l'évolution d'un complexe deltaïque. L'étude d'une section longitudinale de ce delta dominé par une hydrodynamique fluviale (figure 1.14) permet ainsi de mieux cerner la complexité des géométries sédimentaires, et la succession des différentes phases d'incision et de sédimentation. Basé sur une description très fine de la physique, il permet ainsi de quantifier l'expression des processus autocycliques tels que l'avulsion des cours d'eau sur la formation d'un réseau fluvial ou d'un delta.

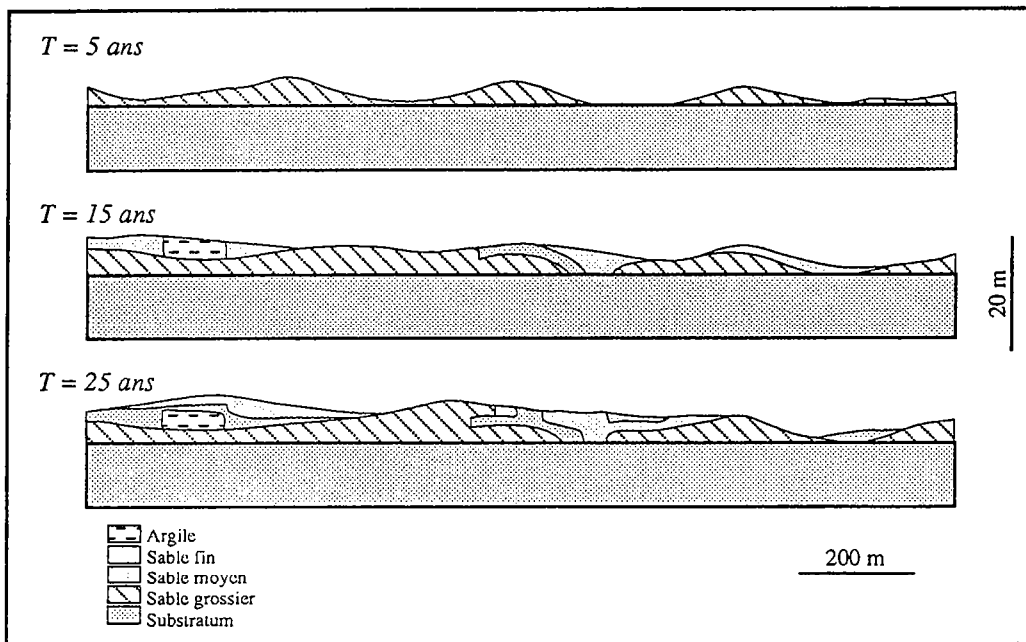


figure 1.13: Simulation de l'évolution d'un chenal

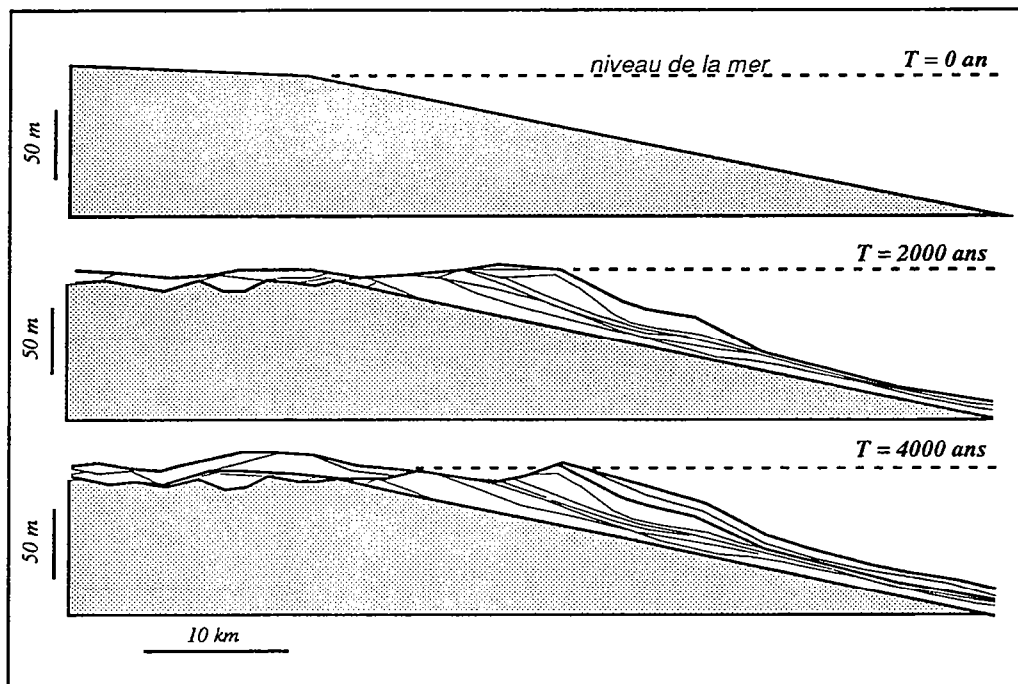


figure 1.14: Simulation de l'évolution d'un delta

Ce modèle, initialement dédié à la simulation en 3D des deltas dominés par une hydrodynamique fluviale, a été couplé récemment au modèle WAVE de transport des sédiments par les vagues (Martinez et Harbaugh, 1993), et sera relié dans le futur au modèle EOLSIM de transport éolien (Stam, 1994).

312 La modélisation des vagues

L'approche particulière est principalement utilisée pour modéliser l'action des vagues en domaine littoral. Les vagues sont une ondulation de la surface de la mer générée par le vent (Bigelow et Edmondson, 1947, Breitschneider, 1958). La morphologie des vagues a été définie à partir de la résolution de l'équation des

ondes par Airy et Stokes vers le milieu du XIX^{ème} siècle. Ils démontrèrent que le profil des vagues pouvaient être décrit par une sinusoïde simple (Airy, 1845) ou par le couplage de cette sinusoïde et de son harmonique du 2^{ème} ordre (Stokes, 1847) (figure 1.15).

$$\eta = \begin{cases} \frac{H}{2} \sin \theta & \text{Profil d' Airy} \\ \frac{H}{2} (\sin \theta + a \sin 2\theta) & \text{Profil de Stokes} \end{cases}$$

avec $\theta = 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right)$ le nombre d' onde de la vague

- et
- η élévation de la vague au-dessus du niveau de la mer
 - H amplitude de la vague
 - L longueur d' onde de la vague
 - T période de la vague
 - a amplitude relative du terme de second ordre

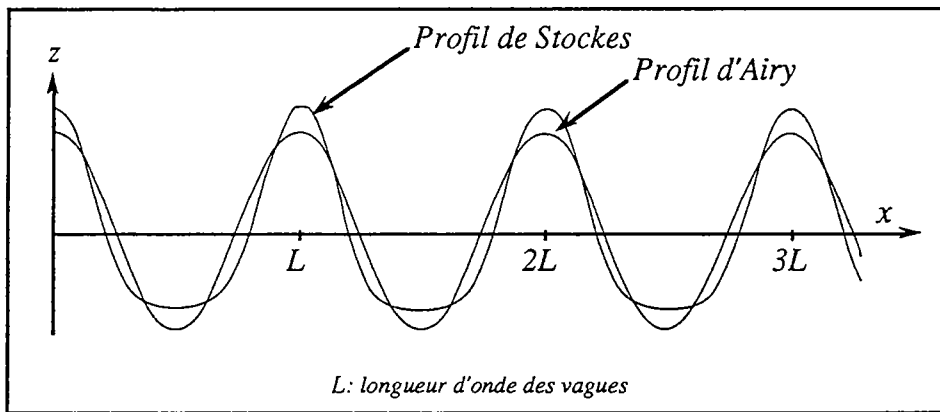


figure 1.15: Profils d'Airy et de Stokes

En haute-mer, définie comme la partie du domaine marin où la bathymétrie est supérieure à la moitié de la longueur d'onde des vagues, la morphologie des vagues est décrite par le profil d'Airy. A l'approche du littoral, l'amplitude de la vague augmente et il devient nécessaire d'utiliser le profil de Stokes pour restituer convenablement la morphologie des vagues. Cette augmentation progressive de l'amplitude conduit finalement les vagues à se briser et à déferler. On considère en général que ce déferlement débute lorsque le rapport entre l'amplitude et la bathymétrie excède un seuil critique égal à 0,78 (McCowan, 1894, LeMéhauté, 1961 et 1969, Madsen, 1976).

L'étude de la propagation des vagues a permis de mettre en évidence les relations suivantes entre les caractéristiques des vagues (Komar, 1976).

$$H = \frac{H_o}{\sqrt{\tanh(kb) \left(1 + \frac{2kb}{\sinh(2kb)}\right)}}$$

- avec
- H amplitude de la vague (en m)
 - H_o caractéristiques en haute-mer
 - k fréquence des vagues
 - b bathymétrie (en m)

$$L_o = \frac{g T^2}{2 \pi}$$

$$L = L_o \tanh(kb)$$

- avec
- L longueur d'onde de la vague (en m)
 - T période des vagues (en s)
 - L_o caractéristiques en haute-mer
 - $k = \frac{2\pi}{L}$ fréquence des vagues
 - b bathymétrie (en m)
 - g accélération de la pesanteur ($\approx 9.81 \text{ m/s}^2$)

La direction des vagues, généralement oblique par rapport au fonds marin en haute-mer, s'incurve progressivement pour se rapprocher de la direction perpendiculaire au rivage.

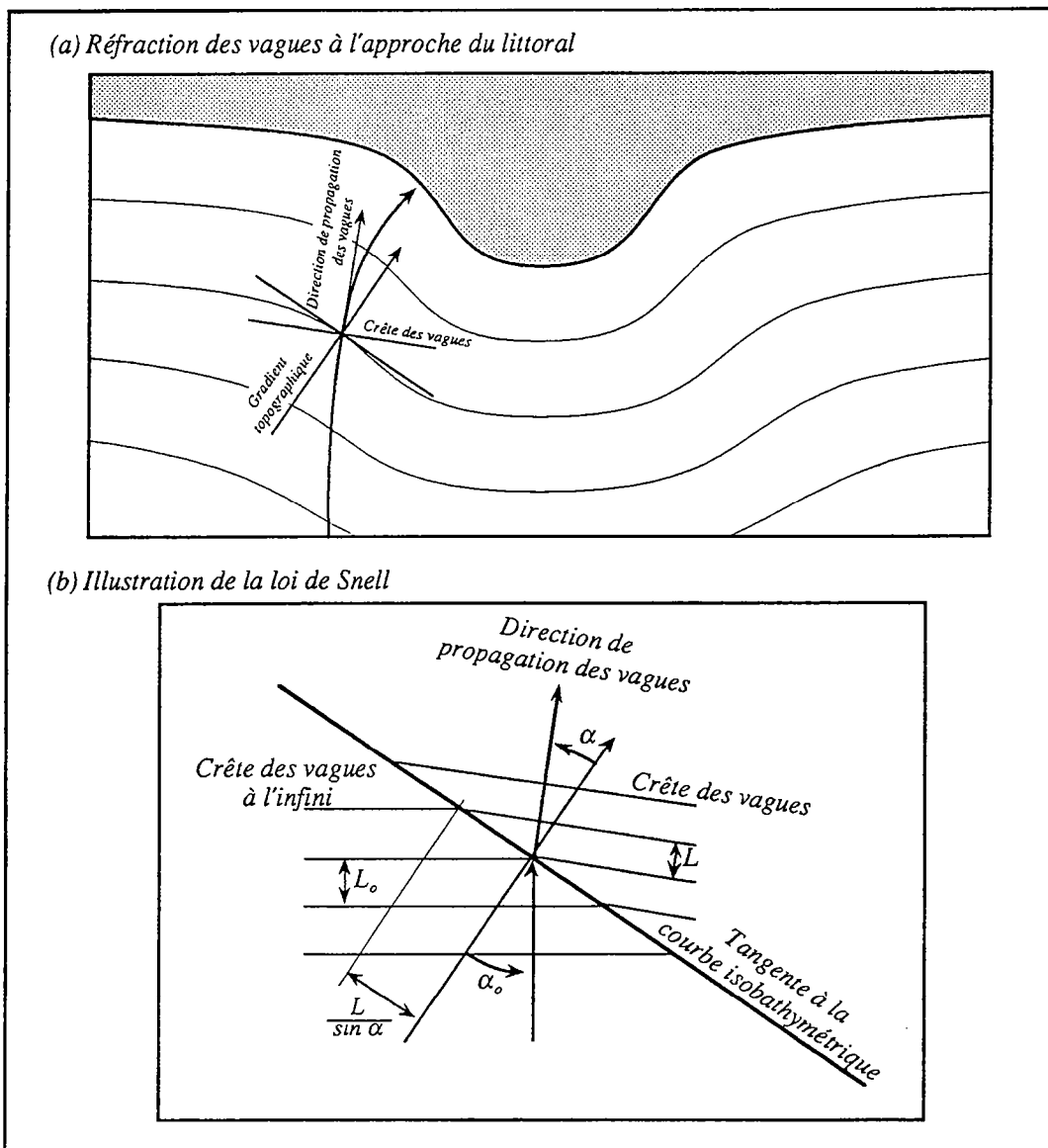


figure 1.16: La réfraction des vagues et la loi de Snell

Trois phénomènes majeurs interagissent dans cette modification de la trajectoire des vagues (Guilcher, 1954): la réfraction des vagues sur le fonds marin, la réflexion sur des obstacles tels que des îlots rocheux, et la diffraction. Dans la plupart des études littorales, seule la réfraction constituant le phénomène dominant est étudiée. Cette réfraction peut être modélisée à l'aide de la loi de Snell (LeMéhauté, 1961) qui est l'équivalent de la loi de la réfraction en optique (figure 1.16).

$$\frac{\sin \alpha}{L} = \frac{\sin \alpha_o}{L_o}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} \alpha \quad \text{angle d'approche des vagues} \\ L \quad \text{longueur d'onde des vagues} \\ \alpha_o \text{ et } L_o \quad \text{caractéristiques en haute-mer} \end{array} \right.$

Dans le cas de l'étude de l'impact de la houle à l'arrière d'une île, il est nécessaire d'utiliser des méthodes assez complexes tels que le tracé de rayon afin de suivre pas à pas les vagues et de définir progressivement l'évolution de leurs caractéristiques (Bowden, 1983).

L'arrivée des vagues obliquement par rapport à un rivage génère un flux de sédiment parallèle à la côte, ou dérive littorale, auquel se combine un mouvement des sédiments, soit vers la côte, soit vers le large.

313 Le modèle 2D de Martinez

A partir des principes d'évolution des vagues vus précédemment, de nombreux modèles ont été construits pour quantifier le transport des sédiments. Par exemple, le modèle de Martinez (1987) étudie l'évolution d'une coupe perpendiculaire au rivage et permet de simuler en deux dimensions le transport du sable vers le littoral.

Ce modèle néglige le transport des sédiments en suspension dans l'eau, supposé être important seulement dans la zone de déferlement des vagues (Brenninkmeyer, 1975). Cette zone, soumise à une très forte action de la dérive littorale parallèlement au rivage, n'est pas simulée par le modèle focalisé sur l'étude du transport tractif en domaine marin au-delà de la ligne des brisants. Ce flux de sédiments est supposé proportionnel au cube de la vitesse de l'écoulement de l'eau induit par les vagues.

$$Q_s = \frac{\varepsilon}{\beta_o - \frac{u}{|u|}\beta} u^3$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} Q_s \quad \text{flux de sédiments tracté en direction du littoral} \\ u \quad \text{vitesse de l'écoulement de l'eau induit par les vagues} \\ \varepsilon \quad \text{efficacité du transport tractif} \\ \beta \quad \text{pente du fonds marin} \\ \beta_o \quad \text{pente de repos des sédiments} \end{array} \right.$
 $u > 0$ si l'écoulement est en direction du littoral

L'ondulation de la mer induite par le passage de la houle génère un mouvement orbital des particules d'eau. Ce mouvement s'effectue suivant une trajectoire circulaire en haute-mer devenant ellipsoïdale à l'approche du littoral. L'étude du profil de Stokes couplé à l'équation de Navier-Stokes permet de définir les

vitesse maximale atteintes par les particules d'eau au niveau du fonds marin (Morrison et Crooke, 1953, Inman et Nasu, 1956).

$$u = \frac{3 \pi^2 H^2}{4 L T \sinh^4(kb)} + \sigma \frac{\pi H}{T \sinh(kb)}$$

avec $\begin{cases} u & \text{vitesse de l'écoulement de l'eau} \\ H & \text{amplitude des vagues} \\ L & \text{longueur d'onde des vagues} \\ T & \text{période des vagues} \\ k = \frac{2\pi}{L} & \text{fréquence des vagues} \\ b & \text{bathymétrie} \end{cases}$

et $\sigma = \begin{cases} +1 & \text{lors du passage d'une crête de vague} \\ -1 & \text{lors du passage d'un creux} \end{cases}$
(et $u > 0$ lorsque l'écoulement est dirigé vers le littoral)

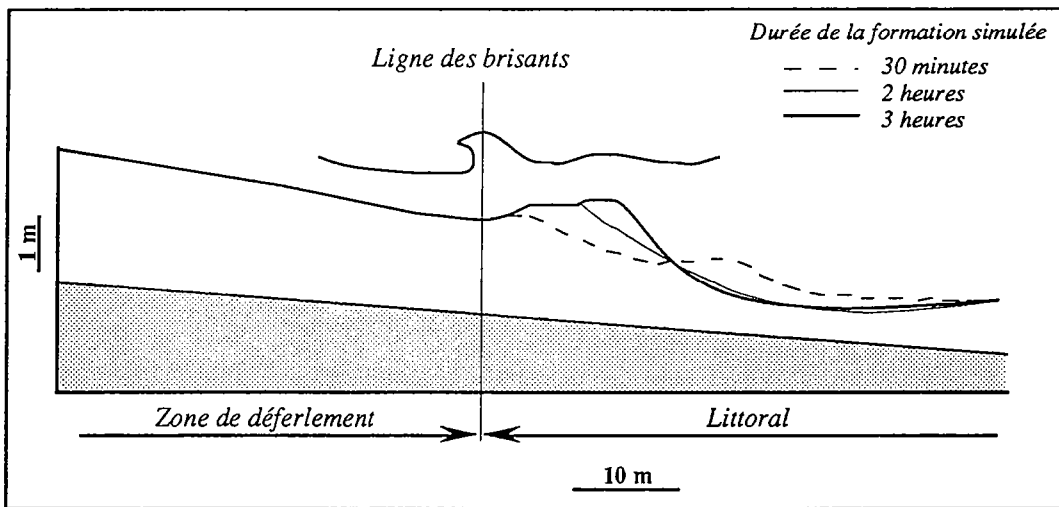


figure 1.17: Exemple de simulation obtenu avec le modèle 2D de Martinez

Le couplage de ces deux formules permet au modèle de Martinez d'étudier en détail la formation des barres sableuses littorales induites par le transport du sable vers le littoral (figure 1.17).

Pour étudier complètement l'évolution d'un littoral, il est cependant nécessaire d'effectuer des simulations en trois dimensions permettant d'appréhender les problèmes de réfraction des vagues et le transport très important de sédiment induit par la dérive littorale.

314 Le modèle WAVE de Martinez et Harbaugh

Complémentaire du modèle SEDSIM, le modèle WAVE (Martinez et Harbaugh, 1993) permet la simulation en 3D de l'évolution d'un littoral dominé par les vagues. Basé sur une approche particulière, il s'intéresse dans un premier temps à l'écoulement de l'eau induit par les vagues pour en déduire dans un second temps le flux de sédiments transporté par les vagues.

Le mouvement de l'eau est due à la gravité et à des forces surfaciques liées à l'agitation interne des particules d'eau, entraînant l'existence d'un champ de pression, et à la vitesse de l'écoulement de l'eau, induisant des contraintes de cisaillement entre les particules d'eau. A l'instar du modèle SEDSIM, le modèle WAVE est basée sur une simplification de l'équation de Navier-Stokes régissant le mouvement de l'eau. Des termes empiriques, proportionnels au carré de la vitesse,

prennent en compte l'influence du frottement généré par le vent et les sédiments respectivement au niveau de la surface de la mer et du fond marin.

En couplant l'équation de Navier-Stokes à l'expression du tenseur des contraintes induites par le passage des vagues (Longuet-Higgins, 1970 a et b), le modèle WAVE calcule les caractéristiques de l'écoulement de l'eau et la morphologie des vagues en tout point du bassin.

Le modèle estime ensuite la dérive littorale induite par les vagues à l'aide de la formule empirique de Komar reliant le flux sédimentaire à la portion de l'énergie des vagues dissipée dans cette dérive littorale.

$$\bar{Q} \approx K E C_g \sin \alpha \cos \alpha \bar{\tau}$$

avec

{	\bar{Q}	flux de sédiments induit par les vagues (en m ³ /s)
	E	énergie des vagues
	C_g	vitesse de propagation de l'énergie (en m/s)
	α	angle d'approche des vagues (en °)
	$\bar{\tau}$	vecteur unitaire normal au gradient de l'altitude
	K	efficacité du transport par les vagues

Le couplage de ces différentes relations permet d'obtenir une estimation du mouvement des sédiments induits par les vagues, et de simuler par exemple l'évolution d'un littoral suite à la construction d'une jetée (figure 1.18).

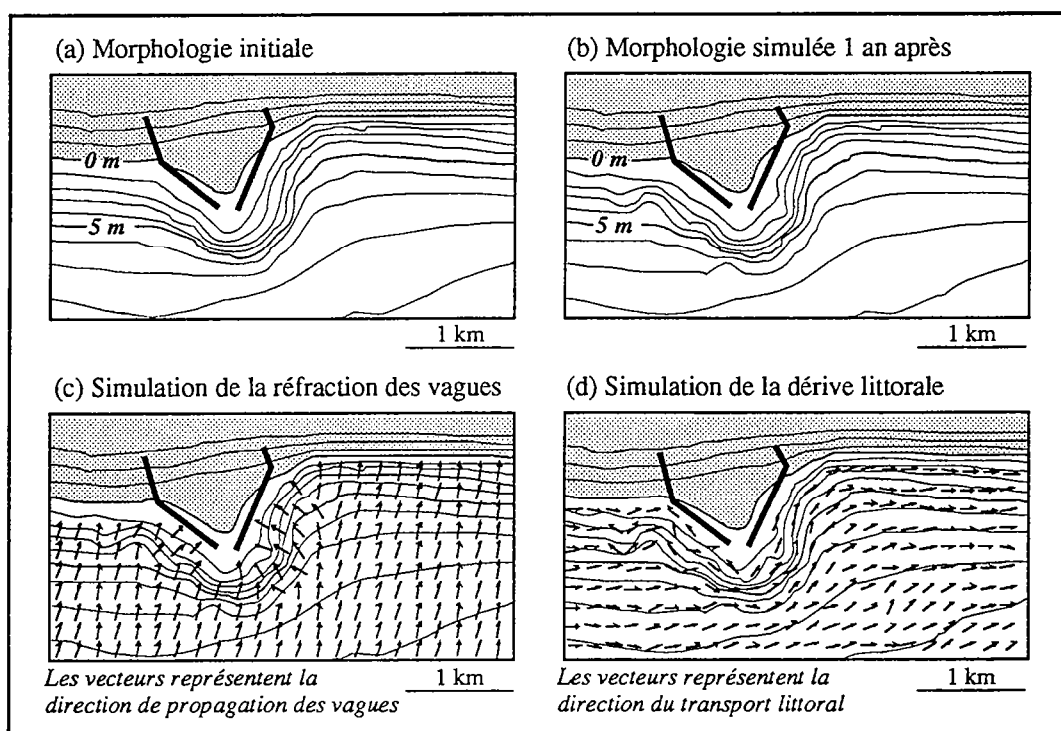


figure 1.18: Exemple de simulation obtenue avec le modèle WAVE

315. Synthèse

L'ensemble des modèles particuliers, à l'instar des modèles SEDSIM et WAVE, permettent ainsi d'obtenir des simulations de bassin très détaillées et fournissent des informations très précises sur la géométrie en trois dimensions des corps sédimentaires ainsi que sur la composition lithologique des sédiments. L'utilisation

de ces modèles nécessitent cependant une connaissance très précise des paramètres physiques régissant le bassin. De plus, ces modèles sont fondés sur une description des processus physiques sur de petites échelles, de l'ordre du mètre à la dizaine de mètres en espace, et de l'ordre du jour à l'année en temps. L'extrapolation de ces modèles à des échelles plus importantes, de l'ordre du millénaire et du kilomètre, induit des problèmes importants de changement d'échelle (de Vriend, 1991 a et b, Larson et Kraus, 1995), tant en espace qu'en temps, comme nous le montrerons dans le chapitre suivant.

Les modèles particuliers sont donc appliqués essentiellement sur des cas théoriques pour mieux appréhender la complexité des diverses interactions entre les processus naturels, et sur des cas réels pour prédire l'impact des processus géologiques sur l'environnement (Tetzlaff et Harbaugh, 1989).

32. Les modèles géométriques

Les modèles géométriques sont basés sur l'hypothèse que la morphologie de la surface d'un bassin est confondue avec un profil de dépôt régi par des principes géométriques. Issu des principes de la stratigraphie sismique (Posamentier et Vail, 1978), le but de ces modèles est l'étude de l'enregistrement dans les sédiments de la migration de ce profil de dépôt en accord avec les variations de l'accommodation. Du fait de la difficulté à définir un tel profil, les modèles géométriques sont pour l'instant utilisés en deux dimensions.

331. Les modèles fondés sur l'accommodation

Le **modèle de Jervey** (1988) fut l'un des premiers modèles géométriques conçu pour l'étude de la sédimentation au niveau des marges passives. La vitesse de subsidence des bassins étudiés est supposée positive en tout point et croissant régulièrement depuis le continent vers le domaine marin.

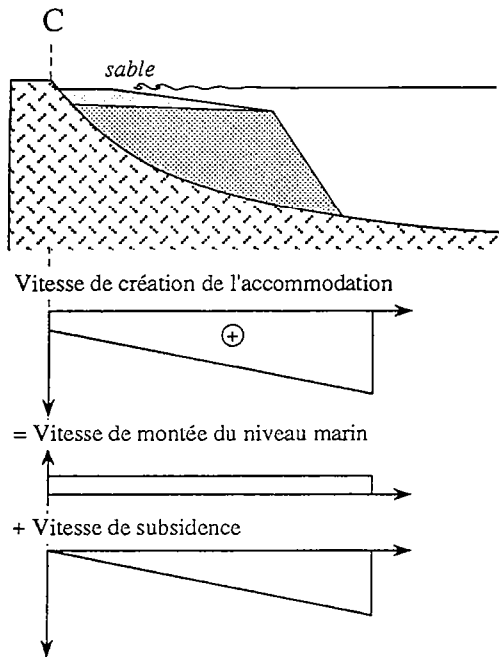
Ce modèle est basé sur une définition très simple du profil d'équilibre en fonction de la création d'accommodation induit par la subsidence et l'eustatisme.

Lorsque le niveau de la mer monte, le taux de création d'accommodation est positif en tout point du bassin. Un espace libre pour les sédiments est créé sur le domaine continental, entraînant une aggradation de la plaine côtière supposée horizontale et à dominante sableuse. Deux cas peuvent alors se produire. Si cet espace est suffisant pour stocker l'ensemble des sédiments introduits dans le bassin, il y a rétrogradation du rivage. Au contraire, si cet espace est insuffisant, il y a progradation du rivage et dépôt de sédiments en domaine marin. Ces dépôts marins s'effectuent suivant une pente d'inclinaison constante et sont supposés à dominante argileuse.

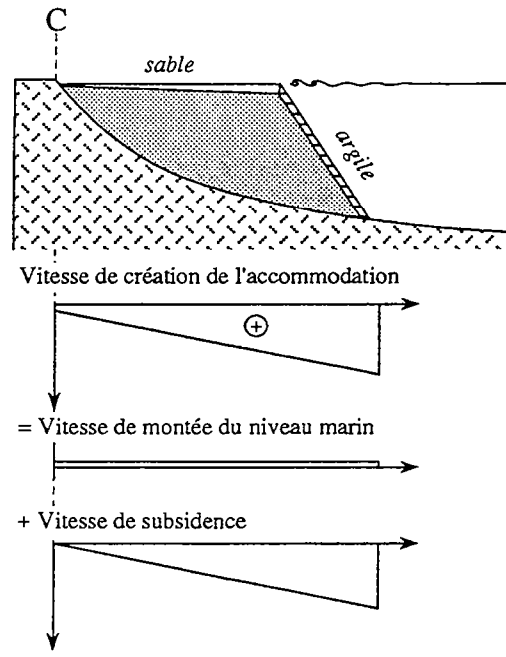
Lorsque le niveau de la mer chute, le bassin est divisé en deux régions séparées par la ligne de baie, ou *bay line* (Jervey, 1988), correspond au point où la vitesse de subsidence est égale à la vitesse de chute du niveau de la mer. En amont de la ligne de baie, le taux de création d'accommodation est négatif. Cette diminution de l'espace disponible entraîne le dépôt d'une plaine alluviale ayant un profil supposé exponentiel. En aval de la ligne de baie, le taux de création d'accommodation est positif. Deux cas se présentent alors. Si la ligne de baie est en domaine continental, le modèle se comporte alors comme dans le cas d'une montée du niveau de la mer avec une aggradation de la plaine côtière sableuse et une possible progradation du domaine marin à dominante argileuse.

(a) Montée du niveau marin

(1) L'espace en domaine continental est suffisant

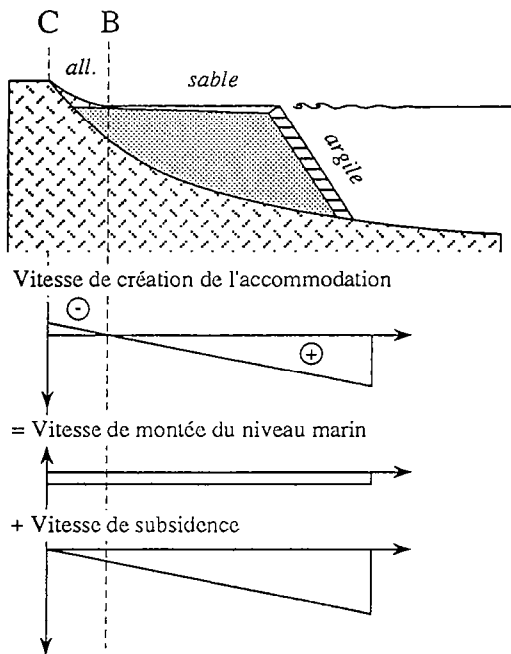


(2) L'espace en domaine continental est insuffisant

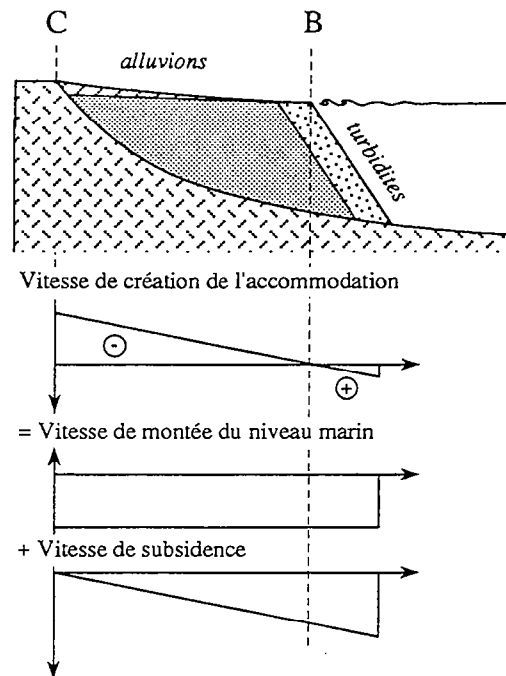


(b) Chute du niveau marin

(1) La ligne de baie est en amont du rivage



(2) La ligne de baie est en aval du rivage



B: ligne de baie \Rightarrow zone où la vitesse de création d'accommodation est nulle
 C: charnière du bassin \Rightarrow zone où la vitesse de subsidence est nulle

figure 1.19. Principes de répartition des sédiments utilisés dans le modèle de Jervey

Si la ligne de baie est en domaine marin, alors les sédiments viennent se déposer sous forme turbiditiques en domaine marin en respectant une pente d'inclinaison constante, égale à la pente de dépôt marin vue précédemment.

Ce modèle, bien que basé sur des concepts très simples, permet de quantifier rapidement l'importance relative de l'eustatisme, de la subsidence et du flux de sédiments sur l'enregistrement sédimentaire.

De nombreux modèles ont cherché à améliorer la définition du profil d'équilibre. On peut citer par exemple **PHIL** (*Process History Influenced Layer*), le **modèle de Bowman** (Bowman *et al*, 1992, Bowman et Vail, 1992). Ce modèle, issu des principes de Jervey, permet de prendre en compte à l'aide de critères géométriques de nombreux processus, depuis l'incision des chenaux dans le domaine continental jusqu'au dépôt des turbidites en domaine marin profond (figure 1.20).

Dans un premier temps, le modèle étudie le rapport entre les vitesses de l'eustatisme et de la subsidence au niveau de la limite d'action des vagues de tempêtes, ou *offlap-break*, afin de déterminer si à l'âge simulé, le bassin était dans une période de bas-niveau marin avec le dépôt de cortèges turbiditiques, ou dans une période de haut-niveau marin, avec la formation de cortèges transgressifs ou de cortèges de haut-niveau marin, conformément à la théorie développée par Vail (Posamentier et Vail, 1988).

$$R = \frac{V_{eust}}{V_{subsid}}$$

avec $\begin{cases} R & \text{rapport entre eustatisme et subsidence} \\ V_{eust} & \text{vitesse de chute du niveau de la mer} \\ V_{subsid} & \text{vitesse de subsidence} \end{cases}$

Si ce rapport excède une valeur limite empirique, comprise entre 1 et 3, l'ensemble des sédiments introduit dans le bassin est transporté vers le domaine marin puis déposé au pied de la pente suivant une géométrie prédéfinie, caractérisée en particulier par les paramètres suivants:

Pente au toit des turbidites	0,1 à 1 m/km
Pente aux flancs des turbidites	1 à 10 m/km
Rapport entre largeur et hauteur	50 à 500

Dans le cas contraire, la charge sédimentaire introduit dans le bassin est séparée en deux composantes: la charge en suspension dans l'eau, ou *suspended load*, et la charge déplacée par traction, ou *bed load*.

La charge en suspension traverse l'ensemble du domaine continental sans créer de sédimentation ou d'érosion. A partir de son entrée en domaine marin, elle se dépose progressivement au-delà de la limite d'action des vagues de tempêtes suivant une loi empirique reliant le taux de sédimentation au volume d'eau traversé et au volume de sédiments restant en suspension au niveau du point marin étudié:

$$H_{susp} = \frac{V_{eau} V_{susp}}{C}$$

avec $\begin{cases} H_{susp} & \text{hauteur de sédiment déposée au niveau du point étudié} \\ V_{eau} & \text{volume d'eau rencontré entre le rivage et le point étudié} \\ V_{susp} & \text{volume de sédiments restant en suspension au niveau du point étudié} \\ C & \text{constante empirique de dispersion} \end{cases}$

La charge déplacée par traction est gérée comme dans le modèle de Jervey à l'aide de la définition d'un profil d'équilibre. Ce profil est subdivisé en quatre segments de droite représentant respectivement la plaine alluviale, la plaine côtière, le littoral et le domaine marin proximal. Ces différents environnements sédimentaires sont supposés avoir les caractéristiques suivantes, constantes au cours d'une simulation.

Plaine alluviale	<i>pente</i>	0,05 à 35 m/km
Plaine côtière	<i>pente</i>	≈ 0 m/km
	<i>largeur</i>	entre 1 et 200 km
Littoral	<i>pente</i>	1 à 10 m/km
	<i>profondeur</i>	entre 10 et 20 m
Domaine marin	<i>pente</i>	10 à 100 m/km

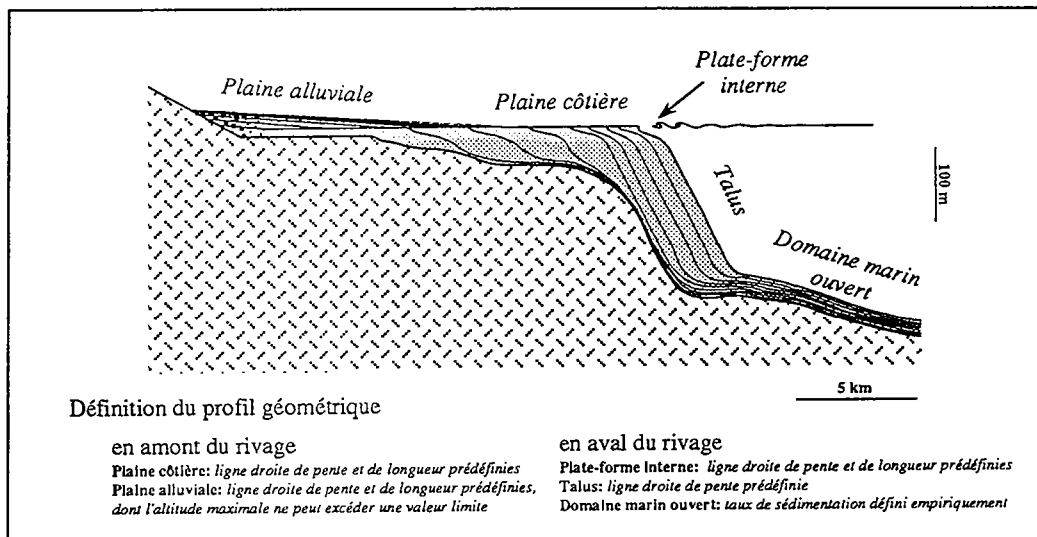


figure 1.20: Exemple de simulation obtenue avec le modèle PHIL

Après le dépôt des sédiments, soit sous forme de turbidites, soit par traction et suspension, la stabilité des pentes est contrôlée. En domaine marin, si la pente en un point donnée excède 1,5 fois la pente du domaine marin définie par le profil d'équilibre, un glissement de terrain prend naissance pour rétablir l'équilibre. Ce glissement entraîne l'ensemble des sédiments situé au-dessus d'une surface de glissement passant par le point étudié et remontant en direction de l'amont du point étudié suivant une pente égale à la pente d'équilibre. Ces sédiments glissent le long du talus pour venir se déposer à partir du point où la quantité de mouvements des sédiments s'annule.

Après cette stabilisation, différents processus érosifs interviennent pour remodeler la morphologie du bassin:

1) l'érosion littorale:

Un profil d'érosion de forme prédéfinie rétrograde depuis le rivage vers l'intérieur du continent jusqu'au moment où le volume de sédiments érodée par le recul de ce profil est égal à un volume prédéfini. La profondeur maximale d'érosion de ce profil correspond à la limite d'action des vagues de tempêtes.

2) l'incision fluviale:

En tout point du continent situés au-dessus du profil d'équilibre continental suite à un mouvement tectonique ou à une chute du niveau marin, la présence d'une vallée incisée est testée aléatoirement. Ces vallées ont une profondeur et une largeur prédéfinie mais ne peuvent pas entailler au-dessous du profil d'équilibre.

3) le nivellement des reliefs continentaux:

En tous points continentaux, les rugosités du reliefs sont lissées suivant un taux d'érosion proportionnel à la pente. Ce nivellement est assimilable à un recul progressif de l'ensemble des rugosités vers l'amont du bassin, comme il le sera montré au chapitre suivant.

4) le nivellement des reliefs marins:

L'action des courants marins profonds est supposée adoucir les rugosités générées par le modèle en domaine marin. Cet adoucissement est obtenu en moyennant les bathymétries de l'ensemble des points marins. Cette moyenne s'effectue sur une distance prédéterminée plus ou moins grande suivant le degré de lissage désiré.

Basé également sur des principes similaires au modèle de Jervey (1988), le **modèle de Lessenger et Cross** (Lessenger, 1993, Cross *et al.*, 1993) subdivise le bassin en trois environnements de dépôts: la plaine côtière, le littoral et le domaine marin ouvert.

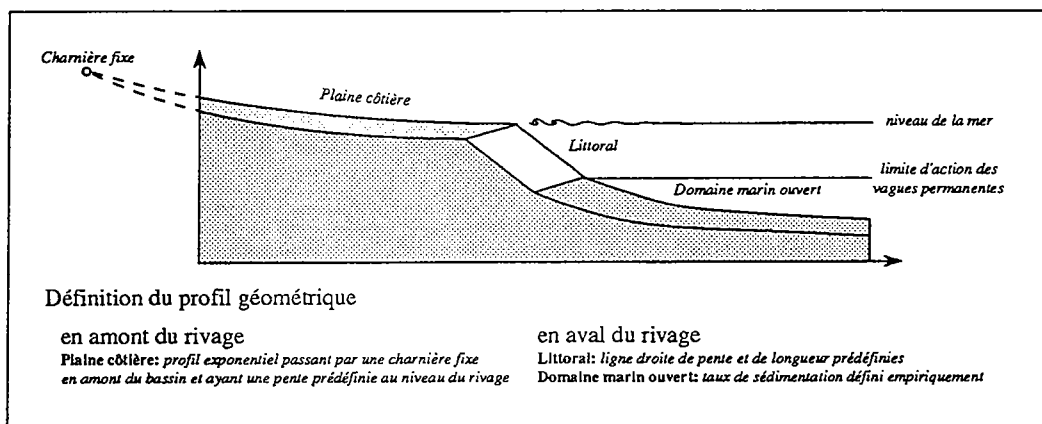


figure 1.21: Principes du modèle de Lessenger et Cross

Le long de la plaine côtière, un profil d'équilibre est défini. De forme exponentielle, il est attaché à une charnière, ou *hinge*, en amont et se raccorde au rivage suivant une pente constante prédéfinie. En un point donné du domaine continental, si la topographie se situe au-dessous de ce profil, alors l'espace libre entre la topographie et le profil est entièrement comblé à condition qu'une quantité suffisante de sédiments soit disponible. Au contraire, si la topographie se situe au-dessus, il y a érosion. Cette érosion dont la vitesse ne peut excéder une valeur limite permet à la topographie de rejoindre le profil d'équilibre.

Le littoral est défini par un profil linéaire de pente constante délimité par le rivage et la limite d'action des vagues permanentes dont la bathymétrie constante est également prédéfinie. Dans le domaine marin ouvert, les sédiments se déposent progressivement en suivant un taux de sédimentation décroissant exponentiellement. Aucune érosion n'est possible au niveau du littoral ou en domaine marin ouvert.

Les géométries obtenues par le modèle sont ensuite habillées à l'aide de pseudo-faciès dépendant de la bathymétrie et du mode d'empilement des unités génétiques. La simplicité d'emploi de ce modèle a permis de développer une méthode d'inversion automatique permettant de déterminer les principaux paramètres du modèle tels que l'eustatisme, la subsidence ou le flux de sédiments (Lessenger, 1993).

L'avantage incontestable de ces modèles géométriques est leur rapidité de calcul, et la possibilité d'utiliser des méthodes d'inversion automatique pour caler les

résultats des simulations aux contraintes de l'utilisateur telles que des données de puits ou des images sismiques. Ces modèles sont cependant extrêmement liés à la définition d'une géométrie prédéfinie par l'utilisateur, de manière plus ou moins complexe, en accord avec des concepts géologiques, tels que la stratigraphie sismique. La cohérence des géométries des corps sédimentaires et du motif d'empilement de ces corps en fonction des variations de l'accommodation est donc liée à la validité des concepts géologiques utilisés.

332. Un modèle mixte: SEDPAK

Contrairement aux modèles précédents qui sont dépendants de l'existence d'un profil d'équilibre dont l'évolution est reliée aux variations de l'accommodation, SEDPAK (Kendall *et al.*, 1991 et 1992) est l'un des rares modèles géométriques couplant un principe géométrique: la définition d'un niveau de base en domaine continental, et un principe physique: la distance de pénétration des sédiments en domaine marin.

Ce couplage permet d'une part à SEDPAK de s'affranchir de concepts géologiques, et d'autre part de simuler la répartition de deux lithologies siliciclastiques indépendantes telles que le sable et l'argile. Le comportement différentiel de ces deux lithologies détermine la géométrie des unités sédimentaires. Les concepts géologiques sont utilisés a posteriori pour tester la cohérence des géométries des corps sédimentaires et de la teneur en sable et en argile à l'intérieur de ces corps.

Ce modèle décompose la sédimentation silicoclastiques en deux étapes (Kendall *et al.*, 1991).

Dans un premier temps, le modèle commence par éroder le domaine continental. Un niveau alluvial de base est défini par un profil linéaire de pente constante attaché au rivage. En chaque point situé au-dessus de ce niveau, il y a érosion à un taux proportionnel à l'altitude du point (Helland-Hansen *et al.*, 1988).

Dans un second temps (figure 1.22), le flux de sédiment entrant dans le bassin, auquel est ajouté le produit de l'érosion continentale, est déposé progressivement en domaine côtier et marin. Cet apport sédimentaire est représenté sous la forme de deux triangles droits, un pour le sable et un pour l'argile. La longueur de chacun de ces triangles est égale à la distance maximale de pénétration des sédiments terrigènes en domaine marin. La sédimentation de ces triangles débute dans la première maille dont la surface se situe sous le niveau de la mer. L'espace libre entre la surface de la maille et le niveau de la mer est comblé par les sédiments au prorata des hauteurs des triangles de chaque lithologie.

Ce comblement faisant avancer le rivage, un espace libre est créé en domaine continental sous le niveau alluvial de base vu précédemment. Cet espace est comblé par les sédiments également au prorata des hauteurs de chaque triangle. Le volume de sédiments déposé lors de cette étape de sédimentation est retiré de chaque triangle. La longueur de ces triangles est conservée constante. Seule la hauteur est modifiée. On compare ensuite la hauteur cumulée des deux triangles à la bathymétrie de la nouvelle première maille située sous le niveau de la mer. Si cette hauteur excède la bathymétrie de la maille, on recommence le cycle de sédimentation, d'abord marin puis continental, vu ci-dessus. Dans le cas contraire, on dépose progressivement le contenu des deux triangles de sable et d'argile dans les mailles marines jusqu'à des distances égales à la portée de chaque lithologie.

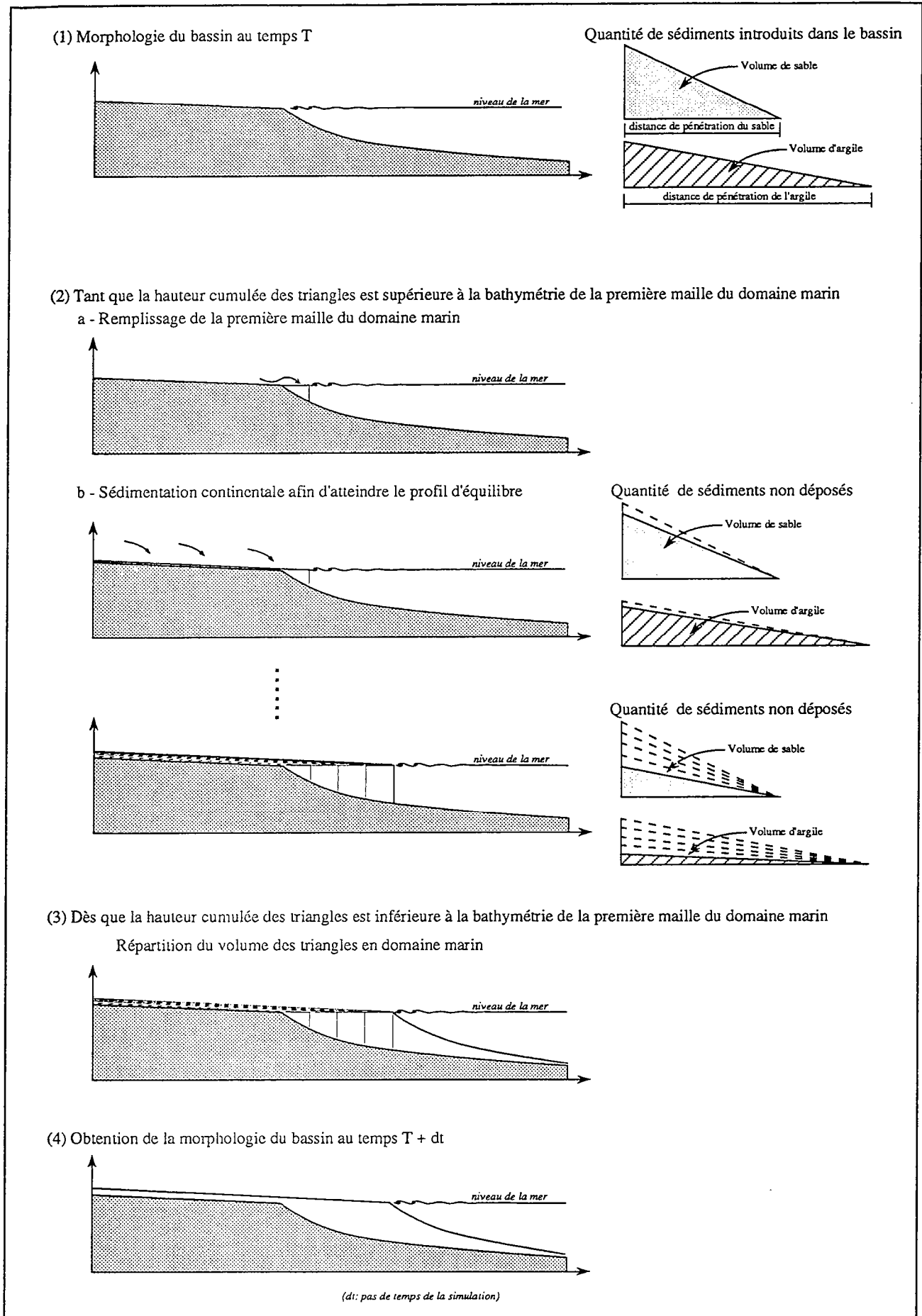


figure 1.22. Principes de répartition des sédiments utilisés dans le modèle SEDPAK

Les sédiments déposés au cours de ces deux grandes étapes sont homogénéisés. Le modèle SEDPAK permet ainsi d'estimer la géométrie et le rapport sable/argile de chaque unité sédimentaire à l'aide d'un couplage de critères géométriques tels que le niveau alluvial de base, et de critères physiques tels que la distance de pénétration différente pour chaque lithologie (Helland-Hansen *et al*, 1989).

33. Les modèles diffusifs

De nombreuses lois empiriques ont mis en évidence des processus de diffusion. On peut noter en particulier:

- la loi de Fourier (diffusion de la chaleur):
=> flux de chaleur proportionnel au gradient de la température
- la loi de Fick (diffusion de composant chimique dans un fluide):
=> flux du composant proportionnel au gradient de la concentration de ce composant
- la loi de Darcy (écoulement diffusif d'un fluide dans un milieu poreux)
=> flux d'eau proportionnel au gradient de la charge hydraulique

Par analogie avec ces différents processus physiques, l'équation de diffusion a été introduite en géologie afin de pouvoir estimer la géométrie des corps sédimentaires d'une manière physique bien qu'empirique.

Ces modèles diffusifs supposent que le flux de sédiment s'écoulant à la surface d'un bassin est proportionnel à la pente de la surface. Combiné au principe de conservation de la masse, cette équation s'écrit sous la forme classique suivante, reliant le taux de sédimentation à la courbure du bassin.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{équation de diffusion} \\ \text{conservation de la masse} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} Q = -K \frac{\partial h}{\partial x} \\ \frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x} \end{array}$$

$$\boxed{\frac{\partial h}{\partial t} = K \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}}$$

$$\text{avec } \begin{cases} Q & \text{flux de sédiment (en } m^2 / \text{an)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en } m^2 / \text{an)} \\ h & \text{altitude du point étudié (en } m) \end{cases}$$

Cette approche diffusive, fondée sur une physique empirique, a été utilisée dans des domaines très variés tels que la géomorphologie (Culling, 1960, Kenyon et Turcotte, 1985), la géologie (Rivenaes, 1988) et la géodynamique (Moretti et Turcotte, 1985, Jordan et Flemings, 1989, Heller et Paola, 1992).

331. La diffusion et la géomorphologie: le modèle de Kenyon et Turcotte

Kenyon et Turcotte (1985) étudièrent le transport des sédiments le long des pentes d'un delta dominé par une hydrodynamique fluviale. Ils négligèrent l'action de la houle et des marées. Les sédiments apportés par le fleuve à l'embouchure du delta vont se déposer en glissant le long de la pente de celui-ci. Les processus responsables de ce mouvement par traction des sédiments, ou *bed load transport*, sont:

- la lente reptation des grains de sédiments due aux bioturbations et aux variations de pressions générées par le passage des vagues. Ce mouvement est l'équivalent de la lente reptation du sol des collines en domaine continental, qui est modélisée par les géomorphologues à l'aide d'une équation de diffusion (Culling, 1960).
- les glissements rapides de terrains, ou *landslides*, dus aux instabilités des pentes. Ces glissements sont régis par le critère de Mohr-Coulomb reliant la contrainte de cisaillement générée par le poids des sédiments à la pente du sol. Plus cette pente est importante, et plus les forces de gravité génèrent une contrainte de cisaillement importante dans le sol. Dans le cas de faibles pentes, on considère que la fréquence des glissements est proportionnelle à la pente du sol. Comme le flux de sédiments est proportionnel à cette fréquence de glissement, on suppose ainsi que le flux est proportionnel à la pente, et que le taux de sédimentation ou d'érosion lié à ces glissements est régi par une équation de diffusion (Kenyon et Turcotte, 1985). Cette hypothèse néglige cependant l'existence d'une pente de repos en deçà de laquelle les forces gravitaires n'ont pas assez de puissance pour vaincre les forces de frottements internes.

Le couplage de ces deux mécanismes de transport aboutit ainsi à une équation de diffusion classique:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = K \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$$

avec K le coefficient de diffusion générale (en m^2/an)

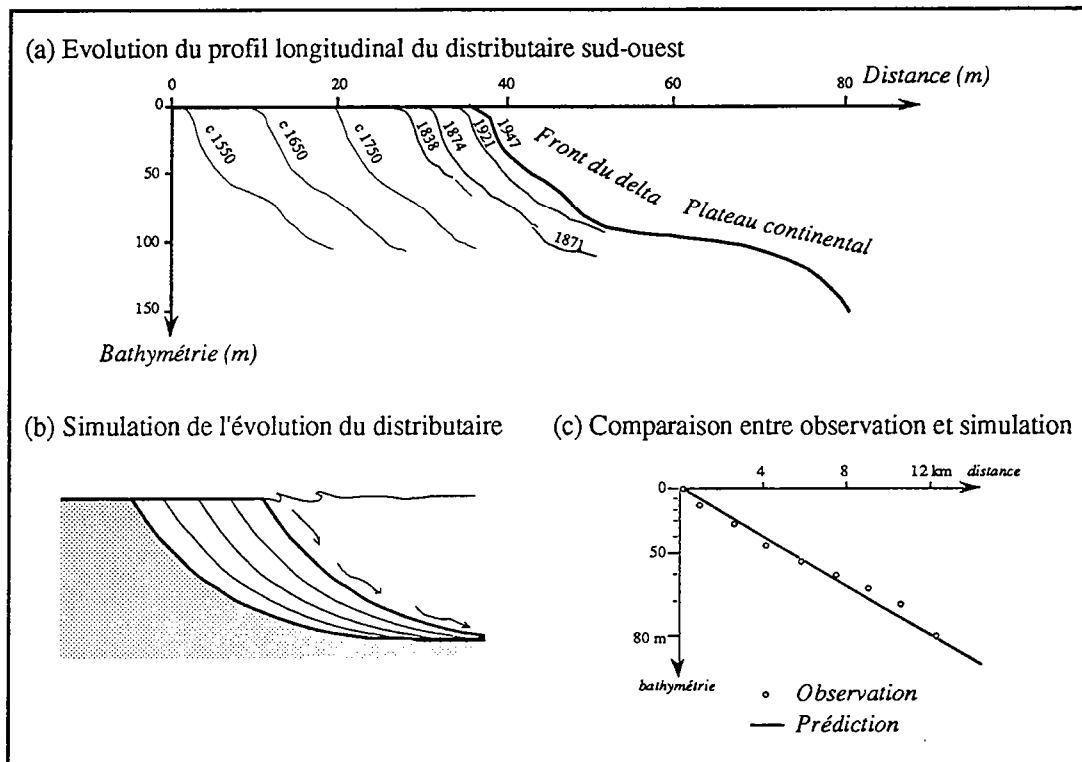


figure 1.23: Simulation du delta du Mississippi par un modèle diffusif (d'après Kenyon et Turcotte, 1985)

Ce modèle diffusif a été testé sur plusieurs cas réels actuels tels que le delta du Mississippi dans le golfe du Mexique, le delta du Rhin dans le lac Constance, et le delta du Fraser dans le détroit de Géorgie (figure 1.23).

332. La diffusion et la géodynamique

Au cours de la dernière décennie, de nombreux modèles diffusifs ont été élaborés à partir des concepts développés par Kenyon et Turcotte. Plus ou moins raffinés en fonction du choix du comportement du coefficient de diffusion, ces modèles ont principalement été utilisés pour quantifier l'interaction entre la sédimentation et la tectonique.

Dans des modèles tectoniques complexes, l'équation de diffusion permet de représenter de manière simple mais réaliste l'érosion des zones en surrection et la sédimentation des produits de cette érosion. Les premières simulations ont été effectuées en supposant que le coefficient de diffusion est constant sur l'ensemble du bassin étudié (Moretti et Turcotte, 1985, Beaumont *et al.*, 1987, Sinclair *et al.*, 1991, Heller et Paola, 1992, Chalaron *et al.*, 1995). Afin d'obtenir une meilleure description de la sédimentation, une définition plus complexe du coefficient de diffusion est généralement employée.

Le modèle de Jordan et Flemings (1989) utilise ainsi deux coefficients de diffusion. Le premier coefficient permet de quantifier l'érosion des montagnes tandis que le second régit le transport et le dépôt des produits de cette érosion. Cette distinction permet de distinguer le comportement d'une roche lithifiée depuis longtemps par rapport à celui d'une roche meuble venant de se déposer.

De même, des modèles se sont attachés à décrire le comportement des sédiments au niveau du littoral. Ils utilisèrent ainsi deux coefficients de diffusion représentant le transport des sédiments, respectivement en domaine continental et en domaine marin (Jordan et Flemings, 1991, Peper, 1994). Le coefficient de diffusion continental est supposé beaucoup plus fort que le coefficient marin, permettant ainsi de distinguer le transport rapide des sédiments par les fleuves et le piégeage à l'embouchure des deltas.

Bien que tenant compte de la lithification des sédiments et de l'environnement de dépôts, ces modèles diffusifs ne simulent cependant la sédimentation que d'une seule lithologie, et sont souvent utilisés en deux dimensions le long d'une coupe parallèle à la direction principale du transport sédimentaire. Deux modèles émergent de cette restriction de l'équation de diffusion: le modèle de Rivenaes permettant de simuler le transport différentiel du sable et de l'argile, et le modèle de Beaumont simulant l'évolution des bassins en trois dimensions. Ces deux modèles ont constitué les bases sur lesquelles nous nous sommes appuyés pour construire le modèle développé dans le cadre de cette thèse.

333. La diffusion et la géologie: le modèle bi-lithologie de Rivenaes

Une avancée majeure de l'équation de diffusion fut la prise en compte de l'aspect multilithologique des sédiments (Rivenaes, 1988). Le modèle de Rivenaes fut le premier modèle diffusif permettant de simuler le comportement différentiel de deux lithologies distinctes: le sable et l'argile.

Partant du constat que l'efficacité du transport des sédiments dépend des caractéristiques des grains de sédiments, ce modèle considère que les grains de sable sont plus difficilement transportables par l'eau que les particules d'argile. En effet, l'eau doit avoir une vitesse de l'ordre de 1 cm/s pour maintenir en suspension des particules dont le diamètre est inférieur à 0,1 mm, tandis qu'elle a besoin d'une vitesse supérieure à 10 cm/s lorsque le diamètre est supérieur à 1 mm (Hjulström, 1935). Ainsi, ce modèle utilise deux coefficients de diffusion, un coefficient faible

pour le sable et un coefficient élevé pour l'argile, dont les valeurs dépendent de la bathymétrie.

En chaque point du bassin, dans un cas monolithologique, le flux total de sédiment s'écoulant à la surface du sol est supposé proportionnel à la pente et à un coefficient de diffusion. Dans le cas de deux lithologies ou plus, le flux de chacune de ces lithologies est supposé égale à une portion du flux total. Si les deux lithologies avaient le même comportement physique, le rapport entre le flux de chacune d'elle et le flux total serait égal à la teneur respective en chacune des lithologies. Dans le cas d'un sol constitué de 30% de sable et de 70% d'argile, le flux de sable est égal à 30% du flux total. Si les deux lithologies n'ont pas le même comportement physique, il existe une relation entre la teneur lithologique du sol et le rapport entre les flux. Dans le modèle de Rivenaes, on considère que la relation linéaire précédente est encore valable.

Cas monolithologique

$$\Rightarrow Q = -K \frac{\partial h}{\partial x}$$

Cas bilithologique

$$\Rightarrow \begin{cases} Q_s = -C_s K_s \frac{\partial h}{\partial x} \\ Q_A = -C_A K_A \frac{\partial h}{\partial x} \end{cases}$$

→

Afin d'éviter des problèmes d'instabilités numériques dus à la non-linéarité des équations, Rivenaes suppose qu'il existe une couche d'homogénéisation superficielle d'épaisseur constante, tant en domaine continental qu'en domaine marin. La présence de cette couche superficielle permet d'éviter par exemple que le recouvrement d'une partie du bassin par une pellicule de sable empêche toute diffusion de l'argile dans cette partie. Au-delà de la simple validation numérique présentée par Rivenaes, nous pensons que cette couche d'homogénéisation numérique peut être perçue physiquement comme étant la couche d'altération superficielle du sol, due aux agents climatiques et à l'écoulement de l'eau en particulier. Cette couche a donc une signification physique et influe sur la quantité de sédiments mobilisables par l'eau.

L'équation de diffusion ci-dessus est combinée avec le principe de conservation de la masse pour définir en tout point le taux de sédimentation ou d'érosion de chaque lithologie. Ce modèle diffusif amélioré, bien qu'étant le seul actuellement à permettre le calcul du transport de deux lithologies, n'a été malheureusement appliqué que sur des cas théoriques synthétiques.

334. La diffusion et le 3D: le modèle de Beaumont

Confortés par les validations en géomorphologie, en géodynamique et en géologie, de nombreux auteurs ont cherché à étendre l'équation de diffusion à l'étude de bassin en trois dimensions, domaine antérieurement réservé aux modèles particuliers.

Parmi ces différents modèles diffusifs 3D, nous avons surtout noté le modèle de Beaumont *et al.* (Beaumont *et al.*, 1993, Tucker et Slingerland, 1994) qui constitua à notre avis une avancée importante en modélisation déterministe, d'une part par la simulation en 3D du transport des sédiments, d'autre part par la description mécanique du chevauchement de deux plaques, comme nous l'avons vu précédemment. Ce modèle, applicable uniquement en domaine continental, simule deux processus de transport:

- la lente reptation des sédiments régie par une équation de diffusion classique:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = K_R \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right)$$

avec K_R le coefficient de diffusion de la reptation

- le transport des sédiments par les fleuves:

Chaque maille du bassin reçoit initialement une charge d'eau due à la pluie. Cette charge en eau s'écoule ensuite progressivement dans le bassin en suivant la ligne de plus grande pente. Ainsi, la charge reçue par une maille, soit par la pluie, soit par l'écoulement d'autres mailles, est entièrement donnée à la maille voisine de la maille étudiée et ayant l'altitude la plus basse. Ce calcul de l'écoulement de l'eau permet ainsi de définir en tout point du bassin le flux d'eau et la direction de l'écoulement. Le flux de sédiment induit par l'eau est supposé proportionnel à la pente, à un coefficient de transport et au flux d'eau.

$$\bar{Q}_{fluv} = -A_F Q_{eau} \frac{\partial h}{\partial \epsilon} \bar{\epsilon}$$

avec

{	\bar{Q}_{fluv}	flux de sédiments (en m^2/an)
	A_F	efficacité du transport fluvial (adimensionnel)
	Q_{eau}	flux d'eau (en m^3/an)
	$\bar{\epsilon}$	vecteur unitaire dirigé dans le sens de la plus grande pente

Contrairement à la diffusion s'effectuant de manière isotrope, ce transport fluvial favorise une direction unique de transport, égale à la ligne de plus grande pente.

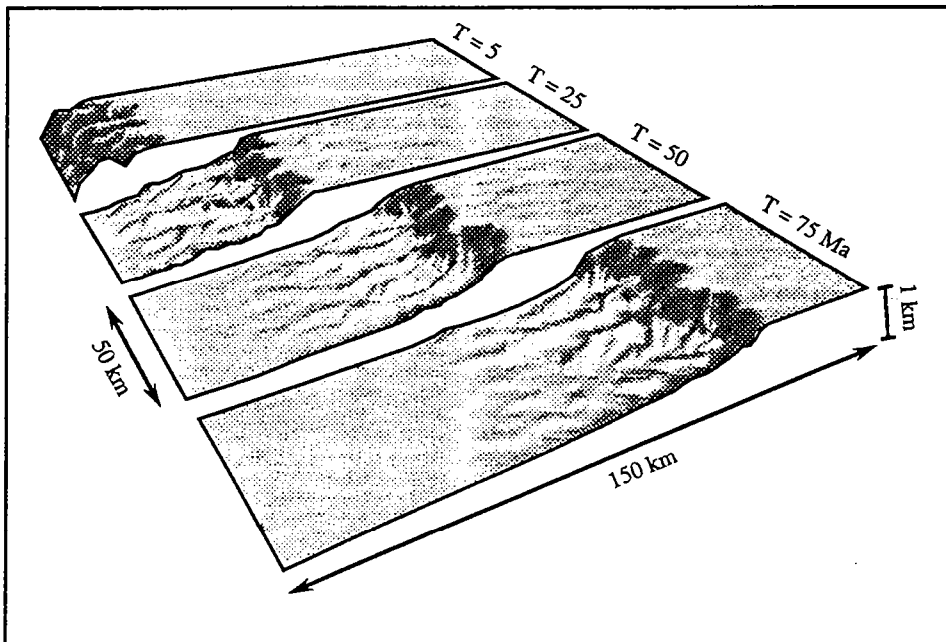


figure 1.24: Exemple de simulation obtenue à l'aide du modèle diffusif 3D de Beaumont (Kooi et Beaumont, 1994)

Bien que très raffiné, ce modèle est malheureusement purement érosif. Les sédiments produits par l'érosion sont transportés soit par la diffusion, soit par les

fleuves, en dehors du bassin simulé et perdus. De plus, ce modèle ne prend en compte que des écoulements fluviaux dirigés dans le sens de la plus grande pente.

335. Le couplage de la diffusion à d'autres lois de transport: le modèle de Syvitski

Partant du constat qu'une équation de diffusion ne permet pas de restituer convenablement la répartition des sédiments en domaine marin, de nombreux auteurs ont cherché à coupler cette équation à d'autres lois de transport. On peut noter en particulier le modèle de Syvitski *et al.* (Syvitski *et al.*, 1988, Syvitski et Daughney, 1992, Syvitski et Alcott, 1993 et 1995).

L'équation générale qu'ils ont développée est fondée sur l'observation des dépôts dans des fjords du Canada. Ces fjords mesurent en moyenne entre 3 et 4 km de large, et entre 70 et 80 km de long. La simulation du remplissage sédimentaire est effectuée en deux dimensions le long d'une coupe passant par l'axe longitudinal des fjords en supposant que les bords latéraux du fjord n'ont pas d'influence sur la sédimentation. Les formations sédimentaires étudiées représentent une durée totale de dépôt de l'ordre de 10 000 ans au maximum. Sur ces durées, le modèle suppose que la vitesse de subsidence est nulle sur l'ensemble de la coupe.

Les sédiments introduits dans le bassin traversent rapidement le domaine continental dont la morphologie est supposée horizontale. En cas de montée du niveau relatif de la mer, les sédiments combleront l'ensemble de l'espace créé sur l'ancien domaine continental en respectant ce profil horizontal. En cas de chute, aucune érosion continentale n'est simulée. Les sédiments apportés par les fleuves en domaine marin sont regroupés en deux parties représentant respectivement les sédiments en suspension dans l'eau, ou *suspended load*, et les sédiments en traction sur le fond marin, ou *bed load*.

La charge sédimentaire en suspension se dépose progressivement dans le fjord par un phénomène de décantation à l'intérieur du panache du fleuve. Le taux de sédimentation $S(x)$ de cette charge décroît exponentiellement depuis le rivage en direction du domaine marin.

$$V_s(x) = Q_{\text{susp.}} \frac{e^{-x/L}}{L}$$

avec

V_s	vitesse de sédimentation (en m/an)
Q_{susp}	charge sédimentaire en suspension (en m ³ /an)
x	distance du point étudié par rapport au rivage (en m)
L	distance de référence (en m)

remarque: $\int_0^{\infty} e^{-x/L} dx = L$

La charge en traction est en partie piégée à l'embouchure du delta et en partie transportée vers le fond des fjords sous la forme de turbidites. Le piégeage à l'embouchure se fait à un taux constant sur une distance prédéfinie. Les turbidites traversent rapidement le fjord pour commencer à se déposer à partir du point où la pente du fond marin devient inférieure à un angle critique, de l'ordre de 1°. Le dépôt des turbidites se fait à partir de ce point sur une longueur constante et à un taux constant.

$$\begin{aligned}
 V_E(x) &= \frac{\alpha_e Q_{trac}}{D_e} && \text{pour } x \text{ compris entre } 0 \text{ et } D_e \\
 V_T(x) &= \frac{\alpha_t Q_{trac}}{D_t} && \text{pour } x \text{ compris entre } X_c \text{ et } X_c + D_t
 \end{aligned}$$

avec	{	V_E	Vitesse de sédimentation à l'embouchure du delta (en m/an)
		V_T	Vitesse de sédimentation des turbidites (en m/an)
		Q_{trac}	Charge en traction dans l'eau (en m^2/an)
		α_e et α_t	Pourcentage de la charge en traction déposé à l'embouchure et sous forme turbiditique
		D_e et D_t	Distance de dépôt (en m)
	X_c	point où la pente du fonds marin est égale à la pente critique (en m)	

L'ensemble de ces sédiments est ensuite déplacé par de lents glissements de terrains régis par une équation de diffusion à coefficient constant. Le couplage de l'ensemble de ces processus de transports se résument dans l'équation générale suivante:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \underbrace{V_S}_{\text{suspension}} + \underbrace{V_E}_{\text{piégeage à l'embouchure}} + \underbrace{V_T}_{\text{turbidites}} + K \underbrace{\frac{\partial^2 h}{\partial x^2}}_{\text{diffusion}}$$

Dans le cas des fjords canadiens, l'application de ces formules aboutit aux vitesses de sédimentation suivantes:

- Sédiment en suspension: $V_S \approx 0,05$ à $0,15$ m/an
- Piégeage à l'embouchure: $V_E \approx 1,5$ m/an
- Turbidites: $V_T \approx 0,004$ m/an

On constate ainsi que le processus dominant est le piégeage initial des sédiments à l'embouchure du delta. Le profil final de la simulation est ainsi très proche géométriquement du résultat obtenu par le modèle diffusif de Kenyon et Turcotte dans lequel les sédiments sont tous piégés à l'embouchure du delta puis diffusés dans le bassin (Kenyon et Turcotte, 1985). Le modèle de Syvitski permet de plus de simuler la répartition différentielle de trois lithologies: des sables grossiers transportés par les turbidites, des sables fins piégés à l'embouchure du delta et des argiles en suspension dans l'eau.

Les formations sédimentaires simulées correspondent malheureusement à des durées totales de dépôt de l'ordre de 10 000 ans. Cette approche diffusive améliorée se rapproche ainsi par sa finesse des modèles particuliers tels que SEDSIM.

4. L'approche retenue

Les modèles déterministes sont fondés sur un ensemble d'équations qui permettent de répondre aux trois questions majeures posées en préambule de ce chapitre :

- (1) Combien d'espace disponible est créé dans le bassin pour piéger les sédiments?
- (2) Quel volume de sédiments est introduit ou produit dans le bassin ?
- (3) Comment ces sédiments se répartissent-ils dans l'espace créé ?

La revue des différents principes physiques utilisés en géologie nous a permis de voir qu'il n'existait pas de consensus global sur la création de l'espace disponible pour piéger les sédiments (Milankovitch ou chaos pour le glacio-eustatisme, subsidence gravitaire élastique ou visco-élastique pour la subsidence sédimentaire, ...), que la quantité de sédiments introduite dans le bassin est difficilement quantifiable, et que diverses approches ont été développées pour répartir les sédiments.

Les modèles stratigraphiques déterministes actuellement développés se regroupent en trois grandes familles. Les **modèles particuliers** utilisent une description soignée des processus physiques et fournissent des simulations très précises et très riches en enseignements. Malheureusement, pour atteindre leur plénitude, ces modèles nécessitent des données très précises sur la morphologie du bassin et les propriétés physiques des sédiments. Ils sont essentiellement applicables pour appréhender l'évolution d'un environnement de dépôt sur des échelles de temps "humaines", de l'ordre du jour à la dizaine d'années. Les **modèles géométriques**, basés sur l'existence d'un profil géométrique d'équilibre, permettent d'obtenir très rapidement des simulations de l'enveloppe des unités sédimentaires. Ils ne sont cependant applicables que le long de coupes en deux dimensions, et empêche tout ajustement dynamique du bassin sédimentaire aux agents physiques externes tels que la subsidence. De plus, ils sont généralement issus de modèles géologiques conceptuels, et leurs validités sont liés à la validité des concepts utilisés. Les **modèles diffusifs** sont basés sur une équation de diffusion. Cette équation a souvent été utilisée comme une équation empirique permettant de simuler l'érosion et la sédimentation. Sa validité physique et géologique et sa capacité à simuler le transport des sédiments, en 3D et sur de grandes échelles de temps et d'espace, restent cependant à étayer.

Bien qu'ayant une origine très empirique, les modèles diffusifs nous ont semblé correspondre le mieux aux questions posées dans le cadre de cette thèse (3D, multilithologique, centaines de milliers à dizaine de millions d'années, dizaine à centaine de kilomètres). Le but des chapitres suivants est de valider physiquement cette approche diffusive (chapitre 2), puis d'appliquer l'outil ainsi développé à des cas théoriques et réels (chapitre 3) afin de mettre en lumière les avantages et les limites de l'application de l'équation de diffusion en géologie (chapitre 4).



Chapitre 2

Philosophie du modèle

Au terme de notre revue des différents modèles déterministes, nous avons pu voir que l'approche diffusif semblait être la mieux adaptée aux besoins du modèle que nous désirons développer. Après avoir élaboré un premier modèle diffusif monolithologique en deux dimensions (Granjeon, 1993) afin de tester cette approche, nous nous sommes attachés à étendre ce modèle à l'étude de bassins en trois dimensions composé de sédiments multilithologiques. Nous avons ainsi développé un modèle diffusif 3D et multilithologique baptisé **DIONISOS** (*Diffusif Oriented - Normal and Inverse- Simulation of Sedimentation*). Cette recherche nous a conduit à nous intéresser à l'origine physique de cette équation de diffusion afin de mieux comprendre son origine empirique et son domaine d'application. C'est l'objet de ce chapitre.

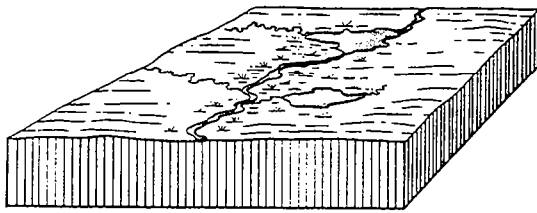
De nombreuses études en hydrologie et en géomorphologie ont permis d'établir des lois empiriques décrivant l'écoulement de l'eau et le transport des sédiments sur des échelles réduites en temps, de l'ordre de quelques heures à quelques mois, et en espace, de l'ordre de quelques kilomètres carrés. Nous appellerons par la suite ces lois de transport définies sur des échelles réduites des lois à **petite échelle** (*micro scale transport*: Terwindt et Wijnberg, 1991, List, 1993, Larson et Kraus, 1995). Parallèlement, la recherche d'une meilleure compréhension de l'enregistrement sédimentaire, en particulier l'étude de l'influence de paramètres externes tels que l'eustatisme, la subsidence ou le flux sédimentaire sur la formation des corps sédimentaires ayant une extension moyenne de l'ordre de la dizaine de kilomètres et représentant une durée de dépôt de l'ordre de la dizaine à la centaine de milliers d'années, a donné naissance à la stratigraphie séquentielle haute résolution. Nous appellerons les lois de transport valables à ces échelles de temps et d'espace des lois à **grande échelle** (*macro et mega scale transport*).

Notre propos est de rendre cohérentes ces approches physiques opérant sur ces deux échelles de temps et d'espace très distinctes. Pour ce faire, nous allons dans un premier temps nous intéresser à des lois moyennes décrivant le transport des sédiments à petite échelle en nous inspirant de cette double filiation géomorphologique et hydrologique. Notre démarche consistera ensuite à rechercher une loi à grande échelle, plus ou moins empirique, représentant le bilan de l'action de l'ensemble de ces lois à petite échelle.

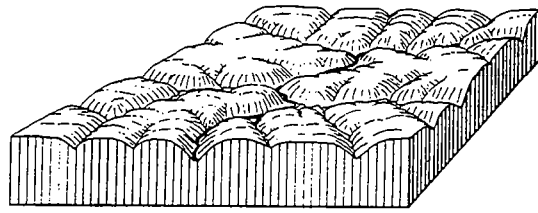
1. Etude des transports continentaux à petite échelle en 2D

Le transport des sédiments sur des échelles réduites a été abondamment étudié par les géomorphologues et par les hydrologues.

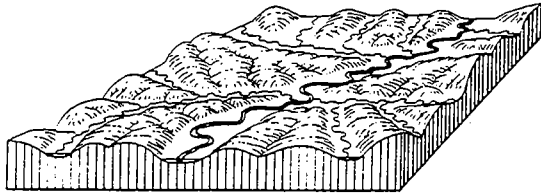
(a) Modèle de Davis (1912)



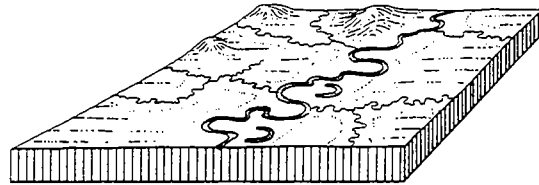
a) Le relief est plat et le réseau de drainage très pauvre



b) Pendant la jeunesse, l'eau a incisé profondément le relief initial

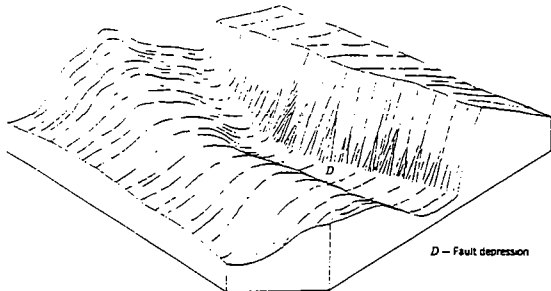


c) En phase de maturité, le relief est lissé progressivement et les vallées s'élargissent

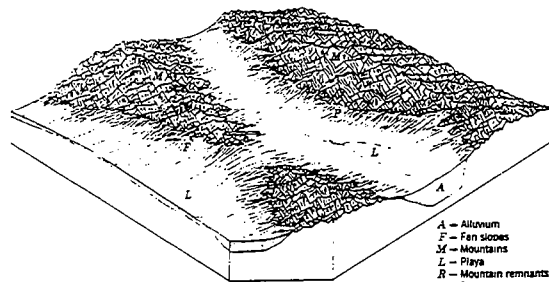


d) En phase finale, une vaste pénéplaine avec quelques buttes témoins se forme

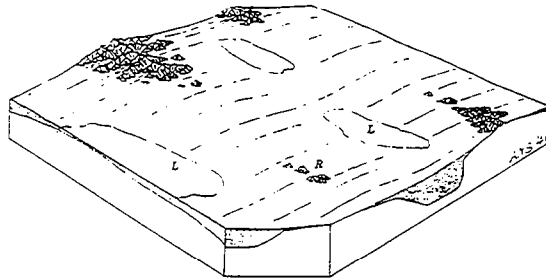
(b) Modèle de Penck (1924)



a) En phase initiale, la déformation de la croûte génère d'importantes dépressions.



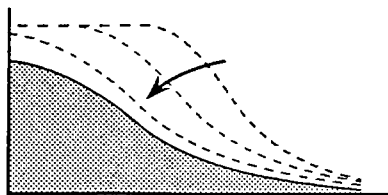
b) Pendant la maturité, les montagnes sont disséquées. Le bassin est rempli par des pédiments.



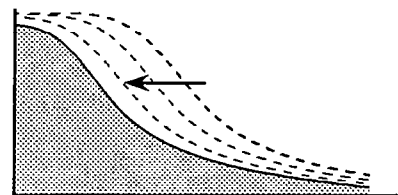
c) En phase finale, une vaste pédiplaine avec quelques îlots montagneux se forme.

A - Alluvium
F - Fan slopes
M - Mountains
L - Playa
R - Mountain remnants
P - Pediment

(c) Comparaison entre les modèles



Modèle de Davis
(Diminution de la courbure générale du relief)



Modèle de Penck
(Récession parallèle des flancs de montagne)

11. L'héritage géomorphologique

111. Les cycles de Davis et de Penck

Deux grandes écoles de géomorphologie se sont opposées au début du siècle, menées respectivement par Penck et Davis (Strahler, 1952, King, 1953, Strahler, 1960, Ritter, 1988). Chacune de ces écoles considère que les reliefs évoluent de manière cyclique.

Le cycle de Davis (figure 2.1a) débute par une chute relative du niveau de base des fleuves en climat "humide". L'eau, en cherchant à atteindre son niveau d'équilibre, entaille progressivement le sol et donne naissance à des vallées incisées. Ces vallées s'élargissent progressivement pour donner finalement naissance à de vastes pénéplaines à dominante concave (Davis, 1912, 1930) (figure 2.1 c). Au contraire, le cycle de Penck (figure 2.1b) débute par un événement tectonique générant un escarpement en climat "aride". Cet escarpement est ensuite progressivement disséqué par les cours d'eau, conduisant à un recul de l'escarpement et à un estompage de sa morphologie. Le terme final de ce cycle est la formation de vastes pédiplaines à dominante convexe (Penck, 1924) (figure 2.1 c).

Ces deux évolutions du relief correspondent d'une part à des écoulements fluviaux (cycle de Davis) et à des écoulements à dominante gravitaire (cycle de Penck) et s'opposent par leur mode d'initiation tectonique et leur contexte climatique. Ces théories d'évolution du relief terrestre basées sur des observations de terrains furent progressivement formalisées au milieu du siècle, essentiellement par les travaux de Culling et de Scheidegger.

112. Le modèle de Culling et la diffusion des sols de colline

En étudiant l'évolution des collines en climat humide, Culling montra que l'humidité du climat favorise la formation d'un sol dans lequel les particules sédimentaires peuvent se déplacer, engendrant ainsi un glissement global (ou *soil creep*) des terrains (Culling, 1960 et 1965). Ce glissement est le résultat de l'ensemble des mouvements aléatoires des particules se déplaçant dans le sol. Ces mouvements, permis grâce à l'existence de pores entre les grains de sédiments, sont dus aux bioturbations, à l'expansion thermique des sédiments, au ruissellement et à l'infiltration de l'eau, Pour estimer cette reptation, Culling (1963) considéra que la porosité dans le sol est répartie aléatoirement. Les particules du sol peuvent ainsi se déplacer librement dans l'espace poreux, à l'instar des molécules d'un gaz dans l'air. Il aboutit ainsi à un modèle diffusif des sédiments dans lequel le flux de sédiments s'écoulant à la surface d'un sol est proportionnel à la pente de ce sol (figure 2.2).

$$\begin{array}{l} \text{écoulement diffusif} \\ \text{conservation de la masse} \\ \text{équation de diffusion} \end{array} \quad \begin{array}{l} Q = -K \frac{\partial h}{\partial x} \\ \frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x} \\ \frac{\partial h}{\partial t} = K \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \end{array}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} Q \text{ flux de sédiments (en m}^2/\text{s)} \\ h \text{ altitude de la surface du bassin (en m)} \\ K \text{ coefficient de diffusion (en m}^2/\text{s)} \end{array} \right.$

Ce modèle diffusif suppose ainsi que le taux de sédimentation ou d'érosion en un point donné du bassin est proportionnel à la courbure de la topographie. La nature ainsi modélisée tend à atténuer les irrégularités de relief pour rendre sa morphologie la plus lisse possible.

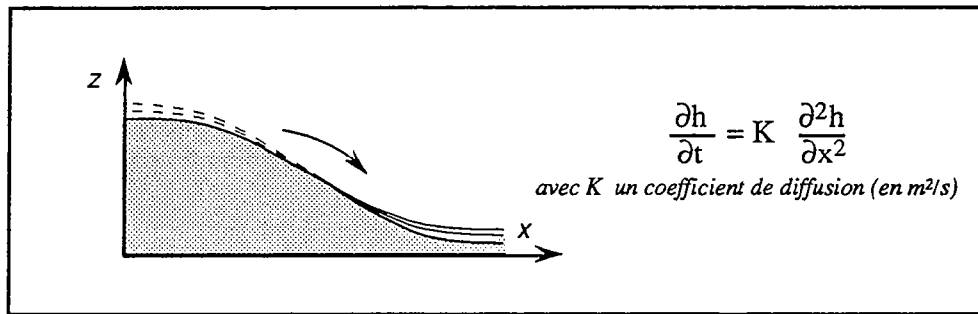


figure 2.2. Modèle d'évolution des reliefs de Culling (1960)

113. Le modèle de Scheidegger et l'évolution advective des escarpements

Dans le cas d'un climat aride, la végétation presque inexistante ne protège pas le sol de l'impact des pluies. Les écoulements d'eau, événements ponctuels de durée limitée, ont ainsi une action très vive sur le paysage. Pour formaliser cette action, Scheidegger (1961) mis au point un modèle en deux dimensions focalisé sur l'étude de l'évolution d'un escarpement. Il supposa qu'un cours d'eau très intense coule parallèlement au pied de l'escarpement. Tous les produits de l'érosion sont ainsi captés par ce cours d'eau, emmenés loin de l'escarpement et disparaissent de la coupe étudiée. Aucun talus protecteur ne peut se former au pied de l'escarpement.

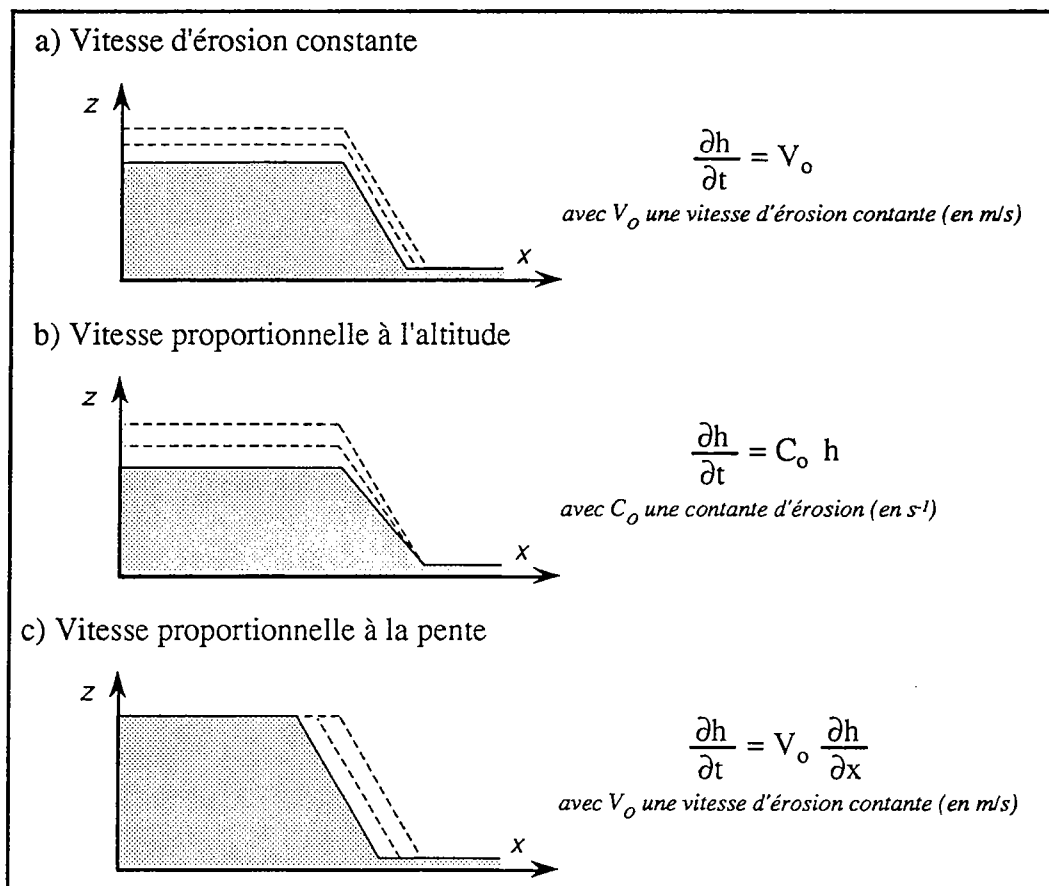


figure 2.3. Modèles de Scheidegger d'évolution des reliefs

Scheidegger testa trois hypothèses:

- 1) le taux d'érosion est constant en chaque point du bassin (figure 2.3 a),
- 2) le taux d'érosion est proportionnel à l'altitude du point étudié (figure 2.3 b),
- 3) le taux d'érosion est proportionnel à la pente du sol au niveau du point étudié (figure 2.3 c).

En comparant l'évolution prédite par chacune de ces trois hypothèses à la morphologie d'escarpements réels, Scheidegger considéra que seule sa troisième hypothèse est réaliste. Il obtint ainsi un modèle applicable pour des pentes faibles inférieures à 10° ou 200 m/km. Dans le cas de pentes plus importantes, Scheidegger montra qu'il est nécessaire d'utiliser un terme correctif prenant en compte l'augmentation de la surface du sol exposée aux intempéries due à l'accroissement de la pente.

En appelant h l'altitude de la surface du sol au niveau du point étudié dans le bassin, la valeur du taux d'érosion en ce point est définie par la formule empirique suivante:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -U \frac{\partial h}{\partial x} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}$$

avec $\begin{cases} h & \text{altitude de la surface du bassin (en m)} \\ U & \text{vitesse de transport des sédiments (en m/s)} \end{cases}$

$\sqrt{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2}$ est un terme correctif important pour les pentes élevées

Ce modèle prédit ainsi une retraite parallèle des flancs des escarpements. L'ensemble de la morphologie est déplacé à vitesse constante U en conservant sa forme initiale. En se référant à la terminologie utilisée en physique, nous appellerons modèle advectif par la suite tout modèle fondé sur cette équation, ou sa généralisation en trois dimensions. L'**advection** correspond au déplacement unidirectionnel et sans déformation d'un élément de fluide, et s'oppose à la **diffusion**, correspondant à la propagation d'un élément fluide dans toutes les directions de l'espace.

114. Confrontation des deux approches

Ces deux approches géomorphologiques de l'évolution de falaise et de sol de colline correspondent à deux types distincts de transport des sédiments: l'advection et la diffusion. L'évolution des reliefs prédite par ces deux modèles correspond respectivement aux cycles de Penck et de Davis (Hirano, 1975). A partir de ces deux modèles posant les bases de la géomorphologie quantitative, de nombreux travaux récents en géomorphologie ont porté sur la validation empirique de ces modèles et la recherche d'un meilleur formalisme (Carson et Kirkby, 1972, Colman et Watson, 1983, Begin, 1993).

Ces travaux ont ainsi montré que l'évolution des escarpements de falaise se subdivise en deux étapes. Dans un premier temps, les falaises dont la pente excède l'angle de repos des sédiments sont soumis à des processus gravitaires très rapides conformément à la théorie de Scheidegger. En quelques dizaines d'années ou quelques siècles (Wallace, 1977 et 1980), la pente de l'escarpement diminue rapidement pour atteindre l'angle de repos, voisin de 30° pour des sédiments sableux. Dans un second temps, des processus de reptation et de glissement très lents réorganisent les sédiments par diffusion en tendant à éliminer toutes les rugosités du relief. Cette prédominance de la diffusion sur l'advection sur de

longues durées a été montrée dans de nombreuses systèmes géomorphologiques à l'air libre tels que les sols des collines (Culling, 1960, 1963 et 1965, Carson et Kirkby, 1972, Hirano, 1975), et les escarpements (Nash, 1980, Colman et Watson, 1983, Hanks *et al.*, 1984, Begin, 1993), ainsi que dans les cours d'eau (Gessler, 1971, Begin *et al.*, 1981, Begin, 1988) et les plaines d'inondations (Green, 1987, Pizzuto, 1987) et en domaine littoral (Bowden, 1983, Kenyon et Turcotte, 1985, Syvitski *et al.*, 1988, Syvitski et Daughney, 1992).

Cette équation de diffusion, comme toutes équations empiriques, a été progressivement améliorée. Carson et Kirkby (1972) ont ainsi montré que dans le cas de pentes fortes, supérieures à 10°, le flux de sédiments est proportionnel au carré, voire au cube de la pente du sol. Ce changement de loi est due à l'influence de plus en plus importante des écoulements gravitaires lorsque la pente augmente.

$$\begin{aligned} \text{écoulement diffusif} &\Rightarrow Q = -K \frac{\partial h}{\partial x} \\ \text{dans le cas de pentes fortes} &\Rightarrow Q = -K \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^n \text{ avec } 2 \leq n \leq 3 \end{aligned}$$

avec $\begin{cases} Q & \text{flux de sédiments (en m}^2/\text{s)} \\ h & \text{altitude de la surface du bassin (en m)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en m}^2/\text{s)} \end{cases}$

De plus, Begin (1988) montra que l'évolution au cours du temps du profil longitudinal d'un cours d'eau obéit à une équation de diffusion. En comparant l'évolution de plusieurs cours d'eau américains, il mit en évidence une relation empirique entre le flux de sédiments et le flux d'eau s'écoulant dans le chenal.

$$\begin{aligned} \text{écoulement diffusif} &\Rightarrow Q = -K \frac{\partial h}{\partial x} \\ \text{dans un chenal} &\Rightarrow Q = -K \left(\frac{Q_{\text{eau}}}{Q_0} \right)^q \frac{\partial h}{\partial x} \end{aligned}$$

avec $\begin{cases} Q & \text{flux de sédiments (en m}^2/\text{s)} \\ h & \text{altitude de la surface du bassin (en m)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en m}^2/\text{s)} \\ Q_{\text{eau}} & \text{flux d'eau s'écoulant dans le chenal (en m}^2/\text{s)} \\ Q_0 & \text{flux d'eau de référence (en m}^2/\text{s)} \\ q & \text{exposant empirique } (\approx 0.76) \end{cases}$

12. La mécanique des fluides et les lois de transport à petite échelle

Au-delà de sa validation géomorphologique empirique, nous nous sommes attachés à relier l'équation de diffusion à des formules de transport des sédiments définies par la mécanique des fluides afin de mieux comprendre pourquoi cette équation permettait de restituer l'évolution du relief terrestre.

121. Les hypothèses initiales

Pour effectuer cette validation physique, nous nous sommes intéressés à l'évolution d'une portion réduite d'un chenal, d'une extension de l'ordre de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres.

Nous nous intéresserons uniquement à l'écoulement permanent de l'eau. Nous supposons ainsi qu'en chaque point du chenal, la vitesse de l'eau est constante et que l'écoulement est stationnaire, ce qui implique un équilibre des forces motrices et résistantes de l'écoulement de l'eau.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{0} \quad \text{avec} \quad \bar{u} : \text{la vitesse d'écoulement de l'eau (en m/s)}$$

Du fait de la très faible viscosité de l'eau, de l'ordre de 10^{-6} m²/s, le nombre de Reynolds de l'écoulement de l'eau est très élevé, de l'ordre de 10^5 à 10^6 comme le montre les études en laboratoire (Rees, 1966, Mantz, 1978, Schumm *et al.*, 1987) ou les mesures sur des cours d'eau réels (McCarthy *et al.*, 1992, Bridge, 1993, Clifford *et al.*, 1993, Allen, 1994).

$$R_e = \frac{b u}{\nu}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} R_e \text{ nombre de Reynolds (adimensionnel)} \\ b \text{ profondeur du chenal (en m)} \\ u \text{ vitesse de l'eau (en m/s)} \\ \nu \text{ viscosité de l'eau (en m}^2\text{/s)} \end{array} \right.$$

La valeur élevée de ce nombre de Reynolds indique que l'écoulement de l'eau est turbulent. Une analyse détaillée de cet écoulement dans un chenal montre en fait l'existence de deux zones: le coeur du chenal dans lequel l'écoulement de l'eau est uniforme, non-visqueux et turbulent, et le bord du chenal le long duquel l'écoulement est extrêmement variable et visqueux. Cette couche limite visqueuse, montrée pour la première fois par Prandtl au début du siècle (Hsü, 1989), a une épaisseur extrêmement fine, de l'ordre de quelques millimètres à quelques centimètres, et n'induit pas de modification notable sur l'écoulement de l'eau. Cependant, en contact direct avec les sédiments du lit du chenal, la viscosité de cette couche génère des contraintes de cisaillements internes responsables de l'érosion du chenal (Allen, 1994).

La très forte turbulence de l'eau permet en particulier de supposer que les propriétés de l'eau sont constantes dans l'espace et que les sédiments en suspension sont uniformément répartis dans l'eau, ce qui nous amène à considérer que la vitesse de l'eau est identique en tout point d'une section du chenal, excepté dans la couche limite. Du fait de la faible extension de la portion de chenal étudié, les variations morphologiques du chenal sont négligeables. Nous admettons ainsi que la vitesse de l'eau est identique en tout point du chenal.

En se basant sur des principes physiques simples et des lois empiriques classiquement utilisées, nous avons cherché à mettre en évidence une relation entre le flux de sédiments s'écoulant dans un chenal et des paramètres géomorphologiques généraux tels que le flux d'eau et la pente du sol:

$$Q = f(Q_e, S, \dots)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} Q \text{ flux volumique de sédiments (en m}^2\text{/s)} \\ f \text{ fonction reliant le flux de sédiments à des paramètres géomorphologiques} \\ Q_e \text{ flux volumique d'eau (en m}^2\text{/s)} \\ S \text{ pente du chenal (adimensionnelle)} \end{array} \right.$$

122. Étude du transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique

La concentration des sédiments en suspension dans un chenal est extrêmement faible. Comme le montre les études de cours d'eau réels (Walling, 1977, Milliman et Meade, 1983, Milliman et Syvitski, 1992) et les mesures en laboratoire (Rees, 1966, Schumm *et al.*, 1987), cette concentration est de l'ordre de 1 à 1000 mg/l, soit 0,4 à 400 ppm. Nous supposons donc que les caractéristiques de l'écoulement de l'eau, et en particulier les énergies potentielle et cinétique, sont indépendantes de la charge sédimentaire transportée, tant en suspension qu'en saltation.

a) Transformation de l'énergie potentielle en énergie motrice pour les sédiments

L'eau en s'écoulant dans le bassin transforme progressivement son énergie potentielle en énergie cinétique. Si on considère une portion de dimension L du chenal correspondant à une dénivellée H , l'énergie potentielle W perdue par l'eau est égale au travail des forces de gravité sur cette dénivellée.

$$W = m_e g H$$

$$\text{avec } \begin{cases} W & \text{énergie potentielle perdue par l'eau (en kg.m/s}^2 \text{, ou J/m)} \\ m_e & \text{"masse linéaire" d'eau s'écoulant dans le chenal (en kg/m)} \\ g & \text{accélération de la pesanteur (}\approx 9,81 \text{ m/s}^2\text{)} \\ H & \text{dénivellée parcourue par l'eau (en m)} \end{cases}$$

les masses sont exprimées en kg/m du fait du raisonnement en 2D

Par unité de temps et de longueur du chenal, cette perte est égale à:

$$w = \frac{m_e g H}{T L} = \rho_e Q_e g S \quad \text{avec } \begin{cases} Q_e = \frac{m_e}{\rho_e T} \\ Q_e = b u \end{cases}$$

$$w = \rho_e g b u S$$

$$\text{avec } \begin{cases} w & \text{énergie potentielle (en kg/s}^3 \text{, ou W/m}^2\text{)} \\ m_e & \text{masse linéaire d'eau (en kg/m)} \\ H & \text{dénivellée (en m)} \\ T & \text{temps de parcours (en s)} \\ L & \text{distance parcourue (en m)} \end{cases} \quad \text{et } \begin{cases} S & \text{pente du chenal (=H/L)} \\ \rho_e & \text{masse volumique de l'eau (en kg/m}^3\text{)} \\ Q_e & \text{flux volumique d'eau (en m}^2\text{/s)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \end{cases}$$

Cette énergie potentielle est transformée partiellement en énergie cinétique, et partiellement perdue en friction sur le sol et en énergie utilisée pour le transport des sédiments. On définit ainsi deux "efficacités énergétiques" e_b et e_s correspondant à la part d'énergie potentielle utilisée respectivement pour le transport par saltation (*bed-load*) et pour le transport en suspension (*suspended load*) des sédiments (Bagnold, 1966 et 1980).

$$w_b = e_b w$$

$$w_s = e_s w$$

Dans le cas du transport des sédiments par saltation, il est nécessaire de vaincre la force de frottement induite par la masse des sédiments pour pouvoir les déplacer. En supposant que le rapport entre cette force de frottement et la masse, c'est-à-dire l'angle de frottement des sédiments, est constant, le travail T_b effectué est donc égal à:

$$T_b = m_b g L \tan \alpha$$

$$\text{avec } \begin{cases} T_b & \text{travail pour le transport en saltation (en kg.m/s}^2 \text{ ou J/m)} \\ m_b & \text{masse de sédiments s'écoulant par saltation dans le chenal (en kg/m)} \\ L & \text{distance parcourue par l'eau (en m)} \\ \alpha & \text{angle de frottement interne des sédiments (en }^\circ \text{ ou rad)} \end{cases}$$

Dans le cas du transport en suspension, les particules sédimentaires en suspension dans l'eau ont tendance à décanter progressivement. En supposant que la vitesse de chute des particules est constante, le travail à fournir pour maintenir les particules à une profondeur constante est égal à:

$$T_s = m_s g L \frac{V_c}{u}$$

avec

$$\begin{cases} T_s & \text{travail pour le transport en suspension (en kg.m/s}^2 \text{ ou J/m)} \\ m_s & \text{masse de sédiments s'écoulant par suspension dans le chenal (en kg/m)} \\ L & \text{distance parcourue par l'eau (en m)} \\ V_c & \text{vitesse de chute des sédiments (en m/s)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \end{cases}$$

De même, par unité de temps et de longueur du chenal, ces deux relations s'écrivent en fonction des flux de sédiments de la manière suivante:

$$w_b = \frac{m_b g L \tan \alpha}{T L} = \rho_s g Q_b \tan \alpha$$

$$w_s = \frac{m_s g L V_c}{T L u} = \rho_s g Q_s \frac{V_c}{u}$$

avec

$$\begin{cases} w_b & \text{énergie du transport en saltation (en kg/s}^3 \text{ ou W/m}^2) \\ w_s & \text{énergie du transport en suspension (en kg/s}^3 \text{ ou W/m}^2) \\ \rho_s & \text{masse volumique des sédiments (en kg/m}^3) \\ Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2\text{/s)} \\ Q_s & \text{flux volumique de sédiments en suspension (en m}^2\text{/s)} \end{cases}$$

En comparant le travail nécessaire aux déplacements des sédiments à l'énergie perdue par l'eau, on obtient finalement les deux relations suivantes (Bagnold, 1966).

saltation (<i>bed-load</i>)	$\Rightarrow Q_b = \left(\frac{e_b \rho_e}{\rho_s \tan \alpha} \right) b S u \equiv b S u$
suspension (<i>suspended-load</i>)	$\Rightarrow Q_s = \left(\frac{e_s \rho_e}{\rho_s V_c} \right) b S u^2 \equiv b S u^2$

avec

$$\begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2\text{/s)} \\ Q_s & \text{flux volumique de sédiments en suspension (en m}^2\text{/s)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ S & \text{pente du chenal (adimensionnelle)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \end{cases}$$

Ces relations permettant d'estimer les flux de sédiments dépendent de la forme locale des chenaux dans lequel l'écoulement s'effectue. En particulier, la valeur de la profondeur b du chenal et la vitesse u de l'écoulement de l'eau sont des variables liées. Pour un flux d'eau donné, une modification de la profondeur du chenal entraîne une modification de la vitesse de l'écoulement, et réciproquement.

b) Transformation de l'énergie potentielle en énergie cinétique pour l'eau

Pour s'affranchir de cette dépendance des variables, nous avons cherché à exprimer les flux de sédiments en fonction de variables indépendantes. Nous avons retenu deux variables globales: le flux d'eau et la pente du bassin.

Le flux d'eau s'écoulant en un point donné du bassin est égal au volume total d'eau s'écoulant en ce point, produit de l'aire du bassin-versant nourrissant ce point

et de la pluviométrie. Bien que la morphologie des bassins-versants dépendent de la pente des bassins, seule la direction de plus grande pente en chaque point intervient dans la définition de ces bassins-versants. Nous pouvons donc considérer que le flux de l'eau et la pente locale mesurés en un point donné sont deux variables indépendantes.

Nous avons utilisé la définition du flux d'eau:

$$Q_e = b u$$

que nous avons combinée avec des relations empiriques reliant la vitesse de l'eau à la perte de charge hydraulique dans le chenal. Ces relations sont issues de la relation de Chézy.

Cette relation a été établie par Chézy lors de l'étude des canaux de Paris en 1768, et trouve son origine dans le raisonnement suivant (Hsü, 1989). La force motrice de l'eau dans un chenal est la gravité. En étudiant le déplacement d'une masse m d'eau, cette force motrice est ainsi égale à:

$$F_m = \rho l b g \sin \theta$$

$$\text{avec } \begin{cases} F_m & \text{force motrice de l'eau} \\ \rho & \text{masse volumique de l'eau} \\ l & \text{largeur du chenal} \\ b & \text{profondeur du chenal} \\ g & \text{accélération de la pesanteur} \\ \theta & \text{angle de la surface du sol} \end{cases}$$

Le frottement de l'eau sur les berges et sur le lit du chenal génère une force de résistance proportionnelle au carré de la vitesse de l'écoulement de l'eau.

$$F_r = \frac{C_f}{2} \rho (l + 2b) u^2$$

$$\text{avec } \begin{cases} F_r & \text{force de résistance à l'écoulement de l'eau} \\ C_f & \text{coefficient de friction} \\ \rho & \text{masse volumique de l'eau} \\ l & \text{largeur du chenal} \\ b & \text{profondeur du chenal} \\ u & \text{vitesse de l'écoulement de l'eau} \end{cases}$$

Chézy observa que l'écoulement de l'eau dans les chenaux est généralement permanent. Il en déduisit ainsi que les forces motrice et résistante sont en équilibre.

$$F_m = F_r$$

$$\text{soit } u^2 = \frac{2g}{C_f} \frac{l b}{l + 2b} \sin \theta$$

$$\text{avec } \begin{cases} u & \text{vitesse de l'écoulement de l'eau} \\ g & \text{accélération de la pesanteur} \\ C_f & \text{coefficient de friction} \\ l & \text{largeur du chenal} \\ b & \text{profondeur du chenal} \\ \theta & \text{angle de la surface du sol} \end{cases}$$

Comme les écoulements étudiés s'effectuent dans des chenaux de pente faible, inférieur à 10° , on peut assimiler le sinus et la tangente de l'angle de la surface du

sol, soit le sinus ($\sin q$) et la pente S du sol. De plus, Chézy introduisit la notion de rayon hydraulique d'un chenal, égal au rapport entre l'aire du chenal (égale au produit $l b$) et le périmètre mouillé (égal à la somme $l + 2 b$). Dans la plupart des chenaux fluviaux, le rapport entre largeur et profondeur est supérieure à 5 (Leeder, 1978, Hirst, 1991). Il est ainsi raisonnable de considérer que le rayon hydraulique est égal à la profondeur b du chenal.

si on suppose $\frac{l b}{l + 2 b} \approx b$ et si on définit C par:

$$C = \sqrt{\frac{2 g}{C_f}}$$

on a : $u^2 = C^2 b S$

avec $\begin{cases} u & \text{vitesse de l'eau} \\ C & \text{coefficient de Chézy} \\ b & \text{profondeur du chenal} \\ S & \text{pente du chenal} \end{cases}$

D'autres formules assez similaires ont été obtenues à l'aide du calage de formules mathématiques plus ou moins complexes sur des mesures d'écoulements dans des canaux réels ou en laboratoire. On peut ainsi citer les relations de Manning, de Darcy-Weisbach et de Bazin:

Chézy	$u^2 = C^2 b S$	C en $\sqrt{m/s^2}$
Manning	$u^2 = \frac{1}{n^2} b^{4/3} S$	n en $m^{-1/3} .s$
Darcy-Weisbach	$u^2 = \frac{8g}{f} b S$	f adimensionnel
Bazin	$u^2 = \frac{4g}{\lambda} b S$	λ adimensionnel

Le choix d'une de ces relations empiriques parmi les autres n'influe que très légèrement sur les résultats obtenus. Dans la suite de notre propos, nous ne retiendrons donc que la formule synthétique suivante.

$$u^2 \equiv b S$$

avec $\begin{cases} u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ S & \text{pente du chenal (en m)} \end{cases}$

c) Obtention des lois de micro-transport

Nous avons ainsi deux relations permettant d'estimer la vitesse u et la profondeur du chenal b en fonction de paramètres globaux: la définition du flux d'eau et la relation de Chézy.

$$\begin{cases} Q_e = b u \\ u^2 = C^2 b S \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} u = C^{2/3} Q_e^{1/3} S^{1/3} \equiv (Q_e S)^{1/3} \\ b = C^{-2/3} Q_e^{2/3} S^{-1/3} \equiv Q_e^{2/3} S^{-1/3} \end{cases}$$

avec $\begin{cases} Q_e & \text{flux d'eau (en m}^2/\text{s)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \\ C & \text{coefficient de Chézy (en } \sqrt{\text{m/s}^2}) \\ S & \text{pente du bassin (adimensionnelle)} \end{cases}$

Le couplage de ces relations avec l'estimation des flux obtenue lors de l'étude de la mise en mouvement des sédiments aboutit aux règles suivantes:

$\begin{aligned} Q_b &\equiv b S u &\Leftrightarrow Q_b &\equiv u^3 &\Leftrightarrow Q_b &\equiv Q_e S \\ Q_s &\equiv b S u^2 &\Leftrightarrow Q_s &\equiv u^4 &\Leftrightarrow Q_s &\equiv Q_e^{4/3} S^{4/3} \end{aligned}$
<p>avec $\begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2/\text{s)} \\ Q_s & \text{flux volumique de sédiments en suspension (en m}^2/\text{s)} \\ Q_e & \text{flux volumique d'eau (en m}^2/\text{s)} \\ S & \text{pente du chenal (adimensionnelle)} \end{cases}$</p>

Nous avons ainsi établi des lois de micro-transport des sédiments, exprimant le flux de sédiments en suspension et en saltation dans l'eau en fonction du flux d'eau et de la pente du bassin, paramètres indépendants de la forme des chenaux.

Ces lois ont été validées empiriquement par l'étude d'écoulement d'eau et des transport de sédiments induits (Kaliniske, 1947).

123. Étude des contraintes de cisaillement

Compte-tenu de l'importance de ce résultat, nous nous sommes proposés de démontrer cette relation par une autre approche, en étudiant la contrainte de cisaillement générée par l'eau sur les sédiments.

Cette contrainte de cisaillement est capable de transporter des sédiments si elle excède une valeur limite, ou contrainte de cisaillement critique (Shields, 1936). De nombreuses relations existent pour définir cette capacité de transport. Elles ont été obtenues en calant des résultats d'expérience en laboratoire sur des formules empiriques plus ou moins complexes. Dans le cas des sables fins, on admet généralement que le flux de sédiment en saltation (*bed-load*) induit par le cisaillement de l'eau est proportionnel à la puissance 3/2 de l'écart entre la contrainte de cisaillement générée par l'eau et la contrainte de cisaillement critique (Shields, 1936, Meyer-Peter et Müller, 1948, Gessler, 1971, Smart, 1984, Nasser-Al-Abed *et al.*, 1987, Wiberg et Smith, 1989).

$$Q_b = \frac{a}{g(s-1)} \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho_e} \right)^{3/2}$$

avec $\begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2/\text{s)} \\ \tau & \text{contrainte de cisaillement générée par l'eau (en kg/m.s}^2, \text{ ou en Pa)} \\ \tau_c & \text{contrainte de cisaillement critique (en kg/m.s}^2, \text{ ou en Pa)} \\ \rho_e & \text{masse volumique de l'eau (en kg/m}^3) \\ s & \text{densité des sédiments (adimensionnelle)} \\ a & \text{coefficient empirique (adimensionnel)} \end{cases}$

Des mesures en laboratoire (Rees, 1966, Mantz, 1978, Costello et Southard, 1981, Schumm *et al.*, 1987) et dans des cours d'eaux naturels méandriformes ou en tresses ont montré que la contrainte de cisaillement générée par l'eau est souvent beaucoup plus importante que la contrainte de cisaillement critique. Nous

supposerons donc par la suite que la contrainte de cisaillement est très grande par rapport à sa valeur critique (Parker, 1978, Begin *et al.*, 1981, Paola *et al.*, 1992):

$$Q_b \equiv (\tau - \tau_c)^{3/2} \Rightarrow Q_b \equiv \tau^{3/2}$$

$$\text{avec } \begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2/\text{s)} \\ \tau & \text{contrainte de cisaillement générée par l'eau (en kg/m.s}^2\text{, ou en Pa)} \\ \tau_c & \text{contrainte de cisaillement critique (en kg/m.s}^2\text{, ou en Pa)} \end{cases}$$

Cette hypothèse implique que l'eau a toujours suffisamment de force pour maintenir un écoulement permanent de sédiment. Ce transport permanent peut conduire à une sédimentation sur le lit du chenal dans le cas où la contrainte de cisaillement diminue en direction de l'aval, ou à une érosion de ce lit dans le cas contraire.

Comme nous avons supposé que l'écoulement de l'eau est uniforme et stationnaire, et que la pente des chenaux simulés est faible (inférieure à quelques degrés), la contrainte de cisaillement exercée par l'eau sur les grains de sédiment est définie par la formule suivante (Allen, 1985 et 1994):

$$\tau = \rho_e g b S$$

$$\text{avec } \begin{cases} \tau & \text{contrainte de cisaillement générée par l'eau (en kg/m.s}^2\text{, ou en Pa)} \\ \rho_e & \text{masse volumique de l'eau (en kg/m}^3\text{)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ S & \text{pente du chenal (adimensionnelle)} \end{cases}$$

La combinaison de ces différentes formules permet d'obtenir la relation suivante:

$$Q_b \equiv (b S)^{3/2}$$

$$\text{avec } \begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2/\text{s)} \\ b & \text{profondeur du chenal (en m)} \\ S & \text{pente du chenal (adimensionnelle)} \end{cases}$$

En couplant cette relation avec les formules empiriques de Chézy, de Manning, de Darcy-Weisbach ou de Bazin citées précédemment, nous aboutissons de nouveau à une loi de transport reliant le flux de sédiment au flux d'eau et à la pente.

$$\boxed{Q_b \equiv Q_e S}$$

$$\text{avec } \begin{cases} Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2/\text{s)} \\ Q_e & \text{flux volumique d'eau (en m}^2/\text{s)} \\ S & \text{pente du chenal (adimensionnelle)} \end{cases}$$

124. Obtention de l'équation de diffusion

Ces deux "démonstrations physiques" reliant le flux de sédiments à la pente du bassin et au flux d'eau ont été obtenues à l'aide du couplage de lois empiriques.

De plus, un grain de sédiment transporté par l'eau n'a pas un comportement unique. Il est transporté parfois en suspension, et parfois en saltation, en fonction de la nature locale de l'écoulement (Hsü, 1989). Il faut donc rester prudent face à la valeur précise de chaque coefficient ou de chaque exposant de ces formules. Nous retiendrons donc qu'il existe un lien entre ces trois paramètres et nous la formaliserons sous l'expression plus générale suivante (Yalin, 1977, Howard, 1980) sans faire de distinction entre transport en suspension et transport par saltation.

$$Q \equiv Q_e^n S^p$$

avec

- Q flux volumique de sédiments (en m^2/s)
- Q_e flux volumique d'eau (en m^2/s)
- S pente du chenal (adimensionnelle)
- n, p exposants empiriques (adimensionnels)

De nombreuses calibrations empiriques de cette loi générale ont été effectuées. La plupart des auteurs ont appliqué cette loi sous sa forme la plus simple ($n=0$ et $p=1$), supposant ainsi que le flux de sédiment est proportionnel à la pente et à un coefficient de diffusion (voir le paragraphe sur l'application de l'équation de diffusion en géomorphologie). Cependant, des observations de terrains et des expériences en laboratoire ont montré que l'exposant p de la pente du bassin peut prendre des valeurs comprises entre 2 et 3 pour des pentes supérieures à 30° (Carson et Kirkby, 1972, Andrews et Buckman, 1987, Anderson et Humphrey, 1990). De plus, comme nous l'avons vu précédemment, Begin (1988) a montré que l'évolution de cours d'eau est simulable par une équation de diffusion en prenant $n=0.76$ et $p=1$.

Dans le cadre de notre propos, nous supposons que l'équation de diffusion définie avec $n=1$ et $p=1$ permet de simuler convenablement le transport des sédiments.

Ce choix est fondé sur un raisonnement physique et numérique. L'hypothèse que n et p sont non nuls se justifie physiquement par la prise en compte dans le calcul du flux de sédiments, d'une part de la capacité de transport de l'eau, proportionnelle au flux d'eau, et d'autre part de la force motrice de l'écoulement, proportionnelle à la pente du bassin. Pour des raisons de simplicité et du fait de la faible différence entre la loi de transport par saltation ($n=p=1$) et par suspension ($n=p=4/3$) vues précédemment, nous avons choisi d'appliquer le même type de loi de transport à chaque sédiment transporté par l'eau, quelque soit sa lithologie et son comportement exacte. Nous avons choisi d'intégrer la différence entre les différents types d'écoulements au sein de la définition du coefficient de diffusion afin de ne pas multiplier les coefficients empiriques dans les lois de transport. Pour des raisons de stabilité numérique, nous avons choisi de prendre n et p égaux à 1, ce qui correspond au transport par saltation. Nous aboutissons ainsi à la formulation suivante de l'équation de diffusion.

$$Q = -k Q_e \frac{\partial h}{\partial x}$$

avec

- Q flux volumique de sédiments (en m^2/s)
- Q_e flux volumique d'eau (en m^2/s)
- k coefficient empirique de transport (adimensionnel)
- h altitude de la surface du bassin (en m)

2. Établissement d'une loi de transport à grande échelle en 3D

La loi de transport continental à petite échelle mise en évidence ci-dessus représente des écoulements d'eau et de sédiments sur des échelles de temps de l'ordre de quelques heures à quelques mois, et d'espace de l'ordre de quelques kilomètres carrés. Afin de pouvoir appliquer ces lois sur des échelles de temps et d'espace plus importantes, il est nécessaire de transformer ces lois en des lois de transport à grande échelle.

Ce passage du domaine continental à petite échelle et en deux dimensions à l'ensemble du bassin à grande échelle et en trois dimensions a posé de nombreux problèmes.

- (1) Comment prendre en compte la diversité des écoulements en domaine continental, depuis les régimes d'étiage où l'eau est canalisée dans les chenaux jusqu'aux régimes de crues où l'eau se répand sur l'ensemble des plaines d'inondation ?
- (2) Comment extrapoler au domaine marin une loi de transport validée en domaine continental, et comment simuler l'action des vagues ?
- (3) Comment décrire le transport différentiel bien que simultané de plusieurs lithologies ?
- (4) Comment prendre en compte la disponibilité limitée en sédiments ?

21. L'écriture en trois dimensions de la loi de transport fluvial

La loi de transport fluvial diffusif en deux dimensions indique que le flux de sédiment est proportionnel au flux d'eau et à la pente du bassin. Cette loi est cependant démontrée le long d'un chenal en deux dimensions. Afin d'exprimer cette loi de transport en trois dimensions, il est nécessaire de prendre en compte les différents régimes d'écoulement de l'eau, depuis les crues jusqu'aux étiages. La loi de transport que nous cherchons à mettre au point doit ainsi permettre de simuler simultanément le transport rapide vers les exutoires des sédiments en période de crue, ainsi que le transport orthogonalement aux chenaux des argiles venant nourrir les plaines d'inondation et des sables formant les lobes d'épandage de crevasse.

Dans ce but, nous avons extrapolé à l'étude en 3D des bassins sédimentaires l'équation de diffusion préalablement écrite en 2D. Nous avons ainsi considéré que le flux de sédiments est en tout point du continent proportionnel à un coefficient de diffusion intrinsèque, au flux d'eau et à la pente du bassin.

$$\bar{Q} = -k \left| \bar{Q}_e \right| \bar{\nabla} h$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{Q} & \text{flux volumique de sédiments (en } m^2/s) \\ \bar{Q}_e & \text{flux volumique d'eau (en } m^2/s) \\ k & \text{coefficient empirique de transport (adimensionnel)} \\ h & \text{altitude de la surface du bassin (en m)} \end{cases}$$

$$\text{et } \bar{\nabla} h = \begin{pmatrix} \frac{\partial h}{\partial x} \\ \frac{\partial h}{\partial y} \end{pmatrix} \text{ le gradient de l'altitude du sol}$$

Le flux d'eau, constant lors de l'étude du transport à petite échelle des sédiments en deux dimensions, intègre désormais la variabilité au cours du temps des différents régimes d'écoulement de l'eau. Afin de représenter correctement cette diversité, nous avons défini trois modes d'écoulement de base.

1) L'écoulement droit.

L'écoulement de l'eau est calculé en supposant que l'eau arrivant en un point donné du bassin est entièrement redistribué en direction de la plus grande pente.

Cet écoulement "droit" de l'eau suppose que le pas de temps séparant deux instants de simulation est petit devant la période de modification du cours d'eau. Cette période est égale à la période de méandrisation si on étudie un bassin avec des mailles extrêmement fines, dont la taille est de l'ordre de la centaine de mètres, et est égale à la période d'avulsion pour des mailles de l'ordre du kilomètre. Un tel écoulement de l'eau induit un écoulement des sédiments dans une direction unique à chaque instant.

2) L'écoulement sauvage.

Comme nous nous intéressons plus particulièrement au transport à grande échelle des sédiments, le pas de temps de simulation utilisé est de l'ordre du millénaire. Il est ainsi plus grand que la période de changement des cours d'eau. Il n'est donc plus possible de supposer qu'un cours d'eau individuel a conservé une direction unique durant le pas de temps, et il devient nécessaire de prendre en compte les différents cours que l'eau a pu suivre. De plus, à l'inverse des lois de transport à petite échelle qui sont focalisées sur un seul régime d'écoulement, tel que le régime de crue ou le régime d'étiage, la loi de transport à grande échelle doit prendre en compte chacun de ces régimes afin de restituer convenablement à la fois les processus de crue, tels que le dépôt des argiles sur les plaines d'inondation, et les processus d'étiage, tels que l'incision fluviale et le transport rapide des sédiments vers le domaine deltaïque.

Nous supposons dans l'écoulement "sauvage" que toutes les directions de l'espace, dont la pente est positive, ont pu être empruntées par l'eau. Cependant, le choix de ces directions se fait à chaque instant en prenant le chemin de plus grande pente. Ainsi, nous considérons que la probabilité de choisir une direction plutôt qu'une autre est égale au rapport de la pente de cette direction à la somme de l'ensemble des pentes. Plus une direction a une pente importante par rapport aux autres directions, et plus l'eau a de chance de s'écouler dans cette direction. Cet écoulement "sauvage" est la moyenne de l'ensemble des écoulements droits survenus au cours du pas de temps de simulation.

3) L'écoulement uniforme.

Si nous généralisons le raisonnement précédent et si nous nous plaçons à une méga-échelle en temps, de l'ordre de la centaine de milliers d'années, nous pouvons supposer que le relief a atteint un stade d'équilibre, que nous pouvons identifier avec les vastes pédiplaines ou pénélaines prédites respectivement par les modèles de Penck et de Davis.

L'écoulement de l'eau devient alors uniforme, et il n'y a pas de secteurs privilégiés tels qu'une vallée incisée ou une ceinture de méandrisation. Un tel écoulement de l'eau induit une diffusion uniforme des sédiments.

Ces trois types d'écoulements, dont toutes les combinaisons sont possibles, représentent ainsi trois observations du système de drainage d'un bassin sur des durées différentes. Ces écoulements correspondent au passage à la moyenne des écoulements droits, donnant naissance à l'écoulement sauvage, et des écoulements sauvages, donnant naissance à l'écoulement uniforme. L'influence de chacun de ces trois écoulements sur l'érosion et la sédimentation d'un bassin sera illustrée au paragraphe suivant (Planche 1).

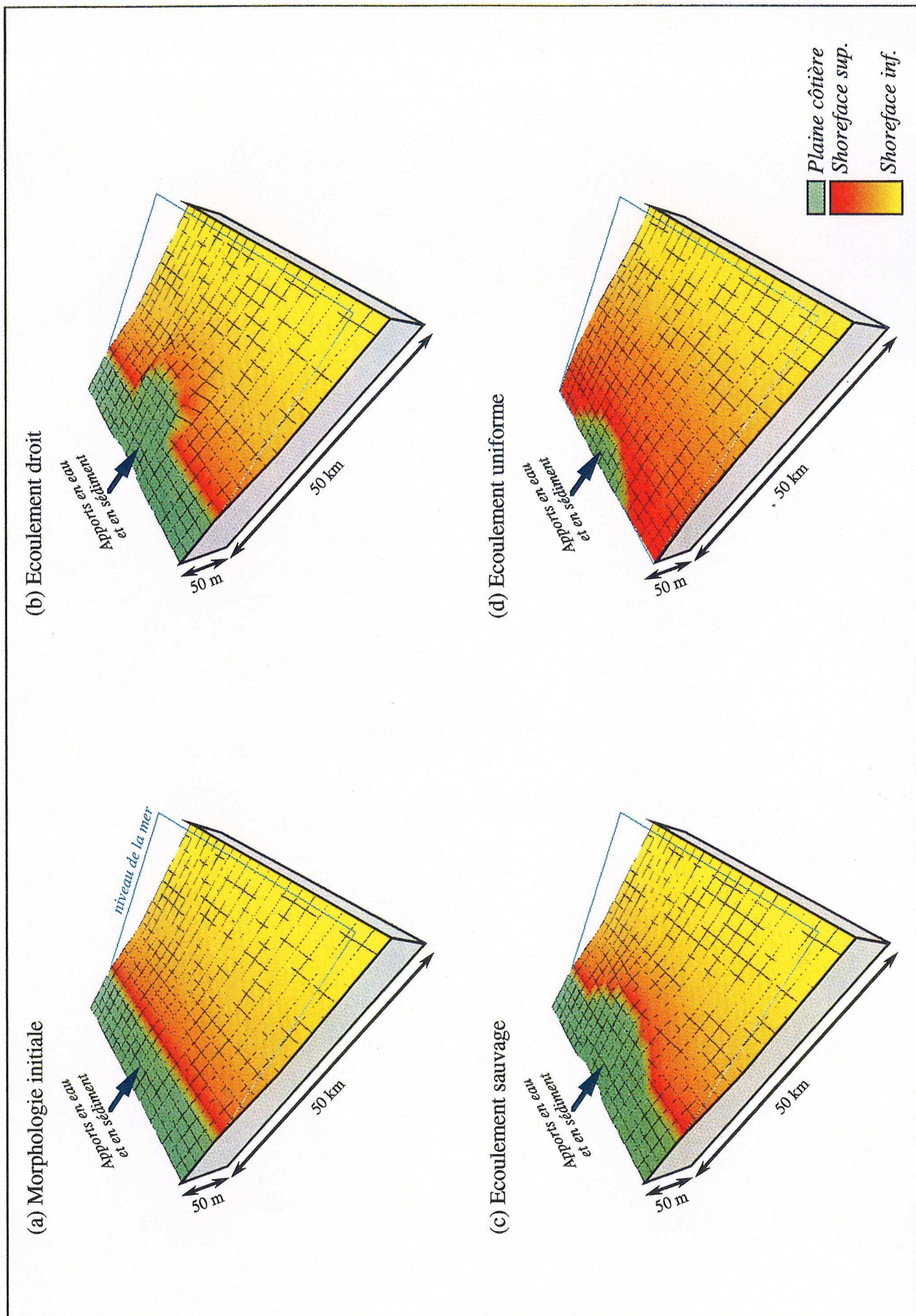


Planche 1. Influence du choix du mode d'écoulement de l'eau sur la formation d'un lobe deltaïque

Comme dans les écoulements sauvage et uniforme, le flux d'eau n'a plus une direction unique mais une infinité de direction probable, nous avons choisi de remplacer le terme flux d'eau, ayant une signification directionnelle, par efficacité de l'eau. Cette efficacité de l'eau a ensuite été normée, en divisant le flux d'eau par un flux de référence.

$$E_{eau} = \frac{|\bar{Q}_{eau}|}{Q_o} \quad \text{et} \quad K = k Q_o$$

avec

E_{eau}	efficacité de l'eau (adimensionnelle)
\bar{Q}_{eau}	flux d'eau (en m^2/s)
Q_o	flux de référence (en m^2/s)
K	coefficient de diffusion (en m^2/s)
k	coefficient de diffusion adimensionnel

La loi de transport à grande échelle à dominante fluviale s'écrit ainsi:

$\bar{Q} = -K E_{eau} \bar{\nabla} h$									
avec	<table border="0"> <tr> <td>\bar{Q}</td> <td>flux volumique de sédiments (en m^2/s)</td> </tr> <tr> <td>K</td> <td>coefficient empirique de transport (en m^2/s)</td> </tr> <tr> <td>E_{eau}</td> <td>efficacité de l'eau (adimensionnelle)</td> </tr> <tr> <td>h</td> <td>altitude de la surface du bassin (en m)</td> </tr> </table>	\bar{Q}	flux volumique de sédiments (en m^2/s)	K	coefficient empirique de transport (en m^2/s)	E_{eau}	efficacité de l'eau (adimensionnelle)	h	altitude de la surface du bassin (en m)
\bar{Q}	flux volumique de sédiments (en m^2/s)								
K	coefficient empirique de transport (en m^2/s)								
E_{eau}	efficacité de l'eau (adimensionnelle)								
h	altitude de la surface du bassin (en m)								

23. L'extrapolation au domaine marin

Après avoir défini une loi de transport en domaine continental, nous avons cherché à établir une loi de transport applicable en domaine marin. Dans ce but, nous avons regroupé les différents transports de sédiments en fonction de l'origine de leur énergie motrice. Nous avons ainsi distingué les écoulements "gravitaires" et les écoulements induits par les vagues. Les écoulements "gravitaires" tirent leurs énergies cinétiques d'une transformation de l'énergie potentielle de l'écoulement de l'eau, à l'instar des écoulements fluviaux en domaine continental. A l'inverse, l'énergie cinétique du transport sédimentaire induit par les vagues est issue de l'énergie des vagues, issue elle-même de l'énergie cinétique des vents.

231. Les écoulements gravitaires

A l'extérieur de la zone des brisants, et en dehors de certains sédiments argileux pouvant être transportés en suspension près de la surface de l'eau à de très longues distances du littoral, de l'ordre de la dizaine à la centaines de kilomètres, la majorité des sédiments sont transportés par traction ou en suspension à proximité du fond marin (Ingle, 1966, Clifton *et al.*, 1971). Dans la suite de notre propos, nous négligerons le transport des particules les plus fines pour nous focaliser sur le transport des fractions moyenne à grossière des sédiments. A l'instar du domaine continental, nous supposons que ce transport gravitaire des sédiments est simulable par une équation de diffusion (Kenyon et Turcotte, 1985).

Afin de vérifier si l'extrapolation de l'équation de diffusion au domaine marin est cohérente, et afin de mieux appréhender la diversité des différents écoulements fluviaux vus précédemment, nous avons simulé la formation d'un lobe deltaïque.

Nous avons considéré un bassin ayant une morphologie initiale plane uniformément pentée représentant une surface de 2500 kilomètres carrés (Planche 1a). Nous avons introduits des sédiments monolithologiques à un taux constant et nous avons étudié l'influence du choix du mode d'écoulement de l'eau sur le transport de ces sédiments.

1) L'écoulement droit.

L'écoulement droit, supposant que l'eau est chenalisée à chaque instant, reconstitue le cours exact de chaque chenal continental à chaque instant. Il permet de simuler la formation d'un lobe deltaïque en "patte d'oiseau" (Planche 1b).

2) L'écoulement sauvage.

Cet écoulement conduit à la restitution de l'écoulement moyen de l'eau. Les différents chenaux ne sont plus restitués. Seul la probabilité de présence est prise en compte dans le calcul de la répartition de l'eau. Cet écoulement donne ainsi naissance à de vastes plaines d'inondation, tandis qu'en domaine littoral, il conduit à la formation d'un delta lobé (Planche 1c), résultat de la moyenne de l'ensemble des deltas en patte d'oiseau qui ont pu être créés pendant ce pas de temps, mais qui ne sont pas simulés individuellement.

3) L'écoulement uniforme.

La probabilité de présence d'un chenal est supposé uniforme sur l'ensemble du domaine continental. Il n'y a plus de secteurs privilégiés tels qu'une vallée incisée ou une ceinture de méandrisation. Un tel écoulement de l'eau induit ainsi une diffusion uniforme des sédiments, conduisant à une régression du littoral dans les secteurs non-alimentés et une stagnation du littoral dans le secteur situé à proximité de l'embouchure deltaïque (Planche 1d).

En fonction du critère choisi pour régir l'écoulement de l'eau, on constate ainsi que l'évolution du bassin tend vers la progradation d'un delta en patte d'oiseau (Planche 1b) ou en lobe plus ou moins étendu (Planche 1c et 1d). Le choix de ce critère d'écoulement dépend de la valeur du pas de temps séparant deux instants de simulation et de l'hydrodynamisme fluvial du bassin. Si le pas de temps est faible ou l'hydrodynamisme élevé, il est nécessaire de simuler un écoulement droit. Dans le cas contraire, un écoulement sauvage, voire uniforme, permet de représenter l'enveloppe des corps sédimentaires comme le montrera la simulation du Bassin de Paris présentée ultérieurement.

Du fait de la cohérence géométrique de ces simulations, ainsi que des succès rencontrés par de nombreux chercheurs lors de l'application de l'équation de diffusion tant en domaine continental (Anderson et Humphrey, 1990, Tucker et Slingerland, 1994) qu'en domaine marin (Kenyon et Turcotte, 1985, Rivenaes, 1988, Jordan et Flemings, 1991), nous avons considéré que cette extrapolation empirique de l'équation de diffusion à l'ensemble du bassin est valide dans le cas des écoulements "gravitaires".

232. Le transport des sédiments induit par les vagues

A l'instar des écoulements fluviaux, il est possible de combiner des lois de la mécanique des fluides afin d'obtenir une loi à petite échelle décrivant le transport des sédiments induit par les vagues.

L'énergie fournie par l'eau aux sédiments est égale au produit de la force motrice appliquée sur les sédiments et de la vitesse de l'eau (Hsü, 1989). Cette force motrice est égale à la force d'inertie de l'écoulement comme nous l'avons noté lors de l'étude des écoulements fluviaux. Si nous exprimons cette énergie en termes de puissance motrice, qui est égale à l'énergie de l'eau, par unité de temps et par unité de surface, ce principe d'équilibre des forces s'écrit ainsi (Bagnold, 1966):

$$w = \tau u \quad \text{avec} \quad \tau = \rho_e C u^2$$

$$w = \rho_e C u^3$$

$$\text{avec} \begin{cases} w & \text{énergie motrice de l'eau (en W/m}^2\text{)} \\ \tau & \text{contrainte surfacique (en N/m}^2\text{)} \\ \rho & \text{masse volumique de l'eau (en kg/m}^3\text{)} \\ C & \text{coefficient de proportionnalité (adimensionnel)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \end{cases}$$

En se fondant sur une analogie avec le transport fluvial, Bagnold considéra que les lois de transport sédimentaire en domaine littoral ont une expression comparable. Il est cependant nécessaire d'introduire la pente S du bassin qui contribue notablement à diminuer les efforts que l'eau doit fournir pour mobiliser les sédiments (Bagnold, 1980 et 1986).

$$w_b = \rho_s g Q_b (\tan \alpha - S)$$

$$w_s = \rho_s g Q_s \left(\frac{V_c}{u} - S \right)$$

$$\text{avec} \begin{cases} w_b & \text{énergie du transport en saltation (en W/m}^2\text{)} \\ w_s & \text{énergie du transport par traction (en W/m}^2\text{)} \\ \rho_s & \text{masse volumique des sédiments (en kg/m}^3\text{)} \\ g & \text{accélération de la pesanteur (en m/s}^2\text{)} \\ Q_b & \text{flux volumique de sédiments en saltation (en m}^2\text{/s)} \\ Q_s & \text{flux volumique de sédiments en traction (en m}^2\text{/s)} \\ \alpha & \text{angle de frottement interne des sédiments} \\ V_c & \text{vitesse de chute des sédiments (en m/s)} \\ u & \text{vitesse de l'eau (en m/s)} \\ S & \text{pente du bassin (adimensionnelle)} \end{cases}$$

Le couplage de ces deux relations aboutit à la relation suivante entre le flux de sédiments et la vitesse de l'eau.

$$Q_b = \frac{\rho_e C e_b}{\rho_s g (\tan \alpha - S)} u^3$$

$$Q_s = \frac{\rho_e C e_s}{\rho_s g (V_c - uS)} u^4$$

avec u la vitesse de l'eau induite par les vagues (en m/s)

Lors de l'étude des écoulements fluviaux, nous avons pu transformer ces lois à petite échelle en lois à grande échelle car nous avons pu exprimer la vitesse de l'eau en fonction de paramètres locaux: la pente du bassin et le flux d'eau. A l'opposé, dans le cas des écoulements littoraux, la vitesse de l'eau est induite par les vagues et il n'est plus possible de la relier directement à ces paramètres locaux. De plus, ces lois décrivent des processus hydrodynamiques et sédimentaires ayant des périodes de variations extrêmement courtes, de l'ordre de quelques jours à quelques mois. L'application directe de ces lois physiques sur de grandes échelles de temps génère ainsi des phénomènes chaotiques difficilement contrôlables (De Vriend, 1991, a

et b, Pilkey *et al.*, 1993, Larson et Kraus, 1995). Enfin, lors de l'étude de bassins géologiques réels, il est extrêmement difficile de reconstituer la morphologie exacte des océans à chaque étape du remplissage sédimentaire et de définir ainsi un modèle géologique complet.

Après de multiples errances liées à une mauvaise prise en compte de ces différents problèmes physiques, nous avons finalement recherché des lois empiriques décrivant l'évolution des littoraux sur de grandes échelles de temps, reliant le flux de sédiment induit par les vagues à des paramètres locaux tels que la pente du bassin et les caractéristiques locales des vagues.

(1) Le transport marin orthogonal au littoral induit par les vagues

Les observations de littoraux actuels montrent qu'au cours d'une année, les barres littorales migrent à travers le littoral du fait de la variation au cours de l'année du régime de houle, passant des périodes de tempête en hiver, caractérisées par la formation de barres littorales importantes et par une augmentation de la pente littoral, à des périodes de calme en été, durant lesquelles on constate une remontée progressive des sédiments vers le littoral, (Johnson, 1956, Clifton *et al.*, 1971, Cook et Gorsline, 1972, Hunter *et al.*, 1979). Les études du bilan annuel des mouvements des sédiments littoraux ont permis de mettre en évidence une perte résiduelle de ces sédiments vers le large (Cook et Gorsline, 1972, Niedoroda *et al.*, 1985).

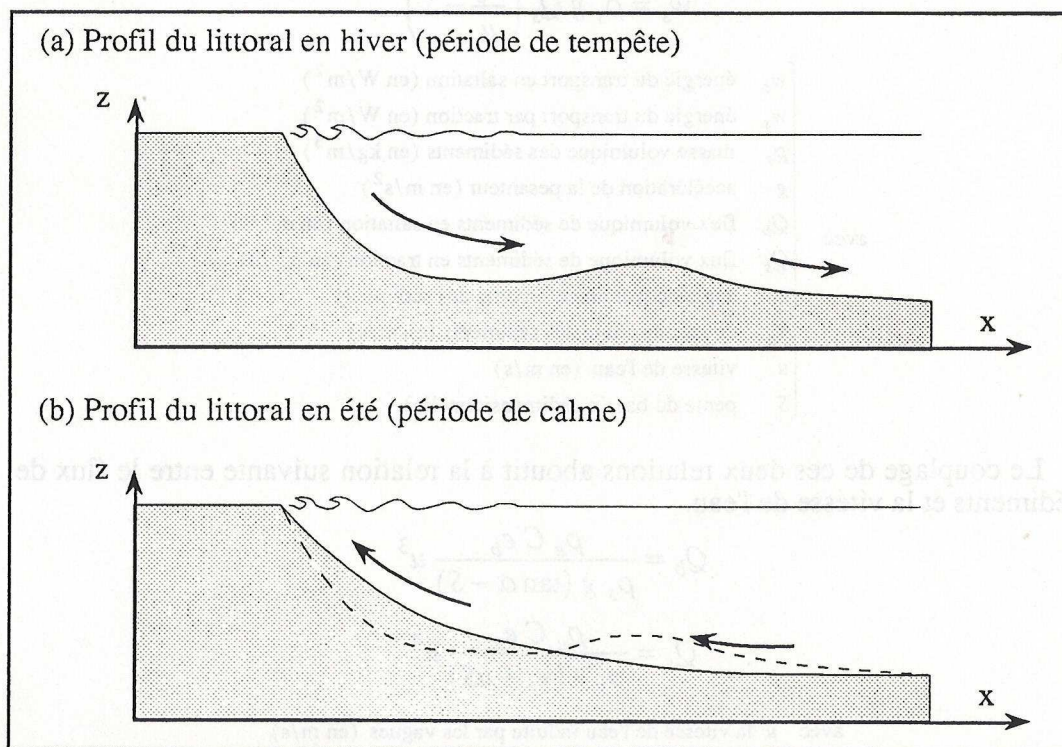


figure 2.4. Profils littoraux en été et en hiver (d'après Hunter *et al.*, 1979)

Cette évolution annuelle des littoraux se stabilise sur des échelles de temps de l'ordre de la décennie ou du siècle pour donner naissance à un profil littoral sensiblement permanent. Cette permanence a donné naissance à la règle de Bruun (Bruun, 1962) qui suppose que la morphologie du littoral peut être décrite par un profil "d'équilibre", correspondant à l'équilibre dynamique des forces induites par les courants littoraux et par les courants fluviaux, dans un cadre donné de variation du niveau relatif de la mer (Schwartz, 1967, Dubois, 1977, Rosen, 1978, Pilkey et Davis, 1987). Les paramètres géométriques régissant la morphologie de ce profil

d'équilibre furent affinés progressivement pour prendre en compte l'ajustement dynamique du profil du littoral en fonction des apports sédimentaires (Everts *et al.*, 1987, Cowell *et al.*, 1995, Niedoroda *et al.*, 1995, Stive et de Vriend, 1995).

Afin de nous affranchir de règles géométriques, nous avons cherché à étendre au domaine marin l'équation de diffusion précédemment validée en domaine continental.

En nous référant aux travaux de Kenyon et Turcotte (1985) fondé sur l'étude de deltas soumis à des houles faibles, et aux observations de terrains (Johnson, 1956, Bruun, 1962, Clifton *et al.*, 1971, Hunter *et al.*, 1979) montrant des profils dont la morphologie est similaire aux profils de Kenyon et Turcotte, nous avons choisi de simuler le transport des sédiments vers le littoral par une équation de diffusion. Nous avons incorporé ce transport au transport fluvial décrit précédemment à l'aide d'un coefficient de diffusion négatif, représentant le frein généré par les vagues à l'encontre du transport fluvial.

Pour des problèmes de stabilité physique et numérique du système sédimentaire, nous avons supposé que ce frein ne peut jamais inverser la direction du transport des sédiments. Ainsi, les vagues ralentissent le mouvement des sédiments vers le large, mais ne peuvent pas générer un flux résiduel de sédiments vers le littoral à l'échelle du millénaire. Cette hypothèse est validée par les observations de littoraux actuels montrant une perte résiduelle des sédiments vers le large, et ainsi une prédominance de l'écoulement vers le large (induit par la gravité) par rapport à l'écoulement vers le littoral (induit par les vagues), comme nous l'avons vu précédemment (Cook et Gorsline, 1972, Niedoroda *et al.*, 1985).

La loi de transport fluvial, combiné avec le transport par les vagues vers le littoral, s'écrit ainsi sous la forme suivante:

$$\bar{Q} = -(K_{fluv.} - K_{vagues}) E_{eau} \bar{V} h$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{Q} & \text{flux volumique de sédiments (en } m^2/s) \\ E_{eau} & \text{efficacité de l'eau (adimensionnelle)} \\ K_{fluv.} & \text{coefficient de diffusion fluviale (en } m^2/s) \\ K_{vagues} & \text{coefficient de diffusion par les vagues (en } m^2/s) \\ h & \text{altitude de la surface du bassin (en } m) \end{cases}$$

$$\text{et } K_{vagues} < K_{fluv.}$$

Afin de tenir compte de la diminution de l'activité des vagues en direction du large, nous avons supposé que le coefficient décroît exponentiellement avec la bathymétrie.

$$K_{vagues} = K_o e^{-b/b_v}$$

$$\text{avec } \begin{cases} K_{vagues} & \text{coefficient de diffusion lié aux vagues} \\ K_o & \text{coefficient de diffusion maximale} \\ b & \text{bathymétrie} \\ b_v & \text{bathymétrie d'atténuation de l'action des vagues} \end{cases}$$

2) La dérive littorale induite par les vagues

Murray (1967) montra à partir d'observations de la côte américaine que la dispersion de sédiments au niveau du littoral pouvait être formalisée à l'aide du couplage de la théorie de Longuet-Higgins, évoquée précédemment lors de l'étude

du modèle WAVE en trois dimensions (Martinez et Harbaugh, 1993), et d'une équation de diffusion. Ce résultat a été confirmé par les travaux de Komar (Komar et Inman, 1970). Nous avons donc choisi d'extrapoler ces observations sur des temps géologiques en modélisant le transport orthogonal au littoral par une équation de diffusion, et la dérive littorale à l'aide de la théorie de Longuet-Higgins et la formule empirique de Komar.

La quantification de la dérive littorale s'effectue en général en supposant que le régime de houle est permanent, et en appliquant la formule de Komar afin d'estimer le flux total de sédiments induit par le passage des vagues.

$$\bar{Q} \approx K E C_g \sin \alpha \cos \alpha \bar{\tau}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{Q} & \text{flux de sédiments induit par les vagues} \\ E & \text{énergie des vagues} \\ C_g & \text{vitesse de propagation de l'énergie} \\ \alpha & \text{angle d'approche des vagues} \\ \bar{\tau} & \text{vecteur unitaire normal au gradient de l'altitude} \\ K & \text{efficacité du transport par les vagues} \end{cases}$$

Cette formule est issue du principe de *radiation stress* développée par Longuet-Higgins (1970 a).

Dans un second temps, en chaque point du bassin les caractéristiques des vagues sont calculées à partir des lois vues au premier chapitre.

$$L = L_o \tanh\left(2\pi \frac{b}{L}\right)$$

$$\frac{\sin \alpha}{L} = \frac{\sin \alpha_o}{L_o}$$

Le flux calculé par la formule de Komar correspond au flux total de sédiments circulant dans la zone des brisants. Les travaux théoriques de Longuet-Higgins (1970 b) ainsi que les observations des côtes actuelles montrent que ce flux se répartit non uniformément sur l'ensemble du domaine marin. Très important au niveau de la ligne des brisants, il décroît rapidement en direction du rivage et du littoral. Afin d'utiliser uniquement des paramètres locaux, nous avons choisi d'utiliser une relation empirique reliant le flux de sédiments s'écoulant en un point donné à l'énergie totale de la houle et à un facteur d'atténuation liée à la bathymétrie (Longuet-Higgins, 1970 b).

$$Q_s = K E C_g f(b) \sin \alpha \cos \alpha$$

$$\text{avec } f(b) = \begin{cases} b / b_B & \text{si } b \leq b_B \\ e^{-a(b-b_B)} & \text{si } b > b_B \end{cases}$$

$$\begin{cases} Q_s & \text{flux de sédiments induit par les vagues (en m}^2\text{/s)} \\ K & \text{efficacité du transport par les vagues} \\ E & \text{densité d'énergie des vagues } \left(= \frac{1}{8} \rho_c g H^2 \right) \\ C_g & \text{vitesse de propagation de l'énergie des vagues} \\ f(b) & \text{fonction de répartition du flux en fonction de la bathymétrie} \\ \alpha & \text{angle d'approche des vagues} \end{cases}$$

Cette loi de transport littorale a été récemment implantée dans le code numérique du modèle diffusif DIONISOS. Malheureusement, deux problèmes majeurs ont limité son implémentation. D'une part, des problèmes de stabilité numérique ont freiné l'application de cette équation. D'autre part, l'absence actuelle d'une base de

données géologiques précises mettant en évidence une dérive littorale importante a empêché la validation du choix de cette loi de transport. Ainsi, cette formulation très empirique doit encore être testée et améliorée.

24. Le transport simultané de plusieurs lithologies

Les lois de transport à grandes échelles vues ci-dessus ont été établies dans le cas d'un sol constitué d'un sédiment de granulométrie constante. L'extrapolation des lois de transports au cas de sol complexe composé de particules de tailles différentes nécessite une modification de l'équation de diffusion vue ci-dessus. Nous supposons par la suite que les particules composant le sol peuvent être regrouper en un nombre fini de groupe ayant les mêmes caractéristiques géométriques et physiques. Nous appellerons abusivement ces groupes des lithologies (par exemple, sable ou argile).

Considérons le cas d'un sol composé de deux lithologies A et B. L'écriture des lois régissant le transport de ces deux lithologies s'effectue en deux étapes.

(1) Dans un premier temps, nous étudions le transport de deux lithologies A et B ayant le même comportement physique. Le flux de sédiments de chacune de ces lithologies est donc égal au flux total prédit par l'équation monolithologique, multiplié par la teneur en chacune de ces lithologies.

$$\begin{cases} \text{lithologie A} \Rightarrow \bar{Q}_A = v_A \bar{Q} \\ \text{lithologie B} \Rightarrow \bar{Q}_B = v_B \bar{Q} \end{cases}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{Q}_A \text{ et } \bar{Q}_B & \text{flux des lithologies A et B (en } m^2/s) \\ v_A \text{ et } v_B & \text{teneurs en A et B (adimensionnelles)} \\ \bar{Q} & \text{flux total prédit par l'équation monolithologique (en } m^2/s) \end{cases}$$

(2) Dans un second temps, nous étudions le transport de deux lithologies A et B ayant désormais des comportements physiques différents. La relation entre le flux de chacune de ces lithologies et le flux monolithologique devient plus complexe, et peut s'écrire de la manière suivante.

$$\begin{cases} \text{lithologie A} \Rightarrow \bar{Q}_A = f_A(v_A, v_b) \bar{Q} \\ \text{lithologie B} \Rightarrow \bar{Q}_B = f_B(v_A, v_b) \bar{Q} \end{cases}$$

avec f_A et f_B des fonctions à définir

Cette relation permet de faire apparaître des coefficients de diffusion relatifs.

$$\begin{cases} \text{lithologie A} \Rightarrow \bar{Q}_A = f_A(v_A, v_b) K E \bar{\nabla} h \\ \text{lithologie B} \Rightarrow \bar{Q}_B = f_B(v_A, v_b) K E \bar{\nabla} h \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} K_A = f_A(v_A, v_b) K \\ K_B = f_B(v_A, v_b) K \end{cases}$$

Ces coefficients relatifs sont à comparer aux perméabilités relatives en hydrogéologie, et nous pouvons donc supposer qu'il existe une relation complexe entre les teneurs de chaque lithologie et les coefficients de diffusion relatifs. Dans le cadre de notre propos et en suivant l'exemple de Rivenaes (1988), nous supposons que cette relation est linéaire.

$$\begin{cases} K_A = v_A K_{A,\max} \\ K_B = v_B K_{B,\max} \end{cases}$$

Des études plus poussées sur l'écoulement moyen des sédiments sur des durées de temps de l'ordre du millénaire sont nécessaires pour mettre au point une relation plus réaliste.

Le raisonnement effectué ci-dessus dans le cadre de deux lithologies s'extrapole aux cas de multiples lithologies à l'aide des coefficients de diffusion relatifs.

$$\text{pour chaque lithologie } i \Rightarrow \bar{Q}_i = v_i K_i E_{\text{eau}} \bar{\nabla} h$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{Q}_i & \text{flux de la lithologie } i \text{ (en } m^2/s) \\ v_i & \text{teneur en lithologie } i \text{ (adimensionnelle)} \\ K_i & \text{coefficient de diffusion relatif de la lithologie } i \text{ (en } m^2/s) \\ E_{\text{eau}} & \text{efficacité de l'eau (adimensionnelle)} \\ h & \text{altitude de la surface du sol (en m)} \end{cases}$$

$$\text{et } K_i = K_{\text{fluv},i} - K_{\text{vagues},i}$$

Ces équations de transport à grande échelle sont couplées avec le principe de conservation de la masse, appliqué à chaque lithologie, afin de définir en chaque point du bassin le taux d'érosion ou de sédimentation, et la teneur en chacune des lithologies.

25. La disponibilité en sédiments et la couche d'altération

Les équations de diffusion vues ci-dessus relient les flux de chaque lithologie à la teneur en chaque lithologie mesurée à la surface du sol. La simulation du transport simultané de deux lithologies nous a ainsi rapidement confronté à un problème d'apparence numérique. Si nous considérons par exemple que le sable est très peu diffusif par rapport à l'argile, il suffit qu'une couche sableuse d'une épaisseur extrêmement fine (millimétrique par exemple) recouvre l'ensemble du bassin pour que la diffusion des sédiments soit freinée.

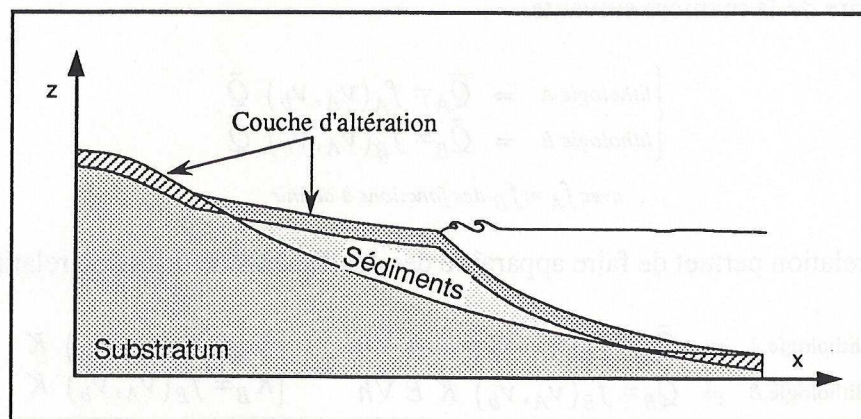


figure 2.5. Principe de la couche d'altération

Afin de s'affranchir du problème que peut générer l'existence de telle répartition surfacique des sédiments, nous avons retenu la solution développée par Rivenaes (1988). Nous considérons qu'il existe une couche d'épaisseur constante (décimétrique par exemple), dite couche d'altération superficielle, ou de non-

cohésion, dans laquelle les sédiments, ayant perdus leur cohésion, peuvent être déplacé (figure 2.5). Les flux de sédiments sont désormais proportionnels aux teneurs lithologiques de la couche d'altération. La fine couche de sable recouvrant le bassin est ainsi mélangée à l'ensemble des sédiments composant cette couche d'altération. Ce mélange inhibe ainsi le frein évoqué précédemment.

Cette couche d'altération, introduite dans le modèle suite à des problèmes numériques, a en fait un sens physique. Elle correspond à la zone altérée de Culling dans laquelle les sédiments se déplacent (Culling, 1960).

Dans le cadre de notre propos, nous avons choisi d'estimer la vitesse d'altération, ou vitesse de création de cette couche d'altération superficielle, en chaque point du bassin à l'aide d'une relation empirique. Nous avons considéré que la vitesse d'altération est constante en domaine continental, et qu'elle décroît exponentiellement en domaine marin afin de tenir compte de la diminution des agents altérants tels que les vagues ou les organismes vivants lorsque la bathymétrie augmente.

$$V_{Alter.} = \begin{cases} V_o & \text{en domaine continental} \\ V_o e^{-b/b_A} & \text{en domaine marin} \end{cases}$$

avec

$V_{Alter.}$	vitesse d'altération (en m/s)
V_o	vitesse maximale d'altération (en m/s)
b	bathymétrie (en m)
b_A	bathymétrie de référence (en m)

Des compilations récentes de nombreuses mesures effectuées sur des bassins versants actuels ont montré que les vitesses moyennes d'érosion varient entre 0,1 et 100 m/Ma (Ahnert, 1970, Probst, 1992, Travi, 1993, Bierman, 1994, Summerfield et Hulton, 1994, Elverhoi *et al.*, 1995). Dans certains cas exceptionnels tels que les Alpes ou l'Himalaya, l'érosion peut atteindre des vitesses voisines de 1000 m/Ma (Milliman *et al.*, 1987). Cette vitesse d'érosion a été reliée à de nombreux paramètres tels que la vitesse de subsidence, la pluviométrie ou l'altitude moyenne du bassin (Milliman et Meade, 1983, Pinet et Souriau, 1988, Milliman et Syvitski, 1992). Ces corrélations sont cependant établies sur des mesures des paramètres moyennées sur l'ensemble de la surface du bassin versant, dont la superficie est généralement de l'ordre de quelques milliers à quelques millions de km².

3. Conception d'un modèle déterministe

En nous basant sur les principes physiques présentés ci-dessus, nous avons ainsi conçu un modèle déterministe, baptisé **DIONISOS** (*Diffusif Oriented - Normal and Inverse- Simulation of Sedimentation*).

Lors de la revue des modèles déterministes, nous avons vu qu'il est de nécessaire de répondre à trois questions pour simuler le remplissage sédimentaire d'un bassin:

- | |
|---|
| (1) combien d'espace est créé dans le bassin ?
(2) combien de sédiments sont introduits ou produits dans le bassin ?
(3) comment ces sédiments se répartissent-ils dans l'espace créé ? |
|---|

Le modèle déterministe que nous avons élaboré répond de manière séquentielle à chacune de ces questions. Au cours d'une étape de simulation, le modèle commence par créer l'espace disponible aux sédiments, puis il introduit les sédiments, et simule la production sédimentaire, dans le bassin. Il répartit ensuite ces sédiments en accord avec les deux lois de macro-transport vues ci-dessus, en limitant l'érosion à la couche d'altération.

31. La création de l'espace disponible

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, l'espace disponible est la somme de l'eustatisme et de la subsidence. Notre propos étant focalisé sur le remplissage sédimentaire du bassin, et en particulier sur l'établissement de lois de transport, nous avons choisi de définir l'espace disponible sans utiliser de modèles physiques reliant l'eustatisme au climat, ou la subsidence à des processus tectoniques, isostatiques ou thermiques. L'espace disponible est ainsi défini point par point, soit à partir de courbes eustatiques et de cartes de subsidence, soit directement à partir de cartes d'accommodation. Cette définition sera présentée plus en détail lors de l'application du modèle sur des cas réels.

Bien que ne modifiant pas l'espace disponible, la compaction influe sur le remplissage sédimentaire en modifiant l'épaisseur des couches sédimentaires. Nous avons choisi d'utiliser un modèle simple de compaction mécanique, reliant directement la porosité des sédiments à l'enfouissement maximal atteint par eux. Cette relation est supposée être de forme exponentielle. Ce choix permet d'obtenir une bonne approximation de la compaction (Beaudoin *et al.*, 1987).

Dans le cas de sédiments multilithologiques, nous avons repris l'idée de Rivenaes (1988) considérant que chaque lithologie a une porosité indépendante des autres. Cette hypothèse conduit à assimiler les couches sédimentaires composées d'un mélange de plusieurs lithologies telles que le sable et l'argile à une superposition de multiples sous-couches composées de lithologies pures. La porosité liée à chaque lithologie est ainsi traitée individuellement en fonction de l'enfouissement maximal atteint par la couche sédimentaire.

$$\text{pour chaque lithologie } i \Rightarrow \Phi_i = \Phi_{r,i} + (\Phi_{o,i} - \Phi_{r,i}) e^{-z/z_i}$$

avec

Φ_i	porosité de la lithologie i (en %)
$\Phi_{r,i}$	porosité résiduelle de la lithologie i (en %)
$\Phi_{o,i}$	porosité de dépôt de la lithologie i (en %)
z	enfouissement maximale atteint par la couche sédimentaire étudiée (en m)
z_i	enfouissement de référence de la lithologie i (en m)

Cette définition d'une porosité liée aux lithologies permet en particulier de simuler le transport individuel de chaque lithologie et d'en déduire les conséquences sur la porosité des couches sédimentaires.

32. L'introduction et la production de sédiments

L'espace disponible ayant été créé, la deuxième étape consiste à introduire des sédiments dans le bassin, ou à les produire à l'intérieur du domaine marin.

321. L'introduction de sédiments dans le domaine d'étude

Les flux de sédiments aux frontières du domaine étudié représentent géologiquement l'apport sédimentaire responsable du remplissage du bassin. Ils peuvent être perçus physiquement en terme de conditions limites du flux de sédiments.

Deux types de conditions limites sont possibles: (1) soit on impose la valeur exacte du flux en un secteur de la frontière, (2) soit on impose au flux de sédiments d'avoir une évolution continue. Le premier cas représente une zone d'apport imposée par des conditions externes au bassin tels que le débouché d'un fleuve drainant un bassin-versant extérieur au bassin. Le second cas représente une zone libre le long de laquelle le flux de sédiments est régi par des paramètres physiques internes au bassin tels que les caractéristiques des vagues. Lors de la simulation d'un bassin, il est possible de combiner ces deux types de conditions limites, en distinguant par exemple une zone continentale où le flux est imposé par les apports fluviaux externes et une zone marine où le flux est défini par les lois de transport interne.

322. La production sédimentaire à l'intérieur du domaine d'étude

Les sédiments peuvent également être produits à l'intérieur du bassin, et plus particulièrement dans le cas de sédiments carbonatés. Dans le cadre de notre propos, nous nous sommes focalisés sur l'étude de la simulation des facteurs abiotiques (voir chapitre 1). Nous avons choisi de simuler cette production à l'aide d'une formule empirique reliant le taux de production en chaque point du bassin à la bathymétrie et aux flux de sédiments (Lawrence *et al.*, 1990, Li *et al.*, 1993).

$$\text{pour chaque lithologie } i \Rightarrow \boxed{P_i = P_{o,i} B_i \prod_{j \neq i} F_{j,i}}$$

avec

P_i	taux de production de la lithologie i (en m/s)
$P_{o,i}$	taux de production maximal de la lithologie i (en m/s)

influence de la bathymétrie	$B_i = \begin{cases} 0 & \text{si } b \leq 0 \\ \frac{b}{b_i} & \text{si } 0 < b \leq b_i \\ e^{-\beta_i(b-b_i)} & \text{si } b > b_i \end{cases}$	B_i	influence de la bathymétrie (adimensionnelle)
		b	bathymétrie (en m)
		b_i	seuil bathymétrique (en m)
		β_i	coefficient d'atténuation (en m^{-1})

influence de la lithologie j	$F_{j,i} = \begin{cases} 1 & \text{si } Q_j \leq S_{j,i} \\ e^{-\gamma_{j,i}(Q_j - S_{j,i})} & \text{si } Q_j > S_{j,i} \end{cases}$	$F_{j,i}$	sensibilité de la lithologie i au flux de la lithologie j
		Q_j	flux de la lithologie j (en m^2/s)
		$S_{j,i}$	seuil de début d'inhibition (en m^2/s)
		$\gamma_{j,i}$	coefficient de sensibilité (en $m^{-2}.s$)

Afin de prendre en compte l'érosion des récifs lorsque ceux-ci sont émergés, nous avons simulé un processus d'altération mécanique de ces récifs en considérant que tout sédiment récifal situé dans la couche d'altération en domaine continental est transformé en sédiment "bioclastique". Les lithologies récifale et bioclastique sont transportés dans le bassin à l'instar des sédiments siliciclastiques.

33. Le transport des sédiments

331. Les équations de transport

Bien qu'il semble que l'approche de Komar soit la mieux adaptée aux problèmes soulevés dans le cadre de notre propos, nos errances initiales et des problèmes numériques nous ont empêché de dépasser le cadre théorique et d'assembler correctement cette loi de transport à l'équation de diffusion. Le modèle que nous avons développé est donc fondé actuellement uniquement sur une équation de diffusion.

Après avoir défini l'espace libre et la quantité de sédiments devant remplir le bassin, le modèle répartit ces sédiments à travers l'ensemble du bassin en accord avec ces lois de transport. Ces lois permettent d'estimer en chaque point du bassin le flux de chaque lithologie s'écoulant dans le bassin. En couplant ces lois aux principes de conservation de la masse, il est ainsi possible de définir le taux de sédimentation ou d'érosion. Ce transport sédimentaire est cependant limité à la couche d'altération, et la vitesse d'érosion en un point donné ne peut excéder la vitesse d'altération locale.

332. La résolution numérique

La résolution numérique des équations de transport est basée sur une discrétisation spatiale du bassin étudié, et une discrétisation temporelle de la formation.

(1) équation de diffusion

$$Q = -K \frac{\partial h}{\partial x} \Rightarrow \text{en chaque maille } i \quad Q_i^{(n+1)} = -K_i^{(n)} \frac{h_{i+1}^{(n)} - h_i^{(n)}}{dx}$$

(2) conservation de la masse

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x} \Rightarrow \text{en chaque maille } i \quad \frac{h_i^{(n+1)} - h_i^{(n)}}{dt} = -\frac{Q_i^{(n+1)} - Q_{i-1}^{(n+1)}}{dx}$$

$$\text{soit } h_i^{(n+1)} = h_i^{(n)} + \frac{dt}{dx^2} \left(K_i^{(n)} \frac{h_{i+1}^{(n)} - h_i^{(n)}}{dx} - K_i^{(n)} \frac{h_i^{(n)} - h_{i-1}^{(n)}}{dx} \right)$$

$$\text{avec } \begin{cases} h_i^{(n)} & \text{altitude de la maille } i \text{ et au temps } n \text{ (en m)} \\ K_i^{(n)} & \text{coefficient de diffusion au niveau de la maille } i \text{ (en m}^2/\text{s)} \\ Q_i^{(n)} & \text{flux de sédiments entre les mailles } i \text{ et } i+1 \text{ (en m}^2/\text{s)} \\ dt & \text{pas de temps (en s)} \\ dx & \text{largeur des mailles (en m)} \end{cases}$$

Le bassin étudié est décomposé en mailles carrées de taille constante, tandis que le remplissage de ce maillage est simulé au niveau d'une succession de temps de calcul, séparés par un pas de temps constant. Dans les cas réels présentés au chapitre suivant, la largeur des mailles est de l'ordre de 1 à 10 kilomètres en fonction du bassin simulé, tandis que le pas de temps est de l'ordre de 50 000 ans.

Les équations de transport sont ensuite résolues à l'aide d'un schéma numérique explicite. Le principe de cette résolution explicite consiste à exprimer les paramètres

physiques tels que le flux ou l'altitude au temps (n+1) en fonction de paramètres mesurées au temps (n) et dont les valeurs sont ainsi connues. Dans le cas monolithologique en deux dimensions, cette résolution s'écrit ainsi de la manière suivante.

Cette écriture assez simple devient cependant très complexe lors du passage en multilithologie et en 3D, et lors de la prise en compte de la restriction du transport des sédiments à la couche altérée.

La résolution explicite en volume fini est la méthode de calcul la plus rapide à mettre en oeuvre. Elle fournit de plus des résultats très précis si on reste dans le domaine de stabilité de l'algorithme, ce qui nécessite des pas de temps de calcul internes très petits, de l'ordre du siècle au millénaire. Il est cependant important de noter que ce pas de temps interne est un artifice numérique lié au schéma de résolution retenu, différent du pas de temps évoqué ci-dessus qui représente la durée du plus petit cycle sédimentaire simulable par le modèle diffusif.

pour chaque lithologie i

diffusion $\Rightarrow \bar{Q}_i = v_i K_{D,i} E_{eau} \bar{\nabla} h$

avec

{	\bar{Q}_i	flux diffusif de la lithologie i (en m^2/s)
{	v_i	teneur en lithologie i (adimensionnelle)
{	$K_{D,i}$	coefficient de diffusion relatif de la lithologie i (en m^2/s)
{	E_{eau}	efficacité de l'eau (adimensionnelle)
{	h	altitude de la surface du sol (en m)

et $K_i = K_{fluv.,i} - K_{vagues,i}$

dérive littorale $\Rightarrow Q_s = K_{L,i} E C_g f(b) \sin \alpha \cos \alpha \bar{\tau}$

avec $f(b) = \begin{cases} b/b_B & \text{si } b \leq b_B \\ e^{-a(b-b_B)} & \text{si } b > b_B \end{cases}$

{	Q_s	flux de la lithologie i induit par la dérive littorale (en m^2/s)
{	$K_{L,i}$	efficacité du transport de la lithologie i par les vagues
{	E	densité d'énergie des vagues $\left(= \frac{1}{8} \rho_e g H^2 \right)$
{	C_g	vitesse de propagation de l'énergie des vagues
{	$f(b)$	fonction de répartition du flux en fonction de la bathymétrie
{	α	angle d'approche des vagues
{	b_B	limite de la zone des brisants

4. Conclusion

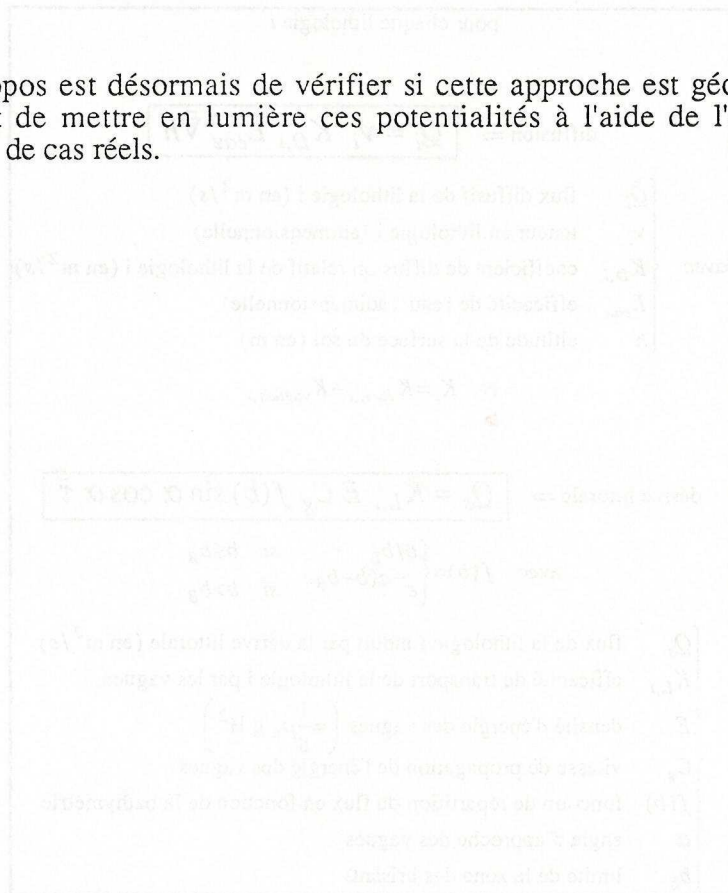
Nous venons d'obtenir deux lois de transport à grande échelle des sédiments (dizaine à centaine de kilomètres, centaine de milliers à dizaine de millions d'années). Ces deux lois ont pu être rattachées à des principes physiques permettant de mettre en lumière les hypothèses sous-jacentes à leur utilisation.

La loi de transport diffusif suppose que les sédiments s'écoulent à la surface du sol à l'instar d'un fluide visqueux qui chercherait à napper le sol. L'énergie motrice des sédiments est issue d'une transformation locale de l'énergie potentielle de l'eau en énergie cinétique. Validée en domaine continental, cette loi diffusive a été extrapolée en domaine marin afin de tenir compte de l'influence des apports fluviaux sur la sédimentation marine.

La loi de transport littoral suppose que le flux sédimentaire est proportionnel à l'énergie dissipée par les vagues sur le fond marin. Validé au niveau de la zone des brisants par des observations de littoraux actuels et par l'analyse physique du transfert de l'énergie cinétique des vagues vers les sédiments, ce principe a été extrapolé à l'ensemble du domaine marin afin de tenir compte des variations au cours du temps des régimes de houle.

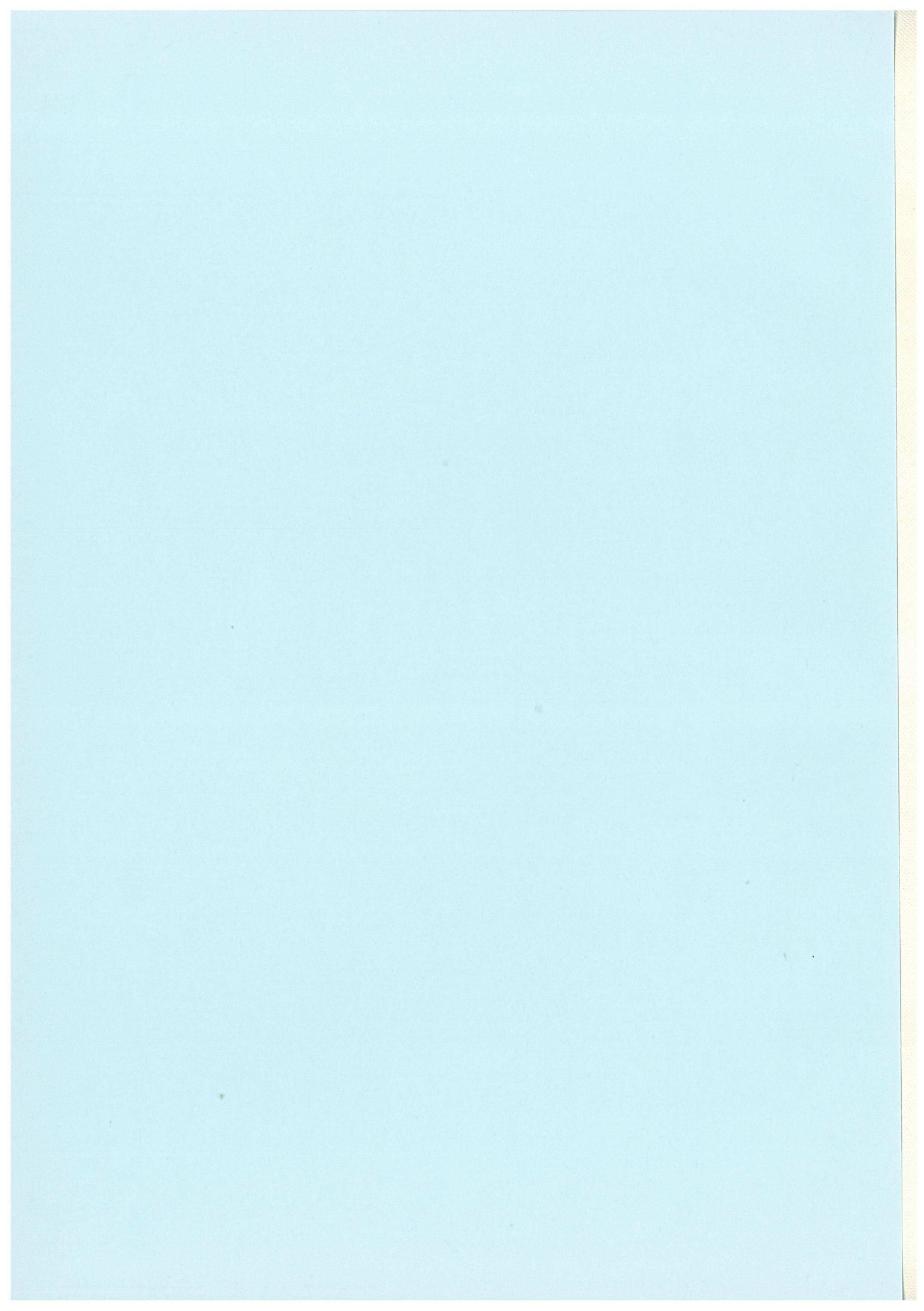
Ainsi, bien qu'empiriques, ces deux lois de transport à grandes échelles sont issues de principes physiques classiques. Il nous semble donc que cette approche est **physiquement cohérente**.

Notre propos est désormais de vérifier si cette approche est géologiquement cohérente et de mettre en lumière ces potentialités à l'aide de l'étude de cas théoriques et de cas réels.



Conclusion

Notre travail d'explorer deux lois de transport à grande échelle des sédiments (la loi de transport diffusif et la loi de transport littoral) a permis de mettre en évidence certaines limites de ces lois. Ces deux lois ont pu être utilisées à des échelles géologiques pour estimer les flux de sédiments à l'aide de données géologiques et géométriques.



Chapitre 3

Applications du modèle

Nous venons de voir que l'approche diffusive permettait d'élaborer un modèle déterministe de remplissage de bassin fondé sur des lois empiriques physiquement cohérentes. Nous avons appliqué ce modèle sur une série de cas théoriques imposant les variations du niveau marin relatif et le flux sédimentaire afin de tester sa cohérence géologique avant de l'appliquer sur deux cas réels: le groupe du Mesa Verde du bassin du San Juan, aux États-Unis, et le Crétacé inférieur du bassin de Paris.

1. Test de la cohérence géologique du modèle

Afin de vérifier si le modèle permet de simuler un remplissage sédimentaire géologiquement cohérent, nous nous sommes intéressés à tester la reproductibilité des géométries prédites par les modèles de stratigraphie génétique et validées par les analyses de terrain (Lafont, 1994, Navarre, 1995).

11. Les concepts de la stratigraphie génétique

Le remplissage des bassins sédimentaires résulte d'un empilement de séquences, expression, à deux échelles de temps différentes, de deux types de processus (Beerbower, 1964). On distingue ainsi les **processus autocycliques** internes au système sédimentaire étudié, tels que les tempêtes ou les crues, et les **processus allocycliques** dues à des variations de paramètres externes au système sédimentaire, tels que le niveau absolu de la mer (eustatisme), la subsidence tectonique ou les apports sédimentaires.

La **stratigraphie génétique** a pour but l'étude de l'empilement des unités génétiques définies comme étant le plus petit motif stratigraphique d'origine allocyclique (Cross, 1988, Guillocheau, 1991, Homewood *et al.*, 1992, Guillocheau, 1995). Les unités génétiques sont délimitées par deux surfaces d'inondation maximale, et enregistrent un cycle de variation des environnements de dépôts décomposable en une phase de progradation et une phase de rétrogradation. La conséquence principale est qu'au cours d'un cycle de variation du niveau relatif de la mer, un même environnement de dépôt est préservé d'une manière différentielle, induisant ainsi un **partitionnement volumétrique des sédiments** (Cross *et al.*, 1993, Sonnenfeld et Cross, 1993). Au cours de la phase

de progradation (figure 3.1 a), les sédiments sont principalement déposés en domaine marin tandis qu'une faible aggradation, voire une érosion, a lieu en domaine continental. A l'inverse, au cours de la phase de rétrogradation (figure 3.1 b), les sédiments sont essentiellement déposés en domaine continental, tandis que le littoral est soumis à un ravinement et que le domaine marin est affamé, ce qui conduit à des séries marines condensées. On constate donc une préservation différentielle d'un même milieu de sédimentation au cours d'un cycle.

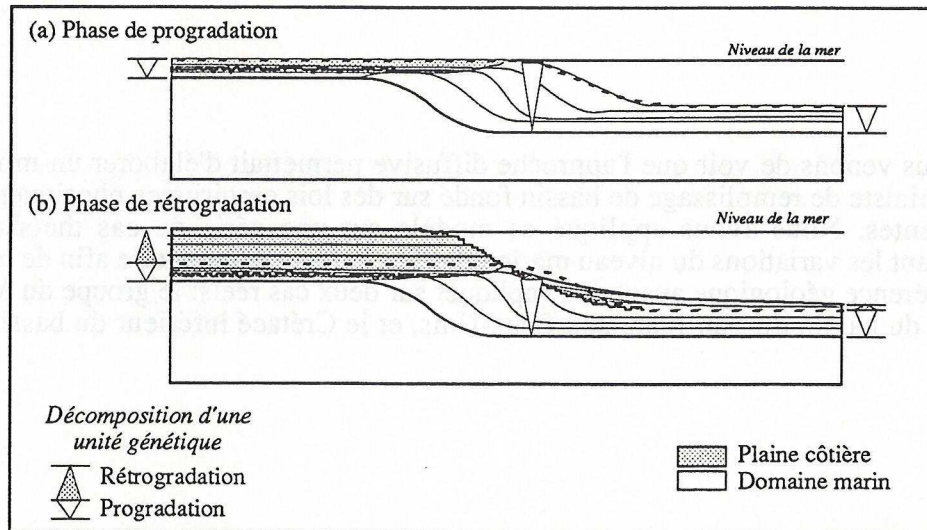


figure 3.1. Formation d'une unité génétique (d'après Guillocheau, 1995, et Robin, 1995)

Les variations des paramètres allocycliques induisent des variations du niveau relatif de la mer contrôlant plusieurs ordres de cyclicité dont le plus grand, à haute-fréquence, est responsable de la formation des unités génétiques. La superposition de ces différents ordres de cyclicités conduit à une **distorsion des unités génétiques** (Cross, 1988, Guillocheau, 1991, 1995).

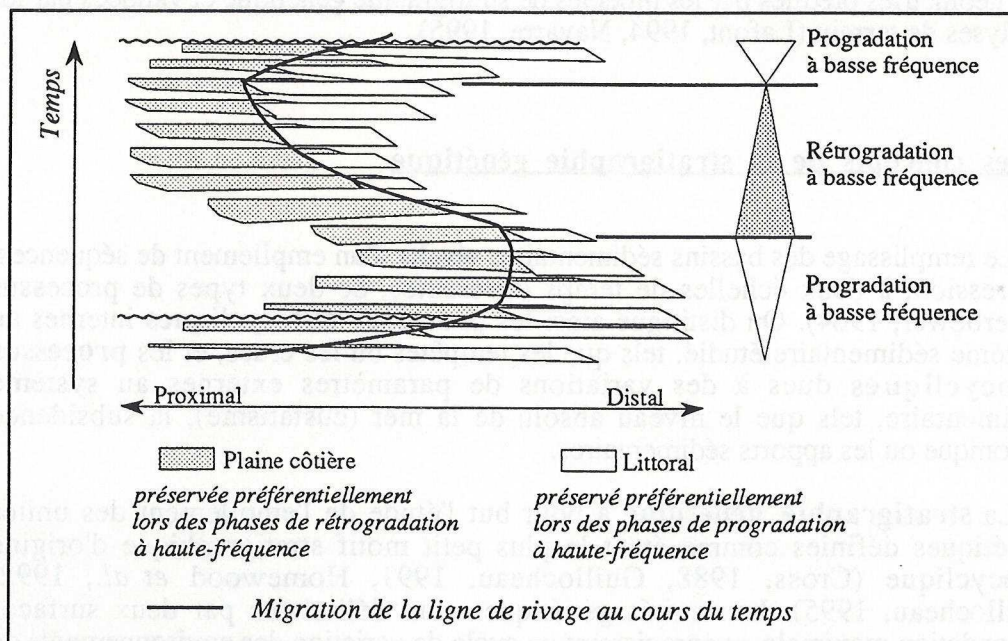


figure 3.2. Distorsion des unités génétiques (d'après Cross, 1988)

Si nous superposons deux ordres de variation du niveau marin relatif que nous nommerons cyclicité à haute fréquence et à basse fréquence, nous constatons que les phases de progradation à haute fréquence sont amplifiées durant les phases de progradation à basse fréquence, tandis que les phases de rétrogradation à haute

fréquence le sont lors des phases de rétrogradation à basse fréquence (figure 3.2). Cette amplification d'une phase par rapport à l'autre suivant l'emplacement de l'unité génétique au sein du groupement intensifie le partitionnement volumétrique vu précédemment au niveau d'une unité génétique. Du fait de ce partitionnement, impliquant que le littoral est préservé préférentiellement en phase de progradation, la distorsion des unités génétiques induit le dépôt de multiples unités à haute fréquence à dominante littorale au sein de la phase de progradation à basse fréquence, et d'unités à haute fréquence à dominante continentale lors de la phase de rétrogradation à basse fréquence.

En partant de ces concepts de stratigraphie génétique, nous nous sommes intéressés à la simulation d'un cas théorique très simple pour savoir si le modèle diffusif que nous avons développé permet de restituer ces règles de partitionnement volumétrique et de distorsion des unités génétiques.

12. La restitution des implications géométriques des concepts de la stratigraphie génétique

Pour réaliser cette vérification, nous avons étudié l'évolution au cours du temps d'une section 2D.

121. Les paramètres du modèle

Dans cette série de test, les variations de niveau relatif de la mer sont induites par un seul ordre de cyclicité. L'amplitude des cycles est égale à 5 mètres et la période de ces cycles est égale à 100 000 ans (figure 3.3), valeurs compatibles avec les ordres de grandeurs des cycles astronomiques (Lafont, 1994, Granjeon *et al.*, 1994, Guillocheau, 1995). Du fait de la faible durée de simulation, quelques centaines de milliers d'années, nous avons considéré dans un premier temps que les variations du niveau marin relatif induites par la subsidence sont faibles, voire nulles. Une étude de l'influence de la vitesse de subsidence a été menée dans un second temps (voir paragraphe 124).

Comme le sable et l'argile représentent au sein du modèle diffusif des lithologies moyennes, il est raisonnable de considérer que les apports en sable et en argile sont égaux. Dans cette série de test, nous avons supposé que le taux d'apport de chacune de ces deux lithologies est égal à 2 kilomètres carrés par million d'années.

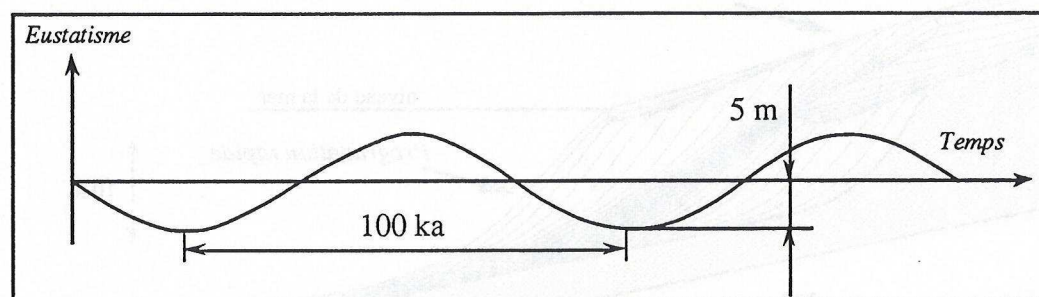


figure 3.3. Définition de l'eustatisme pour le test 1

Le coefficient de diffusion est défini en fonction de la lithologie et du milieu de dépôt afin de différencier un transport rapide en domaine continental et un transport lent, freiné par les vagues, en domaine marin. Des coefficients de diffusion relatifs ont été définis pour chacune de ces lithologies afin de respecter deux observations de terrain.

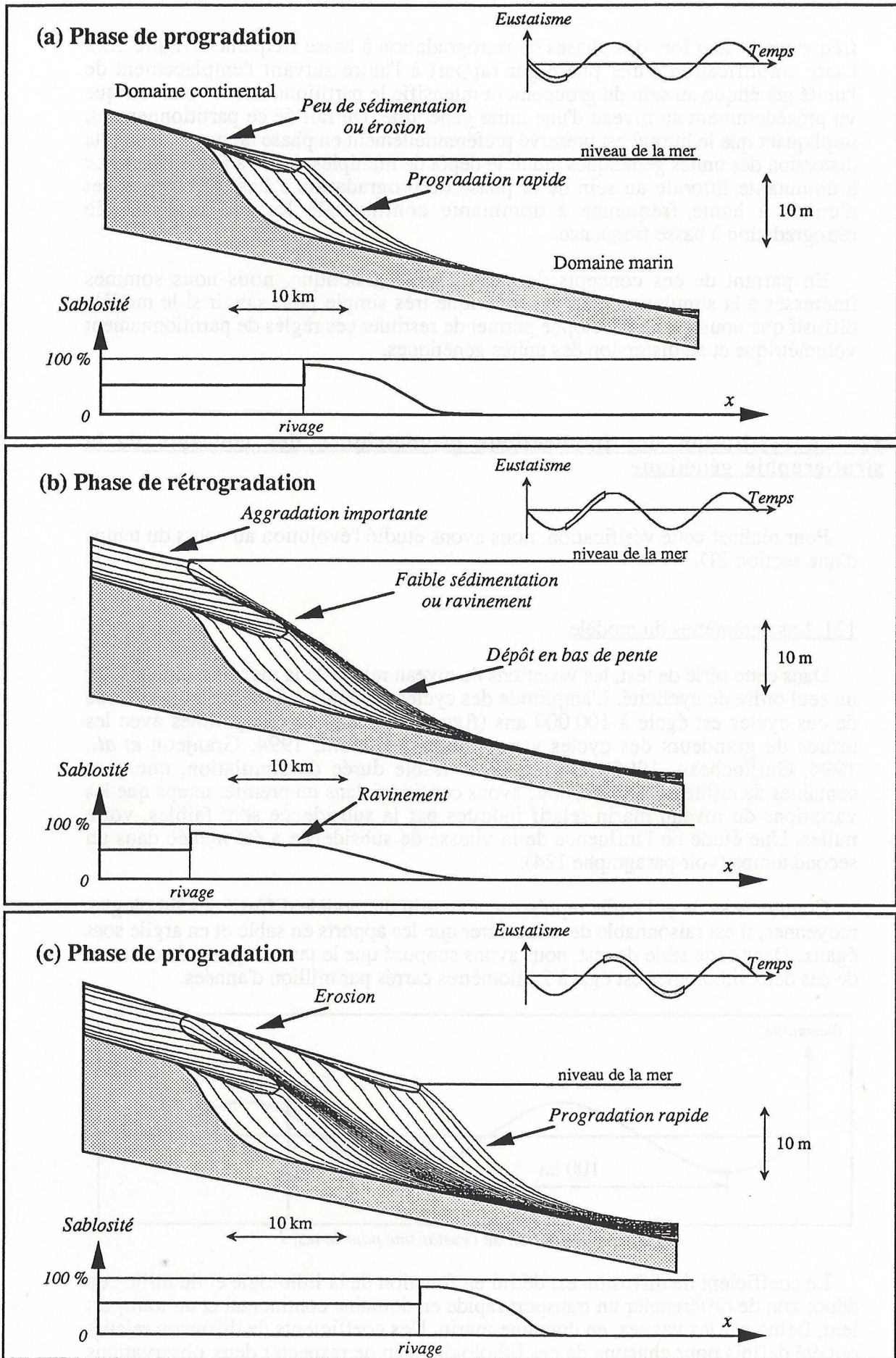


figure 3.4. Simulation de l'expression d'un ordre de cyclicité eustatique

(1) En domaine continental, aucune ségrégation lithologique majeure n'est apparente sur une coupe 2D parallèle à la direction du transport et située au sein de la plaine côtière.

(2) En domaine marin, une très importante ségrégation du sable, transporté par traction, et de l'argile, transportée en suspension dans l'eau, induit la formation de littoraux à dominante sableuse évoluant progressivement vers un domaine marin à dominante argileuse.

Afin de respecter ces deux constats, les deux règles suivantes ont ainsi été appliquées pour définir les coefficients de diffusion relatifs: (1) le sable est aussi diffusif que l'argile en domaine continental, et (2) moins diffusif en domaine marin.

Les mesures d'environnements de dépôt actuels permettent d'avoir une estimation des pentes de dépôt. Généralement, cette pente varie entre 0,01 et 1 mètre par kilomètre en domaine continental (McCarthy *et al.*, 1992, Thorne *et al.*, 1993), et entre 1 et 20 mètres par kilomètre en domaine littoral (Sestini, 1989, Cowell *et al.*, 1995, Niedoroda *et al.*, 1995). Sur des formations anciennes tels que le Bassin du San Juan (Navarre, 1995), les valeurs des pentes sont de l'ordre 0,1 mètre par kilomètre en domaine continental, et de 1 à 5 mètres par kilomètre en domaine littoral.

Afin de respecter ces valeurs de pentes observées, nous avons retenu les valeurs suivantes des coefficients de diffusion.

	Sable	Argile
Continental	10 km ² /ka	
Marin	1 km ² /ka	5 km ² /ka

122. Test 1. Restitution du partitionnement volumétrique

Les séquences de dépôts simulées peuvent être subdivisées en une phase de progradation, suivie d'une phase de rétrogradation du littoral. Ces deux phases peuvent s'expliquer de la manière suivante.

1) La phase de progradation (figure 3.4a).

Cette phase correspond en partie à la période de chute du niveau marin relatif. Cette chute entraîne un abaissement du profil d'équilibre des fleuves. Les cours d'eau, afin d'atteindre leur profil d'équilibre, induisent ainsi un transport rapide des sédiments vers le littoral. Nous constatons ainsi une très faible aggradation, voire une érosion, de la plaine côtière et une progradation rapide du littoral dont la pente présente une valeur élevée.

2) La phase de rétrogradation (figure 3.4b).

Complémentaire de la phase précédente, cette phase correspond à la montée du niveau marin relatif. Cette remontée induit une élévation du niveau d'équilibre des fleuves. Une sédimentation importante a lieu en domaine continental pour permettre aux cours d'eau d'atteindre leur profil d'équilibre. Nous constatons ainsi une très forte aggradation de la plaine côtière. Le domaine littoral, sous-alimenté en sédiment, est soumis à un ravinement dont les produits sont entraînés puis déposés vers le large. Cette sous-alimentation et ce ravinement induisent un recul de la ligne de rivage et une diminution de la pente du littoral.

Nous remarquons ainsi que la règle du **partitionnement volumétrique des sédiments** est convenablement restituée.

123. Test 2. Restitution de la distorsion des unités génétiques

Afin d'appréhender la distorsion des unités génétiques, nous avons étudié l'influence de la superposition de deux ordres de cyclicités eustatiques sur l'enregistrement sédimentaire. L'amplitude et la période de ces cycles eustatiques sont respectivement égales à 10 mètres et 800 000 ans, et à 2.5 mètres et 100 000 ans (figure 3.5).

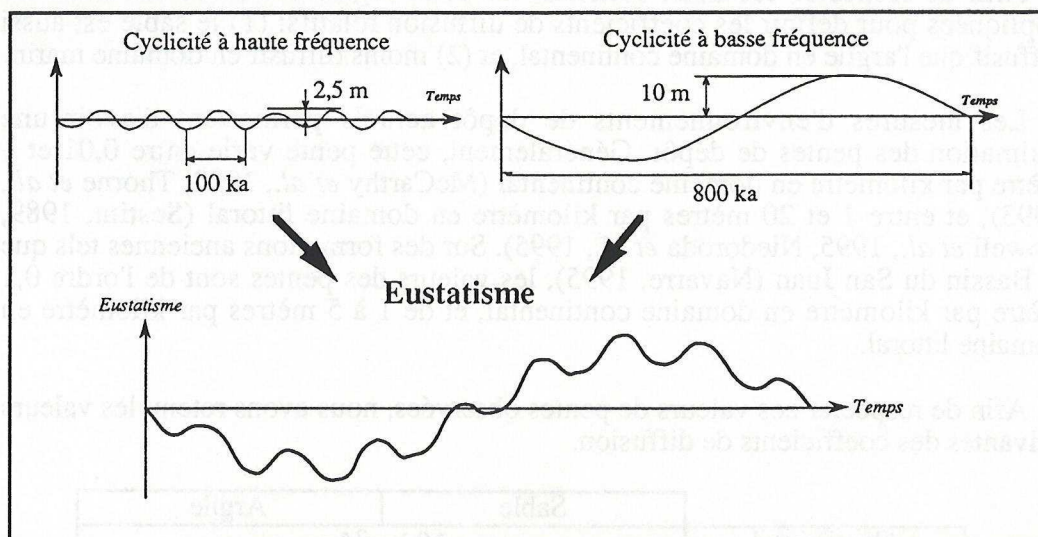


figure 3.5. Définition de l'eustatisme

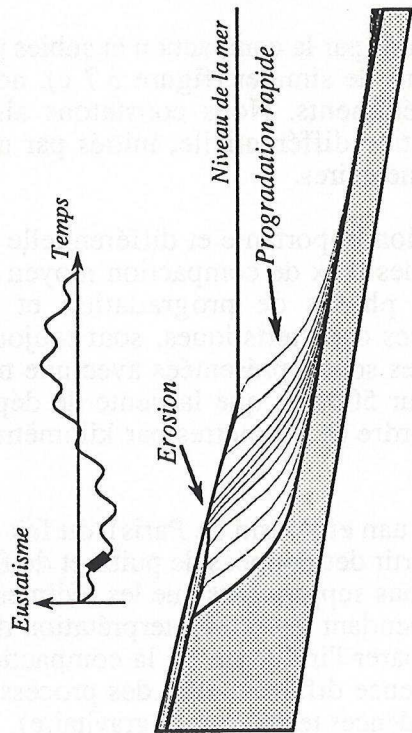
Si nous analysons le résultat de la simulation issue de ces paramètres, nous constatons que seule la variation du niveau marin relatif à haute fréquence génère des séquences sédimentaires, ou unités génétiques, décomposables en des phases de progradation et de rétrogradation à haute fréquence. L'ordre de cyclicité inférieur, à basse fréquence, génère un empilement de ces unités au sein d'un groupement d'unités génétiques à son tour décomposable en des phases de progradation et de rétrogradation à basse fréquence.

Les unités génétiques simulées par le modèle diffusif sont déformées en accord avec la position de ces unités au sein du groupement. Ainsi, la phase de progradation des unités génétiques est prédominante au sein de la phase de progradation du groupement d'unité génétique, avec un très faible dépôt, voire une érosion, en domaine continental et une progradation importante des sédiments littoraux (figure 3.6 a et b), tandis que la phase de rétrogradation, caractérisée par une très forte aggradation du domaine continental et une faible progradation du littoral, est favorisée au sein de la phase de rétrogradation du groupement d'unité génétique (figure 3.6 c et d).

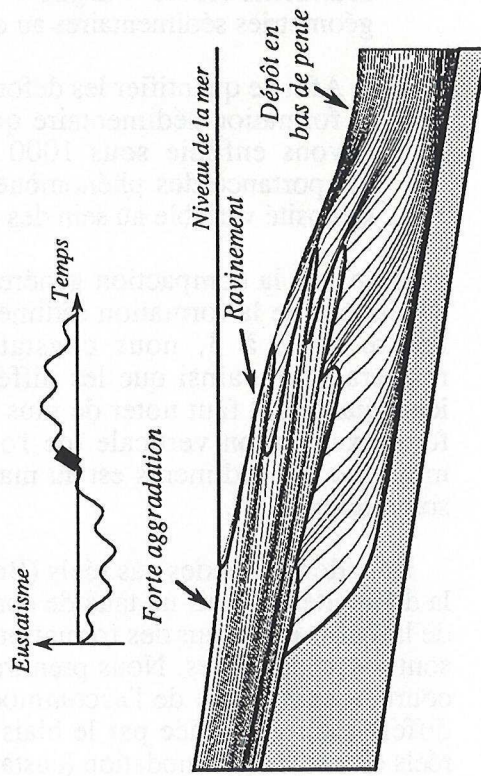
Le modèle restitue donc convenablement la **distorsion des unités génétiques**.

Comme le modèle diffusif permet de restituer le partitionnement volumétrique des sédiments et la distorsion des unités génétiques, nous pouvons donc considérer qu'il est géologiquement cohérent. Nous avons donc cherché à analyser plus en détail les résultats des simulations obtenues afin de quantifier (1) l'influence de la vitesse de subsidence sur la formation des unités génétiques, (2) les variations de la pente du littoral au cours du temps, et (3) les relations entre la bathymétrie et la sablosité.

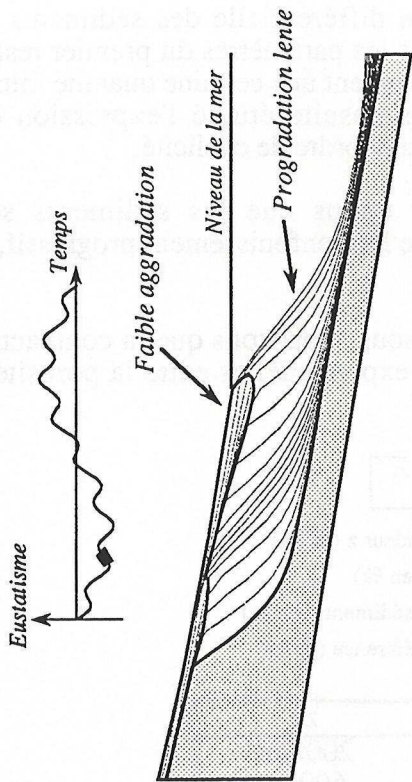
(a) Phase de progradation à haute-fréquence au sein de la phase de progradation à basse fréquence



(c) Phase de rétrogradation à haute-fréquence au sein de la phase de rétrogradation à basse fréquence



(b) Phase de rétrogradation à haute-fréquence au sein de la phase de progradation à basse fréquence



(d) Phase de progradation à haute-fréquence au sein de la phase de rétrogradation à basse fréquence

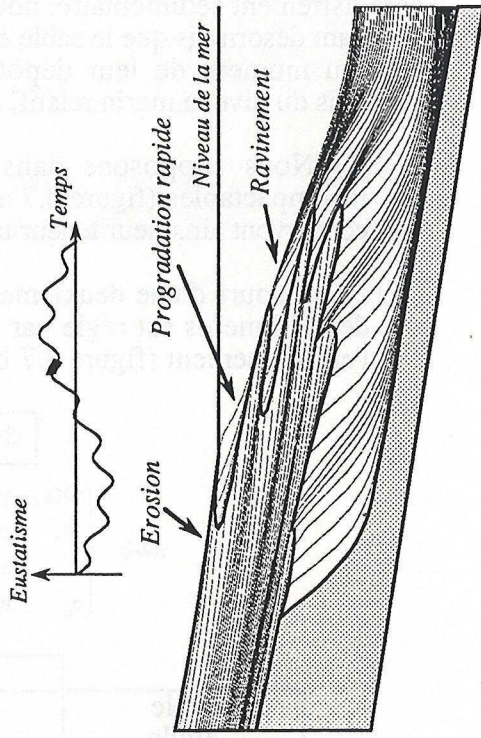


figure 3.6. Simulation de l'expression de deux ordres de cyclicités

124. Test 3. Influence de la compaction des sédiments

Afin de tester l'influence de la compaction différentielle des sédiments sur l'enregistrement sédimentaire, nous avons repris les paramètres du premier test en supposant désormais que le sable et l'argile contiennent une certaine quantité initiale d'eau au moment de leur dépôt. Nous avons ensuite étudié l'expression des variations du niveau marin relatif, défini par un seul ordre de cyclicité.

- (1) Nous supposons dans un premier temps que les sédiments sont incompactables (figure 3.7 a). Au cours de leur enfouissement progressif, ils conservent ainsi leur teneur initiale en eau.
- (2) Au cours d'une deuxième simulation, nous supposons que la compaction des sédiments est régie par des relations exponentielles entre la porosité et l'enfouissement (figure 3.7 b).

$$\Phi(z) = \Phi_o e^{-z/z_o}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} \Phi(z) \text{ porosité à la profondeur } z \text{ (en \%)} \\ \Phi_o \text{ porosité de dépôt (en \%)} \\ z \text{ enfouissement des sédiments (en m)} \\ z_o \text{ enfouissement de référence (en m)} \end{array} \right.$

	Φ_o	z_o
sable	45 %	2000 m
argile	70 %	500 m

La comparaison des simulations avec et sans compaction nous montre que la prise en compte de cette compaction induit une diminution du volume total des sédiments (sable + argile + eau) sans créer de déformation importante des géométries sédimentaires au cours de cette phase initiale du dépôt.

- (3) Afin de quantifier les déformations induites par la compaction et subies par la formation sédimentaire que nous venons de simuler (figure 3.7 c), nous l'avons enfouie sous 1000 mètres de sédiments. Nous constatons ainsi l'importance des phénomènes de compaction différentielle, initiés par une sablosité variable au sein des couches sédimentaires.

Bien que la compaction génère une diminution importante et différentielle de l'épaisseur de la formation sédimentaire, avec des taux de compaction moyen de l'ordre de 2 à 3, nous constatons que les phases de progradation et de rétrogradation, ainsi que les différentes surfaces caractéristiques, sont toujours identifiables. Il faut noter de plus que les figures sont représentées avec une très forte exagération verticale (de l'ordre de 1 pour 500), et que la pente de dépôt moyenne des sédiments est au maximum de l'ordre de 10 mètres par kilomètre, soit inférieur à 1°.

Lors de l'étude des cas réels (Bassin du San Juan et Bassin de Paris), du fait de la difficulté à définir un taux de compaction à partir des données de puits, et du fait de la faible épaisseur des formations étudiées, nous supposons que les sédiments sont incompactables. Nous prendrons garde cependant lors de l'interprétation des courbes d'évolution de l'accommodation, de séparer l'influence de la compaction différentielle (simulée par le biais d'une subsidence différentielle) des processus réels créant l'accommodation (eustatisme et subsidences tectonique et gravitaire).

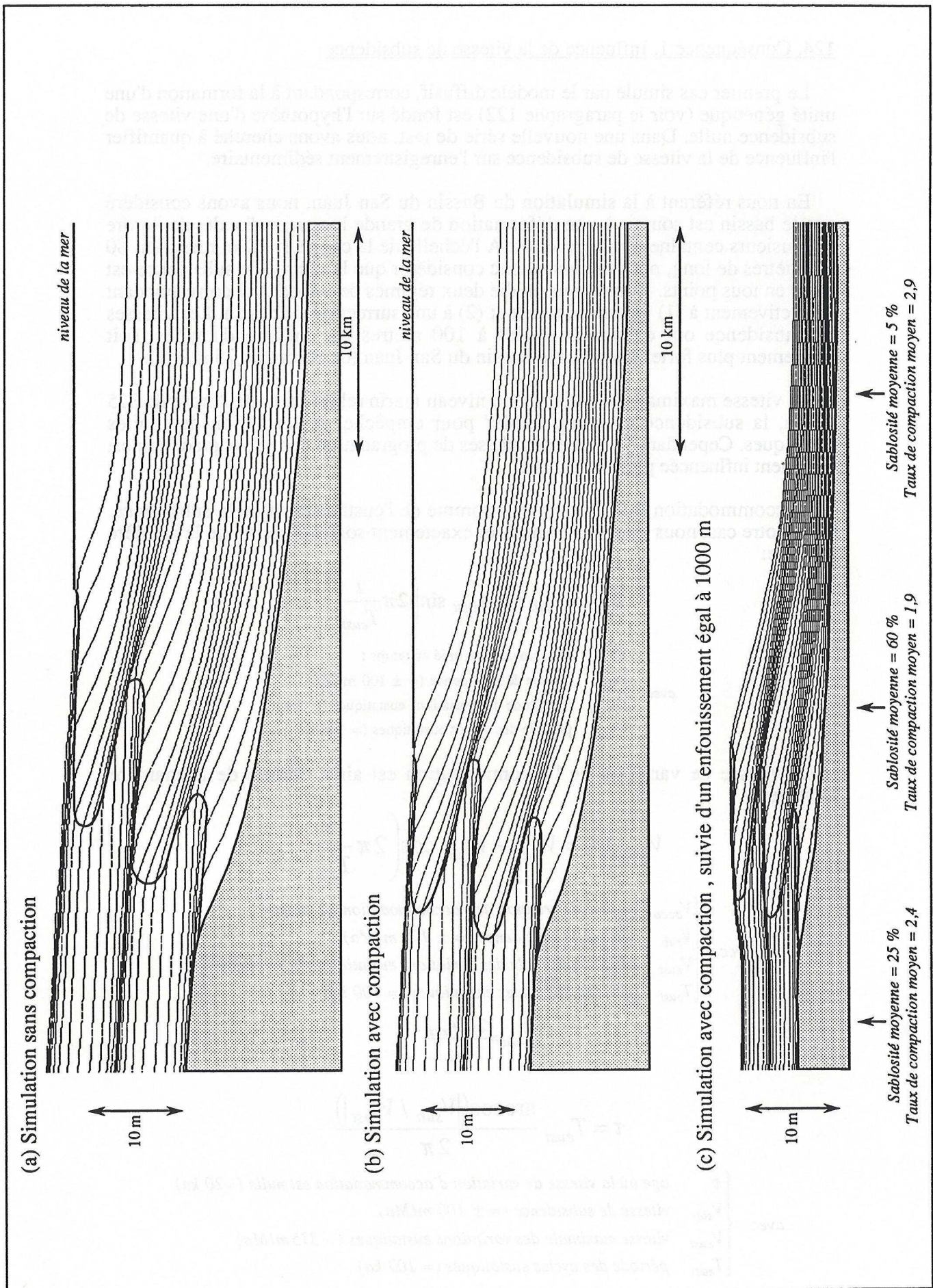


figure 3.7. Influence de la compaction sur l'enregistrement sédimentaire

124. Conséquence 1. Influence de la vitesse de subsidence

Le premier cas simulé par le modèle diffusif, correspondant à la formation d'une unité génétique (voir le paragraphe 122) est fondé sur l'hypothèse d'une vitesse de subsidence nulle. Dans une nouvelle série de test, nous avons cherché à quantifier l'influence de la vitesse de subsidence sur l'enregistrement sédimentaire.

En nous référant à la simulation du Bassin du San Juan, nous avons considéré que le bassin est soumis à une déformation de grande longueur d'onde, de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres. A l'échelle de la coupe étudiée, mesurant 80 kilomètres de long, nous pouvons donc considérer que la vitesse de subsidence est égale en tous points. Nous avons étudié deux régimes de subsidence correspondant respectivement à (1) un enfoncement et (2) à une surrection du bassin. Les vitesses de subsidence ont été prises égales à 100 mètres par million d'années, soit légèrement plus fortes que dans le Bassin du San Juan (de l'ordre de 75 m/Ma).

La vitesse maximale de variation du niveau marin relatif étant de l'ordre de 315 m/Ma, la subsidence est "trop faible" pour empêcher la formation des unités génétiques. Cependant, la durée des phases de progradation et de rétrogradation est fortement influencée par cette vitesse.

L'accommodation est définie par la somme de l'eustatisme et de la subsidence. Dans notre cas, nous pouvons formaliser exactement son expression de la manière suivante:

$$Z(t) = V_{sub} t - A_{eust} \sin\left(2\pi \frac{t}{T_{eust}}\right)$$

avec

Z	accommodation créé au temps t
V_{sub}	vitesse de subsidence ($= \pm 100$ m/Ma)
A_{eust}	amplitude des variations eustatiques ($= 5$ m)
T_{eust}	période des cycles eustatiques ($= 100$ ka)

La vitesse de variation de l'accommodation est ainsi définie de la manière suivante:

$$V_{acco}(t) = V_{sub} - V_{eust} \cos\left(2\pi \frac{t}{T_{eust}}\right)$$

avec

V_{acco}	vitesse de création de l'accommodation au temps t
V_{sub}	vitesse de subsidence ($= \pm 100$ m/Ma)
V_{eust}	vitesse maximale des variations eustatiques (≈ 315 m/Ma)
T_{eust}	période des cycles eustatiques ($= 100$ ka)

$$V_{eust} = \frac{2\pi A_{eust}}{T_{eust}}$$

$$\tau = T_{eust} \frac{\arccos(|V_{sub} / V_{eust}|)}{2\pi}$$

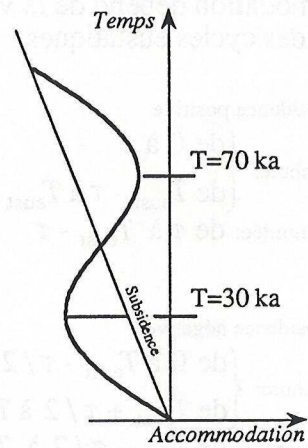
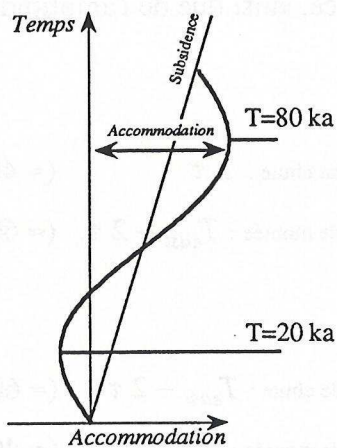
avec

τ	age où la vitesse de variation d'accommodation est nulle (≈ 20 ka)
V_{sub}	vitesse de subsidence ($= \pm 100$ m/Ma)
V_{eust}	vitesse maximale des variations eustatiques (≈ 315 m/Ma)
T_{eust}	période des cycles eustatiques ($= 100$ ka)

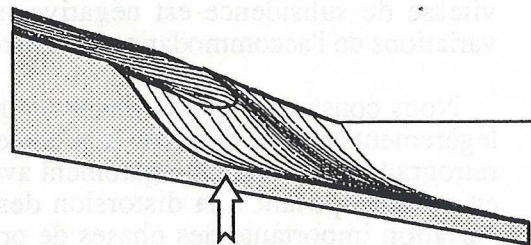
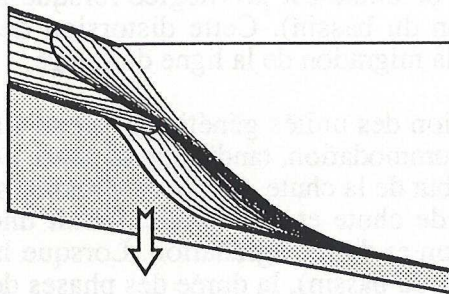
Cas 1: Subsidence positive

Cas 2: Subsidence négative (ou surrection)

(a) Courbes d'accommodation



(b) Géométries simulées



(c) Migration de la ligne de rivage au cours du temps

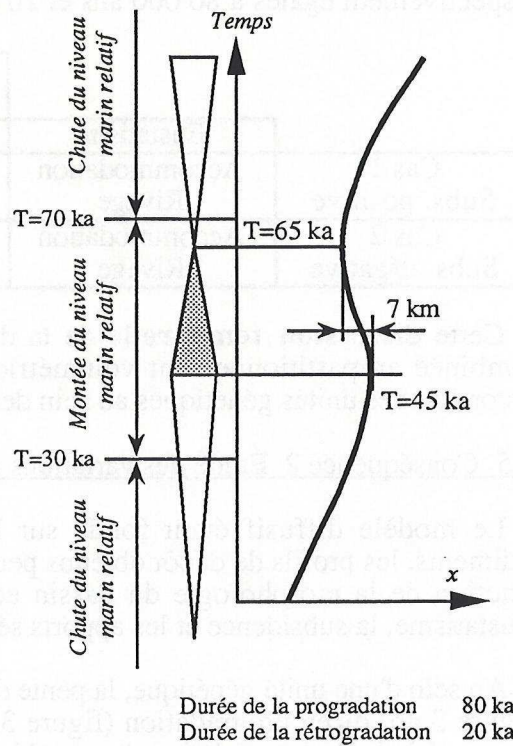
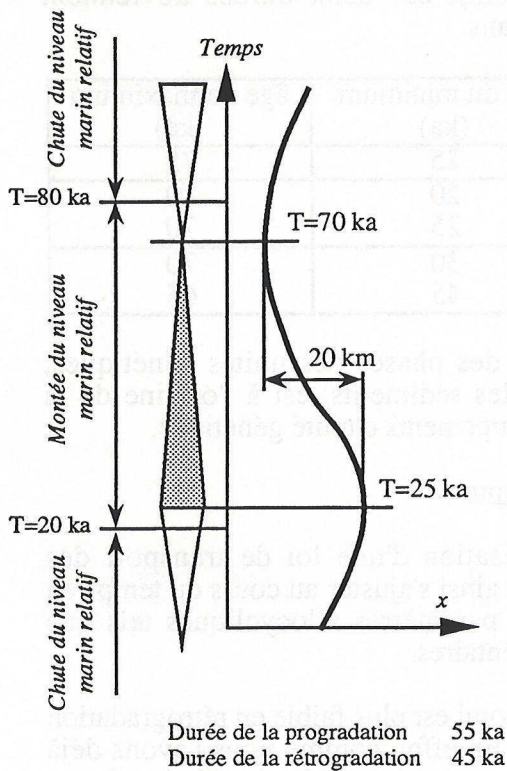


figure 3.8. Etude de l'influence de la vitesse de subsidence sur la durée des phases de progradation et de rétrogradation et sur l'amplitude des mouvements du rivage

Nous constatons ainsi que la durée des phases de chute et de montée de l'accommodation dépend de la vitesse de subsidence, ainsi que de l'amplitude et de la durée des cycles eustatiques.

cas 1: subsidence positive

$$\begin{array}{l} \text{phase de chute: } \left\{ \begin{array}{l} \text{de } 0 \text{ à } \tau \\ \text{de } T_{\text{eust}} - \tau \text{ à } T_{\text{eust}} \end{array} \right. \quad \text{durée de chute: } 2 \tau \quad (\approx 40 \text{ ka}) \\ \text{phase de montée: de } \tau \text{ à } T_{\text{eust}} - \tau \quad \text{durée de montée: } T_{\text{eust}} - 2 \tau \quad (\approx 60 \text{ ka}) \end{array}$$

cas 2: subsidence négative

$$\begin{array}{l} \text{phase de chute: } \left\{ \begin{array}{l} \text{de } 0 \text{ à } T_{\text{eust}} - \tau/2 \\ \text{de } T_{\text{eust}} + \tau/2 \text{ à } T_{\text{eust}} \end{array} \right. \quad \text{durée de chute: } T_{\text{eust}} - 2 \tau \quad (\approx 60 \text{ ka}) \\ \text{phase de montée: de } T_{\text{eust}} - \tau/2 \text{ à } T_{\text{eust}} + \tau/2 \quad \text{durée de montée: } 2 \tau \quad (\approx 40 \text{ ka}) \end{array}$$

La phase de montée est privilégiée lorsque la vitesse de subsidence est positive (enfouissement du bassin), tandis que la phase de chute est privilégiée lorsque la vitesse de subsidence est négative (surrection du bassin). Cette distorsion des variations de l'accommodation se répercute sur la migration de la ligne du rivage.

Nous constatons que la phase de progradation des unités génétiques prend fin légèrement après le début de la montée de l'accommodation, tandis que la phase de rétrogradation prend fin légèrement avant le début de la chute. Ces deux décalages, en se surimposant à la distorsion des phases de chute et de montée, induit une variation importante des phases de progradation et de rétrogradation. Lorsque la vitesse de subsidence est positive (enfouissement du bassin), la durée des phases de progradation est de l'ordre de 55 000 ans, tandis que la durée des phases de rétrogradation est de l'ordre de 45 000 ans. Au contraire, lorsque la vitesse de subsidence est négative (surrection du bassin), ces deux durées deviennent respectivement égales à 80 000 ans et 20 000 ans.

		âge du minimum (ka)	âge du maximum (ka)
Eustatisme		25	75
Cas 1 Subs. positive	Accommodation	20	80
	Rivage	25	70
Cas 2 Subs. négative	Accommodation	30	70
	Rivage	45	65

Cette distorsion temporelle de la durée des phases des unités génétiques, combinée au partitionnement volumétrique des sédiments, est à l'origine de la distorsion des unités génétiques au sein des groupements d'unité génétique.

125. Conséquence 2. Étude des variations de pente

Le modèle diffusif étant fondé sur l'utilisation d'une loi de transport des sédiments, les profils de dépôt obtenus peuvent ainsi s'ajuster au cours du temps en fonction de la morphologie du bassin et des paramètres allocycliques tels que l'eustatisme, la subsidence et les apports sédimentaires.

Au sein d'une unité génétique, la pente du littoral est plus faible en rétrogradation (figure 3.4b) qu'en progradation (figure 3.4a). En effet, comme nous l'avons déjà vu, en période de progradation, l'ensemble des apports introduits dans le bassin est transporté à travers le domaine continental sans occasionner de dépôt très important. Le flux sédimentaire arrivant au niveau du littoral est ainsi très élevé. Comme ce

flux est proportionnel à la pente, le littoral présente une pente importante. A l'opposé, lors de la phase de rétrogradation, la majeure partie des sédiments est déposée en domaine continental, ce qui induit un flux sédimentaire faible au niveau du littoral, et une diminution de la pente. De plus, lors de la rétrogradation, la mer envahit progressivement l'ancien domaine continental qui a une pente extrêmement faible. Le domaine marin hérite ainsi d'une morphologie très peu inclinée.

Cette variation des pentes des unités génétiques s'observe également au niveau du groupement d'unités génétiques. Si nous nous intéressons uniquement à la pente du littoral au niveau de la surface d'inondation marquant la fin de la progradation et le début de la rétrogradation à haute fréquence, nous constatons que la valeur de cette pente varie au cours du temps en fonction de la position de l'unité génétique au sein du groupement d'unité génétique.

bathymétrie (m)	Distance au rivage (km)		Pente du domaine marin (m/km)	
	Progradation basse fréquence	Rétrogradation basse fréquence	Progradation basse fréquence	Rétrogradation basse fréquence
0	0	0	1	0,5
10	10	5	0,5	0,35
20	15	8,5	0,25	0,35
30	17,5	12	0,1	0,45
40	-	17,5	-	-

Pendant la phase de progradation à basse fréquence (figure 3.6 a), les corps sédimentaires littoraux comblent progressivement un bassin dont la bathymétrie est élevée. La pente du littoral est donc importante à proximité du littoral, et diminue très rapidement en direction du large, induisant ainsi un profil de géométrie sensiblement constante au cours du temps. Au contraire, durant la période de rétrogradation à basse fréquence (figure 3.6 c), le domaine marin envahit progressivement le domaine continental qui avait antérieurement une pente quasi nulle. Le domaine marin hérite d'une morphologie très peu inclinée mais très étendue, définissant ainsi une "plate-forme" de faible bathymétrie. L'aggradation de cette "plate-forme" au cours de la progradation des unités littorales induit une pente faible des corps sédimentaires littoraux.

Au sein d'une unité génétique comme au sein d'un groupement d'unité génétique, le modèle diffusif prédit donc une pente importante du littoral en période de progradation, et une pente faible en période de rétrogradation. Ces géométries dépendent cependant du contexte régionale du bassin et du rapport entre la vitesse de variation à long-terme de l'accommodation et la vitesse de variation à court-terme.

126. Conséquence 3. Relation entre sablosité et bathymétrie

Les simulations présentées ci-dessus ont été effectuées en introduisant du sable et de l'argile dans le bassin afin de pouvoir prendre en compte l'influence de cet apport multilithologique sur la formation des unités sédimentaires.

Comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, les deux lois diffusives décrivant le transport des sédiments s'écrivent de la manière suivante:

$$\begin{cases} Q_{sable} = -K_{sable} v_{sable} \frac{\partial h}{\partial x} \\ Q_{argile} = -K_{argile} v_{argile} \frac{\partial h}{\partial x} \end{cases}$$

avec $\begin{cases} K & \text{le flux de sédiment (en m}^2/\text{an)} \\ K & \text{le coefficient de diffusion relatif (en m}^2/\text{an)} \\ v & \text{la teneur en lithologie (adimensionnelle)} \\ \frac{\partial h}{\partial x} & \text{la pente du bassin (adimensionnelle)} \end{cases}$

Les valeurs des coefficients de diffusion relatifs ont permis de respecter les deux règles de ségrégation que nous avons imposé et induisant le dépôt d'une plaine côtière sablo-argileuse, et d'un littoral sableux évoluant progressivement vers un domaine marin argileux. L'analyse des résultats des simulations montre que la relation entre la sablosité et la bathymétrie évolue dans l'espace et au cours du temps.

Comme nous avons considéré que les apports en sable et en argile, ainsi que les coefficients de diffusion relatif en domaine continental, étaient égaux, la teneur en sable et en argile est constante et égale à 50 %. Les flux de sable et d'argile arrivant à l'entrée du domaine marin sont ainsi égaux. L'égalité de ces flux permet de prédire la valeur exacte des teneurs en sable et en argile au niveau du rivage.

$$K_{sable} v_{sable} = K_{argile} v_{argile}$$

$$\text{soit } \boxed{\frac{v_{sable}}{v_{argile}} = \frac{K_{argile}}{K_{sable}}}$$

avec $\begin{cases} K & \text{les coefficients de diffusion (en m}^2/\text{an)} \\ v & \text{les teneurs en lithologie (adimensionnelles)} \end{cases}$

Ainsi, si le sable est cinq fois moins diffusif que l'argile en domaine marin comme dans notre cas théorique, la teneur en sable à l'entrée du littoral est cinq fois plus importante que la teneur en argile. La sablosité de la plage est donc égale à cinq sixième, soit 83 % environ.

Cette règle simple permettant d'obtenir une solution analytique de l'équation de diffusion n'est cependant applicable que grâce à l'égalité des flux. De plus, bien que la valeur de la sablosité soit constante au niveau de la plage, la répartition du sable et de l'argile en domaine marin varie au cours du temps comme le montrent les mesures de l'évolution du rapport sable - argile en fonction de la bathymétrie.

bathymétrie (m)	Rapport sable - argile (%)	
	Progradation	Rétrogradation
<0	50	50
0	83	83
10	32	52
20	3	40
30	0	30
40	non atteinte	10

Lors de la phase de progradation à basse fréquence (figure 3.4 a et c), une quantité importante de sédiments est apportée au niveau du littoral. Comme cette quantité de sédiments est supérieure au flux prédit par l'équation de diffusion en domaine marin, nous constatons un dépôt progressif de l'excès de sédiments. Ces sédiments, constitués d'un mélange sablo-argileux, n'ont pas le temps d'être séparé complètement par la diffusion. En effet, dès qu'un excès de sédiment est déposé, une nouvelle quantité de sédiment arrive au niveau du littoral, et la couche

précédemment déposée est rapidement recouverte par de nouveaux sédiments. Les sédiments littoraux déposés en phase de progradation sont donc soumis à une ségrégation faible.

Au contraire, lors de la phase de rétrogradation à basse fréquence (figure 3.4 b), les sédiments sont principalement déposés en domaine continental. Comme le flux de sédiment prédit par l'équation de diffusion est sensiblement le même que lors de la phase de progradation, nous constatons un déficit de sédiment. La quantité de sédiment arrivant au niveau du littoral est insuffisante pour satisfaire la demande de l'équation de diffusion. La diffusion prélève aux sédiments préalablement déposés lors de la phase de progradation la quantité nécessaire pour combler ce déficit. Nous constatons ainsi un enrichissement progressif en sable de ces sédiments littoraux lié à un prélèvement plus important de l'argile que du sable (l'argile étant supposé plus diffusif que le sable en domaine marin). Ce vannage de l'argile se caractérise par le dépôt de sédiment très sableux au niveau du littoral. Ces dépôts ont une très faible épaisseur mais une extension importante vers le domaine marin. A bathymétrie donnée, les sédiments sont donc plus sableux en phase de rétrogradation qu'en phase de progradation.

L'ensemble des analyses faites ci-dessus se synthétise par le tableau suivant, explicitant la distorsion induite par la superposition de deux ordres de cyclicités eustatiques.

Phase du groupement d'unités génétiques	progradation	rétrogradation
Domaine continental	<i>faible aggradation ou érosion</i>	<i>forte aggradation</i>
Littoral	<i>très connectés sablosité faible pente élevée</i>	<i>peu connectés sablosité élevée pente faible</i>
Domaine marin	<i>sédimentation importante sablosité presque nulle</i>	<i>sédimentation faible sablosité faible</i>

13. Étude de la géométrie 3D des unités génétiques

Afin d'appréhender la géométrie 3D d'une unité génétique, nous avons étudié l'expression d'un cycle eustatique. Nous avons repris les hypothèses utilisées lors de l'étude en deux dimensions. L'amplitude des cycles eustatiques est égale à 5 mètres et la période de ces cycles est égale à 100 000 ans (figure 3.3).

La morphologie initiale du bassin est défini par une succession de plans (figure 3.9). Les apports en sédiments et en eau sont introduits à la frontière amont du bassin au niveau d'une zone mesurant 2 kilomètres de large située au centre de la frontière.

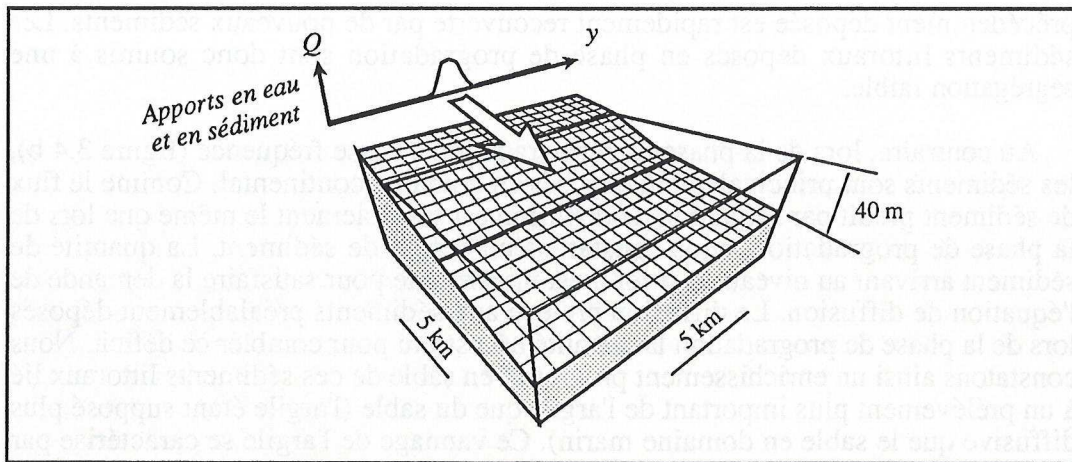


figure 3.9. Morphologie initiale du bassin

L'écoulement de l'eau est calculée par le modèle de manière sauvage à partir de la position des sources en eau et de la morphologie du bassin. Comme nous l'avons vu précédemment (voir le chapitre 2), toute l'eau arrivant en un point donné du bassin est ainsi redistribuée à tous ses voisins ayant une altitude inférieure, au prorata de la pente le reliant à chacun de ses voisins. L'analyse de l'eau génère une variation spatiale de l'efficacité de l'eau. Alors que cette efficacité est très élevée au centre de l'écoulement, elle est très faible, voire nulle, sur les pourtours de l'écoulement (figure 3.10).

Cette variation spatiale de l'efficacité de l'eau induit une variation spatiale du coefficient de diffusion apparent, égal au produit du coefficient de diffusion réel par l'efficacité de l'eau. Les sédiments sont ainsi soumis à une diffusion très rapide au centre de la zone d'écoulement de l'eau, et à une diffusion lente voire nulle sur ses pourtours (figure 3.10).

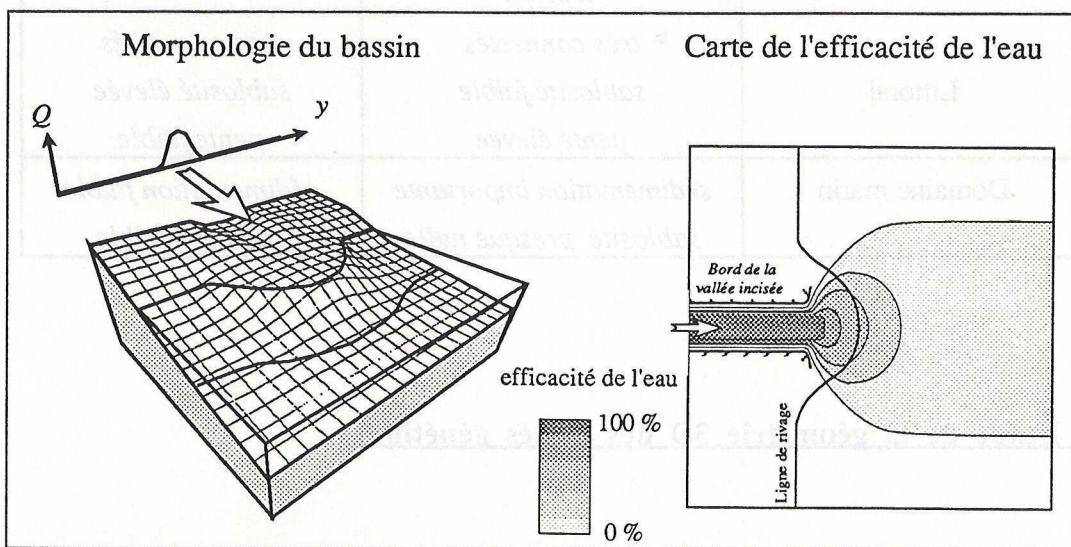


figure 3.10 . Variation spatiale de l'efficacité de l'eau et des coefficients de diffusion

Cette variation spatiale du comportement physique des sédiments permet de concentrer le transport des sédiments dans une région donnée, et de simuler par exemple la formation d'un lobe deltaïque. La forme générale du lobe ainsi formée dépend des critères droit, sauvage ou uniforme retenu pour simuler l'écoulement de l'eau (voir le chapitre 2). Cependant, bien que cette forme soit variable, les caractéristiques stratigraphiques demeurent inchangées, et permettent de décomposer les unités sédimentaires en une phase de progradation et une phase de rétrogradation (figure 3.11 et planche 2).

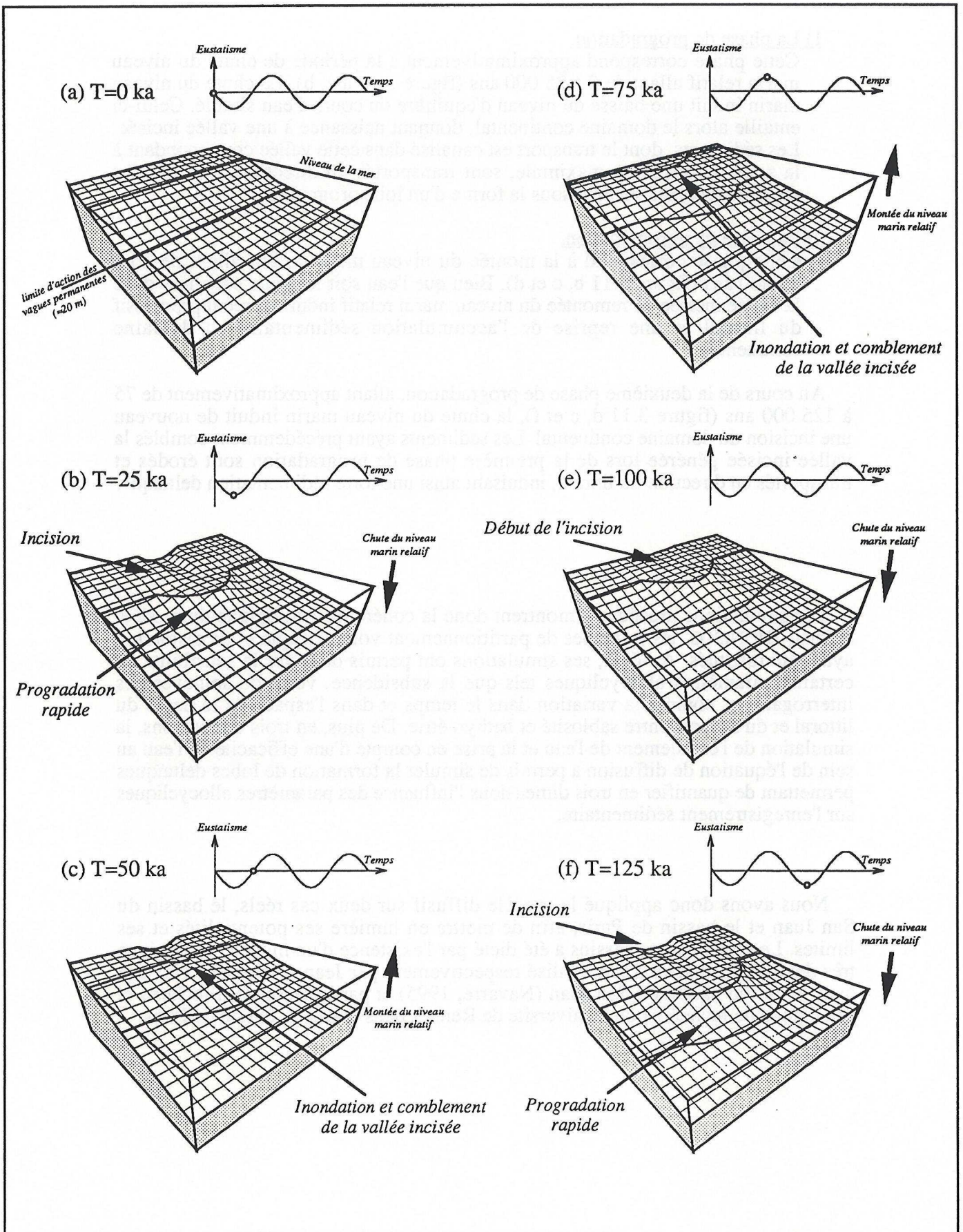


figure 3.11. Expression en 3D d'un ordre de cyclicité eustatique

1) La phase de progradation.

Cette phase correspond approximativement à la période de chute du niveau marin relatif allant de 0 à 25 000 ans (figure 3.11 a et b). La chute du niveau marin induit une baisse du niveau d'équilibre du cours d'eau simulé. Celui-ci entaille alors le domaine continental, donnant naissance à une vallée incisée. Les sédiments, dont le transport est canalisé dans cette vallée correspondant à la zone de diffusion maximale, sont transportés en direction du littoral et déposés progressivement sous la forme d'un lobe progradant.

2) La phase de rétrogradation.

Cette phase correspond à la montée du niveau marin relatif allant de 25 à 75 000 ans (figure 3.11 b, c et d). Bien que l'eau soit toujours canalisée dans la vallée incisée, la remontée du niveau marin relatif induit un recul progressif du littoral et une reprise de l'accumulation sédimentaire en domaine continental.

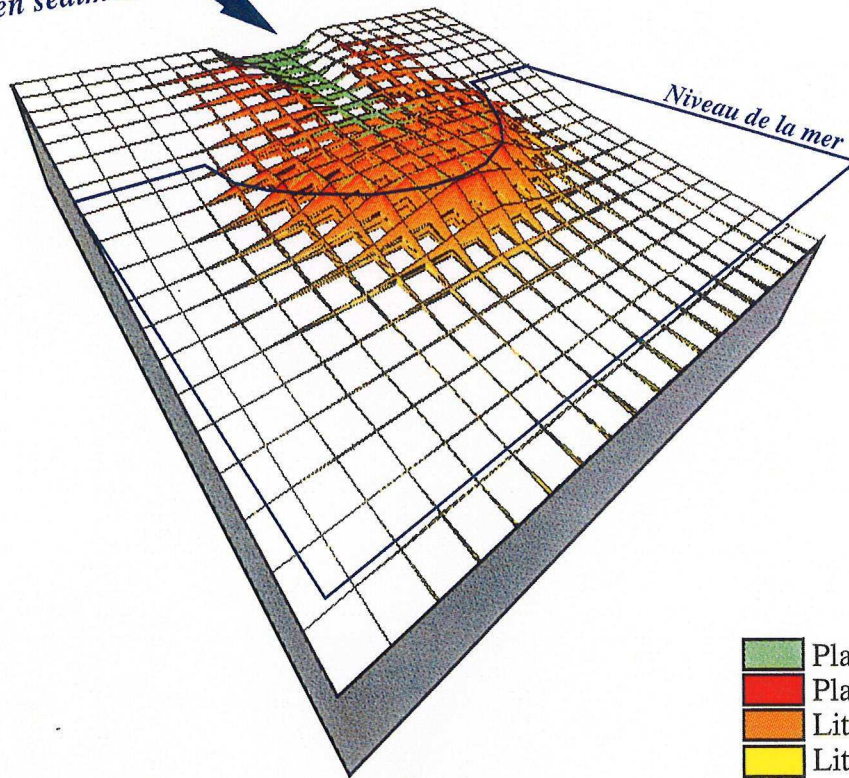
Au cours de la deuxième phase de progradation, allant approximativement de 75 à 125 000 ans (figure 3.11 d, e et f), la chute du niveau marin induit de nouveau une incision du domaine continental. Les sédiments ayant précédemment comblés la vallée incisée générée lors de la première phase de progradation sont érodés et transportés en direction du littoral, induisant ainsi une forte sédimentation deltaïque.

Les simulations précédents montrent donc la cohérence géologique du modèle diffusif DIONISOS, les principes de partitionnement volumétrique et de distorsion ayant été restitués. Au-delà, ses simulations ont permis de tester la sensibilité de certains paramètres allocycliques tels que la subsidence, voire de soulever des interrogations, comme la variation dans le temps et dans l'espace de la pente du littoral et du rapport entre sablosité et bathymétrie. De plus, en trois dimensions, la simulation de l'écoulement de l'eau et la prise en compte d'une efficacité de l'eau au sein de l'équation de diffusion a permis de simuler la formation de lobes deltaïques permettant de quantifier en trois dimensions l'influence des paramètres allocycliques sur l'enregistrement sédimentaire.

Nous avons donc appliqué le modèle diffusif sur deux cas réels, le bassin du San Juan et le bassin de Paris, afin de mettre en lumière ses potentialités et ses limites. Le choix de ces bassins a été dicté par l'existence d'un modèle géologique très détaillé de chacun d'eux, réalisé respectivement par Jean-Christophe Navarre dans le cas du bassin du San Juan (Navarre, 1995) et par François Guillocheau et son équipe de recherche de l'Université de Rennes dans le cas du bassin de Paris.

(a) Environnements de dépôts

Apports en eau
et en sédiments



(b) Variations eustatiques

Apports en eau
et en sédiments

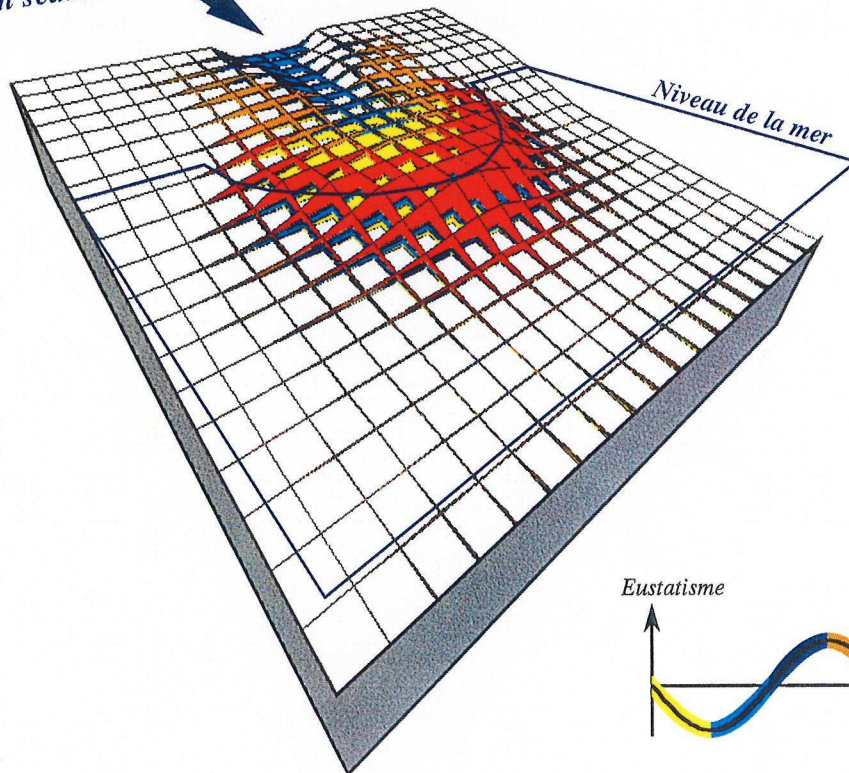
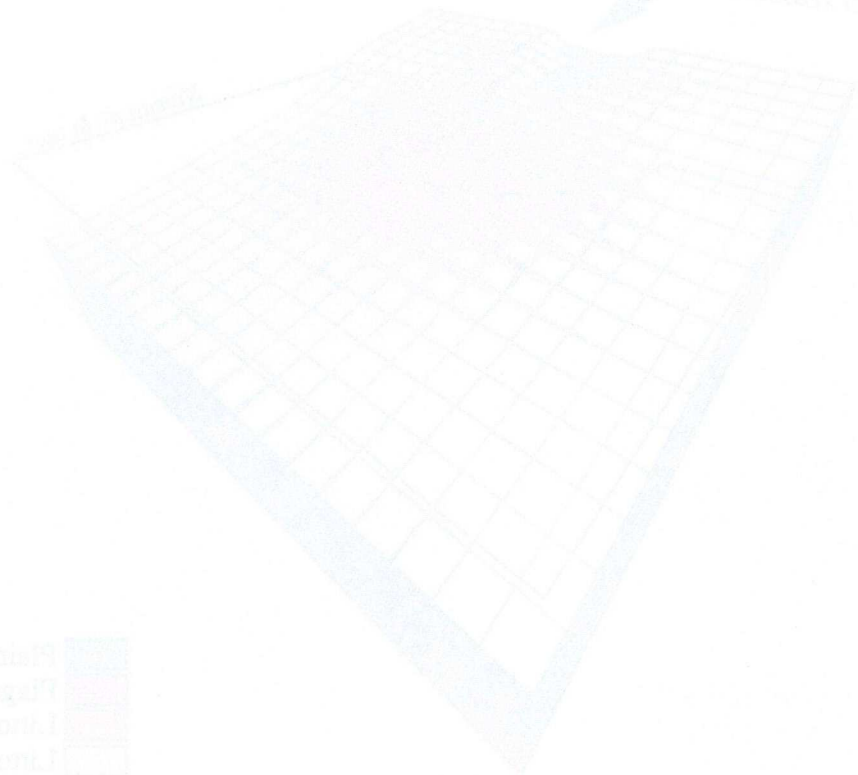


Planche 2. Expression en 3D d'un ordre de cyclicité eustatique
Morphologie du bassin en fin de chute eustatique

(a) Représentation de l'épaisseur

Épaisseur en cm



Plaque supérieure
 Plaque inférieure
 Laminaire supérieure
 Laminaire inférieure

(b) Variations cartographiques

Épaisseur en cm

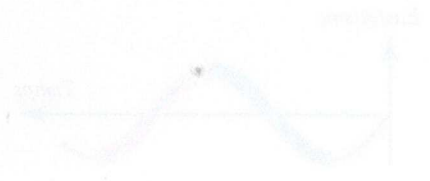
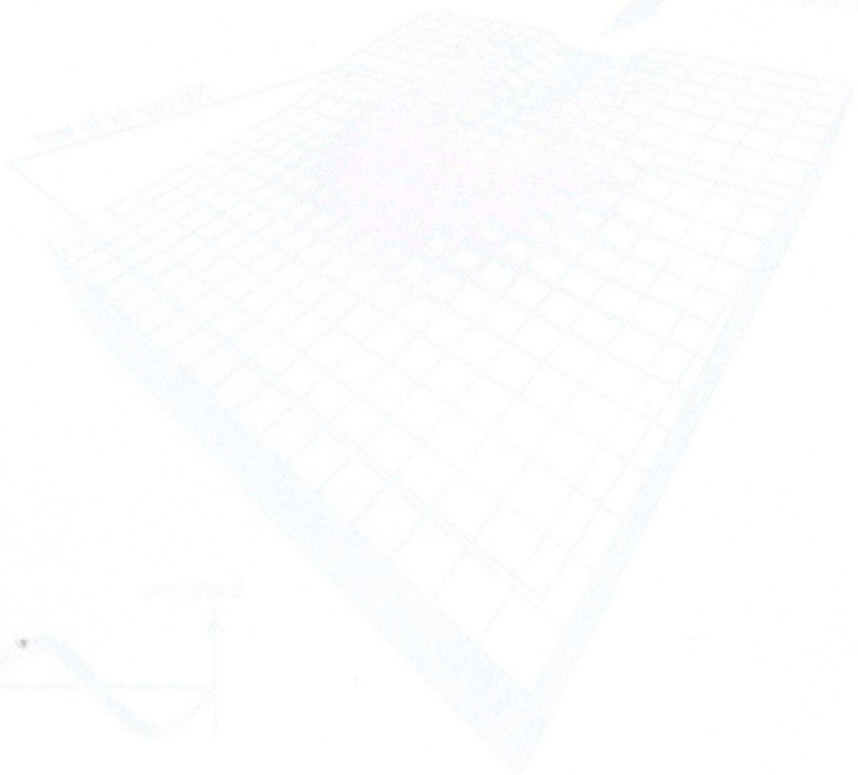


Planche 2. Représentation en 3D d'un ordre de épaisseur cartographique

2. La simulation du groupe du MesaVerde du bassin du San Juan

Le premier cas réel simulé a porté sur l'étude du bassin du San Juan situé au sud-ouest du Colorado et au nord-ouest du Nouveau Mexique aux États Unis. Cette étude a été menée en deux dimensions et à une échelle "réservoir", la distance entre les puits de contraintes étant égale à 8 kilomètres.

Pour réaliser cette simulation, nous avons besoin de trois types de données: la variation au cours du temps et dans l'espace (1) de l'accommodation, (2) des apports sédimentaires et (3) des coefficients de diffusion, dont l'estimation est issue de l'analyse des contraintes géologiques. Malheureusement, le premier paramètre est ici mal contraint du fait d'un accès au temps insuffisant. Il sera donc quantifié par une inversion de ces contraintes.

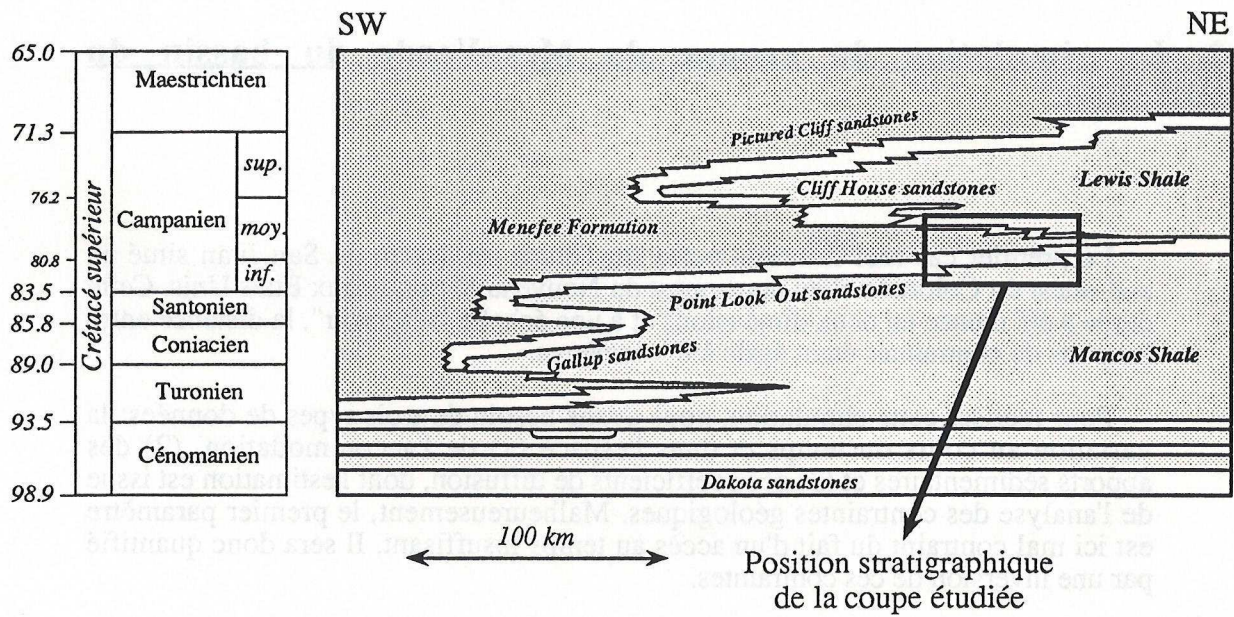
21. Le cadre géologique et les contraintes du modèle

Le bassin du San Juan est un bassin d'avant-pays issu du chevauchement induit par la subduction de la plaque Pacifique sous la plaque nord-américaine (Atwater, 1970, Engebreton *et al.*, 1984, Cross, 1986). Nourri par les produits de l'érosion du front de chevauchement, ce bassin est caractérisé par le dépôt de plaines deltaïques très étendues et de systèmes littoraux. Localisé sur la marge ouest d'une vaste mer intérieure (*Western Interior Cretaceous Seaway*), il a enregistré de multiples cycles majeurs de transgression et de régression (Molenaar, 1988).

Nous nous focaliserons sur la formation sédimentaire d'âge campanien, dite formation du Mesa Verde, qui correspond à l'enregistrement sédimentaire d'un de ces cycles majeurs (Eschard *et al.*, 1993, Navarre, 1995). Elle représente une durée de sédimentation de l'ordre de 4 millions d'années (Navarre, 1995). Au sein de cette formation, on distingue trois formations majeures: la formation des grès du *Point Look Out* à la base, la formation continentale du *Menefee* en partie médiane, et la formation des grès du *Cliff House* au toit. Ces dépôts continentaux et littoraux s'interdigitent dans les formations d'argiles marines, appelées *Mancos Shale* et *Lewis Shale* (figure 3.12).

La formation du MesaVerde a été étudiée en détail à l'aide de l'analyse de plus d'une centaine de puits répartis sur une surface mesurant environ 25 kilomètres de long et 10 kilomètres de large (Navarre, 1995). Nous nous sommes intéressés en particulier à une coupe parallèle à la direction principale du transport sédimentaire. Le long de cette coupe, 19 puits ont été analysés. Les diagraphies disponibles sont des gamma-ray, des résistivités, et parfois des densités neutron. Ces diagraphies ont fait l'étude d'une calibration sédimentologique détaillée. A l'aide des concepts de la stratigraphie génétique, la succession des faciès a été transcrite en terme d'unité génétique et de groupement d'unités génétiques afin d'établir un schéma de corrélation des puits, aboutissant ainsi à un modèle géologique très précis (Navarre, 1995).

(a) Architecture stratigraphique générale du groupe du Mesa Verde
(d'après Molenaar et Baird, 1992)



(b) Reconstitution paléogéographique du Bassin du San Juan au Campanien
(d'après McGooney et al., 1972)

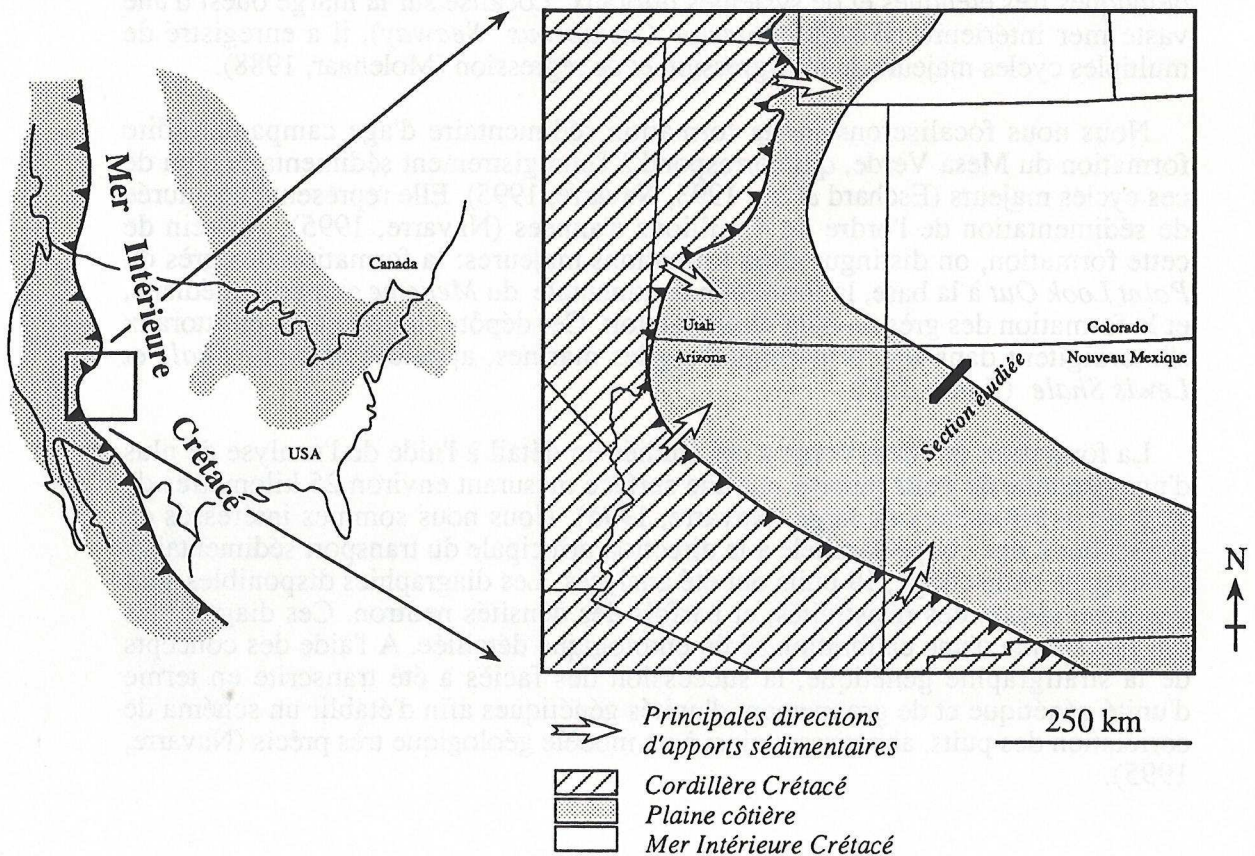


figure 3.12. Cadre géologique du Bassin du San Juan

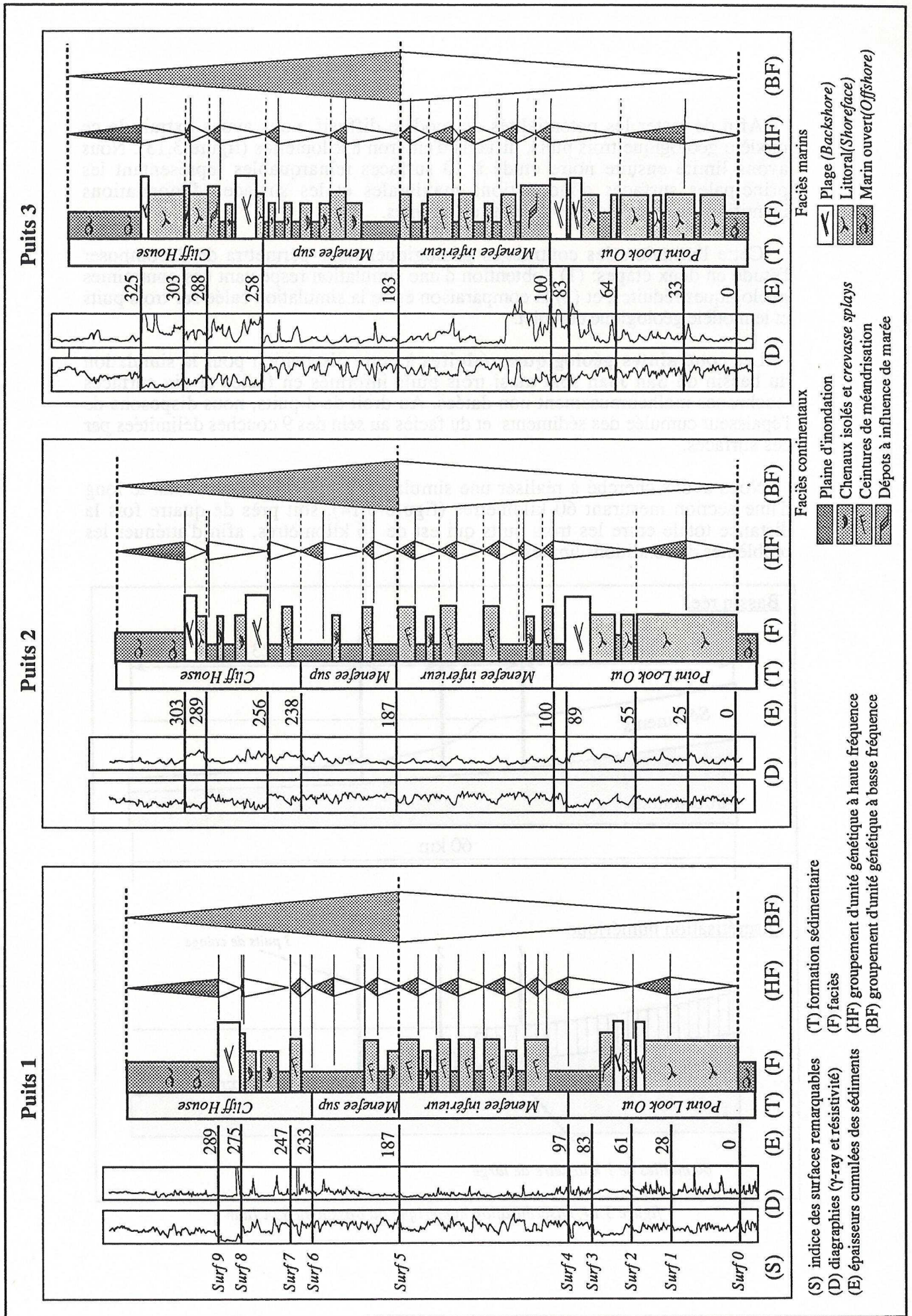


figure 3.13. Les contraintes géologiques de la simulation du Bassin du San Juan (d'après Navarre, 1995)

Afin de tester les potentialités du modèle diffusif, nous avons extrait de ce modèle géologique trois puits, distants d'environ 8 kilomètres (figure 3.13). Nous avons limité ensuite notre étude à 10 surfaces remarquables représentant les principales surfaces d'inondations maximales et les surfaces d'inondations identifiées au droit des trois puits de contraintes.

Cette limitation des contraintes géologiques nous permettra de décomposer l'étude en deux étapes: (1) l'obtention d'une simulation respectant ces contraintes géologiques réduites, et (2) la comparaison entre la simulation calée sur trois puits et le modèle géologique complet.

Les **contraintes géologiques réduites** à notre disposition pour la simulation du bassin du San Juan sont ainsi trois puits informés en faciès et dix surfaces isochrones malheureusement non datées. Au droit de 3 puits, nous disposons de l'épaisseur cumulée des sédiments et du faciès au sein des 9 couches délimitées par ces surfaces.

Nous avons cherché à réaliser une simulation du bassin du San Juan le long d'une section mesurant 60 kilomètres (figure 3.14), soit près de quatre fois la distance totale entre les trois puits qui est de 16 kilomètres, afin d'atténuer les problèmes de conditions limites.

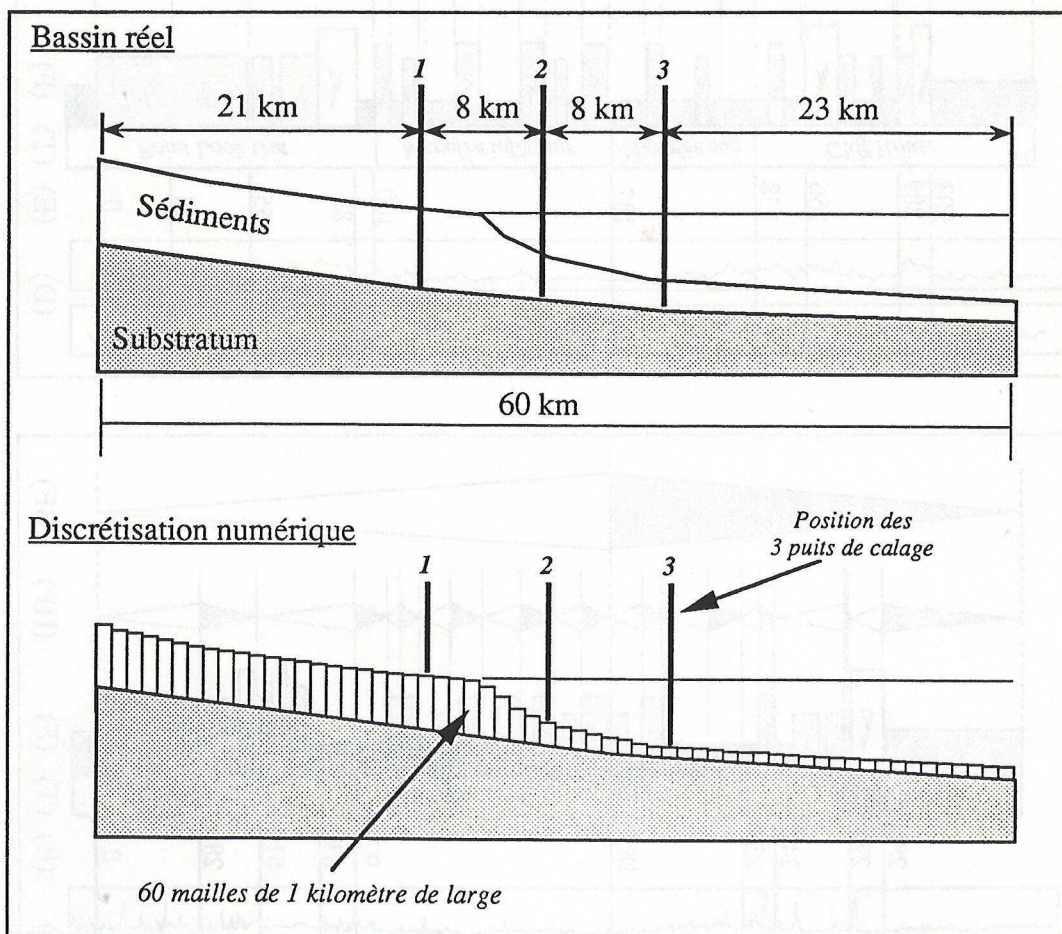


figure 3.14. Discretisation numérique du Bassin du San Juan

22. L'estimation des paramètres du modèle diffusif

Une analyse des contraintes géologiques a permis d'obtenir une première estimation des paramètres du modèle: l'accommodation, les apports sédimentaires et les coefficients de diffusion.

221. Estimation de l'accommodation

L'estimation de l'accommodation regroupe deux problèmes: (1) l'obtention de son évolution au cours du temps et dans l'espace, et (2) la définition de la morphologie initiale, correspondant à l'accommodation au temps 0.

(1) L'évolution de l'accommodation au cours du temps et dans l'espace

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, l'accommodation peut être quantifiée de deux manières, soit à partir de son origine physique comme somme de la subsidence et de l'eustatisme, soit à partir de son enregistrement dans les sédiments comme somme de l'épaisseur cumulée des sédiments et de la bathymétrie.

surf.	Puits 1			Puits 2			Puits 3		
	Esed	Bathy	Acco	Esed	Bathy	Acco	Esed	Bathy	Acco
0	0	>20	>20	0	>20	>20	0	>20	>20
1	28	≈5	≈33	25	≈10	35	33	≈15	48
2	61	>20	>81	55	>20	>75	64	>20	>84
3	83	<0	<83	89	0	89	83	0	83
4	97	<0	<97	100	<0	<100	100	0	100
5	187	<0	<187	187	<0	<187	183	<0	<183
6	233	<0	<233	238	<0	<238	258	<0	<258
7	247	<0	<247	256	0	256	288	≈5	≈293
8	275	≈0	≈275	289	≈0	≈289	303	≈5	≈308
9	289	>20	>289	303	>20	>303	325	>20	>345

Dans le cas du Bassin du San Juan, nous disposons au droit des trois puits de calage de la valeur de l'épaisseur cumulée des sédiments ainsi que du faciès au droit de 10 surfaces remarquables (figure 3.13). L'interprétation des faciès en bathymétrie nous permet ainsi d'obtenir 10 estimations de l'accommodation au droit de chaque puits.

Cette estimation de l'accommodation est malheureusement imprécise du fait de la difficulté à définir de manière absolue la bathymétrie. De plus, du fait de l'absence de datations, ces valeurs ne nous permettent pas de définir les variations au cours du temps de l'accommodation.

Pour résoudre ces deux problèmes et quantifier l'accommodation, nous avons du utiliser une méthode d'inversion des contraintes géologiques, détaillée plus loin. (voir paragraphe 24)

(2) La définition de la morphologie initiale

Pour pouvoir simuler le remplissage sédimentaire du bassin, le modèle a besoin de connaître la morphologie initiale du bassin correspondant à la première ligne de corrélation. Malheureusement, comme nous venons de le voir, la bathymétrie au droit des puits n'est connue que de manière relative. Au niveau de la surface initiale

(surface 0, figure 3.13), la bathymétrie est supérieure ou égale à 20 mètres, mais il n'est pas possible de la quantifier de manière plus précise.

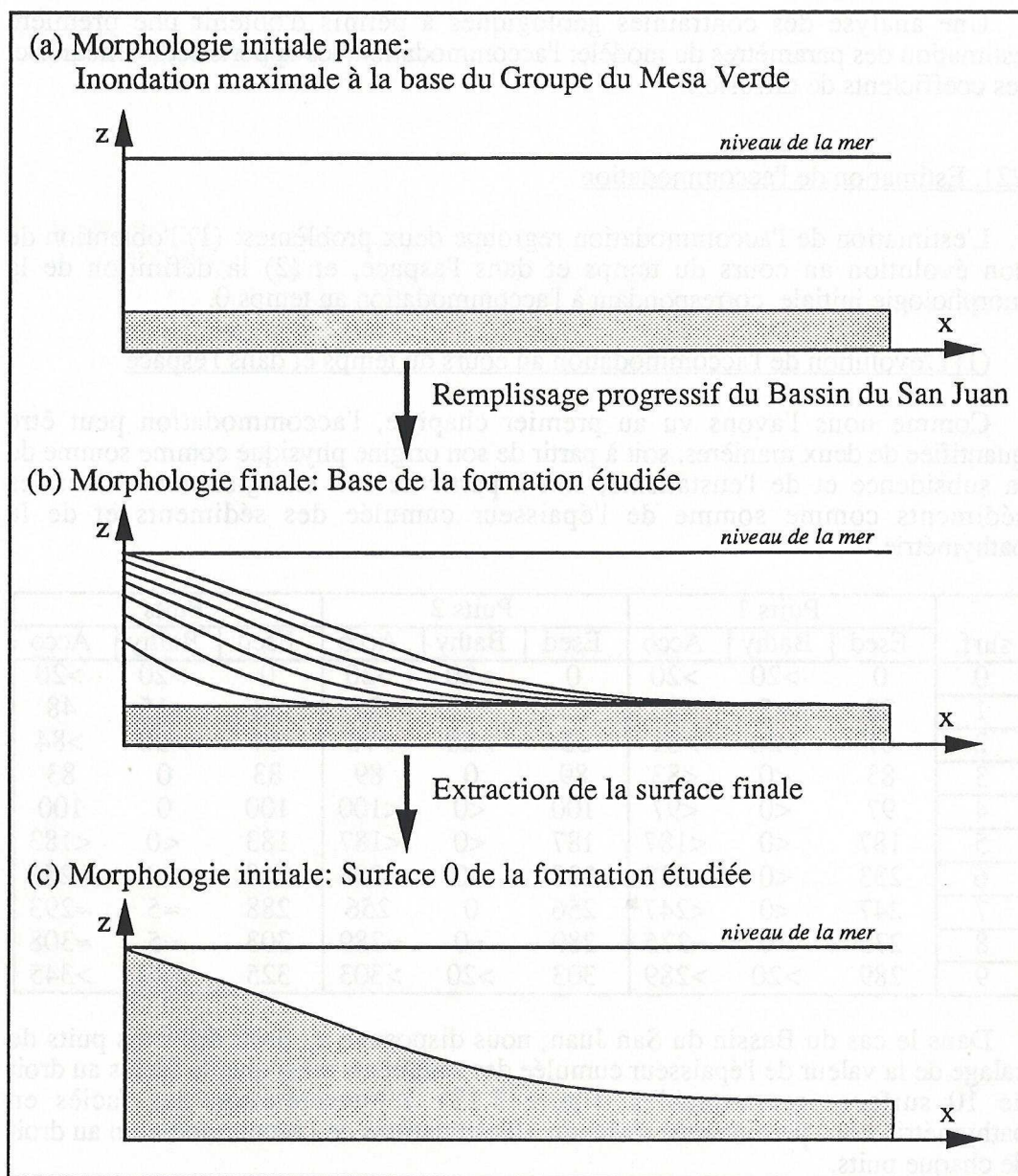


figure 3.15. Estimation de la morphologie initiale du Bassin du San Juan

Pour pallier à cet inconvénient, nous avons choisi de faire une simulation d'une formation théorique dont la morphologie finale est compatible avec les contraintes géologiques caractérisant la morphologie initiale de la coupe étudiée (figure 3.15).

En nous plaçant au niveau de la surface d'inondation maximale délimitant la base de la formation du Mesa Verde (figure 3.12), nous avons considéré que le rivage se situait suffisamment loin de la coupe étudiée (à quelques centaines de kilomètres) pour pouvoir supposer que la morphologie initiale du bassin est plane. Nous avons ensuite progressivement rempli ce bassin afin de simuler la rapide progradation du littoral marquant le début de la formation des grès du *Point Look Out* (figure 3.12), et nous avons arrêté cette première simulation lorsque la morphologie du bassin a atteint un profil respectant les contraintes géologiques de la coupe que nous étudions. Cette technique nous permet ainsi d'obtenir une morphologie initiale en équilibre avec la physique utilisée dans le modèle diffusif et issue d'une reconstitution rapide de l'évolution du Bassin du San Juan.

222. Estimation des apports sédimentaires

Du fait de l'absence de datation au sein de la formation, nous n'avons pas pu quantifier les vitesses de sédimentation au droit des puits et mettre ainsi en évidence une variation des apports sédimentaires. Nous avons donc du supposer que le flux de sédiments introduits dans le bassin est constant.

La durée de l'intervalle étudié est égale à 4 millions d'années (Navarre, 1995). Comme l'épaisseur de la formation, mesurée au droit des trois puits, est de l'ordre de 300 mètres, la vitesse de sédimentation moyenne est d'environ 75 mètres par million d'années.

Cette vitesse de sédimentation est une mesure de la quantité de sédiments stockée dans le bassin. La simulation requiert la connaissance de la quantité de sédiments entrant en amont dans le bassin, et sortant en aval du bassin. Pour s'affranchir de cette indétermination, nous avons supposé que le domaine d'étude est suffisamment long pour que l'ensemble des sédiments entrant dans le bassin se dépose à l'intérieur du domaine d'étude. Du fait de la longueur de la coupe simulée (60 kilomètres), il est ainsi raisonnable de penser que le flux sortant est négligeable face au flux entrant.

Ensuite, nous supposons que la vitesse de sédimentation est uniforme sur l'ensemble du bassin, et égale à 75 mètres par million d'années, valeur que nous avons estimé précédemment à partir de l'analyse des contraintes géologiques. Le couplage de cette vitesse, de la longueur du bassin et de la durée de la formation nous permet ainsi d'aboutir à une estimation du flux entrant dans le bassin.

$$\underbrace{\text{Longueur}}_{60 \text{ km}} \cdot \underbrace{\text{Vitesse de sédimentation}}_{75 \text{ m/Ma}} = \underbrace{\text{Flux}}_{4,5 \text{ km}^2/\text{Ma}}$$

La valeur exacte des flux entrant et sortant du bassin est mal définie du fait (1) que la vitesse de sédimentation n'est pas réellement uniforme sur l'ensemble de la coupe étudiée, et (2) que le flux sortant du bassin n'est pas réellement nul. Nous avons donc choisi d'imposer la valeur du flux entrant, en la supposant égale à 4 kilomètres carrés par million d'années.

$$Q_{sed,amont} = 4 \text{ km}^2/\text{Ma}$$

avec $Q_{sed,amont}$ le flux total de sédiment entrant dans le bassin

Cette valeur arbitraire nous permettra d'obtenir de restituer les géométries et les faciès observés au droit des trois puits de calage, mais ne permettra pas de respecter la durée de l'intervalle égale à 4 millions d'années. Cette contrainte temporelle sera respectée a posteriori en adimensionnement les paramètres physiques et en calculant la valeur exacte du flux entrant permettant de respecter l'ensemble des contraintes, tant géologiques et faciologiques, que temporelles.

Dans le but de simuler le transport différentiel du sable et de l'argile dans le bassin du San Juan, et d'obtenir ainsi une estimation du rapport sable-argile moyen, nous avons décomposé ce flux total de sédiments en deux composantes représentant respectivement les apports en sable et en argile. Comme lors des cas théoriques, nous avons considéré que ces apports sont égaux.

$$\begin{aligned} Q_{\text{sable,amont}} &= 2 \text{ km}^2/\text{Ma} \\ Q_{\text{argile,amont}} &= 2 \text{ km}^2/\text{Ma} \end{aligned}$$

avec $Q_{\text{sable,amont}}$ et $Q_{\text{argile,amont}}$ les flux entrant dans le bassin

Une condition de flux nul en aval du bassin peut s'interpréter physiquement comme l'existence d'un mur infranchissable pour les sédiments. Afin de s'affranchir de ce mur non réaliste dans le cas du bassin du San Juan, nous avons supposé que le flux de sédiments sortant du bassin est défini par l'équation de diffusion.

$$\begin{aligned} Q_{\text{sable,aval}} &= -K_{\text{sable}} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_L \\ Q_{\text{argile,aval}} &= -K_{\text{argile}} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_L \end{aligned}$$

$$\begin{cases} Q_{\text{sable,aval}}, Q_{\text{argile,aval}} & \text{flux de sédiments sortant du bassin (en m}^2/\text{s)} \\ K_{\text{sable}}, K_{\text{argile}} & \text{coefficients de diffusion du sable et de l'argile (en m}^2/\text{s)} \\ \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_L & \text{pente du sol mesurée à l'extrémité aval du bassin} \end{cases}$$

223. Estimation des coefficients de diffusion

Afin d'obtenir une estimation du coefficient de diffusion, nous nous sommes placé dans un contexte monolithologique et nous avons utilisé la première expression de l'équation de diffusion, reliant le flux de sédiments à la pente et à ce coefficient.

$$Q = -K \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$\begin{cases} Q & \text{flux de sédiments (en m}^2/\text{s)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en m}^2/\text{s)} \\ \frac{\partial h}{\partial x} & \text{pente du sol (adimensionnelle)} \end{cases}$$

Cette loi peut être inversée afin d'exprimer le coefficient de diffusion en fonction du flux et de la pente.

$$K = -\frac{Q}{\frac{\partial h}{\partial x}}$$

$$\begin{cases} Q & \text{flux de sédiments (en m}^2/\text{s)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en m}^2/\text{s)} \\ \frac{\partial h}{\partial x} & \text{pente du sol (adimensionnelle)} \end{cases}$$

En observant les faciès identifiés le long des trois puits, nous constatons que l'extension du faciès littoral est variable. Dans la partie inférieure du *Point Look Out*, entre les surfaces 0 et 1 (figure 3.13), le faciès littoral est reconnu simultanément sur les trois puits, et a donc une extension supérieure à 20 kilomètres. Au contraire, dans la partie supérieure du *Point Look Out*, à partir de la surface 2 (figure 3.13), ce faciès identifié sur le puits central passe latéralement à de la plaine côtière et à des dépôts marins proximaux, identifiés respectivement sur les puits amont et aval. Son extension s'est réduite et est de l'ordre de 5 à 10 kilomètres. En nous fondant sur l'hypothèse que ce faciès littoral correspond à une

bathymétrie comprise entre 0 et 20 mètres (Navarre, 1995), nous pouvons ainsi estimer une pente moyenne du littoral, de l'ordre de 1 à 4 mètres par kilomètre.

Si nous supposons que le flux total de sédiment est transporté à travers la plaine côtière pour venir nourrir le littoral, nous pouvons appliquer l'expression ci-dessus et estimer un coefficient de diffusion moyen en domaine marin de l'ordre de 1 à 4 kilomètres carrés par millier d'année.

En domaine continental, nous supposons que la pente est de l'ordre de 0,1 à 0,5 mètre par kilomètre. En appliquant de nouveau la formule précédente, nous aboutissons à un coefficient de diffusion moyen en domaine continental de l'ordre de 8 à 40 kilomètres carrés par millier d'année.

Dans le cas de la simulation bilitologique, nous avons repris ces estimations en supposant que le sable et l'argile ont la même diffusivité en domaine continental. Du fait des relations observées entre la distance au rivage et la sablosité (Navarre, 1995), nous avons considéré que le sable est deux fois moins diffusif que l'argile en domaine marin.

Ces valeurs permettent de définir les coefficients de diffusion relatif du sable et de l'argile qui seront ajustées progressivement au cours de la simulation afin de respecter les contraintes géologiques.

	Sable	Argile
Continental (en km ² /ka)	25	25
Marin (en km ² /ka)	1	2

Dans toute la simulation, nous supposerons que les coefficients de diffusion du sable et de l'argile sont identiques en domaine continental, tandis que l'argile est plus diffusif que le sable en domaine marin, conduisant ainsi à une ségrégation du sable et de l'argile au niveau du littoral. Ces valeurs de diffusivité impliquent que la sablosité continentale est constante au cours du temps, et égale à 50 %, tandis que la sablosité en domaine littoral diminue progressivement depuis une valeur constante égale à 66 %.

23. L'inversion des contraintes géologiques

A partir d'une analyse des contraintes géologiques définies au droit de trois puits et de dix surfaces remarquables, nous avons pu obtenir une première estimation des paramètres nécessaires au modèle diffusif: l'accommodation, les flux sédimentaires et les coefficients de diffusion. Malheureusement, du fait de l'absence de datations et du fait de l'imprécision des mesures sur les bathymétries, ces estimations ont une incertitude trop importante. Nous avons donc choisi d'affiner les valeurs des bathymétries et de l'accommodation, et de quantifier les âges des dix surfaces, à l'aide d'une inversion des contraintes géologiques.

241. Les différentes techniques d'inversion

Une inversion d'un problème physique consiste à trouver le jeu de paramètres d'entrée du modèle tel que l'écart entre les résultats obtenus par ces paramètres et les contraintes imposées soit minimale.

$$\text{modèle direct} \Rightarrow S = M(p)$$

$$\text{fonction écart} \Rightarrow E(p) = \|S - C\|$$

$$\text{avec} \begin{cases} p & \text{ensemble des paramètres d'entrée du modèle} \\ M & \text{ensemble des équations régissant le modèle} \\ S & \text{ensemble des résultats en sortie du modèle} \\ C & \text{ensemble des contraintes géologiques} \\ E & \text{fonction d'écart entre les résultats et les contraintes} \\ \|x\| & \text{mesure de l'écart entre les résultats et les contraintes} \end{cases}$$

inversion \Rightarrow trouver \tilde{p} tel que

$\tilde{E} = E(\tilde{p})$ soit le minimum absolu de la fonction E

$$\forall p, E(p) \geq \tilde{E}$$

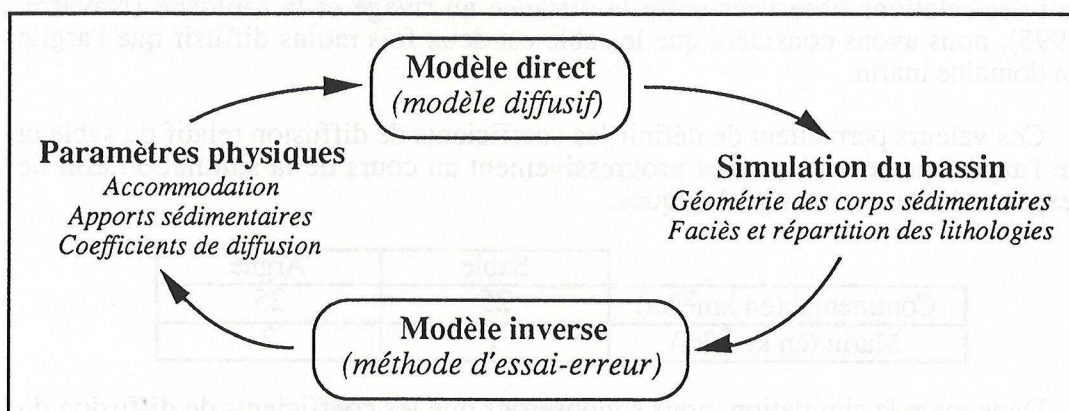


figure 3.16. Le modèle diffusif et l'inversion

Dans le cadre de notre propos, l'inversion a ainsi pour but de quantifier en particulier les valeurs de l'accommodation, des apports sédimentaires et des coefficients de diffusion afin d'obtenir une simulation dont les géométries des corps sédimentaires, les épaisseurs et les faciès mesurés au droit des puits de calage soient le plus près possible des contraintes géologiques (figure 3.16).

Différentes techniques d'inversion existent (Tarantola, 1987).

(1) la résolution analytique

On recherche à exprimer analytiquement les paramètres d'entrée du modèle en fonction des contraintes géologiques.

$$\begin{cases} \text{modèle direct} & S = M(p) \\ \text{modèle inverse} & p = M^{-1}(S) \end{cases}$$

$$\text{avec} \begin{cases} p & \text{ensemble des paramètres d'entrée du modèle} \\ M & \text{ensemble des équations régissant le modèle} \\ S & \text{ensemble des résultats en sortie du modèle} \end{cases}$$

(2) l'exploration systématique des paramètres

On essaye tous les jeux de paramètres possibles et on retient celui qui permet d'avoir la solution minimisant l'écart aux contraintes géologiques.

(3) les méthodes Monte-Carlo

On définit aléatoirement un jeu de paramètres d'entrée et on calcule l'écart entre le résultat du modèle obtenu avec ces paramètres et les contraintes. On recommence cette opération un certain nombre de fois et on arrête le processus lorsqu'une solution du modèle est suffisamment proche des contraintes géologiques.

(4) les méthodes essai-erreur

On définit un jeu de paramètres initial. On calcule la solution du modèle liée à ces paramètres, et on modifie la valeur des paramètres en fonction de l'écart entre la solution et les contraintes géologiques. On continue ce procédé jusqu'au moment où l'écart devient suffisamment faible.

La résolution analytique n'est applicable dans le cas du modèle diffusif (Culling, 1963) que pour des cas très simples, en deux dimensions, lorsque la restriction du transport des sédiments à la couche d'altération n'est pas prise en compte, et lorsque les sédiments sont composés d'une seule lithologie. Dans notre cas, les équations sont malheureusement trop interdépendantes pour pouvoir être inversées analytiquement.

L'exploration systématique ou aléatoire (méthodes Monte-Carlo) de l'espace des paramètres d'entrée, bien que séduisante, n'est pas applicable du fait du temps de calcul nécessaire à l'obtention d'une simulation. Dans le cas du Bassin de Paris, une simulation nécessite une heure de calcul environ. Une exploration des paramètres d'entrée demande quelques dizaines d'essais au minimum sur chaque paramètre d'entrée, soit plusieurs millions de calculs au minimum. Le temps de calcul nécessaire est donc prohibitif à l'utilisation de ces techniques.

Dans le cadre de notre propos, nous avons ainsi choisi d'utiliser une méthode d'essai-erreur. Cette méthode peut se faire soit manuellement, soit mathématiquement. Ce second cas n'est cependant applicable que lorsque le jeu de paramètres initiaux est suffisamment proche du jeu idéal de paramètres. En effet, la fonction écart E peut présenter de multiples minima locaux. Si le jeu de paramètres initiaux est trop loin du jeu idéal, l'inversion peut venir se bloquer dans un de ces minima locaux et ne pas atteindre le minimum absolu recherché.

Dans le cadre de notre propos, nous avons opté pour la méthode d'essai-erreur manuelle.

232. L'estimation de l'accommodation par inversion des contraintes géologiques

Le modèle a besoin de connaître la valeur de l'accommodation en tout point du bassin et en tout temps.

Comme le Bassin du San Juan est soumis à une flexure régionale de très grande longueur d'onde, de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres, il est raisonnable de considérer qu'à l'échelle de la coupe étudiée (60 kilomètres de long), le substratum se comporte sensiblement comme une plaque rigide. Nous avons donc choisi de définir l'accommodation au droit de cinq puits, les trois puits réels et deux puits fictifs situés de part et d'autre des trois puits. Ces cinq puits sont distants de 8 kilomètres. L'accommodation, définie au niveau des cinq puits, est extrapolée linéairement sur l'ensemble de la coupe (voir le chapitre 2 et la figure 3.17). Les deux puits fictifs ont été introduits dans l'inversion afin de mieux contraindre l'évolution spatiale de l'accommodation. La définition de l'accommodation en chaque point du bassin est ainsi reliée à la connaissance de la valeur de l'accommodation en cinq points donnés.

Nous avons donc appliqué l'inversion afin de quantifier un sextuplé composé de la valeur de l'accommodation au droit de ces cinq puits et de l'âge auquel ces valeurs d'accommodation sont atteintes.

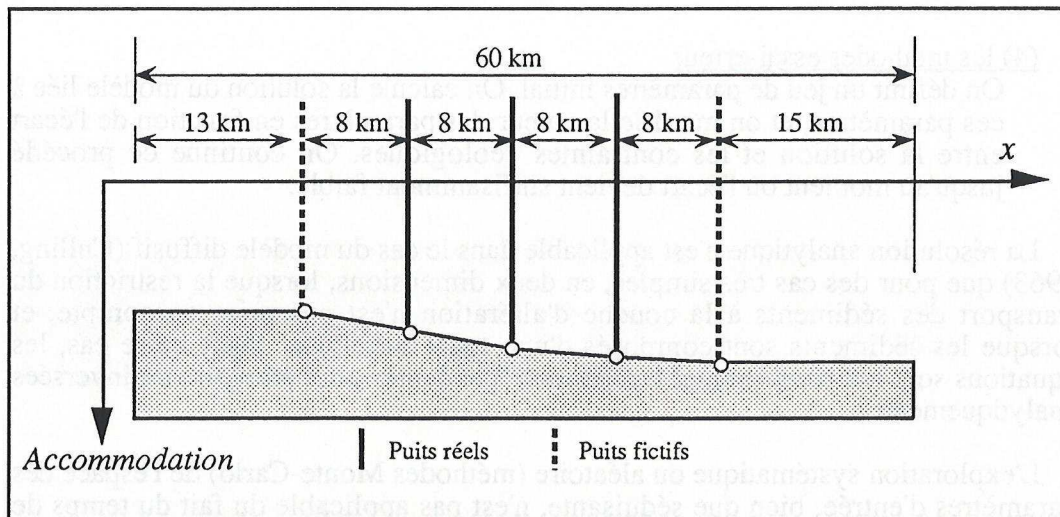


figure 3.17. Extrapolation de l'accommodation à partir des 5 puits

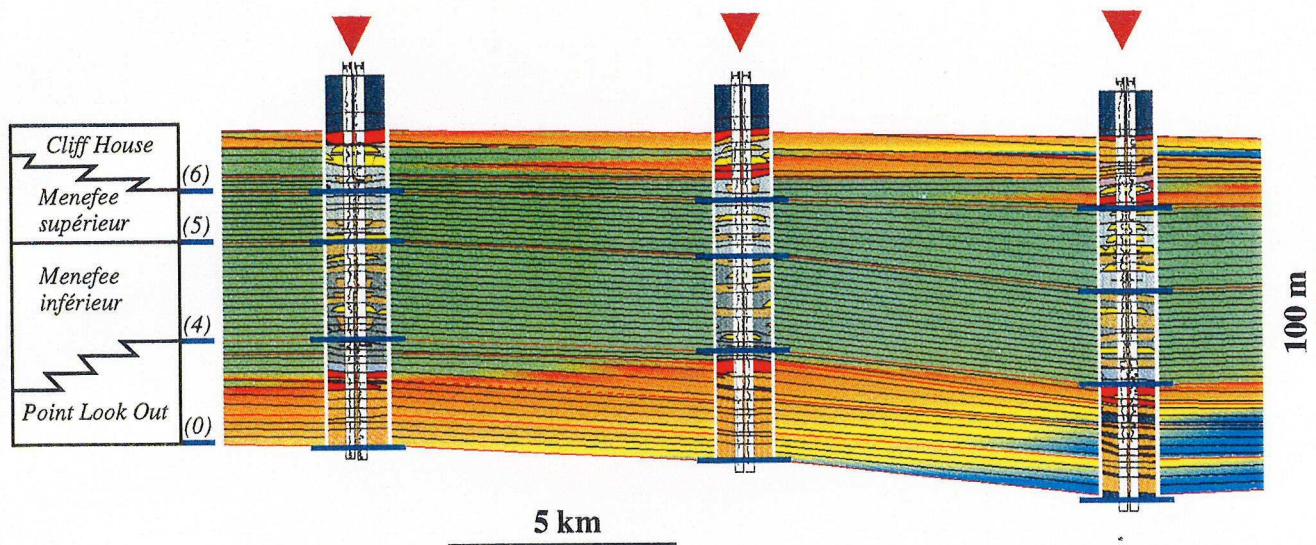
La méthode d'essai-erreur consiste à réaliser une première simulation en se basant sur une estimation du sextuplé, à analyser les écarts entre les résultats de la simulation et les contraintes géologiques, à corriger les valeurs du sextuplé, et à refaire une simulation. Cette méthode itérative est stoppée au moment où on considère qu'un critère d'arrêt est respecté. Dans le cas du bassin du San Juan, nous avons choisi comme critère un respect à plus ou moins 1 mètre des épaisseurs de sédiments mesurées au droit des trois puits et au niveau des dix lignes de corrélations.

Cette inversion ne garantit pas l'existence d'une solution. Dans certains cas, il est nécessaire d'introduire des paramètres supplémentaires dans le "sextuplé". En particulier, nous avons évoqué précédemment que l'extension du littoral n'est pas constante au cours du temps, induisant par là même une modification de la pente du littoral au cours du temps. Dans ce cas précis, cette modification ne peut être restituée par le modèle diffusif que par une variation au cours du temps du coefficient de diffusion, du fait que nous avons supposé les flux de sédiments constants.

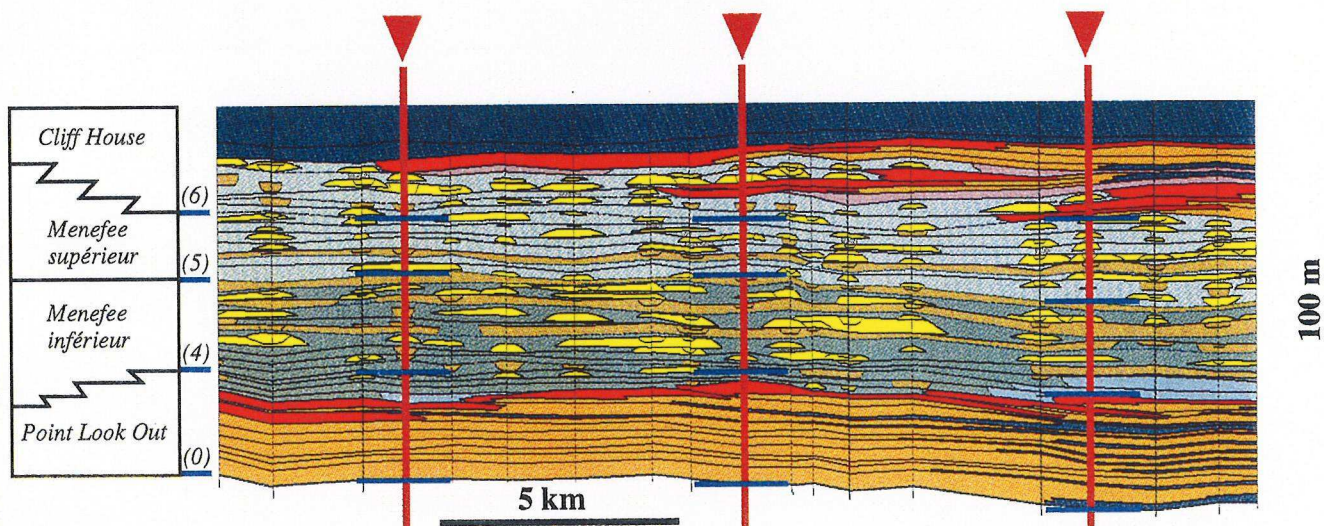
Lorsque l'inversion est achevée, nous aboutissons à la définition des paramètres physiques et à leur évolution au cours du temps. De plus, nous obtenons une simulation du bassin du San Juan dont les résultats ont été calés aux contraintes géologiques dans la marge d'erreur autorisée par le critère d'arrêt (Planche 3).

Si nous étudions l'extrapolation des données de puits vers l'aval du bassin, nous constatons qu'il n'y a pas unicité de la solution. Différents scénarii de progradation et de rétrogradation des corps sédimentaires sont possibles (Planche 4). Ces simulations aboutissent à des géométries comparables jusqu'à environ 10 kilomètres des puits. Au-delà de cette limite, les géométries peuvent présenter des différences notables. Cette incertitude sur l'extrapolation vers l'aval du bassin des données de puits est induite par le manque de contraintes géologiques. En effet, entre les surfaces 4 et 7 (figure 3.13), nous ne disposons que de l'épaisseur cumulée des sédiments comme contraintes. L'analyse de détail menée par Jean-Christophe Navarre (Navarre, 1995) a permis d'identifier les faciès le long des trois puits et de différencier les plaines continentales argileuses, les ceintures de méandrisation et les chenaux isolés (figure 3.13). Malheureusement, le modèle diffusif ne permet pas de mettre en évidence cette répartition différentielle des chenaux au sein de la plaine côtière, et ces informations faciologiques n'ont pas pu être utilisées.

(a) Simulation du Bassin du San Juan par le modèle diffusif



(b) Schéma de corrélation du Bassin du San Juan



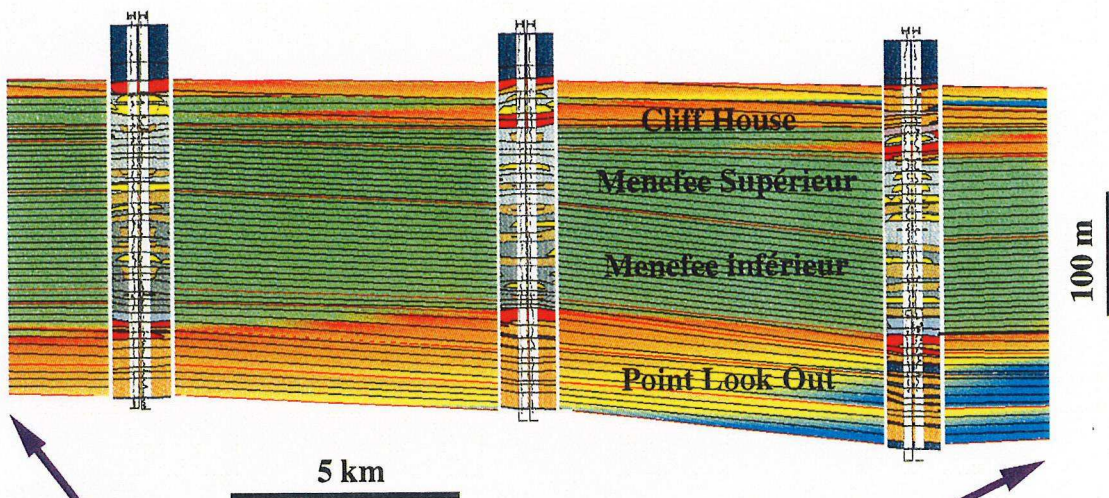
- Lobes d'épandage de crevasse
- Ceinture de méandrisation et chenaux isolés
- Plaine côtière
- Plage
- Littoral
- Marin proximal

| Position des 19 puits utilisés pour établir le schéma de corrélation

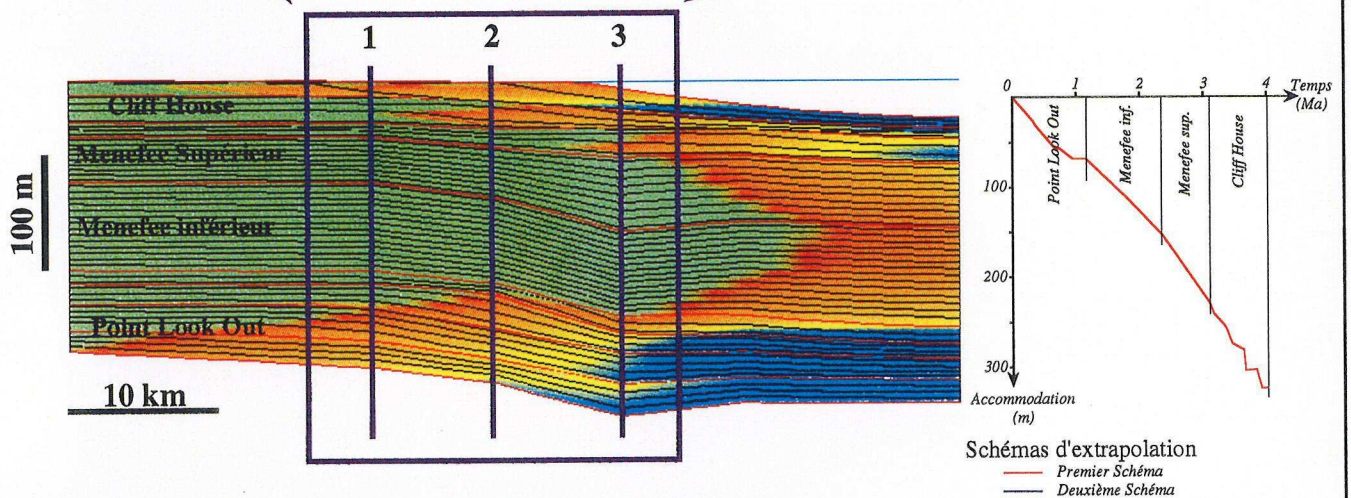
▼ Position des 3 puits utilisés comme contraintes géologiques

— Quelques surfaces remarquables de corrélation

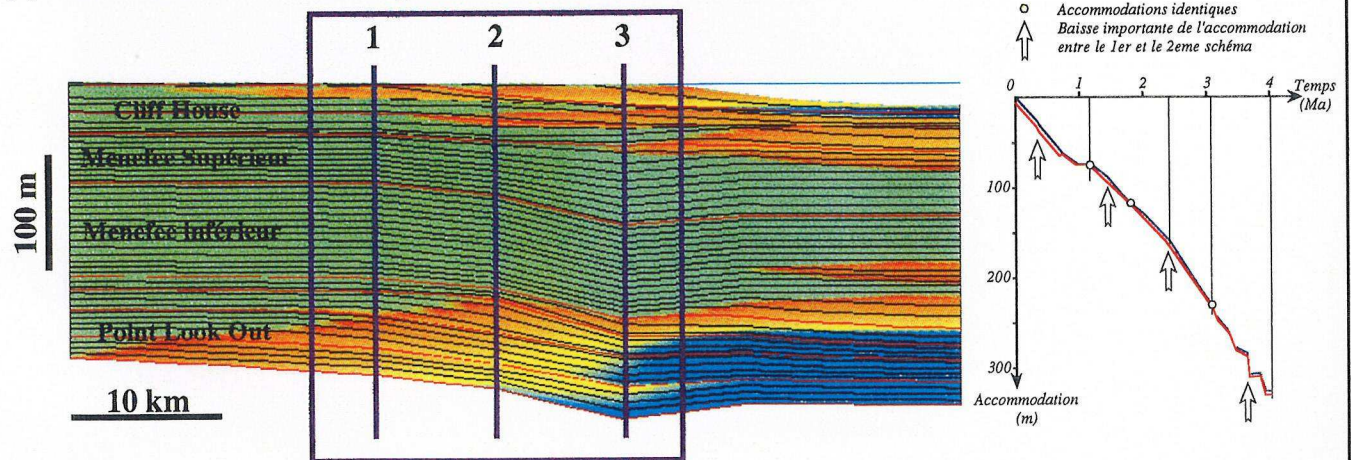
(a) Simulation du Bassin du San Juan par le modèle diffusif




(b) Premier schéma d'extrapolation vers l'aval du bassin



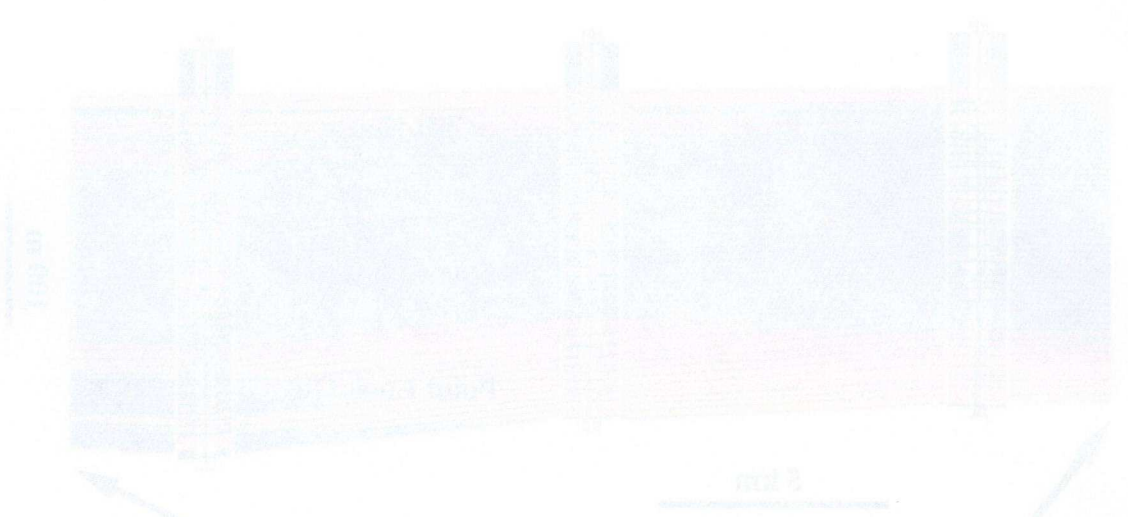
(c) Deuxième schéma d'extrapolation vers l'aval du bassin



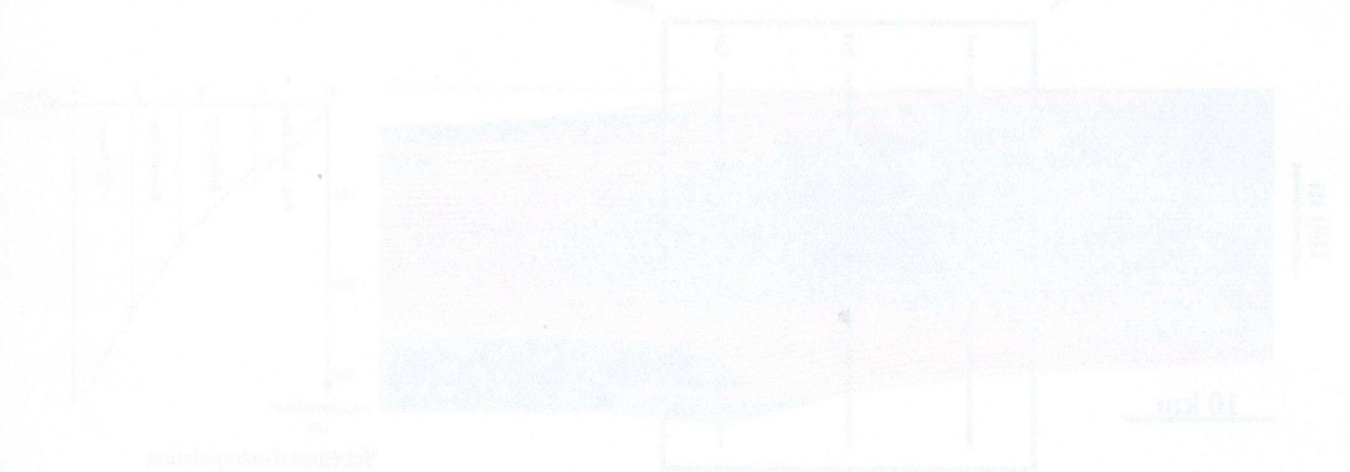

 Domaine de définition du modèle géologique
 et position des trois puits de calage

- Plaine côtière
- Plage
- Littoral
- Marin proximal

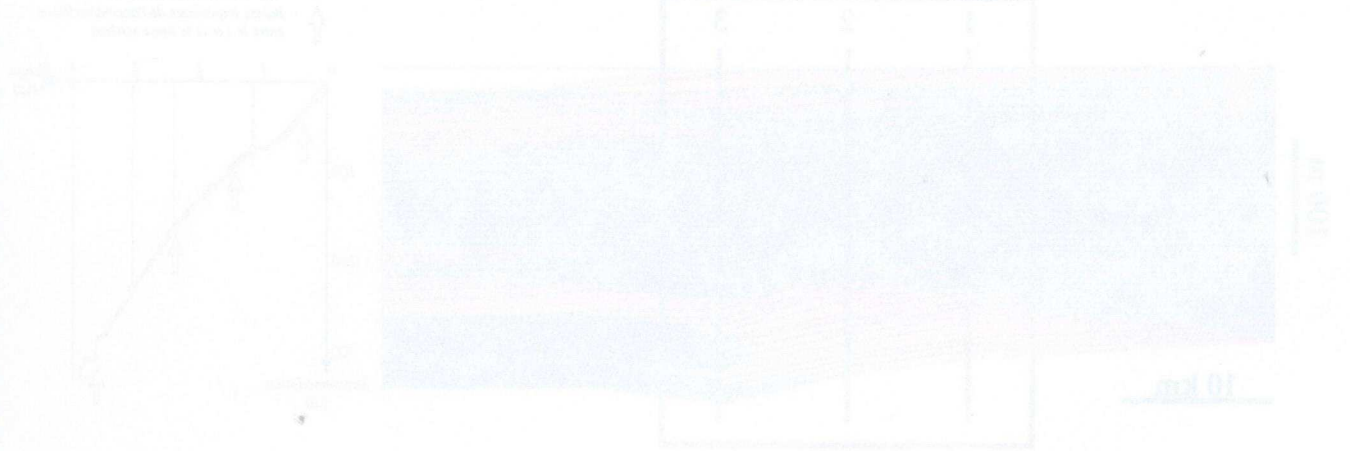
(a) Simulation du bassin de San Juan par le modèle diffusif



(b) Premier schéma d'extrapolation vers l'aval du bassin



(c) Deuxième schéma d'extrapolation vers l'aval du bassin



Legend for the diagrams:

- Water (blue)
- Gas (pink)
- Oil (red)
- Matrix (grey)

Le modèle diffusif est fondé sur une équation de diffusion. Comme toutes lois physiques, cette équation de diffusion peut être rendue adimensionnelle afin de séparer les paramètres caractéristiques du bassin étudié, et les équations adimensionnelles de transport.

L'équation de diffusion est issue du couplage du principe de conservation de la masse et d'une loi de diffusion. Ces deux équations de base du modèle diffusif sont rendues adimensionnelles grâce à l'introduction de grandeurs caractéristiques tels que le flux réduit et le coefficient de diffusion réduit.

$$\begin{cases} \text{conservation de la masse} \\ \text{équation de diffusion} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x} \\ \frac{\partial h}{\partial t} = K \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial(\tilde{h} H_o)}{\partial(\tilde{t} T_o)} = -\frac{\partial(\tilde{q} Q_o)}{\partial(\tilde{x} X_o)} \\ \frac{\partial(\tilde{h} H_o)}{\partial(\tilde{t} T_o)} = \tilde{k} K_o \frac{\partial^2(\tilde{h} h_o)}{\partial(\tilde{x} X_o)^2} \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} h & \text{altitude (en m)} \\ t & \text{temps (en m)} \\ x & \text{abscisse (en m)} \\ Q & \text{flux (en m}^2\text{/an)} \\ K & \text{coefficient de diffusion (en m}^2\text{/an)} \end{cases}$$

$(H_o, T_o, X_o, Q_o, K_o)$ grandeurs caractéristiques du bassin étudié

$(\tilde{h}, \tilde{t}, \tilde{x}, \tilde{Q}, \tilde{K})$ grandeurs adimensionnelles

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = -\left(\frac{Q_o T_o}{X_o H_o}\right) \frac{\partial \tilde{q}}{\partial \tilde{x}} \\ \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = \left(\frac{K_o T_o}{X_o^2}\right) \frac{\partial^2 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^2} \end{cases}$$

Ces grandeurs caractéristiques sont par exemple la longueur de la coupe simulée ou l'épaisseur de la formation.

L'équation de diffusion et la conservation de la masse peuvent ainsi s'écrire sous la forme de deux équations adimensionnelles, indépendantes du bassin étudié, dans lesquelles interviennent deux paramètres adimensionnels caractéristiques du bassin: le flux réduit et le coefficient de diffusion réduit.

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = -Q_{\text{réduit}} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial \tilde{x}} \\ \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = K_{\text{réduit}} \frac{\partial^2 \tilde{h}}{\partial \tilde{x}^2} \end{cases}$$

$$Q_{\text{réduit}} = \frac{Q_o T_o}{X_o H_o} \quad \text{et} \quad K_{\text{réduit}} = \frac{K_o T_o}{X_o^2}$$

$Q_{\text{réduit}}$ et $K_{\text{réduit}}$ les flux et coefficient de diffusion réduits, caractéristiques du bassin étudié

Pour que deux bassins aient la même structure géométrique des corps sédimentaires malgré leurs différences d'échelle, il suffit que leurs flux et coefficients de diffusion réduits soient identiques.

Encart 1. L'adimensionnement de l'équation de diffusion

Une meilleure prise en compte de ces informations fait actuellement l'objet de recherche, qui aboutiront certainement à une meilleure restitution des dépôts continentaux et à une meilleure prédiction du modèle diffusif vers l'aval du bassin.

Malgré la faiblesse actuelle du modèle vers l'aval du bassin où les contraintes géologiques sont absentes, le modèle diffusif a cependant permis de restituer convenablement les contraintes géologiques définies au droit des trois puits de calage.

233. L'adimensionnement des équations et la calibration des paramètres

Les flux de sédiments et les coefficients de diffusion ont été estimés à partir d'une analyse des contraintes géologiques en supposant par exemple une sédimentation constante et uniforme (voir paragraphe 23). Ces hypothèses nous ont permis de restituer les contraintes géométriques et faciologiques identifiées au droit des trois puits de calage (voir planche 3), mais la contrainte temporelle, spécifiant que la durée de la formation est égale à 4 millions d'années, n'a pas pu être respectée. La durée de la formation simulée est en fait égale à 4.66 million d'années.

Afin de restituer cette contrainte géologique "temporelle", nous avons modifié la valeur des flux et des coefficients de diffusion en nous basant sur deux paramètres adimensionnels (voir l'encart 1), appelé flux réduit et coefficient de diffusion réduit. Pour que deux bassins aient la même structure géométrique des corps sédimentaires malgré leurs différences d'échelle, il suffit que ces deux paramètres soient identiques.

Si nous appliquons cette règle au Bassin du San Juan, nous constatons que pour obtenir une formation dont la durée soit égale à 4 millions d'années, il suffit de multiplier les flux et les coefficients de diffusion par le rapport de 4.66 par 4, soit par 1.165.

Grandeurs caractéristiques	Avant calibration	Après calibration
Durée (T_0)	4.66 Ma	4 Ma
Flux (Q_0)	4 km ² /Ma	4,66 km ² /Ma
Coefficient de diffusion (K_0)	1 km ² /ka	1,165 km ² /ka
Longueur (X_0)	60 km	60 km
Hauteur (H_0)	300 m	300 m
Flux réduit	1,0355	
Coefficient réduit	1,2944	

Nous avons ainsi obtenu une simulation dont les résultats sont calés sur les géométries et les faciès définis par les contraintes géologiques, et calibrée en temps.

L'inversion, fondée sur la prise en considération de trois puits, permet ainsi de quantifier les paramètres nécessaires à la simulation pour restituer la géométrie des séquences du groupe du MesaVerde (planche 3). L'analyse des résultats de la simulation met clairement en évidence la progradation rapide des corps littoraux à la base de la formation, puis la formation des trois unités littorales rétrogradantes et déconnectées au toit de celle-ci.

De plus, l'adimensionnement des paramètres a permis de calibrer les variations au cours du temps de l'accommodation au droit des cinq puits et de dater ainsi les dix surfaces remarquables.

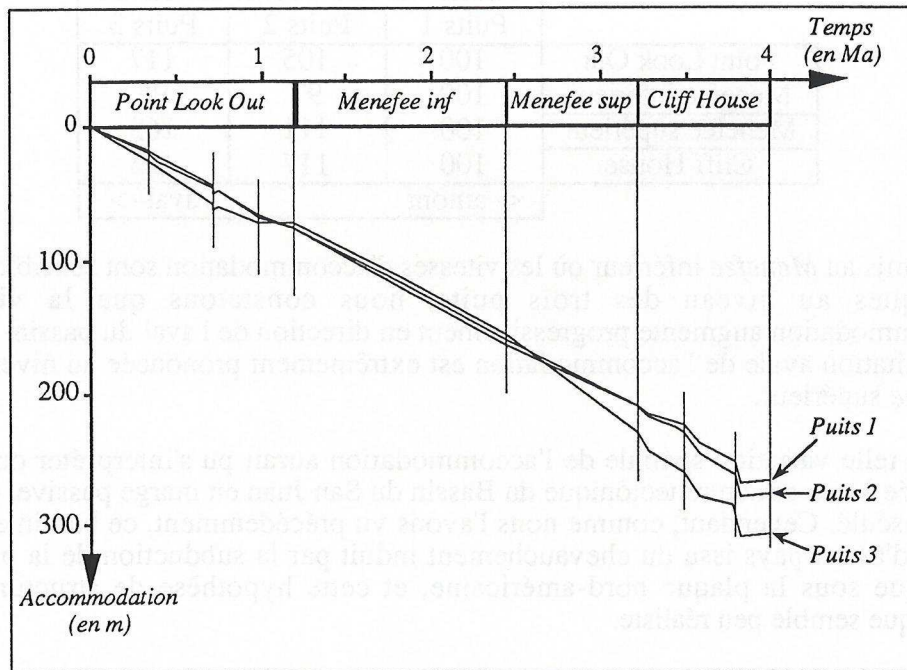


figure 3.18. L'évolution de l'accommodation au cours du temps

24. L'analyse de la simulation du Groupe du MesaVerde

Comme nous venons de le voir, l'inversion des contraintes géologiques a permis de quantifier les variations de l'accommodation au cours du temps. L'analyse de ces courbes d'accommodation permet de mettre en lumière deux problèmes: (1) une variation importante de la répartition spatiale de l'accommodation, principalement au *Menefee* supérieur, et (2) une variation de l'évolution au cours du temps de l'accommodation entre le *Point Look Out* et le *Cliff House* (figure 3.18).

241. Analyse des variations spatiales de l'accommodation

Dans un premier temps, nous avons analysé les variations spatiales de l'accommodation. Au droit des trois puits de calage, la vitesse de création de l'accommodation définie par l'inversion varie entre 51 et 101 mètres par million d'années.

	vitesse d'accommodation (m/Ma)		
	Puits 1	Puits 2	Puits 3
Point Look Out	66	69	77
Menefee inférieur	61	59	58
Menefee supérieur	51	57	83
Cliff House	82	96	101
	<- amont		aval ->

Afin de faciliter la comparaison de la répartition spatiale de l'accommodation, nous avons normé chacune de ces vitesses par rapport à la vitesse mesurée au droit du puits 1.

	vitesse normée d'accommodation		
	Puits 1	Puits 2	Puits 3
Point Look Out	100	105	117
Menefee inférieur	100	97	95
Menefee supérieur	100	111	163
Cliff House	100	117	123
	<- amont		aval ->

Hormis au *Menefee* inférieur où les vitesses d'accommodation sont sensiblement identiques au niveau des trois puits, nous constatons que la vitesse d'accommodation augmente progressivement en direction de l'aval du bassin. Cette augmentation avale de l'accommodation est extrêmement prononcée au niveau du *Menefee* supérieur.

Une telle variation spatiale de l'accommodation aurait pu s'interpréter comme étant liée à une structure tectonique du Bassin du San Juan en marge passive, ou en bloc basculé. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, ce bassin est un bassin d'avant-pays issu du chevauchement induit par la subduction de la plaque Pacifique sous la plaque nord-américaine, et cette hypothèse de structuration tectonique semble peu réaliste.

Le modèle géologique a mis en évidence la complexité faciologique du domaine continental, avec une prédominance des ceintures de méandrisation au sein du *Menefee* inférieur, et des chenaux isolés au niveau du *Menefee* supérieur, et une décomposition du *Cliff House* en trois unités littorales rétrogradantes. Il est donc raisonnable de considérer que la variation spatiale de l'accommodation peut être liée à une compaction différentielle des sédiments. Comme cette compaction n'a pas été prise en compte dans le modèle diffusif du fait de l'impossibilité de différencier chaque chenal isolé ou chaque ceinture de méandrisation, la compaction différentielle est simulée par une subsidence différentielle.

Cette compaction différentielle est particulièrement sensible sur le modèle géologique dans la formation du *Cliff House* où on constate un épaississement des couches sédimentaires au niveau de chaque prisme littoral. Nous pouvons donc supposer que l'épaississement aval du *Menefee* supérieur est lié à une compaction différentielle d'un ou de plusieurs prismes littoraux situés "à proximité" du puits 3.

242. Analyse des variations au cours du temps de l'accommodation

L'aspect linéaire des courbes d'accommodation (figure 3.18) résulte en grande partie de l'incertitude de mesure des faciès continentaux de la formation du *Menefee* (voir paragraphe 232). Nous nous sommes donc focalisés sur les différences de variation au cours du temps opposant les formations du *Point Look Out* et du *Cliff House*. Les valeurs moyennes en mètres par million d'années des vitesses de création de l'accommodation et de sédimentation au niveau des trois puits de calages sont les suivantes.

	Vitesse de sédim. (m/Ma)	<i>Point Look Out</i> (Progradation)		<i>Cliff House</i> (Rétrogradation)	
		Vit. Acco. (m/Ma)	Rapport A / S	Vit. Acco. (m/Ma)	Rapport A / S
Puits 1	72	66	0.92	82	1.14
Puits 2	76	69	0.91	96	1.26
Puits 3	81	77	0.95	101	1.25
		rapport < 1		rapport > 1	

Le rapport A/S correspond au rapport adimensionnel entre les vitesses d'accommodation et de sédimentation, et permet de quantifier le taux de remplissage par les sédiments de l'espace créé par les mouvements eustatiques et tectoniques.

Nous voyons ainsi que la vitesse de création d'accommodation est en moyenne inférieure à la vitesse de sédimentation durant la formation du *Point Look Out*, tandis qu'elle est supérieure lors du *Cliff House*. Ainsi, durant la formation du *Point Look Out*, il n'y a pas assez d'espace créé dans le bassin pour accueillir les sédiments. Ceux-ci sont donc contraints d'envahir le domaine marin pour trouver de l'espace disponible pour leur sédimentation, ce qui conduit à une progradation globale des corps littoraux. Au contraire, lors de la formation du *Cliff House*, l'espace créé est supérieur au besoin des sédiments, qui disposent ainsi de suffisamment d'espace en domaine continental ou littoral pour se déposer, induisant par la même une rétrogradation globale des corps littoraux.

Il semblerait donc que les différences du mode d'empilement des unités génétiques et de migration de littoral entre le *Point Look Out* et le *Cliff House* seraient générées par une augmentation de la vitesse de création de l'accommodation au cours du temps. Cette augmentation est cependant liée aux hypothèses physiques utilisées pour réaliser la simulation, en particulier elle est issue de l'hypothèse de la constance des apports sédimentaires.

Si nous supposons que la vitesse de création de l'accommodation est constante, il est nécessaire de diminuer progressivement la valeur des apports sédimentaires au cours du temps. L'absence de marqueurs temps datés au sein de la formation sédimentaire empêche de trancher en faveur d'une hypothèse ou d'une autre.

Nous constatons ainsi qu'une variation du niveau relatif de la mer toujours positive peut induire des cycles transgressifs et régressifs de très forte amplitude si le rapport entre l'espace créé et l'apport sédimentaire varie au cours du temps et oscille autour d'un seuil critique égal à 1.

243. L'augmentation de la pente au sein du *Point Look Out*

Les variations de l'accommodation dans le bassin et au cours du temps ne permettent pas de restituer l'ensemble des caractéristiques géométriques et faciologiques des unités sédimentaires.

Comme nous l'avons vu lors de l'analyse des données de puits, la pente du littoral évolue au sein de la phase de progradation du *Point Look Out*. Ayant une valeur de l'ordre de 1 mètre par kilomètre à la base de la formation au niveau de la surface 0, elle augmente progressivement pour atteindre environ 4 mètres par kilomètre au niveau de la surface 2 (figure 3.13). Cette augmentation de la pente au cours de la progradation d'un littoral est observée également dans le cas théorique simulé mais avec des augmentations moindres de la pente. La variation de l'accommodation est donc insuffisante dans le cas du Bassin du San Juan pour restituer une telle variation.

Deux hypothèses peuvent expliquer cette variation: (1) une diminution du coefficient de diffusion et (2) une augmentation du flux de sédiment.

(1) Une diminution du coefficient de diffusion

En se fondant sur l'hypothèse d'un flux constant, l'inversion a permis de définir les valeurs suivantes des coefficients de diffusion en domaine marin.

	Age (ka)	Sable (km ² /ka)	Argile (km ² /ka)
Surface 0 ->	0	3,86	7,72
Surface 1 ->	340	4,66	9,32
	430	3,45	6,9
	520	2,32	4,64
	610	1,95	3,75
Surface 2 ->	à partir de 720	1,16	2,32

A partir de la surface 2 (figure 3.13), les coefficients restent constant au cours du temps.

La variation du coefficient de diffusion peut s'interpréter comme un changement de l'hydrodynamique littorale liée à une augmentation progressive de l'activité des vagues induisant un freinage de plus en plus intense des sédiments, et une pente de plus en plus élevée. Cette augmentation de l'énergie des vagues peut être liée soit à une modification régionale des caractéristiques des vagues, soit à une modification locale de leurs influences sur le littoral. Le premier cas impose une variation importante de la morphologie marine ou des conditions climatiques, tandis que le second cas peut être lié à changement d'environnement de dépôt, passant d'un secteur abrité où les vagues ont peu d'influence, à un secteur exposé où l'action des vagues est très intense.

(2) Une augmentation du flux de sédiment

Les hypothèses vues ci-dessus reposent sur la variabilité du coefficient de diffusion, due à la constance des apports sédimentaires. Nous avons donc supposé dans un deuxième temps que les coefficients de diffusion restaient constants au cours du temps, et nous nous sommes intéressés à la valeur des apports sédimentaires que cette constance induisait. Pour obtenir des géométries identiques avec ces deux hypothèses, flux constant et coefficient de diffusion constant, il est nécessaire de respecter les valeurs des flux et coefficients de diffusion réduits.

	Diminution de la diffusion			Augmentation du flux		
	Age (ka)	Sable (km ² /ka)	Flux (km ² /Ma)	Age (ka)	Sable (km ² /ka)	Flux (km ² /Ma)
Surf. 0	0	3,86	2,33	0	1,58	0,94
Surf. 1	340	4,66	2,33	840	1,58	0,79
	430	3,45	2,33	1120	1,58	1,05
	520	2,32	2,33	1300	1,58	1,58
	610	1,95	2,33	1430	1,58	1,90
	720	1,16	2,33	1580	1,58	3,16
Surf. 2	720	1,16	2,33	1580	1,58	3,16
Surf. 3	1000	1,16	2,33	1780	1,58	3,16
Surf. 9	4000	1,16	2,33	4000	1,58	3,16

La constance du coefficient de diffusion implique une augmentation progressive du flux de sédiment au cours de la formation du *Point Look Out*. Cette augmentation peut avoir de nouveau des causes régionales, telles qu'une augmentation à l'échelle du bassin du San Juan du flux de sédiment liée au climat ou à la tectonique, ou des causes locales telles qu'un changement d'environnement de dépôt. La coupe étudiée, située dans un environnement peu alimenté en sédiment, se rapprocherait progressivement de la zone principale d'apports sédimentaires. La variation du flux peut ainsi s'expliquer par une migration latérale des prismes littoraux.

Le choix entre ces différentes hypothèses physiques ne peut être fait par le modèle diffusif seul. Il est nécessaire de connaître le contexte régional du Bassin du

San Juan afin de choisir une hypothèse parmi les autres. Le modèle diffusif ne permet que de quantifier les paramètres physiques nécessaires à la concrétisation d'une hypothèse. Cependant, il nous semble raisonnable de supposer que cette variation de pente est liée à une migration des environnements de dépôt, couplant ainsi deux phénomènes: une augmentation de l'énergie des vagues et des flux de sédiments, liées au rapprochement des prismes littoraux (figure 3.19).

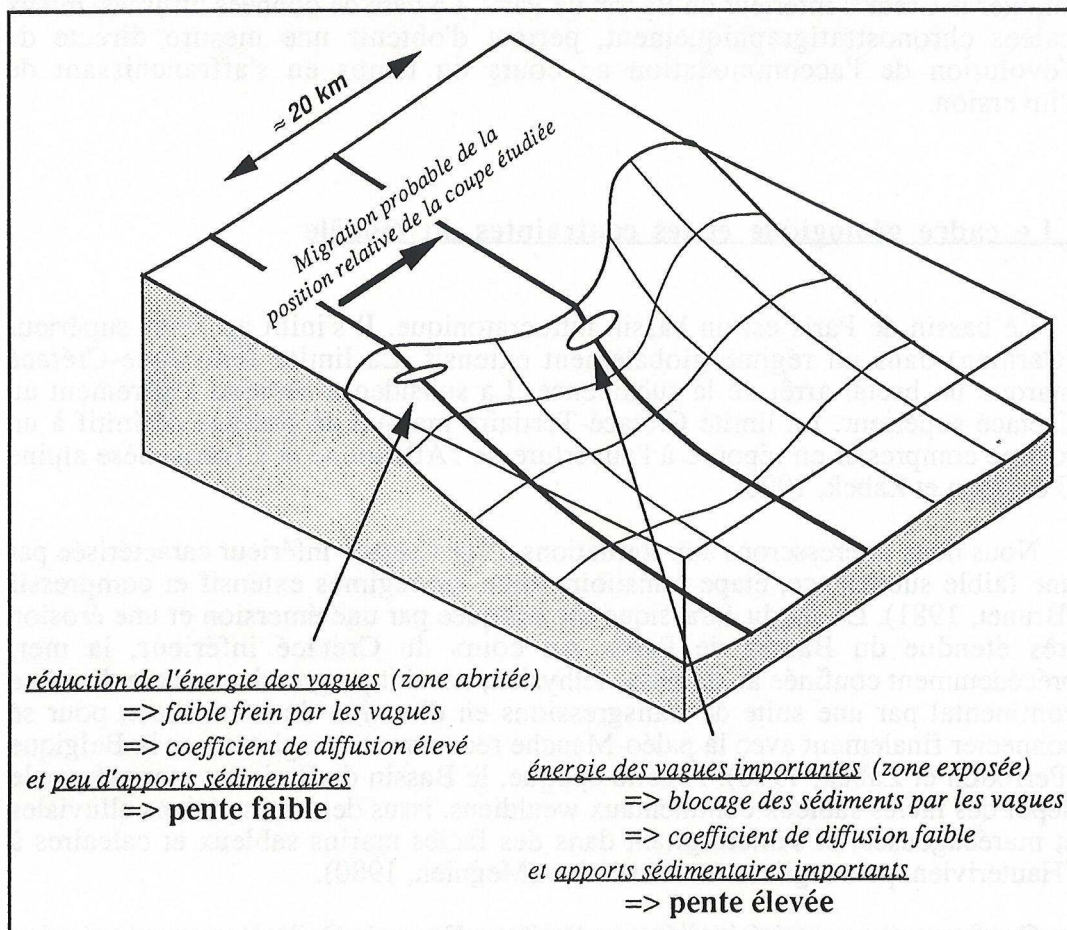


figure 3.19. La migration des environnements de dépôts

En synthèse, la simulation du Bassin du San Juan a permis d'obtenir une estimation des géométries et des faciès des corps sédimentaires calée aux contraintes géologiques, et comparable au modèle géologique. L'extrapolation des résultats du modèle vers l'aval du bassin est cependant limitée par la non prise en compte des différenciations faciologiques des dépôts continentaux. Le modèle diffusif permet de plus de tester différentes hypothèses physiques sur la dynamique du remplissage sédimentaire du Bassin du San Juan, mais la distinction entre l'hypothèse flux constant et vitesse d'accommodation constante n'a pu être faite suite aux manques de datations au sein de la formation étudiée. La simulation du *Cliff House* a nécessité une modification des paramètres physiques n'ayant pas été détectés dans les données géologiques, remettant ainsi en cause soit la physique du modèle diffusif, soit la méthode d'estimation des pentes littorales.

3. La simulation du Crétacé inférieur du Bassin de Paris

Afin de tester le modèle diffusif à l'échelle bassin et en 3D, nous avons cherché à simuler le Crétacé inférieur du Bassin de Paris. La base de données utilisées, mieux calées chronostratigraphiquement, permet d'obtenir une mesure directe de l'évolution de l'accommodation au cours du temps en s'affranchissant de l'inversion.

31. Le cadre géologique et les contraintes du modèle

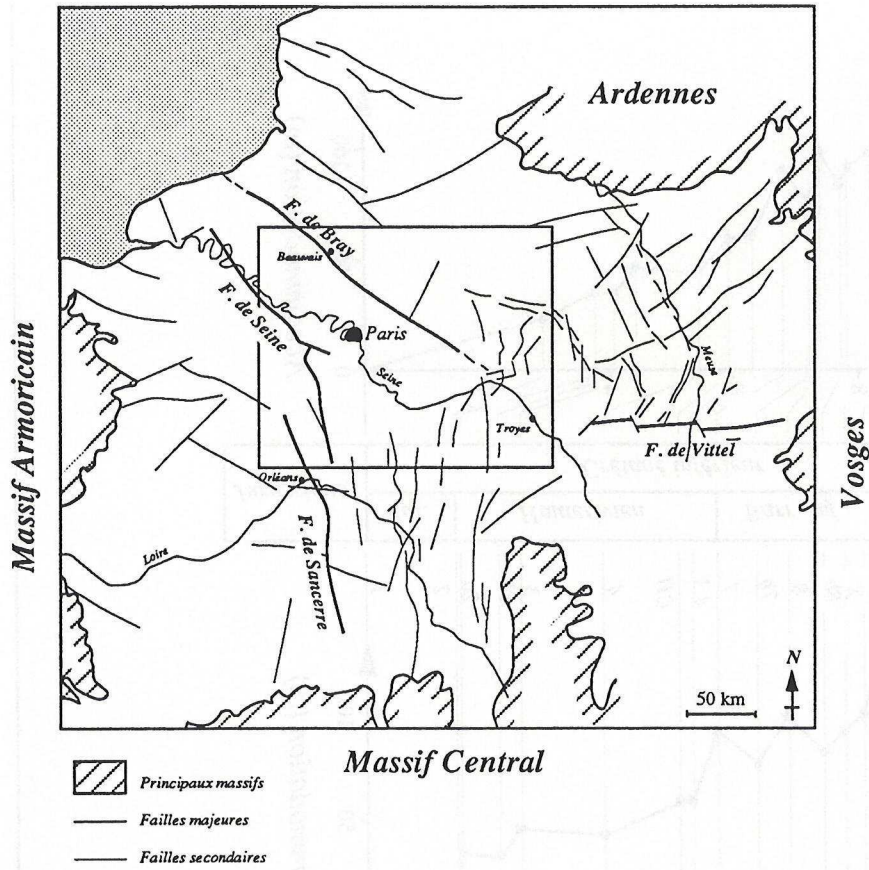
Le bassin de Paris est un bassin intracratonique. Il s'initie au Trias supérieur (Carnien) dans un régime globalement extensif. La limite Jurassique-Crétacé marque un brutal arrêt de la subsidence. La subsidence reprend légèrement au Crétacé supérieur. La limite Crétacé-Tertiaire marque un passage définitif à un régime compressif en réponse à l'ouverture de l'Atlantique et à l'orogénèse alpine (Perrodon et Zabek, 1990).

Nous nous intéresserons aux formations d'âge Crétacé inférieur caractérisée par une faible subsidence, étape transitoire entre les régimes extensif et compressif (Brunet, 1981). La fin du Jurassique est marquée par une émergence et une érosion très étendue du Bassin de Paris. Au cours du Crétacé inférieur, la mer, précédemment confinée au domaine téthysien, envahit progressivement le domaine continental par une suite de transgressions en direction du nord-ouest, pour se connecter finalement avec la paléo-Manche recouvrant l'Angleterre et la Belgique (Perrodon et Zabek, 1990). A cette époque, le Bassin de Paris est marqué par le dépôt des faciès sableux continentaux wealdiens, issus de vastes plaines alluviales et marécageuses, et s'interdigitant dans des faciès marins sableux et calcaires à l'Hauterivien, puis argileux au Barrémien (Megnier, 1980).

Ces formations ont été étudiées en détail par François Guillocheau et son équipe de recherche à l'aide de l'analyse de plus de 500 puits répartis sur une surface mesurant environ 200 kilomètres de long et 240 kilomètres de large (figure 3.20 a). Le long de chaque puits, les diagraphies disponibles ont été interprétées en faciès, puis en unités génétiques et en groupements d'unités génétiques. Ce cadre stratigraphique a permis d'établir un schéma de corrélation des différents puits aboutissant ainsi à un modèle géologique. L'empilement et le dénombrement des unités génétiques, calés sur les zones d'ammonites et sur l'échelle chronostratigraphique d'Odin (Odin et Odin, 1990), a permis de calibrer la durée de chacune des phases de progradation et de rétrogradation des groupements d'unités génétiques.

Ces surfaces de corrélation seront nommées dans la suite de notre propos suivant la terminologie définie par François Guillocheau et son équipe de Géosciences Rennes.

(a) Contexte structural du Bassin de Paris



(b) Reconstitution paléogéographique à l'Hauterivien moyen

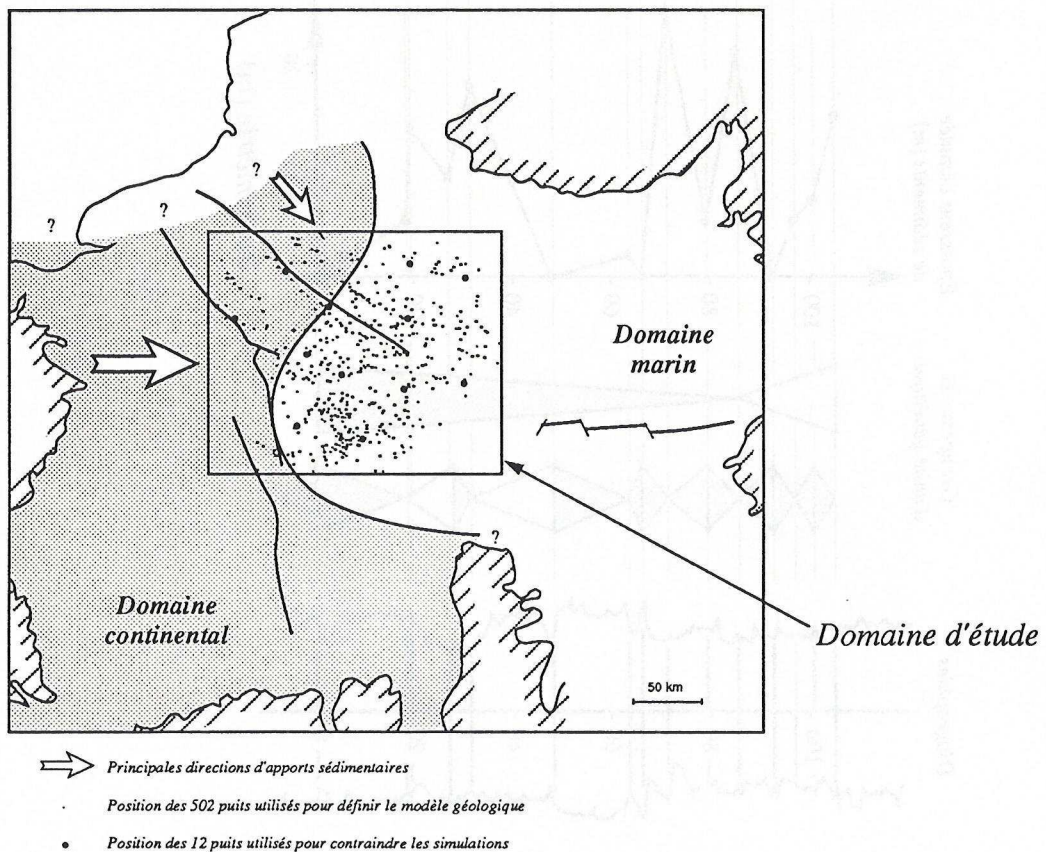
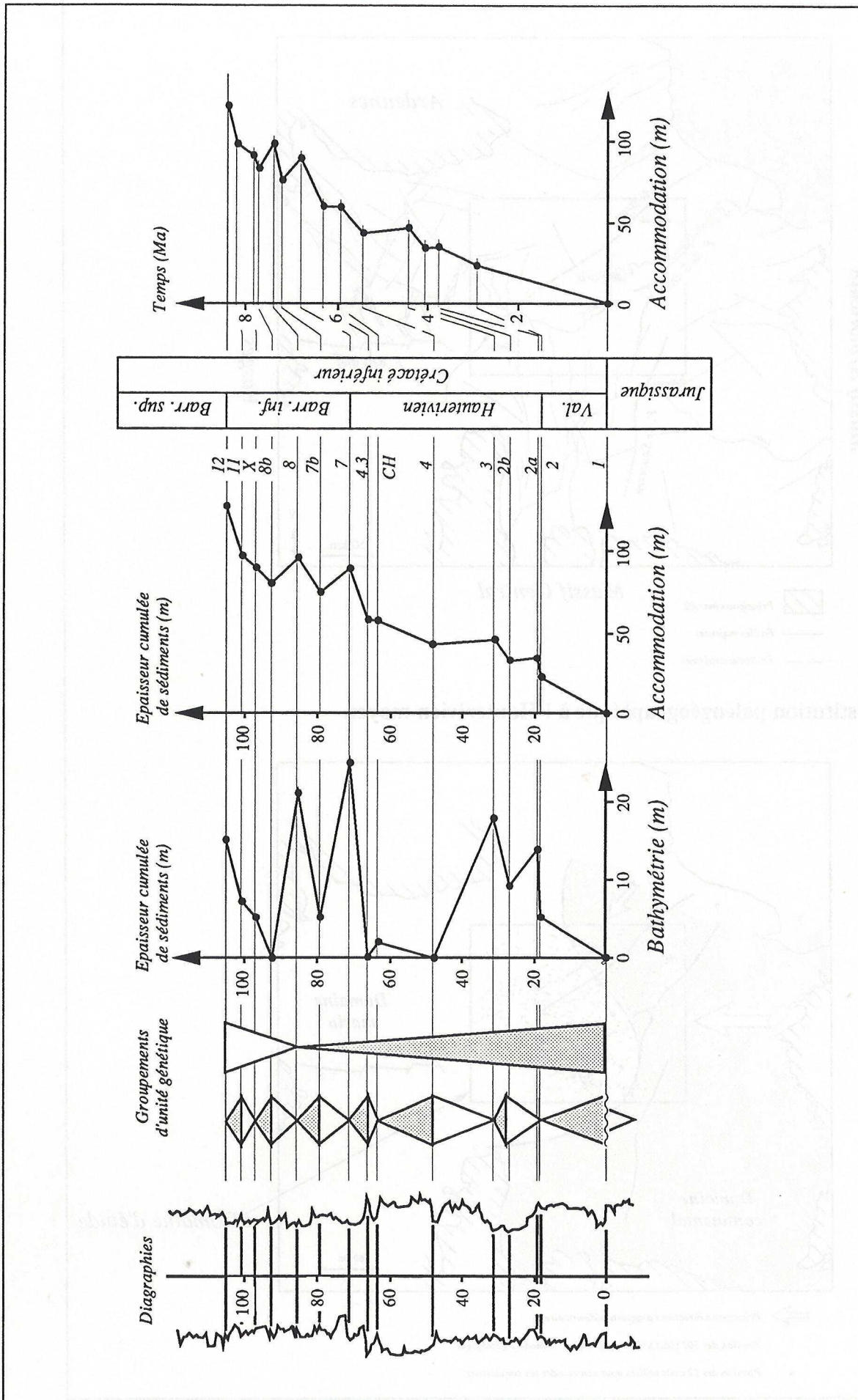


figure 3.20. Le Bassin de Paris



136 figure 3.21. Exemple de contraintes géologiques - le puits de Charmottes 5

	Surfaces de corrélation		Age (Ma)	
	Caractéristiques	Nom	absolu	relatif
Barrémien inf. - Barr. sup. ->	MFS	12	115,1	8,5
	FS	11	115,3	8,0
	MFS	X	115,6	7,8
	FS	8b	115,8	7,5
	MFS	8	116,1	7,3
	FS	7b	116,3	6,9
Hauterivien - Barrémien inf. ->	MFS	7	116,7	5,5
	FS	4.3	117,2	6,4
	MFS	Ch	117,6	6,0
	FS	4	118,1	5,5
	MFS	3	119,1	4,5
		2b	119,5	4,1
Valanginien - Hauterivien ->		2a	119,8	3,8
	MFS	2	120,7	2,9
Purbeckien - Valanginien ->	Un	1	123,6	0

avec $\left\{ \begin{array}{lll} \text{MFS} & \text{Maximum Flooding Surface} & \text{Surface d'inondation maximale} \\ \text{FS} & \text{Flooding Surface} & \text{Surface d'inondation} \\ \text{Un} & \text{Unconformity} & \text{Surface d'unconformité} \end{array} \right.$

Au niveau de ces surfaces de corrélations datées, la position de la ligne du rivage a été déterminée en distinguant le domaine continental du domaine marin. L'argilosité des sédiments a ensuite été estimée en convertissant la valeur du gamma-ray lue au niveau de ces surfaces. Cette conversion a été effectuée en supposant l'existence d'une relation linéaire entre argilosité et radioactivité. Cette valeur de l'argilosité a ensuite été transcrite en bathymétrie en utilisant l'expression diagraphique des unités génétiques, préalablement calibrée sur carottes. Nous disposons ainsi d'un modèle géologique très détaillé comprenant 15 surfaces datées informées en faciès, en bathymétrie et en profondeur.

Dans le cadre de la simulation par le modèle diffusif, nous avons extrait 12 puits de la base de données complète (figure 3.20 b), le long desquelles nous avons supposé connus le faciès, la bathymétrie et la position des 15 surfaces datées (figure 3.21).

Indice	Nom des puits	Coordonnées Lambert	
		X	Y
1	Cassin	558 232	1131 985
2	Ercuis	598 950	1170 390
3	Egry	608 553	1043 534
4	Lieusaint	616 136	1102 426
5	Chauconin	633 875	1141 366
6	Cudot 1D	661 134	1032 692
7	Charmottes 5	644 150	1085 445
8	Fontaine au Bron 1	695 765	1131 882
9	La Richarde	697 720	1176 998
10	Prosnes 1	741 515	1165 455
11	Val d'Orvin	693 122	1073 359
12	Valdrez	740 271	1078 546

Le but de cette simulation du Bassin de Paris est de tester la capacité du modèle diffusif à reconstituer l'histoire sédimentaire d'un bassin. Nous avons donc choisi un nombre de puits nécessaire afin de couvrir l'ensemble du Bassin de Paris. Du fait de la régularité de la sédimentation à cette époque (absence d'accidents tectoniques locaux majeurs), 12 puits régulièrement espacés étaient suffisants. Nous avons ensuite extrait de la base de données (issue de l'analyse de plus de 500 puits) la position exacte des surfaces remarquables permettant une corrélation précise de ces 12 puits. Nous avons ainsi obtenu une nouvelle base de données constitué de 12 puits "parfaitement" corrélés. A partir de cette nouvelle base, nous avons essayé de restituer les géométries observées dans le Bassin de Paris à l'aide du modèle diffusif. L'utilisation d'une base parfaite nous permettra d'effectuer une comparaison efficace entre les résultats du modèle diffusif et le modèle géologique, non entachée par une erreur (malheureusement possible dans un cas réel) sur les données.

Il est évident que dans un cas réel, l'utilisateur du modèle n'a le choix ni du nombre de puits, ni de leur localisation. Pour "simuler" cette situation, nous aurions pu choisir aléatoirement les puits, ou les localiser dans une région précise du bassin, ou De plus, si nous n'avions pas disposé du modèle géologique détaillée, nous n'aurions jamais pu positionner convenablement les 12 puits, ni définir avec la même précision les 15 surfaces remarquables de corrélation. L'information, tant en qualité qu'en quantité, aurait été ainsi fortement dégradée. Seule une analyse très détaillée des données existantes permet au géologue d'atténuer cette dégradation. Ce type d'étude de sensibilité du modèle à l'information existante, bien que fort intéressante, n'a d'intérêt que si le modèle est géologiquement cohérent. Nous nous sommes attachés à tester cette cohérence, et à mettre en lumière les limites du modèles, avant de passer à cette seconde étape, qui ne sera réalisée qu'ultérieurement.

32. L'estimation des paramètres du modèle diffusif

321. Estimation de l'accommodation

Au droit de ces 12 puits, nous connaissons la position des 15 surfaces remarquables. Nous disposons de 15 points de mesure de l'épaisseur cumulée des sédiments et de la bathymétrie au niveau desquels l'âge est connu. Il est ainsi possible d'obtenir l'évolution de l'accommodation au cours du temps en sommant ces valeurs bathymétriques à l'épaisseur des sédiments (Granjeon *et al.*, 1994). La bathymétrie ne pouvant pas être définie au mètre près, cette évolution n'est qu'une première estimation de l'accommodation qui sera ajustée par l'inversion. Cette estimation permet d'obtenir 12 valeurs réparties sur l'ensemble du bassin, au niveau de chacun des 15 surfaces datées.

Pour définir des cartes d'accommodation, paramètres indispensables à tous les modèles de sédimentation, nous avons extrapolé ces 12 valeurs en utilisant une méthode que nous avons appelé "la toile de l'araignée".

Le principe de cette méthode consiste à trianguler le bassin étudié, et à définir un plan d'interpolation au niveau de chacun des triangles ainsi défini (figure 3.22). Ce plan d'interpolation est le plan qui passe par les trois sommets du triangle. Cette méthode "arachnéenne" nécessite la connaissance de la position de la surface recherchée au niveau de chacun des sommets des triangles. Nous disposons de 12 puits situés à l'intérieur du bassin. Pour permettre d'appliquer cette méthode d'extrapolation sur les bordures du bassin où nous n'avons pas d'informations, nous avons défini 8 puits fictifs le long desquels nous avons estimé la position des

surfaces en réalisant une moyenne des positions mesurées au droit des puits les plus proches. En numérotant les 12 puits réels de 1 à 12, et les 8 puits fictifs de 13 à 20, la valeur au niveau des 8 puits est définie par le tableau suivant.

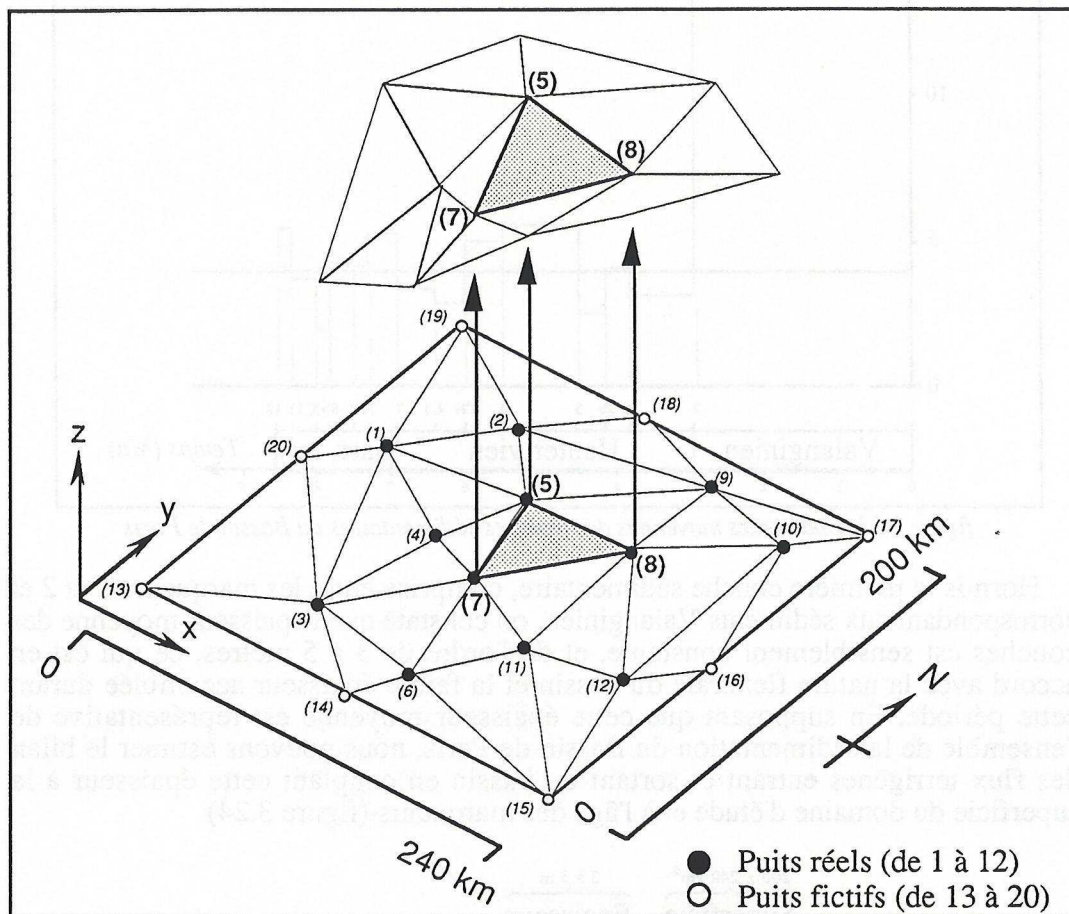


figure 3.22. Méthode d'extrapolation de "la toile d'araignée"

Puits 13	Moyenne des puits 1 et 3
Puits 14	Moyenne des puits 3 et 6
Puits 15	Moyenne des puits 6, 11 et 12
Puits 16	Moyenne des puits 10 et 12
Puits 17	Moyenne des puits 9 et 10
Puits 18	Moyenne des puits 2 et 9
Puits 19	Moyenne des puits 1 et 2
Puits 20	Égal au puits 1

Cette méthode purement mathématique peut être affinée si le contexte structural du bassin étudié est connu. En particulier, dans le cas où des coupes sismiques ou des blocs sismiques sont disponibles, il est possible d'extraire une estimation plus ou moins précise de la position des surfaces recherchées, et de mieux contraindre la méthode d'extrapolation.

322. Estimation des apports sédimentaires

Afin d'obtenir une première estimation des flux entrants et sortants du Bassin de Paris, nous nous sommes intéressés à l'épaisseur moyenne des couches sédimentaires, que nous avons estimés en moyennant l'épaisseur mesurée au droit des 12 puits (figure 3.23).

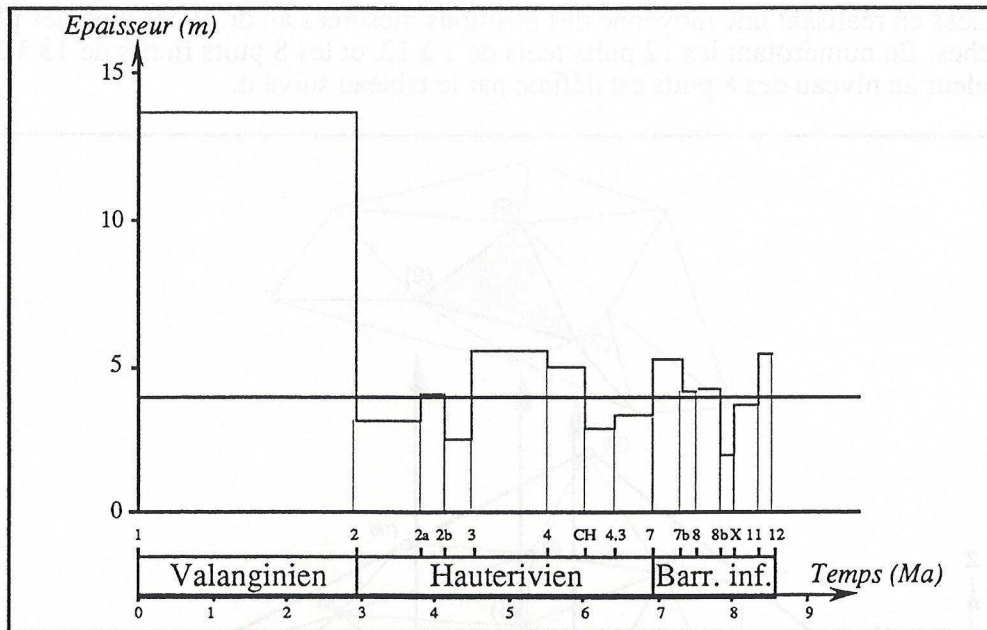


figure 3.23. Epaisseurs moyennes des couches sédimentaires du Bassin de Paris

Hormis la première couche sédimentaire, comprise entre les marqueurs 1 et 2 et correspondant aux sédiments Valanginien, on constate que l'épaisseur moyenne des couches est sensiblement constante, et de l'ordre de 3 à 5 mètres, ce qui est en accord avec la nature flexurale du bassin et la faible épaisseur accumulée durant cette période. En supposant que cette épaisseur moyenne est représentative de l'ensemble de la sédimentation du Bassin de Paris, nous pouvons estimer le bilan des flux terrigènes entrant et sortant du bassin en couplant cette épaisseur à la superficie du domaine d'étude et à l'âge des marqueurs (figure 3.24).

$$\frac{\text{Superficie} \cdot \text{Épaisseur}}{\text{Durée}} = \text{Flux}$$

$\frac{200 \times 240 \text{ km}^2 \cdot 3 \text{ à } 5 \text{ m}}{0,2 \text{ à } 2,9 \text{ Ma}} = \text{Flux}$
 200 à 1200 km³/Ma

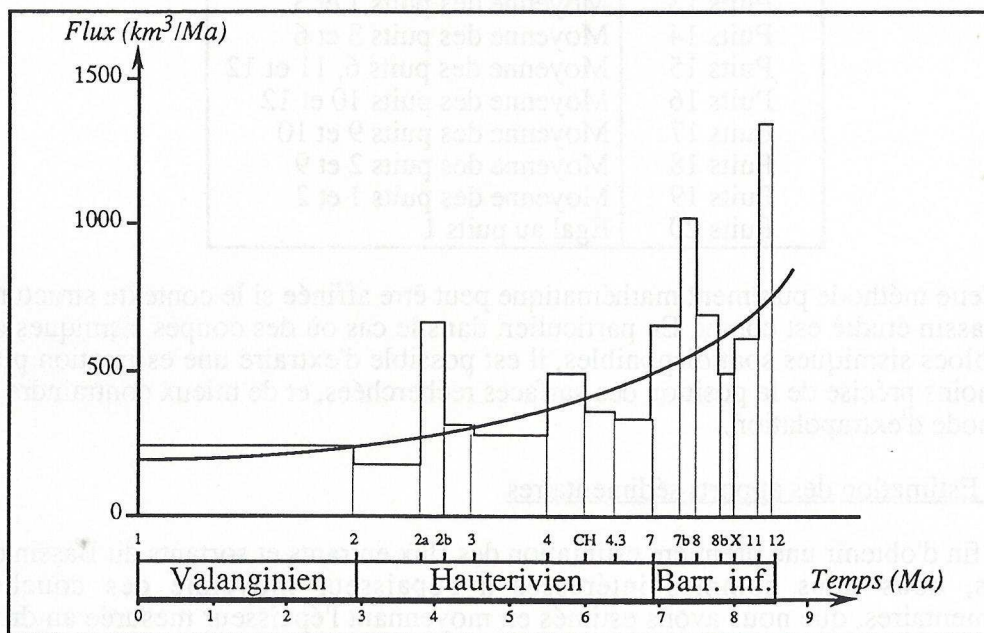


figure 3.24. Estimation des flux terrigènes

Du fait d'une diminution de la durée des groupements d'unités génétiques, nous constatons que le flux nécessaire pour remplir le Bassin de Paris doit augmenter au cours du temps. Le bilan des flux terrigène augmente ainsi de près d'un ordre de grandeur entre la base du Valanginien et le milieu du Barrémien. Ce flux est de l'ordre de 200 à 1200 kilomètres cubes par million d'années.

Bien que le bassin de Paris soit principalement remplie par des sédiments terrigènes, une plate-forme carbonatée s'est formée à l'Hauterivien, recouvrant l'ensemble du sud-est du bassin. Cette plate-forme est délimitée par les surfaces 2 à sa base et 3 à son toit. Au sein du modèle diffusif, la production carbonatée est définie par trois types de paramètres: le taux de production optimal, la sensibilité à la bathymétrie et l'inhibition silicoclastique. Ce taux optimal peut être estimé en mesurant la vitesse de sédimentation moyenne de cette plate-forme carbonatée. L'épaisseur moyenne de la plate-forme est égale 15 mètres et correspond à une durée de sédimentation égale à 1,6 million d'années. Le taux optimal est donc de l'ordre de 10 mètres par millions d'années. La valeur de ce paramètre, ainsi que celles des deux autres, sera affinée par l'inversion des contraintes géologiques.

323. Estimation des coefficients de diffusion

Afin d'obtenir une estimation du coefficient de diffusion, nous avons supposé que le flux de sédiment, de l'ordre de 500 kilomètres cube par million d'années, est introduit de manière uniforme sur l'ensemble de la bordure ouest du bassin. Nous pouvons donc définir un flux linéique, égal au flux entrant dans le bassin par unité de longueur de la bordure ouest, de l'ordre de 2 kilomètres carrés par million d'années. Ce flux linéique est du même ordre de grandeur que le flux introduit dans le bassin du San Juan.

Afin de restituer les variations de la sablosité observée sur le modèle géologique, nous avons considéré que le sable est quatre fois moins diffusif que l'argile en domaine marin (au lieu de deux fois seulement dans le cas du Bassin de San Juan).

	Sable	Argile
Continental (en km ² /ka)	25	25
Marin (en km ² /ka)	1	4

Ces valeurs seront également affinées par l'inversion, comme nous le verrons ci-dessous.

33. L'inversion des contraintes géologiques

331. La méthodologie de l'inversion

A l'aide d'une analyse des contraintes géologiques, il nous a été possible d'avoir une estimation de l'accommodation, des flux et des coefficients de diffusion. Cependant, plusieurs problèmes entachent la précision de ces données.

(1) Il est impossible de définir une bathymétrie au mètre près. La valeur de l'accommodation est ainsi connue avec une incertitude de l'ordre de cinq à dix mètres. Cet écart se répercute sur les épaisseurs de sédiments simulées. Comme nous cherchons à restituer ces épaisseurs avec un écart inférieur au mètre, nous

devons donc ajuster les valeurs d'accommodation, donc de bathymétrie, afin de permettre le calage des simulations sur les contraintes géologiques.

(2) Les flux calculés précédemment correspondent aux bilans des flux entrant et sortant du bassin, et ont été estimés en moyennant l'épaisseur des sédiments mesurée au droit des douze puits. La localisation exacte des sources, la répartition des apports le long des frontières du bassin, et la valeur exacte des flux est cependant inconnue.

(3) Les coefficients de diffusion ont été estimés à partir d'un flux moyen et en supposant que le transport est homogène sur l'ensemble du bassin. La valeur exacte de ces coefficients est donc également imprécise.

Nous avons donc appliqué la méthode d'essai-erreur sur ces différents paramètres. Cette méthode, appliquée précédemment sur le Bassin du San Juan, est moins aisée à mettre en oeuvre dans le cas du Bassin de Paris du fait du passage à la troisième dimension. Nous avons donc choisi d'utiliser la physique la plus simple: la diffusion isotrope, en la rendant de plus en plus complexe si nécessaire au cours de quatre étapes d'inversion.

(1) Dans un premier étape, nous supposons que les coefficients de diffusion sont constants et que l'accommodation estimée est exacte. On utilise l'inversion pour déterminer la localisation des sources sédimentaires et pour quantifier les apports sédimentaires terrigènes en supposant que les apports en sable et en argile sont toujours égaux. Dans le cas de la plate-forme carbonatée hauterivienne, l'inversion permet de quantifier les différents paramètres caractérisant la production des carbonates tels que le taux de production optimal ou la sensibilité à la bathymétrie et à la turbidité de l'eau.

(2) Si cette inversion, fondée sur une diffusion isotrope, ne permet pas le calage aux données de puits, nous remettons en cause dans une deuxième étape les paramètres physiques régissant le transport. On calcule l'efficacité de l'écoulement de l'eau permettant le transport des sédiments en supposant que cet écoulement est régi par une règle de répartition sauvage, droite ou uniforme, ou une moyenne de ces différentes règles.

(3) Si le calage n'est toujours pas possible, nous ajustons les valeurs bathymétriques estimées au droit des puits de calage dans une troisième étape. Cet ajustement s'effectue en respectant deux règles. On ne peut pas modifier une valeur bathymétrique de plus de 5 mètres, et on conserve l'environnement de dépôt, continental, littoral ou marin, identifié au droit du puits.

(4) Si de nouveau, il est impossible de restituer les données de puits après avoir ajusté les bathymétries, essayé les différentes combinaisons d'écoulement de l'eau, et testé toutes les valeurs possibles pour les coefficients de diffusion et pour les flux, alors nous pouvons considérer dans une quatrième étape que le modèle diffusif n'est pas adapté au problème posé. Dans le cadre du bassin de Paris, cette quatrième étape n'a pas été atteinte.

Nous pouvons résumer cette stratégie d'inversion par le tableau suivant:

1er étape	Recherche de la position et de l'intensité des sources sédimentaires en supposant la diffusion uniforme
2eme étape	Introduction d'une variation spatiale dans la diffusion liée à un écoulement droit ou sauvage de l'eau
3eme étape	Ajustement des bathymétries estimées aux puits par l'analyse des diagrapies
4eme étape	Rejet du modèle diffusif et recherche d'une nouvelle approche physique

332. L'estimation des apports sédimentaires par inversion des contraintes géologiques

L'inversion des contraintes géologiques permet ainsi de définir les flux et les coefficients de diffusion nécessaires à la restitution des épaisseurs de sédiments et des faciès identifiés au droit des 12 puits de calage.

Comme nous l'avons remarqué lors de l'estimation des paramètres, les flux de sédiments et les coefficients de diffusion augmentent progressivement au cours du temps. Le tableau suivant résume l'évolution du flux de sable, égal au flux d'argile, des coefficients de diffusion du sable et de l'écoulement de l'eau. Les coefficients de diffusion du sable et de l'argile sont supposés toujours égaux en domaine continental, tandis qu'en domaine marin, le sable est toujours supposé quatre fois moins diffusif que l'argile.

Surface	Flux (km ³ /Ma)	coefficient de diffusion (km ² /Ma)		Ecoulement de l'eau
		continental (max/min)	marin (max/min)	
1	120	20 / 1	0,125 / 0	uniforme
2	120	40 / 1	0,25 / 0,25	sauvage
2a	100			uniforme
2b	70			
3	110			
4	120			
CH	220			sauvage
4.3	180	20 / 0,5	0,125 / 0,025	uniforme
7	100	80 / 10	1.25 / 0,125	
7b	420		5 / 0,625	uniforme
8	300	320 / 20	2,5 / 0,31	sauvage
8b	150		5 / 0,625	
X	400			
11	700	480 / 30	7,5 / 1	
12	900			

A chaque instant de simulation, le modèle simule tout d'abord l'écoulement de l'eau en suivant une règle de répartition soit uniforme, soit sauvage, et définit ainsi en tout point du bassin l'efficacité de l'écoulement de l'eau. A partir de cette efficacité, il quantifie la valeur du coefficient de diffusion de chaque lithologie en supposant une relation linéaire entre l'efficacité de l'eau et ces coefficients.

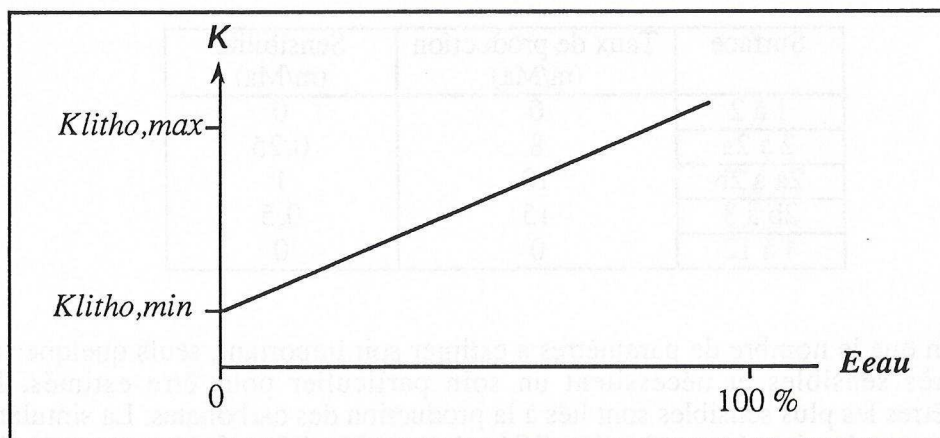


figure 3.24. Relation entre coefficient de diffusion et efficacité de l'eau

Le flux de sédiments est toujours introduit par la bordure ouest du bassin. La répartition des flux le long de cette bordure varie au cours du temps. Elle est définie en cinq points, puis interpolée linéairement à l'ensemble de la bordure. L'importance relative de ces cinq points est définie par le tableau suivant:

Surface	Position				
	0 km	50 km	100 km	150 km	200 km
1	7	13	20	27	33
2	7	13	20	27	33
2a	0	3	7	60	30
2b	20	40	24	14	2
3	5	15	27	35	18
4	16	32	40	8	4
CH	5	25	40	25	5
4.3	8	14	23	29	26
7	10	26	34	23	7
7b	16	29	34	17	4
8	67	33	0	0	0
8b	0	0	100	0	0
X	0	33	67	0	0
11	0	0	10	80	10
12	0	25	50	25	0

Au cours de l'Hauterivien, une partie du flux sédimentaire est introduite par la bordure nord.

Surface	Position					rapport Nord-Ouest
	0 km	60 km	120 km	180 km	240 km	
1 à 2a	0	0	0	0	0	0
2b	18	36	26	16	4	2,5
3	25	30	25	13	7	0,6
4 à 12	0	0	0	0	0	0

De plus, une plate-forme carbonatée est produite en domaine marin. La production augmente linéairement jusqu'à une bathymétrie égale à 25 mètres, puis décroît exponentiellement jusqu'à une bathymétrie de 100 mètres. Le confinement de cette production au niveau de la bordure sud-est est contrôlée par la sensibilité des carbonates à la sédimentation du sable et de l'argile. La vitesse de sédimentation critique, ou sensibilité, est supposée égale pour le sable et l'argile dans le cas du Bassin de Paris.

Surface	Taux de production (m/Ma)	Sensibilité (m/Ma)
1 à 2	0	0
2 à 2a	8	0,25
2a à 2b	10	1
2b à 3	15	0,5
4 à 12	0	0

Bien que le nombre de paramètres à estimer soit important, seuls quelques uns sont très sensibles et nécessitent un soin particulier pour être estimés. Les paramètres les plus sensibles sont liés à la production des carbonates. La simulation de cette production étant très simplifiée, le modèle diffusif n'a pas pu restitué convenablement les surfaces 2a et 2b, correspondant à des surfaces intermédiaires

au sein de la plate-forme carbonatée. Ces surfaces présentent une topographie en dôme plus ou moins accentué au sein de la plate-forme. Ces écarts ont cependant été compensés en calibrant rigoureusement la surface 3, marquant la fin de la production carbonatée.

333. La vérification des résultats de l'inversion

Avant d'analyser la valeur des paramètres physiques, nous avons comparé les géométries simulées au modèle géologique. Nous nous sommes intéressés à l'écart entre les épaisseurs de sédiments prédites par la simulation et par le modèle géologique (figure 3.26).

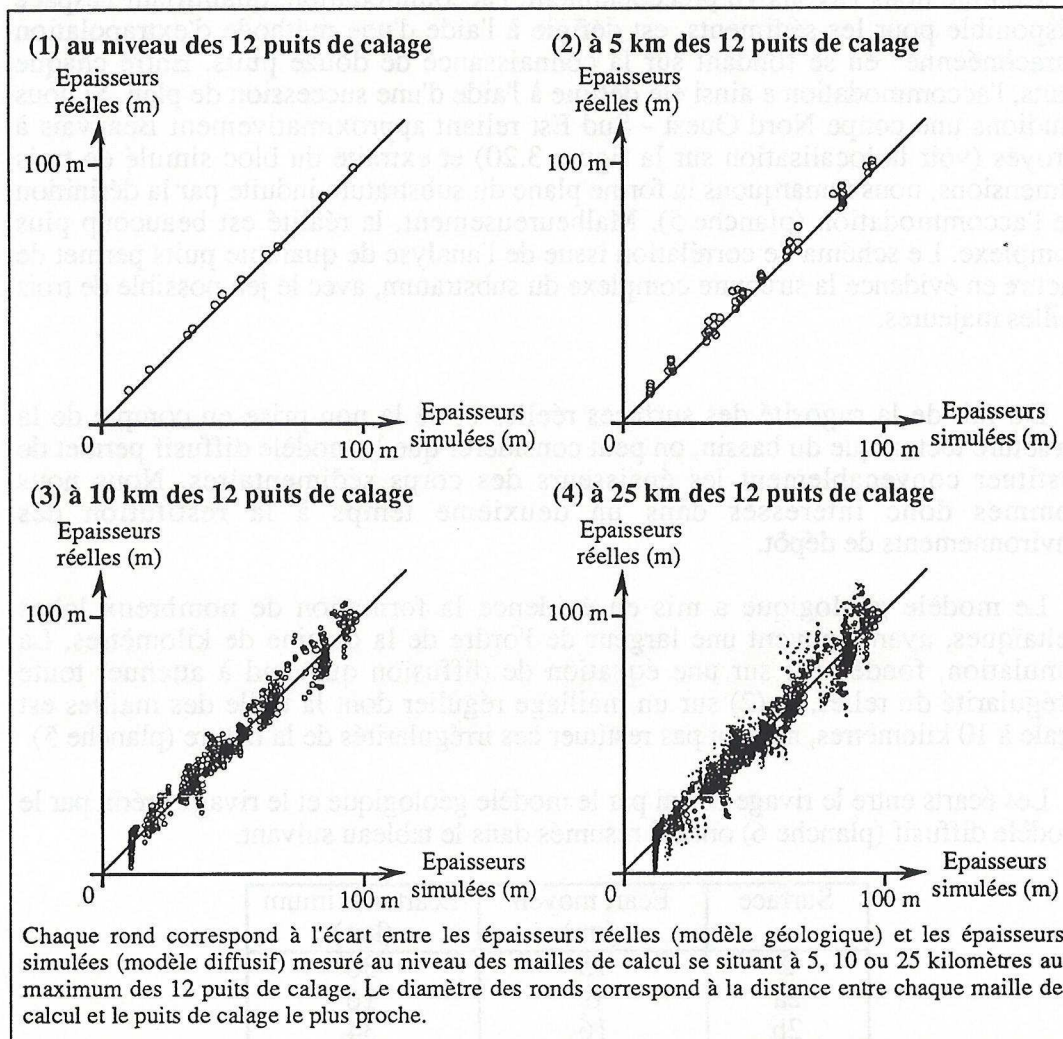


figure 3.26. Écart entre la simulation et le modèle géologique

Du fait du critère d'arrêt imposé à l'inversion, les écarts mesurés au droit des puits sont inférieurs à 1 mètre, soit environ 1 % de l'épaisseur de la formation (figure 3.26 a). Cet écart peut être rendu extrêmement faible si le critère d'arrêt est abaissé. Cependant, un gain en précision nécessite un temps de calcul de plus en plus long.

Cet écart augmente progressivement lorsqu'on s'éloigne des 12 puits de contraintes, pour atteindre environ 10 mètres, soit 10 % d'erreur, à 25 kilomètres des puits (figure 3.26 b, c et d). Cette valeur élevée de l'écart est liée à la rugosité des surfaces réelles et à la définition de l'accommodation.

Dans le cas des surfaces simulées, la rugosité est très faible du fait de l'utilisation d'une équation de diffusion qui par essence tend à minimiser toute irrégularités de la topographie. Au contraire, le modèle géologique, fondé sur l'analyse de plus de 500 puits distants parfois de quelques kilomètres seulement, prend en compte l'ensemble de la complexité naturelle avec les différentes ceintures de méandrisation par exemple. Les surfaces du modèle géologique peuvent ainsi présenter des "bosses" et des "creux", ayant une amplitude de plusieurs mètres et une longueur d'onde de quelques kilomètres, induits par une compaction différentielle des différents systèmes sédimentaires. Cette différence de rugosité empêche l'inversion de réduire l'écart important vu précédemment. En effet, un calage parfait au niveau des puits ne pourrait pas supprimer l'écart lié à la différence intrinsèque de rugosité.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'accommodation, quantifiant l'espace disponible pour les sédiments, est définie à l'aide d'une méthode d'extrapolation "arachnéenne" en se fondant sur la connaissance de douze puits. Entre chaque puits, l'accommodation a ainsi été définie à l'aide d'une succession de plan. Si nous étudions une coupe Nord Ouest - Sud Est reliant approximativement Beauvais à Troyes (voir la localisation sur la figure 3.20) et extraite du bloc simulé en trois dimensions, nous remarquons la forme plane du substratum induite par la définition de l'accommodation (planche 5). Malheureusement, la réalité est beaucoup plus complexe. Le schéma de corrélation issue de l'analyse de quarante puits permet de mettre en évidence la structure complexe du substratum, avec le jeu possible de trois failles majeures.

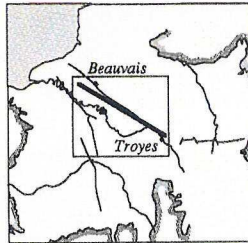
Du fait de la rugosité des surfaces réelles et de la non prise en compte de la structure tectonique du bassin, on peut considérer que le modèle diffusif permet de restituer convenablement les épaisseurs des corps sédimentaires. Nous nous sommes donc intéressés dans un deuxième temps à la restitution des environnements de dépôt.

Le modèle géologique a mis en évidence la formation de nombreux lobes deltaïques, ayant souvent une largeur de l'ordre de la dizaine de kilomètres. La simulation, fondée (1) sur une équation de diffusion qui tend à atténuer toute irrégularité du relief, et (2) sur un maillage régulier dont la taille des mailles est égale à 10 kilomètres, ne peut pas restituer ces irrégularités de la nature (planche 5).

Les écarts entre le rivage défini par le modèle géologique et le rivage prédit par le modèle diffusif (planche 6) ont été résumés dans le tableau suivant.

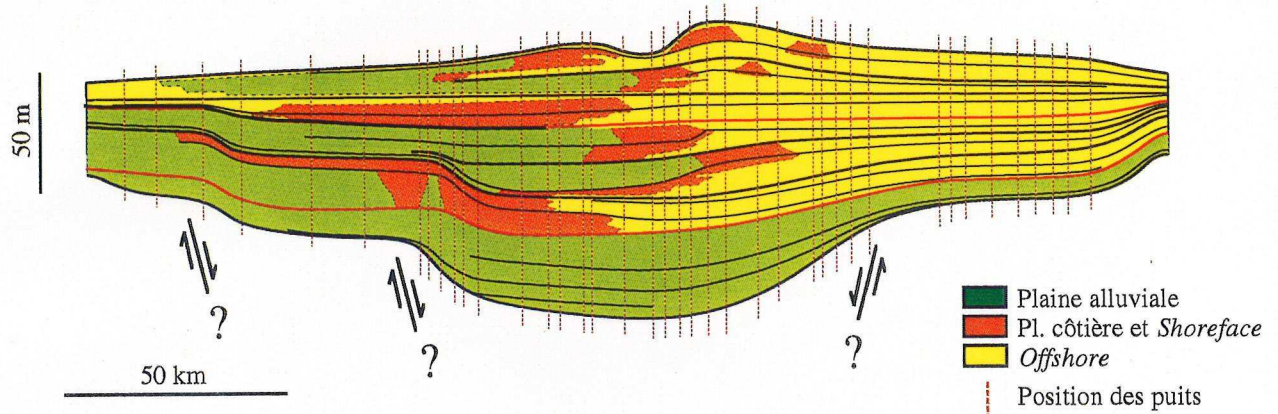
Surface	Écart moyen (km)	Écart maximum (km)
2	15	30
2a	6	16
2b	16	34
3	12	28
4	10	22
CH	5	28
4.3	8	20
7	7	20
7b	6	16
8b	18	36
X	7	20
11	6	18
12	8	22
moyenne	10	36

Localisation du transect étudié



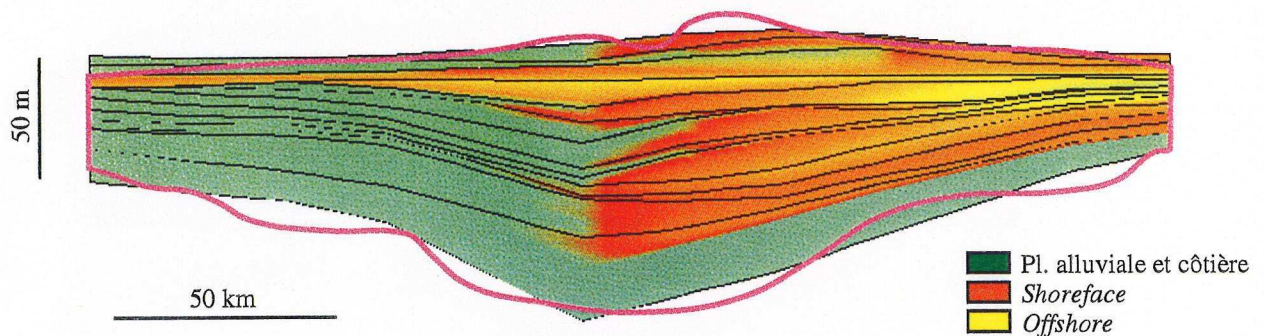
(a) Modèle géologique

(obtenu à partir de l'analyse de 40 puits)



(b) Simulation des environnements de dépôts

(extraite du bloc 3D simulé)



Le modèle géologique correspond à une première étude du Bassin de Paris, ayant servi de base postérieurement à l'établissement du modèle géologique 3D. Lors de cette étude, il n'avait pas été fait de distinction entre la plaine côtière et le shoreface. Les couleurs rouge à jaune représentent ainsi sur le modèle géologique 2D les dépôts continentaux (plaine côtière) et marins proximaux (shoreface à offshore supérieur).

A l'opposé, du fait de la difficulté à définir la séparation entre plaine côtière et plaine alluviale au niveau des simulations, les couleurs rouge à jaune représentent sur la coupe simulée uniquement les dépôts marins (shoreface et offshore supérieur).

Enveloppe des sédiments issue du modèle géologique

(c) Simulation des teneurs en sable, argile et carbonate

(extraite du bloc 3D simulé)

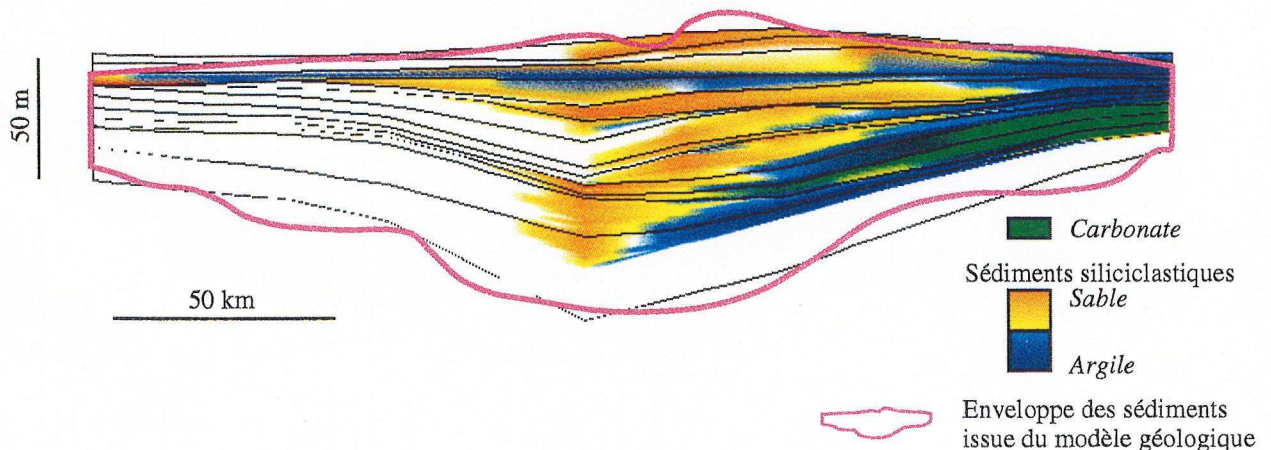
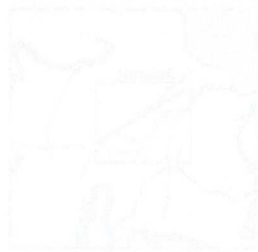


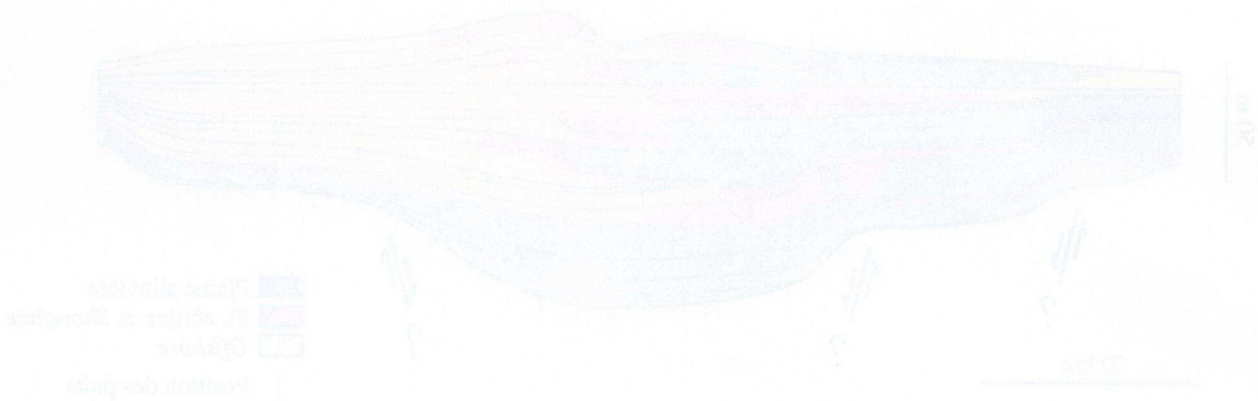
Planche 5: Simulation du Bassin du San Juan
comparaison des résultats du modèle diffusif et du modèle géologique



Localisation de l'étude

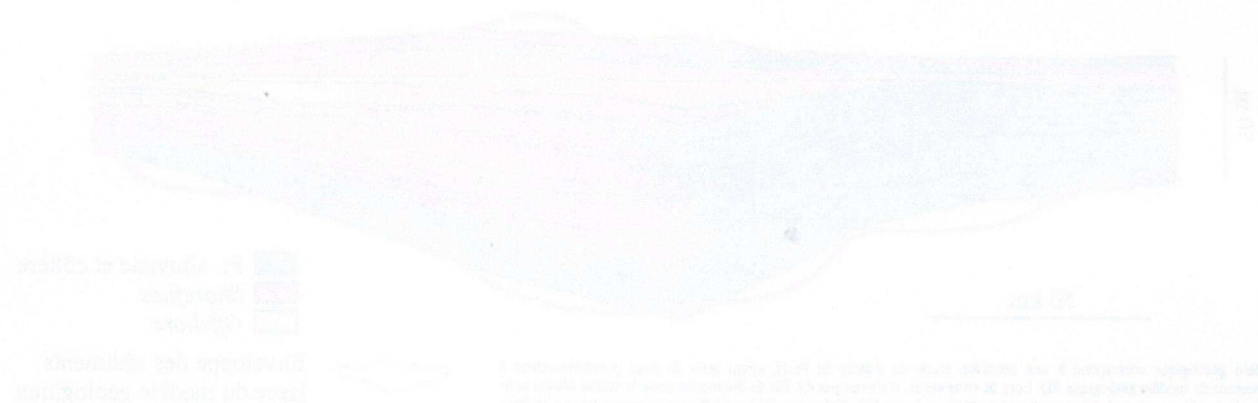
(a) Niveau géologique

(niveau à partir de l'année de 40 ans)



(b) Simulation des environnements de dépôt

(niveau de base 100 ans)



(c) Simulation des teneurs en sables, argiles et carbonates

(niveau de base 100 ans)

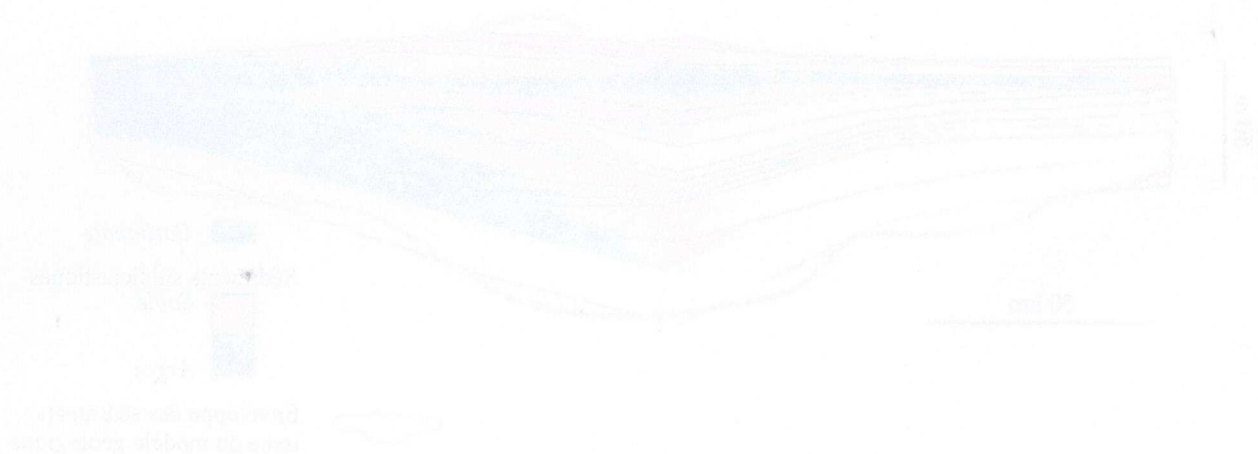
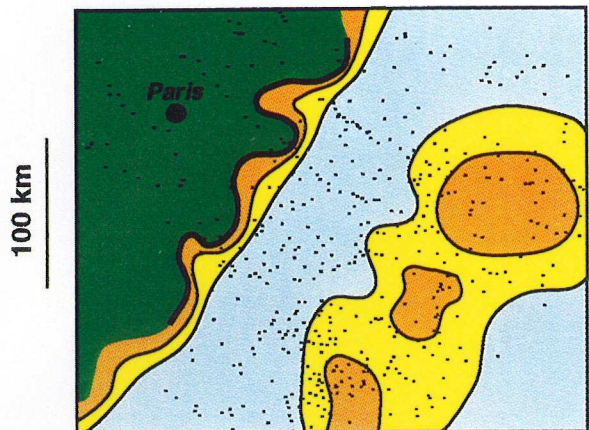
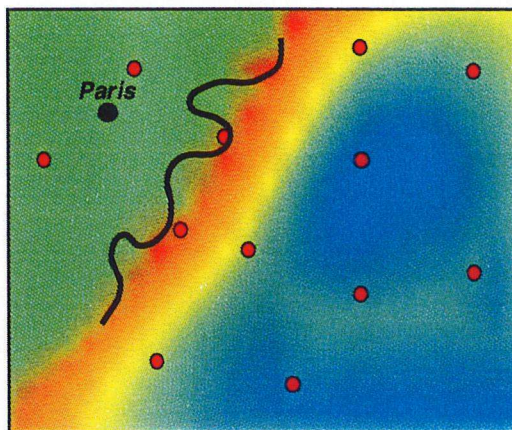


Figure 7. Simulation de l'évolution de la base de la zone d'étude en fonction des conditions de dépôt et de la composition des sédiments.

Surface 3: Hauterivien inférieur

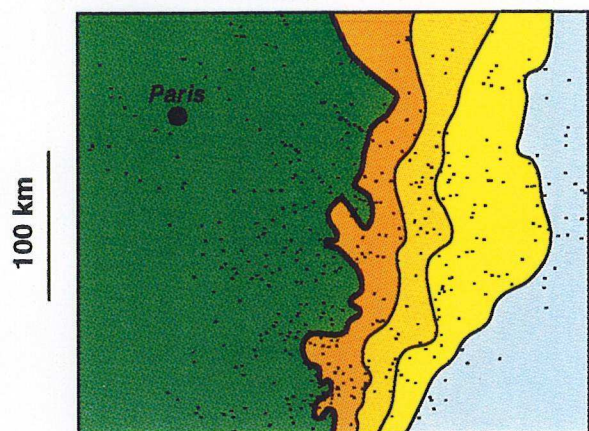


Modèle géologique

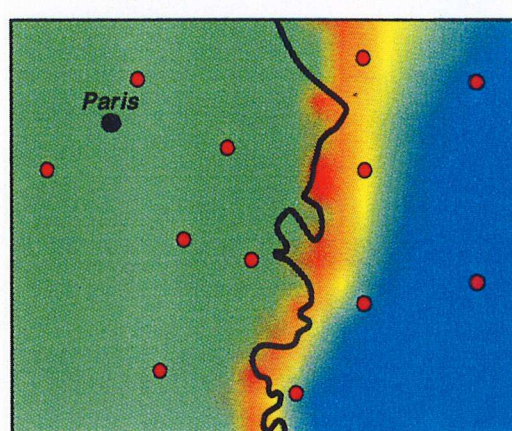


Simulation

Surface 4.3: Hauterivien supérieur

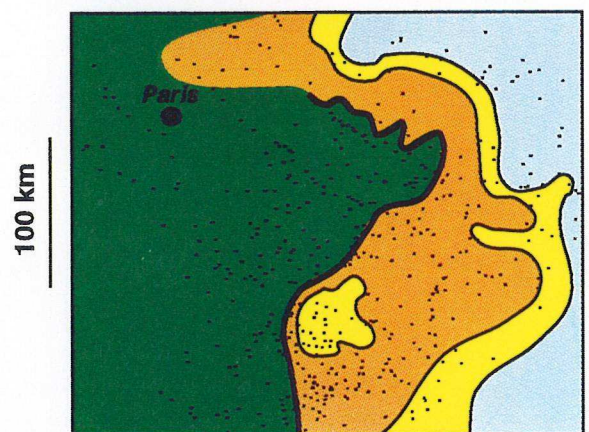


Modèle géologique

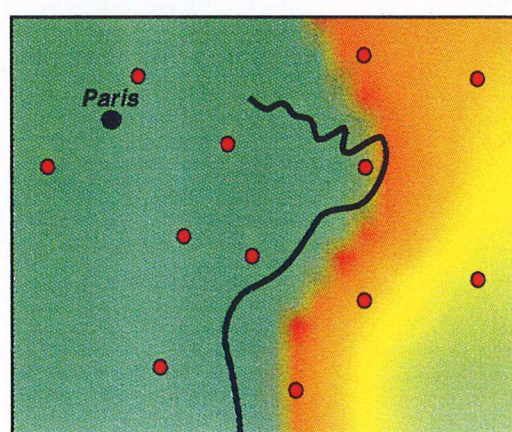


Simulation

Surface 8b: Barrémien inférieur



Modèle géologique



Simulation

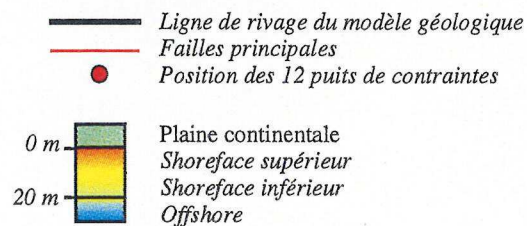
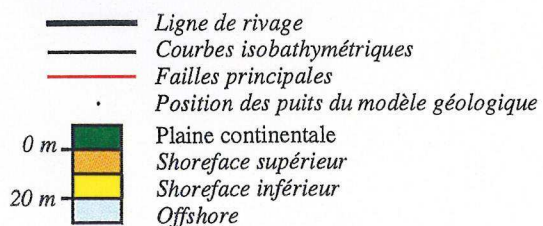


Figure 3. Interpolated bathymetry

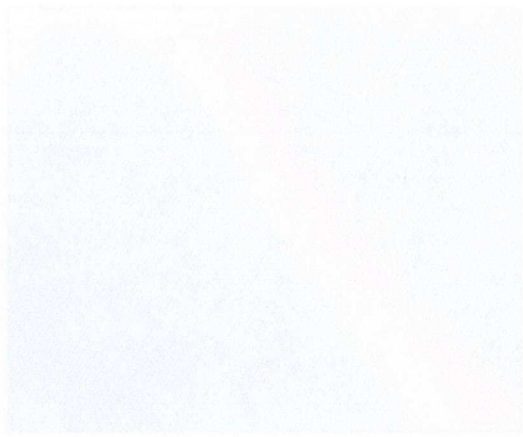


Figure 3a

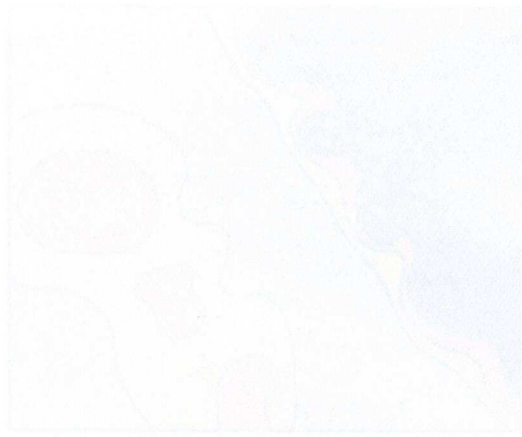


Figure 3b

Figure 4. Interpolated bathymetry

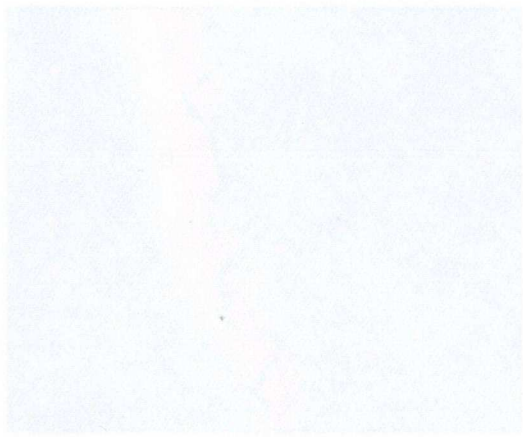


Figure 4a

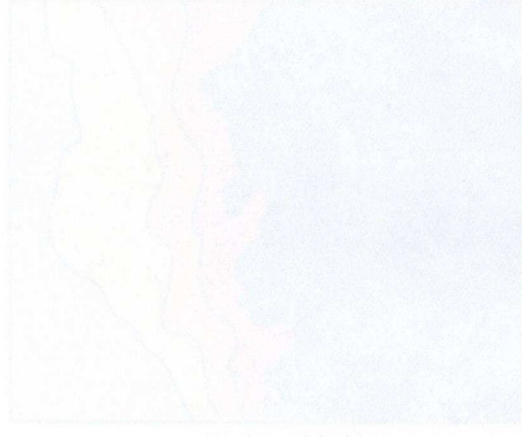


Figure 4b

Figure 5. Interpolated bathymetry

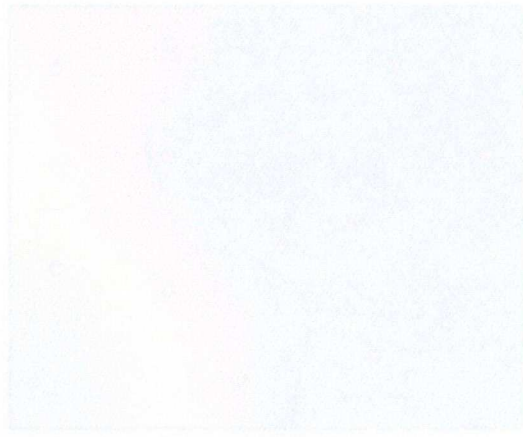


Figure 5a



Figure 5b

Legend for Figure 3a and 4a:

- 0 m
- 20 m
- 40 m
- 60 m
- 80 m
- 100 m
- 120 m
- 140 m
- 160 m
- 180 m
- 200 m

Legend for Figure 3b and 4b:

- Line of depth
- Contour interval
- Scale bar

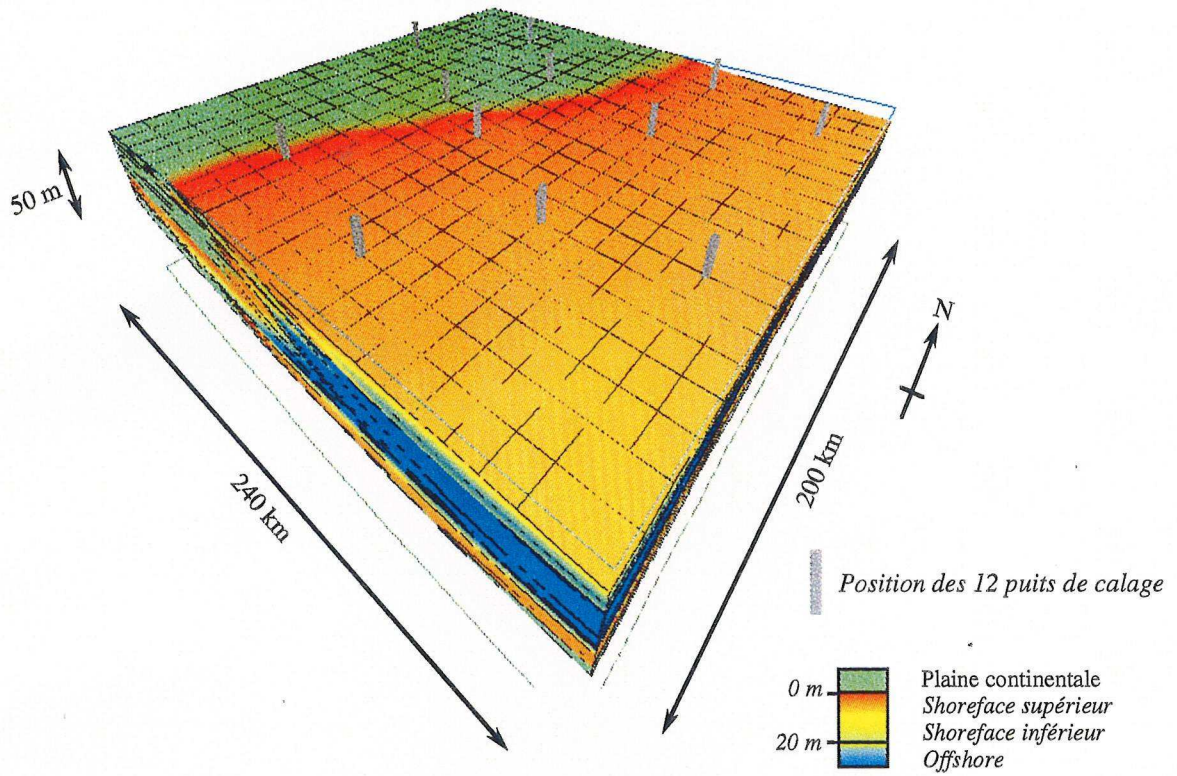
Legend for Figure 5a and 5b:

- 0 m
- 20 m
- 40 m
- 60 m
- 80 m
- 100 m
- 120 m
- 140 m
- 160 m
- 180 m
- 200 m

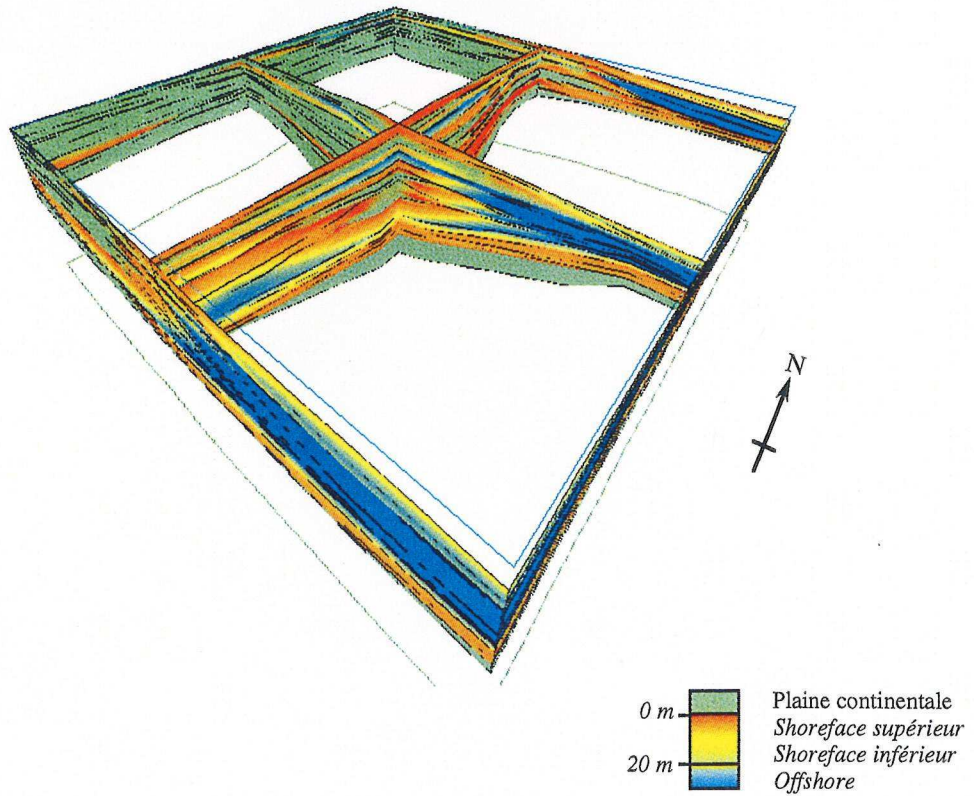
Legend for Figure 5b:

- Line of depth
- Contour interval
- Scale bar

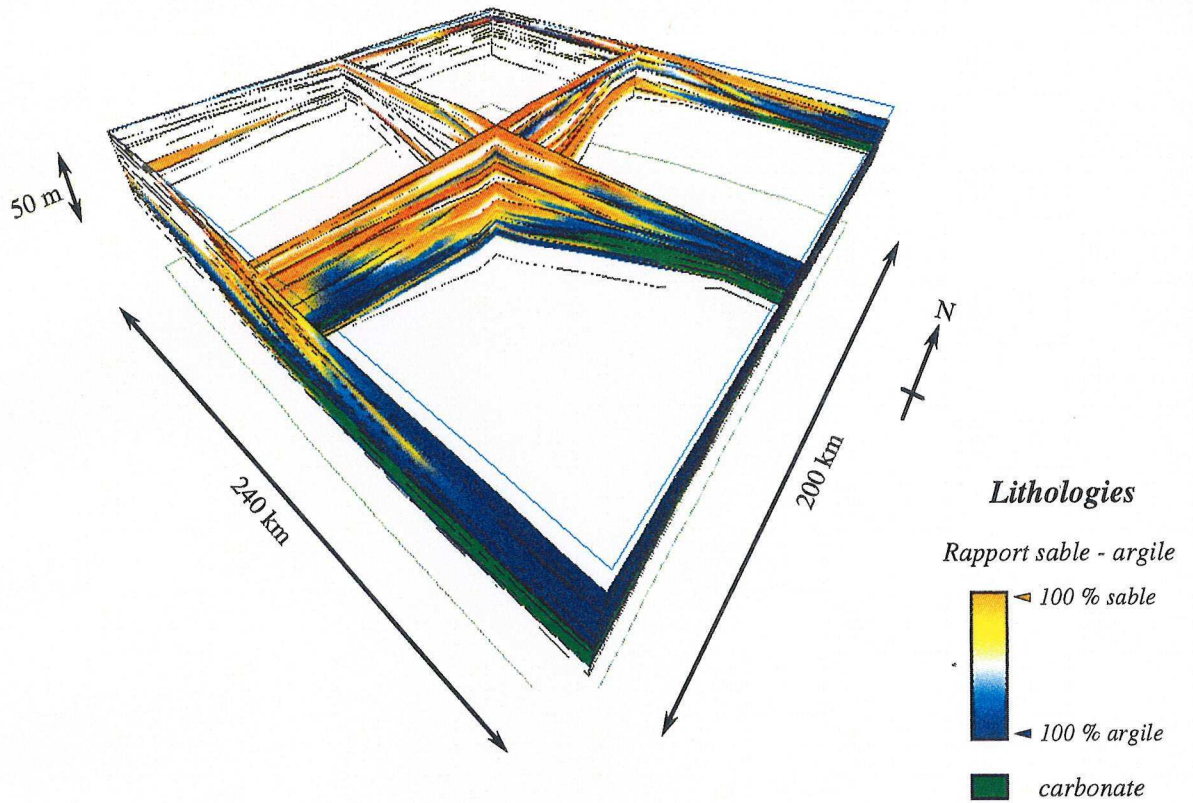
(a) Simulation de la limite Barrémien inférieur- Barrémien supérieur (surface 12)



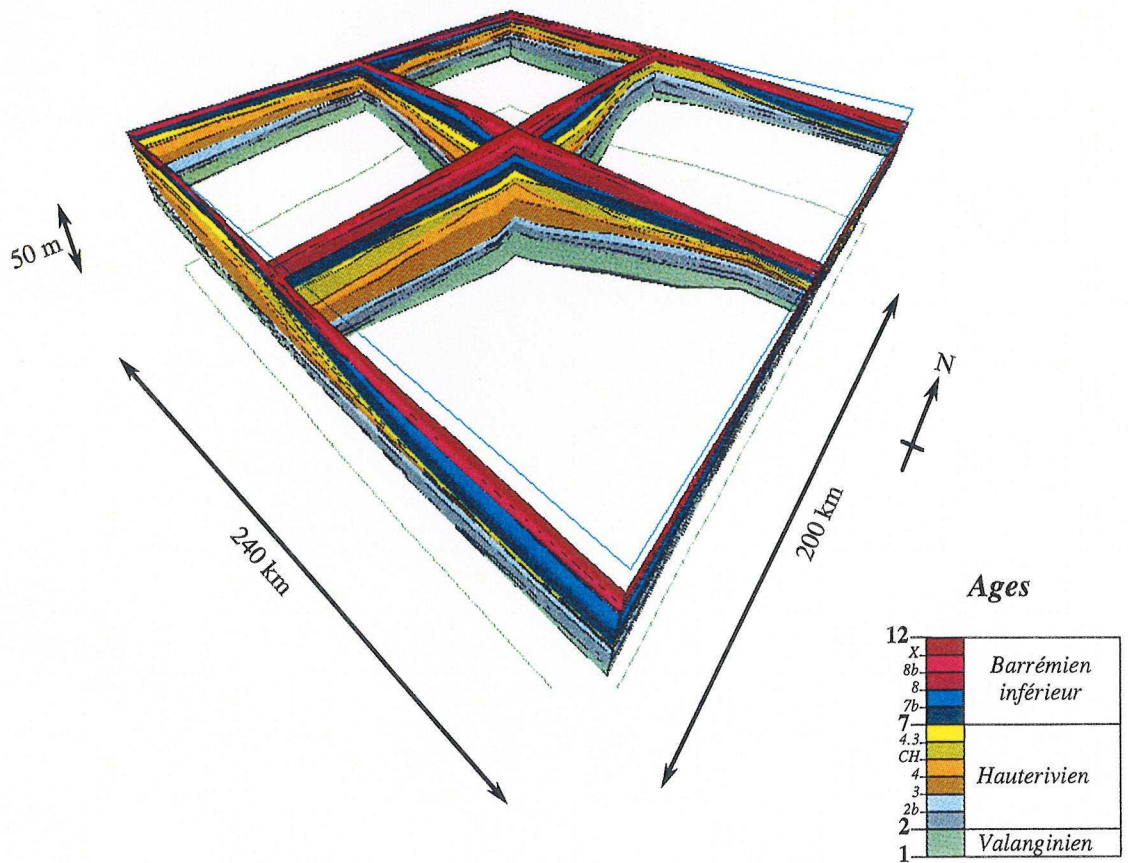
(b) Géométries des corps sédimentaires : les environnements de dépôts

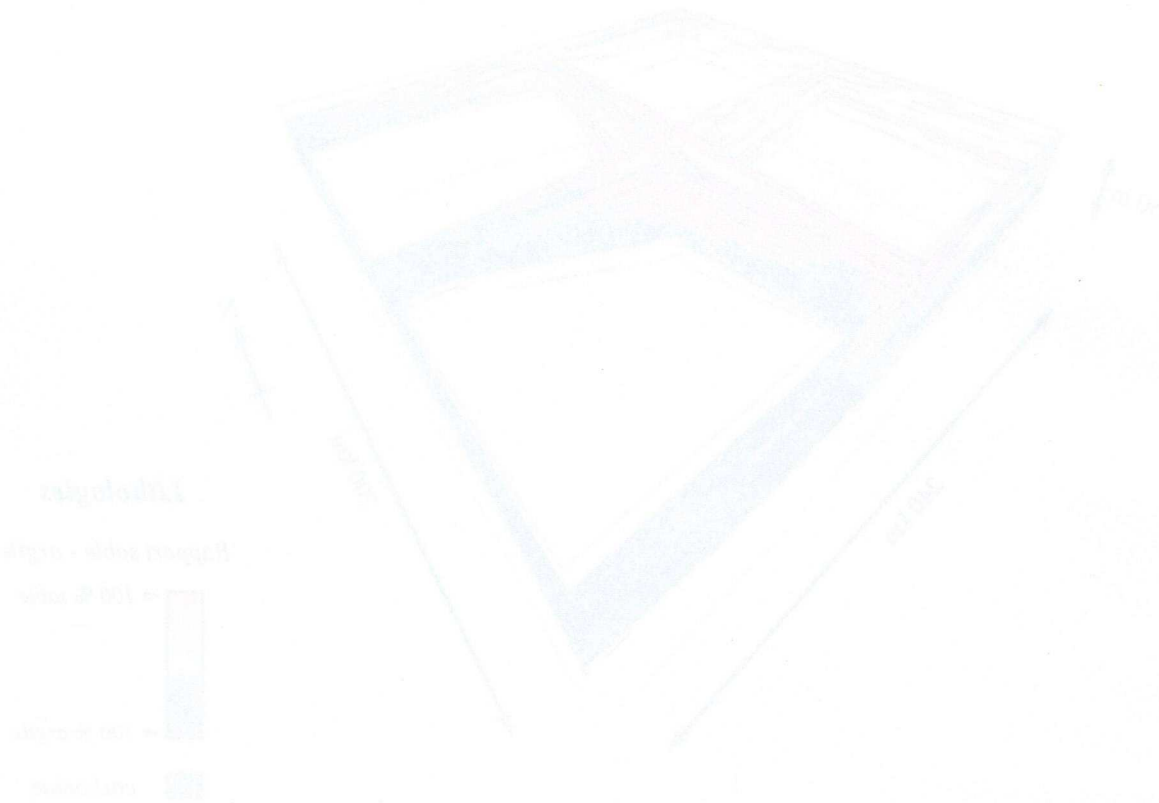


(a) Géométries des corps sédimentaires : les lithologies



(b) Géométries des corps sédimentaires : les âges des couches sédimentaires





La surface 1 étant entièrement continentale, et la surface 8 entièrement marine, les écarts n'ont pas été quantifiés au niveau de ces surfaces.

Bien que beaucoup plus lisse, on constate cependant que le modèle prédit convenablement la position du rivage. Malgré un écart maximal atteignant près de 40 kilomètres en bordure du bassin où l'information géologique est de mauvaise qualité, l'écart moyen est de l'ordre de 10 kilomètres. Cet écart est ainsi du même ordre de grandeur que la taille des mailles de simulation, égale à 10 kilomètres. Une diminution de l'écart et une augmentation de la précision de la simulation nécessitent ainsi l'utilisation de mailles de calcul plus petites. Malheureusement, cette diminution de la taille des mailles est actuellement limitatif car elle génère une augmentation importante du temps de calcul.

A partir d'une base de données réduite (12 puits et 15 surfaces) mais "parfaite" car issue d'un modèle géologique très détaillé, nous constatons que le modèle diffusif permet d'obtenir une simulation très proche de ce modèle géologique. Nous pouvons donc considérer que cette simulation est géologiquement cohérente. Nous pouvons ainsi analyser les variations au cours du temps des paramètres d'entrée du modèle, tels que les flux de sédiments ou d'eau, l'eustatisme ... ainsi que les résultats, tels que les géométries ou les sablosités.

34. L'analyse de la simulation du Crétacé inférieur du Bassin de Paris

341. Analyse des géométries

La comparaison entre les résultats de la simulation et le modèle géologique nous montre que cette simulation, fondée sur un calage des résultats sur 12 puits de contraintes, permet d'obtenir des géométries et une distribution des faciès comparable à la réalité. Si la base de données est "parfaite", le modèle permet d'obtenir une simulation très proche de la réalité, bien que lissée.

Les implications du modèle DIONISOS en géologie sont donc nombreuses. En particulier, si nous nous plaçons dans la situation où nous ne disposons que de 12 puits et non plus d'un modèle géologique très détaillé, la simulation va permettre de préciser la géométrie et le faciès des corps sédimentaires (planches 7 et 8), aboutissant ainsi à une meilleure connaissance du bassin étudié, si l'analyse des 12 puits a été correctement réalisée.

En géologie pétrolière, le modèle va permettre de caractériser la géométrie et la qualité des corps potentiellement réservoirs. Si nous analysons les résultats du modèle dans le cas du Bassin de Paris, nous constatons ainsi la présence de deux ensembles sableux séparés par une couche d'argile continentale au centre du bassin. Ces deux ensembles sont connectés au niveau des bordures du bassin où la faible création d'accommodation a induit une condensation des séries sédimentaires et une érosion des dépôts argileux continentaux.

Cette connection apparente, par le biais des périphéries du bassin, illustre la caractéristique majeure du modèle DIONISOS. De par sa conception, ce modèle s'intéresse à l'expression dans les sédiments des variations des paramètres allocycliques (eustatisme, subsidence, flux). Il peut ainsi mettre en évidence les géométries moyennes des ensembles sédimentaires, ainsi que le faciès moyen au

sein de ces ensembles. Cependant, il ne peut pas restituer toutes les hétérogénéités des faciès induites par les processus autocycliques.

Afin d'obtenir une meilleure description des sédiments, indispensables lors de l'étude de la migration de fluides, tant en hydrogéologie qu'en géologie pétrolière, il est nécessaire de coupler le modèle diffusif avec une autre approche, soit particulière, soit stochastique. Cette approche complémentaire a pour but de restituer les hétérogénéités des sédiments en prenant en considération les paramètres simulés par le modèle diffusif (flux d'eau, pente de dépôt, sablosité, bathymétrie, ...). Un couplage entre un modèle diffusif et un modèle particulière ou stochastique permettra ainsi d'obtenir une description complète du bassin étudié, à grande comme à petite échelle.

Au-delà de ces aspects géométriques et faciologiques qui, comme dans le cas du Bassin du San Juan, ne constitue que le seul atout du modèle diffusif, la force du modèle réside dans la nécessité de quantifier les paramètres physiques nécessaires à la formation de ces géométries et à la ségrégation du sable, de l'argile et des carbonates.

342. Implication des datations imposées par la stratigraphie génétique

Dans le cas du Bassin de Paris, l'âge des surfaces remarquables a été imposé par le dénombrement des unités génétiques et le calage sur les zones d'ammonites étalonnées sur l'échelle chronostratigraphique d'Odin (Odin et Odin, 1990).

Comme nous l'avions noté lors de l'estimation des paramètres du modèle, la valeur de l'âge des surfaces impose d'augmenter progressivement le flux de sédiments et les coefficients de diffusion au cours du temps.

Surface	Age relatif (Ma)	Flux total (km ³ /Ma)	Coefficient de diffusion (km ² /ka)
1	0	120	20
2	2,9		
2a	3,8	100	40
2b	4,1	70	
3	4,5	110	
4	5,5	120	
CH	6,0	220	
4.3	6,4	180	20
7	6,9	100	80
7b	7,3	420	
8	7,5	300	320
8b	7,8	150	
X	8,0	400	
11	8,3	700	480
12	8,5	900	

La valeur du coefficient de diffusion augmente conjointement avec le flux de sédiment. Ce lien entre le flux de sédiment et le coefficient de diffusion est réalisé par l'écoulement de l'eau.

Deux types de relations existent entre le flux d'eau et le flux de sédiment. On peut considérer que le flux de sédiments transportés par l'eau augmente bien que le flux d'eau reste constant, ou que le flux de sédiments augmente car le flux d'eau augmente. Dans le premier cas, la concentration de sédiments dans l'eau augmente progressivement tandis qu'elle reste constante dans le second cas. Ces deux cas extrêmes peuvent par exemple être illustrés respectivement par la formation d'un cône alluvial et d'un prisme deltaïque.

Dans le cas du Bassin de Paris, il est raisonnable de retenir le second cas, et de considérer que le flux d'eau a augmenté au cours du temps. Cette augmentation du flux d'eau a ainsi induit une augmentation du coefficient de diffusion apparent.

Comme ce résultat est lié à l'utilisation de l'échelle chronostratigraphique d'Odin, nous nous sommes interrogé sur l'influence de ces datations.

343. Étude de la sensibilité du paramètre temps

Pour tester l'influence des datations utilisées jusqu'à présent, nous avons cherché à appliquer une autre échelle chronostratigraphique en supposant valide l'assimilation entre les marqueurs chronostratigraphique de ces échelles et les surfaces remarquables. Nous avons ainsi appliqué l'échelle de Gradstein *et al.* (1994) afin d'obtenir une nouvelle datation des marqueurs. Le principe d'adimensionnement des lois physiques (encart 1) nous permet d'obtenir la valeur des paramètres physiques nécessaires à l'obtention d'une simulation présentant les mêmes géométries de corps sédimentaires que lors de l'utilisation de la échelle d'Odin.

$$Q_{\text{réduit}} = \frac{Q_o T_o}{X_o H_o}$$

(H_o, T_o, X_o, Q_o) grandeurs caractéristiques du bassin étudié

$Q_{\text{réduit}}$ le flux réduit caractéristique du bassin étudié

En utilisant les flux réduits, nous avons déterminé les flux de sédiments requis par l'application de l'échelle de Gradstein *et al.* (1994).

	Echelle d'Odin (Odin et Odin, 1990)			Echelle de Gradstein (Gradstein <i>et al.</i> , 1994)			
	Age relatif (Ma)	Durée des couches (Ma)	Flux (km ³ /Ma)	Age absolu (Ma)	Age relatif (Ma)	Durée des couches (Ma)	Flux (km ³ /Ma)
2	2,9	2,9	120	132,0	3,5	3,5	99
2a	3,8	0,9	100	131,6	3,9	0,4	225
2b	4,1	0,3	70	130,8	4,7	0,8	26
3	4,5	0,4	110	130,0	5,5	0,8	55
4	5,5	1,0	120	129,0	6,5	1,0	120
CH	6,0	0,5	220	128,5	7,0	0,5	220
4.3	6,4	0,4	180	128,2	7,3	0,3	240
7	6,9	0,5	100	127,5	8,0	0,7	71
7b	7,3	0,4	420	126,8	8,7	0,7	240
8	7,5	0,2	300	126,6	8,9	0,2	300
8b	7,8	0,3	150	126,1	9,4	0,5	90
X	8,0	0,2	400	125,8	9,7	0,3	267
11	8,3	0,3	700	125,4	10,1	0,4	525
12	8,5	0,2	900	125,0	10,5	0,4	450

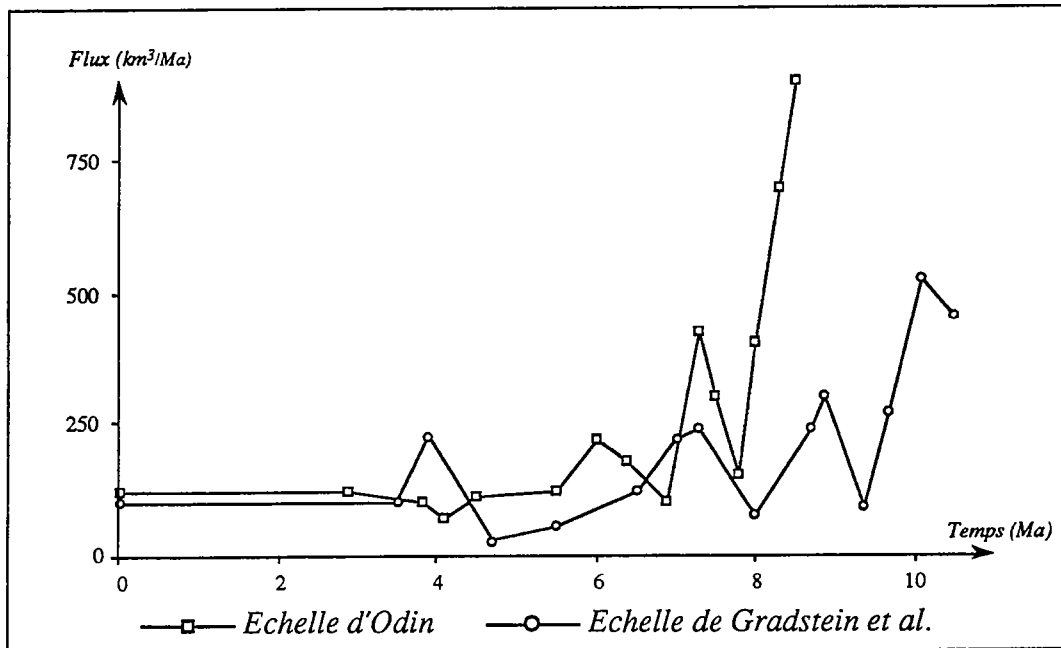


figure 3.27. Comparaison des flux obtenus avec la échelle d'Odin et la échelle de Gradstein

L'application des deux échelles chronostratigraphiques implique une augmentation du flux de sédiment au cours du temps (figure 3.27).

L'augmentation du flux est cependant moins sensible lors de l'utilisation de l'échelle de Gradstein *et al.* par rapport à l'échelle d'Odin. Nous nous sommes alors demandé quelle devrait être l'échelle chronostratigraphique permettant d'obtenir un flux de sédiment constant. En utilisant de nouveau les flux réduits, nous avons établi cette nouvelle échelle que nous avons bornée sur la surface initiale (surface 1) et finale (surface 12) par rapport aux valeurs déduites de l'échelle d'Odin. Le flux de sédiment est alors égal à 163 kilomètres cubes par million d'années, et les datations des surfaces sont définies par le tableau suivant.

	Echelle d'Odin		Echelle de Gradstein			Flux constant	
	Age relatif (Ma)	Durée (Ma)	Age relatif (Ma)	Age normé (Ma)	Durée (Ma)	Age relatif (Ma)	Durée (Ma)
1	0	-	0	0	-	0	-
2	2,9	2,9	3,5	2,8	2,8	1,9	1,9
2a	3,8	0,9	3,9	3,2	0,4	2,3	0,4
2b	4,1	0,3	4,7	3,8	0,6	2,4	0,1
3	4,5	0,4	5,5	4,5	0,7	2,7	0,3
4	5,5	1,0	6,5	5,3	0,8	3,3	0,6
CH	6,0	0,5	7,0	5,7	0,4	3,9	0,6
4.3	6,4	0,4	7,3	5,9	0,2	4,3	0,4
7	6,9	0,5	8,0	6,5	0,6	4,5	0,2
7b	7,3	0,4	8,7	7,0	0,5	5,4	0,9
8	7,5	0,2	8,9	7,2	0,2	5,8	0,4
8b	7,8	0,3	9,4	7,6	0,4	6,0	0,2
X	8,0	0,2	9,7	7,9	0,3	6,4	0,4
11	8,3	0,3	10,1	8,2	0,3	7,5	0,9
12	8,5	0,2	10,5	8,5	0,3	8,5	1,0

L'application de l'échelle issue de l'hypothèse d'un flux d'intensité constante induit une variation relative de la durée des couches sédimentaires de l'ordre de 300 000 ans, avec une variation maximale de l'ordre du million d'années pour la première et la dernière demi-séquence.

Surface	T _{Odin} - T _{Gradstein}	T _{Odin} - T _{Flux}	T _{Gradstein} - T _{Flux}
2	0,1	1,0	0,9
2a	0,5	0,5	0,0
2b	-0,3	0,2	0,5
3	-0,3	0,1	0,4
4	0,2	0,4	0,2
CH	0,1	-0,1	-0,2
4.3	0,2	0,0	-0,2
7	0,1	0,3	0,2
7b	0,1	0,5	0,4
8	0,0	-0,2	-0,2
8b	0,1	0,1	0,0
X	-0,1	-0,2	-0,1
11	0,0	-0,6	-0,6
12	-0,1	-0,8	-0,7
moyenne	0,16 Ma	0,36 Ma	0,33 Ma
maximum	0,5 Ma	1,0 Ma	0,9 Ma

La comparaison entre les trois échelles chronostratigraphiques montre que l'écart entre l'échelle définie en supposant l'intensité du flux constante et les deux autres échelles est deux fois plus important que l'écart entre les échelles d'Odin et de Gradstein *et al.* De plus, comme la localisation des sources sédimentaires et le régime d'écoulement de l'eau évoluent au cours du temps, il semble raisonnable de penser que le flux de sédiments a réellement augmenté au cours du Crétacé inférieur, passant d'une valeur de l'ordre de 100 kilomètres cube par million d'années à une valeur de l'ordre de 500 à 1000 kilomètres cubes par million d'années. Cette augmentation d'un ordre de grandeur du flux de sédiment est probablement lié à l'accélération de la surrection du Massif Armoricain en réponse à l'ouverture de l'Atlantique et du Golfe de Gascogne.

Conclusion

Le modèle diffusif, fondé sur des lois physiques empiriques, a été appliqué avec succès sur des cas théoriques simples en deux et en trois dimensions, et sur deux cas réels. La taille des objets sédimentaires simulés est typiquement à l'échelle "réservoir" (Groupe du Mesa Verde du Bassin du San Juan) et à l'échelle "bassin" (Crétacé inférieur du Bassin de Paris).

Au-delà de la validation physique, il nous semble ainsi que le modèle diffusif est **géologiquement cohérent** et correspond à l'objectif fixé au modèle (3D, multilithologie, dizaines à centaines de kilomètres, centaines de milliers à dizaines de millions d'années).

Chapitre 4

DIONISOS: bilan et perspectives

Au terme de l'application de DIONISOS à des cas théoriques et réels, notre propos est maintenant de discuter son statut, ses points forts et ses faiblesses. Au delà, il s'agit, en le confrontant aux autres types de modélisation, de dégager les développements futurs des modèles stratigraphiques, et plus particulièrement de DIONISOS.

1. DIONISOS face aux modèles diffusifs

Afin de simuler en 3D le remplissage multilithologique d'un bassin sédimentaire, nous avons choisi de développer un modèle diffusif (chapitres 1 et 2).

11. Les modèles diffusifs actuels

L'équation de diffusion est couramment appliquée en physique pour représenter l'écoulement des fluides dans un milieu poreux (loi de Darcy), la propagation de la chaleur (loi de Fourier) ou la diffusion d'un composant chimique dans un fluide (loi de Fick). Depuis les travaux de Culling (1960), cette équation a été utilisée en géomorphologie et en géologie.

(1) Application en géomorphologie

En géomorphologie, l'équation de diffusion a été abondamment utilisée afin de simuler l'évolution des escarpements (Colman et Watson, 1978, Begin, 1993) et des cours d'eau (Begin, 1988). Récemment, elle a été couplée dans de nombreux modèles avec des lois de transport advectif. Le transport des sédiments est supposé s'effectuer principalement par advection, tandis que la diffusion n'est utilisée que pour lisser les reliefs et atténuer les irrégularités générées par l'instabilité des processus advectifs (Beaumont *et al.*, 1993, Chalaron *et al.*, 1994, Kooi et Beaumont, 1994, Tucker et Slingerland, 1995). Ces modèles diffusifs ne s'intéressent malheureusement qu'aux morphologies en érosion.

(2) Application en géologie

Afin de quantifier l'influence de la subsidence sur la sédimentation, de nombreux modèles tectoniques ont utilisé des principes géométriques pour simuler la

répartition des sédiments dans un bassin. Ils ont par exemple été couplé une description détaillée des chevauchements crustaux (Zoetemeijer *et al.*, 1992, Zoetemeijer, 1994) ou des phénomènes d'extension (Schlische, 1991), avec l'hypothèse d'un remplissage complet de tout l'espace compris entre le fond marin du bassin et le niveau de la mer. Dans le but de mieux appréhender les géométries des ensembles sédimentaires, de nombreux auteurs ont eu recours à l'équation de diffusion afin de simuler de manière plus réaliste le transport des sédiments à grande échelle (Soni, 1981, Jordan et Flemings, 1991, Heller et Paola, 1992). Un progrès important a été réalisé par Rivenaes (1988) qui introduisit le concept de la multilithologie dans l'équation de diffusion, permettant ainsi la simulation du transport différentiel de plusieurs lithologies. Son modèle est cependant restreint à l'étude de coupes en deux dimensions.

12. Le statut du modèle

En nous inspirant de cette double filiation géomorphologique et géologique, nous avons développé un modèle diffusif. Nous nous sommes intéressés à l'origine physique de l'équation avant de valider le modèle sur des cas théoriques et réels.

121. La validation physique du modèle

Afin de mieux comprendre l'origine physique de l'équation de diffusion, et de mieux cerner les limites d'application de cette équation empirique de transport des sédiments à grande échelle (quelques dizaines à plusieurs centaines de kilomètres, et quelques centaines de milliers à plusieurs dizaines de millions d'années), nous nous sommes intéressés aux lois de transport à petite échelle (quelques dizaines à la centaine de mètres, quelques jours à plusieurs mois). Nous avons ainsi pu montrer que le couplage de lois de la mécanique des fluides aboutit à une équation de diffusion. Cette démonstration est fondée sur l'hypothèse que l'écoulement de l'eau et des sédiments est en équilibre. L'énergie cinétique de l'eau est ainsi supposée égale à la perte en énergie potentielle de l'eau, proportionnelle à la pente du bassin. En quantifiant le travail que doit fournir l'eau pour transporter les sédiments en suspension ou par traction, nous aboutissons ainsi à une équation de diffusion reliant le flux de sédiments à la pente du bassin (énergie de l'eau), au flux d'eau (capacité de transport de l'eau), et à un coefficient de diffusion (efficacité du transport). Cette équation de transport à petite échelle a été validée empiriquement par l'étude de l'évolution de cours d'eaux (Begin, 1988) et d'escarpement (Nash, 1980, Colman et Watson, 1983).

Pour utiliser cette équation en modélisation de bassins sédimentaires, nous l'avons extrapolée en trois dimensions, étendue au domaine marin, et appliquée sur des sédiments multi-lithologiques. Ce passage à l'étude du transport à grande échelle nous a conduit à définir différents modes d'écoulement de l'eau: droit, sauvage et uniforme. Ces différents modes d'écoulement caractérisent un régime hydrodynamique des fleuves plus ou moins important, et conduisent respectivement à la reconstitution de chaque chenal (écoulement droit), à la prise en compte d'une probabilité d'avulsion des chenaux dans de vastes ceintures de méandrisation (écoulement sauvage), et à une uniformisation de l'écoulement de l'eau (écoulement uniforme). De plus, la simulation du transport différentiel mais simultané de plusieurs lithologies nous a amené à considérer que l'écoulement des sédiments s'effectue au sein d'une couche d'altération superficielle.

122. La validation géologique du modèle

Afin de valider l'application de l'équation de diffusion, nous l'avons appliqué sur des cas théoriques et sur des cas réels.

(1) Les cas théoriques

En nous fondant sur des paramètres géologiquement réalistes (morphologie du bassin, apports sédimentaires, subsidence, eustatisme), nous avons simulé la réponse stratigraphique d'une variation du niveau relatif de la mer en supposant que les coefficients de diffusion, régissant le transport des sédiments, sont constants au cours du temps. Une simple différenciation du comportement en domaine continental (coefficients de diffusion élevés) et en domaine marin (coefficients de diffusion faibles) permet de restituer les deux observations fondamentales mises en évidence par la stratigraphie génétique : le partitionnement volumétrique des sédiments et la distorsion des unités génétiques.

La migration de la ligne de rivage et la modification dynamique du profil de dépôt induisent un enregistrement différentiel contrôlé par une physique constante au cours du temps.

(2) Les cas réels

Après cette première validation géologique, nous avons appliqué le modèle diffusif sur deux cas réels: le Bassin du San Juan (Colorado, USA) et le Bassin de Paris. A partir de modèles géologiques définis respectivement avec 19 et 502 puits, nous avons extrait un nombre réduit de données (3 puits sur 19 pour le Bassin du San Juan, et 12 sur 502 pour le Bassin de Paris), afin de contraindre les simulations de chacun de ces deux bassins. Cette démarche nous a permis de tester la cohérence géologique du modèle DIONISOS en comparant les résultats des simulations au modèle géologique.

Afin de caler ces résultats sur les contraintes géologiques (épaisseurs et faciès des couches sédimentaires), nous avons eu recours à une stratégie d'inversion, consistant à définir progressivement par une méthode d'essai-erreur les différents paramètres du modèle (coefficients de diffusion, accommodation, localisation des sources d'apports, flux de sédiments, ...).

Les simulations ont permis de tester différentes hypothèses sur les paramètres physiques en ayant recours à la faculté d'adimensionnement des lois physiques, et en particulier de l'équation de diffusion. Une même géométrie sédimentaire peut en effet être obtenue par tout ensemble de paramètres respectant les conditions de l'adimensionnement, tel que l'égalité des flux réduits et des coefficients de diffusion réduits. Ce principe permet de tester différentes hypothèses sur les datations ou sur l'évolution des flux et de l'accommodation au cours du temps, conduisant ainsi à l'estimation du jeu de paramètres géologiquement le plus réaliste.

123. Conclusion: le statut du modèle DIONISOS

L'équation de diffusion que nous avons utilisée, inspirée d'une double filiation géomorphologique et géologique, et valide sur de petites échelles de temps et d'espace, a été extrapolée à de grandes échelles. Le modèle physique ainsi obtenu permet de restituer sur des cas théoriques les principes de la stratigraphie génétique, et sur des cas réels les géométries observées. Le modèle est donc validé géologiquement.

13. Les points faibles

L'étude du fondement physique de l'équation de diffusion nous a permis de mieux cerner ses limites d'application.

131. Le domaine continental

Le passage de la petite à la grande échelle nous a conduits à la définition de trois modes d'écoulements de l'eau: droit, sauvage et uniforme. Le modèle diffusif peut ainsi simuler en trois dimensions l'incision d'une vallée (planches 1 et 2). Cependant, lors de l'étude d'une section verticale en deux dimensions, aucun écoulement de l'eau ne peut être simulé. Le modèle diffusif ne peut donc pas représenter les différents chenaux ou ceintures de méandrisation. Nous constatons de plus sur les cas théoriques que la sablosité présente une valeur sensiblement constante en tout point du bassin et au cours du temps. Cette constance de la sablosité est induite par la constance des apports et des coefficients de diffusion lors de l'étude de bassins en 2D.

Cette faiblesse du modèle diffusif en deux dimensions peut ainsi être levée, soit par une modification des paramètres de flux et de diffusion, soit par le biais du couplage du modèle diffusif avec un modèle stochastique ou particulière. La première approche semble cependant dangereuse. Elle nécessite en effet d'introduire des concepts géologiques dans le modèle diffusif. Cette introduction rendrait ainsi l'approche diffusive dépendante de la validité de ces concepts, à l'instar des modèles géométriques. Au contraire, la seconde approche semble plus réaliste. Elle sépare ainsi les processus allocycliques et les processus autocycliques.

Le modèle diffusif a pour but de simuler l'expression des processus allocycliques et d'obtenir ainsi les géométries et faciès moyens des ensembles sédimentaires, tandis que le modèle particulière ou stochastique a pour but de restituer, au sein des enveloppes prédites par le modèle diffusif, les hétérogénéités des faciès induites par les processus autocycliques.

132. Le domaine marin

L'étude du fondement physique de l'équation de diffusion nous a montré que le transport des sédiments est issu d'une transformation locale de l'énergie potentielle de l'eau, supposée proportionnelle à la pente. Ainsi, l'écriture actuelle de l'équation de diffusion ne permet pas de simuler le transport par les vagues ou par la marée, ni le mouvement des turbidites.

Dans le cas des vagues, nous avons vu qu'il est nécessaire d'introduire une loi de transport empirique reliant le flux de sédiments induit par la dérive littorale à l'énergie de la houle, la vitesse de propagation de l'énergie et l'angle d'approche des vagues (Komar, 1970). Cette loi, validée empiriquement sur de petites échelles de temps (quelques mois à quelques années), nécessite cependant d'être validée sur de grandes échelles.

14. Les points forts

Malgré ces points faibles, le modèle DIONISOS permet d'appréhender en 3D le remplissage multilithologique d'un bassin, et de tester ainsi la cohérence d'une base de données, voire d'aider à la prédiction de la position et de la géométrie des corps sédimentaires.

141. La prédictibilité des géométries sédimentaires

L'application du modèle DIONISOS sur deux cas réels illustre les implications en géologie d'une telle approche déterministe.

En comparant les simulations et les modèles géologiques, nous avons constaté que l'utilisation du modèle DIONISOS aboutit à une prédiction réaliste des épaisseurs des corps sédimentaires (avec une erreur maximale de l'ordre de 5 mètres à 25 kilomètres des puits de contraintes) et des faciès (avec une erreur maximale sur la position du rivage de l'ordre de 10 kilomètres). Le modèle diffusif reproduit les données géologiques de manière réaliste.

Les applications de cette approche en simulation pure sont nombreuses du fait de la capacité du modèle à prédire des géométries et des faciès géologiquement réalistes. Ces paramètres, calés aux données de puits, permettent ainsi d'affiner la connaissance globale du bassin en précisant la localisation et la qualité des corps éventuellement réservoirs.

142. Le retour à l'information géologique

Le modèle DIONISOS nécessite, pour restituer les géométries sédimentaires, une parfaite reconstitution des paramètres physiques à grande échelle (quantification des flux, des coefficients de diffusion, ...). La cohérence physique et géologique des simulations permet ainsi un double retour vers l'information géologique.

(1) Cohérence des corrélations

D'une part, le modèle permet d'identifier quels sont les couplages de l'accommodation, des apports sédimentaires et des coefficients de diffusion, qui doivent être définis afin de restituer les géométries observées, et par conséquent le schéma de corrélation proposé des données de puits. La cohérence géologique, ou l'impossibilité, de ces différents couplages permet ainsi de confirmer, ou d'infirmer, un choix de schéma de corrélation parmi d'autres.

(2) Affinement des données

D'autre part, nous avons vu que sur des cas théoriques, les simulations induisent une quantification de paramètres géologiques (pente du littoral, bathymétrie, épaisseur des couches sédimentaires, sablosité, ...). Elles ont ainsi montré la complexité de la relation entre bathymétrie et sablosité. Cette observation, déjà pressentie par certains sédimentologues (Navarre, 1995), conduit ainsi à une ré-évaluation critique des mesures de paléo-bathymétrie effectuées à partir des diagraphies ou des données d'affleurement. Sur des cas réels, la nécessité de définir précisément l'évolution de l'accommodation au cours du temps aboutit de même à un affinement de la mesure des paléobathymétries.

La recherche d'une simulation contrainte aux données de puits permet ainsi d'affiner l'interprétation et la corrélation de ces données en les rendant physiquement cohérentes.

2. DIONISOS face aux autres approches déterministes

Différentes approches déterministes ont été développées afin de simuler le remplissage sédimentaire d'un bassin. Nous les avons regroupées en trois familles (voir le Chapitre 1): les modèles géométriques, les modèles diffusifs et les modèles particuliers.

21. Les modèles géométriques

Les modèles géométriques sont fondés sur la définition géométrique d'un profil d'équilibre en 2D, issu des concepts de la stratigraphie sismique ou génétique en fonction de l'échelle d'application du modèle. Des pseudo-faciès, définis à partir de la bathymétrie et de la pente du sol, sont utilisés afin d'habiller les géométries obtenues.

Du fait de sa conception, cette approche géométrique ne peut pas convenir aux objectifs que nous cherchons à atteindre.

- (1) L'étude du Bassin de Paris nous a permis de voir que la morphologie d'un bassin est extrêmement difficile à définir en 3D. Nous avons ainsi constaté une évolution de la direction de la ligne de rivage, sensiblement Sud Ouest - Nord Est à l'Hauterivien, puis Nord - Sud, voire Nord Ouest - Sud Est au Barrémien, ainsi qu'une forme plus ou moins lobée de cette ligne de rivage (Planche 6). Il est ainsi impossible de restituer ces modifications morphologiques avec uniquement des principes géométriques.
- (2) Nous cherchons à définir physiquement l'évolution de la sablosité au sein des couches sédimentaires. L'utilisation de pseudo-faciès définis géométriquement empêche ainsi d'atteindre cet objectif.

Malgré ces handicaps, l'approche géométrique permet une estimation rapide en 2D du remplissage sédimentaire d'un bassin, ainsi que de l'évolution de l'accommodation. Ces paramètres peuvent être utilisés comme paramètres initiaux de l'inversion, et ainsi diminuer le temps de calcul nécessaire à cette inversion.

22. Les modèles particuliers

Les modèles particuliers ont l'avantage énorme d'être fondés sur un ensemble de lois décrivant les processus physiques sur de petites échelles de temps et d'espace. A partir d'un calcul des caractéristiques de l'écoulement de l'eau, ils en déduisent ainsi le mouvement des sédiments, ainsi que le taux d'érosion ou de sédimentation en chaque point du bassin. L'application des lois physiques sur différentes tailles de grains de sédiments permet ainsi à ces modèles de restituer la

sablosité réelle, et non plus moyenne comme dans le cas du modèle diffusif, en chaque point du bassin.

Cette avantage est également leur plus grande faiblesse. Ces modèles sont en effet très dépendants des conditions limites imposées aux lois physiques: la définition de la morphologie initiale du bassin et la quantification des flux d'eau et de sédiment en chaque point de la bordure du bassin. Une modification de la morphologie initiale peut conduire à un changement du cours de l'eau, et à une forte influence sur la localisation et la géométrie des corps sédimentaires. Les modèles particuliers, fondées sur des lois décrivant en détail l'écoulement de l'eau, sont ainsi instables dans le temps et très sensibles à la nature chaotique des processus sédimentaires.

Dans le modèle diffusif, ce chaos déterministe a été inhibé par le biais de la prise en compte d'une probabilité d'occurrence des chenaux (écoulement sauvage) ou de l'uniformité de la diffusion (écoulement uniforme). Seul l'écoulement droit est sujet à ce chaos, du fait de la restitution de la position de chaque chenal.

Les modèles particuliers, permettant d'appréhender la dynamique des transports sédimentaires sur de petites échelles, sont ainsi réservés à l'étude de formations sédimentaires de durée réduite, de l'ordre de quelques millénaires à quelques dizaines de milliers d'années.

23. L'imbrication des différentes approches

Nous constatons ainsi que ces trois approches déterministes présentent une structure déterministe gignone et peuvent être utilisées de manière complémentaire.

- (1) Les modèles géométriques permettent une estimation rapide des variations de l'accommodation et des géométries.
- (2) Les modèles diffusifs, par la prise en compte d'une physique empirique à grande échelle, permettent d'affiner la définition de ces géométries et des faciès en simulant l'évolution globale du système sédimentaire.
- (3) A l'intérieur de ces ensembles sédimentaires dont seuls l'enveloppe et le faciès moyen ont été estimés, les modèles particuliers permettent de simuler de manière déterministe la répartition exacte de chaque lithologie, et d'appréhender ainsi les hétérogénéités des corps réservoirs.

Le choix d'une de ces trois approches complémentaires dépend ainsi de l'objectif fixé à la simulation.

3. Perspectives de développement

Le modèle diffusif a été validé physiquement à l'aide du couplage de lois hydrologiques, et géologiquement grâce à l'étude de cas théoriques et réels et la calibration, par le biais d'une stratégie d'inversion, des paramètres du modèle et des résultats de la simulation sur des contraintes géologiques.

Malgré ces premiers résultats encourageants, plusieurs points restent encore à tester et à améliorer.

(1) L'origine empirique de l'équation de diffusion

La validation physique de l'équation de diffusion repose sur des lois empiriques de transport à petites échelles, et sur un passage aux grandes échelles de temps et d'espace de ces lois. Il serait intéressant de rechercher une démonstration physique validant ou rejetant l'équation de diffusion à ces grandes échelles. Cette validation devra tenir compte des différents régimes hydrauliques des cours d'eau, depuis les crues jusqu'aux étiages. Elle reposera donc sur des notions de probabilité d'occurrence de chacun de ces régimes. L'équation de diffusion étant supposée égale à la résultante moyenne de tous les transports sédimentaires, cette validation permettrait de mieux quantifier la variance par rapport à cette moyenne, et ainsi le degré de fiabilité de l'équation de diffusion.

(2) La compaction

Bien que le modèle permette de simuler la compaction des sédiments, cette compaction n'a pas été simulée sur le Bassin de Paris ni sur le Bassin du San Juan du fait de la difficulté de définir des taux de décompaction à de faibles profondeurs d'enfouissement. Les épaisseurs des formations simulées étant faibles dans le cas de ces deux bassins (de l'ordre de 100 et 300 mètres), la compaction pouvait être négligée. Nous avons cependant constaté la présence d'une subsidence différentielle anormale, certainement liée à une compaction différentielle, dans le cas du Bassin du San Juan. Il est ainsi également nécessaire de tester l'influence de cette compaction sur la valeur des paramètres du modèle.

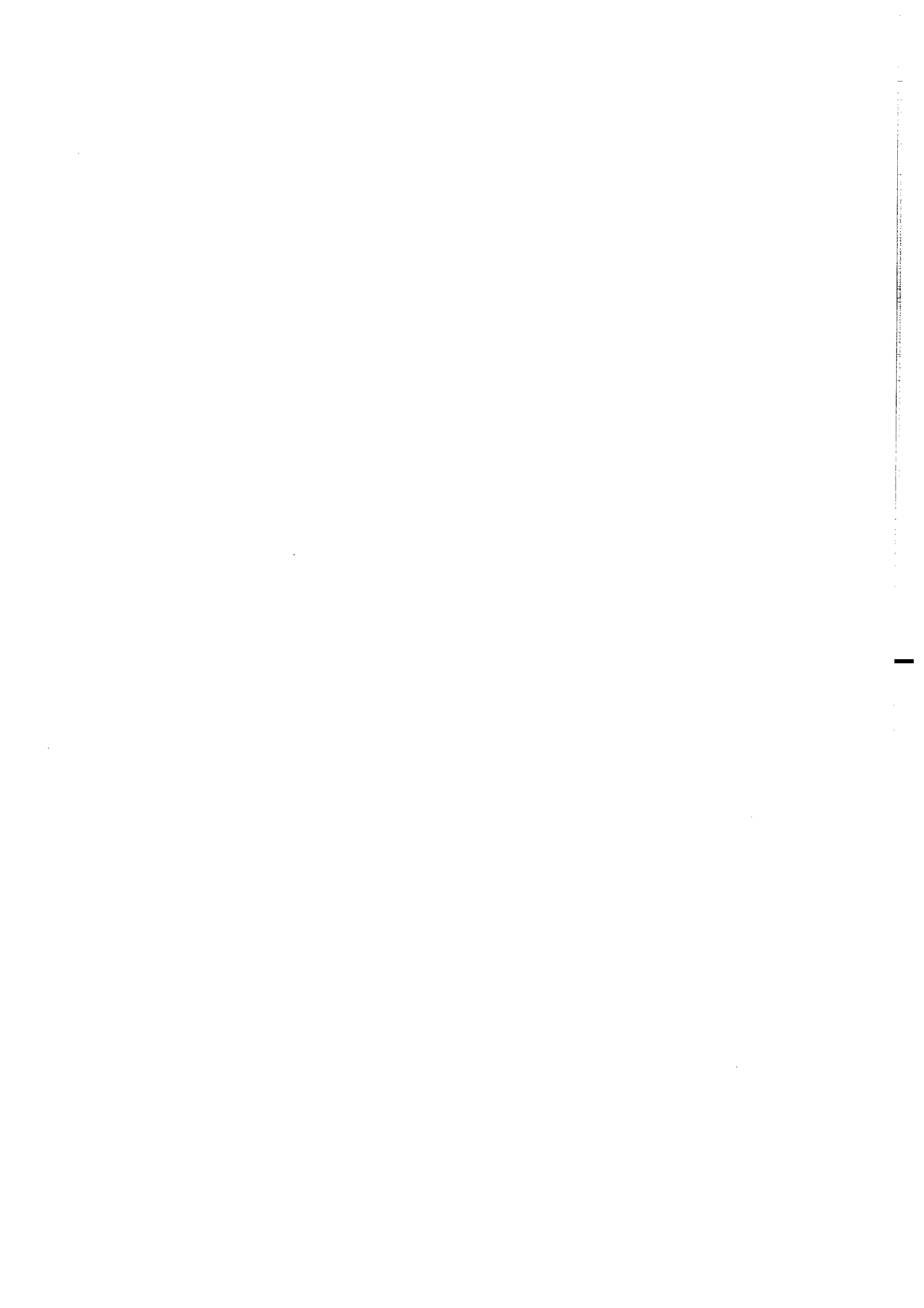
(3) Les vagues, la marée et les turbidites

Des lois empiriques de transport des sédiments, soit induit par les vagues ou par la marée, soit au sein d'un cortège turbiditique, n'existent qu'à de petites échelles de temps et d'espace. Il est nécessaire de mieux comprendre la physique sous-jacente à ces processus afin de définir des lois applicables sur de plus grandes échelles.

(4) Les carbonates

Bien que le modèle DIONISOS permette de simuler la production carbonatée, la simulation des carbonates n'a pu être testée que partiellement sur le Bassin de Paris. Il est ainsi nécessaire d'appliquer le modèle sur quelques cas théoriques et réels afin de valider les choix retenus et de les améliorer.

Au-delà de ces quelques points, le couplage de ce modèle avec des modèles tectoniques analogiques et numériques, et notamment avec les modèles de déformation de la lithosphère, permettra de mieux comprendre l'interaction entre tectonique et sédiments. Quels sont les incidences des différentes longueurs d'onde de la déformation, et plus particulièrement celles des courtes longueurs d'onde ? En quoi la régularité et la vitesse d'un processus contrôle-t-il de manière significatif l'enregistrement sédimentaire ?



Conclusion générale

La compréhension de la géométrie des sédiments à toutes les échelles de temps et d'espace passe par la réponse à trois questions fondamentales:

- Combien d'espace disponible pour piéger les sédiments est créé dans le bassin ?
- Quel volume de sédiment est introduit ou produit dans le bassin ?
- Comment ces sédiments sont-ils répartis dans le bassin ?

Le propos de ce travail a consisté à construire un modèle numérique stratigraphique permettant de simuler, par l'utilisation d'une loi de transport 3D et multilithologique, la réponse stratigraphique d'une variation du niveau relatif de la mer sur de grandes échelles de temps (quelques centaines de milliers à quelques dizaines de millions d'années) et d'espace (quelques dizaines à centaines de kilomètres).

(1) L'approche diffusive

Trois types de modélisation stratigraphique déterministe sont actuellement développés: les modèles géométriques, diffusifs et particuliers. Seule l'approche diffusive permet d'atteindre notre objectif. En effet, les modèles géométriques, ne sont applicables qu'en 2D du fait de l'imposition d'un profil de sédimentation. Les modèles particuliers, fondés sur des lois de transport valables sur de petites échelles de temps et d'espace, ne sont pas directement utilisables sur de grandes échelles du fait de leur trop grande instabilité.

En nous inspirant des travaux réalisés en géomorphologie et en géologie, nous avons ainsi choisi de développer un modèle diffusif fondé sur une équation de **diffusion 3D multilithologique**. Nous avons baptisé ce modèle **DIONISOS** (Diffusif Oriented - Normal and Inverse - Simulation Of Sedimentation).

(2) La validation physique du modèle diffusif DIONISOS

Afin de mieux cerner les limites de ce modèle, nous nous sommes intéressés au fondement physique de l'équation de diffusion. Nous avons pu ainsi montrer que le couplage de lois hydrauliques valables sur de petites échelles de temps et d'espace permet d'aboutir à cette équation de diffusion. Du fait de l'impossibilité d'utiliser directement sur de grandes échelles de temps et d'espace ces lois hydrauliques, nous avons étendu l'équation de diffusion à l'étude des transports continentaux à grandes échelles en moyennant l'ensemble des régimes hydrauliques des cours d'eau, depuis les périodes de crue jusqu'aux étiages.

Pour ce faire, nous avons défini **trois modes d'écoulement de l'eau**: droit, sauvage et uniforme, permettant respectivement de reconstituer chaque chenal individuellement (écoulement droit), chaque ceinture de méandrisation (écoulement sauvage), ou de considérer une diffusion uniforme des sédiments (écoulement uniforme). L'équation de diffusion que nous avons développée suppose ainsi que le flux de sédiments s'écoulant dans le bassin est proportionnel à la pente (énergie de l'écoulement de l'eau), au flux d'eau (capacité de transport de l'eau) et à un coefficient de diffusion (efficacité du transport). Afin de pouvoir simuler convenablement le transport de plusieurs lithologies, nous avons défini une

couche d'altération superficielle, et nous avons supposé que l'ensemble des transports des sédiments s'effectue au sein de cette couche.

Cette étude nous a ainsi montré que la validité de l'équation de diffusion repose sur l'hypothèse que l'énergie motrice des sédiments est issue d'une transformation locale de l'énergie potentielle de l'eau. Le modèle diffusif ainsi développé permet de simuler convenablement en 3D les transports multilithologiques à dominante tractive, tant en domaine continental qu'en domaine marin. Applicable sur de grandes échelles de temps pour représenter la résultante des transports littoraux suivant une direction orthogonale au rivage, il ne peut cependant pas simuler les processus de dérive littorale dont l'énergie motrice est issue des vagues, donc du vent. De même, le modèle diffusif ne peut pas appréhender le déplacement des écoulements turbiditiques, dont l'énergie motrice est issue d'une transformation de l'énergie potentielle des sédiments. Il est ainsi nécessaire de coupler l'équation de diffusion à des lois de transport spécifiques à ces deux problèmes.

(3) La validation géologique du modèle DIONISOS : cas théoriques

Au-delà de cette recherche de la cohérence physique de l'équation de diffusion, nous avons appliqué le modèle DIONISOS sur des cas théoriques au sein desquels nous avons supposé constants la vitesse de subsidence, le taux d'apport sédimentaire et la diffusivité des sédiments. En définissant l'eustatisme suivant un ou deux ordres de cyclicités, nous avons ainsi pu montrer à l'aide de ces cas simples mais réalistes que le modèle diffusif permet de restituer les implications des concepts de la stratigraphie génétique, telles que le **partitionnement volumétrique** des sédiments au sein d'une unité génétique et la **distorsion des unités génétiques**. La cohérence géologique des résultats de ces simulations permet de valider empiriquement l'utilisation de l'équation de diffusion multilithologique sur de grandes échelles de temps et d'espace.

Une force du modèle diffusif est de permettre un **retour vers les concepts géologiques** en quantifiant certaines relations telles que la durée variable des phases de progradation et de rétrogradation des unités génétiques, ou l'évolution de la sablosité en fonction soit de la bathymétrie, soit de la tendance progradante ou rétrogradante du littoral.

(4) La validation géologique du modèle DIONISOS : cas réels

L'application du modèle diffusif sur deux cas réels: le Groupe du Mesa Verde du Bassin du San Juan (Colorado, USA) et le Crétacé inférieur du Bassin de Paris, nous a conduit à développer une méthode d'**inversion** permettant de définir les paramètres du modèle (espace disponible, apports sédimentaires et coefficients de diffusion) à partir des contraintes géologiques (épaisseurs et faciès des couches sédimentaires) à l'aide d'une méthode d'essai-erreur.

Cette inversion, couplée avec le principe d'adimensionnement de l'équation de diffusion, permet d'obtenir des simulations dont les résultats sont calés sur les contraintes géologiques. Malgré la prise en compte d'un nombre réduit de puits par rapport au modèle géologique (3 sur 19 dans le cas du Bassin du San Juan, et 12 sur 502 dans le cas du Bassin de Paris), la comparaison des géométries et des faciès simulés par le modèle diffusif, et observées sur la base de données géologiques complète, montrent que le modèle diffusif permet d'obtenir des simulations très précises, avec un écart moyen des épaisseurs cumulées des sédiments de l'ordre de 5 mètres à 25 kilomètres des puits de contraintes (pour une formation ayant une épaisseur moyenne de l'ordre de 100 mètres), et un écart moyen entre la position

des rivages simulés et observés inférieur à 10 kilomètres (la taille des mailles de calcul étant de 10 kilomètres).

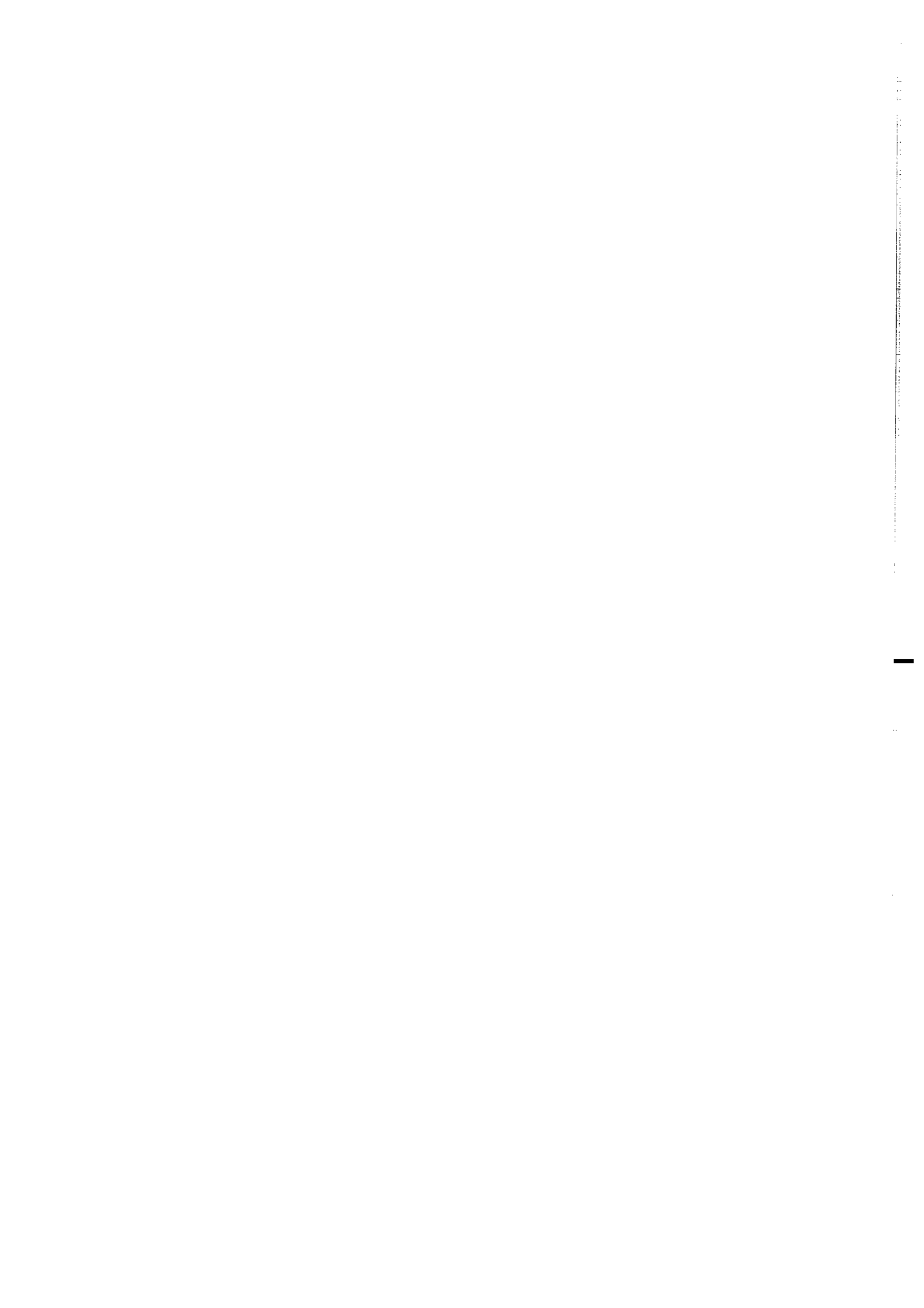
Du fait de cette restitution géométrique et faciologique, et de l'accès à la physique à grandes échelles des processus sédimentaires, le modèle diffusif DIONISOS permet de nouveau un **retour sur les bases de données géologiques** en affinant par exemple la valeur des bathymétries et des flux de sédiments, en restituant l'évolution de l'accommodation au cours du temps, et en confirmant ou en infirmant le choix d'un schéma de corrélation.

(5) Perspectives

Le modèle DIONISOS, fondé sur une équation de diffusion multilithologique 3D, a donc été validé physiquement et géologiquement.

Plusieurs points restent cependant à tester et à améliorer tels que la prise en compte de la compaction, la production et le transport des carbonates. De plus, afin d'améliorer la simulation des transports marins, il est nécessaire de mieux comprendre les processus régissant les transport par les vagues et les écoulements turbiditiques, à petites et à grandes échelles.

Couplé avec des modèles tectoniques, le modèle diffusif pourra contribuer à simuler et à mieux comprendre les interactions entre les différents régimes tectoniques et la sédimentation.



Bibliographie

- Ahnert, F., 1970, Brief description of a comprehensive three-dimensional process-response model of landform development. *Z. Geomorph., Suppl.*, 24, 11-22.
- Aigner, T., Doyle, M., Lawrence, D., Epting, M. and van Vliet, A., 1989, Quantitative modeling of carbonate platforms: some examples. In: *Controls on carbonate platform and basin development*, SEPM Spec. Publ. 44, 27-37.
- Aignier, T., Brandeburg, A., van Vliet, A., Doyle, M., Lawrence, D. and Westrich, J., 1990, Stratigraphic modelling of epicontinental basins: two applications. *Sedimentary Geology*, 69, 167-190.
- Airy, G.B., 1845, Tides and waves. *Encyclopedia Metropolitana* V, 192, 241-396.
- Allemand, P., Brun, J.P., Davy, P. and van den Driessche, J., 1989, Symétrie et asymétrie des rifts et mécanismes d'amincissement de la lithosphère. *Bull. Soc. Géol. France*, 5, 3, 445-451.
- Allen, J.R.L., 1985, *Principles of physical sedimentology*. Allen & Unwin, London.
- Allen, J.R.L., 1994, Fundamental properties of fluids and their relation to sediment transport processes. In: Pye, K. (ed) *Sediment transport and depositional processes*. Blackwell Scientific Publications, 25-60.
- Anderson, R.S. and Humphrey, N.F., 1990, Interaction of weathering and transport process in the evolution of arid landscapes. In: Cross T.A. (ed) *Quantitative Dynamic Stratigraphy*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 349-361.
- Andrews, D.J. and Bucknam, R.C., 1987, Fitting degradation of shoreline scarps by a nonlinear diffusion model. *J. Geophys. Res.*, 92, 12857-12867.
- Athy, L.F., 1930, Density, porosity and compaction of sedimentary rocks. *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 14, 1-24.
- Atwater, T., 1970, Implications of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of western North America. *Bull. geol. Soc. Amer.*, 81, 3513-3535.
- Bagnold, R.A., 1966, An approach to the sediment transport problem from general physics. *U.S. Geol. Survey Prof. Pap.*, 422-I.
- Bagnold, R.A., 1980, An empirical correlation of bedload transport rates in flumes and natural rivers. *Proc. R. Soc. Lond. A* 372, 453-473.
- Bagnold, R.A., 1986, Transport of solids by natural water flow: evidence for a worldwide correlation. *Proc. R. Soc. London A* 405, 369-374.
- Baldwin, B. and Butler, C.O., 1985, Compaction curves. *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 69, 4, 622-626.
- Ballard, J.F., Brun, J.P., van der Driessche, J. and Allemand, P., 1987, Propagation des chevauchements au-dessus des zones de décollement: modèles expérimentaux. *C. R. Acad. Sci.*, 305, II, 1249-1253.
- Beaudoin, B., Cojan, I., Fries, G., Maillart, J., Parize, O., Pinault, M., Pinoteau, B., et Truyol, V., 1987, Mesure directe de la compaction dans les sédiments. In: Berthon, J.L., Buroillet, P.F., et Legrand, Ph. (eds). *Genèse et évolution des bassins sédimentaires*. Notes et Mémoires n° 21, Total - Compagnie Française des Pétroles.
- Beaumont, C., Quinlan, G.M. and Hamilton, J., 1987, The Alleghian orogeny and its relationship to the evolution of the eastern interior, North America. In: Beaumont, C. and Tankard, A.J. (eds) *Sedimentary basins and basin-forming mechanisms*, Canadian Soc. Petrol. Geol. Mem. 12, 425-445.
- Beaumont, C., Fullsack, P. and Hamilton, J., 1993, Erosional control of active compressional orogens. In: ???, 1-18.
- Beerbower, J.R., 1964, Cyclothems and cyclic depositional mechanisms in alluvial plain sedimentation. In: Merriam, D.F. (ed) *Symposium on cyclic sedimentation*. Bull. Kansas geol. Surv., 19, 31-42.
- Begin, Z.B., Meyer, D.F. and Schumm, S.A., 1981, Development of longitudinal profiles of alluvial channels in response to base-level lowering. *Earth Surface Processes and Landforms*, 6, 49-68.
- Begin, Z.B., 1988, Application of a diffusion - erosion model to alluvial channels which degrade due to base-level lowering. *Earth Surface Processes and Landforms*, 13, 487-500.
- Begin, Z.B., 1993, Application of quantitative morphologic dating to paleo-

- seismicity of the northwestern Negev, Israel. *Isr. J. Earth. Sci.*, 41, 95-103.
- Berger, A., Loutre, M.F. and Dehant, V., 1989, astronomical frequencies for pre-Quaternary paleoclimate studies. *Terra Nova*, 1, 5, 474-479.
- Berger, A. and Loutre, M.F., 1991, Insolation values for the climate of the last 100 million years. *Quaternary Science Reviews*, 10, 297-317.
- Berger, A. and Loutre, M.F., 1992, Astronomical solutions for paleoclimate studies over the last 3 million years. *Earth and Planetary Science Letters*, 111, 369-382.
- Bierman, P.R., 1994, Using in situ produced cosmogenic isotopes to estimate rates of landscape evolution: a review from the geomorphic perspective. *J. Geophys. Res.*, 99, B7, 13885-13896.
- Bigelow, H.B. and Edmondson, W.T., 1947, Wind waves at sea, breakers and surf. *U.S. Navy H.O. Pub.* 602, 177 p.
- Borer, J.M. and Harris, P.M., 1991, Lithofacies and cyclicity of the Yates formation, Permian basin: implications for reservoir heterogeneity. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 75, 4, 726-779.
- Bosscher, H., 1992, *Growth potential of coral reefs and carbonate platforms*. Ph. D. dissertation, Vrije Universiteit, Amsterdam.
- Bosscher, H. and Schlager, W., 1992, Computer simulation of reef growth. *Sedimentology*, 39, 503-512.
- Bowden, K.F., 1983, *Physical oceanography of coastal waters*. Ellis Horwood Ltd., 302 p.
- Bowman, S.A., Sonnenfeld, M.D. and Vail, P.R., 1992, Computer simulation of the early Guadalupian (Permian). Stratigraphy of Last Chance Canyon, Guadalupe Mountains, New Mexico. In: Bowman, S.A. and Neal, J.E. (eds) *Quantitative sequence modeling*. CNRS-IFP Workshop, Dijon, France, 1-77.
- Bowman, S.A. and Vail, P.R., 1992, Computer simulation of stratigraphy. In: Bowman, S.A. and Neal, J.E. (eds) *Quantitative sequence modeling*. CNRS-IFP Workshop, Dijon, France, 80-130.
- Brenninkmeyer, B.M., 1975, Frequency of sand movement in the surf zone. *14th Proceedings of Coastal Engineering Conference*, Amer. Soc. Civil Engineers, New York, 2, 812-827.
- Bretschneider, C.L., 1958, Revisions in wave forecasting: deep and shallow water. *6th Proceedings of Coastal Engineering Conference*, Amer. Soc. Civil Engineers, New York, 30-67.
- Bridge, J.S., and Leeder, M.R., 1979, A simulation model of alluvial stratigraphy. *Sedimentology*, 26, 617-644.
- Bridge, J.S., 1993, The interaction between channel geometry, water flows, sediment transport and deposition in braided rivers. In: Best, J.L. and Bristow, C.S. (eds) *Braided rivers*. Geol. Soc. Spec. Publ. 75, 13-71.
- Broecker, W. and Denton, G., 1990, Les cycles glaciaires. *Pour la science*, 149, 62-71.
- Brun, J.P. and Tron, V., 1993, Development of the North Viking Grabben; inferences from laboratory modelling. In: Cloetingh, S. et al (eds) *Basin analysis and dynamics of sedimentary basin evolution*. *Sedimentary Geology*, 86, 1-2, 31-51.
- Brunet, M.F., 1981, Subsidence du Bassin de Paris; *First meeting of the European Union of Geosciences, Terra Cognita issue*, 34-35.
- Bruun, P., 1962, Sea level rise as a cause of shore erosion. *J. Waterways Harbors Div.*, 88, 117-130.
- Burrus, J., 1989, Review of geodynamic models for extensional basins; the paradox of stretching in the gulf of Lions (Northwest Mediterranean). *Bull. Soc. géol. France*, 8, 2, 377-393.
- Carson, M.A. and Kirkby, M.J., 1972, *Hillslope form and process*. Cambridge Univ. Press, 475 p.
- Chaloron, E., Mugnier, J.L., Sassi, W., and Mascle, G., *in press*, Tectonique, érosion et sédimentation dans un système chevauchant: un modèle numérique.
- Chalker, B.E., 1981, Simulating light saturation curves for photosynthetic and calcification by reef-building corals. *Mar. Biol.*, 63, 135-141.
- Chapalain, G., Smaoui, H., Lepretre, A., N'Guyen, K.D., Ouahsine, A. and Tessier, B., 1993, Modelling of tidally induced hydro sedimentary processes in the coastal zone of the southern part of the Dover Strait. *Oceanologica Acta*, 16, 5-6, 517-529.
- Chenet, P., Montadert, L., Gairaud, H. and Roberts, D., 1982, Extension ratio measurements on the Galicia, Portugal, and Northern Biscay continental margins: implications for evolutionary models of passive continental margins. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 703-715.
- Clark, J.A., 1976, Greenland's rapid postglacial emergence: a result of ice-water gravitational attraction. *Geology*, 310-312.
- Clemens, S., Prell, W., Murray, D., Shimmield, G. and Weedon, G., 1991,

- Forcing mechanisms of the Indian Ocean monsoon. *Nature*, 353, 720-725.
- Clifford, N.J., Hardisty, J., French, J.R. and Hart, S., 1993, Downstream variation in bed material characteristics; a turbulence controlled form process feedback mechanism. In: Best, J.L. and Bristow, C.S. (eds) *Braided rivers*. Geol. Soc. Spec. Publ. 75, 89-104.
- Clifton, H.E., Hunter, R.E., and Phillips, R.L., 1971, Depositional structures and processes in the non-barred high energy nearshore. *J. Sedim. Petrology*, 41, 3, 651-670.
- Colman, S.M. and Watson, K., 1983, Ages estimated from a diffusion equation model for scarp degradation. *Science*, 22, 263-265.
- Cook, D.O. and Gorsline, D.S., 1972, Field observations of sand transport by shoaling waves. *Marine Geology*, 13, 31-55.
- Costello, W.R. and Southard, J.B., 1981, Flume experiments on lower flow regime bed forms in coarse sand. *J. Sedim. Petrol.*, 51, 3, 849-864.
- Cowell, P.J., Roy, P.S. and Jones, R.A., 1995, Simulation of large scale coastal change using a morphological behaviour model. In: List, J.H. and Terwindt, J.H.J. (eds) *Large scale coastal behavior*, Marine Geology 126, 45-62.
- Cross, T.A., 1986, Tectonics controls of foreland basin subsidence and Laramide style deformation, western United States. *Spec. Publ. Int. Assoc. Sediment.*, 8, 15-39.
- Cross, T.A., 1988, Controls on coal distribution in transgressive-regressive cycles, Upper Cretaceous, Western Interior, U.S.A. In: Sea-level changes - an integrated approach. *Spec. Publ. Soc. Econ. Paleontol. Mineral.* 42, 371-380.
- Cross, T.A., Baker, M.R., Chapin, M.A., Clark, M.S., Gardner, M.H., Hanson, M.S., Lessenger, M.A., Little, L.D., McDonough, K.J., Sonnenfeld, M.D., Valasek, D.W., Williams, M.R. and Witter, D.N., 1993, Applications of high resolution sequence stratigraphy to reservoir analysis. In: Eschard, R. and Doligez, B. (eds) *Subsurface reservoir characterization from outcrop observations*. Technip, Paris, 11-33.
- Culling, W.E.H., 1960, Analytical theory of erosion. *The Journal of Geology*, 68, 3, 336-344.
- Culling, W.E.H., 1963, Soil creep and the development of hillside slopes. *The Journal of Geology*, 71, 2, 127-161.
- Culling, W.E.H., 1965, Theory of erosion on soil-covered slopes. *The Journal of Geology*, 73, 1, 230-254.
- Davis, W.M., 1912, *Die erklärende Beschreibung der Landformen*. Leipzig, 565 p.
- Davis, W.M., 1930, Rock floors in arid and humid regions. *J. Geology*, 38, 1-127, 136-158.
- de Vriend, H.J., 1991 a, Mathematical modelling and large scale behaviour; Part 1, Physical processes. *J. Hydraulic Res.*, 29, 6, 727-740.
- de Vriend, H.J., 1991 b, Mathematical modelling and large scale behaviour; Part 2, Predictive models. *J. Hydraulic Res.*, 29, 6, 741-753.
- Dickinson, G., 1953, Geological aspects of abnormal reservoir pressures in Gulf Coast Louisiana. *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 37, 410-432.
- Donovan, D.T. and Jones, E.J.W., 1979, Causes of world-wide changes in sea level. *J. Geol. Soc. Lond.*, 136, 187-192.
- Dubois, R.N., 1977, Predicting beach erosion as a function of rising water level. *J. Geol.*, 4, 470-476.
- Elverhøi, A., Svendsen, J.I., Solheim, A., Andersen, E.S., Milliman, J., Mangerud, J., and Hooke, R.L., 1995, Late Quaternary sediment yield from the High Arctic Svalbard area. *J. Geology*, 103, 1-17.
- Engelbreton, D.C., Cox, A. and Thompson, R.G., 1984, Correlation of plate motions with continental tectonics Laramide to Basin Range. *Tectonics*, 3, 115-119.
- Eschard, R., Tveiten, B., Desaubliaux, G., Lecomte, J.C. and van Buchem, F.S.P., 1993, High resolution sequence stratigraphy and reservoir prediction of the Brent Group (Tampen Spur area) using an outcrop analogue (Mesaverde group, Colorado). In: Eschard, R. and Doligez, B. (eds) *Subsurface reservoir characterization from outcrop observations*, Technip, Paris, 35-52.
- Everts, C.H., Dill, R.F., Jones, A. Lorensen, T., Kelly, K. and Wilkins, R.B., 1987, Littoral sand losses to Scripps Submarine Canyon. In: Krauss, N.C. (ed) *Coastal sediments 87*. U.S. Army Eng. Waterw. Exp. Stn., Coastal Eng. Res. Cent., Vicksburg, United-States, 1549-1562.
- Ferry, S., 1995, Une alternative au modèle de stratigraphie séquentielle d'Exxon: la modulation tectono-climatique des cycles orbitaux. *Geol. Alpine, in press*.

- Fjeldskaar, W., 1991, Geoidal eustatic changes induced by the deglaciation of Fennoscandia. *Quaternary International*, 9, 1-8.
- Franke, 1981, Natural porosity, diagenetic evolution and experimental porosity development in Macae carbonates (Albian, Cenomanian), Campo Basin, Offshore Brazil. *University Microfilms International*.
- Gaffin, S.R., and Maasch, K.A., 1991, Anomalous cyclicity in climate and stratigraphy and modeling nonlinear oscillations. *J. Geophys. Res.*, 96, B4, 6701-6711.
- Gaffin, S.R., 1992, Unforced oscillations in a freeboard and basin model: analogue to glacial / climate oscillators ? *J. Geol.*, 100, 717-729.
- Gaposchkin, E.M., 1975, Dynamic satellite geodesy. *Rev. Geophys. Space Phys.* 13, 3, 265-267, 286-287.
- Gessler, L., 1971, Critical shear stress for sediment mixtures. *Int. Assco. Hydraul. Res. Congr. Proc.* 14-3, 1-8.
- Gradstein, F.M., Agterberg, F.P., Ogg, J.G., Hardenbol, J., van Veen, P., Thierry, J. et Huang, Z., 1995, A Mesozoic time scale. *J. Geophys. Res.*, 99, B12, 24051-24074.
- Granjeon, D., 1993, *Quantification et simulation déterministe en sédimentologie*. Rapport de DEA, Publ. IFP, Rueil Malmaison, France.
- Granjeon, D., Joseph, P., Lafont, F. and Guillocheau, F., 1994, Quantification of high frequency eustasy and subsidence through the analysis of accommodation. Application to the South Pyrenean foreland (Jaca Basin, Eocene). *C.R.Acad.Sci. Paris*, 319, II, 1071-1077.
- Green, T., 1987, The importance of double diffusion to the settling of suspended material. *Sedimentology*, 34, 319-331.
- Guilcher, A., 1954, *Morphologie littorale et sous-marine*. Orbis, Presses Universitaires de France, Paris.
- Guillocheau, F., 1991, Modalités d'empilement des séquences génétiques dans un bassin de plate-forme (Dévonien Armoricaïn): nature et distorsion des différents ordres de séquences de dépôts emboîtées. *Bull. Centres Rech. Explor.-Prod. Elf-Aquitaine*, 15, 2, 383-410.
- Guillocheau, F., 1995, Nature, rank and origin of Phanerozoic sedimentary cycles. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 320, IIa, 1141-1157.
- Haldorsen, H.H. and Damaeth, E., 1990, Stochastic modelling. *J. Petrol. Technology*, 42, 4, 404-412.
- Hallam, A., 1971, Re evaluation of the paleogeographic argument for an expanding earth. *Nature*, 232, 180-182.
- Hallam, A., 1977, Secular changes in marine inundation of USSR and North America through the Phanerozoic. *Nature*, 269, 769-772.
- Hallam, A., 1978, Eustatic cycles in the Jurassic. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeocol.*, 23, 1-32.
- Hallam, A., 1984, Pre Quaternary sea level changes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 12, 205-243.
- Hanks, T.C., Bucknam, R.C., Lajoie, K.R. and Wallace, R.E., 1984, Modification of wave cut and faulting controlled landforms. *J. Geophys. Res.*, 89, 7, 5771-5790.
- Harbaugh, J.W., 1966, Mathematical solution of marine sedimentation with IBM 7090/94 computer. *Kansas Geological Survey Computer Contr.*, 1, 52 p.
- Harbaugh, J.W. and Merriam, D.F., 1968, *Computer applications in stratigraphic analysis*. John Wiley and sons, New-York, 282 p.
- Harbaugh, J.W. and Bonham-Carter, G., 1970, *Computer simulation in geology*. John Wiley and sons, New-York, 575 p.
- Hardy, S., 1993, Numerical modeling of the response to variable stretching rate of a domino fault block system. *Marine and Petroleum Geology*, 10, 145-152
- Hays, J.D. and Pitman, W.C. III, 1973, Lithospheric plate motion, sea level changes and climatic and ecological consequences. *Nature*, 246, 18-22.
- Hays, J.D., Imbrie, J. and Shackleton, N.J., 1976, Variations in the Earth's orbit: pacemaker of the ice ages. *Science*, 4270, 1121-1132.
- Hedberg, H., 1936, Gravitational compaction of clays and shales. *Amer. J. Science*, 31, 241-287.
- Helland-Hansen, W., Kendall, C.G.St.C., Lerche, I. and Nakayama, K., 1988, A simulation of continental basin margin sedimentation in response to crustal movements, eustatic sea level change, and sediment accumulation rates. *Mathematical Geology*, 20, 7, 777-802.
- Helland-Hansen, W., Steel, R., Nakayama, K. and Kendall, C.G.St.C., 1989, Review and computer

- modeling of the Brent Group stratigraphy. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 41, 237-252.
- Heller, P.L. and Paola, C., 1992, The large scale dynamics of grain size variation in alluvial basins, 2: application to syntectonic conglomerate. *Basin Research*, 4, 91-102.
- Hirano, M., 1975, Simulation of development process of interfluvial slopes with reference to graded form. *J. Geol.*, 83, 113-123.
- Hirst, J.P.P., 1991, Variations in alluvial architecture across the Oligo-Miocene Huesca fluvial system, Ebro Basin, Spain. In: Miall, A.D. and Tyler, N. (eds) *Concepts in Sedimentology and Paleontology*, 3, 111-121.
- Hjulström, F., 1935, Studies of the morphological activities of rivers as illustrated by the River Fyris. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 25, 221-227.
- Homewood, P., Guillocheau, F., Eschard, R., et Cross, T.A., 1992, Corrélations haute résolution et stratigraphie génétique: une démarche intégrée. *Bull. Centres Rech. Explor.-Prod. Elf Aquitaine*, 16, 2, 357-381.
- Howard, A.D. 1980, Thresholds in river regimes. In: Coates, D.R. and Vitek, J.D. (eds) *Thresholds in geomorphology*, Allen & Unwin, Boston.
- Hsü, K.L., 1989, *Physical principles of sedimentology*. Springer Verlag, Berlin.
- Hunter, R.E., Clifton, H.E. and Phillips, R.L., 1979, Depositional processes, sedimentary structures, and predicted vertical sequences in barred nearshore systems, southern Oregon coast. *J. Sedim. Petrol.*, 49, 3, 711-726.
- Inman, D.L. and Nasu, N., 1956, Orbital velocity associated with wave action near the breaker zone. *U.S. Army Beach Erosion Board Tech. Mem.* 79, 43 p.
- Imbrie, J. and Imbrie, J.Z., 1980, Modeling the climatic response to orbital variations. *Science*, 207, 943-953.
- Ingle, J.C. Jr., 1966, *The movement of beach sand*. Elsevier, New York, 221 p.
- James, N.P., 1984, Reef environments. In: Scholle, P.A. et al (eds) *Carbonate depositional environments*. Amer. Assoc. Petrol. Geol. Mem. 33, 345-440.
- Jarvis, G.T. and McKenzie, D.P., 1980, Sedimentary basin formation with finite extension rates. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 48, 1, 42-52.
- Jervey, M.T., 1988, Quantitative geological modeling of siliciclastic rock sequences and their seismic expression. In *Sea level changes - an integrated approach*, Spec. Publ. Soc. Econ. Mineral. 42, 47-69.
- Johnson, J.W., 1956, Dynamics of nearshore sediment movement. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 40, 9, 2211-2232.
- Jordan, T.E. and Flemings, P.B., 1989, From geodynamic models to basin fill - a stratigraphic perspective. In: T.A. Cross (ed) *Quantitative Dynamic Stratigraphy*, Prentice Hall, 149-163.
- Jordan, T.E. and Flemings, P.B., 1991, Large-scale architecture, eustatic variation, and unsteady tectonism: a theoretical evaluation. *J. Geophys. Res.*, 96, B4, 6681-6699.
- Journel, A.G. and Alabert, F.G., 1990, New method for reservoir mapping. *J. Petrol. Technology*, 42, 2, 212-218.
- Kaliniske, A.A., 1947, Movement of sediment as bed-load in rivers. *Trans. Am. Geophys. Union.*, 28, 615.
- Kendall C.G.St.C., Moore, Strobel, J., Cannon, R., Perlmutter, M., Bezdek, J. and Biswas, G., 1991, Simulation of the sedimentary fill of basins. In: Franseen E.K. et al (eds) *Sedimentary modeling: computer simulations and methods for improved parameter definition*, Kansas Geological Survey, Lawrence, KS 66047, 233, 9-30.
- Kendall C.G.St.C., Moore, P., Whittle G. and Cannon, R., 1992, A challenge: is it possible to determine eustasy and does it matter. *G.S.A. Memoir* 180, 93-107.
- Kenyon, P.M. and Turcotte, D.L., 1985, Morphology of a delta prograding by bulk sediment transport. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 96, 1457-1465.
- King, L.C., 1953, Canons of landscape evolution. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 64, 721-752.
- Kirk, J.T.O., 1983, *Light and photosynthesis in aquatic ecosystems*. Cambridge University Press, Cambridge, 401 p.
- Kneller, B., 1995, Beyond the turbidite paradigm: physical models for deposition of turbidites and their implications for reservoir prediction. In: Hartley, A.J. and Prosser, D.J. (eds) *Characterization of deep marine clastic systems*. Geol. Soc. Sp. Publ. 94, 31-49.
- Komar, P.D. and Inman, D.L., 1970, Longshore sand transport on beaches. *J. Geophys. Res.*, 75, 30, 5914-5927.
- Komar, P.D., 1976, *Beach processes and sedimentation*. Prentice-Hall, New Jersey.
- Kooi, H., and Beaumont, C., 1994, Escarpment evolution on high-elevation rifted

- margins: insights derived from a surface processes model that combines diffusion, advection, and reaction. *J. Geophys. Res.*, 99, B6, 12191-12209.
- Kuznir, N. and Karner, G., 1985,** Dependence of the flexural rigidity of the continental lithosphere on rheology and temperature. *Nature*, 316, 138-142.
- Lafont, F., 1994,** *Influences relatives de la subsidence et de l'eustatisme sur la localisation et la géométrie des réservoirs d'un système deltaïque. Exemple de l'Eocène du Bassin de Jaca, Pyrénées espagnoles.* Mémoires de Géosciences Rennes n°54, Rennes, France.
- Larson, M. and Kraus, N.C., 1995,** Prediction of cross-shore sediment transport at different spatial and temporal scales. In : List, J.H. and Terwindt, J.H.J. (eds) *Large scale coastal behavior*, Marine Geology 126, 111-128.
- Laskar, J., 1988,** Secular evolution of the solar system over 10 millions years. *Astronomy and Astrophysics*, 198, 341-362.
- Laskar, J., 1990,** The chaotic motion of the solar system. A numerical estimate of the size of the chaotic zones. *Icarus*.
- Lawrence, D.T., Doyle, M., Snelson, S. and Horsfield, W.T., 1987,** Stratigraphic modeling of sedimentary basins. *SEG 57th Annual International Meeting Expanded Abstracts Volume*, 407-408
- Lawrence, D.T., Doyle, M. and Aignier, T., 1990,** Stratigraphic simulation of sedimentary basins: concepts and calibration. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 74, 3, 273-295.
- Leeder, M.R., 1978,** A quantitative stratigraphic model for alluvium, with special reference to channel deposit density and interconnectedness. In: Miall, A.D. (ed) *Fluvial sedimentology*. Mem. Can. Soc. Petrol. Geol., 5, 587-596.
- Le Méhauté, 1961,** A theoretical study of waves breaking at an angle with a shore line. *J. Geophys. Res.*, 66, 2, 495-499.
- Le Méhauté, 1969,** An introduction to hydrodynamics and water waves. Water waves theory. *U.S. Dept. Commerce, Environmental Science Services Administration Res. Labs.*, II, TR ERL 118-POL-3-2, Washington D.C.
- Lessenger, M.A., 1993,** *A forward and inverse stratigraphic simulation model.* Ph. D; dissertation, Colorado School of Mines, 182 p.
- Li, Y.Y., Lerche, I. and Perlmutter, M.A., 1993,** Global cyclostratigraphy: a model of carbonate growth patterns. *Marine and Petroleum Geology*, 10, 620-631.
- List, J.H., 1993,** *Large scale coastal behavior*, U.S. Geol. Survey, Open File Report 93-0381, 238 p.
- Longuet-Higgins, M.S., 1970a,** Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1. *J. Geophys. Res.*, 75, 33, 6778-6789.
- Longuet-Higgins, M.S., 1970b,** Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 2. *J. Geophys. Res.*, 75, 33, 6790-6801.
- Madsen, O.S., 1976,** Wave climate of the continental margin: elements of its mathematical description. In : Stanley, D.J. and Swift, D.J.P. (eds) *Marine sediment transport and environmental management*. John Wiley & sons, New York, 65-87.
- Magara, K., 1978,** *Compaction and fluid migration - Practical Petroleum Geology*. Elsevier Scientific Publishing Company, 319 p.
- Magara, K., 1985,** Porosity - depth relationship during compaction in hydrostatic and non-hydrostatic cases. In : Burrus, J. (ed) *Thermal modeling in sedimentary basins*, Technip, Paris, 129-147.
- Mantz, P.A., 1978,** Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments under subcritical water flows. *Sedimentology*, 25, 1, 83-103.
- Martinez, P.A., 1987,** WAVE : program for simulating onshore-offshore transport in two dimensions using the Macintosh computer. *Computers & Geosciences*, 13, 5, 513-540.
- Martinez, P.A. and Harbaugh, J.W., 1993,** *Simulating nearshore environments*. Pergamon Press, 265 p.
- Matheron, G. Beucher, H., de Fouquet, C., Galli, A, Guérillot, D. and Ravenne, C., 1987,** Conditional simulation of the geometry of fluvio-deltaic reservoirs. *Paper SPE 16753*, presented at the SPE Annual Tech. Conf. and Exhibition, Dallas.
- Matthews, R.K. and Frohlich, C., 1992,** Orbital forcing of low frequency glacio eustasy. *J. Geophys. Res.*, 96, B4, 6797-6803.
- McCarthy, T.S., Ellery, W.N. and Stanistreet, I.G., 1992,** Avulsion mechanisms on the Okavango fan, Botswana - The control of a fluvial system by vegetation. *Sedimentology*, 39, 779-796.
- McCowan, J., 1894,** On the highest wave of permanent type. *Phil. Mag. Edinburgh*, 38, 5, 351-358.
- McGookey, D.P., 1972,** Cretaceous systems. In: Mallory, W.W. (ed) *Geologic atlas of the*

- Rocky Mountain Region*. Rocky Mountain Assoc. Geol., 190-228.
- McKee, E.D. and Sterrett, T.S., 1961, Laboratory experiments on form and structure of longshore bars and beaches. In: *Geometry of sandstone bodies - A symposium*, 45th annual meeting Amer. Assoc. Petrol. Geol., 13-28.
- McKenzie, D., 1978, Some remarks on the development of sedimentary basins. *Earth and Planetary Science Letters*, 40, 25-32.
- Megnien, C., 1980, Etapes de l'évolution du Bassin de Paris et conclusions. In: Megnien, C. and Megnien, F. (eds) *Synthèse géologique du Bassin de Paris - Volume 1 - Stratigraphie et paléogéographie*. Bur. Rech. Geol. Minières Memoir 101, 437-455.
- Merle, O. et Vendeville, B., 1992, Modélisation analogique de chevauchements induits par des intrusions magmatiques. *C.R.Acad.Sci.Paris*, 315, II, 1769-1776.
- Meyer-Peter, E. and Müller, R., 1948, Formulas for bed-load transport. *Proceedings of the Third Meeting of Intern. Assoc. Hydr. Res.*, Stockholm, 39-64.
- Milliman, J.D. and Meade, R.H., 1983, World wide delivery of river sediment to the oceans. *J. Geol.*, 91, 1-21.
- Milliman, J.D., Yun-Shan, Q., Mei-E, R., and Saito, Y., 1987, Man's influence on the erosion and transport of sediment by asian rivers: the Yellow river (Huanghe) example. *J. Geology*, 95, 751-762.
- Milliman, J.D., and Syvitski, J.P.M., 1992, Geomorphic / tectonic control of sediment discharge to the ocean: the importance of small mountainous rivers. *J. Geology*, 100, 525-544.
- Mitchum, R.M. Jr. and van Wagoner, J.C., 1991, High-frequency sequences and their stacking patterns: sequence stratigraphic evidence of high frequency eustatic cycles. *Sedimentary Geology*, 70, 131-160.
- Molenaar, C.M., 1988, Stratigraphic cross section showing Upper Cretaceous rocks across the San Juan Basin, New Mexico and Colorado. In: Fasset, J.E. (ed) *Geology and coal-deb methane resources of the northern San Juan Basin, Colorado and New Mexico*, U.S.Geol.Survey, p 21.
- Molenaar, C.M. and Baird, J.K., 1992, Regional stratigraphic cross sections of Upper Cretaceous rocks across the San Juan Basin, northwestern New Mexico and southwestern Colorado. *Open File Report U.S.Geol. Surv.* 92 0257.
- Moretti, I. and Turcotte, D.L., 1985, A model for erosion, sedimentation and flexure with application to New Caledonia. *J. Geodynamics*, 3, 155-168.
- Mörner, N.-A., 1976, Eustasy and geoid changes. *J. Geol.*, 84, 123-151.
- Mörner, N.-A., 1986, Eustasy, geoid changes and dynamic sea surface changes due to the interchange of momentum. *Late Quaternary Sea Level Changes, Proceedings of the Int. Symp. on sea level changes*, 26-39.
- Mörner, N.-A., 1987, Models of global sea level change. *Spec. Publ. Institute of British Geographers*, 20, 332-355.
- Morrison, J.R. and Crooke, R.C., 1953, The mechanics of deep water, shallow water, and breaking waves. *U.S. Army Beach Erosion Board Tech. Mem.* 40, 14 p.
- Murray, S.P., 1967, Control of grain dispersion by particle size and wave state. *J. Geol.*, 75, 5, 612-684.
- Nadai, 1963, *Theory of flow and fracture of solids - volume 2*. McGraw-Hill Book Company.
- Nash, D., 1980, Forms of bluffs degraded for different lengths of time in Emmet county, Michigan, USA. *Earth Surface Processes*, 5, 331-345.
- Nasser-al-Abed, Garde, R.J., Wakhlu, O.N. and Misri, R.L., 1989, Extension of Meyer-Peter and Müller relation to nonuniform sediments. *Irrigation and Power*, 46, 2, 57-69.
- Navarre, J.-C., 1995, Ph.D. dissertation, Université de Rennes, France.
- Nicolis, G. and Nicolis, C., 1991, Non linear dynamic systems in the geosciences. In: Franseen, E.K. et al (eds) *Sedimentary modeling: computer simulations and methods for improved parameter definition*. Kansas Geological Survey, Lawrence, KS 66047.
- Niedoroda, A.W., Swift, D.J.P., Figueiredo, A.G., and Freeland, G.L., 1985, Barrier island evolution, Middle Atlantic shelf, U.S.A., Part II: evidence from the shelf floor. *Marine Geology*, 63, 363-396.
- Niedoroda, A.W., Reed, C.W., Swift, D.J.P., Arato, H. and Hoyanagi, K., 1995, Modeling shore normal large scale coastal evolution. In: List, J.H. and Terwindt, J.H.J. (eds) *Large scale coastal behavior*, Marine Geology 126, 181-200.
- Odin, G.S., et Odin, C., 1990, Echelle numérique des temps géologique, *Géochronologie*, 35, 12-20.
- Ouchi, S., Ethridge, F.G., James, E.W. and Schumm, S.A., 1995, Experimental study of subaqueous fan development. In :

- Hartley, A.J. and Prosser, D.J. (eds) *Characterization of deep marine clastic systems*. Geol. Soc. Sp. Publ. 94, 31-49.
- Paola, C., Heller, P.L. and Angevine, C.L., 1992, The large scale dynamics of grain size variation in alluvial basins, 1: Theory. *Basin Research*, 4, 73-90.
- Parker, R.S., 1978, Experimental study of drainage basin evolution and its hydrologic implications. *Hydrology Papers of Colorado State Univ.*, 90, 58 p.
- Penck, W., 1924, *Geomorphologische Analyse: ein Kapitel der physikalischen Geologie*. Verlag von Engelhorn's Nachf., Stuttgart, 283 p.
- Peper, T., 1994, Tectonic and eustatic control on Albian shallowing (Viking and Paddy formations) in the Western Canada foreland basin. *G.S.A. Bull.*, 106, 253-264.
- Perrodon, A., 1983, Géodynamique des bassins sédimentaires et systèmes pétroliers. *Bull. Centres de Recherches Exploration Production Elf Aquitaine*, 7, 2, 645-676.
- Perrodon, A., and Zabek, J., 1990, Paris Basin. *Amer. Assco. Petrol. Geol. Memoir* 51, 633-679.
- Pilkey, O.H. and Davis, T.W., 1987, A n analysis of coastal recession models; North Carolina coast. In : Nummedal, D. et al (eds) *Sea level fluctuation and coastal evolution* . Spec. Publ. Soc. Ecom. Petrol. Mineral., 41, 59-68.
- Pilkey, O.H., Young, R.S., Riggs, S.R., Smith, A.W.S., Wu, H. and Pilkey, W.D., 1993, The concept of shoreface profile of equilibrium - a critical review. *J. Coastal Research*, 9, 1, 255-278.
- Pinet, P. and Souriau, M., 1988, Continental erosion and large-scale relief. *Tectonics*, 7, 3, 563-582.
- Pitman, III, W.C., 1978, Relationship between eustasy and stratigraphic sequences of passive margins. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 89, 1389-1403.
- Pizzuto, J.E., 1987, Sediment diffusion during overbank flows. *Sedimentology*, 34, 301-317.
- Pollard, D., 1982, A simple ice sheet model yields realistic 100 kyr glacial cycles. *Nature*, 296, 334-338.
- Posamentier, H.W., Jervey, M.T., and Vail, P.R., 1988, Eustatic controls on clastic deposition 1 - conceptual framework. In: Sea level changes - an integrated approach, *Spec. Publ. Soc. Econ. Paleontol. Mineral.* 42, 109-124.
- Posamentier, H.W. and Vail, P.R., 1988, Eustatic controls on clastic deposition 2 - sequence and systems tract models. In: Sea level changes - an integrated approach, *Spec. Publ. Soc. Econ. Paleontol. Mineral.* 42, 125-154.
- Posamentier, H.W., and Allen, G.P., 1993 a, Siliciclastic sequence stratigraphic patterns in foreland ramp type basins. *Geology*, 21, 455-458.
- Posamentier, H.W., and Allen, G.P., 1993 b, Variability of the sequence stratigraphic model: effects of local basin factors. *Sediment. Geol.*, 86, 91-109.
- Powell, J.W., 1875, Exploration of the Colorado River of the West and its tributaries. *U.S.Gov. Print. OFF.*, 291 p.
- Quin, T.R., Tremaine, S. and Duncan, M., 1991, A three million year integration of the Earth's orbit.
- Quinlan, G.M. and Beaumont, C.M., 1984, Appalachian thrusting, lithospheric flexure, and the Paleozoic stratigraphy of the Eastern Interior of North America. *Canadian Journal of Earth Science*, 21, 9, 973-996.
- Ravenne, C. et Béghin, P., 1983, Apports des expériences en canal à l'interprétation sédimentologique des dépôts de cônes détritiques sous-marins. *Rev. Inst. Français du Pétrole*, 38, 3, 279-297.
- Rees, A.I., 1966, Some flume experiments with a fine silt. *Sedimentology*, 6, 3, 209-240.
- Ribberink, J.S. and van der Sande, J.T.M., 1985, Aggradation in rivers due to overloading - analytical approaches. *J. Hydraulic Res.*, 23, 3, 273-283.
- Rieke, J.H., III and Chilingarian, G.V., 1974, *Compaction of argillaceous sediments*, Elsevier, Amsterdam, 424 p.
- Rio, M., Ferry, S. and Cotillon, P., 1989, La périodicité dans les séries pélagiques alternantes. Exemple du Crétacé inférieur de la région d'Angles - Saint-André-les-Alpes (Sud-Est de la France). *C.R.Acad.Sci.Paris*, 309, II, 73-79.
- Ritter, D.F., 1988, Landscape analysis and the search for geomorphic unity. *G.S.A. Bull.*, 100, 160-171.
- Rivenaes, J.C., 1988, Application of a dual-lithology, depth dependent diffusion equation in stratigraphic simulation. *Basin Research*, 4, 133-146.
- Robin, C., 1995, Ph.D. dissertation, Université de Rennes, France.

- Rosen, P.S., 1978, A regional test of the Bruun rule on shoreline erosion. *Mar. Geol.*, 26, 7-16.
- Royden, L. and Keen, C.E., 1980, Rifting process and thermal evolution of the continental margin of eastern Canada determined from subsidence curves. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 51, 2, 343-361.
- Sadler, P.M., 1981, Sediment accumulation rates and the completeness of stratigraphic sections. *J. Geol.*, 89, 5, 569-584.
- Sadler, P.M. and Strauss, D.J., 1990, Estimation of completeness of stratigraphical sections using empirical data and theoretical models. *J. Geol. Soc. London*, 147, 3, 471-485.
- Scheidegger, A.F., 1961, Mathematical models of slope development. *G.S.A. Bull.*, 72, 37-50.
- Schlager, W., 1993, Accommodation and supply - a dual control on stratigraphic sequences. *Sediment. Geol.*, 86, 111-136.
- Schlische, R.W., 1991, Half-graben basin filling models: new constraints on continental extensional basin development. *Basin Research*, 3, 123-141.
- Schneider, F., 1993, Modèle de compaction élasto-plastique en simulation de bassins. *Revue de L'Inst. Français du Pétrole*, 48, 1, 3-14.
- Schumm, S.A., Mosley, M.P. and Weaver, W.E., 1987, *Experimental fluvial geomorphology*, John Wiley & sons, New York, 413 p.
- Schumm, S.A., 1993, River response to base level change: implications for sequence stratigraphy. *J. Geology*, 101, 279-294.
- Schuster, M.W. and Aigner, T., 1994, Two dimensional synthetic seismic and log cores sections from stratigraphic forward models. *Amer. Assoc. Petrol. Geol.*, 78, 3, 409-431.
- Schwartz, M.L., 1967, The Bruun theory of sea level rise as a cause of shore erosion. *J. Geol.*, 75, 1, 76-92.
- Sclater, J.G. and Christie, P.A.F., 1980, Continental stretching: an explanation of the post-mid Cretaceous subsidence of the Central North Sea Basin. *J. Geophys. Res.*, 85, 3711-3739.
- Sestini, G., 1989, Nile delta - a review of depositional environments and geological history. *Spec. Publ. Geol. Soc. London*, 41, 99-127.
- Shields, I.A., 1936, Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf Geschiebewegung, *Mitteilungen der Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau*, Heft 26, Berlin.
- Sinclair, H.D., Coakley, B.J., Allen, P.A., and Watts, A.B., 1991, Simulation of foreland basin stratigraphy using a diffusion model of mountain belt uplift and erosion: an example from the Central Alps, Switzerland. *Tectonics*, 10, 3, 599-620.
- Sleep, N.H., 1971, Thermal effects of the formation of Atlantic continental margins by continental breakup. *Royal Astronomical Soc. Geophys. J.*, 24, 325-350.
- Smart, G.M., 1984, Sediment transport formula for steep channels. *J. Hydraulic Engineering*, 110, 3, 267-276.
- Smith, J.E., 1971, The dynamics of shale compaction and evolution of pore fluid pressure. *Mathematical Geology*, 3, 239-263.
- Soni, J.P., 1981, Unsteady sediment transport law and prediction of aggradation parameters. *Water Resources Res.*, 17, 1, 33-40.
- Sonnenfeld, M.D. and Cross, T.A., 1993, Volumetric partitioning and facies differentiation within the Permian upper San Andreas Formation of Last Chance Canyon, Guadalupe Mountains, New Mexico. In: Loucke, R.G. and Sarg, J.F. (eds) *Carbonate sequence stratigraphy - Recent developments and applications*. Amer. Assoc. Petrol. Geol. Memoir 57, 435-474.
- Stam, J.M.T., 1994, *Process-based modelling of aeolian bedforms*. Ph. D dissertation, Technisch Universiteit Delft, The Netherlands. 170 p.
- Stive, M.J.F. and de Vriend, H.J., 1995, Modelling shoreface profile evolution. In: List, J.H. and Terwindt, J.H.J. (eds) *Large scale coastal behavior*, Marine Geology 126, 235-248.
- Stockes, G.G., 1847, On the theory of oscillatory waves. *Trans. Cambridge Phil. Soc., Suppl. Sci. Papers*, 8, 1, 441.
- Strahler, A.N., 1952, Dynamic basis of geomorphology. *G.S.A. Bull.*, 63, 923-938.
- Strahler, A.N., 1960, *Physical geography*. John Wiley & sons, New-York, 2nd edition, 534 p.
- Strauss, D. and Sadler, P.M., 1989, Stochastic models for the completeness of stratigraphic sections. *Mathematical Geology*, 21, 1, 37-59.
- Suess, E., 1888, *Das Antlitz der Erde*, F. Tempsky, Vienna, 2, 703 p.
- Summerfield, M.A., and Hulton, N.J., 1994, Natural controls of fluvial denudation

- rates in major world drainage basins. *J. Geophys. Res.*, 99, B7, 13871-13883.
- Suppe, J., 1983, Geometry and kinematics of fault-bend folding. *Amer. J. Sci.*, 283, 7, 684-721.
- Syvitski, J.P.M., Smith, J.N., Calabrese, E.A. and Boudreau, B.P., 1988, Basin sedimentation and the growth of prograding deltas. *J. Geophys. Res.*, 93, C6, 6895-6908.
- Syvitski, J.P.M. and Daughney, S., 1992, DELTA 2 - Delta progradation and basin filling. *Computers and Geosciences*, 18, 7, 839-897.
- Syvitski, J.P.M. and Alcott, J.M., 1993, GRAIN 2 - Predictions of particle size seaward of river mouths. *Computers and Geosciences*, 19, 3, 399-446.
- Syvitski, J.P.M. and Alcott, J.M., 1995, RIVER 3 - Simulation of river discharge and sediment transport. *Computers and Geosciences*, 21, 1, 89-151.
- Tarantola, A., 1987, *Inverse problem theory - Methods for data fitting and model parameter estimation*. Elsevier, Amsterdam, 613 p.
- Terwindt, J.H.J. and Wijnberg, K.M., 1991, Thoughts on large scale coastal behaviour. In: Krauss, N.C. et al (eds) *Coastal sediments 91*. Am. Soc. Civ. Eng., New York, 1476-1487.
- Terzaghi, K., 1943, *Theoretical soil mechanics*, John Wiley & sons, New York.
- Tetzlaff, D.M. and Harbaugh, J.W., 1989, *Simulating clastic sedimentation*. Van Nostrand Reinhold, 202 p.
- Thorne, C.R., Russell, A.P.G. and Alam, M.K., 1993, Planform pattern and channel evolution of the Brahmaputra River, Bangladesh. *Spec. Publ. Geol. Soc. Amer.*, 75, 257-276.
- Thouvenin, B. and Salomon, J.C., 1984, Modèle tridimensionnel de circulation et de dispersion en zone côtière à marée. Premiers essais: cas schématique et baie de Seine. *Oceanologica Acta*, 7, 4, 417-429.
- Travi, Y., 1993, Hydrogéologie et hydrochimie des aquifères du Sénégal. Hydrogéochimie du fluor dans les eaux souterraines. *Sciences Géologiques n° 95*, Institut de Géologie, Université Louis Pasteur de Strasbourg et Centre de Géochimie de la Surface, CNRS, France.
- Tucker, M.E. and Wright, P., 1990, Carbonate depositional systems; I, Marine shallow water and lacustrine carbonates. In: Tucker, M.E. et al (eds) *Carbonate sedimentology*, Blackwell Sci. Publ., Oxford, 101-227.
- Tucker, G.R., and Slingerland, R.L., 1994, Erosional dynamics, flexural isostasy, and long-lived escarpments: a numerical study. *J. Geophys. Res.*, 99, B6, 12229-12243.
- Turcotte, D.L. and Schubert, G., 1982, *Geodynamics : application of continuum*. John Wiley & sons, New-York, 450 p.
- Ungerer, P., Burrus, J., Doligez, B., Chénet, P.Y. and Bessis, F., 1990, Basin evaluation by integrated two-dimensional modeling of heat transfer, fluid flow, hydrocarbon generation, and migration. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 74, 3, 309-335.
- Vail, P.R., Audemard, F., Bowman, S.A., Eisner, P.N. and Perez-Cruz, C., 1991, The stratigraphic signatures of tectonics, eustasy and sedimentology - an overview. In: Einsele et al (eds) *Cycles and events in stratigraphy*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 617-659.
- van Buchem, F.S.P., Melnyk, D.H. and McCave, I.N., 1992, Chemical cyclicity and correlation of Lower Lias mudstones using gamma ray logs, Yorkshire, UK. *J. Geol. Soc., London*, 149, 991-1002.
- van de Graaf, J and van Overeem, J., 1979, Evaluation of sediment transport formulae in coastal engineering practice. *Coastal Engineering*, 3, 1-32.
- van Hijum, E., 1976, Equilibrium profiles and longshore transport of coarse material under oblique wave attack. *15 th Proceedings of Coastal Engineering*, Amer. Soc. Civil Engineers, New York, 2, 1258-1276.
- van Rijn, L.C., 1984 a, Sediment transport, part I: bed load transport. *J. Hydraulic Engineering*, 110, 10, 1431-1456.
- van Rijn, L.C., 1984 b, Sediment transport, part I: suspended load transport. *J. Hydraulic Engineering*, 110, 11, 1613-1641.
- Wallace, R.E., 1977; Profiles and ages of young scarps, North Central Nevada. *G.S.A. Bull.*, 88, 9, 1267-1281.
- Wallace, R.E., 1980, Degradation of the Hebgan Lake fault scarps of 1959. *Geology* 8, 5, 225-229.
- Wang, J., 1991, Late-glacial geoid changes and geoidal eustasy in Eastern China. *Chinese Science Bull.*, 36, 9, 735-737.
- Weertman, J., 1976, Milankovitch solar radiation variations and ice age ice sheet sizes. *Nature*, 261, 17-20.

- Wernicke, B.P., 1981, Low-angle normal faults in the Basin and Range Province: nappe tectonics in an extending orogen. *Nature*, 291, 645-648.
- Wernicke, B.P. and Burchfield, B.C., 1982, Modes of extensional tectonics. *J. Structural Geol.*, 4, 2, 105-115.
- Wernicke, B.P., 1985, Uniform sense normal simple shear of the continental lithosphere. *Canadian J. Earth Sci.*, 22, 1, 108-125.
- Wheeler, H.E., 1964, Base level, lithosphere surface and time stratigraphy. *G.S.A. Bull.*, 75, 599-610.
- Wiberg, P.L. and Smith, J.D., 1989, Model for calculating bed load transport of sediment. *J. Hydraulic Engineering*, 115, 1, 101-123.
- Wiegel, R.L., 1964, *Oceanographical engineering*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Wood, L.J., Ethridge, F.G. and Schumm, S.A., 1994, An experimental study of the influence of subaqueous shelf angles on coastal plain and shelf deposits. In : Weimer, P. and Posamentier, H.W. (eds) *Siliciclastic sequence stratigraphy: recent developments and applications*, Amer. Assoc. Petrol. Geol. Memoir 58, 381-391.
- Yalin, M.S., 1977, *Mechanics of sediment transport*. Pergamon, Oxford.
- Zoetemeijer, R., Sassi, W., Roure, F. and Cloething, S., 1992, Stratigraphic and kinematic modeling of thrust evolution, northern Apennines, Italy. *Geology*, 20, 1035-1038.
- Zoetemeijer, R., 1993, Tectonic modelling of forland basins: thin skinned thrusting, syntectonic sedimentation and lithospheric flexure. *Proefschrift Vrije Universiteit Amsterdam*, 148 p.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES-RENNES
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
35042 - RENNES Cedex . Tel /fax : 02- 99.28.60.80

Dans la même collection :

N°1 - H. MARTIN - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). **Epuisé**

N°2 - G. QUERRE - Palingénèse de la croûte continentale à l'Archéen : Les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74 fig., 41 tabl., 3 pl. (1985). **Epuisé**

N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). **Epuisé**

N°4 - D. PRIOUR - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl. (1985). **55F.**

N°5 - V. NGAKO - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli", segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16 tabl., 12 pl. (1986). **Epuisé**

N°6 - J. DE POULPIQUET - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). **55F.**

N°7 - P. BARBEY - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge protérozoïque inférieur (1.9-2.4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). **Epuisé**

N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). **Epuisé**

N°9 - Y. GEORGET - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemple des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl. (1986). **Epuisé**

N°10 - D. MARQUER - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes Centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). **Epuisé.**

N°11 - J.S. SALIS -Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7.000-70.000 BP dans la Chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., 1 carte hors-texte (1987). 90F.

N°12 - Y. GERARD - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). 75F.

N°13 - H. TATTEVIN - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., 1 tabl., 13 pl. (1987). 95F.

N°14 - J.L. PAQUETTE - Comportement des systèmes isotopiques U-Pb et Sm-Nd dans le métamorphisme éclogitique. Chaîne Hercynienne et Chaîne Alpine. 190 p., 88 fig., 39 tab., 2 pl. (1987). 95F.

N°15 - B. VENDEVILLE - Champs de failles et tectonique en extension; modélisation expérimentale. 392 p., 181 fig., 1 tabl., 82 pl. (1987). 265 F

N°16 - E. TAILLEBOIS - Cadre géologique des indices sulfurés à Zn, Pb, Cu, Fe du secteur de Gouézec-St-Thois : Dévono-Carbonifère du flanc Sud du Bassin de Châteaulin (Finistère). 195 p., 64 fig., 41 tabl., 8 pl. photo., 8 pl. h.texte. (1987). 110F

N°17 - J.P. COGNE - Contribution a l'étude paléomagnétique des roches déformées. 204 p., 86 fig., 17 tabl. (1987). 90F.

N°18 - E. DENIS - Les sédiments briovériens (Protérozoïque supérieur) de Bretagne septentrionale et occidentale : Nature, mise en place et évolution. 263 p., 148 fig., 26 tab., 8 pl. (1988). 140F.

N°19 - M. BALLEVRE - Collision continentale et chemins P-T : l'Unité pennique du Grand Paradis (Alpes Occidentales). 340 p., 146 fig., 10 tabl., (1988). Epuisé

N°20 - J.P. GRATIER - L'équilibrage des coupes géologiques. Buts, méthodes et applications. Atelier du Groupe d'Etudes Tectoniques le 8 Avril 1987 à Rennes. 165 p., 82 fig., 2 tabl. (1988). 85F.

N°21 - R.P. MENOT - Magmatismes paléozoïques et structuration carbonifère du Massif de Belledonne (Alpes Françaises). Contraintes nouvelles pour les schémas d'évolution de la chaîne varisque ouest-européenne. 465 p., 101 fig., 31 tab., 6 pl., (1988). Epuisé

- N°22 - S. BLAIS - Les ceintures de roches vertes archéennes de Finlande Orientale : Géologie, pétrologie, géochimie et évolution géodynamique. 312 p., 107 fig., 98 tab., 11pl. photo, I pl. h.texte, (1989). 160F
- N°23 - A. CHAUVIN - Intensité du champ magnétique terrestre en période stable de transition, enregistrée par des séquences de coulées volcaniques du Quaternaire. 217 p., 100 fig., 13 tab. (1989). 100F.
- N°24 - J.P. VUICHARD - La marge austroalpine durant la collision alpine; évolution tectonométamorphique de la zone de Sesia-Lanzo. 307 p., 143 fig., 26 tab., 6 pl. hors-texte. (1989). 170F.
- N°25 - C. GUERROT - Archéen et Protérozoïque dans la chaîne hercynienne ouest-européenne : géochimie isotopique (Sr-Nd-Pb) et géochronologie U-Pb sur zircons. 180 p., 68 fig., 29 tab., I pl. (1989) 90F.
- N°26 - J.L. LAGARDE - Granites tardi-carbonifères et déformation crustale. L'exemple de la Méseta marocaine. 353 p., 244 fig., 15pl. (1989) 210F.
- N°27 - Ph. BARDY - L'orogène cadomien dans le Nord-Est du Massif Armoricain et en Manche Occidentale. Etude tectonométamorphique et géophysique. 395 p., 142 fig., 7 tab., I pl. hors-texte. (1989). 175F.
- N°28 - D. GAPAIS - Les Orthogneiss : Structures, mécanismes de déformation et analyse cinématique. 377 p., 184 fig., 3 tab. (1989). Epuisé.
- N°29 - E. LE GOFF - Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss : Modèle thermodynamique et exemples naturels. 321 p., 146 fig., 42 tab. (1989). 150F.
- N°30 - D. KHATTACH - Paléomagnétisme de formations paléozoïques du Maroc. 220 p., 97 fig., 35 tab., (1989). 100F.
- N°31 - A. HAIDER - Géologie de la formation ferrifère précambrienne et du complexe granulitique encaissant de Buur (Sud de la Somalie). Implications sur l'évolution crustale du socle de Buur. 215 p., 18 fig., 42 tab., 7 pl. (1989). 130 F.
- N°32 - T. DANIEL - Traitement numérique d'image appliqué à l'analyse texturale de roches déformées. 186 p., 121 fig., 4 tab. (1989). 210 F.
- N°33 - C. LECUYER - Hydrothermalisme fossile dans une paléocroûte océanique associée à un centre d'expansion lent : Le complexe ophiolitique de Trinity (N. Californie, U.S.A). 342 p., 109 fig., 73 tab. (1989). 200 F.

- N°34 - P. RICHARD - Champs de failles au dessus d'un décrochement de socle: modélisation expérimentale. 382 p., 137 fig. (1989). 400 F.
- N°35 - J. de BREMOND d'ARS - Estimation des propriétés rhéologiques des magmas par l'étude des instabilités gravitaires. Pétrologie du complexe plutonique lité de Guernesey. 370 p., 128 fig., 64 tabl. (1989). 180 F.
- N°36 - A. LE CLEAC'H - Contribution à l'étude des propriétés physiques des minéraux à haute pression : Spectroscopie et calcul des grandeurs thermodynamiques de la lawsonite, des épidotes et des polymorphes de SiO₂. 190 p., 72 fig., 37 tabl. (1989). 100 F.
- N°37 - O. MERLE - Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision. 280 p., 165 fig., 3 tabl. (1990). 160F.
- N°38 - P. ALLEMAND - Approche expérimentale de la mécanique du rifting continental. 205 p., 106 fig., 13 tabl. (1990). 160F.
- N°39 - Ch. BASILE - Analyse structurale et modélisation analogique d'une marge transformante : l'exemple de la marge de Côte-d'Ivoire - Ghana. 230 p., 161 fig., 7 tabl. (1990) . 130F .
- N°40 - M. AUDIBERT - Déformation discontinue et rotations de blocs. Méthodes numériques de restauration. Application à la Galilée. 250 p., 80 fig., 5 tabl., (1991). 150F.
- N°41 - G. RUFFET - Paléomagnétisme et ⁴⁰Ar/³⁹Ar : étude combinée sur des intrusions précambriennes et paléozoïques du Trégor (Massif Armoricain) . 261 p., 80 fig., 19 tabl. (1991). 120F.
- N°42 - P. SUZANNE - Extrusion latérale de l'Anatolie : Géométrie et mécanisme de la fracturation. 262 p., 100 fig., 12 pl., 5 tabl. (1991). 210F.
- N°43 - G. FIQUET - Propriétés thermodynamiques de minéraux du manteau supérieur. Calorimétrie à haute température et spectroscopie Raman à haute pression et haute température. 274 p., 101 fig., 53 tabl. (1991). 130F.
- N°44 - J. MARTINOD - Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage en compression et en extension). 283 p., 117 fig., 3 tabl., 2 pl. couleur. (1991). 170F.
- N°45 - M.O. BESLIER - Formation des marges passives et remontée du manteau: Modélisation expérimentale et exemple de la marge de la Galice. 257 p., 86 fig., 5 tab., 2 pl. noir/blanc, 2 Pl. couleur. (1991). 180F.

- N°46 - J.B.L. FRANCOLIN - Analyse structurale du Bassin du Rio Do Peixe. (Brésil) : 250 p., 83 fig., 3 tab., 9 pl. couleur. (1992). 300F.
- N° 47 - S. TOURPIN - Perte des mémoires isotopiques (Nd, Sr, O) et géochimiques (REE) primaires des komatiites au cours du métamorphisme : exemple de la Finlande Orientale. 185 p., 53 fig., 23 tabl. (1992). 100F.
- N° 48 - J.A. BARRAT - Genèse des magmas associés à l'ouverture d'un domaine océanique : Géochimie des laves du Nord-Est de l'Afrique (Mer Rouge - Afar) et d'Arabie. 175 p., 47 fig., 23 tab. (1992). 100F.
- N° 49 - E. HALLOT - Injection dans les réservoirs magmatiques. Contraintes pétrologiques (Massifs de Fort La Latte et de Saint Briec, Bretagne Nord) et modélisation analogique. 331 p., 101 fig., 30 tabl. (1993). 180F.
- N°50 - T. SOURIOT - Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar. Imagerie SPOT et modélisation analogique. 225 p., 2 pl. coul., 1 tabl., 91 fig., 16 pl. photo., 1 carte H.Texte. (1993). 190F.
- N° 51 - T. EUZEN - Pétrogenèse des granites de collision post-épaississement. Le cas des granites crustaux et mantelliques du Complexe de Pontivy-Rostrenen (Massif Armoricaïn, France). 350 p., 2 pl. coul., 34 tabl. en annexe, (1993). 190F.
- N° 52 - J. LE GALL - Reconstitution des dynamismes éruptifs d'une province paléovolcanique : l'exemple du graben cambrien du Maine (Est du Massif Armoricaïn). Pétrogenèse des magmas andésitiques et ignimbritiques et leur signification dans l'évolution géodynamique cadomienne. 370 p., 30pl. photo., 1 pl. coul. (1993). 350 F.
- N° 53 - J. C. THOMAS - Cinématique tertiaire et rotations de blocs dans l'ouest de l'Asie Centrale (Tien Shan Kirghiz et dépression Tadjik). Etude structurale et paléomagnétique. 330 p., 107 fig., 2 pl. coul., 18 tabl., 1 carte, annexes. (1993). 220 F.
- N°54 - F. LAFONT - Influences relatives de la subsidence et de l'eustatisme sur la localisation et la géométrie des réservoirs d'un système deltaïque. Exemple de l'Eocène du bassin de Jaca, Pyrénées Orientales., 270 p., 115 fig., dont 17 pl. couleur. (1994). 150 F.
- N° 55 - C. BIELLMANN - Stabilité et réactivité des carbonates à très hautes pression et température. Implications pour le stockage du Carbone dans le manteau terrestre., 230 p., 74 fig., 11 tabl., 1 pl. couleur (1993). 175 F.

- N°56 - A. POTREL - Evolution tectono-métamorphique d'un segment de croûte continentale archéenne. Exemple de l'Amsaga (R.I. Mauritanie), dorsale Réguibat (Craton Ouest Africain). 400 p., (dont annexes) 125 fig., 21 tabl., 1 pl. couleur, 43 pl. photo (1994). 270 F.
- N° 57 - M. KUNTZ - Approche expérimentale de la déformation dans les systèmes préfracturés : Contribution à l'étude de l'inversion tectonique des bassins sédimentaires. 220 p., 19 pl., 87 fig., 3 tabl. (1994). 155 F.
- N° 58 - D. ROUBY - Restauration en carte des domaines faillés en extension. Méthode et applications. 266 p., 98 fig. dont annexes (1994). 180 F.
- N° 59 - J.J. TONDJI-BIYO - Chevauchements et bassins compressifs. Influence de l'érosion et de la sédimentation. Modélisation analogique et exemples naturels. 426 p., 141 fig., 4 pl. couleur, 21 tableaux, dont annexes (1995). 270 F.
- N° 60 - H. BOUHALLIER - Evolution structurale et métamorphique de la croûte continentale archéenne (Craton de Dharwar, Inde du Sud). 277 p., 100 fig., dont 5 pl. coul., 7 tab., dont annexes (1995). 150 F.
- N° 61 - P. GAUTIER - Géométrie crustale et cinématique de l'extension tardi-orogénique dans la domaine centre-égéen (îles des Cyclades et d'Eubée, Grèce). 430 p., 89 fig., dont 4 pl. coul., 1 tabl., dont annexes (1995). 220F.
- N° 62 - M.T. ROMAN BERDIEL - Mécanismes d'intrusion des granites supracrustaux. Modèles analogiques et exemples naturels. 270 p., 75 fig., 5 pl. laser, 9 tabl. (1995). 160F.
- N° 63 - M. JULLIEN - Polytypisme, ordre d'empilement et interstratification dans la cookéite et les phyllosilicates non micacés du métamorphisme. Influence de la pression. 226 p., 61 fig., 8 tabl. (1995). 150 F.
- N° 64 - Y. LAHAYE - L'altération des komatiites. 224 p., 70 fig., 29 tabl., + annexes (1995). 150 F.
- N° 65 - A. CRAVE - Quantification de l'Organisation des réseaux hydrographiques. 210 p., 68 fig., dont annexe (1995). 120 F.
- N° 66 - A. ESSAIFI - Relations entre magmatisme-déformation et altération hydrothermale : L'exemple des Jebilet centrales (Hercynien, Maroc). 331 p., 248 fig., 4 tabl., dont annexes (1995). 170 F.
- N° 67 - M. LE RAVALEC - Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. 276 p., 119 fig. 3 pl. couleur, 5 tabl., dont annexe (1995). 140 F.

- n° 68 - A. SEMIANI - Métallogénie de la zone de cisaillement aurifère est-ouzzalienne : structure, pétrologie et géochimie des gisements d'or de Tirek-Amesmess (Hoggar occidental, Algérie). 262 p., 72 fig., 36 tabl., 4 pl. couleur + annexes, (1995). 130 F.
- N° 69 - F. MOREAU - Méthodes de traitement de données géophysiques par transformée en ondelettes. 177 p., 57 fig., + annexes. (1995). 100 F.
- N° 70 - B. TOURNERIE - Imagerie de réflecteurs électromagnétiques en régime diffusif : Méthode et applications en Géophysique. 165 p., 45 fig., 8 tabl., + annexes, (1995). 100 F.
- N° 71 - T. NALPAS - Inversion des grabens du Sud de la Mer du Nord. Données de sub-surface et modélisation analogique. 245 p., 110 fig., dont 10 pl. coul., (1994). 120 F.
- N° 72 - M. URREIZTIETA - Tectonique néogène et bassins transpressifs en bordure méridionale de l'Altiplano-Puna (27°S), Nord-Ouest argentin. 311 p., 111 fig., 5 tabl., 6 pl. couleur, dont annexe. (1995). 200 F.
- N° 73 - A.N. KOUAMELAN - Géochronologie et Géochimie des Formations Archéennes et Protérozoïques de la Dorsale de Man en Côte d'Ivoire. Implications pour la Transition Archéen-Protérozoïque. 290 p., 99 fig., 23 tabl., 2 pl. couleur, dont annexe (1996). 120 F.
- N° 74 - Y. GARCIA - Variation de l'intensité du champ magnétique en France durant les deux derniers millénaires. 331 p., 122 fig., 35 tab., dont annexe. (1996). 150 F.
- N° 75 - M. A. SANTOS PINTO - Le recyclage de la croûte continentale archéenne : Exemple du bloc du Gavião- Bahia, Brésil. 193 p., 102 fig., 51 tab. (1996). 100 F.
- N° 76 - D. CHARDON - Les déformations continentales archéennes : Exemples naturels et modélisation thermomécanique. 300 p., 127 fig., 6 tabl., 4 pl. photo; dont annexes. (1997). 130 F.
- N° 77 - C. ROBIN - Mesure stratigraphique de la déformation : Application à l'évolution jurassique du Bassin de Paris. 293 p., 129 fig., 9 pl. couleur, dont annexes. (1997). 180 F.
- N° 78 - D. GRANJEON - Modélisation stratigraphique déterministe : Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique. 197 p., 56 fig., 22 tabl., 8 pl. couleur. (1997). 100 F.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES

à retourner à :

Arlette FALAISE
Géosciences - Rennes I
Université de Rennes
35042 - RENNES Cédex (France)
Tél 02.99.28.60.80 Fax : 02.99.28.60.80

accompagné :

soit de votre BON DE COMMANDE
ou bien de votre règlement (chèque libellé à l'ordre de) :
Madame l'Agent Comptable du CNRS

BON DE COMMANDE

NOM :

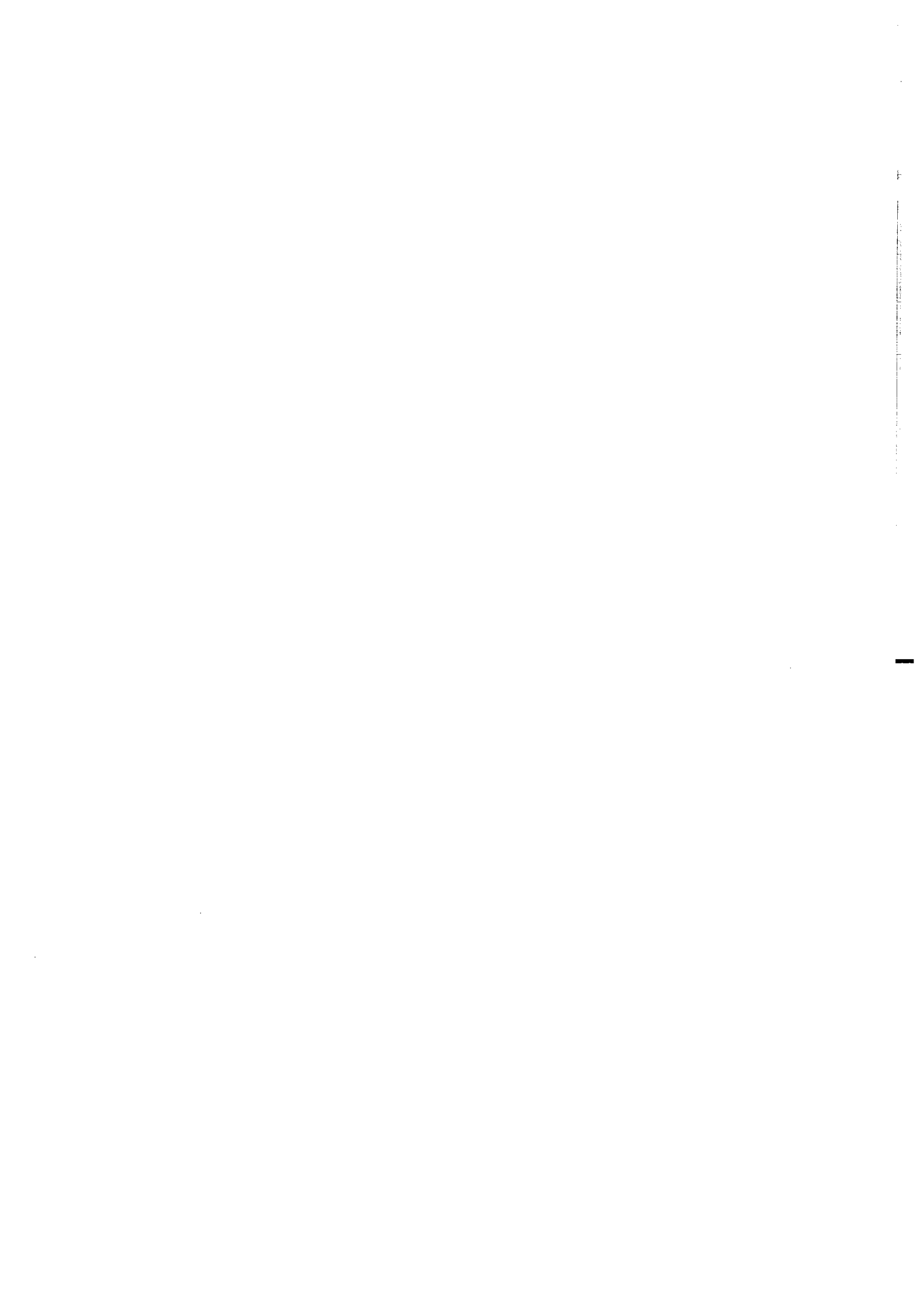
ORGANISME

ADRESSE

Veillez me faire parvenir les ouvrages suivants :

N°	Auteur	Nb	P.U.	TOTAL

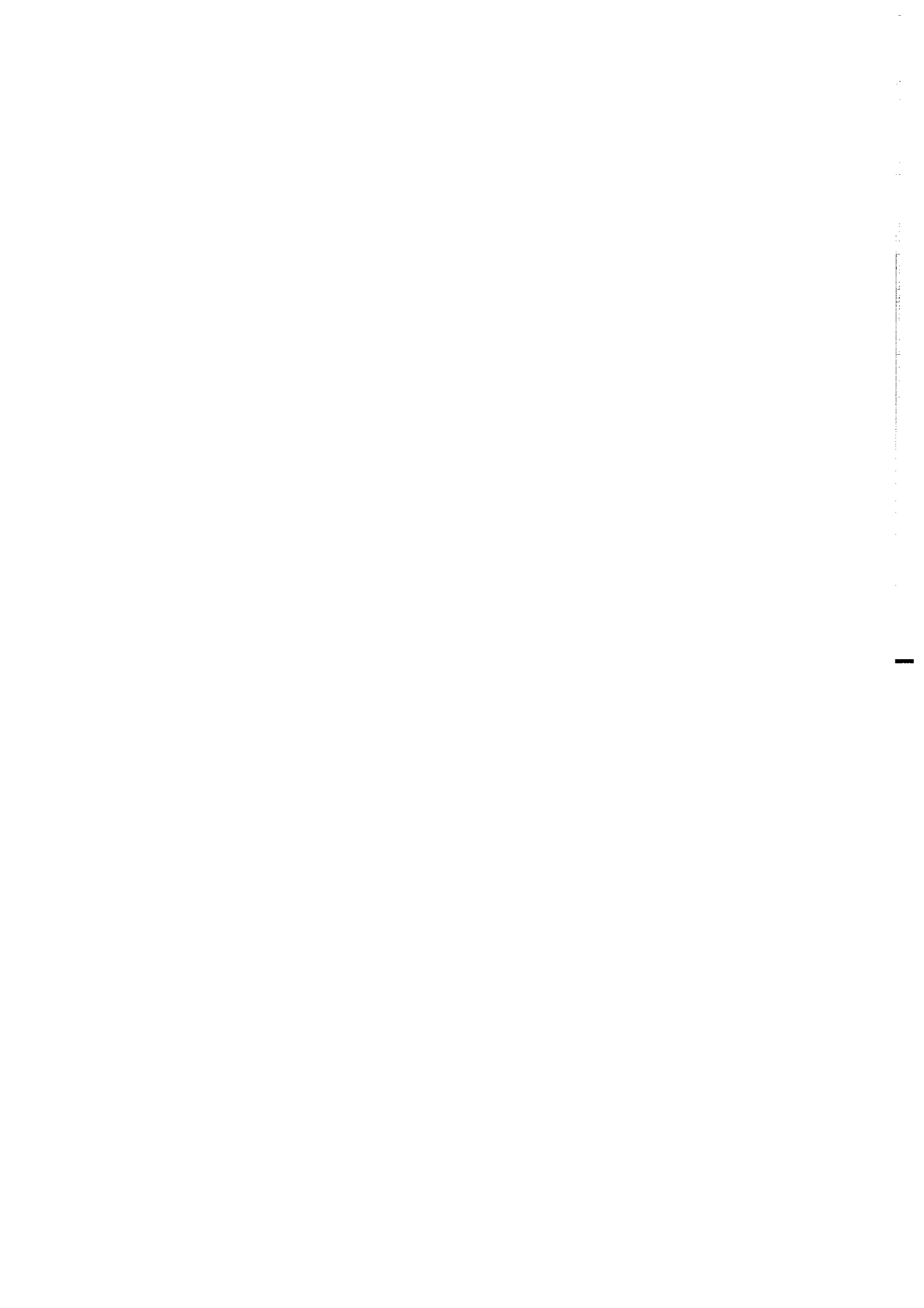
Frais d'envoi : 20,00 F pour le 1er volume par volume supplémentaire : 5,00 F	TOTAL
TOTAL DE LA COMMANDE	

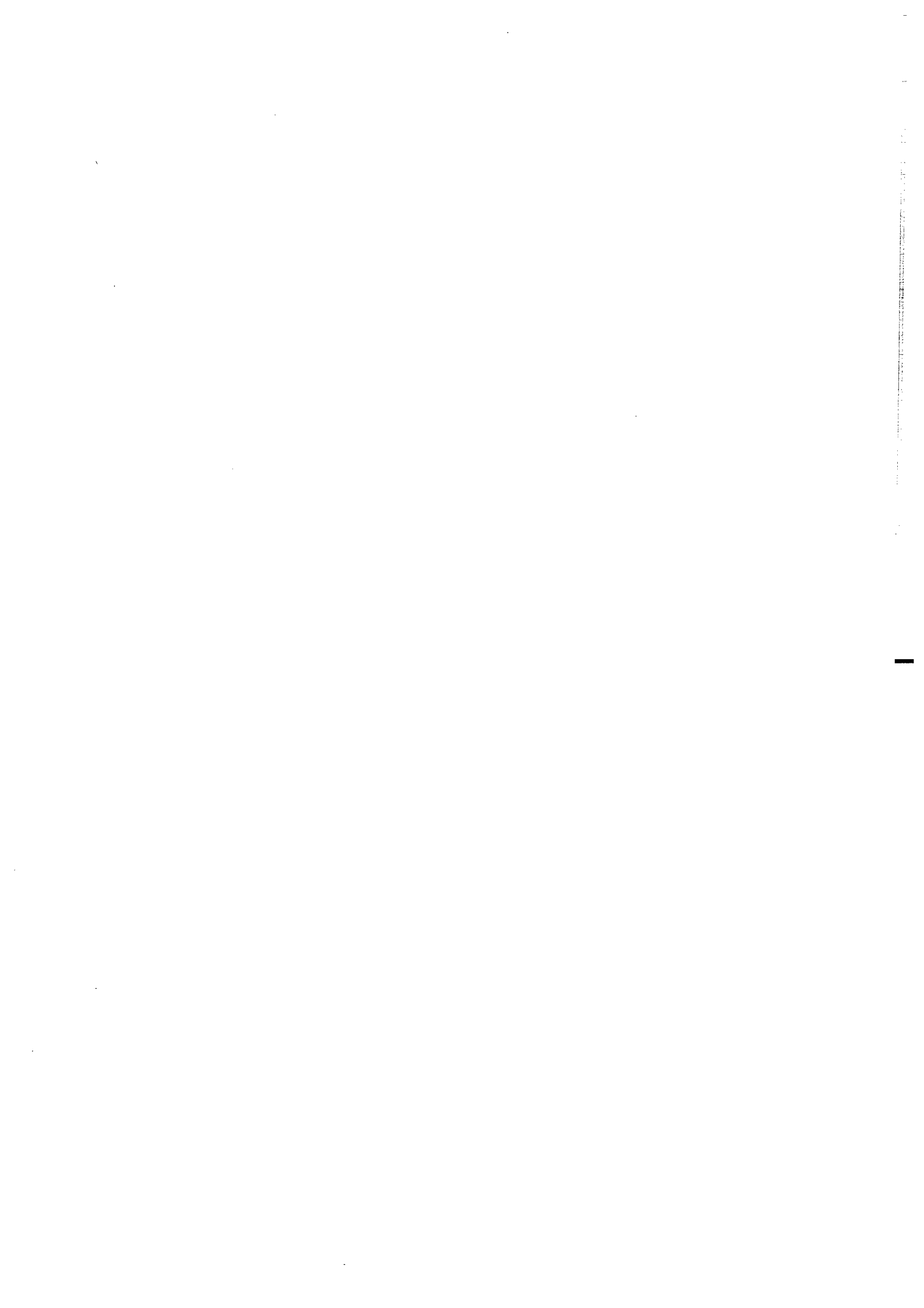


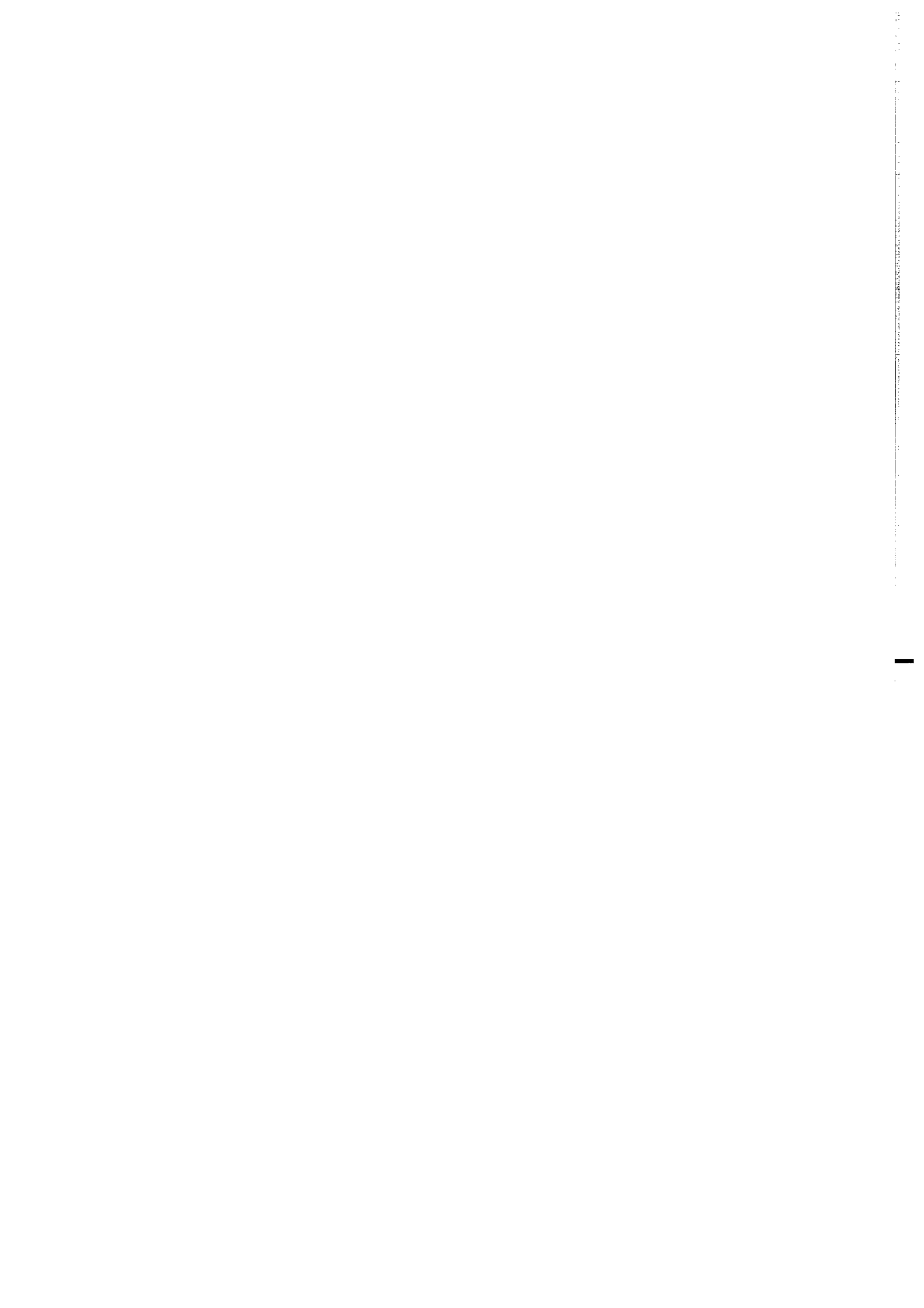
Imprimé à l'Université de Rennes I

Dépot Légal

2ème trimestre 1997







Résumé

Les progrès récents en géologie, et en particulier en stratigraphie génétique, ont permis de mieux appréhender l'étude du remplissage sédimentaire des bassins sur des échelles de temps de quelques centaines de milliers à dizaines de millions d'années, et d'espace de l'ordre de la dizaine à la centaine de kilomètres. Le but de notre travail est la conception d'un modèle déterministe numérique permettant la simulation de ce remplissage sédimentaire.

Trois types de modélisation sont actuellement développées : les modèles géométriques, diffusifs et particuliers. Parmi ces approches, nous avons retenu l'approche diffusif, seule approche permettant la simulation du remplissage des bassins sédimentaires aux échelles de temps et d'espace envisagées. Nous avons ainsi conçu un modèle diffusif, baptisé Dionisos (Diffusion Oriented - Normal and Inverse - Simulation Of Sedimentation).

L'étude de lois utilisées en mécanique des fluides et de leurs enregistrements dans les sédiments sur de grandes échelles de temps et d'espace nous a permis de concevoir une équation de diffusion reliant le flux de sédiments, s'écoulant en chaque point du bassin, à la pente (énergie de l'écoulement de l'eau), au flux d'eau (capacité de transport de l'eau) et à un coefficient de diffusion (efficacité du transport). Afin de simuler le transport de plusieurs lithologies, nous avons de plus défini une couche superficielle d'altération au sein de laquelle s'effectue l'ensemble de ce transport.

Les applications de ce modèle diffusif sur des cas théoriques et sur des cas réels ont montré que ce modèle restitue les implications des concepts de la stratigraphie génétique (partitionnement volumétrique et distorsion des unités génétiques) et les géométries sédimentaires observées. Le modèle est ainsi physiquement et géologiquement cohérent.

Ces applications du modèle Dionisos ont de plus illustré différents retours possibles vers les informations géologiques, tant au niveau des cas théoriques (relation entre bathymétrie et sablosité, évolution de la pente du littoral, ...) qu'au niveau des cas réels (affinement de la définition des bathymétries, ...).

Malgré ces résultats encourageants, il reste cependant différents points à tester, améliorer ou développer, tels que la prise en compte de la dérive littorale et des écoulements turbiditiques, ainsi que la production des carbonates. Ainsi, couplé avec des modèles tectoniques, le modèle Dionisos devrait permettre de mieux appréhender l'influence à diverses échelles des processus tectoniques sur la sédimentation.

Mots Clés:

Modélisation stratigraphique 3D, équation de diffusion, déterminisme, transport des sédiments, stratigraphie génétique, Bassin de Paris, Crétacé inférieur, Bassin de San Juan.

3D stratigraphic modelling, diffusion equation, determinism, sediment transport, genetic stratigraphy, Paris Basin, Lower Cretaceous, San Juan Basin.